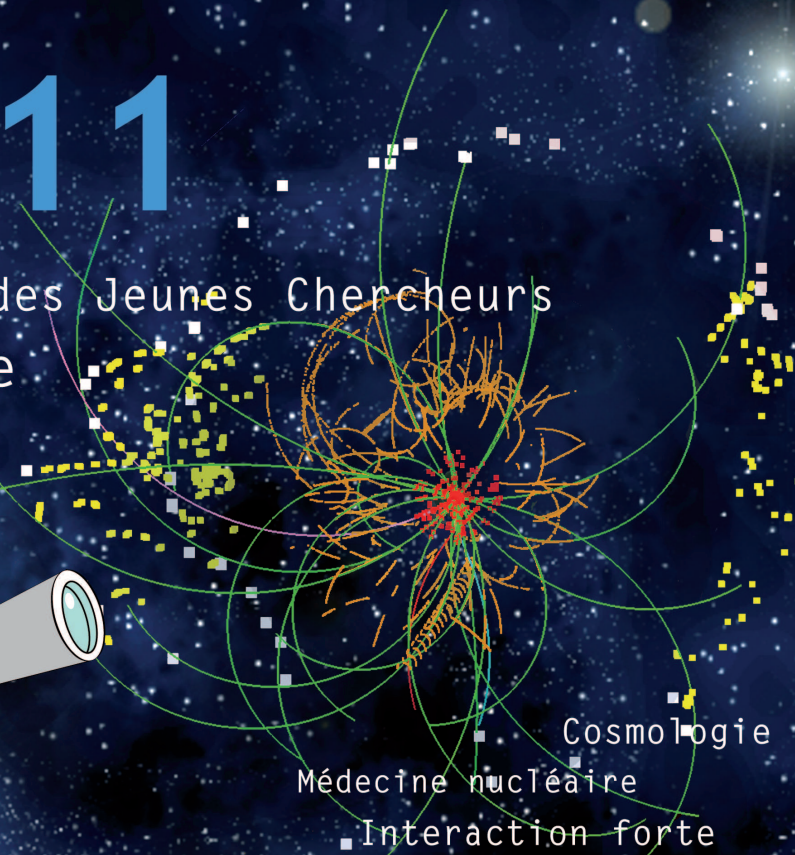


jrjc 2011

Journées de Rencontre des Jeunes Chercheurs
Du 4 au 10 décembre



Cosmologie
Médecine nucléaire
Interaction forte
Physique hadronique
Applications de la physique nucléaire
Astrophysique nucléaire
Astroparticules
Neutrinos
Structure nucléaire
Dynamique nucléaire
Au-delà du modèle standard
Modèle standard électrofaible
Energie nucléaire
Instrumentation

JRJC 2011



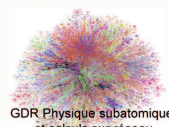
Les Balcons du Lac d'Annecy



Infos et Inscriptions : <http://jrjc2011.free.fr>

Secrétariat :

Isabelle Cossin, LPNHE
cossin@lpnhe.in2p3.fr
Tél: +33 1 44 27 68 95



Avant Propos

Du 4 au 10 décembre 2011 ont eu lieu les journées de Rencontre Jeunes Chercheurs organisées par les divisions "champs et particules" et "physique nucléaire" de la Société Française de Physique (SFP). Elles se sont déroulées aux Balcons du Lac, à Annecy dans le département de Haute Savoie.

51 excellentes présentations de doctorants et coordinateurs de session dans les thèmes traditionnels, astroparticules, cosmologie, modèle standard et au-delà, instrumentation, neutrinos, physique nucléaire et hadronique, ont marqué cette semaine. Ce document comprend l'ensemble des proceedings écrits par les participants.

Le comité d'organisation souhaite remercier la Société Française de Physique pour son soutien logistique. Nos sincères remerciements sont adressés aux instituts et groupes ayant subventionné ces JRJC 2011 : l'IN2P3, le CEA, la FRIF et le GDR Physique subatomique et calculs sur réseau.

Nous souhaitons également remercier Lucile Beck pour sa conférence intitulée "X, UV et particules au service du Patrimoine Culturel".

Le personnel des Balcons n'a pas démerité toute cette semaine et mérite par conséquent toutes nos louanges et nos remerciements !

Finalement nous tenons à remercier l'ensemble des participants qui ont permis à ces JRJC d'être un réel succès à tous les points de vue.

Nous souhaitons une bonne continuation à toutes et tous !

Pierre, pour le comité d'organisation JRJC 2011.

Pierre Barrillon (LAL)
Sébastien Bongard (LPNHE)
Eric Chabert (IPHC)
Sébastien Chabod (LPSC)
Emmanuel Clément (GANIL)
Isabelle Cossin (LPNHE) Secrétariat
Andrea Ferrero (CEA)
Cynthia Hadjidakis (IPNO)
Bruno Khélifi (LLR)

Quelques morceaux choisis de la semaine :

- *Cahier des charges : ne pas détruire l'observatoire Pierre Auger en installant nos antennes.*
- *Peupler la région entre les genoux.*
- *On le connaît pas vraiment, c'est pour ça qu'on l'étudie.*
- *C'est une distribution jolie, elle se comporte bien, elle n'a pas de trucs bizarres.*
- *la matrice CKM, elle veut être unitaire, comme beaucoup de choses en physique des particules.*
- *Maintenant j'ai grandi, je dois être un peu plus politiquement correct*
- *Comme on n'était pas beaucoup, j'ai été nommé expert calorimètre*
- *Alice est assez velue*
- *Alice est sûrement nourrie à la cuisine savoyarde... 16000 tonnes*
- *C'est pas souvent qu'un truc arrive en avance en Italie*



Table des matières

I Astroparticules	9
Karim Louedec : <i>Les Astroparticules – Leur Vie, Leur Oeuvre</i>	11
1.1 Introduction	11
1.2 Les rayons cosmiques chargés	11
1.3 L’astronomie gamma	13
1.4 Conclusion	14
Laurent Basara : <i>Alpha Magnetic Spectrometer 02 : un détecteur de particules sur la Station Spatiale Internationale</i>	15
2.1 Introduction : AMS-02	15
2.2 Corrections appliquées au signal du calorimètre	15
2.3 Calcul généralisé de l’atténuation	17
2.4 Perspectives	18
Guilhem Bernard : <i>Anisotropie du rayonnement cosmique entre 10 GeV et 100 TeV</i>	21
3.1 Un bref rappel sur le rayonnement cosmique	21
3.2 Le modèle de diffusion	21
3.3 La galaxie	21
3.4 Le modèle stationnaire	21
3.5 Anisotropie	22
3.6 Prospectives	24
Jonathan Biteau : <i>H.E.S.S. and the cosmic accelerators called blazars</i>	25
4.1 Moi, j’ai dit blazar... bizarre? Comme c’est étrange... Pourquoi aurais-je dit blazar... bizarre...	25
4.2 Detecting blazars at TeV energies with H.E.S.S.	26
4.3 Constraining blazar modelling with spectral and temporal observables	27
4.4 The next generation of TeV observatories : CTA	28
Mathieu Tartare : <i>Ultra-High Energy Neutrinos at the Pierre Auger Observatory</i>	31
5.1 Abstract	31
5.2 The Ultra-High Energy Puzzle and the Neutrinos	31
5.3 The Pierre Auger Observatory	32
5.4 UHE Neutrino Search	32
5.5 Exposure and limit	33
5.6 Conclusion and perspectives	34
Diego Torres Machado : <i>La radio-détection autonome des rayons cosmiques de haute énergie avec CODALEMA</i>	37
6.1 Introduction et motivations	37
6.2 L’expérience CODALEMA	37
6.3 La caractérisation des radio-interférences (RFI)	38
6.4 Conclusion	40

II	Au-delà du Modèle Standard	41
	Alexandre Zabi : <i>La physique au-delà du Modèle Standard</i>	43
	7.1 Des particules et des interactions	43
	7.2 Du secteur du Higgs à la nécessité d'une nouvelle physique	44
	7.3 Le Modèle Standard a ses limites	45
	7.4 Une extension possible du Modèle Standard : la Supersymétrie	46
	7.5 Unification et symétrie étendue	47
	7.6 Pourquoi des dimensions supplémentaires ?	48
	7.7 Chercher la nouvelle physique	48
	7.8 Conclusion	51
	Simon Akar : <i>Probing the photon helicity: from BABAR to LHCb</i>	55
	8.1 Introduction	55
	8.2 $B\bar{B}$ system in the <i>BABAR</i> experiment	55
	8.3 $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ control channel	56
	8.4 Perspectives	59
	8.5 Conclusion	59
	Nicolas Beaupère : <i>Recherche de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ avec l'expérience CMS</i>	61
	9.1 Les motivations	61
	9.2 L'analyse qualitative	62
	9.3 Etude Statistique (quantitative)	63
	9.4 Les résultats	64
	9.5 Conclusion	64
	Jonathan Da Silva : <i>To connect supersymmetry and dark matter</i>	65
	10.1 Motivations for dark matter and supersymmetry hunting	65
	10.2 The UMSSM	66
	10.3 Conclusion	68
	Grégory Espitalier-Noël : <i>Fine Tuning dans le NMSSM au vu des résultats à 1 fb^{-1} du LHC</i>	71
	11.1 Le Modèle Standard et le critère de naturalité	71
	11.2 La Supersymétrie	71
	11.3 Modèles Supersymétriques	72
	11.4 Analyse du Fine-Tuning	73
	11.5 Conclusion et perspectives	74
	Daniela Paredes : <i>Search for New Physics in events with 4 top quarks in the ATLAS experiment at the LHC</i>	77
	12.1 Introduction	77
	12.2 Four Tops	77
	12.3 Four Tops Analysis	78
	12.4 Conclusion and Outlooks	81
III	Cosmologie	83
	Nicolas Ponthieu : <i>Contexte cosmologique</i>	85
	13.1 Evolution de l'Univers et module du Big Bang	85
	13.2 Cosmologie observationnelle et théorique aux JRJC	86

Flora Cellier-Holzem : <i>Propriétés physiques des Supernovae de type Ia : l'apport des expériences SNLS et SNFactory</i>	87
14.1 Contexte cosmologique	87
14.2 Observations des SNeIa	87
14.3 Identification des SNeIa avec l'expérience SNLS	87
14.4 Confrontation modèles / données	88
14.5 Conclusion	91
Hurier Guillaume : <i>Reconstruction and analysis of the Sunyaev-Zel'dovich effect with Planck</i>	93
15.1 Abstract	93
15.2 Introduction	93
15.3 The ESZ sample	93
15.4 Construction of y maps for internal validation	94
15.5 Properties of the clusters in the ESZ	94
15.6 Summary	95
Mickael Rigault : <i>Local host galaxy properties of type Ia supernovae from the Nearby SuperNovae Factory</i>	97
16.1 Introduction	97
16.2 Data analysis	97
16.3 Fitting emission lines	98
16.4 Results	98
16.5 Conclusion	99
Lilian Sanselme : <i>Cosmologie observationnelle avec le satellite PLANCK : La Réionisation</i>	101
17.1 L'histoire de l'ionisation de l'Univers	101
17.2 Effet des électrons libres lors de la Réionisation sur le CMB	102
17.3 Contrainte sur une histoire complexe	104
IV Instrumentation	107
Matthieu Heller : <i>Introduction à l'Instrumentation</i>	109
18.1 De la théorie à la mesure	109
18.2 Conclusion	110
Samah Abdel Khalek : <i>ALFA - Absolute Luminosity For Atlas</i>	111
19.1 Introduction to the ALFA experiment	111
19.2 Measurement strategy	111
19.3 First physics run and preliminary plots	112
Romain Bonnand : <i>Development of the mirrors for the second generation gravitational waves detector Advanced Virgo</i>	115
20.1 Gravitational Waves and Interferometry detection	115
20.2 Development of the mirror	116
20.3 Conclusion	118
Romain Gaior : <i>EASIER : un détecteur radio à l'observatoire Pierre Auger</i>	121
21.1 Introduction	121
21.2 EASIER : Principe	121
21.3 EASIER MHz	122
21.4 EASIER GHz	123
21.5 Conclusion	124

Nicolas Martin-Burtart : <i>Algorithmes d'analyse spectrale en spectrométrie gamma embarquée</i>	127
22.1 Qu'est-ce que la spectrométrie gamma aéroportée	127
22.2 Basse énergie	128
22.3 Détection d'anomalie	131
22.4 Conclusion	133
V Modèle Standard	135
Pauline Bernat : <i>Introduction à la session Modèle Standard</i>	137
Nadir Daci : <i>Optimisation du déclenchement sur les électrons dans CMS</i>	139
24.1 Collisions et déclenchement	139
24.2 Signaux anormaux	140
24.3 Efficacité de déclenchement	141
24.4 Problème de l'empilement	142
24.5 Conclusion	142
Olivier Davignon : <i>Recherche du boson de Higgs dans le processus de production de fusion de bosons vecteurs et étude du système de trigger de photons avec ATLAS au LHC</i>	145
25.1 Prédictions théoriques	145
25.2 Topologie des événements	145
25.3 Sélection des événements	146
25.4 Le <i>trigger</i> d'ATLAS	147
25.5 Paramétrisation du signal	148
25.6 Incertitudes systématiques	149
25.7 Perspectives d'amélioration	149
25.8 Conclusion	149
Diego Alejandro Roa : <i>Analysis of the Charmless decay $B^0 \rightarrow \rho\pi$ in the LHCb experiment</i>	151
26.1 Introduction	151
26.2 α Trough Charmless Decays	151
26.3 The LHCb detector	152
26.4 Selection of the $B^0 \rightarrow \pi\pi\pi^0$ decay	153
26.5 Results	154
26.6 Conclusion	155
David Sabes : <i>La correction des radiations dans l'état final dans $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$</i>	157
27.1 Introduction	157
27.2 Le LHC et le détecteur CMS	157
27.3 L'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	158
27.4 L'algorithme de récupération des photons FSR	158
27.5 Conclusion	160
Alexandra Martín Sánchez : <i>Vers une mesure de l'angle γ de la théorie CKM via la désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ avec le détecteur LHCb</i>	163
28.1 L'expérience LHCb	163
28.2 Mesure de l'efficacité du premier niveau du <i>trigger</i> hadronique à LHCb	163
28.3 Mesure de l'angle γ du Triangle d'Unitarité de la matrice CKM avec la désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ auprès du détecteur LHCb	165
28.4 Conclusion	167
Maud Schwoerer : <i>Mesure de la section efficace de production de paires de photons au LHC avec le détecteur ATLAS</i>	169
29.1 Introduction	169
29.2 Nettoyage des données	170
29.3 Mesure de section efficace	170

Marthe Teinturier : Recherche du Higgs dans le canal 4 électrons dans ATLAS	173
Heberth Torres : Search for the Higgs Boson in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel with the ATLAS detector	175
31.1 Diphoton sample selection	175
31.2 Background studies	175
31.3 Results and conclusions	177
VI Neutrinos	179
Antoine Cazes : La physique des Neutrinos	181
32.1 L'histoire d'un remède désespéré	181
32.2 Les propriétés du neutrino	181
32.3 À la conquête de l'espace	182
Sophie Blondel : Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino dans les expériences NEMO	185
33.1 Brève histoire du neutrino	185
33.2 La double désintégration β	185
33.3 L'expérience HEIDELBERG-MOSCOW	186
33.4 NEMO3 et SuperNEMO	186
33.5 Les neutrons	186
33.6 Analyse du ^{150}Nd dans le détecteur NEMO3	187
33.7 Conclusion	188
Boutayeb Bouhou : Coincident searches between gravitational waves and high-energy neutrinos with the ANTARES and LIGO/Virgo detectors	191
34.1 Introduction	191
34.2 Joint search with ANTARES, LIGO and Virgo data	191
34.3 Data analysis of 5L-S5/VSR1 data set	192
Laura Zambelli : Utilisation des données de NA61-SHINE pour l'amélioration de la prédiction du faisceau de neutrinos à T2K	195
35.1 T2K et oscillations de neutrinos	195
35.2 Faisceau de neutrinos à T2K	195
35.3 NA61-SHINE : Une expérience d'hadroproduction pour T2K	197
35.4 Conclusions	198
VII Physique hadronique	201
Adrien Besse : A phenomenological study of helicity amplitudes of high energy exclusive lepto-production of the ρ-meson	203
36.1 Introduction	203
36.2 Phenomenological model of the ratios helicity amplitudes	203
36.3 Colour dipole picture for the $\gamma^* \rightarrow \rho$ impact factor at twist 3	204
36.4 Conclusion	205
Alaa Dbeyssi : Proton antiproton annihilation into heavy leptons at PANDA experiment	207
37.1 Introduction	207
37.2 General formalism	207
37.3 Polarization Observables	208
37.4 Numerical results	209
37.5 Conclusion	210

Maxime Guilbaud : <i>Etude de la densité de particules chargées en collisions d'ions lourds dans l'expérience ALICE au LHC</i>	213
38.1 Introduction	213
38.2 Description des propriétés du PQG	213
38.3 Le LHC, sa faisceaulogie et l'expérience ALICE	214
38.4 Mesure de la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité	215
38.5 Conclusion	216
Chi Linh Nguyen : <i>Photon + heavy-flavor jet production at Tevatron and LHC</i>	219
39.1 Introduction	219
39.2 Theoretical point of view and some early results	219
39.3 Conclusion and Outlook	221
Lizardo Valencia Palomo : <i>Quarkonium production in ultra-relativistic heavy-ion collisions with the ALICE experiment at the LHC</i>	223
40.1 Introduction	223
40.2 A Large Ion Collider Experiment	223
40.3 Pb-Pb data analysis	224
40.4 Tracking efficiencies	224
40.5 Results	226
40.6 Conclusions	227
Mohamed Sadek Zidi : <i>Calcul de boucles dans les théories de jauge</i>	229
41.1 Introduction	229
41.2 QCD, théorie de jauge	229
41.3 Difficultés du calcul NLO	229
41.4 Projet Golem	230
41.5 Conclusion	231
VIII Physique nucléaire et Applications	233
Sébastien Chabod : <i>Introduction de session</i>	235
42.1 Introduction	235
42.2 Organisation de la matière nucléaire	235
42.3 Energie nucléaire	236
42.4 Médecine nucléaire	236
Charlotte Amouroux : <i>Measurement of mass yields of the reaction $^{241}\text{Am}(2n,f)$ at the Lohengrin Spectrometer</i>	239
43.1 Motivations	239
43.2 Experimental setup	240
43.3 Data analysis	240
43.4 Conclusion and perspectives	243
Benoît Marchand : <i>Mobilité du xénon dans le dioxyde d'uranium</i>	245
44.1 Contexte de l'étude : le relâchement des gaz de fission	245
44.2 Protocole expérimental	246
44.3 Résultats	247
44.4 Conclusion et perspectives	249
Thomas Sounalet : <i>Dépôt de Ga-Ni obtenu par électrodéposition en milieu chlorure</i>	251
45.1 Introduction	251
45.2 Expériences	251
45.3 Résultats et discussions	252
45.4 Conclusion	254

Première partie
Astroparticules



Les Astroparticules – Leur Vie, Leur Oeuvre

Karim Louedec

*Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie,
UJF-INPG, CNRS/IN2P3, Grenoble, France.*



1.1 Introduction

Le domaine des Astroparticules est un champ de recherche à la croisée de la physique des particules, de l'astrophysique et de la cosmologie. Le terme "astroparticules" désigne les messagers provenant de l'Univers et arrivant sur Terre. Ce domaine a la particularité d'exprimer le lien de plus en plus étroit entre l'infiniment grand (tels que les objets astrophysiques présents dans l'Univers) et l'infiniment petit (telle que l'étude de la structure de la matière).

Les origines du domaine nous ramènent un siècle en arrière avec la découverte en 1912 par Victor Hess (Prix Nobel de Physique en 1936) des rayons cosmiques. Durant les décennies qui suivirent, on assista à la découverte de nouvelles particules telles que le positron en 1932, le muon en 1937 ou le pion chargé en 1947. Jusqu'au début des années 1950, les rayons cosmiques furent la principale méthode pour découvrir de nouvelles particules. Ce n'est que par la suite, avec la création du CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) en 1952, que les accélérateurs de particules remplacèrent les rayons cosmiques comme outil afin d'explorer le monde subatomique.

De nos jours, la physique des Astroparticules tente de répondre principalement à trois grandes questions :

- **quel est le rôle des phénomènes de haute énergie dans l'Univers ?** Pour y répondre, on utilise l'astronomie dite des *nouveaux messagers* avec les rayons cosmiques chargés, les photons de haute énergie, les neutrinos et les ondes gravitationnelles.
- **de quoi l'Univers est-il composé ?** Selon le modèle standard en cosmologie, on ne connaît que 5% de la composition de l'Univers ; le reste se composerait de 25% de matière noire et de 70% d'énergie noire.
- **quelle est la nature de la matière et des interactions fondamentales aux ultimes énergies ?** Les études reposent le plus souvent sur des phénomènes rares pour, par exemple, mieux comprendre les propriétés du neutrino ou bien l'unification des forces.

Ces dernières années ont vu le développement de grandes infrastructures tout autour de la Terre afin d'augmenter considérablement la compétitivité et la

sensibilité des expériences. Cette tendance a vu l'émergence de grandes collaborations internationales, aussi bien pour faire face aux coûts qui explosaient que pour construire de tels projets. Contrairement à d'autres domaines de sciences où les mesures se font la plupart du temps en laboratoire, la recherche en Astroparticules a une véritable originalité dans les techniques de détection et dans la localisation des infrastructures (voir Figure 1.1). On peut aussi bien opérer sur de grandes surfaces désertiques, que dans les océans ou les glaces, ou bien encore sous-terre. Ainsi, même si la recherche en Astroparticules est avant tout destinée à répondre à des questions en physique des particules, en astrophysique ou en cosmologie, elle comporte des relations très étroites avec d'autres domaines de recherche via ses techniques de détection et ses infrastructures. Le lien le plus flagrant est probablement avec la météorologie, l'océanographie et la physique de l'atmosphère. En effet, avec cette diversité d'infrastructures qu'offre la physique des Astroparticules, nous avons à notre disposition des détecteurs uniques au monde pour mieux comprendre notre Terre, sa biodiversité ou son environnement.

Cette introduction à la session présente les trois principaux messagers en Astroparticules, à savoir les rayons cosmiques chargés, les rayons gamma et les neutrinos.

1.2 Les rayons cosmiques chargés

Les rayons cosmiques, composés dans leur grande majorité de protons et de noyaux d'hélium, bombardent sans cesse la Terre. La Figure 1.2 représente le spectre en énergie des rayons cosmiques, i.e. le flux de particules primaires en fonction de leur énergie. D'une incroyable régularité en loi de puissance $E^{-\gamma}$, avec un indice spectral moyen 2.7, il contient néanmoins quelques briures comme les deux *genoux* communément expliqués comme la fin des processus d'accélération des rayons cosmiques par les restes de supernovae galactiques, la *cheville* à 3×10^{18} eV interprétés comme la région de transition entre rayons cosmiques galactiques et extragalactiques et la *coupure* au-dessus de 3×10^{19} eV correspondant à la fin du spectre des rayons cosmiques.

Du point de vue des expérimentateurs, le spectre des rayons cosmiques est généralement divisé en deux par-

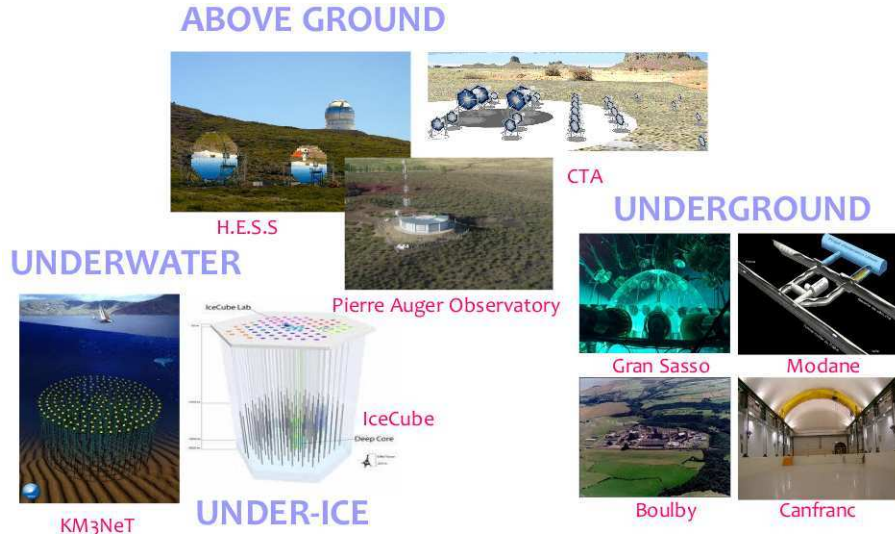


FIG. 1.1 – Liste de quelques expériences d’Astroparticules (extrait de la feuille de route des Astroparticules présentée par l’agence ASPERA en 2011). Ces différentes installations montrent toute la diversité de ce domaine de recherche.

ties. Jusqu’au deuxième genou, i.e. les rayons cosmiques de basse énergie, leur détection est *directe* : les particules sont collectées directement depuis l’espace via des surfaces de détection installées sur satellite ou sur la Station Spatiale Internationale (SSI). En revanche, au-delà du deuxième genou, le flux étant devenu trop faible, de grandes surfaces de collection sont indispensables. Les rayons cosmiques sont donc détectés au sol, après leur entrée dans l’atmosphère : c’est une détection dite *indirecte*.

1.2.1 Les rayons cosmiques de basse énergie

Les rayons cosmiques sont des particules chargées. Ainsi, durant leur propagation de leur source à leur détection, ces particules sont défléchies par les champs magnétiques galactique et/ou extragalactique. Leur direction d’arrivée ne pointe donc pas vers leur source, et l’astronomie ayant pour but de caractériser leur source n’est donc pas possible. En revanche, leur détection directe permet des avantages : une meilleure identification des particules et une meilleure prévision sur leur énergie. C’est exactement le principal but de la collaboration AMS-02, installée le 19 mai 2011 sur la SSI, qui mesure le rayonnement cosmique entre 1 GeV et 1 TeV. **Laurent Basara**, après avoir expliqué brièvement les enjeux de l’expérience, présentera en détails le calorimètre électromagnétique, son étalonnage et son utilisation [1].

Même si les rayons cosmiques ne pointent par leur origine astrophysique, leur parcours dans la galaxie nous renseigne sur cette dernière. Durant leur propagation, par exemple, les rayons cosmiques collisionnent

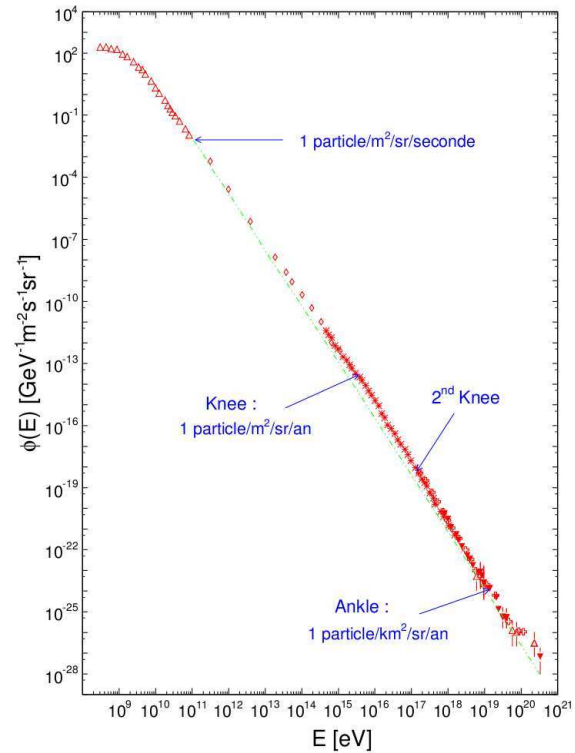


FIG. 1.2 – Spectre en énergie des rayons cosmiques. La ligne en trait pointillé montre un loi de puissance en E^{-3} pour comparaison. Les positions approximatives des genoux et de la cheville sont indiquées par leurs flèches respectives.

avec les noyaux de carbone, azote ou oxygène via le processus de *spallation*. Le mesure des abondances relatives des différents noyaux (du proton au noyau de fer) et des rapports isotopiques (souvent appelés *horloge cosmique*), permettent de mieux contraindre les modèles de propagation et de diffusion des rayons cosmiques dans la galaxie. **Guilhem Bernard** présentera une méthode originale basée sur l'anisotropie du rayonnement cosmique et qui permet de contraindre la distribution des sources astrophysiques des rayons cosmiques [2].

1.2.2 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie

L'origine de la brisure du spectre de rayons cosmiques aux ultimes énergies (voir Figure 1.2) reste inconnue. L'explication la plus répandue pour cette fin de spectre est la coupure dite GZK, du nom des trois physiciens Kenneth Greisen, Georgiy Zatsepin et Vadim Kuz'min. L'année qui suivit la découverte du Fond Diffus Cosmologique (FDC) par Penzias et Wilson, ils prédirent que l'interaction de protons d'extrême énergie avec le FDC devrait produire une coupure dans le spectre des rayons cosmiques aux énergies supérieures à quelques 5×10^{19} eV. De nos jours, cet effet est connu sous le nom d'*effet GZK*.

Du fait de leur très faible flux sur Terre, environ une particule par km^2 et par siècle au-delà de 10^{19} eV, leur détection directe n'est pas possible. Une fois entrés dans l'atmosphère, ils produisent une cascade de particules secondaires. Ce sont ces particules qui, après de successives interactions, arrivent au niveau du sol. L'Observatoire Pierre Auger, situé en Argentine, est le plus grand détecteur de rayons cosmiques jamais construit sur Terre. Il a été conçu pour mesurer les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV. Après trois années en fonctionnement dans sa configuration définitive, plusieurs résultats importants sur ces rayons cosmiques d'ultra-haute énergie ont été publiés. **Mathieu Tartare** résumera ces principaux résultats, avant de s'attarder longuement sur son objet d'étude, les neutrinos d'ultra-haute énergie [3]. En effet, dans le cas où ces neutrinos étaient observés sur Terre, ils fourniraient des informations essentielles sur les processus d'accélération aux sources astrophysiques, ainsi que sur le mécanisme GZK durant leur propagation. Leur point fort étant également leur talon d'Achille, à savoir leur section efficace d'interaction : ils se propagent sur des distances cosmologiques sans être déviés, mais nécessitent un grand volume de détection sur Terre pour être mesurés.

En parallèle aux techniques de détection bien connues et mises en application par exemple à l'Observatoire Pierre Auger, l'expérience CODALEMA (COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas), basée sur le site de l'observatoire de

radioastronomie de Nançay, travaille sur une technique de détection des cascades via leur émission radio. Cette émission radio, dans le domaine de fréquence du MHz, est induite soit par déviation des charges par le champ magnétique terrestre (*l'effet géo-synchrotron*), soit par excès de charges négatives (*l'effet Cherenkov*). **Diego Torres Machado** nous présentera les derniers résultats de la collaboration, puis le challenge des stations autonomes [4]. Il est intéressant de signaler brièvement que d'autres techniques de détection radio, cherchant cette fois-ci à récolter un signal dans la gamme du GHz, sont actuellement testées sur le site Auger avec le projet EASIER, expliqué en détails lors de ces JRJCs dans la session Instrumentation par **Romain Gaior** [5].

1.3 L'astronomie gamma

Le grand intérêt des messagers *photon*, contrairement aux rayons cosmiques, est qu'ils ne sont pas déviés durant leur propagation par les champs magnétiques. L'astronomie gamma est souvent définie comme l'astrophysique des hautes énergies, s'étendant des rayons X, autour de 100 keV, jusqu'aux rayons gamma à 100 TeV. Les premières observations remontent aux années 1970, avec les satellites SAS-2 et COS-B qui sondèrent les rayons gamma de 100 MeV à quelques GeV. Puis, dans les années 1990, le télescope EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) révéla l'existence d'un fond diffus du rayonnement gamma de haute énergie, produit par interaction des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire. Un catalogue d'environ 300 sources gamma de haute énergie fut également publié. Le satellite Fermi, toujours en activité aujourd'hui, est le digne successeur de ce télescope.

Afin de répondre aux questions entourant les processus d'accélération dans les objets astrophysiques, il est indispensable de pousser l'exploration dans les domaines des très hautes énergies, autour du TeV et au-delà. A ces énergies-là, le flux des rayons gamma est devenu trop faible. Il est donc nécessaire de concevoir des détecteurs au sol afin d'augmenter la surface de collection. Comme dans le cas des rayons cosmiques, les photons gamma de très haute énergie pénètrent dans l'atmosphère en créant une cascade de particules, principalement composée d'électrons, positrons et photons. Leur propagation dans l'air se faisant à une vitesse plus vite que celle de la lumière, les particules chargées émettent un rayonnement Cherenkov : une zone d'environ 250 m de diamètre est ainsi éclairée au sol.

Une multitude d'expériences sont actuellement en phase d'acquisition de données sur Terre afin de sonder le spectre en énergie d'environ 5 GeV à quelques centaines de TeV (voir Figure 1.3). Typiquement, deux catégories d'observatoires sont proposées : les détecteurs récoltant la lumière Cherenkov qui opèrent générale-



FIG. 1.3 – Liste des principales expériences d’astronomie gamma au sol. L’expérience CANGAROO-III, basée en Australie et terminée depuis début 2011, n’est pas représentée sur cette carte. A basse énergie, autour du GeV, où le flux de photons est plus élevé, le satellite Fermi continue de prendre des données.

ment par imagerie (HESS, MAGIC, VERITAS), et ceux mesurant directement au niveau du sol les particules issues de la cascade et qui couvrent généralement tout le ciel (MILAGRO, HAWC, ARGO-YBJ).

Jonathan Biteau nous présentera en détails l’expérience HESS à laquelle il participe depuis le début de sa thèse. Puis, il nous expliquera en détails les enjeux de l’identification des sources astrophysiques extragalactiques. En effet, toutes les sources de rayons gamma de haute énergie ne se trouvent pas dans la galaxie. Depuis les premières sources détectées dans les années 1990, environ cinquante sont à présent recensées dans la gamme du TeV. La majorité d’entre elles sont des noyaux actifs de galaxie, i.e. des galaxies abritant en leur centre un trou noir de plus d’une centaine de millions de masses solaires et éjectant de gigantesques jets de plasma relativistes via des processus d’accrétion de matière. Dans le cas où l’axe des jets est proche de la ligne de visée, le noyau actif est appelé un *blazar*.

1.4 Conclusion

Lors de cette session Astroparticules aux JRJCs’11, nous avons pu voir un joli panel de ce qui se fait actuellement dans le domaine. Les rayons cosmiques, avec la lancement récent d’AMS-02, nous fournira des mesures de référence pour les rayons cosmiques de basse énergie. Ces résultats seront les premiers tests de validité des modèles théoriques décrivant la propagation ou la diffusion des rayons cosmiques dans la galaxie. A plus haute énergie, des expériences comme l’Observatoire Pierre Auger laissent encore de grandes interrogations sur l’origine de ces particules. L’avenir est peut être dans la radio? En tout cas, c’est dans cet optique que des expériences comme CODALEMA tentent de mieux comprendre les processus d’émission radio dans

les gerbes de particules. Du côté de l’astronomie gamma de très haute énergie, avec l’accumulation du nombre de sources extragalactiques détectées, il sera bientôt possible de mieux contraindre les modèles d’accélération dans les sources astrophysiques. C’est tout l’enjeu des prochaines années, avec notamment le grand réseau au sol CTA (Cherenkov Telescope Array).

Remerciements

Je tiens à remercier les organisateurs des JRJCs pour cette semaine toujours aussi sympathique, entre revue de la physique à l’IN2P3 et détente au coin du feu. Egalement, et cette fois-ci en tant que coordinateur, j’aimerais remercier le "Boys Band" des Astroparticules qui a bien "représenté" cette année.

Références

- [1] L Basara, *AMS-02 : un détecteur de particules sur la Station Spatiale Internationale*, in these proceedings.
- [2] G Bernard, *Anisotropie du rayonnement cosmique entre 10 GeV et 100 TeV*, in these proceedings.
- [3] M Tartare, *Ultra-high energy neutrinos at the Pierre Auger Observatory*, in these proceedings.
- [4] D Torres Machado, *La radio-détection autonome des rayons cosmiques de haute énergie avec CODALEMA*, in these proceedings.
- [5] R Gaior, *EASIER, un détecteur radio à l’Observatoire Pierre Auger*, in these proceedings.
- [6] J Biteau, *HESS and the cosmic accelerators called blazars*, in these proceedings.

Alpha Magnetic Spectrometer 02 : un détecteur de particules sur la Station Spatiale Internationale

Laurent Basara

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules
Université de Savoie - CNRS / IN2P3 BP 110, F-74941
Annecy-le-Vieux Cedex, France



Résumé

L'étude des spectres en énergie des rayons cosmiques bombardant la Terre permet de déterminer des propriétés astrophysiques telles que la composition de la matière noire. Cette étude passe par l'utilisation d'instruments opérant au-delà de l'atmosphère terrestre. AMS-02 est un instrument permettant de déterminer avec une précision jamais atteinte la composition de ces rayons cosmiques et leurs spectres en énergie. Chacun de ses sous-détecteurs nécessite cependant un important travail préliminaire de calibration. Nous montrons comment l'utilisation des MIPs (Minimum Ionising Particles) a permis d'améliorer deux des facteurs de correction appliqués au calorimètre électromagnétique d'AMS-02, permettant une meilleure précision sur la mesure de l'énergie, et nous indiquerons les principaux jalons séparant cette première étape de la détermination finale des spectres en énergie.

2.1 Introduction : AMS-02

2.1.1 Le détecteur

La Terre est en permanence bombardée, depuis l'espace, par des rayons cosmiques, vis-à-vis desquels l'atmosphère se comporte comme un calorimètre, qui créera des gerbes atmosphériques. Au sol subsisteront essentiellement des muons de plus faible énergie. L'étude précise des propriétés de ces rayons cosmiques (composition et spectre en énergie) est donc délicate depuis le sol. Il faut donc, pour s'affranchir de ces effets, nous placer au-delà de l'atmosphère, ce qui est réalisé avec des ballons, comme CREAM [1], ou des satellites.

L'expérience AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer 02) est de ces dernières. Lancée le 16 mai 2011 sur la navette STS-134, elle est depuis le 19 mai 2011 placée sur la Station Spatiale Internationale (ISS) depuis laquelle elle fournit des données. AMS-02 se compose de cinq sous-détecteurs : un détecteur à radiation de transition (TRD) afin d'identifier positons et électrons ; un temps de vol (TOF) afin de déterminer la vitesse des particules, et de préciser leur charge et énergie ; un trajectographe en silicone (déterminer charge et moment) ; un détecteur Cherenkov en anneau (RICH)

(charge et énergie) ; et enfin, un calorimètre électromagnétique (ECAL) (énergie des électrons, protons, et photons).

Le calorimètre ECAL a en partie été conçu au LAPP et, pour cette raison, constitue le principal sous-détecteur utilisé pour les résultats qui vont suivre.

2.1.2 Quelle physique avec AMS-02

La figure 2.1 représente le spectre en énergie des principaux rayons cosmiques pour une énergie autour du GeV. Quelle que soit la particule, le flux est décroissant en énergie avec une puissance de l'ordre de $2 - 3 \cdot 10^{-3}$, et, au-delà de quelques TeV, insuffisant pour fournir des informations significatives. En-dessous de 100 MeV, la modulation solaire limite la statistique. On note que le flux est dominé par les protons (88%), suivis par l'Helium (9%), les noyaux plus lourds représentant environ 1% du flux. Les électrons comptent pour environ 1%, et les positons 0.1%, qui sont essentiellement des produits secondaires.

PAMELA, une expérience précédente, a trouvé en 2011 dans le rapport $e^+/(e^+ + e^-)$ une bosse (voir fig 2.2 et [2]) qui pourrait indiquer une composante additionnelle de matière noire, mais avec une précision insuffisante pour être concluante. On voit donc à quel point il est crucial de déterminer précisément ce rapport $e^+/(e^+ + e^-)$. En plus de la statistique qui sera fournie par AMS-02, deux sources de confusion doivent être considérées : confusion entre positons et protons, qui ont la même charge, ces derniers étant dix mille fois plus nombreux, et entre positons et électrons (même masse, charge opposée, rapport de flux de un à dix).

2.2 Corrections appliquées au signal du calorimètre

2.2.1 Le calorimètre électromagnétique

La collection de lumière au sein du calorimètre électromagnétique est effectuée par des fibres plomb/silicium. Celles-ci sont organisées en dix-huit couches, au sein de chacune desquelles les fibres sont parallèles. La lumière est collectée à l'extrémité des fibres par des photomultiplicateurs (PMs). Chaque PM

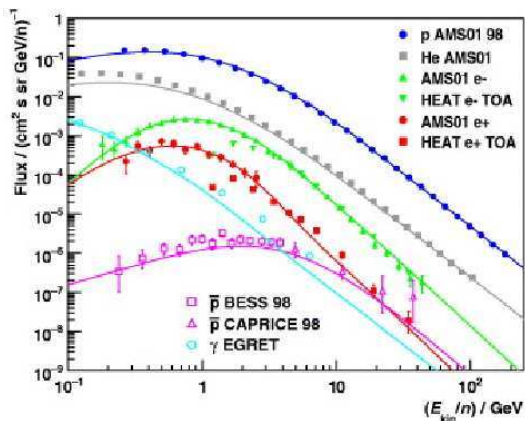


FIG. 2.1 – Spectre des principaux composants des rayons cosmiques vus par différentes expériences d’astroparticules.

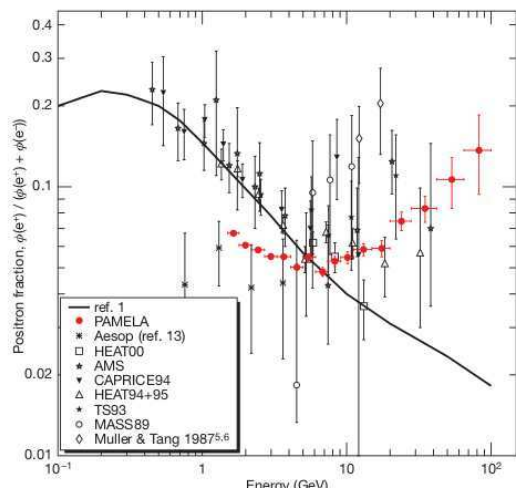


FIG. 2.2 – Détail du rapport $e^+/(e^+ + e^-)$ vu par PAMELA [2]. On notera la composante additionnelle en positons (bosse).

se compose de quatre anodes (deux verticalement, et deux horizontalement) dont chacune recueille la lumière d’une et une seule fibre. Les couches sont donc groupées deux par deux, pour lesquelles les fibres sont parallèles ; on parlera de supercouche. Deux supercouches consécutives sont disposées perpendiculairement, afin d’assurer la reconstruction en trois dimensions de la gerbe (les fibres prises individuellement ne fournissent pas d’information quant au point d’impact). Chaque couche contient 36 PMs alternés à l’une ou l’autre extrémité des fibres (pas de zones mortes), soit 72 anodes (cellules). La figure 2.3 représente trois de ces supercouches avec les PMs associés. Le calorimètre a pour dimensions totales $65 \times 65 \times 17\text{cm}^3$, soit une profondeur de 17 longueurs de radiation.

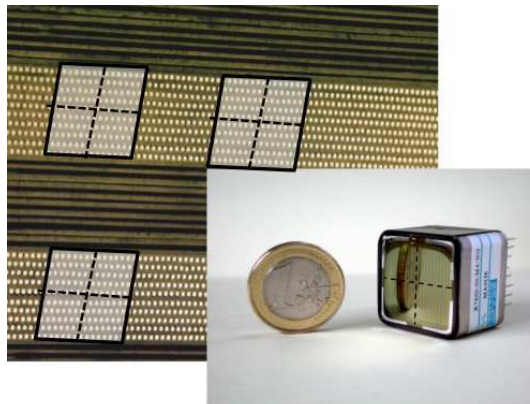


FIG. 2.3 – Vue latérale de plusieurs supercouches du calorimètre. Sont représentés visuellement les emplacements de quelques photomultiplicateurs, et en encart une photographie de l’un d’entre eux.

Les PMs recueillent un signal brut proportionnel au nombre de photons reçus, mais auquel un certain nombre de corrections doivent être appliquées afin de reconstruire l’énergie effectivement reçue. Nous nous focaliserons sur deux d’entre elles :

- corrections d’atténuation : le signal reçu subit des pertes fonction de l’éloignement du point d’impact à l’anode.
- corrections d’égalisation : les photomultiplicateurs doivent être intercalibrés entre eux afin que leurs réponses soient identiques.

2.2.2 Jeux de données disponibles

Trois principaux jeux de données nous ont permis de calculer ces corrections :

- Tout d’abord, des tests faisceaux au CERN, l’énergie des particules (hadrons et électrons) étant connue et calibrée. En 2007, les tests furent effectués avec le seul calorimètre électromagnétique, et en 2010 avec l’ensemble du détecteur AMS-02.
- Ensuite, des tests au sol avec les rayons cosmiques (essentiellement des muons) interagissant avec le détecteur.
- Enfin, les données recueillies par le détecteur depuis son installation sur la station ISS en mai 2011. Début décembre 2011, neuf milliards d’événements avaient été reconstruits.

2.2.3 Le MIP comme outil de calibration

Un MIP (Minimum Ionising Particle) est une particule n’ayant interagi que par ionisation avec le calorimètre. Celui-ci ayant une profondeur d’une longueur

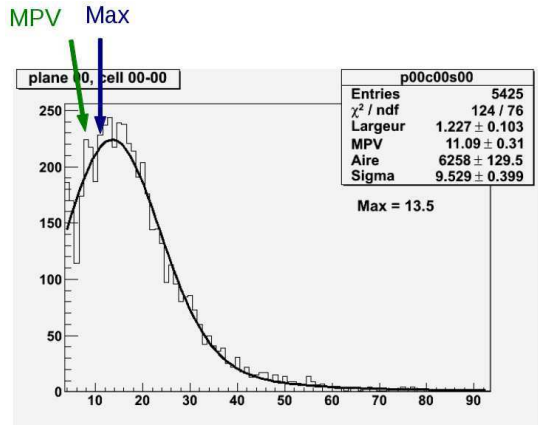


FIG. 2.4 – Distribution de l’énergie d’une cellule en coups d’ADC et paramètres retenus.

d’ionisation, 50% des noyaux seront des MIPs par définition. Ceux-ci créent une trace rectiligne dans le calorimètre. Les MIPs obliques subissent une dispersion en énergie ; afin de calibrer au mieux l’énergie déposée, nous effectuons une sélection pour ne garder que les traces purement verticales (au détriment de la statistique).

La figure 2.4 montre la distribution de l’énergie déposée dans une cellule du calorimètre en coups d’ADC. La fonction d’ajustement est la convolution d’une fonction de Landau (théorie) par une gaussienne (dispersion). Deux paramètres retiendront notre attention : le MPV (Most Probable Value), l’un des paramètres d’ajustement de la Landau, et le maximum de la courbe, calculé a posteriori une fois l’ajustement réalisé. Nous gardons par ailleurs trace de la statistique dans chaque cellule et du χ^2 .

2.2.4 Egalisation

Chaque cellule possède donc une valeur du paramètre "maximum" donnée. La distribution des maxima en fonction des cellules est une gaussienne représentée figure 2.5. Nous définissons la dispersion des maxima comme le rapport entre l’écart-type et la moyenne de cette distribution, l’objectif étant de la réduire. Pour ce faire, l’énergie déposée dans chaque cellule est pondérée par $1/\max_{\text{cellule}}$: c’est la correction d’égalisation.

2.2.5 Atténuation

La lumière collectée dans la fibre est fonction de la distance au PM du point d’impact. Ce dernier est déterminé à partir des couches adjacentes perpendiculaires à la couche considérée, et dont les cellules touchées fournissent par interpolation le point d’impact. Le profil d’atténuation correspondant, représenté figure 2.6, est

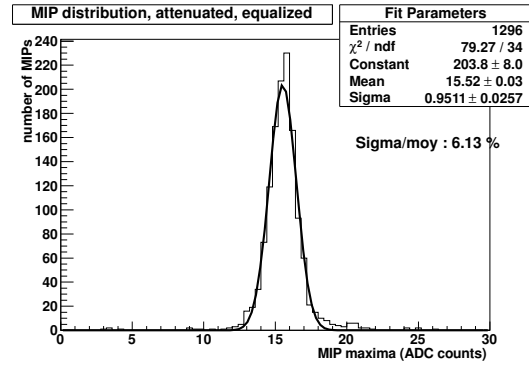


FIG. 2.5 – Distribution des maxima de l’ensemble des 1296 cellules du calorimètre et ajustement gaussien correspondant.

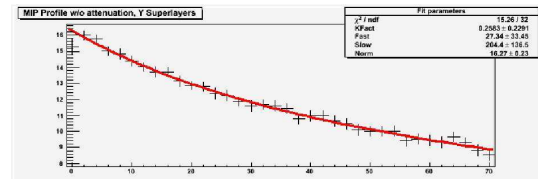


FIG. 2.6 – Profil de l’atténuation (en coups d’ADC moyens) dans une cellule en fonction de la distance (en nombre de cellules) au PM.

caractérisé par la formule suivante :

$$Att(X) = N \left[k \exp\left(\frac{-X}{\text{fast}}\right) + (1 - k) \exp\left(\frac{-X}{\text{slow}}\right) \right]$$

où X est la distance au PM en cellules, (1 cellule \approx 0.9 cm), et N un facteur de normalisation tel que l’atténuation vaille 1 au milieu de la fibre. En supposant les cellules homogènes, et en faisant la moyenne sur l’ensemble d’entre elles, on trouve $k \approx 0.17$, $\text{slow} = 286.30$ et $\text{fast} = 12.11$, voir [4].

2.3 Calcul généralisé de l’atténuation

2.3.1 Calcul par projection selon les axes X et Y

Les ordres de grandeur des dispersions sont de 21% avec les hautes tensions primaires (sans égalisation ni atténuation), 19% avec les atténuations seules, 8% avec les égalisations seules (que nous avons recalculées) et 6% avec les atténuations et égalisations. Quelques indices donnaient à penser que l’hypothèse d’homogénéité des fibres préalable au calcul de valeurs uniques des co-

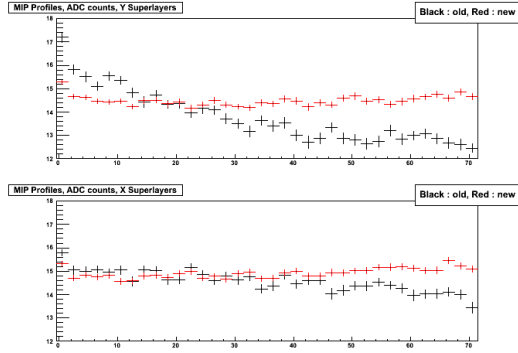


FIG. 2.7 – Profils d’atténuation moyennés en X et Y avec correction globale (en noir) et sur chacun des axes (en rouge); on note la nette amélioration (redressement) en Y.

efficents d’atténuation pour chaque cellule était erronée et nous avons séparé les calculs de dispersion selon les axes X et Y du calorimètre. Elles étaient respectivement de 5.2 % et 6.1 %. Nous nous sommes donc demandés s’il n’était pas envisageable de calculer des valeurs de coefficients d’atténuation différentes pour les deux axes; la figure 2.7 présente les résultats obtenus avec des coefficients globaux (noir) et projetés (rouge). On voit une nette amélioration (redressement de la courbe) pour l’axe des Y (le plus dispersé initialement).

2.3.2 Généralisation par couche

Avec les statistiques disponibles sur la station, il est rapidement apparu nécessaire de déterminer des valeurs d’atténuation par supercouches. Pour ce faire, chaque cellule a été divisée en n segments, S_1, \dots, S_n , S_1 étant le plus proche du PM. Les segments S_1 de deux PMs successifs sont donc situés à l’opposé l’un de l’autre (alternance des PMs). Chaque segment a été ajusté par une fonction de Landau convoluée avec une gaussienne, et, pour des raisons statistiques, pour chaque couche, a été tracé un graphique dont chaque bin B_k était constitué de la moyenne de l’ensemble des 72 segments S_k de cette couche.

La fonction d’atténuation a donc été reproduite pour chacune des neuf supercouches, et de nouveaux paramètres d’atténuation, cette fois par supercouche, ont été calculés. La figure 2.8 représente les courbes d’atténuation par axe (en rouge) et par couche (en bleu). On voit l’importance, pour l’axe des Y, de prendre en compte des paramètres par supercouche. Ces nouveaux paramètres sont désormais implémentés dans le logiciel de reconstruction de la collaboration.

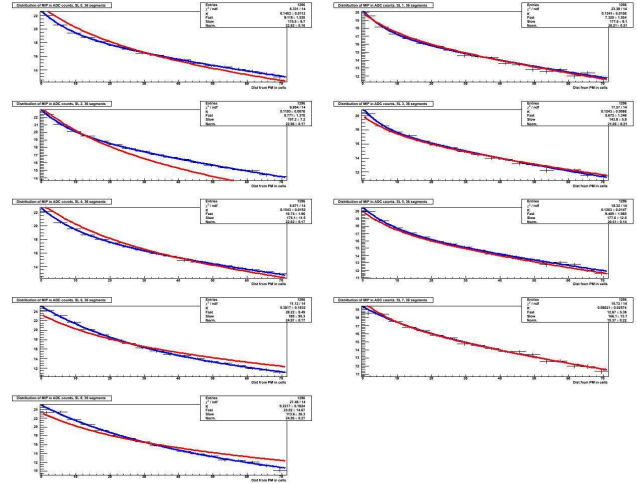


FIG. 2.8 – Profils d’atténuation par supercouche et fonctions d’ajustement correspondantes (en bleu). Est superposée, en rouge, la fonction précédemment calculée par axe.

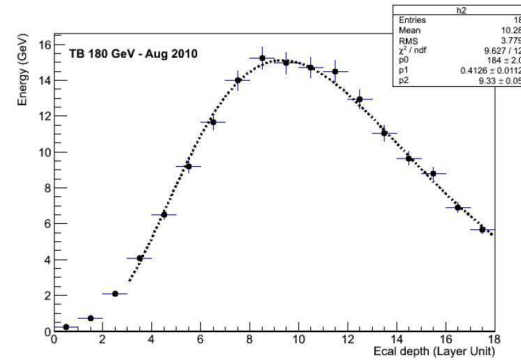


FIG. 2.9 – Distribution de l’énergie d’une cellule en coups d’ADC et paramètres retenus.

2.4 Perspectives

Depuis le lancement d’AMS-02 sur l’ISS, aucun problème dans la collection de lumière et la reconstruction des données n’a été constaté. Reste cependant un important travail à fournir sur l’identification des particules. Une des premières étapes consiste à étudier le profil longitudinal (distribution de l’énergie en fonction des couches) des gerbes, représenté fig. 2.9, dont le maximum varie comme $\log(E)$. L’accent est mis sur l’étude de l’accord des données entre le sol et l’espace.

L’étape suivante sera l’optimisation de la discrimination entre électrons et positons. Pour ce faire, une analyse multivariée (via TMVA [5]) est effectuée. Le travail consistera à définir de nouvelles variables discriminantes plus pertinentes afin d’optimiser l’identification et la réjection des particules. Une étude a égale-

ment été menée pour définir des domaines en énergie différents.

L'accent sera ensuite mis sur les calculs d'acceptance afin de remonter aux flux réels des particules traversant le détecteur. L'acceptance est complexe à calculer dans la mesure où elle doit tenir compte de paramètres tels que le champ géomagnétique, la position du détecteur... L'objectif étant la normalisation des spectres, notamment la fraction positonique ($e^+/(e^+ + e^-)$).

Une dernière partie consistera à interpréter les spectres trouvés, notamment en termes de matière noire.

Références

- [1] S Wakely *et al.*, *First measurements of cosmic-ray nuclei at high energy with CREAM*, Advances in Space Research **42** (2008) 403–408.
- [2] O Adriani, G Barbarino *et al.*, *An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5 – 100 GeV*, Nature **458** (2009) 607–609.
- [3] P Picozza, R Sparvoli and PAMELA Collaboration, *Understanding cosmic rays and searching for exotic sources with PAMELA*, Astrophysics and Space Sciences Transactions **7** (2011) 85–91.
- [4] C Goy, S Rosier-Lees and AMS Collaboration, *The AMS calorimeter performance studies with the 2007-Test Beam Data*, AMS-2008-07-01 (2008).
- [5] A Hoecker, P Speckmayer *et al.*, *TMVA – Toolkit for Multivariate Data Analysis*, arXiv :physics/0703039 (2009).

Anisotropie du rayonnement cosmique entre 10 GeV et 100 TeV

Guilhem Bernard

*Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de physique Théorique,
Université de Savoie, CNRS/IN2P3, France.*



Les dernières mesures de l'anisotropie du rayonnement cosmique [1, 2] ont permis de mettre en évidence des structures à grande échelle dans les cartes de flux de protons cosmiques. Elles révèlent la présence d'une zone de déficit de flux correspondant à une anisotropie de 10^{-3} . D'autre part, l'évolution de ces structures en fonction de l'énergie n'est pas en accord avec les modèles usuels de propagation du rayonnement cosmique, ces derniers prévoyant une croissance très forte de l'anisotropie en fonction de l'énergie. Or, à partir du TeV, l'anisotropie a tendance à décroître et même disparaître à 100 TeV. Nous allons dans cette étude tenter de remédier à ce problème en étudiant deux hypothèses : un effet dû à une propagation locale différente ainsi qu'une anisotropie due à la distribution de sources. Cet effet semble pouvoir expliquer les observations actuelles.

3.1 Un bref rappel sur le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est constitué de protons, noyaux, électrons, positrons, et s'étale sur 12 décades en énergie. On s'intéresse ici à une région allant du GeV jusqu'à la centaine de TeV. A ces énergies, le flux de rayonnement cosmique est dominé par les protons à 90%, suivi par les noyaux d'hélium. Pour cette raison, nos modèles se focalisent sur les protons. En deçà de 10^6 GeV on considère que le rayonnement est dominé par une composante galactique, au-delà nous ne connaissons pas de phénomène assez énergétique dans la galaxie pour accélérer les particules à des énergies suffisantes. Les protons sont accélérés par les restes de supernovae (appelés SNR), étant parmi les seuls phénomènes les plus énergétiques, avec une énergie dégagée de l'ordre de 10^{51} ergs.

3.2 Le modèle de diffusion

Les études de Magnéto Hydro-Dynamique (MHD) de la propagation de particules chargées dans un plasma turbulent montrent que ces particules diffusent sur les inhomogénéités du champ magnétique [3]. Cette diffusion résulte de l'interaction résonnante entre particules et perturbations du champ magnétique. Pour

comprendre ce mécanisme, précisons d'abord que l'on décrit la turbulence par un spectre de puissance. Il en résulte que l'on trouve des turbulences de toute échelle de longueur. L'interaction résonnante a lieu lorsqu'une particule chargée rencontre une turbulence qui est de l'ordre de grandeur spatiale de son rayon de Larmor. En faisant des hypothèses simplificatrices sur la nature et l'amplitude de la turbulence, on peut montrer qu'on peut décrire le mouvement de ces particules par une équation de diffusion. Ce phénomène est caractérisé par un coefficient de diffusion appelé K . Il existe une paramétrisation possible et élégante de ce coefficient :

$$K = K_0 \beta R^{\delta_s} \quad (3.1)$$

avec R la rigidité de la particule en gigavolts ($R = p/Z$), cette forme contenant deux paramètres libres, ce qui permet de faire des prédictions fortes. Les paramètres K_0 et δ_s contiennent les informations sur le spectre de turbulence et sur l'amplitude de ces turbulences.

3.3 La galaxie

Pour une résolution simple des équations de diffusion, nous ramenons la galaxie à une géométrie simple. On considère que c'est un cylindre comportant deux zones (fig. 3.1) : la zone II, un disque contenant toute la matière baryonique (astres et poussière), et les zones I et III, englobant la première, représentant l'étendue spatiale du champ magnétique galactique. Cette géométrie est définie par trois grandeurs caractéristiques : le rayon de la galaxie R , la hauteur du disque de matière h et l'étendue du halo magnétique L . L'influence de chacun de ces termes dépend de l'espèce étudiée et des paramètres de propagation. Dans le cas de l'anisotropie, ces paramètres ont en fait un impact assez faible sur les cartes du ciel. Le halo magnétique permet de confiner les particules dans la galaxie. Celles qui quittent le halo sont considérées comme échappées.

3.4 Le modèle stationnaire

Le modèle stationnaire résout l'équation de diffusion dans la galaxie en considérant la variation du nombre de protons cosmiques dans la galaxie constante au cours

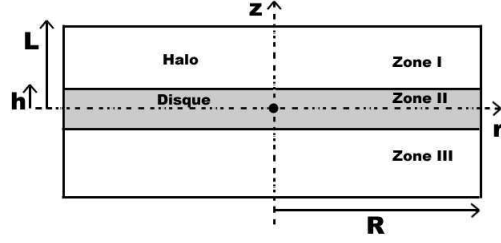


FIG. 3.1 – Dimensions de la galaxie.

du temps. Cette hypothèse est corroborée par les études de radionucléides présents dans les astéroïdes écrasés sur Terre durant les 10⁹ dernières années, ce flux de cosmique est resté constant dans la galaxie à un facteur 2 près [4].

Plusieurs phénomènes physiques autre que la diffusion pure sont pris en compte pour la description de la propagation : on introduit un vent de convection V_c généré par l'activité stellaire qui éjecte les particules hors du disque de matière. Ce phénomène est important à des énergies de l'ordre du GeV ou moins. On prend en compte également les réactions nucléaires, particulièrement la spallation.

Nous devons introduire un terme source dans les équations, décrivant les zones d'accélération de protons cosmiques dans la galaxie. Ces sources sont des restes de supernovae. Cependant, le nombre de SNR observées dans la galaxie est beaucoup plus faible que le nombre théorique. D'autres objets, les pulsars, détectés plus massivement, ne sont pas accélérateurs de protons cosmiques au GeV mais ils sont créés dans les SNR, donc leur distribution corrobore celle des SNR et est mieux connue. Nous utilisons donc une distribution de pulsars. Nous travaillons ici avec la distribution de Yusifov et Küçük [5].

L'équation codant la propagation est la suivante :

$$\frac{\partial^2 N(r,z)}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) N(r,z) - \frac{V_c}{K} \frac{\partial N(r,z)}{\partial z} = \left(-\frac{q_r(r)}{K} + \frac{h\Gamma}{K} N(r,z) + 2\frac{V_c}{K} N(r,z) \right) \delta(z) \quad (3.2)$$

Et le flux est donné par :

$$\Phi = \frac{v}{4\pi} q(E) N \quad (3.3)$$

où $q(E)$ est le spectre d'injection en énergie à la source. Sa résolution n'est pas détaillée ici et est faite de manière semi-analytique. Cette équation est la clé de voûte de nombreux travaux dans le domaine et a permis notamment de retrouver les rapports de B/C pour contraindre les paramètres de propagation [6].

3.5 Anisotropie

Cette étude ne porte pas sur le flux lui-même mais sur son anisotropie. On observe au TeV une anisotropie de l'ordre de 10^{-3} . On appelle généralement *anisotropie* l'anisotropie dipolaire définie par :

$$\delta_{dip} = \frac{\Phi_{\max} - \phi_{\min}}{\Phi_{\max} + \Phi_{\min}} \quad (3.4)$$

$$\delta_{dip} = \frac{3K}{c} \frac{1}{N} \left| \vec{\nabla} N \right| \quad (3.5)$$

La valeur de δ_{dip} décrit en fait l'écart du flux à la valeur moyenne le long d'une direction donnée. On peut retrouver les deux formules précédentes à l'aide des harmoniques sphériques, ce qui permet de trouver des expressions pour les anisotropies d'ordres supérieurs (quadrupolaires, octupolaires, etc.). Rigoureusement, pour décrire complètement l'anisotropie, un scalaire n'est pas suffisant, il faut utiliser un vecteur pointant dans la direction du maximum du flux. Nous avons donc deux observables : la valeur absolue de δ_{dip} mais aussi la phase de l'anisotropie.

On dénote plusieurs types d'anisotropie pouvant être dûs au mouvement du système solaire dans la galaxie, à des effets solaires, à des effets de distributions de sources ou encore à des effets de diffusion locale. Seuls ces deux derniers sont étudiés ici.

Afin de concorder avec le travail des expérimentateurs, les cartes que nous montrons sont les mêmes que les expériences. Pour réduire le bruit de fond et mesurer des variations de l'ordre de 10^{-3} , le signal récupéré dans les expériences d'anisotropie est en fait :

$$f(\alpha, \delta) = \sum_j A_j \cos [j(\alpha - \phi_j)] + B_j \quad (3.6)$$

créant une perte d'information du signal le long de la direction δ . Les coordonnées utilisées ici sont les coordonnées équatoriales indiquées par l'ascension droite α et la déclinaison δ . La fig. 3.2 montre la carte d'anisotropie observée par la collaboration MILAGRO.

3.5.1 Distribution de sources

On résout l'équation 3.2, on calcule ensuite la carte du ciel et on la modifie en utilisant l'équation 3.6, on arrive ainsi à reconstruire des cartes d'anisotropie. On trace en général l'écart au signal moyen. On voit sur la fig. 3.3 une première carte d'anisotropie obtenue à 6 TeV. On parvient à reproduire la valeur de l'anisotropie en modifiant les paramètres de propagation (à 6 TeV on trouve $\delta_s = 0.86$) mais pas sa phase, ni sa dépendance en énergie.

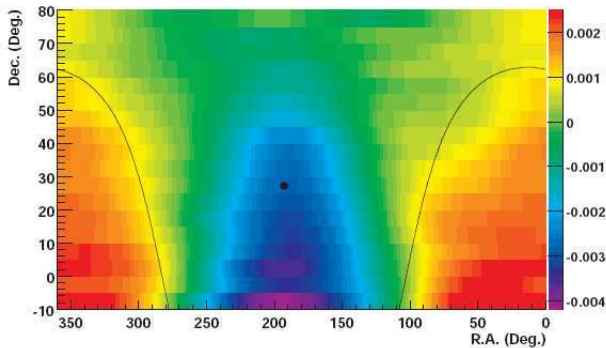


FIG. 3.2 – Mesures d’anisotropie par MILAGRO [2].

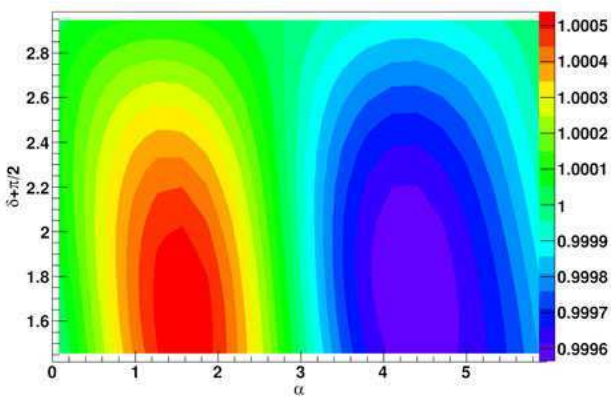


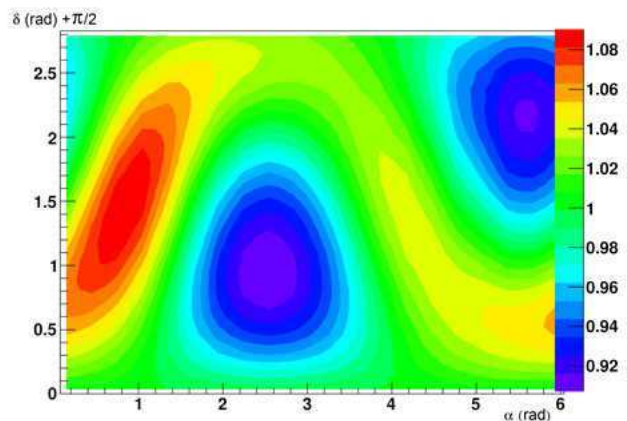
FIG. 3.3 – Carte d’anisotropie à 6 TeV.

3.5.2 La bulle locale

Le système solaire est situé dans une bulle de sous densité de matière. Cette bulle a pu être formée par plusieurs supernovae ayant explosé à des temps proches. Dans ce genre de cas, les lignes de champ sont également expulsées et il est possible que la forme de la turbulence (et donc les paramètres de diffusion) soit modifiée localement. Nous montrons ici que cette modification peut induire une anisotropie. Pour éviter toute confusion avec une possible anisotropie issue de la distribution de sources, nous choisissons une distribution de sources constante et on ne prend pas en compte le vent convectif et la spallation. L’équation régissant ce système est la suivante :

$$K(r, z)\Delta N(r, z) - \Gamma N(r, z)\Theta(r - Rb) = -q_0 \quad (3.7)$$

On reproduit les cartes d’anisotropie pour différents écarts de coefficient de diffusion, on a représenté ici une carte pour un cas fig. 3.4. Cette anisotropie peut être de l’ordre de grandeur de celle effectivement observée. Nous n’avons pas encore étudié la dépendance en éner-


 FIG. 3.4 – Carte du ciel en prenant $K_{\text{bubble}} = 100 K_{\text{exterieur}}$.

gie car nous introduisons un nouveau paramètre libre donc nous affaiblissons la prédiction. Il est important de remarquer que cela illustre surtout la sensibilité de l’anisotropie aux effets locaux.

3.5.3 Sources ponctuelles

On considère maintenant des sources ponctuelles dans la galaxie et non plus une distribution continue. Ces sources explosent à un temps donné, on ne peut donc plus considérer les solutions stationnaires. Notre système est maintenant décrit par :

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) N - \frac{V_c}{K} \frac{\partial N}{\partial z} \quad (3.8) \\ & = \left(\frac{h\Gamma}{K} N + 2 \frac{V_c}{K} N \right) \delta(z) \left(-\frac{\delta(r-r_s)\delta(z-z_s)\delta(t-t_s)}{K} \right) \end{aligned}$$

Pour résoudre exactement ce modèle, on utilise un catalogue de supernovae [7] combiné à un catalogue de pulsars [8] le tout complété par des sources générées statistiquement en considérant 1 à 3 SNR par siècle dans la galaxie. Il en résulte une variance statistique qui dépend des paramètres de propagation choisis mais également de la géométrie de la galaxie. Nos résultats sur la fig. 3.5 sont comparés avec ceux de MILAGRO sur la fig. 3.2. Cette fois encore on peut, en jouant avec les paramètres de propagation, retrouver la bonne anisotropie.

On s’intéresse aussi au comportement de l’anisotropie en fonction de l’énergie. Nous avons pu constater que la phase changeait en fonction de l’énergie. Le comportement de δ_{dip} est indiqué sur la fig. 3.6. On remarque que dans la configuration choisie, l’anisotropie observe une phase de décroissance en fonction de l’énergie, ce qui n’était pas possible avec le modèle stationnaire. Entre 10 TeV et 100 TeV, les énergies atteintes sont telles que le modèle s’effondre, il est donc difficile

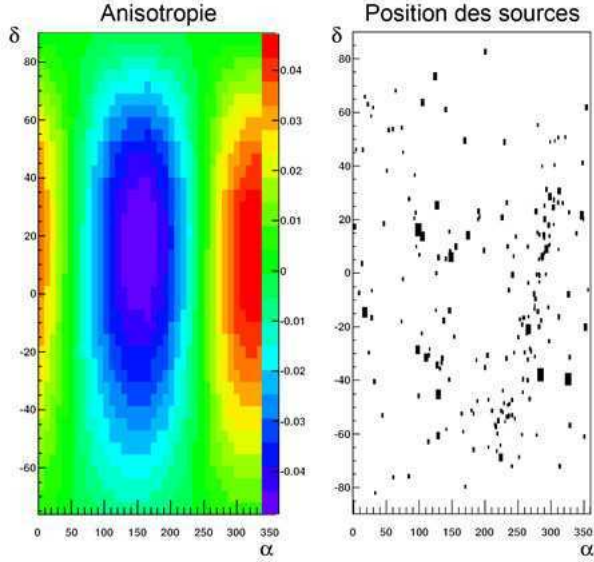


FIG. 3.5 – À Gauche : carte obtenue avec notre modèle. À droite : carte de la position des sources.

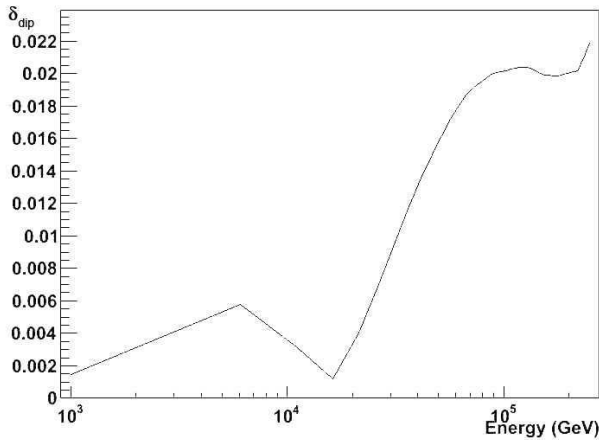


FIG. 3.6 – Evolution de δ_{dip} en fonction de l'énergie.

de statuer dans cette région.

3.6 Prospectives

Les résultats encourageants poussent à aller dans le sens d'une anomalie créée par une distribution ponctuelle de sources. Pour l'instant, il est difficile de reproduire les résultats au-delà de 20 TeV. Nous l'expliquons par le fait que, pour le jeu de paramètres testé dans cette étude, cette limite de 20 TeV correspond à la limite de validité de notre modèle. L'étape suivante est de combiner cette étude avec l'étude du flux de protons. Les mesures de PAMELA présentent une anomalie autour de 200 GeV, il est possible que les deux problèmes

aient la même solution. D'autre part, il sera intéressant d'étudier l'évolution de l'anisotropie en fonction de l'énergie dans le cas de la bulle locale. L'étude totale pourra être reconduite sur les électrons.

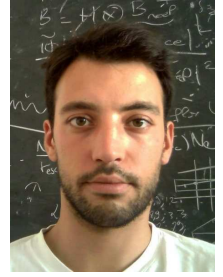
Références

- [1] R Abbasi *et al*, *Observation of Anisotropy in the Arrival Directions of Galactic Cosmic Rays at Multiple Angular Scales with IceCube*, *ApJ* **740** (2011) 16–33.
- [2] A A Abdo *et al*, *The Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro*, *ApJ* **698** (2009) 2121–2130.
- [3] J R Jokipii *et al*, *Stochastic Aspects of Magnetic Lines of Force with Application to Cosmic-Ray Propagation*, *ApJ* **155** (1969) 777–798.
- [4] R C Reedy *et al.*, *Cosmic-ray record in Solar System matter*, *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.* **33** (1983) 505–537.
- [5] I Yusifov *et al*, *Revisiting the radial distribution of pulsars in the Galaxy*, *AA* **422** (2004) 545–553.
- [6] A Putze *et al.*, *A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. II. Results for the diffusion model combining B/C and radioactive nuclei*, *AA* **516** (2010) 66–86.
- [7] D A Green, *A revised Galactic supernova remnant catalogue*, *BASI* **37** (2009) 45–61.
- [8] R N. Manchester *et al.*, *ATNF Pulsar Catalog (Manchester+, 2005)*, *ApJ* **129** (2005) 1993–2006.

H.E.S.S. and the cosmic accelerators called blazars

Jonathan Biteau

*Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique,
CNRS/IN2P3, F-91128 Palaiseau, France*



After three decades of small scale research, very high energy (VHE, > 100 GeV) γ -ray astronomy emerged in 1989 with the detection of the Crab Nebula by the Whipple observatory. Only a handful of sources of VHE γ -rays were detected in 2000, the Crab Nebula and five extragalactic sources, mostly detected during flaring periods. The advent of stereoscopy established the domain with observatories such as HEGRA and now H.E.S.S. This technique, combined with other significant instrumental and analysis improvements, led to the detection of more than 100 sources, among which blazars constitute the main component of extragalactic sources. I briefly describe the particularities of these cosmic accelerators and the method employed to detect and characterize their emission at TeV energies. After identifying some models used to constrain the energy and time dependency of blazar emission, I investigate the capabilities of the first large γ -ray observatory, the Cherenkov Telescope Array, which will probe the sky above 50 GeV with tens of telescopes during the next decade.

4.1 Moi, j'ai dit blazar... bizarre? Comme c'est étrange... Pourquoi aurais-je dit blazar... bizarre...

Blazars constitute the main component of extragalactic sources of γ -rays. After a non exhaustive presentation of their characteristics in section 4.1.1, I show in section 4.1.2 how they can be used as probes of cosmological backgrounds such as the Extragalactic Background Light.

4.1.1 Blazars as sources of γ -ray

Galaxies sometimes host a core brighter than the whole radiation of its stars. This central part, called an *active galactic nucleus* or AGN, is currently modelled as a supermassive black hole (typically hundreds millions of solar masses) powered by the dense surrounding material forming an accretion disk. Roughly a tenth of these AGN exhibit collimated structures perpendicular

to the accretion disk which can be particularly bright in radio-wavelengths. Contrary to star or accretion disk radiation, the jet emission is non-thermal and might be the counterpart of the gravitational binding energy permanently flowing toward the supermassive black hole. The jet is thus a medium where acceleration processes play a major role, producing γ -rays up to tens of TeV. This very high energy emission is prominent in flat spectrum radio quasars (FSRQ) and BL Lac objects which compose the blazar class, AGN characterized by a powerful jet aligned at small angles to the line of sight. Among the 135 astrophysical sources of TeV γ -rays detected up to now (i.e. in January 2012), 44 are blazars, constituting the large majority of TeV extragalactic sources.

4.1.2 Blazars and their interactions with cosmological backgrounds

Besides the acceleration mechanisms occurring in the jets and the functioning of a galaxy central engine, one of the numerous interests of blazars lies in the interaction between the γ -rays emitted at tremendous distance and the cosmological background photons. Indeed TeV γ -rays annihilate via pair creation with photon at \sim eV energies, where the Extragalactic Background Light (EBL) lies. The EBL is the second most energetic diffuse component of the Universe after the Cosmic Microwave Background (CMB) and its spectral energy distribution is composed of two humps, the Cosmic Optical Background (COB) and the Cosmic Infra-red Background (CIB). The COB flux density peaks around $1.4 \mu\text{m}$ and is mainly due to the radiation emitted by stellar nucleosynthesis. The CIB, peaking around $100 \mu\text{m}$, is composed of UV-optical light re-radiated by dust in the infra-red domain. Thus, as the CMB delivers information on the early stages of the Universe after the recombination era, the EBL carries the integrated history of star and galaxy formation since the end of the dark ages.

Direct measurements of the EBL flux density proves to be difficult, mainly because foreground contamination can result in an overestimation of the latter. On the other hand, strict lower limits were derived with galaxy counts [1]. These independent measurements span

almost over a decade around the COB peak value (see eg. [2]). Further constraints can be derived using TeV extragalactic sources : absorption of the emitted γ -rays by the EBL photons leaves imprints on the distribution of the leftovers detected on Earth. Standard physical assumptions on the intrinsic emission of the TeV sources allowed [3] and [4] to derive stringent upper limits on the EBL flux density. Current models taking into account these limits, such as eg. [5], converge on a peak value of the stellar hump $\lambda F_\lambda \sim 12 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, yielding a common opacity to γ -rays. Though the EBL modelling seems quite established, observational confirmations of its amplitude are still lacking. An extensive effort is currently led to overcome the above-mentioned simple physical assumptions, yielding a reliable measurement with TeV data instead of an upper limit.

4.2 Detecting blazars at TeV energies with H.E.S.S.

H.E.S.S. is an array of four Cherenkov telescopes located at 1800 m above sea level , in Khomas Highlands, Namibia (23°16'18"S, 16°30'01"E). These telescopes are composed of 13 m diameter optical reflectors that collimate the Cherenkov light emitted by TeV particles atmospheric showers on ultra-fast cameras. Each camera is constituted of 960 photomultipliers, hereafter the pixels, equipped with Winston cones to maximize the collection of light. The coincident detection of a shower with a least two telescopes allows a good γ /hadron separation, enabling the detection of a source as described in section 4.2.1. The redundancy improving the reconstruction of the shower direction and energy, a minimum of three telescopes in coincidence is required to reconstruct the spectrum and the light-curve of a source, discussed in section 4.2.2. Further details on the instrument and analysis technique can be found in [6] and references therein.

4.2.1 Excesses in the Namibian sky

Different methods can be employed to reconstruct the direction and energy of a TeV γ -ray producing an electromagnetic shower in the atmosphere. The historical one, called the Hillas method, is based on a reconstruction of the Cherenkov image centroid and first order moments after a cleaning of the pixels arising from noise fluctuations and assimilating the detected shower to an ellipse. The combination of shower image snapshots from different angles, a technique called stereoscopy, is a powerful tool to reconstruct the impact parameter of the shower and its direction. This information is then combined to the signal amplitude within the ellipse, related to the energy of the primary γ -ray after calibration. The *Model3D* [7] method assimilates the

electromagnetic shower to three-dimensional Gaussian and predicts the amplitude of the signal in each pixel of the cameras for a given set of primary parameters. The comparison of the pre-computed and recorded images via a maximum likelihood method leads to the reconstruction of the γ -ray energy and direction. Both *Model3D* and Hillas method reject the background, mainly composed of cosmic hadrons, building discriminating variables with the image best fit parameters. Hadron showers are indeed subject to large transverse momentum transfer tending to spread the signal in various clumps, differing from the expected ellipse or 3D Gaussian. Recently, multivariate analysis combining the best fit parameters of the two methods improved the rejection of the background and thus the sensitivity of the instrument [8]. Finally, the *Model analysis* [9] exploits the full set of pixels of each camera, without any cleaning. This possibility is enabled by the growingly accurate simulations of atmospheric shower development as well as a full comprehension of the detector. Based on a maximum likelihood method comparing the recorded images with the simulated ones, this analysis improves the γ -hadron separation, especially for low energies, using the goodness of the fit for each recorded image as a discriminating parameter.

When observing the sky, Cherenkov telescopes such as H.E.S.S. probe a field of view of about $5^\circ \times 5^\circ$. Maps of the number of γ -rays as a function of their incident direction can then be inspected, where a TeV source is characterized by an excess in a specific region. This excess and its significance are computed through a comparison of the number of events in a test-direction, the ON-source region, and in OFF-source regions where the events arise from statistical fluctuations or diffuse emission. An example of significance map is shown in Figure 4.1, corresponding to the upcoming publication of the detection of the blazar 1ES 1312-423 (announced in [10]), in the field of view of the radio galaxy Centaurus A, on the left.

4.2.2 Energy and time dependencies

The reconstruction of a significant excess, typically 5σ , positionally coincident with a blazar observed in lower energy bands triggers its detection at TeV energies but this quantity obviously depends on the sensitivity of the instrument and thus does not provide a physical information on the source.

The first reconstructed observables are the spectra, i.e. the distribution of the γ -rays excess as a function of energy, deconvolved from the acceptance of the detector. Such spectra in units of number of photons per unit of area, energy and time represent the energy dependency of the flux derivative $d\Phi/dE$. Arising from non-thermal processes, they follow power-law like functions $d\Phi/dE = \phi_0 \times (E/E_0)^{-\Gamma}$, where ϕ_0 is the nor-

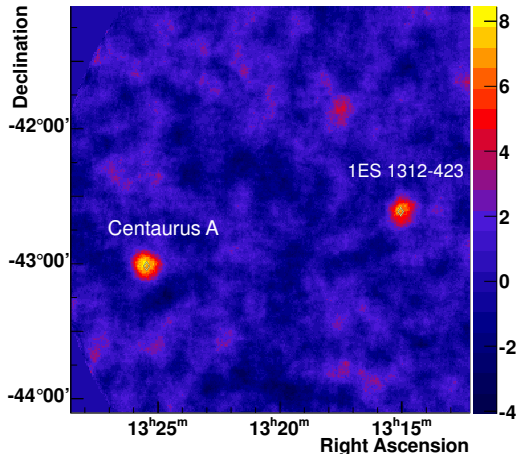


FIG. 4.1 – Significance map on colour scale of the TeV γ -ray emission coincident with the BL Lac 1ES 1312-423 in right ascension and declination (J2000). The diamonds indicate the radio position of 1ES 1312-423 and Centaurus A.

malization, i.e. the differential flux at the energy E_0 , and Γ is the spectral index. The spectral shape and best fit parameters can be used to constrain the absorption features, such as the EBL effect discussed in section 4.1.2 or emission mechanisms when combined with lower energy measurements, as discussed in section 4.3.1.

Another observable, particularly interesting for blazars, is the time dependency of the source flux. Light-curves, i.e. TeV flux as a function of time, are derived fixing the spectral index to the best fit value obtained with the time integrated spectrum and letting the normalization free. Exceptionally large and fast flux variations are sometimes observed by Cherenkov arrays, such as the exceptional outbursts of PKS 2155-304 monitored by H.E.S.S. in July 2006 (Figure 4.2 top, extracted from [11]). The distribution and momenta of the flux, the time scales of variations and their energy dependency constitute many challenging observables that blazars models should explain to improve our understanding of the underlying mechanisms.

4.3 Constraining blazar modelling with spectral and temporal observables

In the TeV energy range, the main reconstructed observables are the spectrum and the light-curve of a source during an observation window. I discuss in section 4.3.1 and 4.3.2 the modelling of the energy and time dependency as well as the constraints on the me-

chanisms responsible for the emission.

4.3.1 Spectral energy distribution modelling

The spectral energy distributions of blazars, i.e. total photon energy per band of energy, are composed of two humps. Most emission models account for the low energy component with synchrotron emission of relativistic electrons moving inside the jet, while the origin of the high energy hump remains uncertain. Leptonic scenarios attribute it to inverse Compton scattering of the electrons off the self-generated synchrotron photon field (Synchrotron Self Compton or SSC models), or off externally provided photons e.g. from the accretion disk (External Compton models). In hadronic models, the high energy emission could also be explained by interaction of relativistic protons with ambient photons or magnetic fields. The amount of protons in a blazar jet is one of the major questions of AGN physics.

I developed a canonical, one zone, homogeneous, time independent SSC model to understand the emission of the blazar 1ES 1312-423, significantly detected by H.E.S.S. as shown in Fig. 4.1. A blob of plasma, modelled by a spherical region of size R , is assumed to move with a bulk Doppler factor δ , filled with a constant tangled¹ magnetic field B . The Energy Distribution Function of the electrons (EDF) is described by a power law of index p with an exponential cut-off at γ_{cut} , $n(\gamma) = n_0 \gamma^{-p} \exp(-\gamma/\gamma_{\text{cut}})$, where $\gamma = E/m_e c^2$ is the Lorentz factor of the electrons. The normalisation factor of the EDF n_0 is linked to the kinetic energy density of the electrons in the blob referential according to the equation $u_{e-} = m_e c^2 \int_1^{+\infty} (\gamma - 1) n(\gamma) d\gamma$. This variable yields better physical insights on the plasma properties since it can be directly compared to the magnetic energy density in the blob referential $u_B = B^2/8\pi$ (CGS units). The synchrotron and inverse Compton photon distributions can then be derived as in [12].

The modelling of the H.E.S.S. spectrum of 1ES 1312-423 combined with radio, optical, X-rays and GeV data constrains the emitting region properties (size, magnetic field and Doppler factor) as well as the parent electron population. Further details on the results being out of the scope of this review.

4.3.2 Power spectral density modelling

Variability time scales of active galactic nuclei time series provide constraints on the characteristics of the engine responsible for the emission of the γ -rays. Indeed, short rise/decay times of an observed burst set an upper limit on the minimum variability time of the source, constraining by causality the size and Doppler

¹ The angular dependency of the synchrotron emission is averaged out.

factor of the emitting region. Complementary to variability studies in the temporal space, one can derive the Fourier properties of a time series, eg. with the Power Spectral Density (PSD), which is the squared modulus of the flux Fourier transform, where the flux is a function of time $\Phi(t)$. Such analyses characterize the stochastic mechanism generating the flux modulation. $P(\nu)$ can not be perfectly determined, since an observer can only monitor a single realisation of the underlying process. Nonetheless, the “best” stochastic process matching with observation can be found through simulation. For example, one can assume that the PSD of the process is described by a power law, $P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, where α is called the Fourier index. To find the best average model, one can simulate several light curves $\Phi_i(t)$ corresponding to a given Fourier index with eg. the Timmer and König method [13]. In the Fourier space, the corresponding PSDs, $P_i(\nu)$, fill a confidence area that reflects the likelihood that one realisation, the PSD of the data $\hat{P}(\nu)$, matches the distribution of the PSD of the stochastic process $P(\nu)$. Powerful methods that fully take into account this stochastic scatter as well as the distortions due to the sampling and windowing of the signal were developed for X-ray data [14]. Another source of “error”, the measurement uncertainties, produce a constant offset in the Fourier space (the measurement noise power) but also imply a scattering of the PSD that has, to our knowledge, not been accounted for so far. I developed a maximum likelihood method, based on simulations and an analytical estimate of the statistical uncertainties in the Fourier space, which accurately constrains the variability of sources such as PKS 2155-304, further detailed in the next section.

4.4 The next generation of TeV observatories : CTA

As discussed in section 4.3.2, Fourier studies are now feasible in the TeV range for a handful of dramatic outbursts, such as the exceptional flares of the blazar PKS 2155–304 seen by H.E.S.S. in July 2006, shown in Figure 4.2 (top). Nonetheless, the lack of sensitivity and limited field of view of the current instruments are responsible for their scarcity. The next generation, represented by the Cherenkov Telescope Array [15] (CTA), will allow for a faster sampling of the light-curves and for the generalization of studies in both Fourier and temporal spaces. The expansion of this field will rely on an increased sensitivity and a lower energy threshold (eg. ~ 200 GeV for H.E.S.S. compared to 50 GeV for the next generation). CTA will significantly detect sources within a shorter duration than any current instrument, hence extending the high frequency part of the PSD. The low frequency part of the PKS 2155–304 spectrum during the outbursts is well descri-

bed by a power law of index 2. Additional variance in the light-curve beyond the reach of H.E.S.S. is derived from the Timmer and König method assuming the PSD extends to higher frequencies with the same index. Finally, the binning of the simulated CTA light-curve is performed assuming an average significance that equals the one of the monitored H.E.S.S. light-curve. Further details on the technique can be found in [16].

A typical CTA light-curve realization is shown on Fig. 4.2, bottom. Additional substructures which could not have been resolved by H.E.S.S. are revealed by a peak finding procedure. During such an event, the shortest significant rise time accessible to CTA would be $\tau_r = 25 \pm 4$ s (second peak on Fig. 4.2, bottom), which is approximately seven times smaller than the smallest rise time derived with H.E.S.S. data $\tau_r = 173 \pm 28$ s. Such an upper limit on the smallest variability time scale constrains the Doppler factor to $\delta > (R/c) \times (1 + z)/\tau_r$, where R is the size of the emitting region and z the redshift of the source. A corresponding lower limit as high as $\delta \geq 450 - 900$ would certainly challenge the current acceleration mechanism invoked for blazars.

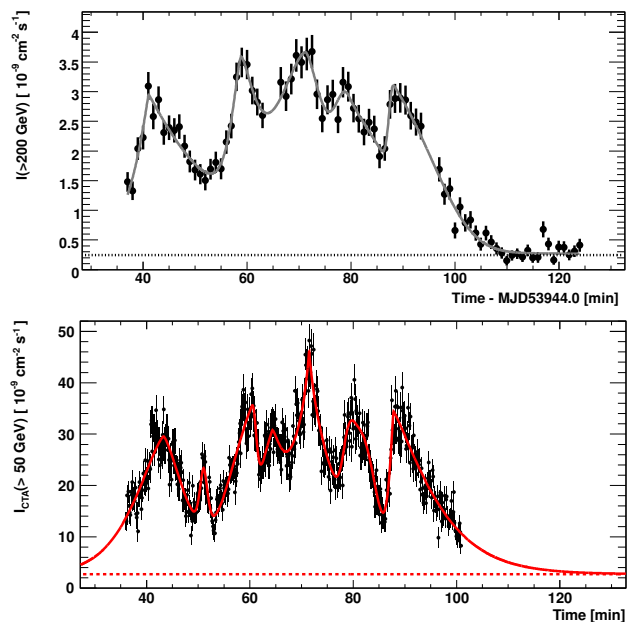


FIG. 4.2 – *Top* : Integral flux of PKS 2155-304 above 200 GeV as a function of time (1 min binning) during the dramatic outbursts of July 2006. *Extracted from [11]. Bottom* : Simulated integral flux of PKS 2155-304 above 50 GeV monitored by CTA (7.5 seconds binning). The variability added above the maximum Fourier accessible by H.E.S.S. yields ultra-fast structures.

Merci aux organisateurs de ces journées pour leur bonne humeur et leur bon vivant. Merci aussi aux nombreux participants avec qui j’ai pu échanger tant sur le plan scientifique qu’humain. Enfin, merci au groupe as-

tronomie gamma du laboratoire Leprince Ringuet pour le financement de cette escapade.

Références

- [1] Dole, H. *et al.*, A&A **451** (2006) 417–429.
- [2] Gilmore, R. C. *et al.*, arXiv :1104.0671 (2011).
- [3] Aharonian, F. *et al.* [H.E.S.S. Collaboration], Nature **440** (2006) 1018–1021.
- [4] Mazin, D., Raue, M., A&A **471** (2007) 439–452.
- [5] Franceschini, A. *et al.*, A&A **487** (2008) 837–852.
- [6] Aharonian, F. *et al.* [H.E.S.S. Collaboration], A&A **457** (2006) 899–915.
- [7] Lemoine-Goumard, M., Degrange, B., Tluczykont, M., Astroparticle Physics **25** (2006) 195–211.
- [8] Becherini, Y. *et al.*, Astroparticle Physics **34** (2011) 858–870.
- [9] de Naurois, M. & Rolland, L., Astroparticle Physics **32** (2009) 231–252.
- [10] Becherini, Y. *et al.*, 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (2010) 167.
- [11] Aharonian, F. *et al.* [H.E.S.S. Collaboration], ApJ **664** (2007) L71–L74.
- [12] Band, D. L. & Grindlay, J. E., ApJ **298** (1985) 128–146.
- [13] Timmer J., König M., A&A **300** (1995) 707.
- [14] Uttley P. *et al.*, MNRAS **332** (2002) 231–250.
- [15] CTA Consortium, arXiv :1008.3703 (2010).
- [16] Biteau, J. & Giebels, B., SF2A-2011 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics (2011) 525–528.

Ultra-High Energy Neutrinos at the Pierre Auger Observatory

Mathieu Tartare

*Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie,
UJF-INPG, CNRS/IN2P3, Grenoble, France.*



5.1 Abstract

The search of Ultra-High Energy Neutrinos (UHE ν) is an exciting field, as from a particle physics point of view than from an astrophysical point of view.

From an astrophysical point of view, origin, composition, production and acceleration mechanisms of Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECR) are still unknown. This intriguing puzzle needs more observables. The measurement of an UHE ν flux adds some hints to answer these questions. From a particle physics point of view, UHE ν give us the opportunities to test physics beyond the standard model [1], and to constrain the neutrino-nucleon cross section at UHE [2] (energies unreachable by particle colliders). We will first introduce the UHECR and UHE ν problematics and their theoretical implications. We will then introduce the Pierre Auger Observatory, an experiment having a significative acceptance to UHE ν [3, 4]. After, we will present the neutrino detection principle at the observatory and finally we will show the results of the different analyses and we will discuss the consequences of the obtained bounds on UHE ν fluxes.

5.2 The Ultra-High Energy Puzzle and the Neutrinos

5.2.1 Ultra-High Energy Cosmic Rays

Cosmic rays were first discovered by Victor Hess in 1912. This name is a malapropism since we know that cosmic rays are in fact particles and nuclei. One surprising feature of cosmic ray spectrum arriving on Earth is its spread over 36 decades in flux and 10 decades in energy.

At $10^{19.6}$ eV, the CR spectrum encounter a cutoff, which was unambiguously measured by the Pierre Auger Observatory [5]. This cutoff could be explained either by interactions of protons with photons of the cosmological microwave background (limiting the propagation of protons with energies above $10^{19.6}$ eV to ~ 100 – 200 Mpc and thus killing the flux above this energy) either by assuming a maximum acceleration energy of the astrophysical sources (forbidding to produce protons with an energy above a given threshold).

The UHECR composition is still unknown but Auger Observatory data show that composition of UHECR tends to heavier nuclei at 10^{20} eV [6]. Moreover, the sources of UHECR are still unidentified since the Auger Observatory only observes anisotropy of the arrival directions without correlation with astrophysical objects.

To summarize, one can see that there are still many unknowns about UHECR : their origin is still a mystery, their acceleration mechanisms are still misunderstood and there is no final answer about their composition.

5.2.2 Ultra-high energy neutrinos

As mentioned above, the acceleration mechanisms of UHECR are still misunderstood. But whatever the mechanism, there should always be production of UHE ν . It is really difficult to produce UHECR without producing UHE ν . In the so-called "bottom-up" models [7], protons and nuclei are accelerated in astrophysical shocks and jets, where pions are believed to be produced by cosmic ray interactions with matter or radiation at the source. In the so-called "top-down" scenarios [8], protons and neutrons are produced from quark and gluon fragmentation, a mechanism which is known to produce about 30 times more pions than nucleons. Furthermore, protons and nuclei also produce pions in their unavoidable interactions responsible of the Greisen- Zatsepin-Kuzmin (GZK) cut-off [9, 10]. The flux of UHECR above $\sim 5 \times 10^{19}$ eV is suppressed [11, 12], a feature compatible with the expected effects of the GZK cut-off. In all cases, decay of charged pions should produce UHE ν . However, their fluxes are uncertain [7].

Another important point is that neutrinos (unlike protons or photons) travel cosmological distances without being disturbed or deflected : detection of UHE ν could provide some important hints on the sources of UHECR [13].

The neutrino-nucleon cross section at UHE is beyond energy limit of particle colliders. A limit on UHE ν flux allows to constrain the neutrino-cross sections as well as exotic neutrino interactions beyond the standard model [1].

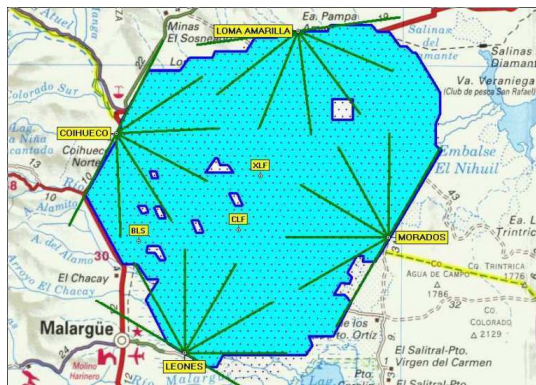


FIG. 5.1 – Layout of the SD array with ~ 1660 water Cherenkov stations (depicted as dots), spread over a surface of $\sim 3000 \text{ km}^2$ (blue area). The four fluorescence buildings at the edges of the Observatory are also indicated.

5.3 The Pierre Auger Observatory

The Pierre Auger Observatory [14] is a hybrid UHECR detector combining an array of particle detectors at ground level, and 24 fluorescence telescopes housed in 4 buildings, for redundancy and calibration. It is located near the town of Malargüe, in the province of Mendoza in Argentina.

Here, we will only focus on the surface detector array which is represented on Fig. 5.1.

The surface detector [15] (SD) consists of cylindrical stations of 3.6 m diameter and 1.2 m height each, containing 12 tons of purified water. Charged particles entering the station emit Cherenkov light which is collected by three photomultiplier tubes (PMT) at the top surface and in optical contact the water. Each station is regularly monitored and calibrated in units of vertical equivalent muons (VEM) corresponding to the signal produced by a muon crossing the tank vertically and through its center [16].

There are ~ 1660 water stations arranged in a triangular grid with 1.5 km spacing between them, spanned over an almost flat surface of $\sim 3000 \text{ km}^2$, at an approximate altitude of 1400 m above sea level.

5.4 UHE Neutrino Search

5.4.1 Detection principle

Identifying neutrino-induced showers in nucleonic cosmic ray background is based on a simple idea : neutrinos can penetrate large amounts of matter and generate "young" inclined showers developing close to (or literally within) the SD, exhibiting shower fronts exten-

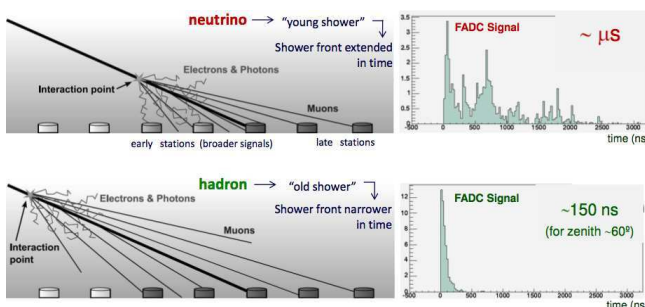


FIG. 5.2 – Neutrino detection principle. On top a young shower, inducing a broad FADC signal. On bottom an old hadronic shower inducing a narrowed-time FADC signal.

ded in time. In contrast, UHE particles such as protons or heavier nuclei, interact within a few tens of g.cm^{-2} after entering the atmosphere because of their much higher cross sections, producing "old" showers with shower fronts narrower in time. On Fig. 5.2 we show a sketch of these two configurations.

In this proceeding, we will focus only on upward going neutrinos (the so-called Earth skimming neutrinos). These neutrinos travel on the upward direction with respect to the vertical to the ground. Upward going ν skim the Earth crust and can interact relatively close to its surface. In the following, we will distinguish upgoing ν_τ from ν_e :

- By interacting, ν_τ produce an UHE τ lepton which could escape the Earth crust and decay in flight in the atmosphere, close to the surface detector.
- ν_e induce an UHE e^- producing an underground electromagnetic shower under LPM (Landau Pomeranchuk Migdal [17, 18]) regime. The LPM effect enhances the length over which the shower will develop underground and enhances the probability for such showers to emerge in the atmosphere and develop within the surface detector.

Although the SD is not directly sensitive to the nature of the arriving particles, the 25 ns time resolution of the FADC traces allows to distinguish the narrow signals in time expected from a shower initiated at high altitude in the atmosphere from the broad signals expected from a young shower.

5.4.2 Simulation of Earth skimming ν showers

In order to define the identification criteria needed to discriminate neutrino primary from nuclei primary and to compute the exposure of the observatory to UHE ν , we need a detailed end-to-end simulation chain, treating : the propagation of neutrino through the Earth crust, its interaction (using HERWIG [19] or CTEQ5

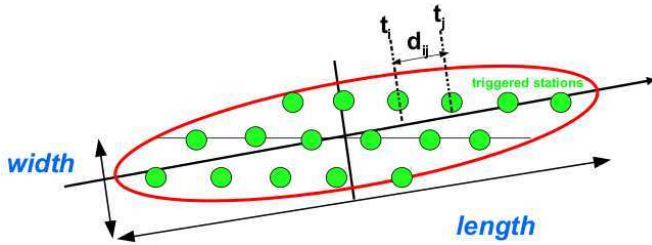


FIG. 5.3 – Topology of an inclined event with the corresponding variables : L (length), W (width), t_{ij} (time between signal start between two station i and j) and d_{ij} (distance between two stations i and j).

[20]), the propagation, energy loss and decay of the produced tau (for ν_τ , using the package TAUOLA [21]), the development of the underground electromagnetic shower under LPM regime (for ν_e , using TIERRAS [22], an adaptation of AIRES), the development of the resulting air shower (using AIRES [23]) and the response of the SD (i.e. the amount of Cherenkov light produced in each tank, using the OffLine software framework of the observatory [24]).

This simulation chain is used to simulate the signal produced by neutrinos with energies from 0.1 EeV to 100 EeV, arriving with zenith angles from 90 to 97 degrees (above 97 degrees the Earth is considered to be completely opaque to upward going neutrinos).

5.4.3 Identification of ν induced showers

As explained in Sec. 5.4.1, the identification of ν induced showers is based on the selection of inclined and young showers (signal on FADC traces spread in time). This selection procedure is the same for all ν induced showers (downward and upward going), the only difference will lie in the selection criteria and selection cuts.

Selection of inclined events

First of all, we need to check if the start times of the signal in the triggering stations are compatible with a plane shower front moving at roughly the speed of light. Then the selection of inclined showers is based on a footprint selection (i.e. the pattern of stations at ground).

We can extract from this pattern a length L along the arrival direction of the event and a width W perpendicular to it characterizing the shape of the footprint. The ratio L/W (representing the elongation of the footprint) depends on the zenith angle. Very inclined events produce elongated patterns on ground along the arrival direction and hence having a large value of L/W . A cut

on L/W was calibrated using our Monte Carlo simulations and is set to $L/W > 5$. We showed that the cut used for ν_τ is also compatible with ν_e events.

Another observable, depending strongly on the inclination is the apparent speed V of the trigger from a station i to a station j , averaged over all pairs (i, j) of stations in the event $\langle V \rangle$. Apparent mean speed for vertical shower exceeds the speed of light while for inclined events the values of $\langle V \rangle$ are concentrated around the speed of light. Moreover its Root-Mean-Square ($RMS(V)$) should be small.

From Monte Carlo simulations, we calibrate the cuts to $\langle V \rangle \in (0.29, 0.31) \text{ m.ns}^{-1}$ and $RMS(V) < 0.08$.

Selection of young showers

The next step is to select young showers. We identify young shower by placing a cut on the number of stations fulfilling these two conditions :

1. The ratio of the integrated signal over the peak height (Area Over Peak, AoP, a variable carrying information about the time spread of the signal) should exceed by a factor 1.4 the average AoP observed in signals of isolated muons hitting a station of the surface detector. In background inclined hadronic showers, muons and their electromagnetic products are concentrated within a short time interval, so their AoP is close to 1.
2. The stations pass the standard trigger [15].

At least 60% of the stations fulfilling these conditions are required in order to reject the hadronic background. Contrary to the inclined event selection, this one is based on real data collected during a period of one month.

When these cuts are applied to data taken from 1 Jan 2004 to 31 May 2010, no events survive. Without any ν event, we can put an upper limit on the UHE ν flux.

5.5 Exposure and limit

The acceptance $A(E_\nu)$ of the observatory to Earth skimming neutrinos is given by the convolution of the differential probability to have an emerging tau for ν_τ or an emerging shower for ν_e , with the trigger efficiency and the effective area. The differential probabilities and the trigger efficiency are obtained by Monte Carlo.

After having computed the acceptance, the exposure $\text{Exp}(E)$ is simply given by integration of the acceptance over the time corresponding to the search period.

Usually limits are given for neutrino flux in E^{-2} so the *integrated* limit is given on the value of k where $\Phi(E) = dN/dE = k \times E^{-2}$ [$\text{GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$]. Without candidates and with a negligible background, using the Feldman-Cousins statistics [26], the limit on

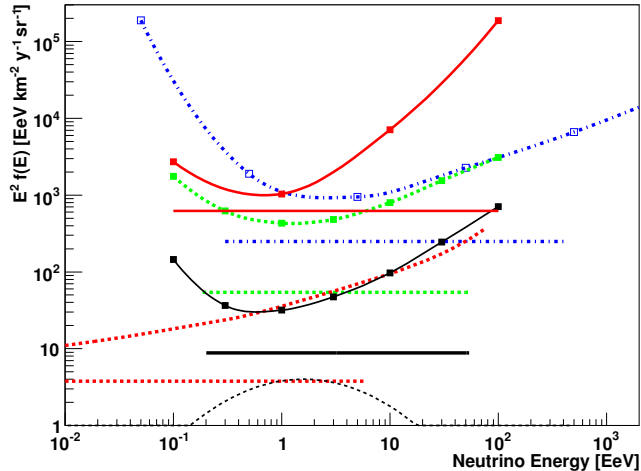


FIG. 5.4 – Limit on diffuse flux of UHE ν in differential and integrated format for different experiments : IceCube in dotted red, RICE in dotted blue, Auger Downgoing in dotted green, Auger Earth Skimming ν_τ in solid black and ν_e in solid red. In dotted black, an example of optimistic cosmogenic flux (i.e. in a scenario where UHECR are only protons). For references see [27].

the value of k at 90% confidence level is given by :

$$k_{90} = \frac{2.44}{\int \Phi(E) \times \text{Exp}(E) dE}$$

giving : $k_{90} = 3.2 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ for ν_τ flux and $k_{90} = 1.97 \times 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ for ν_e flux.

On Fig. 5.4 are shown the integrated and differential limits for Earth skimming ν_e and ν_τ . The limits indicate the level of diffuse neutrino flux needed to detect 2.44 events with a Poisson probability of $\sim 90\%$ given the exposure accumulated for 3.5 year of a full SD. Another way to put a limit on the UHE ν flux is to use the *differential* format.

In this procedure, we assume that the diffuse neutrino flux behaves as E^{-2} within energy bins of 0.5 width on a decimal logarithmic scale, and is given by $2.44 / (0.5 \log(10) \cdot E \cdot \text{Exp}(E))$, assuming again no background.

Most of the sensitivity is achieved in the energy range $\sim 0.16 - 20 \text{ EeV}$ for ν_τ and $\sim 0.05 - 10.3 \text{ EeV}$ for ν_e .

The limit based on Earth skimming ν_τ has already allowed to severely constrain all "Top-Down" models and, in a few year, will constrain the most optimistic GZK fluxes : an absence of events is not an absence of results.

5.6 Conclusion and perspectives

We have shown here the procedure and the detection principle used at the Pierre Auger Observatory to search for UHE ν crossing the Earth crust. The limits provide currently one of the most sensitive bounds on neutrinos at EeV energies, i.e. the most relevant energy to explore the predicted fluxes of cosmogenic neutrinos.

These limits on UHE ν flux constrain ν -nucleon cross sections at energies beyond the reach of particle accelerators [2] and therefore constrain physics beyond the standard model [1]. There are several lines of work in progress inside the Auger Collaboration related to the neutrino search. The sensitivity of the Pierre Auger Observatory to UHE ν s coming from astrophysical point-like sources is being evaluated. To improve the sensitivity of the observatory to UHE ν s, some new triggers are under study to avoid throwing away low energy events produced for example by τ interacting too far from the SD.

Références

- [1] L.A. Anchordoqui *et al.* arXiv :hep-ph/1004.3190v1, 2010.
- [2] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, and I. Sarcevic. ArXiv :hep-ph/9612364v1, 1995.
- [3] J. Abraham *et al.* Pierre Auger Collaboration. Phys. Rev. Lett. **100** :211101, 2008.
- [4] J. Abraham *et al.* Pierre Auger Collaboration. Phys. Rev. D **79**, 102001, 2009.
- [5] J. et al Abraham. Physics Letters B, **685** :239–246, March 2010.
- [6] The Pierre Auger Collaboration : J. Abraham *et al.* ArXiv :astop-ph.HE/1107.4804v1, July 2012.
- [7] J. K. Becker. PhysRep, 458 :173–246, March 2008.
- [8] P. Bhattacharjee. PhysRep, **327** :109–247, March 2000.
- [9] K. Greisen. Physical Review Letters, **16** :748–750, April 1966.
- [10] G.T. Zatsepin and V.A.Kuzmin. Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, Vol. **4**, p.78, 1966.
- [11] R. U. et al Abbasi. Physical Review Letters, **100**(10) :101101, March 2008.
- [12] J. et al Abraham. Physical Review Letters, **101**(6) :061101, August 2008.
- [13] D. Allard. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, **188** :293–295, March 2009.
- [14] J. et al Abraham. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **523** :50–95, May 2004.

-
- [15] Pierre AUGER Collaboration and I. et al Allokotte. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **586** :409–420, March 2008.
 - [16] X. et al Bertou. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **568** :839–846, December 2006.
 - [17] L.D.Landau and I.J.Pomeranchuk. Dokl.Akad.Nauk.SSSR 92,92, 1953.
 - [18] A.B.Migdal. Phys.Rev.103,1811, 1956.
 - [19] G et al Corcella. ArXiv :hep-ph/0210213 October 2002.
 - [20] P. Nadolsky *et al.* ArXiv :hep-ph/0802.0007, 2008.
 - [21] S. et al Jadach. Computer Physics Communications, **76** :361–380, August 1993.
 - [22] M. Tueros and S. Sciutto. Computer Physics Communications, **81** :380–392, February 2010.
 - [23] S. J. Sciutto. ArXiv :astro-ph/9911331v1, November 1999.
 - [24] S. Argirò *et al.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **580** :1485–1496, October 2007.
 - [25] The Pierre Auger Collaboration and P. et al Abreu. ArXiv :astro-ph.HE/1107.4805v1 July 2012
 - [26] G. J. Feldman and R. D. Cousins. PRD, **57** :3873–3889, April 1998.
 - [27] Abreu, P. *et al.* PRD, **84** :122005-1–16, August 2011.

La radio-détection autonome des rayons cosmiques de haute énergie avec CODALEMA

Diego Torres Machado

SUBATECH, - UMR 6457 - CNRS/IN2P3 - 4, rue Alfred Kastler, 44307, Nantes



Résumé

L'expérience CODALEMA, installée à l'Observatoire de Radio-Astronomie de Nançay, mesure le champ radio-électrique émis par les particules chargées des grandes gerbes atmosphériques. Dans sa dernière configuration, cette expérience a pour but de promouvoir la radio-détection autonome comme une méthode indépendante pour la caractérisation des rayons cosmiques de très haute énergie et notamment dans la fenêtre en énergie de 10^{16} - 10^{18} eV. Dans cette optique, les antennes de CODALEMA 3 apportent des innovations technologiques importantes telles que son système d'auto-déclenchement. Le fait de basculer vers un trigger "radio", au lieu d'un trigger "particule", implique une grande maîtrise de l'environnement radio-parasite à l'intérieur et aux environs du site de l'Observatoire. Une étude a donc été réalisée dans le but de caractériser et éliminer ce type de perturbation.

6.1 Introduction et motivations

L'idée de mesurer le signal radio-électrique émis par les particules chargées de la gerbe remonte aux années 60. Askaryan [1] en 1962, puis Kahn & Lerche [2] en 1966 proposent les premiers modèles théoriques de production de radiation par la gerbe : l'émission Cherenkov favorisée par un excès de charges (entre 10 et 20%), et la formation d'un courant transverse, dû à la déviation des charges par le champ géomagnétique. D'un point de vue expérimental, Jelley et al. [3] démontrent en 1965 que l'émission se fait dans le domaine des ondes radio, plus précisément dans la bande 0-300 MHz.

Les transitoires associés au passage de la gerbe étant extrêmement rapides (quelques dizaines de ns), une chaîne électronique performante, inexistante à cette époque là, devient alors indispensable. Pour cette raison, la radio-détection a été abandonnée au profit d'autres types de détecteurs plus robustes à l'époque, tels que les détecteurs de particule, de lumière Cherenkov, ou les télescopes à fluorescence.

Profitant d'avancées technologiques importantes, au début des années 2000, des chercheurs en France (CODALEMA) [4] et en Allemagne (LOPES) [5] relancent la radio comme méthode de détection des rayons cos-

miques. Dans ces deux expériences, des détecteurs de particules (scintillateurs) sont couplés à des antennes et commandent l'acquisition des données dans celles-ci. Les surfaces de détection mises en jeu sur ces expériences restreignent la détection entre 10^{16} et 10^{18} eV. Cette région du spectre, appelée "le second genou" (FIG.6.1), est particulièrement intéressante car elle pourrait marquer une transition entre des origines galactiques et extragalactique des rayons cosmiques. C'est également à partir de 10^{16} eV que la radio-détection atteint un maximum d'efficacité¹. Au-delà, pour faire face à des flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie extrêmement faibles, des surfaces de plus en plus grandes sont exigées. A titre indicatif, l'Observatoire Pierre Auger en Argentine couvre une surface de 3000km², ce qui rend la détection possible entre 10^{18} et 10^{20} eV [6]. Finalement, malgré une nette évolution à la fois sur les plans théoriques et expérimentaux, des questions majeures telles que la composition et propagation des rayons cosmiques et surtout leur origine restent ouvertes.

6.2 L'expérience CODALEMA

Après quelques années de prise de données obtenues avec la configuration décrite dans [7], CODALEMA a pu mettre en évidence le mécanisme physique principal d'émission radio. En effet, de façon très schématique, les charges contenues dans la gerbe sont déviées, dû à la force de Lorentz (équation 6.1) et rayonnent :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (6.1)$$

Ce rayonnement est proportionnel, au premier ordre, à $\sin(\alpha)$, où α est l'angle entre la direction d'arrivée de la particule et le champ géomagnétique. Ceci se traduit par un effet nul dans l'axe du champ géomagnétique et plus généralement par un faible taux de comptage d'événements provenant du sud, vers où pointent les lignes de champ magnétique à Nançay. La compréhension des mécanismes physiques de production radio et donc de la forme d'onde du transitoire est essentielle car elle contient des informations sur le rayon cosmique

¹Le signal capté par l'antenne est proportionnel au nombre de charges créées dans la gerbe, qui est à son tour proportionnel à l'énergie du rayon cosmique primaire.

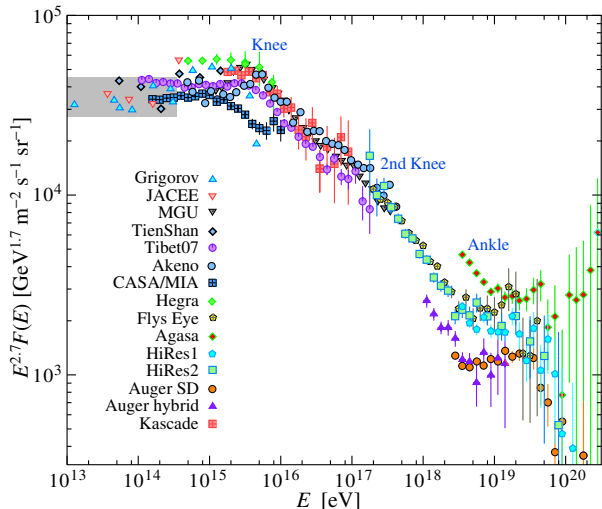


FIG. 6.1 – Spectre différentiel des rayons cosmiques. La région autour du deuxième genou (2nd knee) présente une brisure de pente pouvant témoigner d'une transition pour l'origine des rayons cosmiques.

primaire. On observe une dépendance² entre le champ électrique détecté par les antennes et l'énergie du primaire estimée par les détecteurs de particules à CODALEMA [8]. La variation du champ électrique mesuré en fonction de la distance à l'axe de la gerbe peut être paramétrisée de la façon suivante :

$$\epsilon(V/m) = \epsilon_0 e^{-\frac{d}{d_0}} \quad (6.2)$$

Une fois la distance d entre l'antenne et l'axe de la gerbe trouvée, l'ajustement exponentiel de la courbe fournit les paramètres libres ϵ_0 (champ électrique à $d=0$) et d_0 . X_0 et Y_0 , les coordonnées du pied de gerbe, sont contenues implicitement dans d . Des corrections doivent être également apportées sur la réponse et le lobe de l'antenne. On doit enfin tenir compte de l'épaisseur d'atmosphère traversée par la gerbe et l'angle entre l'axe de la gerbe et le champ géomagnétique. Des études récentes au sein du groupe Astroparticules à Subatech suggèrent également l'existence d'un lien entre la forme d'onde et la nature du primaire [9].

Dans l'optique d'avoir un système plus robuste et plus polyvalent que celui des configurations précédentes, une nouvelle génération d'antennes a été conçue. L'antenne dite "papillon" (FIG.6.2) mesure cette fois-ci les deux polarisations horizontales du champ électrique et est plus sensible aux basses fréquences. Par ailleurs, l'atout principal de cette nou-

²Cette dépendance peut varier suivant le degré de cohérence du signal. En dessous de 100MHz le signal a une longueur d'onde supérieure aux dimensions caractéristiques de la zone d'émission, ce qui implique que la cohérence est vérifiée.



FIG. 6.2 – L'antenne "papillon" à l'Observatoire de Nançay. La troisième configuration de l'expérience CODALEMA est composée de 34 antennes autonomes (60 à la fin de l'année 2012), couvrant une surface d'environ 1km², 4 fois plus grande que celle de la configuration précédente.

velle antenne est son système d'auto-déclenchement, utilisé actuellement dans la bande de fréquence 45-55MHz [10]. L'acquisition des données se fait avec une fréquence d'échantillonnage de 1GS/s (10⁹ sample par seconde) sur 2.56μs. Le signal est amplifié, puis numérisé et stocké sur une des cartes électroniques embarquées sur la station. Ceci permet notamment d'éviter l'atténuation du signal par des câbles.

6.3 La caractérisation des radio-interférences (RFI)

La maîtrise de la radio-détection autonome des rayons cosmiques passe d'abord par une étape technique de caractérisation de l'environnement radio aux environs du site.

6.3.1 Les premières données des stations autonomes

Bien que le site de l'expérience se situe dans une zone radio protégée, les antennes ne sont intrinsèquement pas immunes aux interférences radio. En analysant le spectre en fréquence d'un signal, on observe l'apparition des pics correspondant aux émissions continues AM et FM, qui peuvent se propager sur des très longues distances. L'introduction de filtres passe-bande peut atténuer ces émissions. Certaines sources parasites sont observées sur l'Observatoire. Par exemple, on observe quotidiennement des sources mobiles associées au passage d'avions sur le ciel de Nançay. Leur durée de passage est de l'ordre de 2 minutes avec un taux d'émission d'environ 1Hz. Le nombre d'antennes touchées par ce

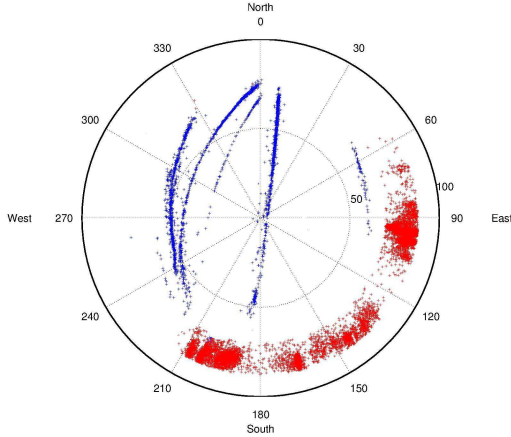


FIG. 6.3 – Carte du ciel sur le site de l'expérience. En rouge : des sources parasites proches de l'horizon. En bleu : des trajectoires d'avion reconstruites. Le zénith se situe au centre du cercle.

signal étant élevé, on peut déduire de ces événements la résolution angulaire du réseau. Néanmoins, la grande majorité des signaux parasites proviennent de l'horizon et sont associés à l'activité humaine (FIG.6.3).

Après quelques mois de prise de données, quelques sources ont été identifiées. Certaines d'entre elles émettent des transitoires toutes les 1.32 et 1.4 secondes exactement. D'autres saturent l'acquisition des données, en émettant des signaux plus de 28 fois par seconde. Pour éviter le remplissage des disques de stockage, dans un premier temps un changement de seuil pendant le journée a été implémenté. La figure (FIG.6.4) montre le taux d'acquisition d'une antenne autonome lors d'une journée bruyante. Cependant, le fait d'augmenter le seuil élimine à la fois les parasites et les signaux provenant des gerbes.

Les directions d'arrivée (θ, ϕ) sont déterminées par triangulation avec les temps d'arrivée sur chaque antenne en supposant que le front d'onde est un plan. Une coïncidence est obtenue lorsqu'au moins 4 antennes sont touchées dans moins de $3.5\mu s$ (temps nécessaire au front d'onde pour parcourir l'ensemble du réseau d'antennes).

6.3.2 La reconstruction du front d'onde

La reconstruction du front d'onde par une onde plane fournit uniquement la direction d'arrivée de l'émetteur. Afin de trouver sa position, on peut utiliser une reconstruction sphérique du front d'onde. Ceci est justifié par le fait que les sources se trouvent à proximité du réseau. Il suffit alors d'appliquer un algorithme de minimisation

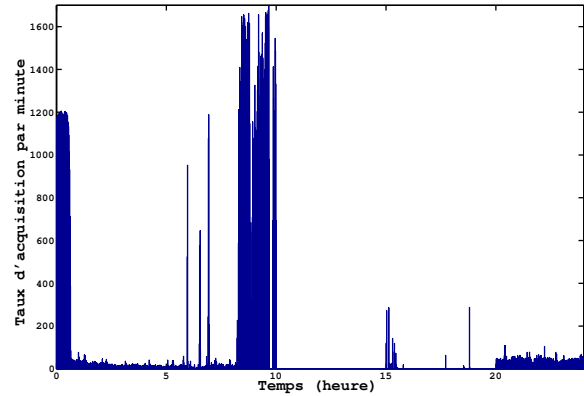


FIG. 6.4 – Taux d'acquisition d'une antenne dans la journée du 16/06/2011. L'augmentation du seuil de détection pendant la journée (10h-20h) diminue considérablement le nombre d'événements.

pour la quantité suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m ((x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2 - c^2(t_i - t_0)^2)^2, \quad (6.3)$$

avec x_i, y_i, z_i, t_i les coordonnées de l'antenne, x_0, y_0, z_0, t_0 les coordonnées du point d'émission et m le nombre d'antennes touchées. La résolution de l'équation par la méthode des moindres carrés nous donne la distance de la source par rapport au centre du réseau (FIG.6.5), une direction (identique à celle du fit plan) et une valeur du χ^2 au minimum. Après vérification sur le site, on conclut que les sources périodiques de l'ordre de Hz sont associées à des clotûres électriques chez des particuliers aux environs de l'observatoire, et celles qui saturent le réseau (fréquence d'émission $> 28\text{Hz}$) à des transformateurs EDF.

6.3.3 L'élimination des sources périodiques

Comme l'augmentation du seuil pénalise fortement la détection des gerbes, d'autres méthodes doivent être employées dans le but de se débarrasser des signaux parasites. En analysant la fréquence d'émission des sources qui saturent les antennes, on note que certaines d'entre elles sont périodiques. Dans ce cas, on peut imaginer un algorithme qui calcule le temps entre deux événements consécutifs : si l'intervalle de temps est égal à une valeur de référence, à un Δt près, l'événement en question est rejeté avant d'être enregistré. Cela implique une connaissance préalable des sources aux quelles sont soumises chaque antenne du réseau sur

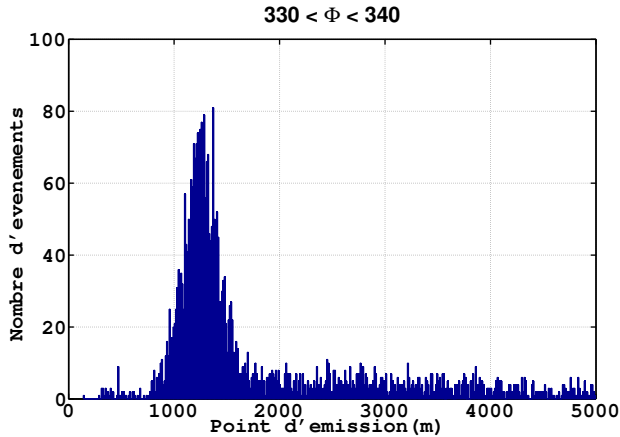


FIG. 6.5 – Distribution de la distance du point d’émission de la source parasite au centre du réseau. La reconstruction sphérique exige une grande précision au niveau de la datation des événements et sur la position des antennes. Les algorithmes de minimisation ne convergent pas toujours vers le vrai point d’émission. Un nombre suffisamment grand d’événements est demandé, afin d’avoir une valeur moyenne pertinente. Dans cet exemple, la source se trouve à environ 1300m du centre du réseau.

les deux voies d’acquisition (Nord-Sud et Est-Ouest). Des tests ont été effectués avec des données CODA-LEMA et dans certains cas on observe une diminution d’un facteur 10 du nombre d’événements. Ce type d’algorithme est en cours d’implémentation dans la carte trigger de 4 stations autonomes et les premiers résultats sont attendus très prochainement. En ce qui concerne les signaux parasites non-périodiques, des méthodes basées sur l’analyse de forme d’onde sont actuellement en phase de test et pourraient diminuer le nombre d’événements fortuits de plus de 60% du total, tout en gardant les transitoires associés aux gerbes.

6.4 Conclusion

Un long chemin a été parcouru depuis les années 60, où la radio a été proposée comme une méthode de détection des rayons cosmiques. L’expérience CODA-LEMA est en fonctionnement depuis 2003 et a redémontré la faisabilité de la radio-détection. Elle a contribué à la mise évidence des principaux mécanismes physiques de production radio par la gerbe. La compréhension des informations contenues dans la forme d’onde du signal apparaît capitale pour extraire les caractéristiques du rayon cosmique primaire, indépendamment des autres détecteurs. La nouvelle phase de l’expérience, basée sur la radio-détection autonome, est en place depuis 2011. Pour un fonctionnement optimum,

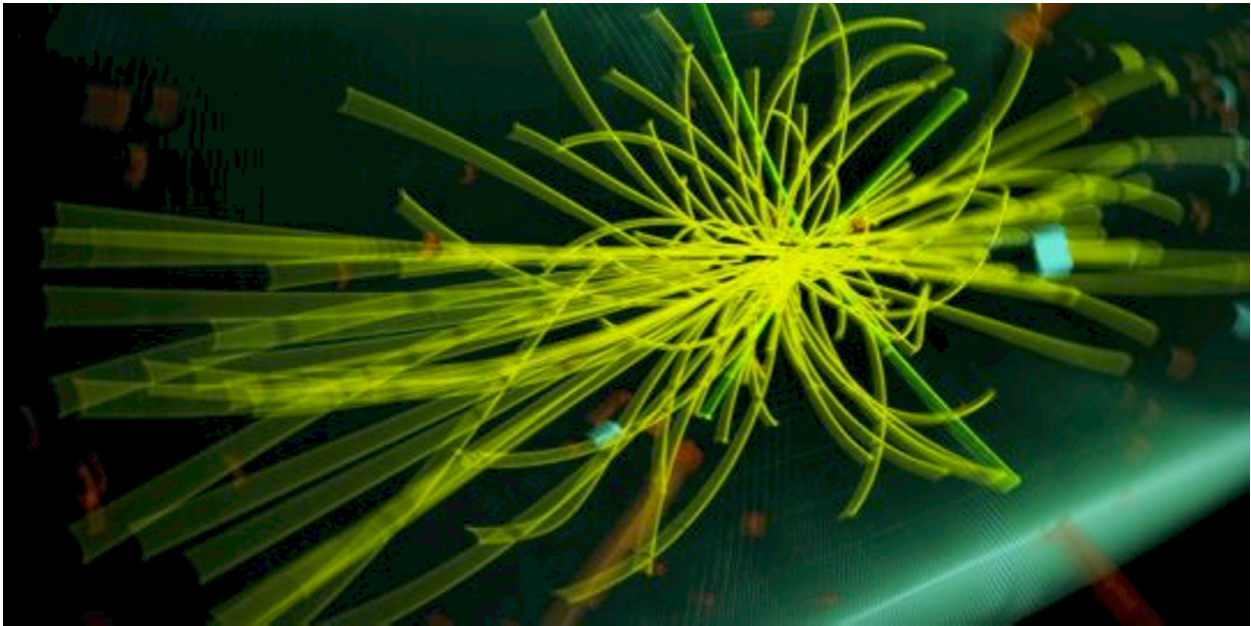
cette configuration doit s’affranchir au maximum des nombreux émetteurs parasites. Des algorithmes se basant sur la différence de temps entre 2 événements et sur la forme d’onde sont en train d’être testés. Si les premiers résultats sont confirmés, une utilisation dans un environnement défavorable de la radio détection pourra être envisagée dans le futur.

Références

- [1] GA Askar’yam, Soviet Phys. J.E.T.P **14** (1962) 441–443.
- [2] FD Kahn, I. Lerche, Proc. Royal Soc. London A **289** (1966) 206–213.
- [3] JV Jelley *et al.*, Nature **205** (1965) 327–328.
- [4] D Ardouin *et al.*, NIM A **555** (2005) 148–163.
- [5] A Haungs, AIP Conf. Proc. **972** (2008) 347–355.
- [6] The Pierre Auger Collaboration *et al.*, NIM-A **523** (2004) 50–95.
- [7] D Ardouin *et al.*, Astropart. Phys. **31** (2009) 192–200.
- [8] T Garçon, PhD thesis, Université de Nantes, 2010.
- [9] V Marin, PhD thesis, École des Mines de Nantes, 2011.
- [10] D Charrier, NIM A **662** (2012) 142–145.

Deuxième partie

Au-delà du Modèle Standard



La physique au-delà du Modèle Standard

Alexandre Zabi

CNRS/IN2P3 École polytechnique, Laboratoire Leprince
Ringuet



Le Modèle Standard de la physique des particules est le résultat de nombreuses expériences et développements théoriques menés depuis plus d'une quarantaine d'années. Ce modèle regroupe l'ensemble de nos connaissances concernant la structure intime de la matière ainsi que les interactions fondamentales qui régissent ses composants élémentaires. À ce jour, le Modèle Standard est en mesure de reproduire avec une très grande exactitude les observations expérimentales et démontre ainsi d'un pouvoir prédictif sans précédent. La découverte des bosons électrofaibles W et Z en 1983 ainsi que la découverte du quark top en 1995 sont des exemples concrets de ce pouvoir de prédiction et comptent parmi les plus grands succès de cette théorie. Dans sa formulation la plus simple, le Modèle Standard incorpore de façon élégante le mécanisme essentiel de brisure de la symétrie électrofaible même si l'existence du boson de Higgs reste à ce jour une énigme. Par contre, le nombre important de paramètres libres (19 au total) témoigne lui d'une certaine faiblesse de cette théorie, étant donné qu'un ajustement fin de ces derniers est nécessaire pour coïncider avec les valeurs observées. La masse du Higgs n'est pas du tout prédite par le modèle par exemple. L'explication des phénomènes à plus haute énergie, comme à l'énergie de grande unification par exemple, révèle enfin les limites de ce modèle. Finalement, le caractère effectif de cette théorie rend nécessaire la formulation de théories allant au-delà du Modèle Standard. Ces extensions font l'objet de ce document.

7.1 Des particules et des interactions

7.1.1 Introduction

Avant de voyager au-delà du Modèle Standard, il est important de revenir sur les principes de base de cette théorie. Celle-ci apporte une modélisation possible de la structure de la matière qui nous entoure. Elle a été introduite par les physiciens S. Glashow, S. Weinberg and A. Salam dans les années 1970 [1]. Les physiciens R. Brout, F. Englert et P. Higgs ont élaboré le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible en 1964 [2]. Cette théorie est le résultat de découvertes

successives de particules issues de processus naturels, comme le muon résultant du rayonnement cosmique, le neutrino de la radioactivité etc. Un autre aspect important de ces découvertes est la caractérisation précise des interactions entre ces particules. Le Modèle Standard introduit ainsi la notion de particules élémentaires mais aussi les interactions fondamentales qui les gouvernent. Les particules sont regroupées en deux grandes catégories : les fermions, considérés comme les particules de matière et les bosons, responsables des interactions. Au sein de la famille des fermions, on distingue les leptons et les quarks, particules de spin $1/2$. Elles sont classées en trois générations. Les éléments de la première génération constituent à eux seuls l'ensemble de la matière qui nous entoure. Les interactions sont de différentes natures : électromagnétique, forte et faible. Le photon est responsable de l'interaction électromagnétique, les gluons de l'interaction forte et les bosons Z et W , de l'interaction faible. Ces particules sont caractérisées par un spin 1. L'intensité des interactions est caractérisée par le couplage de ces bosons de jauge avec les particules de matière.

7.1.2 Les interactions modélisées

Au sein du Modèle Standard, le principe de symétrie de jauge constitue la base de la description théorique de l'interaction. L'interaction électrofaible étant l'union de la force faible et de la force électromagnétique, elle est décrite par un groupe de jauge unique, c'est le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La notion de symétrie se traduit ici par l'invariance du Lagrangien lorsque que l'on applique cette transformation de jauge. Un total de trois générateurs pour le groupe $SU(2)$ et d'un générateur pour le groupe $U(1)$ font leur apparition. Il s'agit des boson W^\pm , Z et du photon. Au sein de ce groupe, l'électron et son neutrino correspondant, sont traités comme un seul et même objet : on parle d'un doublet d'isospin. En ce qui concerne les hadrons, le proton ou le neutron par exemple, sont constitués de quarks dont la liaison est assurée par l'interaction forte. Cette interaction est elle aussi décrite par un groupe de jauge, c'est le groupe de symétrie $SU(3)$. L'invariance de jauge une fois appliquée au Lagrangien fait apparaître les 8 médiateurs : les gluons.

7.1.3 Le champ de Higgs et la masse des particules élémentaires

Même si ce formalisme apparaît clairement établi et permet de calculer précisément les sections efficaces de production de différents processus d'interaction, l'origine de la masse des particules élémentaires reste une énigme. L'introduction de termes de masse simples tels que $m\phi\phi$ dans le lagrangien a pour effet de détruire l'invariance de jauge et de rendre la théorie non renormalisable¹. Les bosons W et Z étant massifs, la symétrie de jauge électrofaible doit inévitablement être brisée, d'une façon ou d'une autre. La symétrie doit donc être brisée spontanément. Le caractère spontané signifie ici que le non-respect de la symétrie n'est pas dû à l'introduction d'un terme dans le lagrangien (brisure globale de la symétrie dans ce cas) mais plutôt que les solutions de celui-ci (comme l'état fondamental par exemple) ne sont pas invariantes sous la symétrie de jauge en question. Il suffit d'introduire un potentiel faisant intervenir un champ scalaire (un doublet de champs scalaires exactement) dans le lagrangien : c'est le mécanisme de Higgs. Ce mécanisme a tout d'abord été introduit pour décrire le phénomène de supraconductivité. La brisure de symétrie en général est un phénomène que l'on retrouve couramment en physique comme, avec la cristallisation par exemple. Afin que ce potentiel puisse effectivement être capable de briser la symétrie spontanément, ses paramètres doivent être choisis précisément pour donner la forme visible sur la figure 7.1. Ce choix reste complètement arbitraire, il en est de même pour la structure du champ lui-même. Néanmoins, une fois introduit dans le lagrangien, les interactions des particules avec ce champ ont pour effet de les rendre massives. Les masses des bosons W et Z découlent naturellement de la présence de ce champ alors que pour les particules de matière, c'est à travers leur couplage de Yukawa que s'opère cet effet. Les fluctuations du champ lui-même font apparaître une particule que l'on nommera boson de Higgs.

7.1.4 L'interaction au cœur du débat

Depuis le siècle dernier, les acteurs principaux de la matière qui nous entoure ont en quelque sorte été identifiés, ce sont leurs interactions fondamentales qui restent encore incomprises. Les 4 interactions clairement établies à ce jour : électromagnétique, faible, forte et la gravité sont peut-être étroitement liées. Le plus grand exploit du Modèle Standard, n'a pas seulement été d'établir ce catalogue précis des particules et de

¹La renormalisation a initialement été introduite afin de solutionner le problème des intégrales divergentes de la théorie des perturbations (QED). L'idée est d'introduire des contre termes dans le lagrangien qui vont éliminer ces divergences. Si le nombre de contre termes nécessaires devient infini, la théorie perd son caractère prédictif, elle est non-renormalisable.

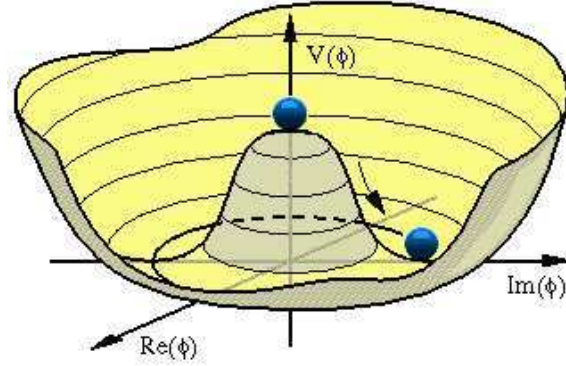


FIG. 7.1 – Représentation du potentiel de Higgs permettant d'opérer une brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

la nature de leurs interactions, mais a surtout été de démontrer que la force électromagnétique et la force faible sont la manifestation de la même force à plus faible énergie : la force électrofaible. C'est le premier pas vers l'unification. On pourrait alors penser naturellement que l'unification des forces peut être envisagée à une échelle d'énergie encore plus élevée : l'échelle de grande unification (Grand Unified Theorie ou GUT). À ce jour, la compréhension des interactions fondamentales est donc au cœur du débat en physique des hautes énergies. L'origine même de la masse des particules élémentaires serait expliquée par leur interaction avec un champ dit de Higgs.

7.2 Du secteur du Higgs à la nécessité d'une nouvelle physique

Il était important de commencer par décrire la physique du secteur du Higgs, car celle-ci est étroitement liée à la nécessité d'une physique au-delà du Modèle Standard. Si le champ de Higgs n'existait pas, les particules élémentaires n'auraient pas de masse et se propageraient à la vitesse de la lumière. Qu'en serait-il de la structure atomique et des propriétés chimiques que nous connaissons ? De plus la présence d'un champ de Higgs permet de réguler certaines probabilités divergentes comme le processus de diffusion des bosons W ($W_L W_L \rightarrow Z_L Z_L$), parfaitement possible au sein du Modèle Standard. Ce processus seul contraint la masse du Higgs à une limite supérieure de $780 \text{ GeV}/c^2$. Si le champ de Higgs existe, alors sa matérialisation donne naissance à une particule massive observable à travers ses produits de désintégration (qui doivent être des particules usuelles du Modèle Standard). Les couplages du champ avec lui-même (quadratique etc.) imposent aussi des contraintes sur sa masse que l'on ap-

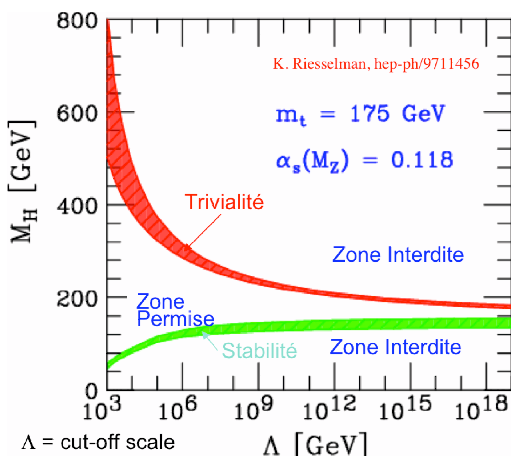


FIG. 7.2 – Masse du Higgs en fonction de l'échelle d'énergie considérée. Les zones verte et rouge indiquent les zones interdites au-delà desquelles une nouvelle physique doit intervenir. La zone permise se situe entre les deux et favorise plutôt un Higgs léger.

pelle trivialité de la théorie et stabilité du vide. Ces zones sont représentées sur la figure 7.2. Les mesures expérimentales des paramètres électrofaibles imposent aussi une limite supérieure à 200 GeV/c². D'après la figure 7.2, la masse du Higgs doit se trouver entre 130 et 180 GeV/c² pour une extrapolation valide jusqu'à l'échelle de grande unification (10¹⁶ GeV/c²).

Les résultats récents de la recherche directe du boson de Higgs, par les expériences ATLAS et CMS auprès du LHC, semblent indiquer une masse possible entre 115 et 140 GeV/c² (voir figure 7.3). Un Higgs plutôt léger est donc favorisé par les résultats expérimentaux directs mais aussi indirects si l'on observe la figure 7.4. Les mesures de précision de la masse du quark top et du boson W permettent aussi de contraindre la masse du Higgs qui apparaît dans les corrections radiatives du W. Ce résultat a des conséquences importantes concernant l'existence d'une nouvelle physique. À partir de la figure 7.2, un Higgs léger ($M_H < 135$ GeV/c²) implique forcément la contribution des couplages du champ avec lui-même qui mettent en péril la stabilité du vide. Le Modèle Standard à lui seul ne peut réguler ces processus et l'intervention d'autres processus impliquant peut-être d'autres particules est inévitable.

7.3 Le Modèle Standard a ses limites

Le Modèle Standard est l'une des théories les plus précises de la physique moderne mais peut-être lui demande-t-on d'expliquer trop de choses. L'exploration

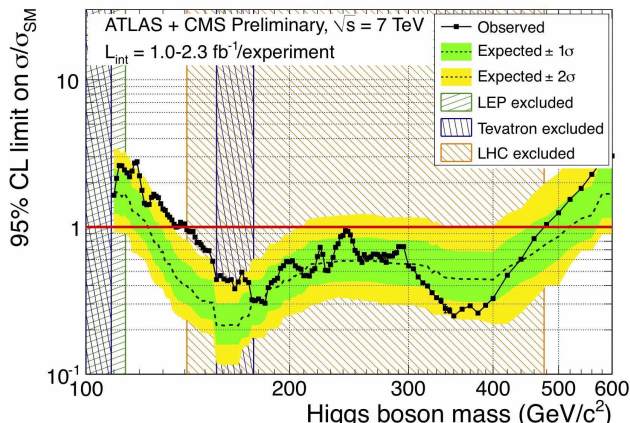


FIG. 7.3 – Limite supérieure sur la section efficace de production du Higgs du Modèle Standard en fonction de sa masse. La ligne noire correspond à la limite obtenue dans les données (des expériences ATLAS et CMS) en combinant plusieurs canaux de désintégration. La ligne pointillée correspond à la limite attendue, c'est à dire la limite qui aurait due être obtenue avec la quantité de données accumulées mais dans l'hypothèse ou il n'y aurait pas de boson de Higgs. Les zones hachurées correspondent aux zones d'exclusion : la zone entre 141 GeV/c² et 476 GeV/c² est donc exclue à un niveau de confiance de 95% [3].

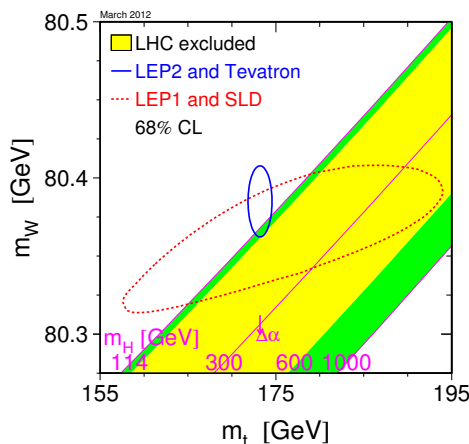


FIG. 7.4 – Masse du boson W en fonction de la masse du quark top [4]. Représentation des zones contraintes par les mesures directes (bleu) et indirectes (rouge pointillés). La prédiction du Modèle Standard apparaît en vert dans le plan (M_W, M_t). La zone en jaune est exclue par les résultats du LHC.

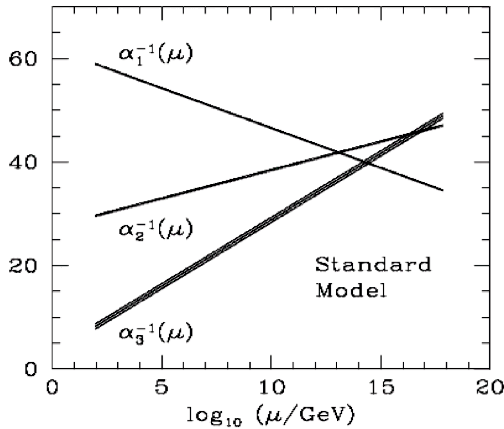


FIG. 7.5 – Évolution des constantes de couplage électromagnétique, faible et forte en fonction de l'énergie. Seule les particules du Modèle Standard interviennent dans les boucles aux ordres supérieurs.

des domaines d'énergie bien au-delà de l'échelle électrofaible semble révéler très rapidement les limites du modèle. La figure 7.5 montre l'évolution des constantes de couplages électromagnétique, forte et faible en fonction de l'énergie mise en jeu dans l'interaction. On observe que l'unification des forces n'est pas réalisable à des énergie de 10^{16} GeV (GUT). Le Modèle Standard porte donc les germes de l'unification des forces fondamentales sans vraiment y parvenir. Ceci semble indiquer que la nature des interactions est peut-être plus compliquée que cela ou bien que le modèle n'est finalement valable que dans un domaine d'énergie restreint : on parle alors de théorie effective.

Les corrections radiatives de la masse du Higgs sembleraient aussi indiquer les mêmes conclusions. L'équation 7.1 montre les contributions des diagrammes d'ordre supérieur à la masse du Higgs. La variable Λ indique le "cut-off", c'est-à-dire la limite supérieure en énergie considérée pour le développement. Si on choisit l'échelle de grande unification comme étant la limite naturelle, alors on voit très vite que ces termes divergent, ce qui est catastrophique pour la théorie. Afin de stabiliser ces contributions, il est donc nécessaire d'introduire des contre-termes qui permettent de garder la masse du Higgs à des valeurs raisonnables ($O(100$ GeV)). Ces ajustements fins ne sont pas considérés comme naturels : c'est le problème de naturalité. Si on choisit $\Lambda < 1$ TeV, alors une nouvelle physique est nécessaire à l'échelle du TeV.

$$m^2 = m_0^2 + \alpha\lambda \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \quad (7.1)$$

Ce problème d'échelle d'énergie se retrouve dans un

autre contexte. Il y a une telle séparation entre l'échelle électrofaible et l'échelle de grande unification que l'on parle de problème de hiérarchie. Il semble difficile de concevoir une théorie unique capable de prédire des phénomènes à des échelles d'énergie si différentes. Cela va plus loin lorsqu'on essaye d'incorporer la force de gravitation. À l'échelle microscopique, cette force joue un rôle minime compte tenu de la masse négligeable des particules élémentaires. Ceci n'est plus du tout vrai lorsque l'on considère l'échelle de Planck (10^{19} GeV) de l'univers primordial. La gravité joue alors un rôle important et on se permet d'imaginer que toutes les forces sont finalement sur un pied d'égalité.

Il apparaît maintenant évident que le Modèle Standard n'est pas capable de réaliser tout cela. De plus, d'autres points sont à éclaircir : Qu'est ce qui régit la masse du Higgs ? Si la masse des particules s'explique à travers l'intensité des couplages avec le champs de Higgs, elle est choisie arbitrairement pour correspondre aux observations. Pourquoi trois générations de particules ? La structure du champs de Higgs a été choisie de façon à réaliser le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, mais peut-être que ce champ est plus complexe que l'on pourrait le penser ?

Notre modèle d'interaction est peut-être trop simplifié pour apporter des réponses à ces questions. Il est alors possible d'imaginer d'autres interactions comme une interaction capable de transformer les bosons en fermions ou bien les quarks en leptons. Peut-être que le champ de Higgs est plus complexe : 2 doublets de champs. On pourrait imaginer des interactions qui se manifestent à travers des dimensions supplémentaires, que les quarks et les leptons sont en fait des particules composites. Si le Higgs n'existe pas, alors la brisure spontanée de la symétrie électrofaible s'opère à des énergies plus élevées (à l'ordre du TeV). La clé est donc l'observation des effets de la physique à l'échelle de grande unification au niveau de l'échelle électrofaible ($O(100$ GeV)).

7.4 Une extension possible du Modèle Standard : la Supersymétrie

Comme il a été expliqué précédemment, la description théorique des interactions fait intervenir la notion de symétrie. Il en découle un formalisme qui introduit naturellement le principe de générateurs et de nombres quantiques. En considérant la possibilité que les interactions soient plus compliquées qu'elles n'apparaissent, on peut très bien envisager d'autres symétries de la nature, comme celle qui serait capable de transformer les particules de matière en médiateurs d'interactions. La symétrie capable de transformer les bosons en fer-

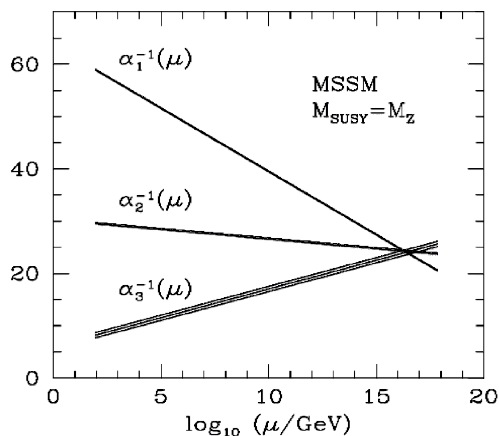


FIG. 7.6 – Évolution des constantes de couplage électromagnétique, faible et forte en fonction de l'énergie. Les particules du Modèle Standard ainsi que les particules supersymétriques interviennent dans les boucles aux ordres supérieurs. Une unification des trois forces est alors possible à 10^{16} GeV, l'échelle de grande unification.

mions a été baptisée la Supersymétrie [5]. L'avantage d'une telle symétrie est d'introduire un nouveau spectre de particules qui interviennent dans des diagrammes d'ordres supérieurs. Ces contributions permettent alors de réguler l'évolution des constantes de couplages en fonction de l'énergie. Avec un choix judicieux des paramètres de la théorie, on réalise une unification complète des forces fondamentales à l'échelle GUT comme le montre la figure 7.6 (à comparer avec la figure 7.5). C'est le plus grand exploit de cette théorie.

En plus de réaliser cette unification des forces, elle apporte une solution naturelle à la contribution des diagrammes divergents de l'équation 7.1 par exemple. Les boucles impliquant les super partenaires² ont des contributions qui neutralisent ces divergences. Du coup, la masse du Higgs n'a plus besoin d'ajustement fin (les ajustements sont encore nécessaires mais sont de l'ordre du %). Dans sa version la plus simple, MSSM pour Minimal Supersymmetric Model, elle incorpore l'existence d'un scalaire neutre qui s'apparente au boson de Higgs du Modèle Standard. Tous ces bénéfices ne sont possibles que par l'introduction d'un secteur du Higgs particulier : 2 doublets de champs scalaires.

$$R_p = (-1)^{2S} (-1)^{3B+L} \quad (7.2)$$

Le secteur du Higgs est alors étendu par l'introduction de 2 doublets de champs scalaires qui prédisent

²La supersymétrie implique l'existence d'un nouveau spectre de particules. A chaque particule du Modèle Standard est associée un partenaire supersymétrique

l'existence de 5 bosons de Higgs : h, A, H et $H^{++/--}$. Le Higgs h doit nécessairement avoir une masse inférieure à $135 \text{ GeV}/c^2$ (en introduisant des corrections radiatives). Compte tenu des observations actuelles, ceci ne semblerait pas être un problème. Par contre, il n'y a aucun signe de la présence d'un quelconque boson de Higgs à ce jour. Qui dit symétrie dit nombre quantique, d'où la naissance de la R-parité qui doit être conservée au sein des processus impliquant des interactions avec des super partenaires. En réalité, elle a été introduite afin d'éviter un problème sérieux de conservation du nombre baryonique et leptonique. Avec un choix, encore une fois judicieux (voir équation 7.2), la conservation de ce nouveau nombre quantique implique l'existence de la particule supersymétrique la plus stable : le neutralino (χ). Comme le neutrino, le neutralino interagit très peu avec la matière. Ne connaissant pas sa masse, il est considéré comme un candidat possible à la composition de la matière noire de l'univers.

La supersymétrie introduit finalement une complication supplémentaire de taille : quel est le mécanisme qui permet de la briser ? Il apparaît évident aujourd'hui que les super partenaires ne sont pas de simples images des particules du Modèle Standard caractérisés par des nombres quantiques différents, ils sont beaucoup plus massif. Mais pour quelle raison ? La supersymétrie est brisée mais rien ne semble indiquer une possibilité plutôt qu'une autre. Est-ce que la gravité joue un rôle (modèle mSUGRA) ? Peut être que d'autres médiateurs interviennent dans ce processus (modèle GMSB) ?

7.5 Unification et symétrie étendue

Le Modèle Standard porte en effet les germes d'une unification possible des forces à plus haute énergie [6]. De plus l'organisation des particules au sein du modèle fait apparaître éventuellement d'autres symétries. En prenant comme exemple le cas de la symétrie électrofaible, les particules sont organisées en doublets d'isospin. Il est tout à fait concevable d'organiser les particules en multiplet pouvant ainsi inclure les leptons et les quarks (voir équation 7.3.) Les particules correspondent alors à des projections différentes du même état quantique. Ces multiplets s'inscrivent naturellement au sein d'une symétrie de type $SU(5)$ qui englobe alors le groupe de symétrie du Modèle Standard $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Un total de $5^2 - 1$ générateurs émergent et sont représentés par l'équation 7.4. On y retrouve les bosons usuels (gamma, gluons, W et Z) et des nouveaux bosons X et Y. Ces bosons deviennent alors massifs à travers un mécanisme de brisure de la symétrie $SU(5)$. En plus des interactions usuelles, on voit alors apparaître de nouvelles interactions capables de transformer les quarks en leptons. Les

médiateurs de ces interactions portent le nom de Leptoquarks. Malgré cette approche simpliste de la grande unification, ce modèle minimal SU(5) est extrêmement contraint par les observations expérimentales. Les bosons X et Y donnent aussi naissance à des couplages entre quarks qui aboutissent à la désintégration du proton. La durée de vie du proton étant de 10^{30} années, ces couplages sont très contraints. Les résultats expérimentaux provenant de nombreux secteurs, comme les phénomènes d'oscillation dans le secteur des B, la durée de vie des pions, vont aussi contraindre sévèrement ce modèle au point d'imposer des limites très élevées sur la masse des Leptoquarks. Ce modèle n'est alors viable que par une approche effective, c'est à dire la formulation d'un lagrangien de la théorie avec seulement certains couplages autorisés [7]. A ce jour aucun couplage de type Leptoquark n'a été observé auprès des collisionneurs de particules.

$$[d_R^c \quad d_Y^c \quad d_B^c \quad e^- \quad \nu_e]_L \quad (7.3)$$

$$\begin{bmatrix} g_{1,\dots,8} & & & \bar{X} & \bar{Y} \\ & & & \bar{X} & \bar{Y} \\ & & & \bar{X} & \bar{Y} \\ X & X & X & W_{1,2,3} & \\ Y & Y & Y & & \end{bmatrix} \quad (7.4)$$

Une autre possibilité serait de considérer des symétries étendues, comme par exemple l'introduction du groupe SU(2)_R. Le Modèle Standard possède une symétrie chirale, c'est-à-dire des nombres quantiques différents pour les chiralités droite et gauche. Un champ de Higgs plus compliqué, composé de 2 triplets gauche et droit, pourrait être considéré, tout en conservant la parité au niveau du lagrangien : SU(2)_R ⊗ SU(2)_L ⊗ U(1). Cette approche donne alors naissance à de nouveaux champs de Higgs ainsi que des neutrinos droits massifs de type Majorana ³.

7.6 Pourquoi des dimensions supplémentaires ?

Incorporer la gravité quantique dans un modèle d'interaction viable représente un challenge encore difficile à surmonter. L'une des raisons évidente est que l'intensité de l'interaction gravitationnelle est très faible par rapport aux autres interactions que subissent les particules. Une approche élégante est de considérer que la gravité ne se manifeste pas à travers les mêmes dimensions que les autres. Cette séparation permet alors d'admettre que cette interaction, à l'échelle électrofaible, est alors une interaction résiduelle et donc de surcroît très faible. Il existe plusieurs approches mais le modèle de

³Ces neutrinos sont aussi considérés comme des candidats possibles pour la matière noire

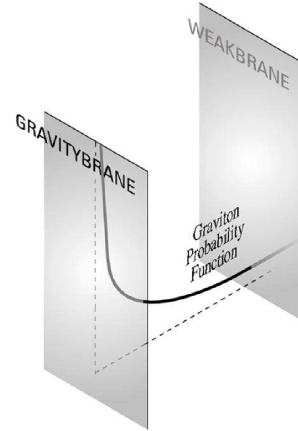


FIG. 7.7 – Représentation de l'univers dans le cadre du modèle Randall-Sundrum [8]. L'univers correspondrait à un espace anti-de-Sitter ayant de 5 dimensions. Le monde dans lequel nous vivons est nommé "Electroweak brane". Une brane est un objet de 3 + 1 dimensions. Seule la gravité se propagerait dans le "bulk" entre la "gravity brane" (ou Plank brane) et la "weak brane" (ou Standard Model brane).

Randall-Sundrum [8] est un bon exemple de l'introduction de dimensions supplémentaires. Comme le montre la figure 7.7, on imagine que le monde à l'échelle électrofaible (incluant donc la physique du Modèle Standard) "vit" en quelque sorte sur une brane (un objet de dimension 3 + 1) et que le monde à l'échelle de Planck (ou la force de gravité est forte) évolue sur une autre brane. Cette séparation règle donc le problème de hiérarchie, étant donné que le Modèle Standard se voit imposer un "cut-off" de 1 TeV et qu'une physique complètement nouvelle prend le dessus. Seule la gravité est autorisée à se propager dans l'espace qui sépare les deux branes. Encore une fois, si les paramètres sont bien choisis, il n'y a pas de déviations par rapport à la loi de Newton de la gravitation. L'interaction gravitationnelle intervient donc à l'échelle du Modèle Standard avec une intensité très réduite. Les gravitons apparaissent alors comme des résonances dont les masses invariantes sont de l'ordre du TeV.

7.7 Chercher la nouvelle physique

Le Modèle Standard semble être bien établi mais il paraît évident que des extensions sont nécessaires si l'on souhaite être capable d'expliquer plus que la physique à l'échelle électrofaible. Les informations dont nous dis-

posons ne permettent pas à ce jour de formuler une extension précise de ce modèle. Seule des approches effectives, c'est-à-dire sévèrement contraintes par les observations, sont envisageables. Dans ce cadre théorique, il semble difficile d'obtenir des théories prédictives utilisables. À ce jour, les résultats expérimentaux sont plus que nécessaires à l'avancement de notre compréhension. Maîtriser le secteur du Higgs est donc capital à ce stade.

7.7.1 L'importance du secteur du Higgs

La caractérisation précise du secteur du Higgs est une étape essentielle, comme il a été indiqué précédemment (voir section 7.3). La masse du Higgs à elle seule permet d'indiquer l'échelle d'énergie à partir de laquelle l'intervention d'une nouvelle physique est nécessaire. Si celle-ci avait été de $140 \text{ GeV}/c^2$ comme l'indiquaient des résultats préliminaires de l'expérience CDF, alors le Modèle Standard aurait été valable jusqu'à des échelles d'énergies de plusieurs centaines de TeV, accessibles à aucun accélérateur de particules à ce jour. La figure 7.3 montre les résultats récents de la recherche du Higgs obtenus par les expériences ATLAS et CMS auprès du LHC. Cette figure montre la limite supérieure sur la section efficace de production du Higgs dans le cadre du Modèle Standard. Ce résultat permet ensuite d'interpréter le domaine de masse permis pour celui-ci, et la conclusion favorise très nettement un Higgs léger, c'est à dire $M_H < 135 \text{ GeV}/c^2$. La nouvelle physique devrait donc apparaître à l'ordre du TeV.

7.7.2 L'utilité du collisionneur hadronique

Le Large Hadron Collider (LHC) a été conçu dans le but de rechercher le boson de Higgs mais aussi d'explorer la physique au-delà du Modèle Standard. L'énergie des faisceaux a été choisie pour être capable de disposer de suffisamment d'énergie au niveau partonique (constituants des protons) pour couvrir un domaine cinétique allant bien au-delà du TeV (Limite du Modèle Standard avec ou sans la présence du Higgs). Etant donné que les canaux de recherche considérés ont des sections efficaces de production très faibles, il a été nécessaire de fournir des faisceaux avec la plus grande intensité technologiquement réalisable. Le LHC est donc un accélérateur de 27 km de circonférence permettant de collisionner des protons avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. À ce jour, il s'agit de l'accélérateur le plus puissant au monde. En l'espace de seulement quelques mois, le LHC a été capable d'augmenter sa luminosité instantanée de plusieurs ordres de grandeur en passant de $1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Une luminosité record de $3,57 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a été atteinte le 18 Octobre 2011. La figure 7.8 montre l'évolution de la luminosité instantanée au cours de l'année 2011. Les

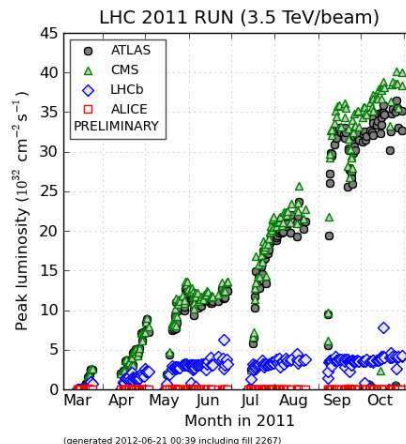


FIG. 7.8 – Évolution de la luminosité instantanée du LHC enregistrée au cours de l'année 2011. La luminosité instantanée est mesurée à chaque point d'interaction : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb. Le record de luminosité en 2011 était de $3,57 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

expériences ATLAS et CMS ont ainsi accumulé plus de 5 fb^{-1} de données pour leurs recherches. La particularité du collisionneur de protons est que le processus de fusion de gluons intervient principalement dans la production du Higgs. Celui-ci sera ensuite cherché dans ses canaux de désintégration impliquant la présence de deux photons, de deux bosons Z (donnant ensuite des leptons) et W (donnant ensuite des leptons et neutrinos). La combinaison de ces trois canaux a permis d'obtenir le résultat de la figure 7.3. Un excès de l'ordre de 2σ est nettement visible en deçà de 140 GeV.

7.7.3 Visualisation des collisions

CMS et ATLAS [9] sont des détecteurs généralistes, c'est-à-dire conçus afin d'observer un large panel de processus physiques. Ces expériences ont mis l'accent sur la détection et l'identification des leptons. Les détecteurs de traces sont dotés d'une précision de l'ordre de la fraction de pourcent et les calorimètres disposent d'une segmentation très fine et d'une très haute résolution en énergie. Ces performances sont essentielles si l'on souhaite atteindre des efficacités de reconstruction et d'identification des particules proches de 100 %. Non seulement le secteur du Higgs, mais aussi les canaux de nouvelle physique, font intervenir plusieurs leptons dans les états finaux, d'où l'importance d'obtenir des efficacités presque parfaites. La figure 7.9 montre la désintégration en chaîne typique d'une particule supersymétrique. Il apparaît ainsi plusieurs leptons dans l'état final mais aussi des quarks donnant des jets de particules ainsi que des neutralinos n'étant pas détectés. Ainsi qu'il a été discuté dans la section 7.4, la LSP se

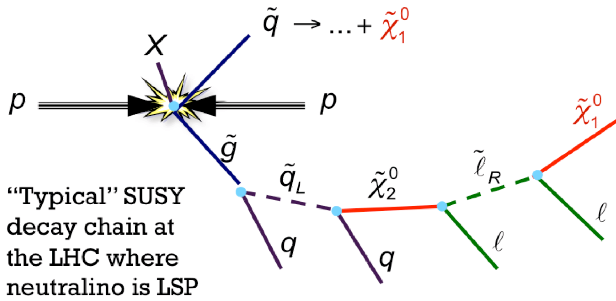


FIG. 7.9 – Représentation d’une désintégration en cascade d’une particule supersymétrique. La cascade se termine par la production de la LSP, ici le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$.

comporte comme un neutrino et interagit donc très peu avec la matière ; il en résulte la présence d’énergie transverse manquante dans le détecteur. En plus de la précision sur les leptons, il faut aussi pouvoir reconstruire les jets de particules et l’énergie transverse manquante de manière efficace. Dans le cas de la production d’une résonance Z' ou bien d’un graviton donnant naissance à une paire de leptons, il faut être capable de mesurer l’énergie et la direction avec précision dans un spectre cinématique important.

7.7.4 Considérations expérimentales

En plus de la difficulté de reconstruire et d’identifier avec précision les particules dans un environnement hadronique comme celui du LHC, il faut faire face aux effets néfastes de l’empilement. Le LHC fonctionne actuellement avec un espacement entre les paquets de protons de 50 ns au lieu de 25 ns comme prévu initialement. Par conséquent, les paquets de protons ont une densité plus importante afin d’obtenir des luminosités élevées. Avec cette configuration, plusieurs collisions peuvent se produire simultanément à chaque croisement. Les informations provenant d’une collision donnée peuvent ainsi être “superposées” à celle d’une collision venant d’un autre croisement, c’est le phénomène d’empilement. Durant l’année 2011, l’empilement a atteint près de 40 collisions dans le même croisement. Il a donc été nécessaire de développer des algorithmes permettant la soustraction des signaux d’empilement qui ont un effet désastreux sur la résolution des objets physiques comme les jets ou l’énergie transverse manquante.

7.7.5 Les premiers résultats

CMS et ATLAS ont mené des recherches multiples et exploré de nombreux modèles de physique au-delà du Modèle Standard. Elles ont été capable de pousser les limites bien au-delà des collisionneurs précédents comme le LEP et le Tevatron. À ce jour, aucun signal de nouvelle physique n’a pu être observé mais le LHC dispose de ressources supplémentaires. Les analyses cherchant des signes de nouvelle physique sont très souvent des expériences de comptage. En considérant une sélection d’événements donnée, qui a pour but de séparer le signal recherché du bruit de fond, on va comparer le nombre d’événements observés (N_{obs}) aux nombres d’événements de signal attendus (N_{sig}) ainsi qu’au nombre d’événements de bruit de fond estimés (N_{bkg}). Ces deux derniers nombres sont généralement estimés au moyen de simulations Monte Carlo du signal et de tous les bruits de fond possibles⁴. La section efficace du signal est bien sûr connue à partir du modèle considéré. Ce qui permet de la calculer pour différentes valeurs des paramètres de ce même modèle. Généralement, le nombre d’événements observés dans les données coïncide avec celui du bruit de fond estimé. Dans le cas où $N_{obs} = N_{bkg}$, il n’y a pas de signal et celui-ci est donc exclu. On établit une limite sur la section efficace du signal considéré pour une certaine valeur des paramètres. La limite sera d’autant plus précise que les nombres N_{obs} et N_{bkg} sont obtenus avec une statistique suffisante.

Jusqu’à présent, aucun excès n’a été observé, c’est à dire que $N_{obs} = N_{bkg}$. Il n’y a donc pas de présence de signal qui permettrait d’envisager l’hypothèse $N_{obs} = N_{bkg} + N_{sig}$ possible. La figure 7.10 montre les limites obtenues pour un modèle supersymétrique dans le plan des paramètres $(m_{1/2}, m_0)$ et pour une valeur de $\tan\beta$ donnée. On observe bien que les zones exclues sont importantes, mais il reste encore de nombreuses possibilités pour ces paramètres. Les recherches directes de particules supersymétriques, telles que les squarks et gluinos, obtiennent des limites sur leur masse pouvant aller jusqu’au TeV dans certains cas (Figure 7.11). Il est aussi possible de chercher des résonances à de très hautes masses invariantes. Le LHC pouvant couvrir des domaines cinématiques importants, il est possible de reconstruire la masse invariante des électrons comme le montre la figure 7.12 par exemple. Aucune résonance n’est pour le moment visible à l’ordre du TeV où l’on s’attendrait à observer la désintégration de bosons lourds comme le Z' ou bien des Gravitons. La figure 7.13 résume l’état des recherches de ces particules exotiques. Tous ces résultats peuvent être consultés sur [10].

⁴Il est aussi possible d’estimer la quantité de bruit de fond dans la zone du signal à partir des données au moyen d’une sélection permettant d’enrichir le lot de départ en bruit de fond

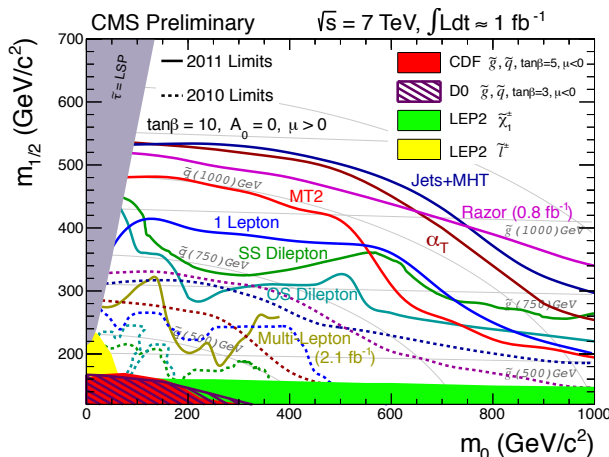


FIG. 7.10 – Domaine d'exclusion d'un signal supersymétrique à 95% de niveau de confiance dans le plan des paramètres $(m_{1/2}, m_0)$ obtenu par l'expérience CMS. Les limites obtenues dans les différents canaux de recherche sont représentées par des courbes de différentes couleurs. Les valeurs des trois autres paramètres $\tan\beta$, A_0 et μ sont aussi indiquées. Les zones pleines et hachurées correspondent aux domaines d'exclusion obtenus auprès du LEP et du TeVatron.

7.8 Conclusion

Bien que le Modèle Standard regroupe une quantité d'informations impressionnante sur le monde microscopique et son organisation, les interactions entre particules élémentaires constituent un domaine complexe encore mal maîtrisé. Dans l'état actuel d'avancement, il n'est pas possible d'établir une grande unification des forces en y incluant aussi la gravité quantique. Les fondements mêmes du Modèle Standard, comme le nombre de familles, ne sont pas encore vraiment expliqués. De nombreuses théories ont été formulées à ce jour mais toutes se basent sur des hypothèses encore difficilement vérifiables. Nombre de ces modèles sont fortement contraints par les observations existantes qui laissent finalement peu de place à de nouveaux couplages ou d'autres particules. La plupart de ces modèles n'aboutissent qu'à des théories effectives et donc peu intéressantes. Le LHC est donc capable d'explorer le Modèle Standard jusque dans ses retranchements. L'énergie déployée dans le centre de masse permet une couverture cinématique importante et pourrait peut-être dévoiler la présence de nouvelles particules à l'échelle du TeV. La luminosité élevée va, elle, permettre de mesurer des quantités connues avec une très haute précision pour y déceler des écarts possibles avec la théorie. La statistique accumulée permet quant à elle d'étudier en détail les caractéristiques de ces nouvelles particules. Afin de

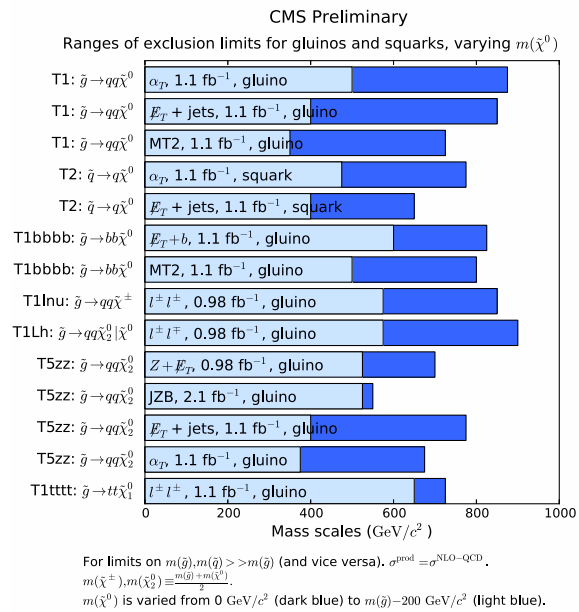


FIG. 7.11 – Ce tableau présente un résumé des limites inférieures sur la masse des particules supersymétriques squarks et gluinos obtenues par l'expérience CMS. La colonne de gauche indique l'état final considéré ou le mode de désintégration. La colonne de droite indique les limites obtenues avec 95% de niveau de confiance ainsi que la luminosité intégrée disponible. La zone en bleu foncé correspond à une variation la masse du neutralino.

guider ces recherches efficacement, la maîtrise du secteur du Higgs est incontournable. Comme il a été développé dans ce texte, caractériser le secteur du Higgs, c'est-à-dire découvrir le boson de Higgs et mesurer sa masse, vérifier son spin ainsi que ses couplages aux autres bosons, va permettre de ne considérer qu'une catégorie de modèles possibles. C'est donc la première étape dans la recherche d'une physique au-delà du Modèle Standard. Les recherches n'ont pour le moment pas permis de découvrir de nouvelles particules. L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse de seulement 1 TeV en 2012 (8 TeV au total dans le centre de masse) va permettre d'augmenter la section efficace de production du boson de Higgs de 10% et de 30%, voire 40%, celle de processus impliquant de la nouvelle phy-

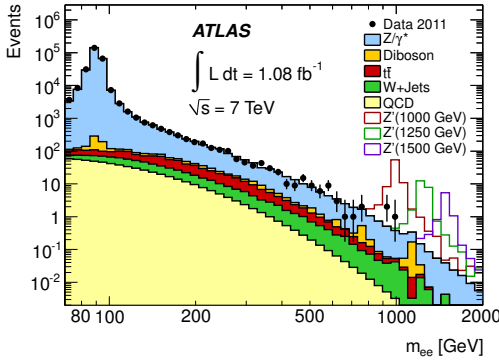


FIG. 7.12 – Spectre de masse invariante des paires d'électrons reconstruits et identifiés par l'expérience ATLAS. Les contributions des différents bruits de fond sont représentées par les histogrammes pleins de différentes couleurs. Les données sont représentées par les points avec les barres d'erreurs. Le signal est quant à lui représenté par les histogrammes rouge, vert et violet pour différentes masses possibles : 1, 1,25 et 1,5 TeV. Ces histogrammes permettent de visualiser la zone de présence du signal de la particules Z' si celle-ci était présente dans les données.

sique. De plus, la luminosité va être augmentée avec plus de protons par faisceau. Le LHC pourra atteindre 14 TeV dans le centre de masse ainsi qu'une luminosité de $10 \times 34 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en 2017, nous n'en sommes donc qu'au début.

Remerciements

Je souhaiterais remercier tous les étudiants qui ont participé à ces journées de rencontres de jeunes chercheurs édition 2011. Merci pour la motivation ainsi que l'enthousiasme dont ils ont fait preuve durant leurs sessions spécifiques. Merci d'avoir conservé cette ambiance particulière qui fait des JRJC un endroit unique de discussion et d'échange concernant des résultats récents, ou bien des développements théoriques précurseurs. Je remercie aussi mes amis et collègues du comité d'organisation qui ont encore une fois fait de ces rencontres un véritable succès.

Références

- [1] S.L. Glashow (Copenhagen U.), "Partial Symmetries of Weak Interactions", 1961, Published in Nucl.Phys. 22 (1961) 579-588. Steven Weinberg (MIT, LNS), "A Model of Leptons", Nov 1967. 3 pp. Published in Phys.Rev.Lett. 19 (1967) 1264-1266. A. Salam, Proc 8th Nobel Symposium,

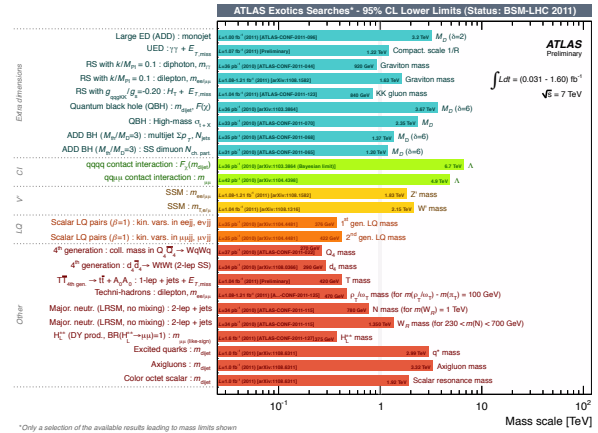


FIG. 7.13 – Résumé des limites inférieures sur la masse des objets "exotiques" obtenues par l'expérience ATLAS en 2011. La colonne de gauche indique les modèles considérés ainsi que l'état final considéré pour l'analyse des données. La colonne de droite indique la luminosité disponible ainsi que la limite sur la masse de l'objet cherché à 95% de niveau de confiance.

Stockholm 1968, ed N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), p327.

- [2] F. Englert, R. Brout (Brussels U.), "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons", 1964. 3 pp. Published in Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 321-323. Peter W. Higgs (Edinburgh U.), "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", Oct 1964. 2 pp, Published in Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 508-509. G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble (Imperial Coll., London), "Global Conservation Laws and Massless Particles", 1964, Published in Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 585-587.
- [3] ATLAS and CMS collaboration, "Combined Standard Model Higgs boson searches with up to 2.3 inverse femtobarns of pp collision data at sqrt(s)=7 TeV at the LHC", 2011, CMS-PAS-HIG-11-023.
- [4] LEP electroweak working group and Tevatron electroweak working group <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/> and <http://tevewwg.fnal.gov/>
- [5] Gordon L. Kane, "Perspectives on Supersymmetry", World Scientific Publishing (1998).
- [6] H. Georgi, S.L. Glashow (Harvard U.), "Unity of All Elementary Particle Forces", Feb 1974. 4 pp, Published in Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 438-441. Paul Langacker (SLAC and Pennsylvania U.), "Grand Unified Theories and Proton Decay", Jun 1980. 475 pp, Published in Phys.Rept. 72 (1981) 185.

-
- [7] W. Buchmuller (Hannover U. and DESY), R. Ruckl (DESY), D. Wyler (Zurich, ETH), "Leptoquarks in Lepton - Quark Collisions", Nov 1986. 21 pp, Published in Phys.Lett. B191 (1987) 442-448.
- [8] Randall, Lisa, Sundrum, Raman (1999). "Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension". Physical Review Letters 83 (17) : 3370-3373.
- [9] The CMS Collaboration, S Chatrchyan et al. (2008-08-14), "The CMS experiment at the CERN LHC", Journal of Instrumentation 3 (08) : S08004. The ATLAS Collaboration, G Aad et al. (2008-08-14), "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", Journal of Instrumentation 3 (S08003) : S08003.
- [10] CMS physics results :
<http://cms.web.cern.ch/org/cms-papers-and-results>,
ATLAS physics results :
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>

Probing the photon helicity: from *BABAR* to LHCb

Simon Akar

*LPNHE, Université Pierre et Marie Curie Paris 6,
CNRS — IN2P3*



Flavor changing neutral currents (FCNC) decays, which leading decay amplitude occurs at loop level in the Standard Model (SM), are sensitive to New Physics (NP) contributions. The branching fractions of such processes are very small ($\mathcal{O}(10^{-6})$). However *B* factories such as *BABAR*, thanks to the large data sample collected ($\sim 430 \text{ fb}^{-1}$), allow to study these rare decays.

8.1 Introduction

The Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) mechanism [1, 2] for quark mixing describes all transitions between quarks in terms of only four parameters. Consequently, the flavour sector of the SM is highly predictive. The decay processes $b \rightarrow s\gamma$ are FCNC that are forbidden at tree level in the SM.

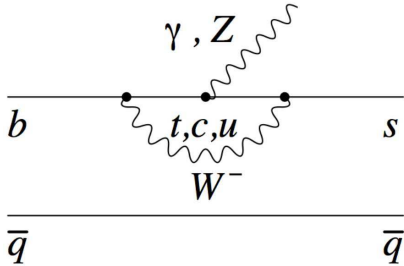


FIG. 8.1 – Transition rate of $b \rightarrow s\gamma$.

These processes can proceed via higher order electroweak Z^0/γ penguin (shown in figure 8.1) or box diagrams. In theories beyond the SM, such as supersymmetry for example, new virtual particles can contribute via competing (loop order) diagrams to large deviations from SM predictions, in the absence of a dominant SM tree process.

When considering decay modes of the type $B \rightarrow f_{CP}\gamma$, where f_{CP} is a CP eigenstate, the SM predicts a small time-dependent CP asymmetry. Indeed, in B^0 (\bar{B}^0) transitions with radiated photons, SM predicts right (left) helicity of these photons. A hadronic correction of order $\mathcal{O}(|m_s/m_b|^2)$ needs to be taken into account, introducing a small left (right) handed component. Therefore, time dependent CP asymmetry measurement of $B^0 \rightarrow K_s^0 \rho^0 \gamma$ decays can be used to

put constraints on NP models.

Similar measurements with $B^0 \rightarrow K_s^0 \pi^0 \gamma$ decays have been reported by *BABAR* and Belle based on 431 and 535 million $B\bar{B}$ pairs [3, 4], respectively. Belle has also reported time dependent CP asymmetry measurement in $B^0 \rightarrow K_s^0 \rho^0 \gamma$ decays using 657 million $B\bar{B}$ pairs [5]. At this time, no evidence of new physics has been observed — all time dependent CP asymmetry measurements yield CP asymmetry parameters compatible with zero as expected from the SM predictions.

8.2 $B\bar{B}$ system in the *BABAR* experiment

8.2.1 Neutral *B* meson oscillations

Neutral *B* mesons can oscillate through two *W* vector bosons exchange described by box diagrams (figure 8.2). In these transitions, dominated by heavy up-type quarks, a B^0 state evolving in a \bar{B}^0 state will result in a -2β additional phase. Due to the fact that for the B^0 meson lifetime ($\tau_B = 1,525 \pm 0,009 \text{ ps}$) and oscillation frequency ($\Delta m_d = 0,507 \pm 0,005 \text{ ps}^{-1}$) are of the same order of magnitude, their amplitude of transition is quite large compared to other neutral mesons, which makes the *B* sector a good place to study the effects of CP violation.

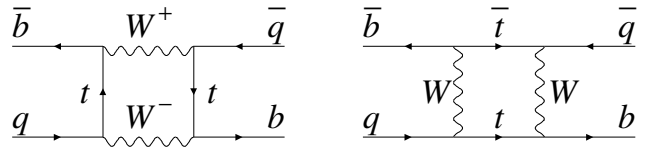


FIG. 8.2 – Dominating box diagrams in $B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0$ transitions. Here $q = d$.

8.2.2 Time dependent CP asymmetry

In general CP asymmetry can be define as :

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \mathcal{B}(B \rightarrow f)}{\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \mathcal{B}(B \rightarrow f)}, \quad (8.1)$$

where f and \bar{f} correspond to specific final state from B and \bar{B} mesons final states, respectively. $\mathcal{B}(B \rightarrow f)$ designates the B meson transition rate to a final state f . In order to extract information from this observable, we need to know the flavor state of the B meson (B_{sig}) which decays into our channel of interest. In the *BABAR* experiment, $B^0\bar{B}^0$ mesons are produced through the decay of the $\Upsilon(4S)$ resonance and are thus in an coherent quantum state. Through the identification of the decay products of the other B meson in the event (B_{tag}), one can derive its flavor at the time t_{tag} when the B_{tag} decays. Knowing the flavor of the B_{tag} meson allows to deduce the flavor of the B_{sig} at the time t_{tag} without theoretical ambiguity¹. In the time dependent analysis, one needs to measure the time difference Δt between the decays of the two B mesons, which is defined as $\Delta t = t_{sig} - t_{tag}$, where t_{sig} corresponds to the moment when the B_{sig} meson decays. Δt measurement is performed using the distance (Δz) between the two secondary vertices of the two B meson decays ($\Delta t = \Delta z\beta\gamma$, with β and γ the relativistic boost and Lorentz factor, respectively). Equation (8.1) can now be rewritten as a function of Δt as :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP}(\Delta t) &= \frac{\Gamma(B_{tag=B^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{tag=\bar{B}^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_{tag=B^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{tag=\bar{B}^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP})} \\ &= S_f \sin(\Delta m_d \Delta t) - C_f \cos(\Delta m_d \Delta t), \end{aligned} \quad (8.2)$$

where the induced and direct CP asymmetry parameters can be defined, respectively, as :

$$S_f = \frac{2\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2}, \quad C_f = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2}, \quad (8.3)$$

$$\text{with } \lambda = e^{-i\phi} \frac{\bar{\mathcal{A}}}{\mathcal{A}}, \quad (8.4)$$

where ϕ corresponds to the mixing angle between B^0 et \bar{B}^0 states, \mathcal{A} and $\bar{\mathcal{A}}$ correspond to the transition amplitudes from B and \bar{B} initial states to f_{CP} final state. Δm_d is the oscillation frequency of B^0 mesons. Interferences between the two initial states are possible when the final state f_{CP} is accessible to both B and \bar{B} (*i.e.* $\mathcal{A} \neq 0$ and $\bar{\mathcal{A}} \neq 0$). In this case, S_f is predicted with a non null value. The full neutral B meson oscillation time-dependent probability can be expressed as:

$$P_{\pm}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_B}}{4\tau_B} [1 \pm S_f \sin(\Delta m_d \Delta t) \mp C_f \cos(\Delta m_d \Delta t)] \quad (8.5)$$

where τ_B designates the proper lifetime of B^0 mesons. The plus or minus signs correspond to B^0 or \bar{B}^0 flavor states, respectively.

¹Experimental uncertainty on the B_{tag} meson flavor exists, and is taken into account in the analysis.

8.2.3 *BABAR* experiment and data sample

We use a data sample of 471 million $B\bar{B}$ pairs collected at the $\Upsilon(4S)$ resonance with the *BABAR* detector [17] at the PEP-II asymmetric-energy e^+e^- collider at the SLAC National Accelerator Laboratory. Tracking is provided by a five-layer silicon vertex tracker and a 40-layer drift chamber in a 1.5 T solenoidal magnetic field. We identify photons and electrons with a CsI(Tl) electromagnetic calorimeter, and muons using an instrumented magnetic flux return. In $b \rightarrow s\gamma$ transitions, photons are required to have momenta $p > 1.5$ GeV/ c in the laboratory frame. We identify charged pions and kaons using a detector of internally reflected Cherenkov light, as well as dE/dx information from the drift chamber.

8.3 $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ control channel

The final extraction of the S_f parameter value in $B^0 \rightarrow K_s^0\rho^0\gamma$ decays requires the study of a control channel. Indeed, in order to rely as less as possible on Monte Carlo (MC) information, we first study the $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ decays to extract the $K\pi\pi$ Dalitz plot structure, which is then used as an input to the $B^0 \rightarrow K_s^0\rho^0\gamma$ analysis. The advantage is that the expected yield of $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ signal events is approximately 10 times larger than that of $B^0 \rightarrow K_s^0\rho^0\gamma$ decays.

8.3.1 Analysis tools

The goal of the $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ study is to extract the ratio of the resonant rates of $B \rightarrow K^*\pi$ and $B \rightarrow K\rho$ as well as Dalitz-plot information and the interference between them. Using isospin symmetry these information can be applied to the $B^0 \rightarrow K_s^0\rho^0\gamma$ decays. We extract the signal and background yields from data with an unbinned maximum likelihood (ML) fit using:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{N!} \exp\left(-\sum_j n_j\right) \prod_{i=1}^N \left[\sum_j n_j \mathcal{P}(\vec{x}_i; \vec{\alpha}_j) \right], \quad (8.6)$$

where the likelihood \mathcal{L} for each event i is the sum of $n_j \mathcal{P}(\vec{x}_i; \vec{\alpha}_j)$ over several categories j (*i.e.* signal and background events, as discussed below). For each category j , $\mathcal{P}(\vec{x}_i; \vec{\alpha}_j)$ is the product of the probability density functions² (PDFs) evaluated for the i -th event's measured variables \vec{x}_i . The number of events for category j is denoted by n_j and N is the total number of events in the sample. The quantities $\vec{\alpha}_j$ represent the

²This is true only if there is no correlation between the variables \vec{x}_i . Otherwise, one needs to take them into account through multi-dimensional PDFs, which depend on the correlated variables.

parameters describing the expected distributions of the measured variables in each category j . Each discriminating variable x_i in the likelihood function is modeled by a PDF, where the parameters $\vec{\alpha}_j$ are extracted from MC simulation or off-resonance data³. The three variables x_i used in the fit are the kinematical variables $m_{\text{ES}} = \sqrt{E_{\text{CM}}^2/4 - p_B^{*2}}$ and $\Delta E = E_B^* - E_{\text{CM}}/2$, where p_B^* and E_B^* are the B momentum and energy in the $\Upsilon(4S)$ center-of-mass (CM) frame. E_{CM} is the total CM energy, plus one additional output discriminant variable (Fisher discriminant) composed as a linear combination of six event shape variables. The Fisher discriminant is defined as $F = \beta_0 + \sum_k \beta_k z_k$, where β_0 is the offset and β_k is the coefficient of the discriminating variable z_k .

8.3.2 Fit model

Signal model — Signal events are studied by means of a cocktail of exclusive MC samples. These events are divided in two separated categories : truth matched (TM) events and self cross feed events (SCF). The definition of TM events versus SCF events is based on Monte Carlo truth information. TM candidates

TABLE 8.1 — $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ estimated signal yields for the final BABAR Run1-6 dataset.

Category	Estimated yield
Signal TM	2295
Signal SCF	686
Total Signal	2981

are defined as those for which reconstructed B daughters match with the truth B daughters. SCF category is defined as all candidates not satisfying the previous requirement. Table 8.1 gives the expected number of signal events in the final BABAR dataset for both TM and SCF categories. Figure 8.3 gives the PDF shapes in the fit variables for TM signal events. Correlations, coming from reconstruction effects, between m_{ES} and ΔE signal TM events are observed in the MC distributions. In order to take these correlations into account in the fit, we use a two dimensional conditional PDF describing $m_{\text{ES}}-\Delta E$ dependences.

Backgrounds model — Two types of background arise in this study: continuum background and B backgrounds. The continuum background corresponds to $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) events, in which distributions of the fit variables do not show peaks. B backgrounds correspond to B -meson decays into other final states than the signal. These backgrounds are much

³Off-resonance data events are recorded with an energy in the CM just below the $\Upsilon(4S)$ threshold. Therefore these events contain no signal and are used to characterize the continuum background defined in section 8.3.2

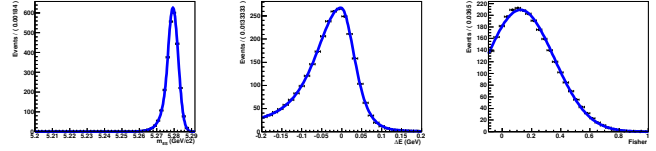


FIG. 8.3 — Probability density functions for the fit variables m_{ES} (left), ΔE (center) and Fisher (right) of the signal TM category. Here the m_{ES} PDF is described by a Crystal Ball function, the ΔE PDF by an asymmetric Gaussian with power-low tails and the Fisher PDF by a Gaussian. The full blue line represents the PDF distribution, and the black points with error bars correspond to MC events. The total number of events is normalized to the expected yield for each PDF.

TABLE 8.2 — $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ background estimated yields for the final BABAR Run1-6 dataset.

Category	Estimated yield
Continuum ($udsc$)	70983
$B^0 \rightarrow X_{sd}(\leftrightarrow K\pi)\gamma$	2872
$B^+ \rightarrow X_{su}(\leftrightarrow K\pi)\gamma$	
$B^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K\pi)\gamma$	1930
$B^0 \rightarrow X_{sd}(\rightarrow K\pi)\gamma$	
Generic B-background	1065
$B^+ \rightarrow K^{*+}(\rightarrow K\pi)\gamma$	442
$B^+ \rightarrow X_{su}(\rightarrow K\pi)\gamma$	
$B^0 \rightarrow K^{*0}\eta$	56
Small Charmless Peaking	17
Total Bkg	77365

more dangerous because of their peaking behavior in the fit-variable distributions. Continuum backgrounds are modeled using off-resonance data, whereas B backgrounds are modeled using either generic or exclusive MC samples. Table 8.2 gives the expected number of events for each background category entering the fit model. Figure 8.4 gives the PDF shapes of the fit variables for continuum events.

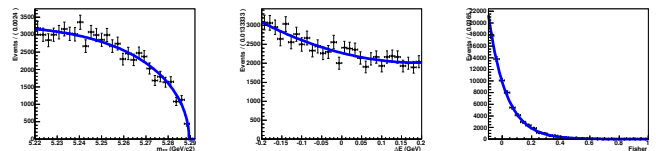


FIG. 8.4 — Probability density functions for the fit variables m_{ES} (left), ΔE (center) and Fisher (right) of continuum ($udsc$) background. Here the m_{ES} PDF is described by an Argus function, the ΔE PDF by a second order Chebychev polynomial and the Fisher by an exponential.

8.3.3 Fit validation

Once the fit model is established, we perform several validation tests.

Pseudo experiments — We first test the methodology with fits to an ensemble of datasets where signal and background events are generated from appropriate normalized PDFs (“pure pseudo-experiments”). A ML fit is performed on each pseudo-experiment in order to create the pull distributions of all free parameters entering the fit. The pull of a free parameter θ_i is defined as :

$$pull_i = \frac{\theta_i^{true} - \theta_i^{fit}}{\sigma_i^{fit}}, \quad (8.7)$$

where θ_i^{fit} and σ_i^{fit} correspond to the fitted value of parameter θ_i and the error given by the fit, respectively. All pull values are consistent within errors with a Gaussian of mean 0 and sigma 1. We further

TABLE 8.3 – Pull means and widths of all the floated yields entering in our model for the embedded toy study.

Yield	Pull Mean	Pull Width
Signal TM	-0.027 ± 0.058	1.050 ± 0.041
Continuum $udsc$	0.229 ± 0.058	1.054 ± 0.041
Generic B-background	-0.354 ± 0.057	1.035 ± 0.040
$B^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K\pi)\gamma$		
$B^0 \rightarrow X_{sd}(\rightarrow K\pi)\gamma$	-0.026 ± 0.055	1.002 ± 0.039

fit an ensemble of pseudo-experiments in which the signal events, as well as $B^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K\pi)\gamma$ and $B^0 \rightarrow X_{sd}(\rightarrow K\pi)\gamma$ B background events are taken from properly normalized exclusive MC samples (“embedded pseudo-experiments”). Table 8.3 gives pull values for yields that are varied in the fit, as obtained from the embedded pseudo-experiments. All other pulls are consistent with expectations.

$K\pi\pi$ Dalitz plot extraction with the $sPlot$ technique — The aim of the analysis is to extract information on the Dalitz plot structure. However, none of the variables entering the fit model contain information able to extract directly the Dalitz plot structure. Thus we need to rely on the ability of our fit model to discriminate signal from background events in order to use the $sPlot$ technique. From the fit results, one can build weights ($sWeights$) containing information about the specie belonging of the fitted events. Applying these $sWeights$ on the data events, one should be able to reconstruct any variable distributions of the different species in the fit model without a priori knowledge about them.

Therefore, using MC events (for which we know the true distributions), we want to validate this technique and check whether the analysis method is able to reproduce the $K\pi\pi$ invariant mass ($m_{K\pi\pi}$) and Dalitz MC distributions.

Figure 8.5 gives the $sPlot$ and MC truth distributions of $m_{K\pi\pi}$, $m_{K\pi}$ and $m_{\pi\pi}$ for signal events. We observe a good agreement between the true MC and $sPlot$ distributions. This validates the ability of our method to extract information from the fit to $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ events in the data.

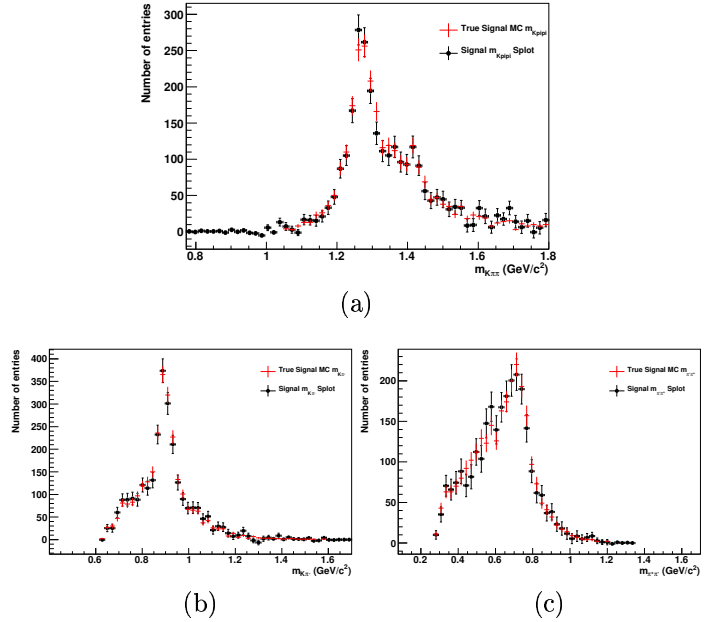


FIG. 8.5 – $m_{K\pi\pi}$ (a), $m_{K\pi}$ (b), and $m_{\pi\pi}$ (c) true MC (large black points) and $sPlot$ (red small points) distributions of signal TM events. Plots are normalized to the expected statistics in data.

8.3.4 Fit results

Once the fit model validated, we look at the signal region in data and perform a ML fit. Table 8.4 gives the fitted yields. Projections of the three variables are given in figure 8.6. We observe a good agreement between

TABLE 8.4 – $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ fitted yields for the final BABAR Run1-6 dataset.

Category	Fitted yield	Fit error (stat.)
Signal TM	2441	91
Continuum $udsc$	70078	446
$B^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K\pi)\gamma$		
$B^0 \rightarrow X_{sd}(\rightarrow K\pi)\gamma$	3270	385
Generic B-background	1529	116

the fit result and data. The small discrepancies in the ΔE distribution in the signal region (*i.e.* $-0.15 < \Delta E < 0.10$) between data and the model has been investigated⁴ and appear to correspond to background

⁴We divided ΔE in bins of m_{ES} , and the discrepancies observed in ΔE distribution appear for $m_{ES} < 5.27 \text{ GeV}/c^2$ where

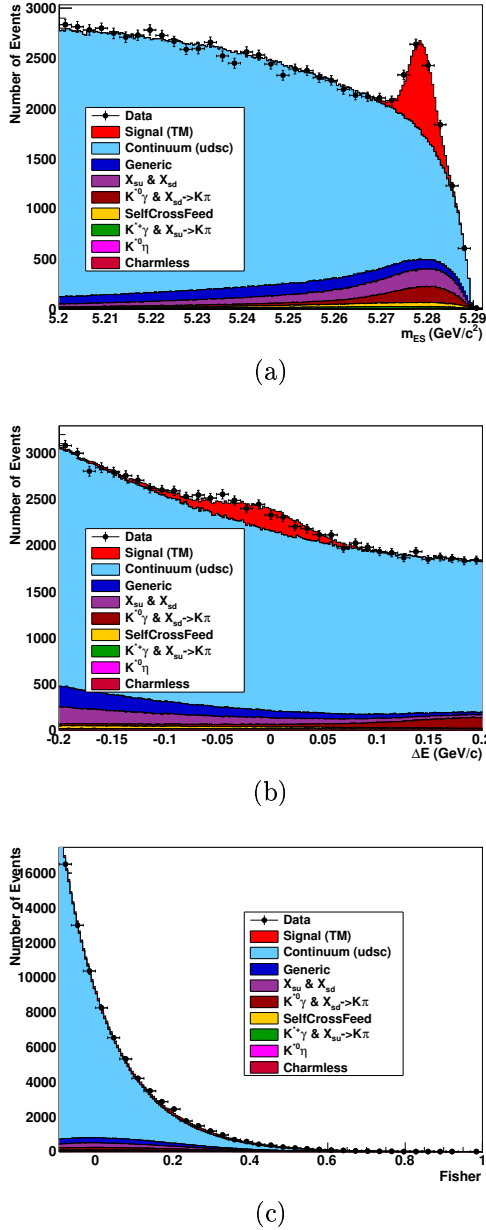


FIG. 8.6 – m_{ES} (a), ΔE (b) and Fisher discriminant (c) fit projections. Black points with error bars describe data events and the full colored histograms describe the contribution of each event species entering our model. The superposition order of each contribution in the histograms corresponds to the order of appearance in the legend.

fluctuations. We further extract the signal distributions for $m_{K\pi\pi}$, $m_{K\pi}$ and $m_{\pi\pi}$ (figure 8.7) using the validated $sPlot$ technique. Comparing the $m_{K\pi\pi}$ distributions between MC (figure 8.5) and data (figure 8.7) there seem to be more contributions coming from high mass resonances (*i.e.* $m(K_{res}) > m(K_1(1270))$). Indeed, branching ratios $\mathcal{B}(B \rightarrow K_{res}\gamma)$ for high mass resonances are not well measured and our model is almost no signal events are expected.

built using theoretical values with large uncertainties. Furthermore, it seems that the relative amount of $K\rho$ contributions from K_{res} compared to $K^*(892)\pi$ one is larger than expected from MC.

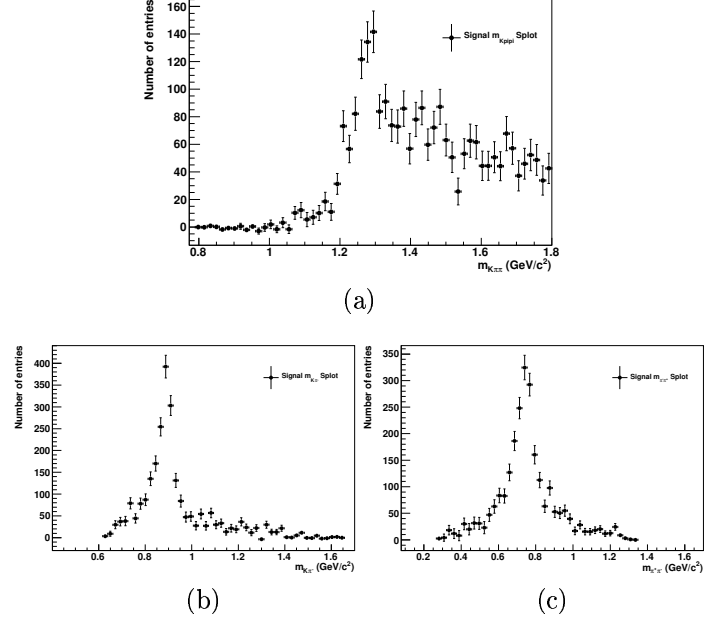


FIG. 8.7 – $m_{K\pi\pi}$ (a), $m_{K\pi}$ (b), and $m_{\pi\pi}$ (c) $sPlot$ distributions of signal TM events extracted from data.

8.4 Perspectives

To finalize the control channel study we need to extract the ratio of $K\rho$ and $K^*(892)\pi$ contributions from K^* resonances decaying to $K\pi\pi$, as well as the interferences. A preliminary study shows that some constructive interferences between these two final states appear.

The analysis of the $B^0 \rightarrow K_s^0 \rho^0 \gamma$ main channel is simultaneously ongoing (event selection, cut optimization, building backgrounds and signal PDFs). All the analysis tools have already been developed and tested on the control channel.

8.5 Conclusion

Radiative-penguin decays are a very good place to look for possible deviations from SM predictions. In particular, time dependent analysis of $B^0 \rightarrow K_s^0 \rho^0 \gamma$ decays, which will be performed for the first time in *BABAR*, can lead to constraints on NP contributions. Furthermore, this time dependent analysis is for the moment not accessible to hadron collider experiments such as LHCb. This makes it complementary to other

studies such as $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu \mu$ angular analysis also probing the photon helicity, currently performed in LHCb.

Références

- [1] N. Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 10 :531-532, 1963.
- [2] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. Prog. Theor. Phys., 49 :652-657, 1973.
- [3] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), arXiv :0708.1614.
- [4] Y. Ushiroda *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 111104 (2006) [arXiv :hep-ex/0608017].
- [5] J. Li *et al.* (The Belle Collaboration) “Time-dependent CP Asymmetries in $B^0 \rightarrow K_S^0 \rho^0 \gamma$ Decays”, arXiv :0806.1980v1 [hep-ex] 12 Jun 2008.
- [6] Gronau, Michael, *et al.*, Phys. Rev. Lett. A **88** (2002) 051802.
- [7] For a good review see : G. Buchalla, A. J. Buras, M. E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys **68** 1125, (1996) ; M. Misiak, arXiv :0911.1651 (2009).
- [8] *Heavy Flavor Averaging Group, et al.*, arXiv :1010.1589v2 (2010).
- [9] Aubert, B. *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D Rapid Communications **70** (2004) 091105.
- [10] Yang, H. *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0412039, (2004).
- [11] Veseli, S. and M.G. Olsson, hep-ph/9508255 (1995).
- [12] Cheng, H. and C. Chua, hep-ph/0401141 (2004).
- [13] Kagan, A. and M. Neubert, Euro. Phys. J. **7** (1999) 5.
- [14] BABAR Analysis Document #1155, Measurement of branching fractions and mass spectra of $B \rightarrow K \pi \pi \gamma$
- [15] BABAR Analysis Document #2178, Photon Spectrum and Transition Rate of $b \rightarrow s \gamma$ Based on a Sum of Exclusive Final States.
- [16] T. Sjostrand, Comp. Phys. Commun, **82** 74 (1994); for the full write-up, see [http :cdsweb.cern.ch/record/287231/files/9508391.pdf](http://cdsweb.cern.ch/record/287231/files/9508391.pdf) .
- [17] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **479**, 1 (2002).

Recherche de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ avec l'expérience CMS

Nicolas Beaupère

Institut de Physique Nucléaire de Lyon



L'accélérateur LHC du CERN a une branche de recherche dédiée à la découverte de nouvelle physique au-delà du modèle standard. Dans ce cadre, de nombreux modèles théoriques prédisent un couplage important au quark top. La mesure du spectre de masse invariante des événements se désintégrant en paires de quarks top anti-top, permet de rechercher des résonances caractéristiques de ces nouvelles particules. Je montre, au travers de cet article, les enjeux et les résultats de cette analyse au sein de l'expérience CMS.

9.1 Les motivations

Actuellement la physique des particules utilise le Modèle Standard (MS) comme base théorique. Il est le plus à même, de par les nombreuses expériences qui l'ont validé, à expliquer les phénomènes subatomiques. Il reste toutefois quelques zones d'ombres non expliquées par ce modèle. Le Boson de Higgs, la violation de la symétrie CP, la non unification des constantes de couplage des trois interactions à très haute énergie, ... en sont des exemples. C'est pour de telles raisons qu'aujourd'hui des théoriciens travaillent au-delà du Modèle Standard.

Le travail présenté ici se place dans ce cadre. Il est basé sur la recherche de résonance, dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$, typique de la présence de nouvelle particules. Plus précisément, des particules massives, de l'ordre du téra électron-volt (TeV), ayant des caractéristiques similaires à celle du boson Z comme le couplage au quark top sont recherchées. Plusieurs modèles, comme le modèle des Axigluon [1] ou encore de Topcolor [2], comportent de nouvelles particules massives et leptophobiques génériquement appelées Z' . La propriété leptophobique de ces particules favorise leur désintégration en paire de quark top anti-top. Chacun des top, de la paire, se désintègre dans 99,9% des cas en un boson W et un quark b [3].

$$t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$$

Le quark b s'hadronise pour former des jets observables dans le détecteur. D'autre part, le boson W a deux possibilités de désintégration avec des rapports d'embranchements différents. Dans 67,6% des cas il se désintègre en deux quarks qui s'hadronisent ensuite et dans 32,4

% des cas il se désintègre en un lepton et un neutrino. Donc finalement trois canaux sont possibles pour la désintégration $t\bar{t}$, un canal hadronique (46,2 %) un canal semi-leptonique (43,5 %) et un canal di-leptonique (10,3 %) (cf. figure 9.1).

La très bonne efficacité de reconstruction des leptons par le détecteur CMS et les rapports d'embranchements impliquent l'utilisation du canal semi-leptonique comme axe de recherche. A cause de la signature expérimentale du lepton tau, seuls les électrons et les muons sont pris en compte dans le canal semi-leptonique. Les taus présentent un temps de vie trop court pour leur observation directe. Ils se désintègrent et produisent des jets dans l'état final. Les désintégrations semi-muonique et semi-électronique étudiées possèdent deux "côtés". Le côté hadronique pour le top se désintégrant hadroniquement et le côté leptonique pour le top se désintégrant leptoniquement.

La signature expérimentale de telles désintégrations est l'observation dans le détecteur d'au moins quatre jets dont deux issus de quark b, un lepton (muon ou électron) de haute énergie et de l'énergie transverse manquante.

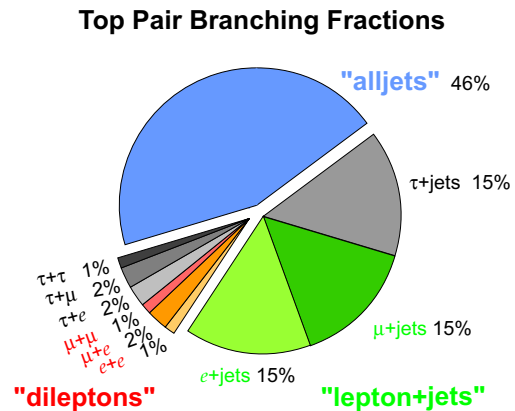


FIG. 9.1 – Histogramme représentant les rapports d'embranchements des différents canaux de la désintégration $t\bar{t}$.

9.2 L'analyse qualitative

L'analyse présentée est divisée en deux parties. Une partie qualitative, permet de vérifier le bon contrôle de la reconstruction et d'obtenir les spectres de masse invariante. Et une deuxième partie plus quantitative, permet de quantifier la présence ou non de résonance dans le spectre.

9.2.1 Les évènements de fond

Le signal de nouvelle physique recherché a une topologie similaire à d'autres phénomènes du MS. Ces processus ont des signatures semblables au niveau du détecteur. Ce sont les bruits de fond de l'analyse. Les évènements de fond majoritaires sont la désintégration $t\bar{t}$ du MS, les différentes voies de désintégration du top (s, t et tW) et les désintégrations bosoniques du W et Z combinées à des radiations de gluons. Les processus de QCD et les désintégrations de di-bosons sont aussi à prendre en compte.

9.2.2 La sélection des évènements

La sélection des évènements est séquentielle, elle applique une succession de coupure sur les objets présents dans la signature expérimentale du signal. Les évènements avec quatre jets, un lepton et de l'énergie transverse manquante sont recherchés.

Les jets recherchés requièrent des critères de qualités. Ils sont corrigés des imperfections du détecteur et sont calibrés en fonction de différents paramètres tels que : la saveur des quarks sous-jacents, la localisation des jets (très en avant ou pas) ou encore leurs impulsions transverses.

Au niveau du lepton des critères de qualités sont aussi requis. Il doit posséder une impulsion transverse importante, supérieure à 20 et 30 GeV respectivement pour les muons et les électrons. Ces derniers doivent être aussi isolés en énergie et seul dans chaque évènement pour provenir d'un boson W.

Il est aussi imposé une coupure sur la valeur de l'énergie transverse manquante (MET). Tous les évènements ne possédant pas une MET supérieure à 20 GeV ne sont pas sélectionnés. Cette dernière coupure permet de supprimer une grande majorité des évènements de fond QCD.

9.2.3 La reconstruction des objets

Une fois les évènements présentant les caractéristiques de la désintégration des quarks top et anti-top sélectionnés, il faut calculer leur masse invariante. Pour cela, deux étapes ont été opérées.

La première consiste à récupérer l'information complète du neutrino. En effet, l'énergie transverse manquante fournit uniquement ses composantes transverses

et non la composante longitudinale. Cette dernière est reconstruite, en calculant la masse invariante du couple lepton-neutrino et en contraignant la masse du W [3]. Ainsi une équation du second ordre dont l'inconnue est l'impulsion longitudinale manquante du neutrino est à résoudre.

La deuxième étape consiste à associer aux jets sélectionnés la saveur des quarks étant à leur origine. La minimisation d'une fonction de χ^2 permet d'avoir la combinaison la plus probable.

$$\chi^2 = \sum \chi_i^2 = \sum \frac{(x_i^{meas} - x_i^{ref})^2}{\sigma_i^2} \quad (9.1)$$

i représente les différents termes du χ^2 et σ_i étant la résolution sur le paramètre du terme i . Les différents termes du χ^2 sont : les masses des quarks top coté leptonique et hadronique, la masse du W et deux derniers sont basés sur les impulsions transverses.

9.2.4 Comparaison données-MC

Les distributions 9.2 et 9.3 représentent le spectre de masse invariante de paires de quark top anti-top pour le canal semi-muonique et semi-électronique. Les données sont identifiables par les marqueurs noirs, les barres d'erreurs statistiques sont aussi présentes. Actuellement l'analyse est basée sur $4,68 \text{ fb}^{-1}$ de données (2011). Les distributions colorées et pleines constituent les simulations Monté-Carlos (MC) des différents bruits de fond présentés dans le paragraphe 9.2.1.

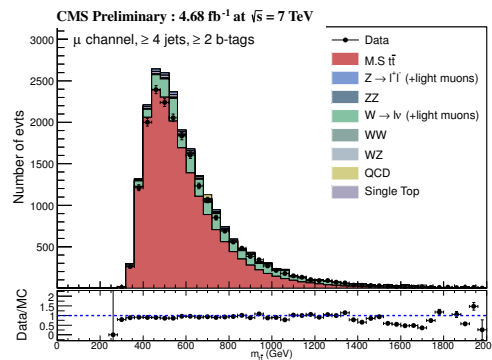


FIG. 9.2 – Spectre de masse invariante top anti-top pour le canal semi-muonique

La comparaison entre les données et le MC montre : un très bon accord sur la forme des distributions et un léger décalage en terme de nombre intégré d'évènements. Ce dernier point n'est toutefois pas rédhibitoire puisque la méthode statistique utilisée par la suite pour quantifier la présence ou non de résonance n'utilise pas les fonds MC.

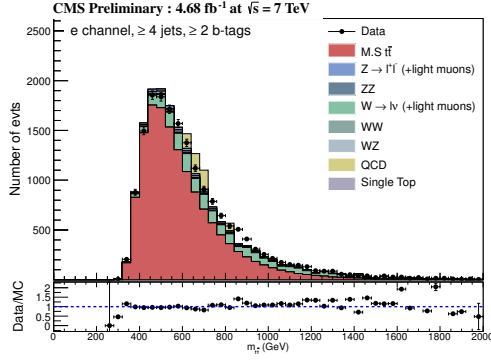


FIG. 9.3 – Spectre de masse invariante top anti-top pour le canal semi-électronique

9.3 Etude Statistique (quantitative)

L'observation des spectres de masse invariante ne permet pas à l'œil de quantifier la présence de nouvelle physique. C'est pour cela qu'est utilisée une méthode statistique basée sur la minimisation d'une fonction de vraisemblance. Cette fonction (9.2) a besoin en entrée des distributions de densité de probabilité (pdf) du signal et des bruits de fond. Les erreurs systématiques sont aussi prises en comptes par la méthode pour estimer le nombre d'évènement de signal (N_S) au plus juste. Il faut donc, dans un premier temps, estimer les deux densités de probabilités.

$$L(\theta) = \frac{e^{-N'}}{N'!} N'^N \prod_{j=1}^N f(m_{t\bar{t}}|\theta, N') \quad (9.2)$$

avec :

$$f(m_{t\bar{t}}|\theta, N') = \frac{N_S f_S(m_{t\bar{t}}|\theta) + \sum_i N_B f_B(m_{t\bar{t}}|\theta)}{N'}$$

f_S et f_B sont les densités de probabilités du signal (S) et des bruits de fond (B), $N' = N_S + N_B$.

9.3.1 Estimation des bruits de fond

L'estimation des bruits de fond est déterminée à partir des données. La pdf (9.3) est appliquée dans cette étude [4]. Elle est motivée par le résultat de l'étude MC de plusieurs fonctions.

$$\frac{d\sigma}{dm_{t\bar{t}}} = \frac{(1 - \frac{m}{\sqrt{s}} + c_3(\frac{m}{\sqrt{s}})^2)^{c_1}}{m^{c_2}} = f_B \quad (9.3)$$

Le résultat de cet ajustement est présenté sur la figure 9.4.

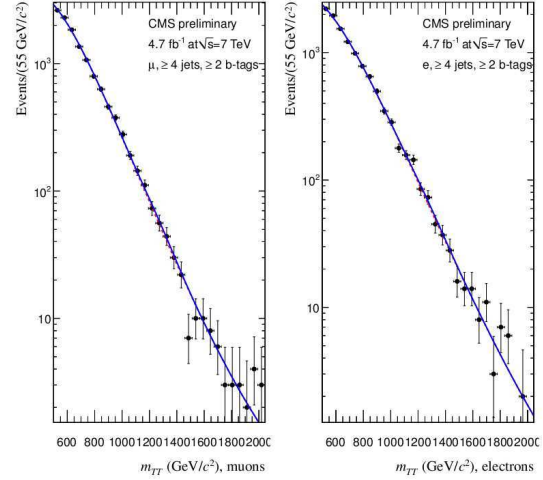


FIG. 9.4 – Ajustement de la pdf du fond en bleu avec la distribution de masse invariante $t\bar{t}$ des données (point noirs).

9.3.2 Estimation du signal

La pdf du signal est décrite par une fonction Crystal-Ball (CB) [5]. Cette fonction est constituée d'une gaussienne et d'une queue en loi de puissance. La partie gaussienne est associée au pic du signal alors que la partie en loi de puissance représente les erreurs de combinatoire des jets. La figure 9.5 montre le résultat de l'ajustement de la CB sur du signal MC à 1500 GeV. Le même ajustement a été mené sur les masses 750,1000 et 1250 GeV.

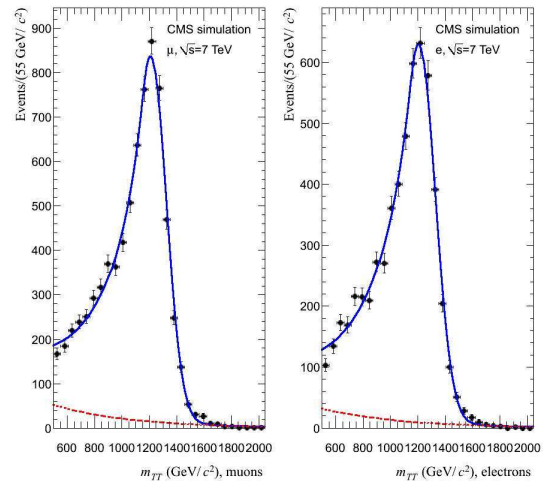


FIG. 9.5 – Ajustement de la pdf du signal à 1250 GeV en bleu avec la distribution de masse invariante $t\bar{t}$ des données (point noirs).

9.3.3 Incertitudes systématiques

Les sources d'erreurs systématiques sont nombreuses, voici une énumération des plus importantes.

incertitudes expérimentales :

- la valeur de la luminosité
- les efficacités de trigger
- l'efficacité d'étiquetage des jets b
- la correction des jets

incertitudes théoriques (pdf) :

- la position du pic du signal
- la résolution du signal
- la queue de distribution du signal
- la forme des fonds
- imputé aux choix des pdf utilisées (signal et fond)

9.4 Les résultats

La figure 9.6 montre le résultat de l'analyse du spectre de masse invariante top anti-top. Elle présente deux aspects, un aspect attendu et un aspect observé. L'aspect attendu représente les fluctuations, à 95 % du niveau de confiance, des sections efficaces des fonds issus du Modèle Standard. Des pseudo-expériences Monté-Carlo sont utilisées pour les déterminer. L'aspect observationnel représente les fluctuations de la section efficace de production du Z' mesurées à partir des données et de la minimisation de la fonction de vraisemblance.

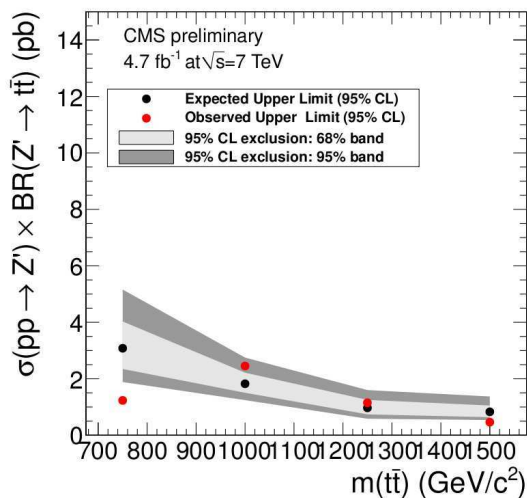


FIG. 9.6 – Courbe attendue et observée des fluctuations à 95% du niveau de confiance sur la section efficace de production d'un Z' .

Les points observés de la figure 9.6 (en rouge) se basent sur les données enregistrées durant l'année 2011 par CMS. Cette statistique ne permet pas d'observer

d'évidence de nouvelle physique. Aucune des fluctuations observées des valeurs de section efficace de production de Z' n'excèdent les valeurs attendues dans le cas du Modèle Standard.

9.5 Conclusion

Actuellement avec $4,68 \text{ fb}^{-1}$ de données enregistrées par l'expérience CMS, il n'est point observé de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$. En revanche les limites sur les sections efficaces de production de nouvelles particules, ayant une signature proche d'un bosons Z mais une masse plus élevée, sont nettement repoussées.

Le LHC projette pour l'année 2012 une luminosité intégrée de l'ordre de 20 à 30 fb^{-1} et une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Ces augmentations permettront d'améliorer la courbe des limites voir même d'observer de la nouvelle physique.

Références

- [1] Yang Bai, JoAnne L. Hewett, Jared Kaplan et Thomas G. Rizzo, LHC Predictions from a Tevatron Anomaly in the Top Quark Forward-Backward Asymmetry, arXiv :1101.5203v1.
- [2] R. M. Harris, C. T. Hill, and S. J. Parke, Cross Section for Topcolor Z'_t decaying to $t\bar{t}$, arXiv :hep-ph/9911288.
- [3] <http://pdg.lbl.gov/2011/listings/rpp2011-list-t-quark.pdf>
- [4] Collaboration CMS, Search for Resonances in the Dijet Mass Spectrum from 7 TeV pp Collisions at CMS, arXiv :1107.4771v1
- [5] T.Skwarnicki, Ph.D Thesis, DESY F31-86-02(1986), Appendix E.

To connect supersymmetry and dark matter

Jonathan Da Silva

*LAPTH, Université de Savoie, CNRS, BP 110, 74 941
Annecy-le-Vieux, France*



Since almost eighty years, evidences of the existence of an unknown kind of matter in our universe have been collected. Different astrophysical as well as cosmological observations can be interpreted by considering the existence of stable, non-charged and non-colored particles which constitute dark matter (DM). Consequently, candidates to DM interact weakly with ordinary matter made of particles that compound the Standard Model of particle physics (SM), where left-handed neutrinos can only explain a little part of the amount of DM. In this paper, I will consider the case of cold DM particles (GeV-TeV scale particles) in supersymmetric extensions of the SM, and especially I will analyze the case of the right-handed sneutrino DM in U(1) extensions of the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), called UMSSM.

10.1 Motivations for dark matter and supersymmetry hunting

10.1.1 Dark matter evidences

Several indications of missing matter were established by focusing on different scales of our universe. First of all, at the galaxy scale, theoretical predictions coming from luminous matter distribution and Newtonian gravity have been shown to deviate extremely from the reality, as we can see in a lot of works made since Zwicky (see for instance refs. [1, 2, 3]). Thereby, rotational velocity of an object inside a galaxy is expected to be proportional, as for rotation of planets around stars, to $1/\sqrt{r}$, r being its radius to the center of the galaxy. It's not confirmed by experimental measurements which show a “flat” behaviour of this velocity (see rotation curves examples from ref. [3]).

Second of all, galaxy clusters scale shows us other proofs of discrepancy between theoretical expectations and measurements. Actually, a way to measure the distribution of matter at this scale appears in the 1970s as a result of Einstein's theory of relativity, it's the gravitational lensing. Massive objects, as galaxy clusters, can “bend” the path of the light. Massive objects, as galaxy clusters, can “bend” the path of the light of other objects behind them. By studying this

distortion we can find the clusters matter distribution and compare to luminous matter distribution. Spectacular discrepancies can then be found (see for instance ref. [4]) and show us that exotic matter must take a great part of the matter at the galaxy clusters scale.

At cosmological scale, the study of the Cosmic Microwave Background (CMB, caused by photon decoupling to matter in the early universe) anisotropies puts stringent constraints on cosmological models. From WMAP7 measurements on baryonic and non-baryonic abundance, respectively

$$\Omega_b h^2 = 0.0226 \pm 0.0005, \quad \Omega_{nb} h^2 = 0.1123 \pm 0.0035, \quad (10.1)$$

with the Hubble constant today $h = 0.73$ (see ref. [5]), we see that non-baryonic matter takes the great part of the total matter in the universe.

Other arguments coming from large scale structure studies (power spectrum measurements, N-body simulations) or Big Bang Nucleosynthesis implications (enough primordial baryons for the current Helium abundance), and problems appearing if we want to answer these questions in the framework of modified Newtonian gravity or general relativity (such as no third peak predicted in the CMB power spectrum, see for instance ref. [6]) made the hunt of weakly interacting under the SM gauge group, massive and stable particles one active subject of interest.

10.1.2 Supersymmetric interest

Supersymmetry is a theory that allows to solve the tedious hierarchy problem of the Higgs mass in the SM. Not yet experimentally discovered (even if excess of events were recently observed by ATLAS and CMS collaborations for a Higgs mass respectively around 126 and 124 GeV, see refs. [7, 8]), this scalar field is introduced in the theory to give, in an elegant way, mass to particles of the SM (see refs. [9]). This scalar has in the SM one-loop corrections to his mass (fermion loop) that diverge quadratically with a higher scale introduced by a new physics, given that no symmetry stabilizes its mass (chiral symmetry protects fermions mass for instance). A new symmetry between fermions

and bosons can remove these quadratic divergences by considering new one-loop contributions, it's the job done by Supersymmetry (see for instance ref. [11]).

In the SM framework, based on the non-abelian gauge group $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, to compute coupling constants associated to each group at high energy shows that unification of interactions isn't possible in this model, whereas Supersymmetry allows this unification (see ref. [10]).

This kind of model has at least two times more particles than in the SM. Each "standard" particles has its own supersymmetric partner, with same quantum numbers (except the spin). Since no supersymmetric particles were seen at the same "standard" partner masses, we need to break supersymmetry to obtain heavier superpartners, at least at the GeV-TeV scale.

Some supersymmetric Lagrangian terms respecting all fundamental symmetries of the model don't allow baryon or lepton number conservation. One of the bad consequences is the enhancement of the proton decay into lepton and meson, exceeding current experimental bounds. To naturally eliminate these terms we add a new symmetry called R-parity. As an interesting result, this symmetry implies that the lightest supersymmetric particle (LSP) is stable.

Consequently, this LSP, stable, at TeV scale, which can also be weakly charged under the SM gauge group, can have the good properties to be a cold DM candidates (see ref. [12] for review on supersymmetric candidates).

10.1.3 Supersymmetric dark matter

By assuming R-parity, the lightest neutralino, mixing of gauge and Higgs bosons supersymmetric partners, is the most studied and popular DM candidate. The supersymmetric partner of the left-handed (LH) neutrino seems to be a good candidate, since neutrino weakly interacts with "standard" particles. However, its cross section for elastic scattering on nuclei exceeds experimental limits by several orders of magnitude, in particular latest XENON100 bounds (ref. [13]).

The observation of neutrino oscillations indicative of massive neutrinos gives a natural motivation for adding right-handed (RH) neutrino fields to the SM. In the Supersymmetry framework, extending the model with RH neutrinos and their supersymmetric partners provides then a possible DM candidate, the RH sneutrino. In the model I analyzed, neutrino masses are only genera-

ted through Dirac mass terms, to allow RH sneutrino masses to appear at the Supersymmetry breaking scale as for other sparticles, and then to be the LSP. Different mechanisms exist to obtain a viable RH sneutrino LSP DM candidate. For instance, in refs. [14], mixing between LH and RH sneutrinos makes the lightest state a DM candidate. Some extensions of the MSSM can contain RH sneutrino DM (see for example ref. [15] for the case of the Next-to-MSSM, called NMSSM). Without LH-RH sneutrino mixing in the MSSM, our candidate is sterile under the SM gauge group. To add a new $U(1)$ gauge symmetry provides new couplings of the RH sneutrino with new scalar and vector fields. The annihilation of RH sneutrino pairs can then be enhanced to obtain the correct DM relic density recalled in eq. 10.1, and its elastic scattering cross section can easily satisfy current experimental limits. It's this model, the UMSSM, and that DM candidate, the RH sneutrino, that I present in the next section (see more details on this study in ref. [16]).

10.2 The UMSSM

10.2.1 Content of the model

The gauge group of the model is $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U'(1)$, with the respective couplings g_3 , g_2 , g_Y and $g'_1 = \sqrt{5/3}g_Y$. Here we assume that this model is derived from an E_6 model, and that the exotic (s)fermions, useful for anomaly cancellation, that belong to the fundamental representation of E_6 are above TeV scale, allowing us to neglect their consequences in the study (except RH (s)neutrinos). The $U'(1)$ charges of fermions are described by only one parameter, θ_{E_6} , such as

$$Q' = \cos \theta_{E_6} Q_\chi + \sin \theta_{E_6} Q_\psi, \quad \theta_{E_6} \in [-\pi/2, \pi/2], \quad (10.2)$$

$U'(1)$ being a combination of $U(1)_\chi$ and $U(1)_\psi$ E_6 subgroups (new fermions charges are listed in TAB. 10.1). As in the NMSSM, the additional $U(1)$ symmetry provides an elegant solution to the μ problem. Actually there is no natural reason in the MSSM to have this supersymmetric parameter μ at the supersymmetry breaking scale. In the UMSSM, μ is related to the vacuum expectation value (vev) $v_s/\sqrt{2}$ of the new singlet S responsible of the $U'(1)$ breaking (see ref. [17]). Then, the superpotential of the UMSSM is the following :

$$W_{UMSSM} = W_{MSSM}|_{\mu=0} + \lambda S H_u H_d + o(TeV), \quad (10.3)$$

where $\mu = \lambda v_s/\sqrt{2}$ and $o(TeV)$ corresponds to neglected terms.

The breaking of $U'(1)$ gives a new massive abelian gauge boson Z' which can mix through mass mixing with the Z^0 of the SM, mixing parameterized by the

	Q	u^c	d^c	L	e^c	ν^c	H_u	H_d	S
$\sqrt{40}Q_\chi$	-1	-1	3	3	-1	-5	2	-2	0
$\sqrt{24}Q_\psi$	1	1	1	1	1	1	-2	-2	4

TAB. 10.1 – $U(1)_\chi$ and $U(1)_\psi$ matter field charges.

angle α_Z (see ref. [18] for more details on Z' physics). Thereby, physical abelian gauge bosons are Z_1 and Z_2 which masses are defined as

$$M_{Z_1, Z_2}^2 = \frac{1}{2} \left(M_{Z_0}^2 + M_{Z'}^2 \mp \sqrt{(M_{Z_0}^2 + M_{Z'}^2)^2 + 4\Delta_Z^4} \right), \quad (10.4)$$

with

$$\sin(2\alpha_Z) = \frac{2\Delta_Z^2}{M_{Z_2}^2 - M_{Z_1}^2}. \quad (10.5)$$

$M_{Z_1} = 91.187\text{GeV}$, M_{Z_2} and α_Z are input parameters.

In the Higgs sector, we have 1 CP-odd pseudoscalar A^0 , 3 CP-even scalars $h_{1,2,3}$ and a charged Higgs H^\pm . Either h_2 or h_3 can be singlet-like Higgs and therefore be approximately at the same mass as Z_2 . Supersymmetric partners of Z' and S appear in the neutralino sector to finally obtain 6 neutralinos.

10.2.2 Constraints imposed

In the abelian gauge boson sector, Z_2 direct search at colliders in leptonic decay modes implies severe bounds on M_{Z_2} , especially latest exclusion limits published by ATLAS where $M_{Z_2} > 1.49\text{ TeV}$ for $U(1)_\psi$ model (ref. [19]). Since these bounds were derived assuming only SM particles decay for Z_2 , we computed in our work the modified leptonic branching ratio and re-derived ATLAS limits knowing that Z_2 can also decay into supersymmetric particles, RH neutrinos and Higgses in the UMSSM, where the branching ratio of Z_2 into leptons is thus reduced.

Precision measurements of Z^0 properties impose stringent constraints on $|\alpha_Z|$, which is typically below a few 10^{-3} rad (see ref. [20]).

The Higgs sector is severely constrained by latest LHC searches on SM-like Higgs. Since the singlet component of h_1 was always small on our study, limits aren't modified significantly. By taking into account refs. [7, 8], I will show results of global scan with $123\text{ GeV} < m_{h_1} < 127\text{ GeV}$.

Observables in the B sector provide also constraints on the supersymmetric parameter space assuming minimal flavour violation. Measurements of mass differences $\Delta M_{d,s}$ of B_s mesons appear to be different from SM

predictions, especially for ΔM_s (see ref. [21]) :

$$\Delta M_s = 17.63 \pm 0.11\text{ ps}^{-1}, \quad \Delta M_s^{SM} = 20.5 \pm 3.1\text{ ps}^{-1} \quad (10.6)$$

The computation of these observables in the UMSSM includes one-loop supersymmetric contribution with charginos and charged higgs, which can completely rule out some parameter space regions. Actually, the dominant contribution, charged Higgs box diagram, is proportional to $1/t_\beta^4$. It's here a powerful constraint knowing that, in the UMSSM, gauge boson masses and α_Z constrain the value of t_β with the relation

$$c_\beta^2 = \frac{1}{Q'_{H_d} + Q'_{H_u}} \left(\frac{\sin(2\alpha_Z)(M_{Z_1}^2 - M_{Z_2}^2)}{v^2 g_1' \sqrt{g_Y^2 + g_2^2}} + Q'_{H_u} \right), \quad (10.7)$$

v^2 being the sum of the vev's of the Higgs doublets, giving us mainly values of t_β around 1.

Colliders constraints on squarks aren't used here since they don't play a direct role in RH sneutrino annihilation. We assume that they are above TeV scale.

On our DM candidate, latest bounds on the spin independent direct detection cross section coming from XENON100 and WMAP7 DM relic density measurement at 3σ are considered.

10.2.3 Sample of results

The free interesting parameters of the model are the RH sneutrino mass $M_{\tilde{\nu}_R}$, μ , A_λ (Higgs sector), M_{Z_2} , α_Z , M_1 , M_1' (bino and bino' mass terms) and θ_{E_6} . We fixed the soft masses of sleptons and squarks to 2 TeV and we assumed $M_1 = M_2/2 = M_3/6$ (wino and gluino mass terms) as dictated by universality at the GUT scale. We found a variety of annihilation and coannihilation channels to obtain a good RH sneutrino DM, mainly annihilations near a resonance :

- Annihilation near a light Higgs resonance
- Annihilation near a heavy Higgs resonance (singlet-like Higgs)
- Annihilation near a Z_2 resonance
- Annihilation into W or Z_1 pairs through Higgs exchange
- Coannihilation with the NLSP, here the NLSP can be neutralino, chargino
- A few coannihilation with charged slepton or any other sfermion.

Four first ones can be seen in the example FIG. 10.1.

The scattering on nucleons of our scalar DM candidate being purely spin independent, this process receives contributions from only the exchange of

¹useful abbreviations : $t_\beta = \tan\beta$, $c_\beta = \cos\beta$

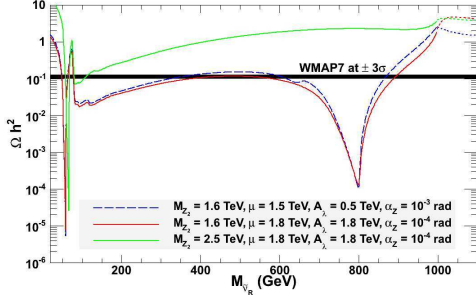


FIG. 10.1 – Example of RH sneutrino relic density study in $U(1)_\eta$ model ($\tan \theta_{E_6} = -\sqrt{5/3}$).

Parameter	Range
$M_{\tilde{\nu}_R}$	[0, 1500] GeV
M_{Z_2}	[1300, 3000] GeV
μ	[100, 2000] GeV
A_λ	[0, 2000] GeV
α_Z	[-0.003, 0.003] rad
M_1, M'_1	[100, 2000] GeV
θ_{E_6}	$[-\pi/2, \pi/2]$ rad

TAB. 10.2 – Range of the free parameters in the global scan.

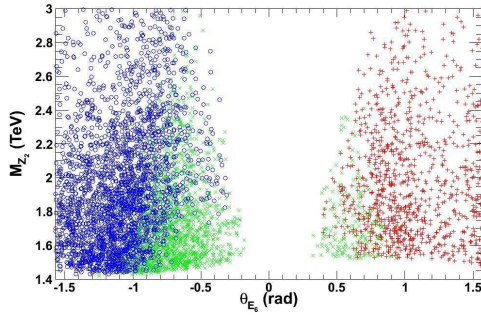


FIG. 10.2 – Z_2 mass vs. θ_{E_6} in the global scan. In blue $\theta_{E_6} < 0$, positive values of θ_{E_6} in red and points of the parameter space excluded by XENON100 in green.

abelian gauge or Higgs bosons. The choice of θ_{E_6} value has a crucial consequence on the possibility to exclude parameter space regions, since Z_2 processes are enhanced for low values of $|\theta_{E_6}|$ (see FIG. 10.2 taken from the global scan in parameter space with range of free parameters in TAB. 10.2).

Large supersymmetric corrections leading to large values in the ΔM_s computation finally exclude a huge number of cases where $t_\beta < 1$ (see FIG. 10.3).

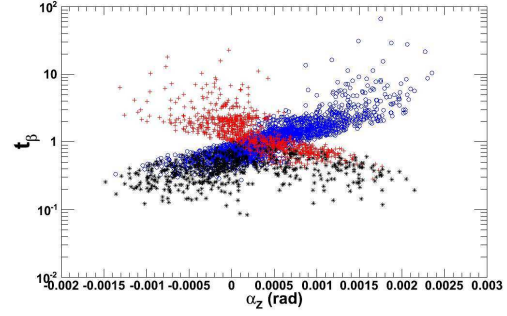


FIG. 10.3 – t_β vs. α_Z in the global scan with the same color as FIG. 10.2. Cases excluded by $\Delta M_{d,s}$ constraints are displayed in black.

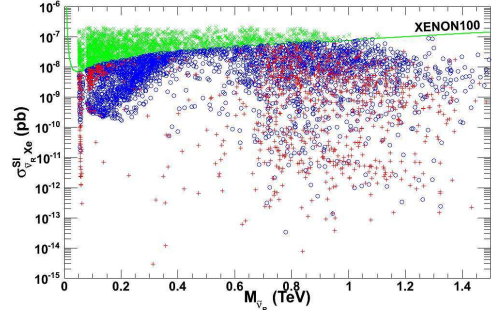


FIG. 10.4 – Direct detection spin independent cross section as a function of the LSP mass in the global scan with the same color as FIG. 10.2.

10.3 Conclusion

The RH sneutrino is a viable DM candidate in $U(1)$ extensions of the MSSM. Sneutrino annihilation is typically dominated by resonance annihilation, even if coannihilation processes can also be important as in other supersymmetric models. Here we have only studied the case of one RH sneutrino DM. In the case of complete degeneracy of three sneutrinos the relic density increases by a factor 3. Direct detection limits can be very stringent for a whole class of models, unless the mass of the Z_2 is above 2 TeV. Some scenarios could be tested with next detectors generation (see FIG. 10.4), as well as in colliders (now mainly at LHC), with the example of the bounds on the new Z boson mass. Finally, $\Delta M_{d,s}$ constraints impose itself over all $U'(1)$ models, if very low t_β values are encountered.

Références

- [1] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta.* **6**, 110-127 (1933)
- [2] V. Rubin, *Scientific American.* **248** 96-108 (1983)

- [3] K. G. Begeman, A. H. Broeils and R. H. Sanders, *MNRAS*, **249**, 523 (1991)
- [4] D. Clowe *et al*, *Astrophys. J.* **648** L109-L113 (2006)
- [5] N. Jarosik *et al*, *Astrophys. J. Suppl.* **192** 14 (2011)
- [6] C. Skordis, *Class. Quant. Grav.* **26**, 143001 (2009)
- [7] G. Aad *et al*, arXiv :1202.1408 (2012)
- [8] S. Chatrchyan *et al*, arXiv :1202.1488 (2012)
- [9] F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321-323 (1964) ; P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508-509 (1964) ; G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585-587 (1964)
- [10] U. Amaldi, W. de Boer and H. Furstenuau, *Phys. Lett. B* **260**, 447 (1991)
- [11] S. P. Martin, hep-ph/9709356
- [12] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rept.* **267** 195-373 (1996)
- [13] E. Aprile *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **107** 131302 (2011)
- [14] N. Arkani-Hamed, L.J. Hall, H. Murayama, D. Tucker-Smith and N. Weiner, *Phys. Rev. D* **64** 115011 (2001) ; G. Bélanger, M. Kakizaki, E. Park, S. Kraml and A. Pukhov, *JCAP* **11** 017 (2010)
- [15] D.G. Cerdeno, J.-H. Huh, M. Peiro and O. Seto, *JCAP* **11** 027 (2011)
- [16] G. Bélanger, J. Da Silva and A. Pukhov, *JCAP* **1112** 014 (2011)
- [17] M. Cvetič, D.A. Demir, J. Espinosa, L. Everett and P. Langacker, *Phys. Rev. D* **56** 2861 (1997) [Erratum *ibid.* **D 58** 119905 (1998)]
- [18] P. Langacker, *Rev. Mod. Phys.* **81** 1199 (2009)
- [19] G. Aad *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **107** 272002 (2011)
- [20] J. Erler, P. Langacker, S. Munir and E. Rojas, *JHEP* **08** 017 (2009)
- [21] LHCb collaboration, R. Aaij *et al*, arXiv :1112.4311

Fine Tuning dans le NMSSM au vu des résultats à 1 fb^{-1} du LHC

Grégory Espitalier-Noël

Laboratoire Charles Coulomb de
Montpellier, équipe IFAC



Résumé

Nous allons dans une première partie introduire le problème de la hiérarchie des échelles d'énergie apparaissant dans le Modèle Standard de la physique des particules. Nous verrons par la suite que les extensions supersymétriques du Modèle Standard permettent de solutionner ce problème en prédisant l'apparition de nouvelles particules à une échelle d'énergie juste au-dessus de celle du Modèle Standard. Ces nouvelles particules devraient apparaître dans les collisions au LHC. N'ayant observé aucune particule supersymétrique, le LHC a placé des limites inférieures sur leur masse. Ceci repousse de plus en plus loin l'échelle supersymétrique et peut par conséquent réintroduire un problème de hiérarchie des échelles d'énergie. Nous analyserons donc l'influence qu'ont les données à 1 fb^{-1} sur le problème de la hiérarchie des échelles dans le mSUSM et le sNMSSM.

11.1 Le Modèle Standard et le critère de naturalité

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules élémentaires permet de décrire avec une grande précision le monde subatomique exploré expérimentalement tout au long du XXème siècle. Il est fondé sur le groupe de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Malgré la réussite incontestable du modèle à décrire la nature, un certain nombre de problèmes théoriques et expérimentaux persistent. Le problème qui nous intéressera est celui de la hiérarchie des échelles d'énergie, qui est relié à celui de la masse du Higgs. D'autres problèmes sont ceux de la nature de la matière noire, de la violation de CP, de la baryogénèse/leptogénèse, de l'unification des interactions de jauge (Grand Unified Theories (GUT)), etc.

On s'attend à ce que le MS ne soit qu'un modèle effectif, valide jusqu'à une échelle d'énergie Λ_{NP} , au delà de laquelle un nouveau modèle, dit de Nouvelle Physique (NP), prend le relais, comme par exemple l'échelle de grande unification $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV ou encore celle de Planck $\Lambda_{Planck} \sim 10^{19}$ GeV. Cette vision du MS embrasse de ce fait la notion de Théorie des Champs Effective (TCE). Le problème de la hiérarchie des échelles

d'énergie provient du critère de naturalité, conséquence des TCE. On peut formuler ce critère de la façon suivante [8] :

Considérons un modèle effectif jusqu'à une échelle d'énergie Λ et adimensionnons tous ses paramètres en les mesurant en unités de Λ . Alors un de ces paramètres peut être très inférieur à 1 uniquement si, en le mettant à 0, on augmente les symétries du modèle.

Or les symétries du MS ne sont pas augmentées lorsque l'on met à 0 la masse de tout boson scalaire fondamental. En d'autres termes, le fameux boson de Higgs au coeur de la brisure de symétrie électrofaible n'a que Λ_{NP} comme valeur naturelle. Cependant, le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible requière une masse du Higgs du même ordre que l'échelle de cette brisure, $\Lambda_{EF} \sim 10^2$ GeV. Ainsi, lorsque l'échelle où apparaît la nouvelle physique est très grande face à l'échelle de brisure électrofaible, il faut régler finement les paramètres à l'échelle Λ_{NP} afin d'obtenir la bonne valeur de masse pour le Higgs. Ce réglage fin (Fine Tuning Δ) est d'autant plus grand que l'écart entre Λ_{NP} et Λ_{EF} est grand.

11.2 La Supersymétrie

La Supersymétrie (SUSY) [1] est une symétrie entre bosons et fermions. Chaque supermultiplet de la théorie relie un boson à un fermion, les deux particules ayant une différence de spin de $1/2$ et la même masse. Ainsi, dans les modèles SUSY, chaque particule du MS est associée à une nouvelle particule nommée partenaire supersymétrique ou superpartenaire. Par exemple le quark top est associé au stop, boson scalaire de spin 0.

Comme aucun superpartenaire n'a été observé à ce jour, particules standards et superpartenaires ne peuvent avoir la même masse, on doit introduire un mécanisme de brisure de la SUSY afin de donner une masse plus élevée aux superpartenaires qu'aux particules standards. Les termes dans le lagrangien issus de la brisure de la SUSY sont nommés termes de brisure douce (termes soft). On supposera ici un mécanisme de brisure de la SUSY par médiation gravitationnelle [1]. Nous supposons donc que la SUSY est brisée à l'échelle Λ_{GUT} et que l'écart ainsi engendré entre une

particule standard et son superpartenaire est de l'ordre du téra-électronvolt. L'échelle de masse des superpartenaires est par conséquent $\Lambda_{SUSY} \sim 10^3$ GeV.

SUSY permet de résoudre le problème de la hiérarchie des échelles en engendrant une échelle de nouvelle physique $\Lambda_{NP} = \Lambda_{SUSY}$ proche de l'échelle de brisure électrofaible. De plus, la dépendance des paramètres à l'échelle SUSY envers ceux définis à l'échelle GUT n'est que logarithmique (à travers les équations du groupe de renormalisation). Cela implique une valeur du Fine Tuning de l'ordre du pourcent environ qui se calcule via la formule suivante [5] :

$$\Delta = \text{Max}\{\Delta_i^{GUT}\} \quad (11.1)$$

$$\begin{aligned} \Delta_i^{GUT} &= \left| \frac{\partial \ln(M_Z)}{\partial \ln(p_i^{GUT})} \right| \\ &= \left| \sum_j \frac{\partial \ln(M_Z)}{\partial \ln(p_j^{SUSY})} \frac{\partial \ln(p_j^{SUSY})}{\partial \ln(p_i^{GUT})} \right| \\ &= \sum_i \Delta_i^{SUSY} \left| \frac{\partial \ln(p_j^{SUSY})}{\partial \ln(p_i^{GUT})} \right| \end{aligned} \quad (11.2)$$

avec :

- $M_Z \sim \Lambda_{EF}$ la masse du boson Z^0 ,
- p_i^{GUT} = paramètres indépendants à l'échelle GUT,
- p_i^{SUSY} = paramètres à l'échelle SUSY obtenus via les équations du groupe de renormalisation.

Cependant, la non observation des superpartenaires en collisionneurs place des limites inférieures sur leur masse. Or plus Λ_{SUSY} doit être grand, plus le Fine Tuning est important, et rend de moins en moins naturelles les extensions SUSY du MS. Mais la façon précise dont va évoluer le Fine Tuning avec les contraintes expérimentales dépend du modèle SUSY considéré. Ci-après nous présenterons une analyse du Fine Tuning dans divers modèles SUSY.

De plus les modèles SUSY permettent de résoudre d'autres problèmes du MS en proposant par exemple un candidat valable pour la matière noire, une explication de la valeur du $(g-2)_\mu$, un meilleur cadre pour l'unification des interactions de jauge, etc [1].

11.3 Modèles Supersymétriques

Le modèle supersymétrique le plus simple et le plus étudié, dit Modèle Standard Supersymétriques Minimal (MSSM), introduit le moins de nouveaux champs possibles afin de supersymétriser le lagrangien du MS. Seul le secteur de Higgs est modifié avec l'ajout de deux doublets de Higgs de $SU(2)_L$, H_u et H_d , au lieu d'un dans le MS, H_u couplant aux quarks de type up et H_d couplant aux quarks de type down et aux leptons chargés. Les interactions sont données par une fonction analytique des champs scalaires nommée superpotentiel

W :

$$W_{MSSM} = \mu H_u \cdot H_d + h_t H_u \cdot Q T_R^c + h_b H_d \cdot Q B_R^c + h_\tau H_d \cdot L \tau_R^c$$

et la brisure douce de la SUSY est paramétrisée par les termes soft suivants :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Soft} &= \frac{1}{2} \left(M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \tilde{W}^i \tilde{W}_i + M_3 \tilde{G}^a \tilde{G}_a \right) + h.c. \\ &\quad m_{H_u}^2 \|H_u\|^2 + m_{H_d}^2 \|H_d\|^2 \\ &\quad + m_Q^2 \|Q\|^2 + m_T^2 \|T_R\|^2 + m_B^2 \|B_R\|^2 \\ &\quad + m_L^2 \|L\|^2 + m_\tau^2 \|\tau_R\|^2 \\ &\quad \left(h_t A_t Q \cdot H_u T_R^c + h_b A_b H_d \cdot Q B_R^c \right. \\ &\quad \left. + h_\tau A_\tau H_d \cdot L \tau_R^c + B H_u \cdot H_d \right) + h.c. \end{aligned}$$

Nous imposons ici la condition d'universalité à l'échelle Λ_{GUT} ce qui induit les égalités suivantes entre les paramètres soft :

- masse universelle des jauginos $M_{1/2} = M_1 = M_2 = M_3$
- masse universelle des scalaires $m_0^2 = m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = m_Q^2 = m_T^2 = m_B^2 = m_L^2 = m_\tau^2$
- masse universelle des couplages trilineaires $A_0 = A_t = A_b = A_\tau$

Le modèle qui en découle est appelé MSSM contraint (cMSSM) et est complètement défini à l'échelle Λ_{GUT} par les paramètres suivant :

$$M_{1/2}, m_0, A_0, \tan \beta = \frac{v_u}{v_d}, \text{sign}(\mu)$$

Pour le calcul du Fine Tuning, les paramètres pertinents sont :

$$\begin{aligned} p_i^{GUT} &= M_{1/2}, m_0, A_0, \mu_0, B_0, h_t \\ p_i^{SUSY} &= m_{H_u}, m_{H_d}, \mu, B, h_t \end{aligned}$$

Le MSSM a certains problèmes théoriques, comme le problème de la valeur de μ (Voir [1]). En effet, μ est le seul paramètre dimensionné du superpotentiel W_{MSSM} . Pour que la brisure de la symétrie électrofaible soit correcte, sa valeur doit être de l'ordre de Λ_{EF} . Le fait de mettre μ à cette valeur sans justification théorique réintroduit un problème de naturalité pour ce dernier.

Ce problème est résolu dans des modèles SUSY non-minimaux tel que le Next-to-MSSM (NMSSM) [7]. Dans ce modèle on rajoute un boson scalaire S singlet de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et son superpartenaire, le singlino. On obtient alors une phénoménologie dans les secteurs des Higgs et des neutralinos enrichie.

Nous analyserons le Fine Tuning dans un modèle dit semi-contraint (sNMSSM) où seul le secteur singlet est non universel à l'échelle Λ_{GUT} . Le lagrangien du sNMSSM est donné par le remplacement du terme μ du cMSSM par les termes $\lambda SH_u.H_d + \frac{\kappa}{3} S^3$ invariants sous une symétrie discrète \mathbb{Z}_3 , ainsi que les termes soft associés. Cela permet de générer les termes $\mu_{eff} = \lambda v_s$ et $B_{eff} = A_\lambda + \kappa v_s$ résolvant le problème de μ du cMSSM.

Les paramètres définissant le modèle sont :

$$M_{1/2}, m_0, A_0, \tan\beta, \lambda, A_\kappa$$

et pour le calcul du Fine Tuning :

$$p_i^{GUT} = M_{1/2}, m_0^2, A_0, \lambda, \kappa, m_S^2, A_\kappa, h_t$$

$$p_i^{SUSY} = m_{H_u}^2, m_{H_d}^2, m_S^2, A_\lambda, A_\kappa, \lambda, \kappa, h_t$$

11.4 Analyse du Fine-Tuning

Le Fine Tuning dans cette analyse [4] est calculé à l'ordre de 2 boucles avec le code NMSPEC du package NMSSMTOOLS [6] où la minimisation de Δ est effectuée par un MCMC fondée sur une méthode de "Recuit Simulé" ("Simulated Annealing"). Diverses contraintes expérimentales sont prises en compte lors de cette minimisation, telles que les mesures de LEP, la physique du quark b, le $(g-2)_\mu$ (mais pas la densité relique de matière noire).

11.4.1 Résultats cMSSM

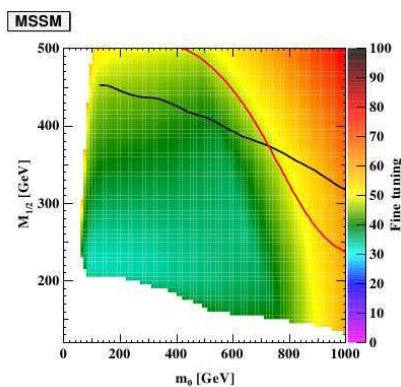


FIG. 11.1 – Fine Tuning dans le plan m_0 $M_{1/2}$ pour le cMSSM. La courbe noire correspond au exclusion d'ATLAS à $\sim 1 fb^{-1}$ sur les masses des gluinos et squarks de 1ère et deuxième générations [Atlas Note ATL-COMPHYS-2011-981] et la courbe rouge celles de CMS à $\sim 1 fb^{-1}$ [CMS Note CMS-PAS-SUS-11-003]. La partie blanche correspond aux régions déjà exclus par LEP.

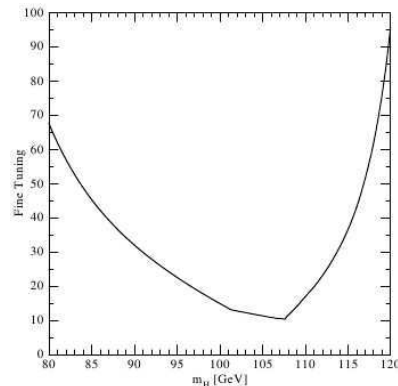


FIG. 11.2 – Fine Tuning en fonction de la masse du Higgs dans le cMSSM sans considérer les exclusions du LHC et de LEP.

Ici, Δ (eq. 11.2) est calculé est utilisant l'équation de minimisation du potentiel scalaire [4] :

$$M_Z^2 \simeq -2\mu^2 + \frac{2(m_{H_d}^2 - \tan^2\beta m_{H_u}^2)}{\tan^2\beta - 1} \quad (11.3)$$

Un Fine Tuning faible est obtenu si tous les termes du côté droit de l'équation 11.3 sont d'ordre M_Z^2 . Si $|m_{H_u}^2| \sim \mu^2$ est grand et que $\tan^2\beta \gg 1$, alors Δ est proportionnel à :

$$\Delta_{m_{H_u}}^{SUSY} \sim 2 \frac{m_{H_u}^2}{M_Z^2} \sim \Delta_\mu^{SUSY} \sim 2 \frac{\mu^2}{M_Z^2} \quad (11.4)$$

Sur la figure 11.1 nous voyons qu'avec uniquement les limites de LEP, dont $M_{Higgs} > 114,4$ GeV, le Fine Tuning minimum vaut $\Delta_{min} \sim 33$. Cette limite inférieure de LEP implique que la contribution principale à la masse du Higgs, donnée par $\ln\left(\frac{m_{stop}^2}{m_{top}^2}\right)$, doit être grande : $m_{stop}^2 > M_Z^2$. Or les équations du groupe de renormalisation donnent typiquement $|m_{H_u}^2| \sim |m_{stop}^2|$. $m_{H_u}^2$ étant grand par rapport à M_Z^2 , μ^2 doit compenser dans l'équation 11.3, ce qui selon la relation 11.4 induit une contribution élevée du terme μ pour le Fine Tuning. Des résultats similaires sont obtenus dans la littérature (Voir par exemple [3]).

Les résultats du LHC imposent des limites inférieures sur les masses des squarks m_{sq} de première et deuxième génération et des gluinos M_{gl} et par conséquent sur m_0 et $M_{1/2}$. Au delà de ces courbes d'exclusion (courbes rouges et noires de la figure 11.1), on obtient $\Delta_{min} \sim 47$. Cela est dû au fait que lorsque $M_{1/2}$ et m_0 sont grands, $\Delta_{\mu_t}^{GUT}$ est grand. La valeur minimale du Fine Tuning ne dépend plus de la limite inférieure sur la masse du Higgs de l'expérience LEP (de Δ_μ^{SUSY}) mais de l'écart de Λ_{SUSY} ($\simeq m_{sq}$) et Λ_{EF} .

Cependant, la figure 11.2 montre que si M_{Higgs} pouvait être inférieure à 114,4 GeV, Δ_{min} serait plus faible.

En d'autres termes, tout modèle permettant une masse du Higgs inférieure à la limite de LEP devrait avoir un degré de Fine Tuning plus bas. Les modèles sNMSSM permettent justement de relâcher les contraintes de LEP et donc de diminuer la valeur de Δ . Il convient donc de les comparer au cMSSM au vu des dernières contraintes du LHC.

11.4.2 Résultats sNMSSM : région $H_1 \rightarrow A_1 A_1$ [4]

Dans cette région de l'espace des paramètres du sNMSSM, la désintégration $H_1 \rightarrow A_1 A_1$ du Higgs le plus léger H_1 en Higgs pseudoscalaires A_1 est cinématiquement permise, ce qui ne peut pas se faire dans le cMSSM. Or lorsque ce rapport d'embranchement est suffisamment grand, les limites de LEP sur la masse du H_1 sont plus basses [2]. On s'attend de ce fait à obtenir dans ce scénario une valeur de Δ inférieure à celle du cMSSM.

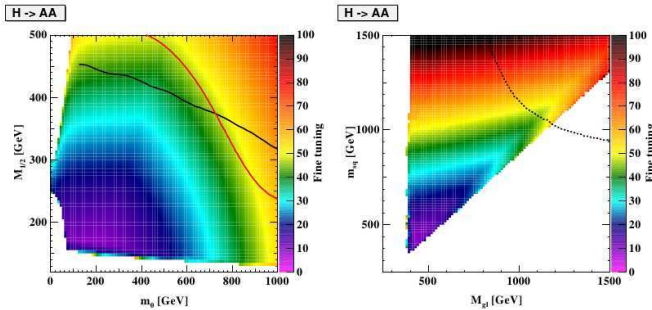


FIG. 11.3 – Fine Tuning dans le plan m_0 et $M_{1/2}$ à gauche et dans le plan m_{sq} et M_{gl} à droite pour le scénario des désintégrations Higgs en Higgs du sNMSSM. Les exclusions expérimentales sont les mêmes que celles de la figure 11.1

La figure 11.3 montre que $\Delta_{min} \sim 9$ sans considérer les courbes d'exclusion sur les masses des squarks et des gluinos. Cette valeur du Fine Tuning est bien inférieure à celle du cMSSM.

Nous voyons cependant sur cette même figure, que $\Delta_{min} \sim 39$ en considérant les exclusions du LHC. À noter que ces courbes d'exclusion ne prennent pas en compte les cascades de désintégrations spécifiques du sNMSSM et pourraient de ce fait être moins fortes. De même que pour le cMSSM, Δ est engendré par l'écart $\Lambda_{SUSY} - \Lambda_{EF}$. La possibilité d'avoir un Higgs à moins de 114,4 GeV n'aide pas à diminuer le Fine Tuning de façon significative.

11.4.3 Résultats sNMSSM : région Higgs Mixing [4]

Dans cette seconde région de l'espace des paramètres du sNMSSM, le Higgs le plus léger H_1 à une composante singlet non-négligeable (H/S mixing). Cela a pour effet de réduire le couplage de H_1 avec le boson Z^0 et par conséquent d'affaiblir la limite inférieure de LEP sur la masse de H_1 [2].

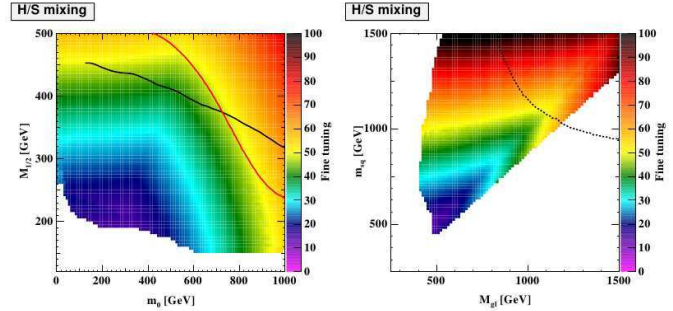


FIG. 11.4 – Fine Tuning dans le plan m_0 et $M_{1/2}$ à gauche et dans le plan m_{sq} et M_{gl} à droite pour le scénario h/S Mixing du sNMSSM. Les exclusions expérimentales sont les mêmes que celles de la figure 11.1

De même que pour le scénario précédent, la figure 11.4 montre que le Fine Tuning est effectivement inférieur à celui du cMSSM pour de petites valeurs de m_0 et $M_{1/2}$: $\Delta_{min} \sim 14$. Ces régions sont cependant exclues par les limites inférieures sur les masses des squarks et des gluinos. Dans la région toujours permise $\Delta_{min} \sim 44$ et de même que précédemment, Δ est engendré par l'écart $\Lambda_{SUSY} - \Lambda_{EF}$. La possibilité d'avoir un Higgs à moins de 114,4 GeV n'aide pas non plus à diminuer le Fine Tuning.

11.5 Conclusion et perspectives

Nous avons vu qu'avec les résultats à $1 fb^{-1}$ de CMS et ATLAS le Fine Tuning dans les modèles SUSY contraints est principalement engendré par l'écart entre les échelles d'énergie Λ_{EF} et Λ_{SUSY} . Δ reste un peu inférieure dans le sNMSSM, pour autant l'écart avec le cMSSM est faible. De manière générale, plus les exclusions sur les masses des squarks et gluinos seront élevées, moins les modèles supersymétriques contraints seront naturels.

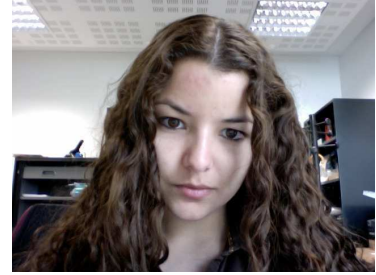
Pour échapper à ce fait, on peut par exemple relâcher les contraintes d'universalité ou encore supposer un mécanisme de brisure de SUSY par interactions de jauge (GMSB).

Références

- [1] Stephen P. Martin, A Supersymmetry Primer, hep-ph/9709356
- [2] S. Schael *et al*, Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaborations, LEP Working Group for Higgs Boson Searches, Eur.Phys.J. C47, 547-587 (2006)
- [3] S. Cassel and D.M. Ghilencea and G.G. Ross, Testing SUSY at the LHC : Electroweak and Dark matter fine tuning at two-loop order, Nucl.Phys. B835, 110-134 (2010)
- [4] U. Ellwanger and G. Espitalier-Noel and C. Hugonie, Naturalness and Fine Tuning in the NMSSM : Implications of Early LHC Results, JHEP 1109, 105, arXiv :hep-ph/1107.2472 (2011)
- [5] Riccardo Barbieri and G. F. Giudice, Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses, Nucl. Phys. B306, 63 (1988)
- [6] U. Ellwanger and C. Hugonie, NMSPEC : A Fortran code for the sparticle and Higgs masses in the NMSSM with GUT scale boundary conditions, Computer Physics Communications, vol. 177, issue 4, pp. 399-407, arXiv :hep-ph/0612134 (2007)
- [7] U. Ellwanger and C. Hugonie and A. M. Teixeira, The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model, Physic Report 496, 1-77, arXiv :hep-ph/0910.1785 (2010)
- [8] G. F. Giudice, Naturally Speaking : The Naturalness Criterion and Physics at the LHC, arXiv :hep-ph/0801.2562

Search for New Physics in events with 4 top quarks in the ATLAS experiment at the LHC

Daniela Paredes
*Laboratoire de Physique
Corpusculaire de Clermont Ferrand*



Résumé

The top quark is the most massive elementary particle. It is this distinction that makes the top quark so interesting to phenomenology as it is typically the most closely related to proposals of New Physics beyond the Standard Model (SM). The four top signal has been proposed as a probe of the nature of the electroweak symmetry breaking sector at hadron colliders [1, 2]. It can also be used to test extra dimension models with heavy Kaluza Klein gluons and quarks. Many theories can lead to an excess in the four top production rate. The SM prediction for four tops production at the LHC is very small, any sizeable signal would imply New Physics.

12.1 Introduction

It is expected that the LHC addresses some of the most fundamental questions of physics, advancing the understanding of the deepest laws of nature. The Large Hadron Collider (LHC) is the world's largest and highest-energy particle accelerator. It lies in a tunnel 27 km in circumference, as deep as 100 metres beneath the Franco-Swiss border, and it is designed to collide opposing particle beams of protons at an energy of 7 TeV per nucleon.

Six detectors have been constructed at the LHC, among them the ATLAS detector. ATLAS is 44 metres long and 25 metres in diameter, weighing about 7,000 ton. It consists of a series of ever-larger concentric cylinders around the interaction point where the proton beams from the LHC collide. ATLAS is designed to investigate many different types of physics, which can become detectable in the collisions of the LHC. Some of these are confirmations or improved measurements of the Standard Model, while many others are searches for new physical theories.

The Standard Model explains all the hundreds of particles and complex interactions only with : six quarks, six leptons, and force carrier particles. It explains the fundamental forces as resulting from matter particles exchanging other particles (force carrier particles). But, it has some problems : the gravity is not incorporated, it does not explain why are there three generations

of matter? why is there more matter than antimatter in the universe? which is the electroweak symmetry breaking origin (EWSB)? In order to answer this last question, the SM proposes the Higgs boson, but it has not been found yet. If the Higgs boson does not exist, it is expected that another mechanism of EWSB explains the same phenomenon. One possibility (inspired by QCD) is that the EWSB occurs in a new strong sector at energies of few TeV : in some models as Technicolor models or composite Higgs scenarios, the SM fields that get masses from EWSB must at least be coupled to this new sector with a strength proportional to their masses, being the top quark the heaviest standard model particle ($m_t = 172$ GeV), this suggests it as the most sensitive to New Physics. In the section 12.2, some models are presented where the four top signal is proposed as a probe of New Physics, also, how 4 tops can be produced in the SM, its final states and branching ratios.

The goal of this study is to establish a selection criteria of events so that the background can be completely removed by maintaining the New Physics signal as high as possible. The procedure to follow in order to do this task is presented in the section 12.3.

12.2 Four Tops

The SM prediction for four top production at the LHC is very small ($\sigma_{SM} \approx 0.5$ fb at 7 TeV [3]). However, some models with New Physics predict an enhancement of the $t\bar{t}t\bar{t}$ production rate at the LHC compared to the SM. An example is the top composite model, with a cross section as much as 10^3 times the SM prediction [4].

12.2.1 Models with New Physics

The four top signal has been proposed in some models as a probe of New Physics, some of them are :

- Top composite [4],
- Randall-Sundrum [5],
- Universal Extra Dimensions model [6],
- SUSY signal [7],

that involve a composite top quark and/or a universe with 5 or 6 dimensions.

12.2.2 Four tops production in SM

In the Standard Model, four top quarks can be produced by :

- $gg \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ in 85% of the cases at the LHC at 7 TeV, and which involve 75 Feynmann diagrams.
- $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ in 15% of the cases involving 28 Feynmann diagrams.

Some examples of the Feynmann diagrams for four tops production in SM are shown in Fig. 12.1.

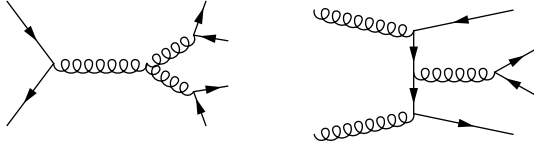


FIG. 12.1 – Four tops production via quark-antiquark fusion (left) and gluon-gluon fusion (right) in SM.

12.2.3 Branching ratios

Top decays through the electroweak interaction into a W boson and a b quark. Since the decay into Wb occurs very close to 100% of the time, we can classify top decays by how the W boson decays.

W bosons can decay :

- **Leptonically** : $W^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$.
- **Hadronically** : $W^+ \rightarrow q\bar{q}'$.

Depending on the W decay (h, e, μ, τ), we can find 35 final states from 4 top quarks, which are constituted of 5 different classes of channels (the branching ratio is given between brackets) :

- Full hadronic (BR=20.9%) : $8j + 4b$.
- Most hadronic (BR=40.0%) : $1\ell + 6j + 4b + MET$.
- Semi leptonic (BR=28.8%) : $2\ell + 4j + 4b + MET$.
- Most leptonic (BR=9.2%) : $3\ell + 2j + 4b + MET$.
- Full leptonic (BR=1.1%) : $4\ell + 4b + MET$.

As can be seen, the most probable decay comes from 1 lepton + jets, but 1 lepton can be produced easily by SM. However, 2 leptons + jets is rare in SM, which means that it is a more promising channel.

12.3 Four Tops Analysis

The analysis steps can be enumerated as follow :

- Select channel of decay.
- Preselection criteria of events.
- Estimation of background.
- Generate events using different models (those that imply New Physics) and compare the results among them.
- Establish selection criteria of events.
- Calculate cross section or at least put the limit.

The goal is to eliminate as much background as possible, keeping the 4 tops signal as high as possible for the channel chosen.

12.3.1 Channel of decay

As said earlier, the easiest channel to select is the dilepton channel. The channel topology consists in two leptons, electron or muon (τ will not be considered), possibly with same sign : $hh\ell_{e/\mu}^\pm\ell_{e/\mu}^\pm \rightarrow BR = 4.15\%$, and 8 jets, including 4 b -jets as it is shown in the Fig. 12.2.

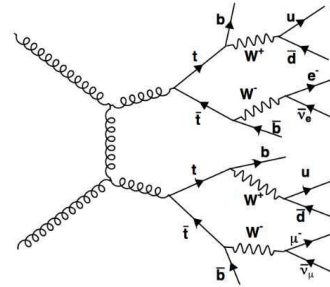


FIG. 12.2 – Channel topology for the dilepton channel.

12.3.2 Preselection criteria of events

It is separated in three different samples :

- μ sample : which implies at least one good μ , no good electron.
- e sample : at least one good electron, no good μ .
- $e\mu$ sample : at least one good μ , one good electron.

For the leptons, the μ is required to have $p_t > 20$ GeV/c, while for the e a $p_t > 25$ GeV/c is required. Jets are selected in order to have $p_t > 20$ GeV/c and $|\eta| < 2.5$. Separation between light and b -jets is also included.

12.3.3 Background and data generation

The event generation was done with MadGraph/MadEvent including a full simulation of the ATLAS detector with pile-up. For the 4 tops SM sample, 10000 events were generated with a cross section of $\sigma_{SM} \approx 0.25$ fb.

The model for the New Physics used is the one given by C. Degrande *et al.* [8]. As for the SM, 10000 events were also generated with a cross section of $\sigma_{NP} \approx 12.6$ fb.

Several background processes mimic a four tops final state. The samples used are listed in the table 12.1 together with their luminosity.

After the events preselection and choosing two leptons with the same sign (which we consider the first

Background	L [fb ⁻¹]
W+bb+jets	~ 10
WW($\nu\nu$)+jets	24-57
WZ	72
ZZ	257
Z(ee)+jets	~ 10
Z($\mu\mu$)+jets	10-13
Z($\tau\tau$)+jets	10-13
$t\bar{t}$	145
single top	42-62
W+ $c\bar{c}$ +jets	~10

TAB. 12.1 – Simulated background samples considered for the analysis (first column) with their respective luminosity (second column).

Sample	$\sigma(\mu\mu)$ [fb]	$\sigma(ee)$ [fb]	$\sigma(e\mu)$ [fb]
4 top NP	0.093	0.070	0.150
4 top SM	0.0030	0.0023	0.0064
W+bb+jets	0.6	1.0	3.0
WW($\nu\nu$)+jets	1.1	1.9	4.1
WZ	12.1	8.8	14.2
ZZ	2.3	2.5	1.8
Z(ee)+jets	0	1677	0.4
Z($\mu\mu$)+jets	18.5	0	21.0
Z($\tau\tau$)+jets	0.1	2.3	6.2
$t\bar{t}$	2.2	7.0	11.5
Single top	0.5	1.5	2.2

TAB. 12.2 – Cross section after the 1st cut : same sign dilepton.

cut), we identify the main backgrounds for each channel. This is done by looking in the cross sections for each one of the background samples studied, which is shown in the table 12.2. An example of the distribution for the total number of jets for the $\mu\mu$ channel after this 1st cut is shown in the Fig. 12.3.

As can be seen from the table 12.2, the main source of background for the $\mu\mu$ and $e\mu$ channels is coming from the Z($\mu\mu$)+jets, while for the ee channel it is given by Z(ee)+jets. For all channels, WZ and $t\bar{t}$ also constitute an important source of background.

It is possible to remove a lot of backgrounds by applying very simple cuts. The idea is to maintain the New Physics signal above 80% with respect to the first cut. From the channel topology (see Fig. 12.2), we know that the signal should have at least one b jet, and more than 2 light jets. So that the chosen cuts are :

- 2nd Cut : $N_{b-jets} > 0$.
- 3rd Cut : $N_{l-jets} > 2$.

The table 12.3 shows the cross section after these 2 preliminary cuts. As can be seen, they remove a lot of

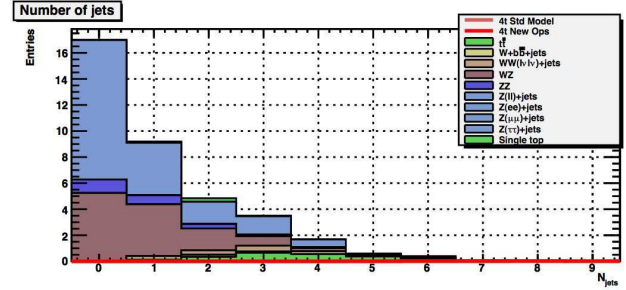


FIG. 12.3 – Distribution of the total number of jets for the $\mu\mu$ channel after the 1st cut : same sign dilepton.

Sample	$\sigma(\mu\mu)$ [fb]	$\sigma(ee)$ [fb]	$\sigma(e\mu)$ [fb]
4 top NP	0.084	0.062	0.130
4 top SM	0.0024	0.0022	0.0054
W+bb+jets	0	0	0.3
WW($\nu\nu$)+jets	0	0	0.03
WZ	0.014	0	0.030
ZZ	0	0.030	0.008
Z(ee)+jets	-	1.8	-
Z($\mu\mu$)+jets	0.1	-	0
Z($\tau\tau$)+jets	-	-	-
$t\bar{t}$	0.5	1.4	2.3
Single top	0.02	0.05	0.20

TAB. 12.3 – Cross sections after the preliminary cuts : $N_{b-jets} > 0$ and $N_{l-jets} > 2$.

background for all channels. A big source of background is common in all channels : $t\bar{t}$. An example of distribution of total number of jets for the $\mu\mu$ channel after the third cut is shown in the Fig. 12.4. The efficiencies for these three first cuts are shown in the tables 12.5, 12.4 and 12.6 for ee , $\mu\mu$ and $e\mu$ channels, respectively.

12.3.4 Selection criteria of events

The goal of this part of the analysis is to remove as much $t\bar{t}$ background as possible by maximizing the efficiency

×purity, and by maintaining the New Physics signal above 40% with respect to the first cut. Also, trying to find similar cuts for the different channels.

The cuts are done with an automatic cutter. This is a program whose function is to compute the quantity efficiency

×purity on successive cuts on a variable for the New Physics signal and $t\bar{t}$ as background, acting on the following variables :

- Scalar sum of p_t of all jets, H_t .
- Missing transverse energy, MET.
- Number of b jets, N_{b-jets} .
- Highest p_t for electrons.
- Highest p_t for muons.

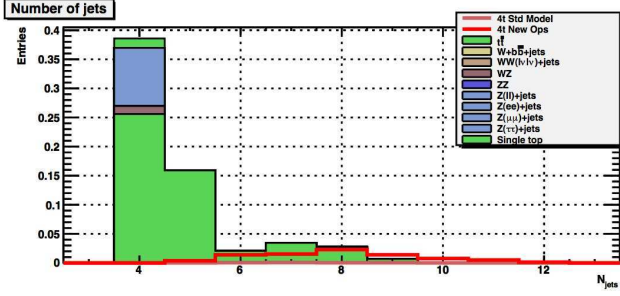


FIG. 12.4 – Distribution of the total number of jets after the preliminary cuts : $N_{b-jets} > 0$ and $N_{l-jets} > 2$.

- Highest p_t for b jets.
- Highest p_t for light jets.
- Second highest p_t for light jets.
- Sum of number of light jets and b jets, $N_{l-jets} + N_{b-jets} = N_{jets}$.
- $H_t + L_t + MET$, where L_t is the scalar sum of p_t of all electrons and muons.

An example of the automatic cutter is given in the Fig. 12.5, which shows the efficiencies and purities of successive cuts of H_t .

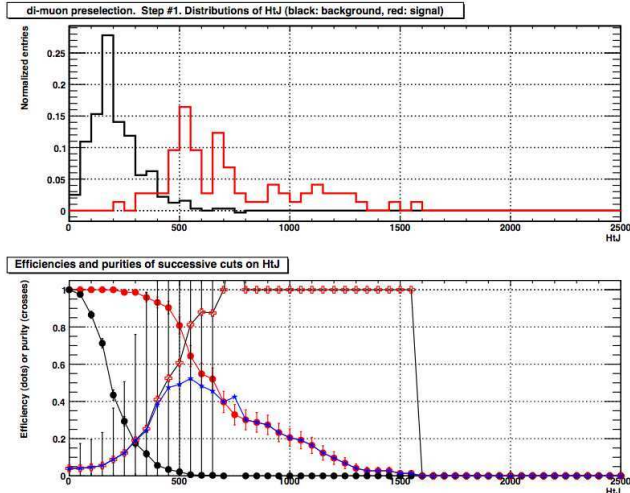


FIG. 12.5 – Example of the automatic cutter acting on the variable H_t . The plot of the efficiency \times purity is given in blue.

The maximum of the quantity efficiency \times purity in the Fig. 12.5 will be the suggested cut by the automatic cutter, in this case for the $\mu\mu$ channel : $H_t \geq 550$ GeV. For the other channels the automatic cutter suggests $H_t \geq 650$ GeV. However, in order to have the less loss of signal, we will cut in $H_t \geq 600$ GeV. The result of this last cut is that it removes all background for the $\mu\mu$ channel, only $t\bar{t}$ remains for both ee and $e\mu$ channel.

The efficiencies of the cuts for the $\mu\mu$, ee and $e\mu$ channels are shown in the tables 12.4, 12.5 and 12.6, respectively.

Cut	#1 same sign	#2 $N_{b-jets} > 0$	#3 $N_{l-jets} > 2$	#4 $H_t \geq 600$ GeV
4 top NP	34%	97%	91%	67%
4 top SM	26%	92%	92%	50%
$t\bar{t}$	0.3%	33%	60%	0%

TAB. 12.4 – Efficiency of cuts for the $\mu\mu$ channel

Cut	#1 same sign	#2 $N_{b-jets} > 0$	#3 $N_{l-jets} > 2$	#4 $H_t \geq 600$ GeV
4 top NP	33%	97%	91%	72%
4 top SM	33%	94%	98%	46%
$t\bar{t}$	1.5%	67%	30%	1%

TAB. 12.5 – Efficiency of cuts for the ee channel

Cut	#1 same sign	#2 $N_{b-jets} > 0$	#3 $N_{l-jets} > 2$	#4 $H_t \geq 600$ GeV
4 top NP	32%	91%	93%	74%
4 top SM	31%	94%	90%	50%
$t\bar{t}$	0.9%	40%	30%	1.5%

TAB. 12.6 – Efficiency of cuts for the $e\mu$ channel

From the tables 12.4, 12.5 and 12.6 one can see that the preliminary cuts have a very high efficiency by maintaining a high New Physics signal and removing a lot of background. The same can be said on the cut suggested by the automatic cutter.

12.3.5 Results

The cross sections for the New Physics, and SM signal and the remaining $t\bar{t}$ background are shown in the table 12.7. As can be seen, for the expected luminosity in 2012 (20 fb^{-1}), with this selection criteria of events, we could have 3.8 New Physics events, while for the SM ($t\bar{t}$ and $t\bar{t}t\bar{t}$) only 1.1 events are expected.

Sample	$\sigma(\mu\mu)$ [fb]	$\sigma(ee)$ [fb]	$\sigma(e\mu)$ [fb]	$\sigma(all)$
4 top NP	0.050	0.045	0.097	0.192
4 top SM	0.0012	0.0010	0.0027	0.0049
$t\bar{t}$	0	0.014	0.035	0.049

TAB. 12.7 – Cross sections after cut # 4 : $H_t \geq 600$ GeV.

So far, no limit on the production cross section for 4 top quarks has been set. This is a work in progress.

12.4 Conclusion and Outlooks

The ATLAS experiment at the LHC has recorded more than 5 fb^{-1} , it implies a potential discovery of New Physics for the model used in this study : if this model is true, there would have one New Physics event in the data recorded.

Possible improvements of this study imply including other channels like opposite sign leptons, single leptons, or also, studying the trilepton channel. Another option will be to include tuning selection, and of course, the comparison with data has to be done.

To set an upper limit on the 4 tops production cross section is the purpose of this research. Currently this is a work in progress. It is hoped to set the limit on this cross section not only for this model, but rather for a set of models where the New Physics can manifest itself in the production of 4 top quarks.

Références

- [1] K. Cheung, arXiv :hep-ph/9507411.
- [2] M. Spira and J. Wells, arXiv :hep-ph/9711410.
- [3] V. Barger, W. Keung and B. Yencho, arXiv :1001.0221v3 [hep-ph].
- [4] B. Lillie, J. Shu and T. Tait, arXiv :0712.3057v1 [hep-ph].
- [5] L.Randall and R. Sundrum, arXiv :hep-ph/9905221.
- [6] G. Cacciapaglia, R. Chierici, A. Deandrea, L. Pannizzi, S. Perries and S. Tosi, arXiv :1107.4616v1.
- [7] G. Kane, E. Kufflik, R. Lu and L. Wang, arXiv :1101.1963v1[hep-ph].
- [8] C. Degrande, J. Gérard, C. Grojean, F. Maltoni and G. Servant, arXiv :1010.6304.

Troisième partie
Cosmologie

Contexte cosmologique

Nicolas Ponthieu

Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

Résumé

La Cosmologie observationnelle actuelle s'intéresse à différentes observables qui ensemble, permettent de contraindre le modèle cosmologique. Si le Big-Bang s'est établi comme le cadre de ce modèle, il reste à mesurer précisément les paramètres qui le décrivent formellement et à comprendre les mécanismes qui prennent place à chaque étape de l'évolution de l'Univers. Les JRJC 2011 ont été l'occasion de présenter des travaux en cours dans deux études qui participent à ces efforts : les Super Novae de type Ia (M. Rigault & F. Cellier), les anisotropies du Fond Diffus Cosmologique (G. Hurier & L. Sanselme).

Nous rappelons brièvement ici le cadre général qui relie ces travaux les uns aux autres.

13.1 Evolution de l'Univers et module du Big Bang

La relativité générale décrit *a priori* un Univers statique ou dynamique. C'est en 1929 qu'Hubble fournit la première observation expérimentale qui adresse cette question : les Galaxies s'éloignent les unes des autres, à une vitesse proportionnelle à leur distance [5]. L'Univers n'est donc pas statique, mais en expansion. En extrapolant cette observation, on conclut que l'Univers était plus dense par le passé et donc plus énergétique. Ce sont véritablement Gamow et ses collaborateurs [4, 1], qui après la deuxième guerre mondiale, appliquent leurs connaissances de physiciens nucléaires à cette idée et jettent les bases de la nucléosynthèse primordiale, donnant ainsi au "Big-Bang", une véritable trame physique. Aux premiers instants, l'Univers a une densité énergétique extrême qui diminue avec l'expansion. Les premières fractions de secondes voient les brisures de symétrie entre les interactions fondamentales, puis les premières minutes voient la formation des noyaux légers jusqu'au ^8Be . L'Univers reste ensuite sous forme de plasma pendant environ 400 000 ans, jusqu'à ce que l'expansion ait suffisamment abaissé la densité d'énergie pour que les photons ne puissent plus empêcher les électrons de se lier aux protons pour former les premiers atomes d'hydrogène. A ce moment là, les photons ne trouvent

plus d'électrons libres pour interagir, leur libre parcours moyen devient brutalement plus grand que la taille de l'Univers et ils se propagent donc sans plus interagir (ou presque) avec la matière : on parle de recombinaison¹. Ces photons baignent l'Univers et constituent le **Fond Diffus Cosmologique (Cosmic Microwave Background, CMB)**. L'Univers entre alors dans ce qu'on dénomme par "âges sombres" : le milieu est optiquement mince, mais aucune source n'émet de lumière. Ceci perdure jusqu'à ce que les premières étoiles se forment, lorsque l'Univers avait entre 150 millions et un milliard d'années. C'est la réionisation, appelée ainsi car le rayonnement émis par les étoiles ionise le milieu d'hydrogène neutre produit à la **recombinaison**. Commence ensuite la formation des premières Galaxies et leur accréation en amas.

L'un des éléments principaux de la description de l'Univers par la relativité générale est la métrique. L'isotropie et l'homogénéité à grande échelle conduisent au choix de la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right]. \quad (13.1)$$

a est le facteur d'échelle normalisé à 1 pour l'époque actuelle, k est l'indice de courbure, qui prend pour valeur 0, 1 ou -1. L'évolution du facteur d'échelle est donnée par les équations de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (13.2)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (13.3)$$

où $H = \dot{a}/a$ est la constante de Hubble qui mesure la vitesse d'expansion de l'Univers. G est la constante universelle de la gravitation, Λ est la constante cosmologique, p et ρ sont respectivement la pression et la densité du fluide auquel est assimilé l'Univers. La deuxième

¹On devrait dire en fait "combinaison" puisque c'est la première fois qu'elle a lieu dans l'histoire de l'Univers, mais le terme, amené par analogie avec des observations de laboratoire s'est imposé.

équation de Friedmann (13.3) montre que la matière, par sa densité et sa pression, tend à ralentir l'expansion, tandis que la constante cosmologique, si elle est positive, tend à accélérer l'expansion. On désigne par densité critique la valeur $\rho_c = 3H^2/8\pi G$. C'est en effet la densité d'un Univers tel que $k = 0$ si $\Lambda = 0$. On définit alors un *paramètre cosmologique* comme le rapport de la densité d'une composante i particulière (matière, rayonnement...) à cette densité critique $\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c$. Par analogie, on définit également la densité de courbure $\Omega_k = -k/a^2H^2$ et la densité de constante cosmologique $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H^2$, de telle sorte que la première équation de Friedmann (13.2) s'écrit

$$1 - \Omega_k = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda \quad (13.4)$$

D'autres *paramètres cosmologiques* viennent compléter ceux-ci, comme par exemple l'épaisseur optique de réionisation τ , l'indice spectral des perturbations de densité n_s , l'amplitude des fluctuations à l'échelle de 8Mpc σ_8 ... Ce sont les ingrédients essentiels pour comprendre ensuite comment se forment et évoluent les grandes structures, galaxies et amas dans leur ensemble.

13.2 Cosmologie observationnelle et théorique aux JRJC

Les mesures les plus récentes donnent essentiellement² $\Omega_\Lambda \simeq 0.72 - 0.74$ et $\Omega_m \simeq 0.28 - 0.26$ (voir par exemple [3]). La densité de matière Ω_m comprend en particulier celle de matière noire à hauteur de $\Omega_{CDM} \simeq 0.22$. Nous sommes donc face à la situation déjà souvent pointée du doigt où plus de 70% de l'Univers est formé de "quelque chose" d'inconnu, l'Énergie Noire, et plus de 80% de la composante dont on sait au moins qu'elle est matérielle mais dont on ne connaît pas la nature exacte non plus : la matière noire. C'est historiquement aux observations de Super Novae de type Ia (SNIa) et à la relation entre leur luminosité observée et leur distance que l'on doit la première affirmation que l'expansion de l'Univers est accélérée par une constante cosmologique [7]. Des programmes d'observation sont menés encore aujourd'hui pour raffiner ces mesures et corriger des incertitudes liées par exemple à l'environnement des Super Novae. Les contributions de **Mickaël Rigault** et **Flora Cellier** ci-après s'inscrivent dans ce cadre. Ils adressent en particulier les effets d'environnement des Super Novae et la compréhension théorique que l'on a de leur explosion. Ces deux éléments sont particulièrement importants pour la standardisation des observations

de SNIa, c'est à dire l'hypothèse que malgré une formation à des époques très différentes et dans des galaxies bien éloignées les unes des autres, les SNIa sont suffisamment semblables pour être comparables et pour qu'on puisse attribuer à l'expansion de l'Univers seule les variations de flux observées de l'une à l'autre.

Les anisotropies du Fond Diffus Cosmologique permettent quant à elles de contraindre l'ensemble des paramètres cosmologiques pour peu qu'elles soient mesurées sur une assez grande gamme d'échelles angulaires, typiquement de quelques dizaines de degrés à quelques arcminutes. Ceci tient au fait que ces anisotropies sont liées pour l'essentiel au couplage des photons du FDC aux fluctuations de densité de l'Univers primordial, elles mêmes dépendantes du contenu en matière et matière noire. Ces anisotropies, et en particulier par leur polarisation, gardent l'empreinte de la réionisation. C'est l'objet du travail de **Lilian Sanselme**. Une autre empreinte est laissée dans les anisotropies du FDC, celle des amas de Galaxies. En effet, les photons du FDC interagissent avec le gaz chaud des amas qui altère leur énergie avec une dépendance en fréquence caractéristique. La comparaison des observations du FDC à différentes fréquences par Planck-HFI permet donc de détecter et détudier ensuite les propriétés de ces amas, et c'est ce qui fait l'objet du travail de **Guillaume Hurier**.

Références

- [1] Alpher, R., Bethe, H., Gamow, G., 1948, Phys. Rev. Lett., 73(7), 803
- [2] Bernabei, R. et al, DAMA Collab., 2010, Eur. Phys. J. C 67, 39
- [3] Dunkley, J., Hlozek, R., Sievers, J. et al, 2011, ApJ, in press, astro-ph/1009.0866
- [4] G. Gamow, 1946, Phys. Rev. Lett., 70, 572
- [5] E. P. Hubble, 1929, Proc. Nat. Acad. Sci., 15 :168
- [6] A. Penzias, R. Wilson, 1965, ApJ. Lett., 142, 419
- [7] Perlmutter, S., Gabi, S., Goldhaber, G., et al, 1997, ApJ, 483, 565

²La détermination précise de ces paramètres et de leurs incertitudes est en pratique modèle dépendante, c'est pourquoi nous ne donnons que des valeurs indicatives ici.

Propriétés physiques des Supernovae de type Ia : l'apport des expériences SNLS et SNFactory

Flora Cellier-Holzem

Laboratoire de Physique Nucléaire et Hautes Énergies
LPNHE, Paris



Résumé

Les supernovae de type Ia (SNeIa) sont un outil puissant en cosmologie pour contraindre l'expansion de l'univers. Pour réduire les incertitudes statistiques sur les paramètres cosmologiques, il faut augmenter la taille de l'échantillon de SNeIa. Au préalable, il faut d'abord s'assurer que les candidats observés sont bien des SNeIa et déterminer leur redshift : cela représente la première partie de mon travail. Pour réduire les incertitudes systématiques, il faut une meilleure compréhension des SNeIa. Des modèles de formation de SNeIa peuvent alors être utilisés et comparés aux observations pour connaître leurs propriétés physiques. J'expose cette analyse dans la seconde partie de cet article.

14.1 Contexte cosmologique

Depuis les travaux de A. Riess & B. Schmidt [1] (1998) et de S. Perlmutter [2] (1999) (Prix Nobel de Physique 2011), nous savons que l'expansion de l'univers est accélérée sous l'action d'une mystérieuse énergie noire. Les SNeIa ont permis cette découverte en construisant un diagramme de Hubble représentant pour chaque SNIa leur distance de luminosité (qui indique l'époque d'émission du signal et qui dépend des paramètres cosmologiques) en fonction de leur redshift (relié au facteur d'échelle de l'univers). En combinant les données de différents relevés de SNeIa à hauts, intermédiaires et bas redshifts, avec les données des autres sondes cosmologiques comme le CMB, Sullivan et al. 2011 [3] obtiennent pour le paramètre d'état de l'énergie noire $w = -1.061^{+0.069}_{-0.068}$ pour un univers plat. Les SNeIa sont donc aujourd'hui un outil puissant en cosmologie qu'il est crucial d'étudier pour réduire les incertitudes statistiques et systématiques et ainsi affiner notre compréhension de l'accélération de l'univers.

14.2 Observations des SNeIa

Dans le but de contraindre les paramètres cosmologiques et de connaître les propriétés de l'énergie noire, de grands relevés au sol ont été mis en place. C'est le cas du *SuperNova Legacy Survey* (SNLS) consacré à l'observation de SNeIa à hauts redshifts ($0.15 < z < 1.1$)

pour construire le diagramme de Hubble. Cette expérience a observé plus de 500 SNeIa entre 2003 et 2008 en photométrie au *Canada France Hawaii Telescope* à Hawaï pour mesurer l'évolution de leur luminosité en fonction du temps (courbe de lumière) [4]. Les spectres d'une partie de ces objets ont été mesurés par des télescopes de la classe des 8m comme le *Very Large Telescope* (VLT) au Chili ([5]) afin de les identifier comme SNeIa et de déterminer leur redshift.

D'autres relevés mesurent les SNeIa dans d'autres gammes de redshift. C'est le cas de l'expérience *SuperNova Factory* (SNF), consacrée à l'observation des SNeIa à bas redshift ($0.03 < z < 0.08$) pour compléter le diagramme de Hubble et mieux comprendre les propriétés de ces objets. Les candidats SNeIa sont détectés par le télescope PTF (*Palomar Transient Factory*) puis suivis par spectro-photométrie avec l'instrument SNIFS (*Supernovae Integral-Field Spectrograph*) au télescope UH88 à Hawaï. Des séries temporelles (spectres à différentes phases) sont alors obtenues, puis intégrées dans différents filtres pour obtenir les courbes de lumière multibandes.

14.3 Identification des SNeIa avec l'expérience SNLS

Les grands relevés permettent d'augmenter la taille de l'échantillon de SNeIa utilisé pour le diagramme de Hubble et donc de réduire les incertitudes statistiques sur les paramètres cosmologiques. Les données SNLS 3 ans, soit 242 SNeIa, sont utilisées pour les études cosmologiques ([3]; [4]; [6]), et les données 5 ans sont en cours d'analyse. Parmi les données SNLS 5 ans, 102 spectres ont été mesurés au VLT : ce sont ces spectres que j'étudie ici. Ils intègrent le signal du candidat SN Ia et de celui de sa galaxie hôte.

Pour déterminer le redshift de ces objets, il faut identifier les raies d'éléments de longueurs d'onde émises λ_{em} connues dans chaque spectre et les faire correspondre aux longueurs d'onde observées λ_{obs} : $z + 1 = \frac{\lambda_{em}}{\lambda_{obs}}$. Ce redshift est d'autant plus précis que la raie utilisée est étroite : les supernovae ont des raies larges dues à leur enveloppe en expansion, alors qu'au contraire les galaxies ont des raies d'émission

ou d'absorption fines, ce sont donc ces dernières qui sont privilégiées dans cette étude. Les éléments les plus utilisés sont par exemple [OII] (3727Å), CaH&K (3933Å et 3968Å), H_β (4861Å) ou [OIII] (4958Å et 5006Å). La figure 14.1 illustre cette méthode avec l'exemple de SN 07D1ah mesurée le 27 août 2007 avec un redshift évalué à $z = 0.342 \pm 0.001$. L'erreur est déterminée par la résolution du spectre.

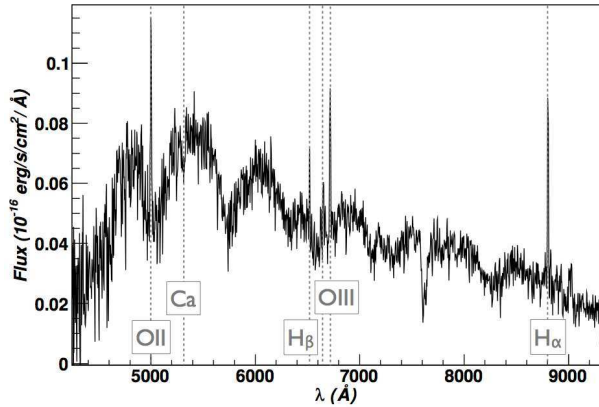


FIG. 14.1 – Spectre de SN 07D1ah (noir) à $z=0.342$ superposé avec les raies (gris) de gauche à droite : [OII] (3727Å), CaH (3968Å), H_β (4861Å), [OIII] (4958Å et 5006Å) et H_α (6562Å)

Les spectres peuvent être classés en 3 catégories :

- A : au moins deux raies sont identifiables pour déterminer z et la solution est évidente : 36 spectres
- B : une raie seule identifiable et une solution envisageable : 21 spectres
- C : aucune raie galactique, un spectre très bruité ou plusieurs solutions plausibles : 24 spectres

Les distributions des redshifts des catégories A et A+B sont représentées sur la figure 14.2, avec un redshift compris entre $0.078 < z < 0.924$ et une moyenne ~ 0.5 .

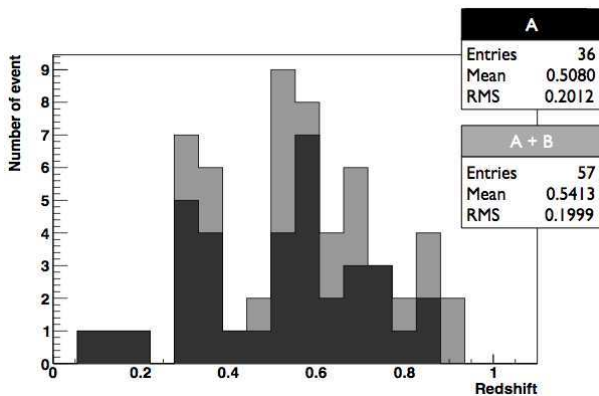


FIG. 14.2 – Distribution en redshift des catégories A et A+B des spectres SNLS 5 ans mesurés au VLT

La confirmation de ces redshifts et l'identification des

objets comme SNeIa est en cours d'analyse, à l'aide du modèle spectro-photométrique SALT2 ([7]). Ce modèle ajuste simultanément les courbes de lumière d'un objet et son spectre. Une composante galactique est également prise en compte. Cet ajustement permet d'identifier le candidat comme une SNIa ou non.

14.4 Confrontation modèles / données

La taille des échantillons de SNeIa augmente et l'erreur statistique diminue. L'utilisation des SNeIa est aujourd'hui limitée par les incertitudes systématiques. Pour réduire ces incertitudes, il est crucial de mieux connaître les propriétés physiques de ces objets. Des modèles de formation de supernova produisant des spectres et des courbes de lumière peuvent nous aider à comprendre les SNeIa. Dans cette étude, je compare des spectres SNLS et SNF avec des spectres produits par un modèle de pure déflagration (W7) et un modèle combinant déflagration et détonation (DD25), appelé *delayed detonation* ([8] ; [9] ; [10]). J'évalue comment les observations peuvent discriminer les modèles entre eux, dans le but de les contraindre et de les améliorer.

14.4.1 Modèles de formation de SNIa

J'utilise pour cette étude deux échantillons de spectres synthétiques : l'un où W7 est combiné avec un code de transfert radiatif, et l'autre qui est la combinaison de DD25 (avec $\rho_{tr} = 25.10^6 g.cm^{-3}$, la densité de transition entre la déflagration et la détonation) avec le même code de transfert radiatif. Ces deux modèles décrivent l'explosion d'une naine blanche de carbone et d'oxygène atteignant la masse critique de *Chandrasekhar* (1.4 masse solaire) : une explosion thermonucléaire produit des éléments de masse intermédiaire jusqu'au fer. La vitesse de propagation de flamme est un paramètre clé qui gouverne la composition finale d'éléments prédits par les modèles. Une vitesse de flamme différente implique donc des différences entre les deux modèles. À partir de la structure en densité et de la nucléosynthèse, les photons produits par les désintégrations nucléaires sont propagés dans l'étoile en explosion. Le code de transfert radiatif permet de calculer le champ radiatif total émis et d'obtenir le spectre de la SN. Les spectres à différentes périodes de la vie de la SN sont obtenus en tenant compte de son expansion au cours du temps.

14.4.2 Spectres SNLS vs modèles

J'utilise un échantillon homogène de 51 spectres SNLS 3 ans, mesurés au VLT pour lesquels une extraction de la supernova et son hôte est possible pour limi-

ter la contamination galactique [5]. Pour chaque spectre observé, j'ajuste les deux modèles par minimisation du χ^2 avec la phase¹ des modèles laissée comme paramètre libre. Dans certains cas, W7 est le meilleur ajustement comme montré par exemple figure 14.3 pour SN 04D2cf (mesurée 8.48 jours après le maximum de luminosité avec $z = 0.368$). Cela est clairement visible dans la partie UV où l'absorption de Ca II ($\lambda \sim 3700\text{\AA}$) et les amplitudes des pics autour du creux du Si II ($\lambda \sim 4000\text{\AA}$) sont mieux reproduites par W7 que par DD25 (respectivement en haut et en bas de la figure 14.3).

Au contraire, pour certains spectres, DD25 est favorisée par les données, comme illustré figure 14.4 pour SN 04D2an mesurée 3.39 jours avant le maximum de luminosité avec $z = 0.362$. De nouveau, la partie UV est la partie discriminante du spectre.

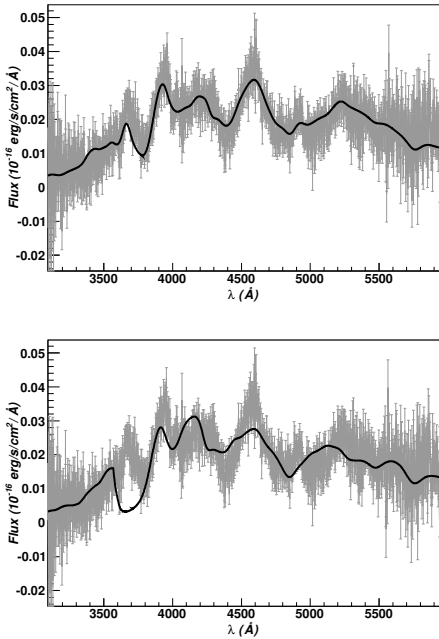


FIG. 14.3 – SN 04D2cf (gris) à $z=0.368$ avec une phase de 8.48 jours ajustée par les modèles (noir) **Haut** : spectre W7 6 jours (meilleur ajustement) **Bas** : spectre DD25 4 jours

Pour 21 spectres de l'échantillon observé, la discrimination entre les deux modèles est significative : 13 spectres sont mieux ajustés par W7 et 8 par DD25. Pour savoir si ces deux échantillons représentent différentes populations de SNeIa, je compare leurs propriétés photométriques moyennes dans la table 14.1. Premièrement, je compare la magnitude absolue moyenne $\langle M_B \rangle$ des deux sous-échantillons (colonne 2 de la table 14.1) : DD25 ajuste mieux les SNeIa plus brillantes

¹la phase est repéée par rapport au maximum de luminosité de la supernova

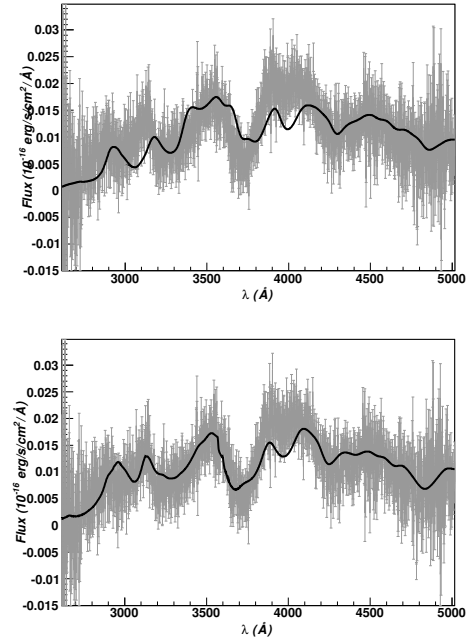


FIG. 14.4 – SN 04D2an (gris) à $z=0.362$ avec une phase de -3.39 jours ajustée par les modèles (noir) **Haut** : spectre W7 -2 jours **Bas** : spectre DD25 -2 jours (meilleur ajustement)

(avec un petit $\langle M_B \rangle$) que W7. La colonne 3 de cette table montre le *stretch* moyen $\langle s \rangle$ (paramètre de largeur de la courbe de lumière). Les SNeIa mieux ajustés par DD25 ont un *stretch* marginalement plus élevé que celles mieux ajustés par W7. Pour la couleur $\langle c \rangle$ (logarithme de rapport de flux de différentes parties du spectre), la colonne 4 ne montre aucune différence significative entre les deux échantillons. Ainsi, W7 aurait tendance à mieux ajuster les SNeIa les moins brillantes avec un petit *stretch* et DD25 les plus brillantes, avec un grand *stretch*.

Pour comprendre pourquoi un modèle est favorisé par les données, il faut se concentrer sur les différences spectrales discriminantes entre les deux modèles. Ces différences sont les plus marquées dans la partie UV du spectre, en particulier le creux du Ca II ($\sim 3700\text{\AA}$). Pour quantifier cette différence, je calcule la profondeur équivalente de ce creux d'absorption du calcium (noté EW_{Ca}) pour les spectres synthétiques W7 et DD25. L'évolution temporelle de la quantité EW_{Ca} est montrée en haut de la figure 14.5.

Notons que EW_{Ca} pour DD25 est environ deux fois plus élevé que pour W7 à toutes les phases : le creux d'absorption de Ca prédit par DD25 est donc plus profond que pour W7. Le bas de la figure 14.5 montre le EW_{Ca} calculé pour les 13 spectres observés mieux ajustés par W7 (points noirs) et pour les 8 spectres mieux ajustés par DD25 (triangles gris). DD25 est clai-

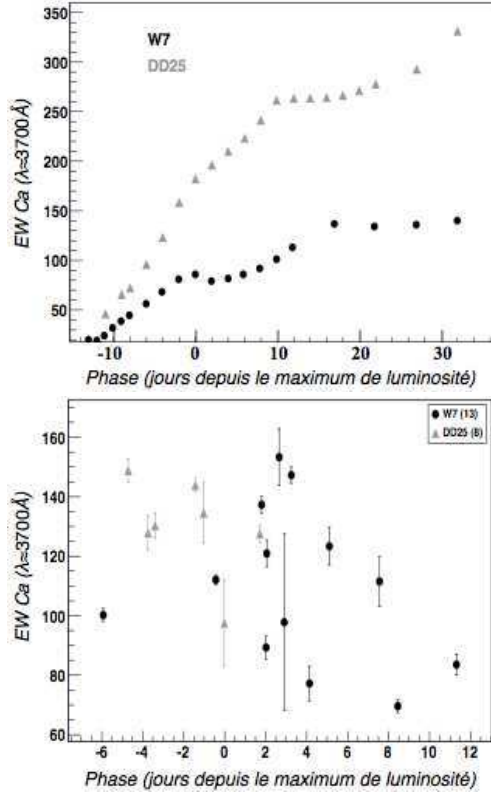


FIG. 14.5 – Évolution temporelle de EW Ca **Haut** : pour les spectres modèles W7 (points noirs) et DD25 (triangles gris) **Bas** : pour les spectres observés mieux ajustés par W7 (points noirs) et par DD25 (triangles gris)

rement favorisé par les spectres à phase précoce car le creux du Ca de W7 n'est pas assez profond ($EW\ Ca$ est trop petit) par rapport aux données. Pour les phases post-maximum, le creux du Ca des spectres DD25 est trop profond ($EW\ Ca$ trop élevé) comparé aux données et W7 est donc favorisé.

14.4.3 Spectres SNF vs modèles

Pour confirmer les résultats précédents, je continue cette analyse avec un lot de 62 SNeIa parmi les 232 mesurées par l'expérience SNF entre 2004 et 2009. Des séries spectrales sont disponibles, j'utilise dans un premier temps les spectres mesurés proche du maximum de luminosité ($-2,5j < \text{phase} < 2,5j$). Je ré-emploie la même méthode, c'est-à-dire l'ajustement de chaque spectre par les modèles W7 et DD25. Comme pour l'analyse précédente, certains spectres favorisent un modèle par rapport à l'autre. Cette discrimination est significative pour 48 spectres : 30 spectres mieux ajustés par W7 et 18 par DD25. La comparaison des mêmes propriétés photométriques moyennes sont cohérentes avec l'analyse précédente (table 14.1) : l'écart

entre la quantité (M_B) des deux sous-échantillons s'est dégradé, mais la différence de *stretch* est plus marquée. De nouveau, nous remarquons que les supernovae les moins brillantes avec un plus petit *stretch* favorisent le modèle W7, et les SNeIa les plus brillantes avec un plus grand *stretch* sont mieux ajustées par DD25. Comme précédemment, je ne trouve aucune différence de couleur entre les deux sous-échantillons.

Cette analyse est réalisée pour les spectres mesurés proche du maximum de luminosité. En regardant l'évolution temporelle de la taille des deux sous-échantillons mieux ajustés par W7 ou DD25 (figure 14.6), il est clair que DD25 est favorisé par des phases précoces et W7 par des phases post-maximum.

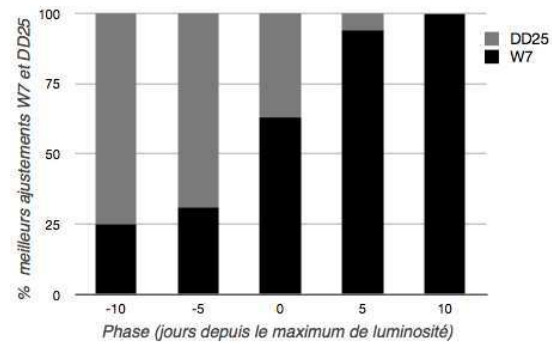


FIG. 14.6 – Évolution temporelle de la taille des échantillons mieux ajustés par W7 (noir) et par DD25 (gris)

Cette discrimination entre ces modèles est de nouveau faite principalement par la partie UV du spectre et peut être attribuée aux caractéristiques de la raie du Ca. En effet, la figure 14.7 nous montre que les spectres mieux ajustés par DD25 ont tendance à avoir une valeur de $EW\ Ca$ plus élevée et ceux qui favorisent W7, un $EW\ Ca$ plus faible. Nous retrouvons ainsi les mêmes résultats que pour l'analyse avec les spectres SNLS.

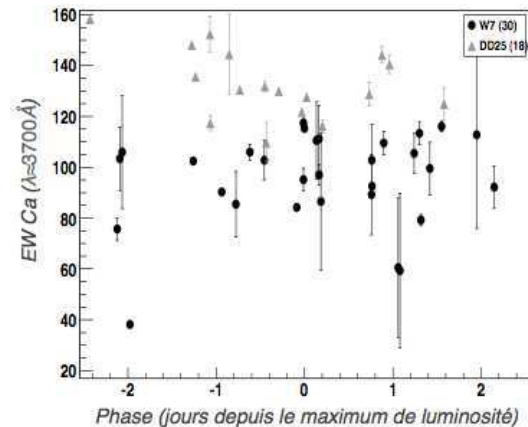


FIG. 14.7 – Valeurs de EW Ca pour les spectres observés mieux ajustés par W7 (points noirs) et par DD25 (triangles gris)

14.5 Conclusion

Les données spectrales SNLS et SNF ont le pouvoir de discriminer les modèles entre eux du fait de différences spectrales entre les modèles, liées par exemple à la raie du Ca à 3700Å. Il faut maintenant identifier et comprendre l'origine de ces différences dans les modèles et ainsi faire le lien avec les propriétés physiques des SNeIa. Pour cela, nous devons explorer l'espace des paramètres pour reproduire les spectres observés. Pour continuer cette analyse avec les spectres SNF, j'utiliserai les séries temporelles des spectres et je pourrai ainsi comparer l'évolution temporelle des observations et des spectres synthétiques. D'autres pistes pourront alors être explorées comme étudier de nouvelles zones spectrales où il y a des tensions entre les prédictions des modèles, puis comparer avec les données à haut redshift. Le but est de pouvoir améliorer les modèles, reproduire les différences entre les SNeIa et comprendre leurs propriétés physiques pour une meilleure calibration des SNeIa pour les analyses cosmologiques.

		$\langle M_B \rangle$	$\langle s \rangle$	$\langle c \rangle$
SNLS	W7 (13)	-19.20 ± 0.04	1.014 ± 0.024	-0.021 ± 0.018
	DD25 (8)	-19.30 ± 0.04	1.048 ± 0.022	0.003 ± 0.021
SNF	W7 (30)	-19.16 ± 0.07	0.950 ± 0.016	0.069 ± 0.020
	DD25 (18)	-19.20 ± 0.07	1.002 ± 0.014	0.092 ± 0.025

TAB. 14.1 – Propriétés photométriques moyennes des deux sous échantillons mieux ajustés par W7 ou DD25 (les erreurs sur la moyenne sont indiquées) pour les spectres SNLS et SNF

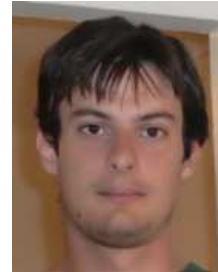
Références

- [1] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis et al., *AJ*, 116, 1009 (1998)
- [2] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber et al., *ApJ*, 517, 565 (1999)
- [3] M. Sullivan, J. Guy, A. Conley et al., *ApJ*, 737, 102 (2011)
- [4] J. Guy, M. Sullivan, A. Conley et al., *A&A*, 523, A7 (2010)
- [5] C. Balland, S. Baumont, S. Basa et al., *A&A*, 507, 85 (2009)
- [6] P. Astier, J. Guy, N. Regnault et al., *A&A*, 447, 31 (2006)
- [7] J. Guy, P. Astier, S. Baumont et al., *A&A*, 466, 11 (2007)
- [8] K. Nomoto, F-K. Thielemann et K. Yokoi, *ApJ* 286, 791 (1984)
- [9] A. M. Khokhlov, *A&A*, 245, 114 (1991)
- [10] P. Hoefflich, C. L. Gerardy, R. A. Fesen et al., *ApJ* 568, 791 (2002)

Reconstruction and analysis of the Sunyaev-Zel'dovich effect with Planck

Hurier Guillaume

*LPSC, Université Joseph Fourier Grenoble 1,
CNRS/IN2P3, Institut Polytechnique de Grenoble*



15.1 Abstract

We present the first all-sky sample of galaxy clusters detected blindly by the PLANCK satellite through the Sunyaev-Zeldovich (SZ) effect from its six highest frequencies. This early SZ (ESZ) sample consists of 189 candidates, which have a high signal-to-noise ratio ranging from 6 to 29. Its high reliability (purity above 95%) is further ensured by an extensive validation process based on PLANCK internal quality assessments and by external cross-identification and follow-up observations. PLANCK provides the first measured SZ signal for about 80% of the 169 previously-known ESZ clusters. PLANCK furthermore releases 30 new cluster candidates, amongst which 20 meet the ESZ signal-to-noise selection criterion. At the submission date, twelve of the 20 ESZ candidates were confirmed as new clusters, with eleven confirmed using XMM-Newton snapshot observations, most of them with disturbed morphologies and low luminosities. The ESZ clusters are mostly at moderate redshifts (86% with z below 0.3) and span more than a decade in mass, up to the rarest and most massive clusters with masses above $1 \times 10^{15} M_{\odot}$.

15.2 Introduction

Galaxy clusters provide valuable information on cosmology, from the nature of dark energy to the physics that drives galaxy and structure formation. The main baryonic component in these dark matter dominated objects is a hot, ionised intra-cluster medium (ICM). The ICM can be studied both in the X-ray and through the Sunyaev-Zeldovich effect (SZ) [19, 18], a fairly new and highly promising technique that has made tremendous progress in recent years since its first observations [3]; see also [17, 2, 5].

The SZ effect is caused by the inverse Compton interaction between the cosmic microwave background (CMB) photons and the free electrons of the hot ICM. It can be broadly subdivided into the thermal SZ (TSZ) effect, where the photons are scattered by the random motion of thermal electrons, and the kinetic SZ (KSZ) effect caused by the bulk motion of the electrons. In the former case, the scattered CMB photons have a unique spectral dependence, whereas the final spectrum

remains Planckian in the case of the KSZ effect.

The SZ effect offers a number of advantages for cluster studies. First, the Compton y parameter, which measures the integral of the gas pressure along the line of sight and sets the amplitude of the SZ signal, does not suffer from cosmological surface-brightness dimming. This implies that the SZ effect is an efficient method for finding high-redshift clusters. Second, the total SZ signal Y , integrated over the cluster's angular extent, directly measures the total thermal energy of the gas and as such is expected to correlate closely (i.e., with a tight scatter in the scaling relation) with total cluster mass. This fact is borne out both by numerical simulations [4, 6, 10, 13] and indirectly from X-ray observations [12, 1, 20] using Y_X , the product of the gas mass and mean temperature giving an X-ray analogue of the integrated SZ Compton parameter first introduced by [9].

The present article details the process by which PLANCK ESZ sample was validated [15].

15.3 The ESZ sample

The ESZ sample was constructed out of the PLANCK channel maps of the HFI instrument, as described in detail in [14]. These maps correspond to the observations of the temperature in the first ten months of the survey by PLANCK, which give complete sky coverage. Raw data were first processed to produce clean time-lines (time-ordered information, TOI) and associated flags correcting for different systematic effects. This includes a low-pass filter, glitch treatment, conversion to units of absorbed power, and a decorrelation of thermal stage fluctuations.

The ESZ validation process, is an integrated HFI-LFI effort within PLANCK Working Group 5 (WG5¹) “Clusters and Secondary anisotropies”. It has been established in order to validate the full SZ candidate lists obtained from the extraction methods developed by the PLANCK collaboration. It relies mainly on a three-stage process detailed in the following subsections :

- **Internal validation** steps based on PLANCK data :

¹<http://www.ita.uni-heidelberg.de/collaborations/planck/>

- search for and rejection of associations with SSOs (Solar System Objects) and artefacts ;
- rejection of sources with rising spectral energy distribution in the high HFI frequency bands ;
- cross-check with other PLANCK source catalogues to reject SZ candidates identified with cold cores (CC) and other Galactic sources ; and
- redundant detections of the same candidates by methods other than the reference one.
- **Candidate identification** steps based on ancillary data :
 - identification of SZ candidates with known clusters from existing X-ray, optical/near infrared (NIR), and SZ catalogues and lists ; and
 - search in NED and SIMBAD databases.
- **Follow-up programmes** for verification and confirmation of SZ candidates.

15.4 Construction of y maps for internal validation

We produced maps of the Compton parameter y using different cleaning approaches developed by the PLANCK collaboration, for each of the ESZ sample clusters, in order to ensure convergence and redundancy in the derived conclusions in the context of the validation process described above. One of these methods is based on the Modified Internal Linear Combination Algorithm (MILCA, [8]).

To extract the tSZ effect from the PLANCK multi-frequencies observation, we use the characteristic electromagnetic spectral law of this effect Fig.15.1. On this figure we present the EM spectral law observed for the ESZ clusters (red and blue point, blue point have been obtained using multi-match-filter methods [11, 7]), spectra obtained on the raw maps show some contamination by the thermal dust emission, whereas with multi-match-filter approach which localize the analysis on the angular scale of interest, the obtained spectra are in very good agreement with the theoretical one (black solid line).

The MILCA algorithm search for the best linear combination of the input maps to extract the tSZ signal, which minimize both the instrumental noise level and the contamination by other physical emissions in the reconstructed y map. It can be divided in three main steps. First we use the Electromagnetic spectrum of the known components to constrain the weights of the linear combination that extract the tSZ effect Then, we minimize the variance of the reconstructed y map in the subspace of physical components. Finally, we use remaining degrees of freedom to minimize the noise contribution in the y map

Figure 15.2 shows an example of y map obtained

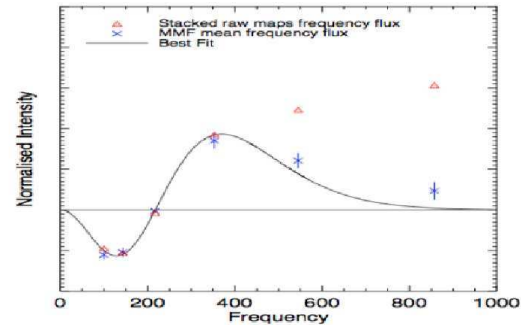


FIG. 15.1 – Electromagnetic spectrum obtained from the PLANCK ESZ, in red point from raw maps, in blue point after filtering on the angular scale and in black line the expected spectrum.

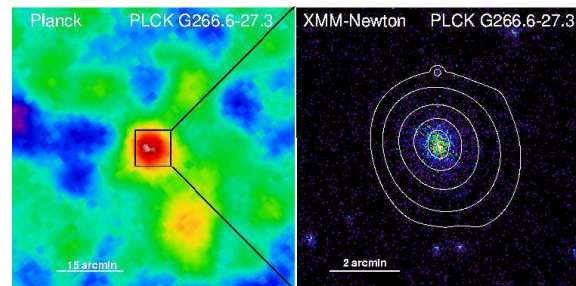


FIG. 15.2 – Left panel : PLANCK y -map of PLCK G266.6-27.3. Right panel : XMM-Newton count rate map with iso-luminosity contours overlaid.

for PLCK G266.6-27.3, a new cluster discovered with PLANCK at high redshift [16]. This cluster illustrate the advantage, describes in the introduction, of the tSZ effect to detect new cluster.

15.5 Properties of the clusters in the ESZ

Figure 15.3 shows the comparison of the distribution of the physical properties (redshift and mass) of the ESZ clusters with the distribution of the clusters detected from the ROSAT all sky survey (RASS) mission. On this figure we observe that the clusters detected by PLANCK have high redshifts and high mass. It is the case for the whole sample which is dominated by already known clusters (blue crosses on the figure to be compared to the black line). It is even more significant on the new clusters detected by PLANCK (red triangles).

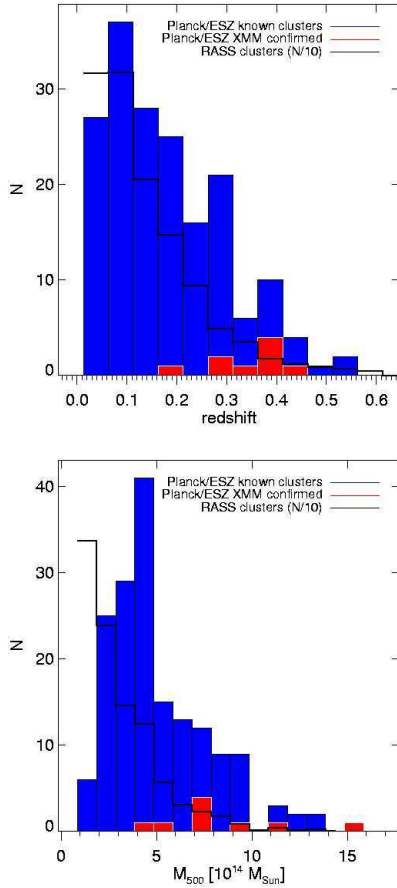


FIG. 15.3 – Left panel : Redshift distribution of the ESZ clusters. Right panel : Masse distribution of the ESZ clusters.

15.6 Summary

With its all-sky coverage and its frequency range spanning the SZ decrement and increment, PLANCK provides us with the very first all-sky S/N-selected SZ sample. This early release sample of high-reliability SZ clusters and candidates (S/N from 6 to 29) was constructed using a matched multi-filter detection technique. It was validated using PLANCK-internal quality assessment, external X-ray and optical data, and a multi-frequency follow-up programme for confirmation relying mostly on XMM-Newton snapshot observations. The ESZ sample comprises 189 candidates, of which 20 are candidate new clusters and 169 have X-ray or optical counterparts. Of these, 162 were observed in X-ray. PLANCK provides for the first time SZ observations for about 80% of the ESZ clusters and hence a homogeneously measured SZ signal. Twelve candidate clusters in total, out of the 20, have been confirmed. One candidate was confirmed by AMI and WISE. Eleven were confirmed with XMM-Newton, including two candidates found to be double clusters on the sky.

Références

- [1] Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2007, *A&A*, 474, L37
- [2] Birkinshaw, M. 1999, *Phys. Rep.*, 310, 97
- [3] Birkinshaw, M. & Gull, S. F. 1978, *Nature*, 274, 111
- [4] Borgani, S. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints astro-ph/0605575*,
- [5] Carlstrom, J. E., Holder, G. P., & Reese, E. D. 2002, *ARA&A*, 40, 643
- [6] da Silva, A. C., Barbosa, D., Liddle, A. R., & Thomas, P. A. 2001, *MNRAS*, 326, 155
- [7] Herranz, D., Sanz, J. L., Hobson, M. P., et al. 2002, *MNRAS*, 336, 1057
- [8] Hurier, G., Hildebrandt, S. R., & Macias-Perez, J. F. 2010, *ArXiv e-prints*, arXiv :1007.1149
- [9] Kravtsov, A. V., Vikhlinin, A., & Nagai, D. 2006, *ApJ*, 650, 128
- [10] Motl, P. M., Hallman, E. J., Burns, J. O., & Norman, M. L. 2005, *ApJ*, 623, L63
- [11] Melin, J., Bartlett, J. G., & Delabrouille, J. 2006, *A&A*, 459, 341
- [12] Nagai, D., Kravtsov, A. V., & Vikhlinin, A. 2007, *ApJ*, 668, 1
- [13] Pfrommer, C., Enßlin, T. A., Springel, V., Jubelgas, M., & Dolag, K. 2007, *MNRAS*, 378, 385
- [14] Planck HFI Core Team. 2011, *Planck early results 06 : The High Frequency Instrument data processing*, *A&A*, 536, A6
- [15] Planck HFI Core Team. 2011, *Planck early results 08 : The all-sky early Sunyaev-Zeldovich cluster sample*, *A&A*, 536, A8
- [16] Planck HFI Core Team. 2011, *Planck early results 26 : Detection with Planck and confirmation by XMM-Newton of PLCK G266.6-27.3, an exceptionally X-ray luminous and massive galaxy cluster at z 1*, *A&A*, 536, A26
- [17] Rephaeli, Y. 1995, *ARA&A*, 33, 541
- [18] Sunyaev, R. A. & Zeldovich, I. B. 1980, *ARA&A*, 18, 537
- [19] Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
- [20] Vikhlinin, A., Burenin, R. A., Ebeling, H., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1033

Local host galaxy properties of type Ia supernovae from the Nearby SuperNovae Factory

Mickael Rigault

Institut de physique nucléaire de Lyon, SNfactory



16.1 Introduction

Type Ia supernovae (SNe Ia) were key luminosity distance indicators in the discovery of the accelerating expansion of the Universe [17, 16]. As their intrinsic peak luminosity variations are small – less than 0.15 magnitude after standardization – SNe Ia are used as cosmological standard candles. Despite ongoing research, the physical nature of progenitor system and the explosion mechanism remain however uncertain.

In recent years, numerous samples of SNe Ia have been observed and approximately 600 spectroscopically-confirmed SNe Ia are available for cosmological analyses [3]. With such a large sample, investigating systematic uncertainties has grown into a major preoccupation. In particular, global host properties might have an important impact on the properties and standardization of SNe Ia [7, 13, 18, 12].

The *Nearby Supernovae Factory* collaboration (SNfactory)[1] has collected a sample of more than 200 SN Ia spectrophotometric time series. Each series typically consists of 15 spectra plus two or more local host observations taken at least one year after the explosion (final references). SNfactory observations are made using an Integral Field Spectrograph (IFS) with a field-of-view (FoV) of few arcsec, allowing to collect simultaneously SN Ia point source as well as its local environment. This peculiarity offers unique conditions that might help to constrain progenitor populations better than a global host study.

We present our data sample and the local host galaxy spectrum extraction in § 2 ; § 3 exposes the method used to measure the gas emission and we discuss our results in § 4.

16.2 Data analysis

The spectra were obtained by the SNfactory collaboration between 2004 and 2010 with the *SuperNovae Integral Field Spectrograph* [SNIF] [14], a fully integrated instrument optimized for automated observations of point sources on a structured background over an extended optical window at moderate spectral resolution. The IFS possesses a fully-filled $6.4'' \times 6.4''$ spectroscopic

FoV subdivided into a grid of 15×15 spatial elements (spaxels). The dual-channel spectrograph covers simultaneously 3200–5200 Å (B-channel) and 5100–10000 Å (R-channel). More details about SNIFS are presented in [19], and the software pipeline is summarized in [2]. The inter-channel dichroic implies a 200 Å wide range around 5100 Å with a bigger variance and some yet unresolved data-reduction issues. This impacts the measurement of H_β and [OIII] for redshifts $0.028 < z < 0.07$ and $z < 0.038$, respectively. Thus, excepted for highest signal over noise ratio spectra, this domain can not be directly used for analysis yet.

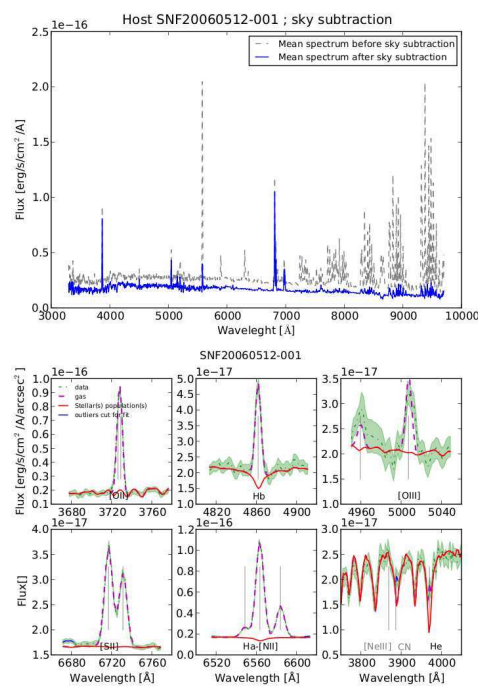


FIG. 16.1 – **Top** Mean spectra extracted from merged cube of both B and R channels for the darkest observation night of SNF20060512-001 host galaxy. The gray dashed-line represent the host galaxy + sky spectrum while the blue solid-line is the galaxy spectrum obtained after sky subtraction. **Bottom** : Zooms on relevant part of the galaxy spectrum. The data is the dashed-point green line with best ULySS fit split in two component : the SSP is the solid-red line while the gas in plotted in dashed-magenta line.

SNIFS does not have a sky channel, and given its small FoV, it is usually impossible to isolate a pure sky signal as can be done in long slit spectrography. We therefore developed a technique to model the sky contribution on the observed spectra. This model is obtained from studies of night skies observed during standard star exposures. We use more than 1000 spectra and feed them to a Principal Component Analysis (PCA) to extract relevant contributions. The PCA will be performed independantly on the red sky emission lines (PCA_R) – after subtraction of a 4th-order Legendre polynomial continuum – and the blue continuum plus lines (PCA_B). The resulting sky model is therefore a linear combination of 18 parameters : 8 PCA_R coefficients plus a 4th-order Legendre polynomial for the R-channel, and 5 PCA_B coefficients for the B-channel.

The sky subtraction algorithm for a given x, y, λ cube is then the following. First extract the mean spectrum of the say 10 spaxels with the lowest galaxy signal, to get an high contrast “raw sky”. In this sky, galaxy signal, in particular gas emission lines, could still remain. To avoid subtracting this galaxy signal, we then fit our sky model to this raw sky to get the “modeled sky” : since host gas emission lines are not part of the model, the modeled sky will not have any galaxy feature. We can then proceed by subtracting the spatially uniform sky model from each spaxels of the observed cube. Fig. 16.1 shows the result of such a sky subtraction. The strong emission lines that disappear above 7200 Å are atmospheric lines modeled in the PCA_R, whereas the remaining lines are gas galactic emission.

To increase the signal over noise ratio of the host galaxy spectrum, we add to final references the “galaxy + SN” cubes from which the SN point source was subtracted. A “super cube” is created by merging all sky- (and potentially SN-) subtracted cubes after proper Atmospheric Differential Refraction (ADR) correction and registration. We discard cubes with strong flux residuals at the SN location (from PSF subtraction leftovers), and cubes with strong dichroic effects.

Finally, we extract the mean local galaxy spectrum at the SN location from brightest spaxels in the IFS FoV. This spectrum represents the brightest contribution of the galaxy to the direct environment of the SN.

16.3 Fitting emission lines

A galaxy is a combination of various physical elements that have a different incidence on the observed spectrum : stars create a black body continuum with an absorption structure depending on their age and metallicity ; the gas contributes for emission lines, as a function of its metallicity and ionization ; the dust absorbs light over the whole wavelength range. The dust absorption law is supposed to be a Cardelli law [4, $R_V = 3.1$].

In order to get accurate fluxes of gas emission lines, it is necessary to fit all galaxy components together. To do so, we use a modified version of the *University of Lyon Spectroscopic analysis Software*¹ [11, 10] [ULySS]. This allows us to fit a single stellar population (SSP) or a combination of multiple SPs (MSP) simultaneously with a set of emission lines together with a multiplicative continuum that corrects for both dust extinction and large scale flux mismatch. Fig. 16.1 shows zooms of relevant elements of the host spectrum adjusted by ULySS in rest frame after Milky-Way dereddening. We see that some lines are unaffected by the underlying stellar continuum – such as [NII] or [OII] – while others – such as H_β – are sensitive to the SSP (or MSP) estimate.

Emission lines give information about physical properties such as the extinction through the color excess $E(B - V)$, the star formation rate (SFR) or the gas metallicity ($\log(O/H)$). $E(B - V)$ is computed using Balmer’s emission lines, namely H_α, H_β or H_γ which have predictable ratios. Comparing the theoretical relationship to the observed ones yields to $E(B - V)$ [15, 5] assuming $R_V = 3.1$. After extinction correction, we measure the SFR from H_α luminosity [8]. To get an intensive value, we divide this quantity with the physical observed surface to define the SFR_{SD} [$M_\odot yr^{-1} kpc^{-2}$] (SD for Surface Density[12]). Finally, the gas metallicity is obtained using the [9] [OII]/[NII] method. Due to the distance between these two lines, this method is very sensitive to the $E(B - V)$ estimate. We therefore limit our sample to the 53 hosts in which a precise measurement of $E(B - V)$ is possible. However, we add 12 hosts for the SFR study since it is barely dependent on the measured extinction. Added spectra are those removed because of strong dichroic effect – preventing accurate measurement of H_β – but with a good H_α detection.

16.4 Results

Fig. 16.2 shows the repartition of gas properties of the SN Ia direct environment for hosts where $E(B - V)$ can be measured. We plot for comparison the same quantities as presented by [12] for SDSS global host gas properties.

Our local gas analysis gives us a maximal probability of $E(B - V)$ at 0.45 with a few negative measurement and an upper distribution tail extending to 1. This distribution is in a good agreement with the compared literature. The galaxy spectra are then corrected for this extinction. Since $E(B - V)$ should be positive, the small number of negative measurements are set to zero.

As in [12] the SFR_{SD} presence probability reaches a maximum at 0.12 $M_\odot yr^{-1} kpc^{-2}$ and raises up to 3.

¹http://ulyss.univ-lyon1.fr

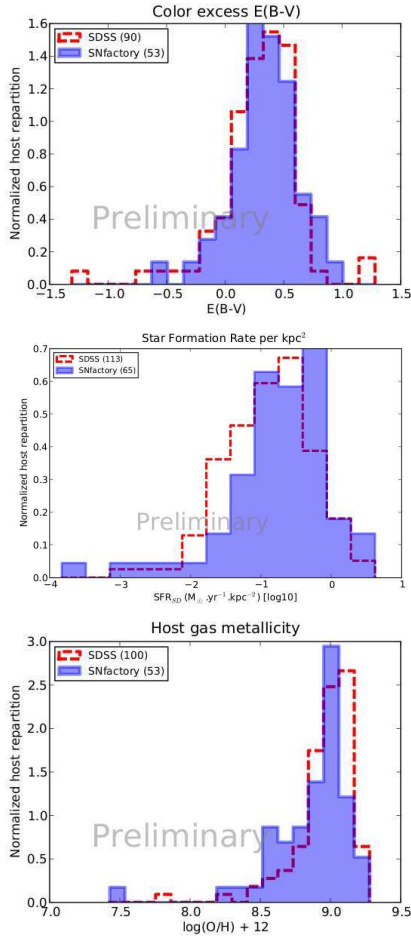


FIG. 16.2 – For the three plots, our local host gas properties are represented in filled blue histograms for the 53 SN Ia host spectra. Empty dashed-red histogram represent same quantities from SDSS SN Ia host global analysis added for comparison [12] ($0.05 < z < 0.4$). **Top** : The color excess $E(B - V)$. **Central** : The Star Formation Rate per Surface Density SFR_{SD} . **Bottom** : The gas metallicity $\log(O/H)$.

Lowest values are found in well detected hosts but with very thin gas presence, e.g. in elliptical galaxies, or in low detection hosts which limit our capacity to get accurate measurement of very low SFR_{SD} .

The local gas metallicity distribution peaks at 9.0 dex in agreement with the existing literature. Moreover we seem to have a second peak at 8.6 which could arise from our metallicity estimate method that begin to be degenerate with lower metallicities around this value. The few points below 8.5 should not be taken into consideration regarding the $[NII]/[OII]$ [9] metallicity estimation.

We then split our host galaxy sample in three categories : “active” (defined as galaxies with a $SFR_{SD} \geq 10^{-1.3}$, 61 hosts), “passive” ($SFR_{SD} < 10^{-1.3}$, 27 hosts) and “hostless” (host without any detected signal in our

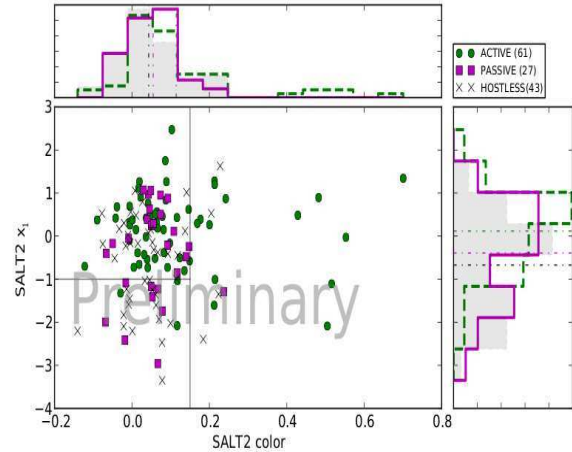


FIG. 16.3 – The SALT2 x_1 and color repartition split as function of the SNe Ia host activity sub-classification : in circle-green “active” galaxies, in square-magenta “passive” ones and black cross for “hostless” SNe. Upper and right histograms are repartition of the SALT2 x_1 and color, respectively, for the three subclasses : dashed-green lines for “active”, solid-magenta lines for “passive” and filled histograms for “hostless”.

FoV, 27 hosts). Note that if no galaxy signal has been detected, this corresponds to the absence of H_α , thus supposing $SFR_{SD} \ll 10^{-1.3}$: this hostless subclass could be assimilated to the passive one.

We now investigate the SN Ia properties as function of the host activity sub-classification. Fig. 16.3 shows the repartition of SALT2 [6] x_1 and color for our SN sample, split with respect to the host activity. This can be compared to Fig. 2 of [13] for the the SDSS global host study.

We can do two comments on Fig. 16.3. 1. SNe Ia with a color larger than 0.15 are mostly from active hosts. 2. as found by [13], low-stretch ($x_1 < -1$) SNe Ia tend to be found in “passive” hosts – i.e. old stellar population – or “hostless” hosts – i.e. supposedly passive local environment.

16.5 Conclusion

SNfactory offers the unprecedented possibility to study SN Ia local host properties. After extraction of the mean local host spectrum we investigate the gas characteristics by measuring $E(B - V)$, SFR_{SD} and $\log(O/H)$. We find a repartition of those quantities in our sample in good agreement with existing literature looking at global host properties. Having split our 119 hosts into three subsamples according to their star formation activity, we notice, as observed by [13], that passive hosts galaxies tend to form lower SALT2 x_1 SNe Ia, and that all but one SNe Ia with $c > 0.15$ are

coming from active galaxies.

Further studies on local host properties are in progress. As our IFS allows us to investigate gradient properties such as the H_α spatial distribution around the SN locations, studying structures could give us a better understanding of the direct environment of the SN progenitors.

Références

- [1] Aldering, G., Adam, G., Antilogus, P., et al. 2002, *SPIE*, 4836, 61
- [2] Aldering, G., Antilogus, P., Bailey, S., et al. 2006, *ApJ*, 650, 510
- [3] Amanullah, R., Lidman, C., Rubin, D., et al. 2010, *ApJ*, 716, 712
- [4] Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- [5] Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, *ApJ*, 594, 279
- [6] Guy, J., Astier, P., Baumont, S., et al. 2007, *A & A*, 466, 11
- [7] Howell, D. A., Sullivan, M., Nugent, P. E., et al. 2006, *Nature*, 443, 308
- [8] Kennicutt, R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- [9] Kewley, L. J. & Dopita, M. A. 2002, *astro-ph/0206495*, *ApJ Suppl.*142 :35-52,2002
- [10] Koleva, M., Prugniel, P., Bouchard, A., & Wu, Y. 2009, *A & A*, 501, 1269
- [11] Koleva, M., Prugniel, P., Ocvirk, P., Le Borgne, D., & Soubiran, C. 2008, *MNRAS*, 385, 1998
- [12] Konishi, K., Cinabro, D., Garnavich, P. M., et al. 2011, *arXiv* :1101.4269
- [13] Lampeitl, H., Smith, M., Nichol, R. C., et al. 2010, *ApJ*, 722, 566
- [14] Lantz, B., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5249, 146
- [15] Osterbrock, D. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota (Mill Valley CA : University Science Books))
- [16] Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- [17] Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *ApJ*, 116, 1009
- [18] Sullivan, M., Conley, A., Howell, D. A., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 782
- [19] Thomas, R. C., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2011, *ApJ*, 743, 27

Cosmologie observationnelle avec le satellite PLANCK : La Réionisation

Lilian Sanselme

Laboratoire de Physique Subatomique et de
Cosmologie, Grenoble

Résumé

L'émission du fond diffus cosmologique (CMB) sépare l'histoire de l'Univers en deux époques distinctes. Avant, l'Univers était opaque car tous les atomes n'étaient pas encore formés : il restait suffisamment d'électrons libres pour interagir par diffusion Thomson sur les photons. Après la combinaison des derniers protons avec les derniers électrons libres, qui s'est produite 380000 ans après le big-bang, les photons ont pu circuler presque librement jusqu'à nous.

On sait pourtant, grâce à l'effet Gunn-Peterson, que la matière inter-galactique est aujourd'hui globalement ionisée sur de grandes échelles. Il y a donc eu une *ré-ionisation*, vraisemblablement sous l'influence des premières étoiles.

Les photons du CMB étant sensibles aux électrons sur la ligne de visée, le satellite PLANCK, qui en fait la carte, va ainsi pouvoir mesurer l'effet de cette Réionisation et aider à mieux contraindre son histoire. On utilisera pour cela une méthode de Monte-Carlo par Chaîne de Markov.

17.1 L'histoire de l'ionisation de l'Univers

Avant la Recombinaison, l'Univers contient des noyaux d'Hydrogène ($\sim 76\%$ de la matière) et d'Hélium ($\sim 24\%$) à l'équilibre thermique avec un bain de photons et d'électrons. Quand l'Univers est suffisamment dilué pour que tous les électrons se soient recombinaisonnés avec les noyaux des atomes, le libre parcours moyen des photons devient plus grand que le rayon de l'Univers. Les photons sont émis en gardant la trace de leur dernière interaction avec la matière.

Cette époque a lieu à un redshift d'environ $z \sim 1100$, soit environ 380000 ans après le Big-Bang. Les photons du CMB avaient alors une température moyenne de 3000 K, mais sont actuellement mesurés à 2.7 K du fait de l'expansion de l'Univers. Après leur émission, les photons du CMB peuvent circuler librement. De plus, aucun objet n'a encore été formé pour émettre de la lumière. Ce sont les Âges Sombres, dont la fin est donnée par la formation des premières étoiles.

La Recombinaison nous indique que l'Univers est passé d'un état ionisé à un état neutre. L'absence d'effet Gunn-Peterson sur des quasars proches est pourtant la preuve que l'Univers est aujourd'hui globalement ionisé.

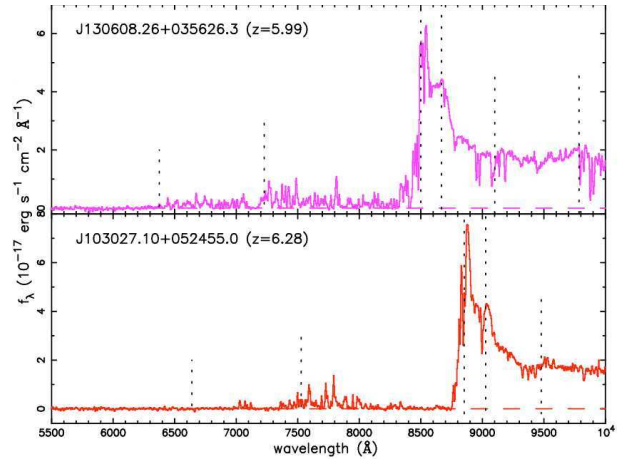


FIG. 17.1 – Intensité en fonction de la longueur d'onde mesurée pour deux quasars. Pour le quasar à $z = 6.28$, l'intensité tombe à zéro pour $\lambda \lesssim \lambda_{Ly\alpha}(1+z) = 8845\text{\AA}$, ce qui n'est pas le cas pour le quasar à $z = 5.99$, où il n'y a que des raies d'absorption. Figure de [4].

On connaît l'état d'ionisation du milieu intergalactique en observant les spectres des quasars les plus lointains, et les raies d'absorption que le milieu y imprime. En effet, si le gaz ionisé est quasiment transparent aux photons (le taux de diffusion par processus Thompson est faible), ce n'est pas le cas de l'hydrogène neutre à cause de la transition Lyman- α du fondamental au premier niveau atomique : $\lambda_{Ly\alpha} = 1216\text{\AA}$, qui a une section efficace très forte. Un spectre typique de quasar forme un continuum avec quelques raies d'émission. Si l'univers est globalement ionisé et qu'il n'y a que des nuages individuels d'hydrogène neutre le long de la ligne de visée, il va y avoir des raies d'absorption individualisées sur le spectre, la raie d'un nuage à un redshift z étant située à $\lambda_z = \lambda_{Ly\alpha}(1+z)$. En revanche, si l'hydrogène neutre est réparti de manière uniforme dans l'espace, le phénomène d'absorption va être visible continûment

sur le spectre. C'est l'effet Gunn-Peterson, prédit en 1965 [3] et observé pour la première fois en 2001 [4]. Comme le montre la figure 17.1, cet effet a été observé sur des quasars de redshift supérieur à 6, mais pas sur des quasars moins distants, ce qui place ainsi une limite sur la fin de la Réionisation à $z \sim 6$.

Energétiquement, les mécanismes mis en œuvre lors de la formation des premiers objets astrophysiques justifient l'ionisation du milieu intergalactique. Par exemple, la fusion nucléaire libère plusieurs MeV par proton, l'accrétion par un trou noir presque dix fois plus. Ainsi, la transformation en étoile ou en trou noir d'une faible fraction de la matière est en première approximation suffisante pour ioniser tout l'Univers. Il existe aussi des scénarios où de la matière noire se désintègre en ionisant continuellement le milieu intergalactique. Pour une approche plus réaliste, il faudrait également prendre en compte le taux d'échappement des photons ionisants des galaxies d'où ils sont émis ; ou encore le fait qu'il faille maintenir le gaz ionisé sans que les électrons se recombinent.

17.2 Effet des électrons libres lors de la Réionisation sur le CMB

Contrairement à l'effet Gunn-Peterson qui nous renseigne sur la fin de la Réionisation, le CMB va être sensible à l'intégrale de l'histoire de l'ionisation de l'Univers. Le satellite de l'ESA PLANCK [5] a été lancé en mai 2009. Sa couverture complète du ciel lui permet de faire des cartes dans le domaine millimétrique, entre 30 et 857 GHz.

La carte $(\Delta T/T)(\theta, \phi)$ de fluctuations de température du CMB sur le ciel est décomposée sur la base des harmoniques sphériques

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} a_{\ell m} Y_{\ell}^m(\theta, \phi). \quad (17.1)$$

On en extrait un spectre de puissance angulaire C_{ℓ} ,

$$C_{\ell}^{TT} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2, \quad (17.2)$$

où $\ell \sim \theta^{-1}$. C'est l'analogue sur la sphère du spectre en fourier à deux dimensions. Les fluctuations du CMB étant supposées gaussiennes, ce spectre contient toute l'information statistique.

Ce sont dans ces fluctuations angulaires que l'on va trouver la trace de la Réionisation sur le CMB.

17.2.1 Opacité, épaisseur optique, et fonction de visibilité.

En première approche, PLANCK n'est sensible qu'à l'intégrale sur la ligne de visée de l'histoire de la Réionisation, et pas à son détail. Nous devons donc définir la notion d'épaisseur optique τ [8].

Pour caractériser le taux d'interaction entre les photons et les électrons libres au temps conforme η^1 , on définit l'**opacité**

$$\dot{\tau}(\eta) = n_e(\eta)\sigma_T a(\eta),$$

où a est le facteur d'échelle, σ_T est la section efficace du processus Thomson, et n_e la densité d'électrons libres. La probabilité pour un photon de diffuser sur un électron entre η et $\eta + d\eta$ est alors $\dot{\tau}(\eta)d\eta$.

L'**épaisseur optique** entre η_{init} et η_0 est

$$\tau(\eta_0) = \int_{\eta_{init}}^{\eta_0} \dot{\tau}(\eta)d\eta,$$

telle que le rapport des intensités $\frac{I_0}{I_{init}}$ soit $\exp(-\tau(\eta_0))$.

La **fonction de visibilité**

$$g(\eta) = \dot{\tau}(\eta)\exp(-\tau(\eta))$$

est alors telle que $g(\eta)d\eta$ soit proportionnelle à la probabilité qu'un photon atteignant l'observateur ait été émis entre η et $\eta + d\eta$.

Un exemple standard de l'histoire de l'ionisation de

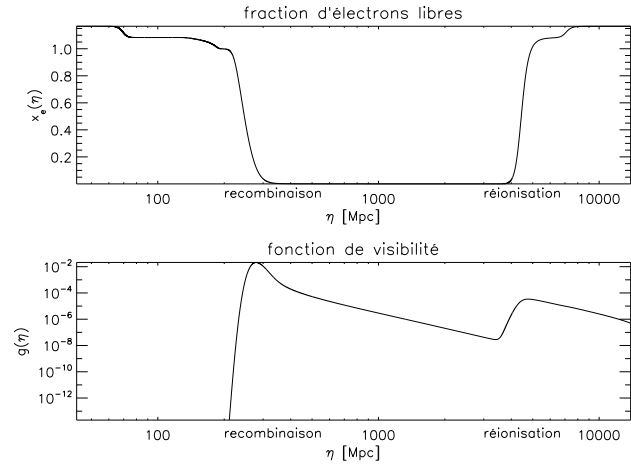


FIG. 17.2 – *En haut* : l'Univers est d'abord totalement ionisé avant de devenir neutre à la recombinaison, puis à nouveau ionisé lors de la Réionisation. *En bas* : La fonction de visibilité comprend donc deux pics. Figure obtenue avec CLASS [2].

l'Univers est présenté sur la figure 17.2, ainsi que la fonction de visibilité correspondante.

¹défini par $d\eta = dt/a(t)$

17.2.2 Effet de la Réionisation sur le spectre de puissance angulaire C_ℓ

La Réionisation a principalement deux effets sur le spectre : le premier est visible à la fois sur les anisotropies en température du CMB et en polarisation, tandis que le second n'est visible qu'en polarisation, car les effets Sachs-Wolfe et Sachs-Wolfe intégrés contaminent la mesure en température.

En toute rigueur, le comportement d'un gaz de photons en interaction avec des électrons est décrit par l'équation de Boltzmann, qui généralise celle de Liouville au cas où des collisions sont permises entre les particules [1]. Il existe des codes pour résoudre ces équations en prenant en compte les effets thermodynamiques et gravitationnels sur toute la ligne de visée, comme CLASS [2], utilisé pour les figures, mais l'approche va être plus heuristique dans le texte.

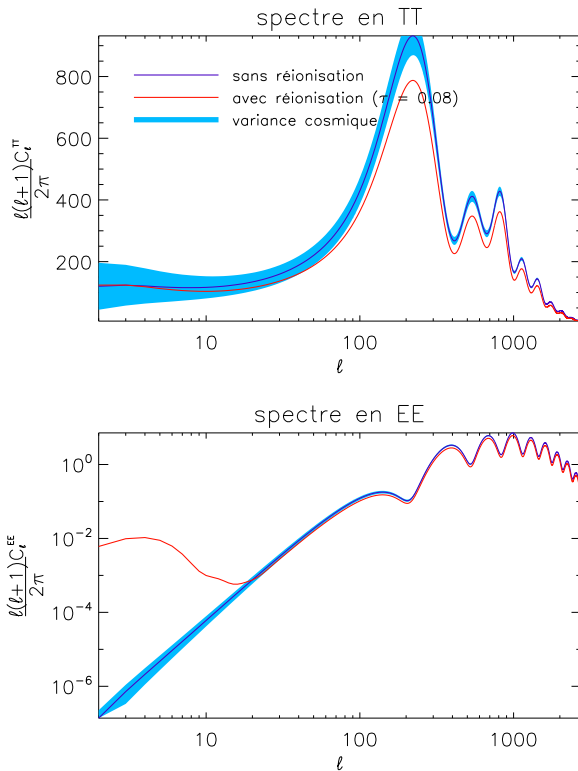


FIG. 17.3 – Seul le lissage est vu sur le spectre en température (TT), tandis que l'ajout d'anisotropies à basse échelle angulaire est très visible sur le spectre en polarisation (EE). La variance cosmique représente le fait que nous n'avons que $(2\ell + 1)$ coefficients pour estimer chaque C_ℓ . Spectres obtenus avec CLASS [2].

D'après 17.2.1, la probabilité qu'un photon du CMB interagisse le long de la ligne de visée lors de la Réionisation est $\alpha = 1 - e^{-\tau}$. Si l'on observe une partie du ciel à la température $T + \Delta T$, les photons que l'on

perd seront remplacés par des photons de température moyenne T .

$$T + \Delta T \rightarrow (T + \Delta T) - \alpha(T + \Delta T) + \alpha T = T + e^{-\tau}\Delta T,$$

et le spectre correspondant va être modifié : on va avoir $C_\ell \rightarrow C_\ell \exp(-2\tau)$ d'après les équations 17.1 et 17.2 [11]. Cette atténuation, surtout visible sur le spectre en température de la figure 17.3, est en première approximation indépendante de l'échelle angulaire ℓ . Plus rigoureusement, il faudrait prendre en compte le fait que les grandes structures ne peuvent pas être enlevées [9].

Cet effet de lissage n'est toutefois pas utilisable pour déterminer τ , car il est dégénéré avec l'amplitude initiale des fluctuations, que nous ne connaissons pas.

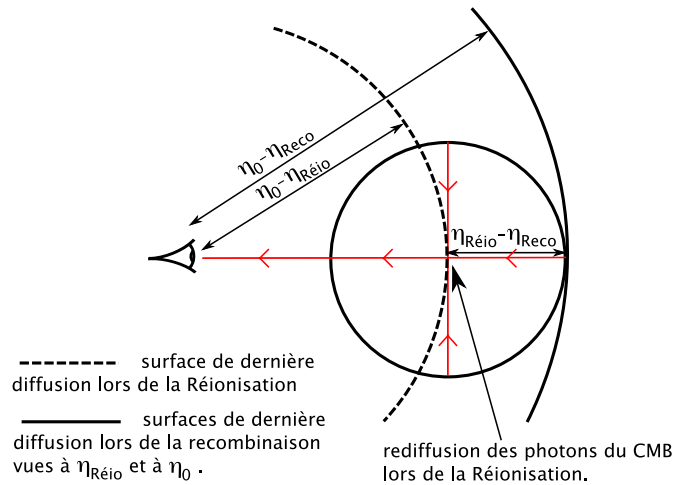


FIG. 17.4 – La polarisation induite par la Réionisation est due à la rediffusion des photons du CMB sur une “seconde surface de dernière diffusion”.

En plus du lissage, les électrons présents à z_{reio} vont créer un pic acoustique dans les C_ℓ , exactement de la même manière que les électrons présents à la recombinaison. C'est l'effet d'une “seconde surface de dernière diffusion”, visible par le second pic dans la fonction de visibilité (voir figure 17.2). On peut estimer l'échelle angulaire à laquelle apparaissent les anisotropies secondaires (voir figure 17.4) dues à la Réionisation [10], [11]. La relation qui relie un vecteur d'onde comobile k au temps conforme η à l'angle $1/\ell_*$ sous lequel il est vu au temps conforme η_* s'écrit $\ell_* \sim (\eta_* - \eta)k$.

Comme démontré dans [6], le CMB est polarisé, et seule une anisotropie quadrupolaire de l'intensité va créer cette polarisation [7]. On peut ainsi connaître le vecteur d'onde comobile caractéristique de l'époque de la réionisation : $2 \sim (\eta_{\text{reio}} - \eta_{\text{reco}})k$. On applique à nouveau cette relation pour connaître l'angle sous lequel on

voit ce vecteur d'onde de nos jours : $\ell \sim (\eta_0 - \eta_{\text{reio}})k$, soit finalement

$$\ell \sim 2 \frac{\eta_0 - \eta_{\text{reio}}}{\eta_{\text{reio}}} \sim 2(\sqrt{z_{\text{reio}} + 1} - 1)$$

en considérant que $\eta_{\text{reio}} \gg \eta_{\text{reco}}$ et que l'Univers est dominé par la matière, ce qui implique $\eta \propto (1+z)^{-1/2}$. On a bien un ordre de grandeur ($\ell \sim 5$ pour $z_{\text{reio}} \sim 10$) compatible avec les résultats du code de Boltzmann (voir figure 17.3).

Par contre, en polarisation, la recombinaison ne donne aucun signal à ces échelles-là. Ainsi, la détection est un signal caractéristique de la présence de la Réionisation. Ce pic a été détecté par WMAP, qui a trouvé $\tau = 0.088 \pm 0.015$ en considérant une histoire de la Réionisation quasi instantanée [12]. Dans la suite, on va montrer en quoi on peut extraire l'information sur l'histoire détaillée à partir de cet excès.

17.3 Contrainte sur une histoire complexe

Pour contraindre plus précisément l'histoire de la Réionisation, nous allons échantillonner la fraction d'ionisation par tranches de redshift avec

$$x_e(z) = x_i, \quad z_i - \frac{\Delta z}{2} < z < z_i + \frac{\Delta z}{2},$$

entre z_{min} (après lequel la Réionisation est complète) et z_{max} (avant lequel la Réionisation n'a pas commencé) [13].

On peut ainsi voir l'influence sur le spectre de deux $x_e(z)$ avec la même épaisseur optique, mais une histoire détaillée différente, comme sur la figure 17.5.

Il faudra ensuite utiliser une méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov pour extraire les fonctions de vraisemblance de la fraction d'électrons libres pour chaque tranche en redshift [13]. À ces échelles angulaires, la variance cosmique va être un des facteurs limitants de l'information que l'on pourra extraire des données.

Conclusion

Bien comprendre l'histoire de la Réionisation est important à plusieurs titres : on peut ainsi contraindre les modèles astrophysiques de la formation des premiers astres mais aussi lever des dégénérescences sur les paramètres cosmologiques extraits du CMB. Parce qu'il est conçu pour en mesurer la polarisation sur tout le ciel, PLANCK est un instrument adapté pour cette mesure.

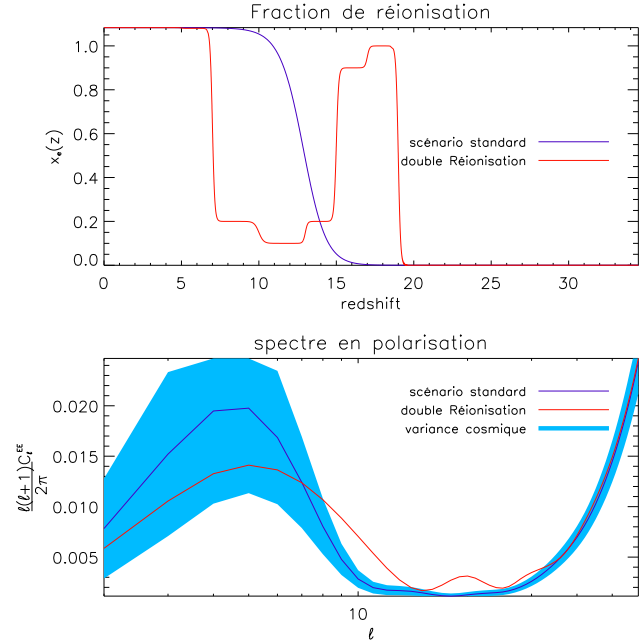


FIG. 17.5 – On peut distinguer deux histoires avec une même épaisseur optique τ . L'histoire non standard à deux pics dans la fraction d'ionisation pourrait trouver une justification par des mécanismes de *feedback* dans la formation des premières étoiles [14]. Notez que la première ionisation de l'Hélium (en même temps que l'Hydrogène) implique $(x_e)_{\text{max}} > 1$.

Références

- [1] W. T. Hu, *Wandering in the Background : A CMB Explorer*
- [2] Blas D., Lesgourgues J., Tram T. 2011 JCAP **1107** 034 *CLASS II : Approximation schemes*
- [3] Gunn J.E., Peterson B.A. 1965, ApJ, **142** 1633-1641 *On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space*
- [4] R. H. Becker *et al.* [SDSS Collaboration], Astron. J. **122** (2001) 2850 *Evidence for reionization at $Z = 6$: Detection of a Gunn-Peterson trough in a $Z = 6.28$ quasar,*
- [5] Planck Collaboration 2011 A & A, **536** A1 *Planck early papers : the Planck mission*
- [6] Rees M., 1968 ApJ, **153** *Polarization and Spectrum of the Primeval Radiation in an Anisotropic Universe*
- [7] Zaldarriaga M., Seljak U. 1997 Phys. Rev. D, **55** 4 *All-sky analysis of polarization in the microwave background*
- [8] Griffiths L., Barbosa D., Liddle A. 1999 MNRAS, **308** 3 854-862 *Cosmic microwave background constraints on the epoch of reionization*

-
- [9] Hu W. & White M. 1997 ApJ, **479** 568 *The Damping Tail of CMB Anisotropies*
 - [10] Zaldarriaga M. 1997, Phys. Rev. D, **55**, 1822, *Polarization of the microwave background in reionized models*
 - [11] Haiman Z. & Knox L., 1999, Microwave Foregrounds, ASP Conference Series **181** p.227 Reionization of the Intergalactic Medium and its Effect on the CMB
 - [12] J. Dunkley *et al.* 2009 ApJS, **180** 306 *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Likelihoods and Parameters from the WMAP data*
 - [13] A. Lewis, J.Weller & R.Battye 2006, MNRAS, **373** 2 561-570 *The cosmic microwave background and the ionization history of the Universe*
 - [14] Furlanetto S. & Loeb A. 2005, ApJ **634** 1 *Is double Reionization physically plausible ?*

Quatrième partie
Instrumentation

Introduction à l'Instrumentation

Matthieu Heller

*CERN, PH Department, CH-1211
Geneva, Switzerland*



Résumé

En physique, l'instrumentation est souvent opposée à tort à la théorie. Bien que ces deux domaines soient généralement séparés dans nos laboratoires de recherche, un lien fort les unit. En effet, si les moyens technologiques le permettent, toute théorie est amenée à être confrontée à l'expérience. De même, aucun appareil de mesure ne peut être pensé, développé ou construit sans théorie préalable. Dans cette introduction à la session d'instrumentation, nous nous attacherons à démontrer que le travail d'instrumentation ne se cantonne pas à la mise en oeuvre des moyens techniques nécessaires à la réalisation d'une mesure.

18.1 De la théorie à la mesure

L'instrumentation en physique est un vaste domaine qui ne se limite pas seulement à ce que l'on appelle communément le "hardware". En plus de la maîtrise des outils techniques nécessaires à la mise en place de systèmes de mesure, une connaissance approfondie de la physique ainsi que des moyens d'analyse des données générées sont indispensables. Toutes ces qualités regroupées permettront une maîtrise complète de la chaîne de mesure et ainsi amélioreront les chances de succès d'une observation.

Afin de concevoir un système de mesure, il faut passer par plusieurs étapes que nous allons détailler dans cette partie.

Il faut tout d'abord qu'un intérêt scientifique nécessite la mise en place d'une expérience. Cet intérêt scientifique pose les jalons de la réflexion menant à sa conception. En effet, la théorie permet de définir quels sont les grandeurs à mesurer (e.g. section efficace, énergie, impulsion) ainsi que par quel biais les mesurer, c'est à dire les observables (e.g. onde gravitationnelle, photon, proton). Généralement cette information n'est pas suffisante pour déterminer quels moyens techniques employer. Prenons l'exemple du photon. Suivant son énergie, le matériau utilisé pour sa détection favorisera dans un cas la diffusion ou l'ionisation. Ici, c'est en jouant sur le dopage des différents constituants du milieu sensible que l'on ajustera les probabilités d'interaction afin de satisfaire le besoin. De même, la précision avec la-

quelle la mesure doit être effectuée restreint fortement les choix. Qu'ils s'agisse de la résolution en énergie, de la résolution spatiale ou temporelle, chacune de ces contraintes orientera la recherche des solutions technologiques appropriées. Si la nature de l'observable restreint fortement les choix technologiques à opérer, l'environnement dans lequel sera utilisé le détecteur tient un rôle crucial. La présence de champs magnétiques, d'un fort niveau de radiation ou encore de hautes pressions vont à nouveau guider les choix technologiques. De même la rareté du phénomène à observer peut changer radicalement les décisions.

Une fois ce cahier des charges défini, c'est à l'expérimentateur de faire son travail de recherche afin de choisir dans la zoologie des matériaux et systèmes de détections les candidats possibles à la satisfaction des contraintes. Une donnée motrice à ne pas oublier est évidemment le coût des divers éléments. Bien que plus adaptée, une technologie pourra être abandonnée en raison d'un coût prohibitif.

Parfois, mettre en place un système de détection peut se limiter à combiner uniquement des appareils pré-existants. Dans ce cas, le travail d'instrumentation consistera principalement à optimiser les paramètres d'utilisation et à assurer l'interconnexion des divers éléments afin de limiter le bruit ou l'atténuation des signaux par exemple. Il se peut que certaines contraintes nécessitent la modification de ces appareils mais la phase de recherche et développement reste tout de même limitée. Fort heureusement pour l'expérimentateur curieux, ce cas est rare. Il est bien plus fréquent de devoir concevoir un ou plusieurs des éléments du dispositif expérimental comme l'électronique ou le système d'acquisition de données.

Une fois la direction choisie s'en suit une phase de développement et d'optimisation. La phase de développement se partage généralement entre les simulations numériques et la caractérisation individuelle des éléments de la chaîne de détection. D'ores et déjà il est possible qu'une limitation soit mise en lumière et qu'un retour à la case départ soit envisagé. Si les choix s'avèrent judicieux, la prochaine étape consiste à assembler les divers éléments afin de construire un prototype. L'assemblage doit être opéré progressivement afin de ne pas complexifier de manière excessive l'interprétation de la

réponse du système de détection. En effet, plus le prototype s'approche de la version définitive, plus il devient compliqué d'en interpréter la réponse. Un problème peut trouver son origine à de multiples endroits dans la chaîne de détection.

À chaque étape, le prototype doit être testé minutieusement. La réalisation des outils de tests peut parfois s'avérer aussi compliquée voire plus encore que celle du prototype lui-même. Les tests doivent être réalisés dans un environnement contrôlé afin d'en assurer la reproductibilité. Cet aspect deviendra extrêmement important lors de la production finale ou parfois des millions de canaux de détections devront être testés. Les méthodes et appareils utilisés doivent être parfaitement maîtrisés afin d'éviter toute ambiguïté lors de l'analyse des données entre les effets provenant du détecteur et du système de test à proprement parlé.

Ces tests peuvent être de simples contrôles électriques ou de plus grande envergure tel que les tests en faisceau. Une fois de plus, si les tests révèlent un dysfonctionnement ou un non respect d'une des exigences du cahier des charges, un retour à la case départ est parfois nécessaire. Lors de toutes ces phases, les données générées par la batterie de test doivent être analysées. Cela requiert donc le développement des outils logiciels adaptés. Ces analyses doivent parfois être réalisées dans l'urgence notamment lors des tests en faisceau où le temps est précieux.

Ce long cheminement touche à sa fin lorsque toutes les exigences sont remplies, ou à défaut, approchées avec une précision satisfaisante. La phase de production débute alors, et toute l'expérience acquise au préalable représente un atout en vue de son succès. Le travail d'instrumentation va alors changer de visage pour se rapprocher plus d'une fonction de maintenance et de surveillance. Il faudra assurer que le détecteur a un fonctionnement stable et si ce n'est pas le cas, être capable de calibrer l'évolution de sa réponse avec le temps. Cela nécessite à nouveau le développement d'outils de diagnostic.

Généralement les différentes phases sont partagées entre plusieurs corps de métiers et personnes. Mais plus large sera la connaissance du système de détection, meilleure en sera l'interprétation de sa réponse.

18.2 Conclusion

Dans cette session, les quatre étudiants ont tous participé de près ou de loin aux différentes phases de la conception d'un système de détection.

S. Abdel-Khalek présente l'analyse des premières données acquises grâce au détecteur ATLAS/ALFA. Lors de la mise en service d'un détecteur, il faut faire un va et vient permanent entre ce que l'on observe et ce que l'on attend. Cela nécessite une très bonne com-

préhension du détecteur. Son travail sur l'alignement constitue une phase très importante de la calibration du détecteur.

R. Bonnand décrit son travail visant à optimiser le dépôt effectué sur les miroirs qui équiperont le détecteur d'onde gravitationnelle de deuxième génération Advanced Virgo. Son travail reflète bien les propos exprimés ci-dessus. Il décrit la méthode de dépôt, les outils mis en place pour caractériser ce dernier et finalement pour le corriger en cas d'imperfection. Il a donc un regard complet sur le processus qui fournira une optique de grande précision pour ces interféromètres de nouvelle génération.

R. Gaior détaille ses travaux de recherches ayant pour objectif d'étoffer le système de mesure de l'observatoire Pierre Auger à l'aide de détecteurs radio. Ces antennes hautes fréquences auront pour but de déterminer la composition des gerbes de très hautes énergies et ce de façon continue. Une fois encore, un large spectre est couvert, du choix du dispositif jusqu'à l'interprétation des signaux collectés.

Pour finir, N. Martin-Burthat nous expose les divers algorithmes d'analyse spectrale utilisés en spectrométrie gamma. L'originalité de cette contribution ne réside pas uniquement dans la capacité à développer plusieurs outils d'analyse adaptés à l'objet à observer, mais aussi de transposer un appareil de mesure généralement utilisé en laboratoire à un système mobile embarqué sur un hélicoptère.

ALFA - Absolute Luminosity For Atlas

Samah Abdel Khalek

Laboratoire de l'accélérateur linéaire (LAL) Orsay



ALFA (Absolute Luminosity For ATLAS) will determine the absolute luminosity of the CERN LHC at the ATLAS Interaction Point, and the total proton-proton cross-section, to a precision $\partial\mathcal{L}/\mathcal{L} \approx 3\%$, by measuring the trajectories of elastically scattered protons at very small angles in the limit of the Coulomb Nuclear interference region.

19.1 Introduction to the ALFA experiment

Any physical process is described by a cross section that measures its probability to occur, and any particle accelerator is described by two important properties : center of mass energy and luminosity. In order to measure the luminosity both the cross section and the event rate of a well known process need to be known. For the ATLAS experiment, a relative measurement of the luminosity can be done using the response of several sub-detectors. However to calibrate these detectors, an absolute measurement has to be performed. This will be done by the ALFA sub-detector.

ALFA sub-detector is constituted of Roman Pots (RPs), which are a mechanical systems that allow to approach a scintillating fiber tracker a few millimeters to the beam center of the LHC. One upper and lower RPs form a station. The tracker is composed by 20 layers of 64 fibers, which gives a resolution $30 \mu m$ for reconstructed position of the scattered proton, and the experiment requirements are : a good radiation hardness, dead space at the detector edge less than $100 \mu m$, and a precise position of the detectors up to $10 \mu m$.

The good radiation hardness was ensured by the choice of the silicone fiber as tracker system. The good spatial resolution is guaranteed by the staggering of the layers, where fibers of two successive layers are perpendicular and form a pixel as described in the picture 19.1, where we can see the tracker detector by couple of layers. At the edge, fibers are cuts with an angle of 45° to reduce the dead space zone. The most challenging part is the precise distance and position measurement between upper and lower detectors, for this reason two

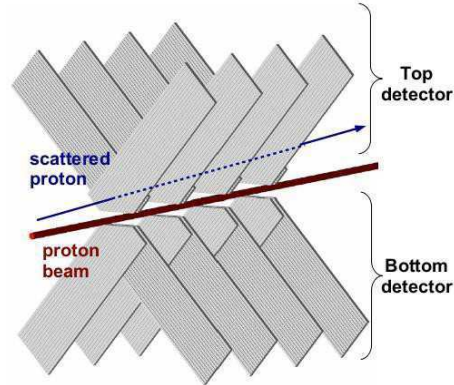


FIG. 19.1 – Position of the fibers and layers in the upper and lower ALFA tracker detector, with respect to the beam center.

overlap detectors were added to the system for the left and right side. These detectors consist of three layers of 30 fibers which will be submerged in the halo of the beam. These overlap detectors were characterised and calibrated during a test beam. Four ALFA stations are already installed in the LHC tunnel, two on each side of ATLAS at 240 m from the interaction point (IP).

In the last few year, the ALFA detector was calibrated at the percent level by many tests beam and software simulation studies. After the successful installation in December 2010, many runs were taken in 2011 in order to calibrate all stations in the tunnel, with one run for physics analysis, for which I will show some preliminary public plots.

19.2 Measurement strategy

Once the RPs are close to the beam, they are able to intercept some elastic scattering processes. These processes are identified using the coincidence of opposed side detectors. The key parameter of the measurement is the momentum transfer t defined as $t = (p_1 - p_3)^2$ which can be written as $t \approx (p\theta)^2$ at small θ , where p_1 (resp. p_3) is the momentum of the incoming (resp. outgoing) proton and θ the scattering angle, shown in

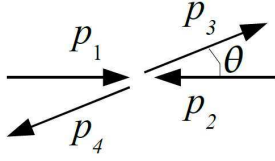


FIG. 19.2 – Elastic collision, where p_1 and p_2 are the incoming protons, p_3 and p_4 the outgoing one, with θ the scattering angle.

the picture 19.2.

Impact position reconstruction in the fiber detector allows to reconstruct the θ at the interaction point, which lead us at the end to the t -spectrum. Using the optical theorem, one can deduce the link between the total cross section σ_{tot} and the nuclear forward elastic scattering amplitude F_n extrapolated to zero momentum transfer :

$$F_n(t \rightarrow 0) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi}(\rho + i) \exp(-b|t|/2) \quad (19.1)$$

where ρ is the ratio between real and imaginary part of the nuclear forward elastic scattering amplitude and b the nuclear slope.

The differential elastic cross section is linked to the integrated luminosity \mathcal{L} through the number of events :

$$\frac{dN_{el}}{dt} = \mathcal{L} \frac{d\sigma_{el}}{dt} = \mathcal{L} |F_c + F_n|^2 = \mathcal{L} \left(\frac{d\sigma_c}{dt} + \frac{d\sigma_{cn}}{dt} + \frac{d\sigma_n}{dt} \right) \quad (19.2)$$

where 3 terms appear on the equation :

– Coulomb term :

$$\frac{d\sigma_c}{dt} = \frac{4\pi\alpha^2(\hbar c)^2 G(t)^4}{t^2} \quad (19.3)$$

with $G(t) = (1 + \frac{|t|}{0.71})^{-2}$ the proton electromagnetic form factor and α the fine structure constant.

– Nuclear term :

$$\frac{d\sigma_n}{dt} = \frac{\sigma_{tot}^2(1 + \rho)^2}{16\pi(\hbar c)^2} \exp(-b|t|) \quad (19.4)$$

– Interference term :

$$\frac{d\sigma_{cn}}{dt} = \frac{\sigma_{tot}\alpha(\rho - \alpha\phi)G(t)^2}{|t|} \exp(-b|t|/2) \quad (19.5)$$

with ϕ relative phase between coulomb and nuclear amplitude.

As shown in the figure 19.3, the Coulomb term is the dominant one at small t which will allow to set the absolute scale. To reach this region the detector edge has to be at 1-2 mm from the beam axis and runs with

dedicated optics are required with :

- *parallel to point focusing* optics ensures that a diffusion angle at the IP translates into vertical displacement at the detector.
- *high β^** as the minimum t -value reachable $t_{min} \propto 1/\beta^*$, with β^* defined as the beam focusing parameter at the interaction point.

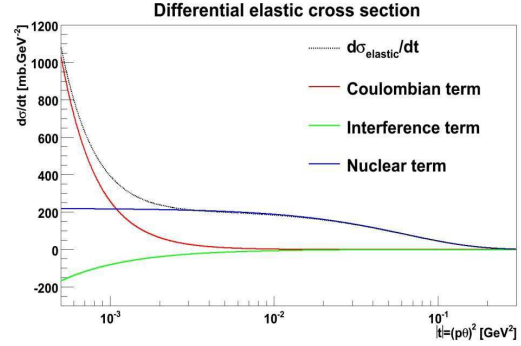


FIG. 19.3 – Differential elastic cross section distribution, at $t < 10^{-3}$ Coulomb term is the dominant one which will allow to set the absolute scale.

19.3 First physics run and preliminary plots

On the 20th of September 2011, ALFA made a successful physics run with the special LHC optic $\beta^* = 90$ m and the detector edges went to ≈ 5 mm from the beam center for the first time.

Plenty of elastic events were collected, as shown in the picture 19.4 where the elastic candidates are reconstructed in the beam coordinate system with a preliminary alignment. The black lines are the geometrical limits of the tracker system, and the distribution of the events is a good description of the parallel to point focusing optic, which spread out the elastic protons in the vertical direction. The same picture shows also some non-elastic contribution or background, which break the symmetry of the distribution. So the event selection criteria will be one of the analysis challenge. Another challenge comes with alignment of all stations, using the the distance measured by the overlap detectors, and the distribution of the elastic scattered proton.

The figure 19.5 (resp. 19.6) represents the correlation between x (resp. y) positions in opposite stations for the elastic events. In this kind of representation we can easily separate most of background from the signal, where in the figure 19.5 we can see clearly the signal in the center, and in the figure 19.6 the distribution takes another shape due to the optics and the detector acceptance in vertical direction. Some of the background

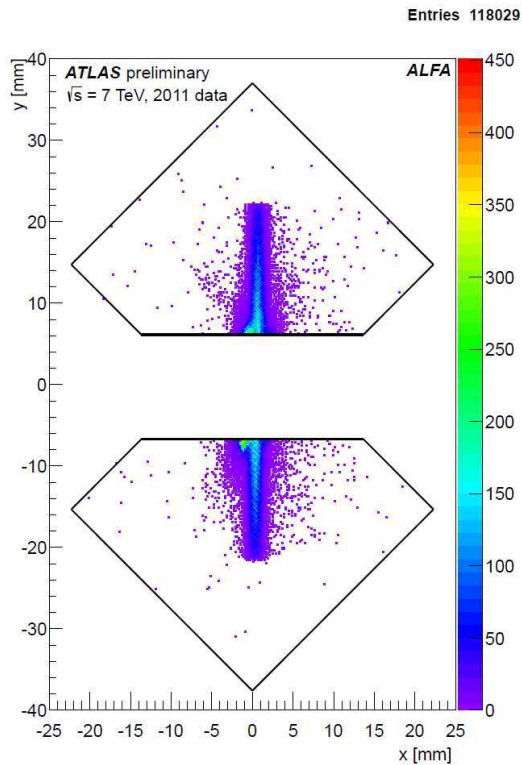


FIG. 19.4 – The track patterns of elastic scattering candidates for the physics run in the LHC beam coordinate system with a preliminary alignment. Only events with reconstructed tracks in all 4 stations were selected. Closer to the center of the beam a significant contribution of accidental beam-beam background coincidences is visible.

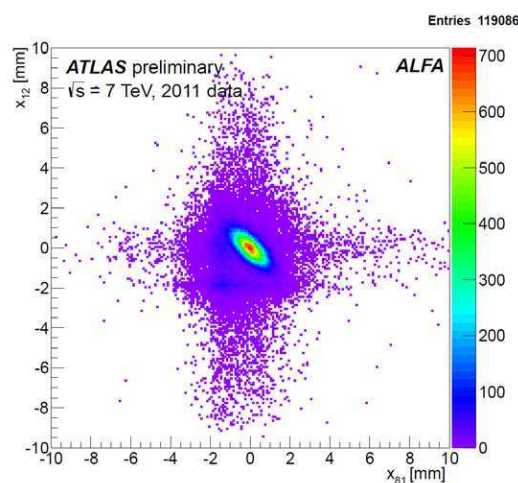


FIG. 19.5 – horizontal correlation of track positions of elastically scattered protons.

signal will remain piled up with the elastic signal, and we should take it into account in the analysis later.

These are the preliminary results of the analysis, and hopefully, some physics results from this run will be published in 2012.

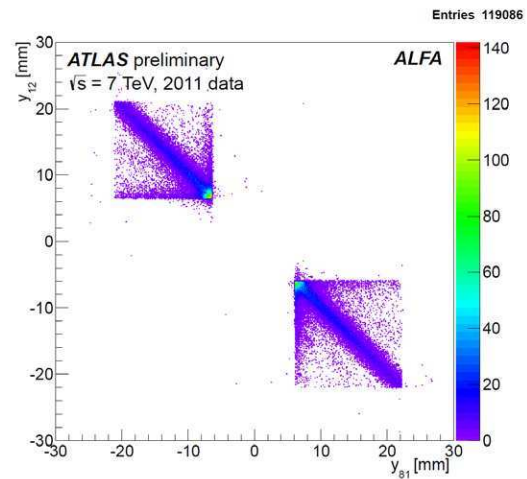


FIG. 19.6 – vertical correlation of track positions of elastically scattered protons.

Références

- [1] ATLAS Collaboration, *ATLAS Forward detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity*, Technical Design Report, CERN/LHCC/2008-004 (2008)
- [2] Heller M., *Mesure de la luminosité absolue et de la section efficace totale proton-proton dans l'expérience ATLAS au LHC*, 2010

Development of the mirrors for the second generation gravitational waves detector Advanced Virgo

Romain Bonnard

Laboratoire des Matériaux Avancés USR 3264
Université Claude Bernard Lyon 1



Résumé

In 1916, Albert Einstein predicted the existence of gravitational waves in the theory of General Relativity. At the moment direct detection of gravitational waves is still missing. In this proceeding, we will discuss the development of the mirrors for the gravitational wave detector of second generation Advanced Virgo. We will first present briefly the context of the gravitational waves and its detection by laser interferometry and we will describe the optical design of the Advanced Virgo interferometer.

Then we will focus on the development of the arm mirrors. Interferometric gravitational wave detectors such as Advanced Virgo require optics of the best quality. We will first show the need in terms of polishing of the substrate surface and the corrective coating technique developed to control the flatness of a surface. The measurement of very low flatness surface will also be presented briefly. Finally we will talk about the process of coating deposition to make high-reflective optics and how to control the uniformity of the coating.

20.1 Gravitational Waves and Interferometry detection

20.1.1 The gravitational waves

The existence of gravitational waves has been predicted in by Einstein's theory of General Relativity. But so far in about one century after its prediction, no direct observations occurred. However in 1975 Taylor and Hulse observed the orbital decay of the binary system PSR1913+16 [1]. This orbital decay is due to the loss of energy through gravitational radiation as described in the General Relativity theory.

The theory of General Relativity describes the gravitational waves as a distortion of the space-time metric. They are the solutions of the equation that linked the energy content of the universe to the space-time metric. They can be generated by different astrophysical sources such as the pulsars, the supernovae and the coalescing of binary systems.

The effect of a gravitational wave on a circle of free falling masses is described in figure 20.1 for the two states

of polarisation of the gravitational wave (+) and (x). Laser interferometric detectors are based on a Michelson interferometer with kilometers long arms, it is 3 kilometers in Virgo. Michelson interferometers are able to sense very small deviation between the two lengths of the arms. At the end of each arms, the mirrors are suspended in free-falling mass state so that they are free to move with the passage of a gravitational waves.

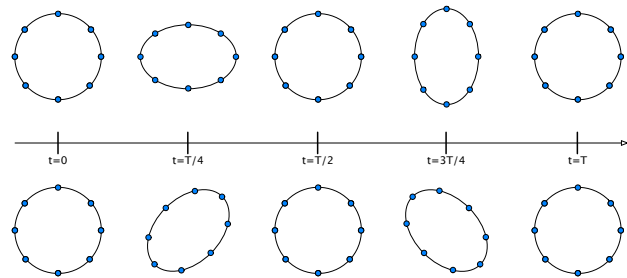


FIG. 20.1 – Effect of the gravitational waves on a circle of free-falling masses for the two state of polarisation (+) top and (x) bottom.

However their direct detection is challenging and laser interferometric detector have not yet been able to make a direct detection for fifteen. Nowadays, a worldwide network of laser interferometric detector composed of LIGO with two interferometers in Louisiana and in the Washington state, GEO600 the German-British project, the future cryogenic interferometer LCGT in Japan and finally the French-Italian interferometer Virgo in Italy. At the moment, the first generation interferometer are being dismantled and the second generation of interferometric detector such as aLIGO and Advanced Virgo are under preparation.

20.1.2 Design of the second generation gravitational wave detector Advanced Virgo

The Advanced Virgo interferometer is a second generation gravitational wave detector and it is composed of two perpendicular arms of 3 kilometers

heading north and west. The two paths are separated by a 50/50 beam splitter. In order to enhanced the lengths of each arm, there is a mirror at the entrance of each arm thus composing a Fabry-Perot (FP) cavity as presented in figure 20.2. The finesse of the FP arm cavity is of 446, with a 98.6% highly reflective mirror at the input and a high reflective mirror with a transmissivity of 5 part per million (ppm). We will next focus on these FP arm cavity. A mirror is also set at the input of the interferometer in order to increase the amount of power inside the interferometer. This mirror is called the power recycling mirror and has a reflectivity of 95%. At the output of the interferometer also called dark fringe, as the interferometer is tuned to be in such mode, an other mirror is installed to enhanced the signal due to the passage of a gravitational wave. This signal recycling mirror has a reflectivity of 80% and will be installed in a second step of Advanced Virgo. These two recycling mirrors form the so called power and signal recycling cavity. They have an optical gain of respectively 37.5 for the power recycling cavity and a finesse of 26 for the signal recycling cavity.

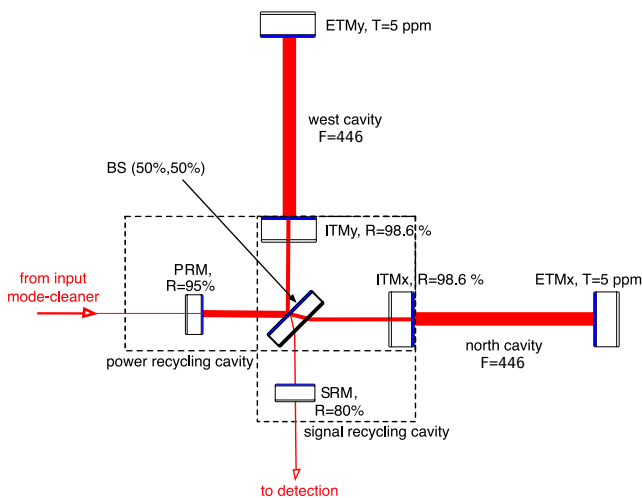


FIG. 20.2 – The Advanced Virgo Layout.

In order to achieve the best sensitivity, we need to maximise the power in the arm cavity so that it lowers the shot noise. The Advanced Virgo Baseline [4] specifies that the round-trip losses in the arm cavity should be smaller than 75 ppm. The round trip losses is the amount of light that is lost after a round trip in the cavity. They come from different sources as the mirror absorption, the end mirror transmission, the micro-roughness of the mirror surfaces and from the diffraction due to the surface flatness of the two mirrors composing the cavity.

In the following we will concentrate on the losses due to those defects that should be smaller than 50 ppm.

We will then follow the development of a mirror from the polishing specification in terms of surface flatness of the substrate to the process of the coating deposition to ensure the high reflectivity of the mirror.

20.2 Development of the mirror

A gravitational wave detector mirror is composed of two elements, a substrate that needs to be polished and a multilayer coating (alternating low and high refractive index layer) on top of it that makes it reflecting. The arm cavity substrate are composed with ultra-pure silica and their dimension is 350 mm in diameter and 200 mm in depth for a total weight of 40 kg.

20.2.1 The specification on the polishing of the substrates

To meet the 75 ppm specification on the round-trip losses we need to have mirrors with a very low flatness and as an example aLIGO substrates have a flatness around 0.15 nm RMS over a 160 mm diameter [2]. The flatness of a surface can be defined as the deviation from an ideal surface which can be either plane or concave. In Advanced Virgo the radii of curvature of the mirrors are respectively 1420 m and 1683 m for the input and end mirror. The flatness of a surface is characterize by its root-mean square. The root mean square is the statistical deviation from the ideal surface.

The Virgo mirror from the first generation detector have a flatness of about 4.5 nm RMS. These mirrors lead to to typical round trip losses of a few hundred of ppm which are not flat enough to meet the specification of Advanced Virgo.

In order to define the flatness specifications for the arm cavity mirrors, we look at the power spectral density (PSD) of different substrates. The PSD represents the surface defects as a function of the spatial frequency of the defects. The figure 20.3 shows different PSD curves for different polishing company. We see that they have different shapes, for example the pink and red curve have been polished by ion beam polishing [2]. From this different PSD shape, we make simulation with a Fourier transform based software called SIESTA [5]. We simulate mirror surfaces with PSD shapes characteristic of CSIRO and General optics polishing. Then we put this surfaces on the mirrors in a simulation of a Fabry-Perot cavity having Advanced Virgo parameters and then compute the RTL. From these simulations we found out that the shape of the PSD is important. At equal flatness RMS, like CSIRO mirrors (with a lot of power at high spatial frequencies)

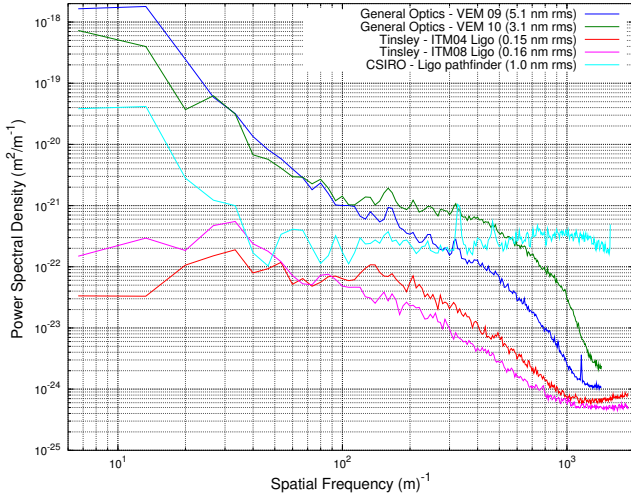


FIG. 20.3 – Map of a Virgo mirror on 150 mm.

gives more round-trip losses in an Advanced Virgo FP cavity than General Optics like mirrors.

Thus the flatness of a surface expressed in terms of RMS is not enough to characterise a surface. So we decided to give a specification on the total RMS but also in the spatial frequency range $50 \text{ m}^{-1} - 1000 \text{ m}^{-1}$. Looking at the geometry of the cavity (the 3 km distance between the two mirrors and the 350 mm diameter) and assuming most of power is contained in the center of the mirror, we see that the light diffracted by defects having spatial frequencies higher than 50 m^{-1} does not reach the opposite mirror and so the light is lost. We can apply the total integrated scattered law [6] that linked the amount of light diffracted by a surface to its flatness RMS. In our case, the light diffracted by spatial frequencies above 50 m^{-1} is definitely lost, so we have :

$$L = \left(\frac{4\pi \text{RMS}_{>50 \text{ m}^{-1}}}{\lambda} \right)^2 \quad (20.1)$$

where L is the losses per mirror, $\text{RMS}_{>50 \text{ m}^{-1}}$ is the flatness in the spatial frequency range $50 \text{ m}^{-1} - 1000 \text{ m}^{-1}$ and λ is the wavelength of the light. On this spatial frequency range, the shape of the PSD does not matter anymore and so we set the specification to be smaller than 0.15 nm RMS. On the whole range of spatial frequencies, the specification on the surface flatness is 0.5 nm RMS. More details on the calculation of the flatness specification can be found in [3].

20.2.2 Measuring surfaces wavefront

There are two main reasons that we need to measure the surface wavefront of a substrate of a mirror. First we have to be sure that the surface is compliant with

the specifications before and after the coating deposition. The other reason we need to measure the surface wavefront is the corrective coating technique developed at LMA in collaboration with LAPP (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de physique des particules).

To perform such measurement we use a phase-shifting interferometer [8] that allows measurement of a substrate flatness. Phase-shifting interferometers are based on Fizeau interferometers, they measure the phase shift between a known reference surface and the test surface to be measured. A phase shift is introduced by the mean of a piezo that moves the reference surface. Combining interferograms at different phase shifts allows to retrieve the optical path difference between the two surfaces and so the height of the surface to be measured.

Such measurements are very challenging as they can be perturbed by many factors such as vibrations or air turbulence. In order to get measurements of sub-nanometric surfaces with high accuracy, vibrations and air turbulence should be well controlled. A new apparatus is actually under study at LMA to achieve the very low surface flatness measurement with an accuracy of about 0.1 nm RMS.

20.2.3 The corrective coating technique

According to polishing companies, classical polishing (i.e. by the mean of abrasion) does not allow to reach the very low flatness specification needed for second generation gravitational wave detectors. And the technique of corrective coating has been developed.

The principle of the technique is to deposit silica where it is needed. After measurement of the surface, we know how much silica we need to deposit at each location on the substrate to bring down the surface flatness to the specification. To do so, we use the ion-beam sputtering coating machine we have at LMA, see paragraph 20.2.4. A robot has been developed at LMA in collaboration with LAPP and built at LAPP. It allows to move the substrate in front of a mask through which the silica is deposited, see figure 20.4. The precision of the positioning of the robot is of about 0.2 mm. The substrate is moved in front of the mask and the silica is deposited at a wanted location during a given time in function of the amount of silica needed to flatten the surface.

The effect of such technique is to flatten the PSD of a surface below a cut-off frequency that is linked to the size of the mask used. The corrective coating effect has been simulated in the spatial frequency domain on a fake mirror and corrected maps have been put into cavity simulation for different frequency cuts. The figure 20.5 shows the effect of the corrective coating on the round-trip losses in the Advanced Virgo arm cavity for different frequency cuts.

Finally, we assume that we will correct the mirror up to a spatial frequency of 50 m^{-1} . With that hypothesis

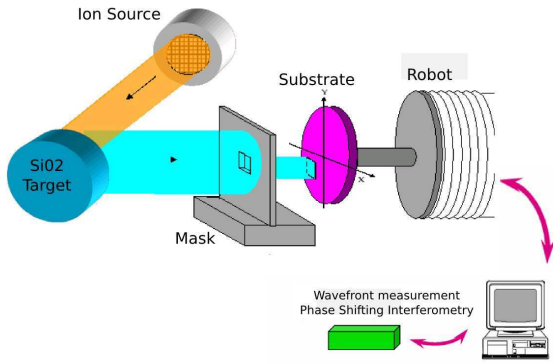


FIG. 20.4 – The Corrective Coating technique.

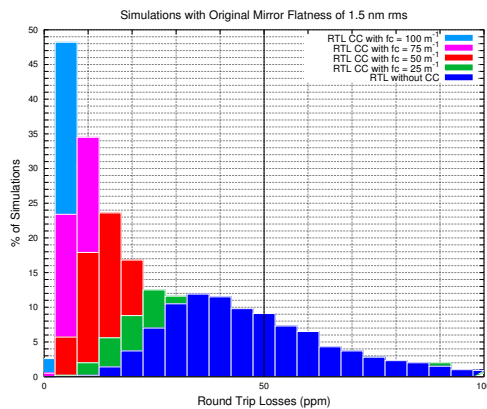


FIG. 20.5 – Effect of the corrective coating on the RTL in Advanced Virgo cavity.

we found out that we need to correct substrates having a flatness of 1.5 nm RMS to meet the Advanced Virgo specification on the cavity losses with a 95% confidence.

20.2.4 The coating deposition

Once the substrate are polished and corrected to be flat enough to meet the Advanced Virgo specification, they need to be coated in order to give them the wanted reflectivity. To be reflective, the mirrors are coated with a multilayer coating which consists in an alternation of high and low refractive index materials. The high refractive index materials is titanium doped tantalum oxide ($\text{Ti}:\text{Ta}_2\text{O}_5$) and the low refractive index material is silica oxide (SiO_2).

The coating uniformity should also be very well controlled in order not to compromise the substrate flatness. The input and end mirror coating for the arm mirrors cavity have a total thickness of about 3 and 6 micrometers respectively. The uniformity of the multilayer coating should be of about 0.1% peak to valley value.

The coating deposition is done in a custom coating machine developed at LMA, it uses ion-beam sputtering (IBS) technique [7]. The large IBS coating machine present at LMA is able to coat two mirrors at the same time using single rotation and masking [7]. Unfortunately the uniformity coating required for Advanced Virgo mirrors cannot be met while coating two mirrors at once. Coating only one mirror at the time allows to reach a good uniformity of about 0.56 nm RMS on 160 mm for an input multilayer coating but it would be preferable to coat the two mirrors of each cavity at the same time in order to have a better matching in the transmissivity of the mirrors. Also the single mirror in single rotation technique is at its limit and it will not be enough when coating end mirrors which are about twice as thick as input mirrors.

So a solution using planetary motion inside the coating machine has been studied. The two substrates rotate around the centre axis of the machine and on themselves. Simulations show that this technique would give a flatness of 0.23 nm RMS and 0.46 nm RMS for the two different multilayer coatings (for the input and end mirrors) that would lead to round-trip loss of about 20 ppm in the Advanced Virgo cavity.

20.3 Conclusion

In conclusion, second generation gravitational detectors such as Advanced Virgo require mirrors of the best quality in terms of flatness in order to get very low losses in the arm cavity.

To achieve very low losses in the cavity, the specifications for the arms mirrors flatness have been calculated based on simulation taking into account the characteristic of the polishing. The specification on the the flatness is very stringent as it is about 0.5 nm RMS on 150 diameter.

A technique called corrective coating has been developed at LMA to control the wavefront surface of the Advanced Virgo mirrors. The principle is to fill in the "hole" of the substrate surface. Simulation shows that we should correct substrates having a flatness of 1.5 nm RMS to meet the flatness specification.

The deposition of the multilayer coating on top of the substrate is also crucial has the coating uniformity could be dominant in the mirror flatness. The uniformity of the coating should be controlled at about 0.1% (peak to valley) and the planetary motion of the substrate inside the coating machine seems to be a viable solution.

Références

- [1] R. A. Hulse and J. H. Taylor. Discovery of a pulsar in a binary system. *Astrophys. J. Lett.*, 195, 1975.

-
- [2] H. Yamamoto. Advanced LIGO optics. *Virgo Internal Note*, VIR-0570A-10, 2010.
 - [3] R. Bonnand. Calculation of the flatness specifications for the Advanced Virgo arm mirrors. *Virgo Internal Note*, VIR-0020A-12, 2012.
 - [4] The Virgo Collaboration. Advanced Virgo baseline design. *Virgo Internal Note*, VIR-0027A-09, 2009.
 - [5] B. Caron et al. SIESTA, a time domain general purpose simulation program for the VIRGO experiment. *Astroparticle Physics*, 10(4) :369–386, 1999.
 - [6] John C. Stover. Optical scattering - measurement and analysis (2nd edition).
 - [7] Benoît Sassolas, Quentin Benoît, Raffaele Flaminio, Danièle Forest, Janyce Franc, Massimo Galimberti, Aline Lacoudre, Christophe Michel, Jean-Luc Montorio, Nazario Morgado, and Laurent Pinard. Twin mirrors for laser interferometric gravitational-wave detectors. *Appl. Opt.*, 50(13) :1894–1899, May 2011.
 - [8] D. Malacara. *Optical Shop Testing*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley-Interscience, 2007.

EASIER : un détecteur radio à l'observatoire Pierre Auger

Romain Gaior

LPNHE Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies



Une mesure de la composition des rayons cosmiques est nécessaire à très haute énergie ($E > 50 \text{EeV}$, $1 \text{EeV} = 10^{18} \text{eV}$) pour clarifier les résultats de physiques établis ces dernières années. L'objectif du projet EASIER est d'identifier la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie par l'observation des émissions radio des gerbes atmosphériques avec un cycle utile de 100% et sa spécificité est son intégration au sein de l'Observatoire Pierre Auger [1]. Le principe du détecteur EASIER sera présenté puis la description des dispositifs expérimentaux et des résultats seront exposés.

21.1 Introduction

L'origine des rayons cosmiques de ultra haute énergie reste inconnue à ce jour. L'observatoire Pierre Auger a rapporté des résultats concernant l'anisotropie de la direction d'arrivée de ceux-ci au-delà de 55 EeV [2]. Cependant les mesures de composition montrent un alourdissement du proton vers le fer du rayon cosmique primaire jusqu'à 50 EeV [3]. Ces deux résultats étant difficilement compatibles du fait des déflexions magnétiques attendues pour les noyaux lourds, la mesure de la composition au-delà de 50 EeV est déterminante mais est aujourd'hui réalisable uniquement 10% du temps. L'objectif du projet EASIER (**E**xtensice **A**ir **S**hower **I**dentification using **E**lectron **R**adiometer) est l'addition d'un détecteur radio au réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger afin de réaliser cette mesure avec un cycle utile de 100%.

21.2 EASIER : Principe

L'observatoire Pierre Auger est un détecteur hybride de gerbes atmosphériques composé :

- d'un réseau de surface de plus 1600 cuves Cherenkov équipées de 3 photomultiplicateurs chacune. La mesure qui en résulte est la distribution latérale des particules secondaires de la gerbe atmosphérique à son arrivée au sol avec un cycle utile de 100%.
- de 4 stations de fluorescence composées de 6 télescopes UV chacune permettant la mesure du développement de la gerbe dans l'atmosphère. Du fait

de la faiblesse du signal, cette mesure ne peut s'effectuer que par nuit sans lune et par temps clair, c'est-à-dire environ 10% du temps.

Le maximum du développement de la gerbe dans l'atmosphère est une observable reliée à la composition du rayon cosmique primaire. Le principe du projet EASIER est l'addition d'un détecteur radio à chaque cuve du réseau de surface afin de mesurer le développement de la composante électromagnétique avec un cycle utile de 100% (voir figure 21.1).

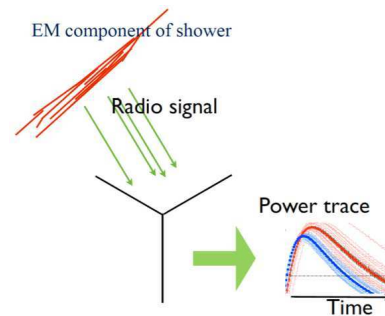


FIG. 21.1 – Schema de principe d'EASIER

La détection radio des gerbes atmosphériques fut initiée dans les années 60 à la suite des premiers travaux théoriques d'Askaryan en 1962 [4]. Le développement expérimental de ces techniques fut cependant fortement ralenti du fait de la faible portée du signal alors observé et des difficultés liées au bruit de fond. Depuis les années 2000, grâce à des dispositifs expérimentaux plus performants, de nouvelles expériences, comme CODALEMA [6], LOPES [5] ou AERA [7] ont vu le jour et apporté des résultats sur l'origine du rayonnement ainsi que sur sa portée et son spectre. De plus la possibilité évoquée récemment [12] de la détection d'un rayonnement isotrope dans le domaine du GHz a poussé plusieurs équipes, comme AMBER [13], MIDAS [14] ou CROME [15] à débiter un programme de R&D dans ce domaine.

Le projet EASIER se caractérise par l'ajout d'un détecteur radio au détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger. En plus de profiter d'une infrastructure existante pour l'alimentation du dispositif, l'acquisition et le transfert des données, EASIER profite surtout du

déclenchement donné par les particules lors du passage d'une gerbe atmosphérique.

Dans le cadre du projet EASIER l'investigation de deux bandes de fréquences (10-100MHz et 3.4-4.2GHz) a été menée avec un principe et des éléments constitutifs du dispositif expérimental communs (cf fig. 21.2) :

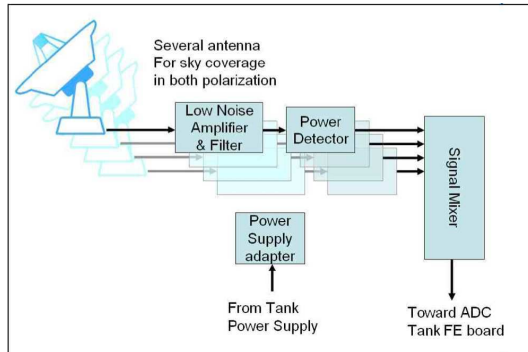


FIG. 21.2 – Schéma de principe d'EASIER

- **une antenne**
choisie pour sa bande de fréquence et son ouverture angulaire.
- **un étage d'amplification et filtrage**
sélectionne une bande propre et augmente le rapport signal sur bruit
- **un détecteur de puissance**
transforme un signal haute fréquence en son enveloppe.
- **une carte d'adaptation du signal**
modifie le signal pour s'adapter à l'électronique d'acquisition du réseau de surface : Analogue to Digital Converter de dynamique -2V à 0V et échantillonnée à 40MHz.
- **une carte d'alimentation**
alimente les éléments actifs ci-dessus.

21.3 EASIER MHz

La détection des rayons cosmiques dans la bande VHF (30MHz-300MHz) a débuté dans les années 60 avec Jelley et al [8]. Ce domaine de recherche a laissé place ensuite à d'autres techniques expérimentales comme la détection de la fluorescence jusqu'aux années 2000 ou les recherches se sont de nouveau intensifiées. Les origines du rayonnement des gerbes atmosphériques dans cette bande de fréquence sont dues à plusieurs mécanismes comme la création d'un courant transverse dû au champ géomagnétique [9] ou encore à des variations de charge lors du passage de la gerbe (effet Askaryan [4]). Ces mécanismes donnent lieu à une émission collimée dans un angle réduit autour de l'axe de la gerbe.

L'objectif d'EASIER est d'étudier la possibilité d'une détection de ce rayonnement à des distances de l'ordre du km.

21.3.1 Dispositif expérimental MHz

Le dispositif expérimental utilisé reprend des éléments du détecteur de l'expérience CODALEMA. L'antenne est un fat dipole composé de deux ailettes en aluminium de 60 cm de longueur et 10 cm de largeur, accordée à 111 MHz afin d'obtenir une réponse plate en fréquence dans le domaine 10-100 MHz. L'étage d'amplification est réalisé par un LNA (Low Noise Amplifier) développé dans ce but à Subatech. Ses caractéristiques principales sont un faible bruit ($\leq 1nV/\sqrt{Hz}$), un gain constant de 35 dB et un temps de réponse adapté aux signaux rapides (1-2 ns). Le domaine étudié 10-100 MHz est occupé d'un côté par la bande AM jusqu'à 30 MHz et de l'autre par la bande FM à partir de 85 MHz. Ainsi, le filtrage réalisé restreint la bande étudiée à ces limites. Il est réalisé d'une part par un passe-haut précédant l'amplification et par un passe-haut et un passe-bas post-amplification. Le signal haute fréquence ainsi sélectionné est transformé en une composante continue par un power detector [11] et adapté pour correspondre aux contraintes de l'électronique du réseau de surface. Les courbes de calibration sont montrées fig. 21.4.



FIG. 21.3 – Détecteur EASIER MHz installé sur une cuve du réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger

21.3.2 Installation et résultats MHz

En mars 2011, sept systèmes ont été installés sur des cuves du réseau de surface (cf 21.3). De mars à juin 2011 36 évènements ont été sélectionnés, un évènement

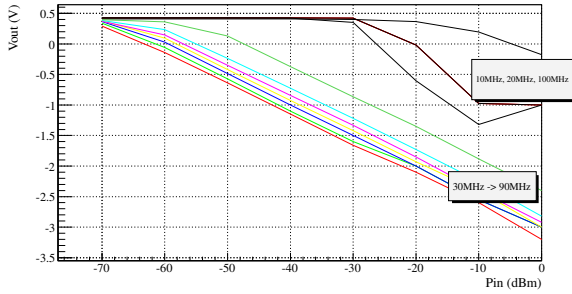


FIG. 21.4 – Voltage de sortie en fonction de la puissance du signal haute fréquence en entrée en dBm ($P_{dBm} = 10 \log_{10}(\frac{P_W}{1mW})$)

typique est montré fig. 21.5. La distribution latérale du champ électrique décroît de manière exponentielle avec la distance $E \propto E_0 \exp(-d/D_0)$ avec une longueur caractéristique d'environ $D_0 = 200 \text{ m}$ (cf fig. 21.6). De plus un excès de détection de rayons cosmiques en provenance du sud est observé, démontrant l'influence du champ géomagnétique sur le rayonnement observé. L'installation de ces sept premiers éléments du projet EASIER a montré d'une part la faisabilité d'une telle démarche sans effet sur le réseau de détecteur existant, l'intérêt d'un déclenchement externe et a confirmé des résultats physique dans ce domaine.

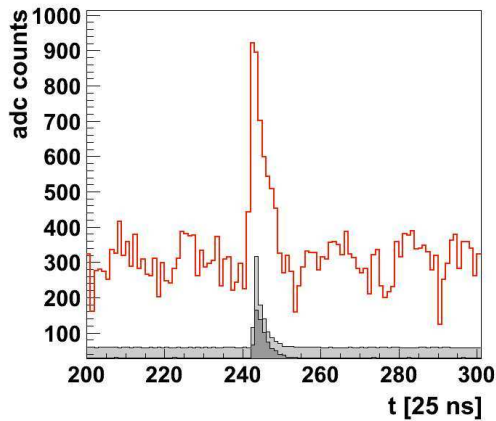


FIG. 21.5 – Événement typique détecté grâce au détecteurs EASIER MHz. La trace radio est en rouge, le signal des photomultiplicateurs est en gris.

21.4 EASIER GHz

En 2008, Gorham et al. [12] ont montré l'existence d'un rayonnement détectable dans la bande C (3.4 à 4.2 GHz) après le passage d'une cascade électroma-

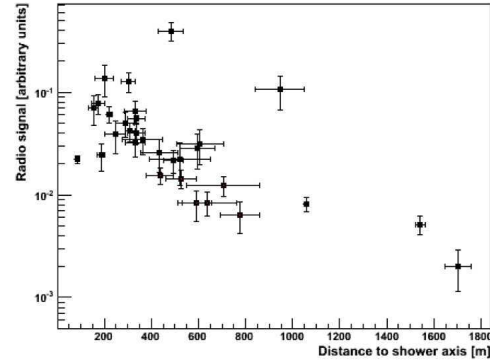


FIG. 21.6 – Distribution latérale du champ électrique en unité arbitraire

gnétique dans l'air. Ce rayonnement isotrope, associé au Bremsstrahlung moléculaire, observé en laboratoire a entrouvert la possibilité d'une détection des gerbes atmosphériques par ce biais. L'une des composante du projet EASIER est la mise en place d'un détecteur dans la bande la bande C, dans le but d'observer ce rayonnement au passage d'une gerbe atmosphérique.

21.4.1 Dispositif expérimental GHz

L'antenne choisie est une antenne commerciale dédiée originellement à la réception TV satellite. L'antenne cornet (fig. 21.7) est également munie d'un down converter qui transpose entre 1.75 et 0.95 GHz le signal capté entre 3.4 et 4.2 GHz et d'un étage d'amplification. Sa caractérisation dans une chambre anéchoïque faite au LCIS à Valence a montré un gain maximum de 73 dB (antenne + amplification) et une ouverture angulaire d'environ 60 degrés à -3 dB. Une température de l'ordre de 80 K, i.e. la puissance de bruit intrinsèque du détecteur mesuré en Kelvin selon $P = k_B T \Delta \nu$ (où P est la puissance, k_b la constante de Boltzmann et $\Delta \nu$ la bande de fréquence), a été mesurée au Kalsruher Institute für Technologie. Le signal détecté et amplifié par l'antenne est ensuite filtré et transformé par le power detector [16] en un signal continu. Une carte adapte le signal pour faire le correspondre à la dynamique des ADC de l'électronique du réseau de surface.

21.4.2 Installation et résultats GHz

En avril 2011, sept détecteurs de ce type ont été installés sur site et la prise de données est ininterrompue depuis.

Le 29 juin 2011, un rayon cosmique d'une énergie mesurée de $E = 13.9 \pm 1.3 \text{ EeV}$ et d'angle zenithal



FIG. 21.7 – Détecteur EASIER GHz installé sur une cuve du réseau de surface de l’observatoire Pierre Auger. L’antenne au sommet du mat est protégée par un radome.

de $\theta = 29.7 \pm 0.3^\circ$ a été détecté par le réseau de surface. L’une des antenne EASIER a enregistré un signal clair au temps de passage des particules dans la cuve d’une amplitude de 14 fois les fluctuations du bruit. La trace de ce signal radio ainsi que le signal des photomultiplicateurs est montré fig. 21.8. Cet évènement est la première détection de rayon cosmique dans cette bande de fréquence. L’amplitude mesurée est en bon accord avec les simulations réalisées de cet évènement (cf fig. 21.9) cependant pour avoir une meilleure compréhension du signal observé et de la possibilité de cette technique dans l’observation des rayons cosmiques, une plus grande statistique est nécessaire.

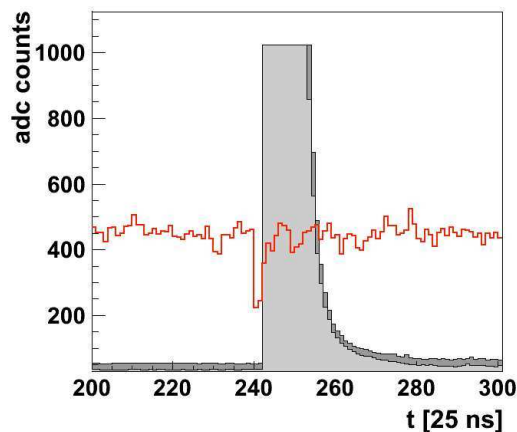


FIG. 21.8 – Trace radio du premier évènement détecté dans la bande C en rouge et signal des photomultiplicateurs en gris

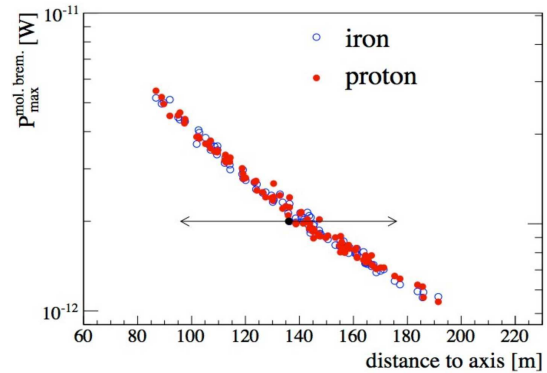


FIG. 21.9 – Simulation du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire de l’évènement observé dans le cas d’un primaire proton ou fer et pour des distances compatibles avec les incertitudes de reconstruction.

21.4.3 EASIER 61

La détection du premier évènement dans la bande C par le premier prototype EASIER a prouvé l’existence d’un rayonnement mesurable dans cette bande de fréquence. L’objectif est désormais de comprendre si le signal mesuré correspond à une émission isotrope comme le serait rayonnement de bremsstrahlung moléculaire et pourrait être utilisé comme un moyen de détection et d’observation des rayons cosmiques. Dans ce cadre, le projet EASIER a obtenu l’autorisation d’installer 54 détecteurs de plus sur le réseau de surface afin d’augmenter sa statistique au cours de l’année 2012. Grâce à ce réseau agrandi, environ 10 évènements par an sont attendus permettant d’avoir une compréhension des mécanismes du rayonnement rapidement.

21.5 Conclusion

Le projet EASIER à travers l’observation dans deux bandes de fréquence différentes a montré la faisabilité et l’avantage de la détection des rayons cosmiques en coincidence avec le réseau de surface de l’observatoire Pierre Auger. Dans la bande MHz, les résultats obtenus sont en accord avec ceux déjà obtenus par d’autres expériences ; dans la bande GHz l’expérience EASIER a permis la première détection d’une gerbe atmosphérique dans ce domaine de fréquence.

Le développement d’un deuxième prototype est lancé dans le domaine du MHz, et dans le domaine du GHz l’installation de 54 nouveaux éléments est prévu au cours de l’année 2012 dans le but de confirmer et de mieux comprendre le signal observé.

Références

- [1] Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A523 (2004), 50-95.
- [2] Pierre Auger Collaboration. Science 318 (2007), 939.
- [3] Pierre Auger Collaboration, Physical Review Letters 104 (2010) 091101.
- [4] G. Askaryan, JETP **48** (1965) 988.
- [5] A. Haungs et al., Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 196 (2009).
- [6] D. Ardouin et al. Nucl. Inst. and Meth. - A 555, (2005).
- [7] A.M. van den Berg et al., 31st International Cosmic Ray Conference, Lodz, Poland, July 2009.
- [8] J. Jelley, J. Fruin, N. Porter, T. Weeks, F. Smith, et R. Porter, NATURE 205 (1965) 327.
- [9] T. Huege and H. Falcke, Astron. Astrophys. **412** (2003) 1934.
- [10] D. Charrier et al, Nucl. Instrum. Meth. A 572 (2007) 481.
- [11] www.analog.com/en/rfif-components/detectors/ad8310/products/product.html
- [12] P. W. Gorham et al, Phys. Rev. D 78, 032007 (2008)
- [13] Introduction of the AMBER experiment, 31st ICRC, Lodz, 2009.
- [14] M. Monasor et al., Nucl.Phys.Proc.Suppl. **215** (2011) 63-65, arXiv :1010.5224 [astro-ph]
- [15] R. Smida et al., Proc. 32nd ICRC, Beijing, China (2011), arXiv :1108.0588 [hep-ex].
- [16] www.analog.com/en/rfif-components/detectors/ad8318/products/product.html

Algorithmes d'analyse spectrale en spectrométrie gamma embarquée

Nicolas Martin-Burtart
CEA, DAM, DIF, 91297 Arpajon



La spectrométrie gamma aéroportée fut développée à l'origine pour répondre aux besoins de la prospection minière, où la possibilité d'effectuer des relevés géologiques sur une zone géographique étendue en un temps minimum présente un avantage certain. La crise énergétique de 1973 et l'avènement des centrales nucléaires déclenchèrent d'importantes campagnes de prospection uranifère. La spectrométrie gamma aéroportée fut alors utilisée sur une échelle plus ambitieuse, et on initia la cartographie systématique des radionucléides.

Les systèmes de spectrométrie gamma mobile ont été développés significativement en Europe depuis l'accident de Tchernobyl en 1986. De même, à cette occasion, les logiciels dédiés à l'analyse rapide des données et à la cartographie ont été créés et sont maintenant très répandus.

En 1986, des mesures utilisant des détecteurs germanium ont été réalisées dans le nuage de Tchernobyl lorsqu'il a atteint la côte ouest du continent nord-américain. Ceci constituait la première démonstration de la possibilité d'utiliser des détecteurs haute résolution pour effectuer des mesures radiologiques d'une situation post-accidentelle où les spectres enregistrés étaient formés par un grand nombre de radionucléides. Malheureusement, les hautes statistiques de comptage nécessaires à l'emploi de détecteurs haute résolution en limitent l'usage à des situations accidentelles. La spectrométrie gamma aéroportée est donc devenue une technique reconnue pour mesurer et cartographier les évolutions des répartitions des radionucléides naturels et artificiels à différentes échelles, locales ou régionales. Les principaux radioéléments traceurs en cas d'accident ou d'incident nucléaire, voire de trafic de matière nucléaire, possèdent leurs raies gamma principales à basse énergie. Afin de pouvoir effectuer un diagnostic radiologique complet, il est nécessaire de pouvoir quantifier et localiser précisément ces radioéléments. Les méthodes actuelles utilisées, détaillées ci-après, ne permettent pas d'atteindre la précision et la sensibilité souhaitées à basse énergie. De plus, l'utilisation de la spectrométrie gamma dans des thématiques de sécurité, surveillance de points de passage, nécessite une nouvelle famille d'al-

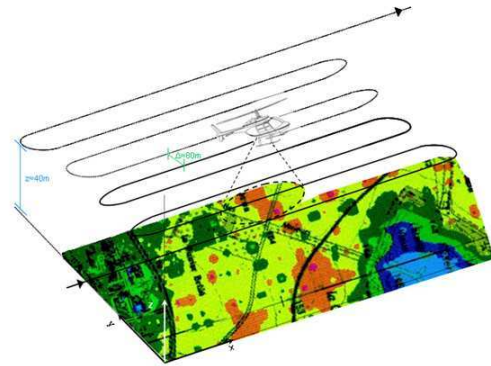


FIG. 22.1 – Couverture de la zone à cartographier

gorithmes permettant de discriminer les spectres présentant des anomalies radiologiques.

22.1 Qu'est-ce que la spectrométrie gamma aéroportée

22.1.1 De la chaîne de spectrométrie de laboratoire à l'hélicoptère

La cartographie d'un site est effectuée à partir d'une succession de mesures dont le temps d'acquisition est de 1 s. Le dispositif de détection est composé d'un pack de quatre cristaux de NaI(Tl) d'un volume total de 16 l. Le spectromètre attaché fournit un spectre de 512 canaux. A la fin de chaque mesure, le spectre complet est sauvegardé sur l'ordinateur embarqué, accompagné de la position moyenne (X, Y, Z) de l'hélicoptère pendant la mesure. La zone à survoler est maillée selon des profils équidistants représentant la trajectoire idéale de l'hélicoptère. L'écart entre chaque profil, l'altitude et la vitesse de l'hélicoptère sont définis au préalable en fonction de la limite de détection souhaitée et du temps de vol dont on dispose pour couvrir la zone.

La position de l'hélicoptère (latitude et longitude est mesurée à tout instant par un GPS différentiel. L'altitude fournie par le GPS étant imprécise, une radio-sonde complète le dispositif afin d'obtenir cette information. Un petit écran, placé face au pilote, lui indique la trajectoire à suivre. Les conditions expérimentales

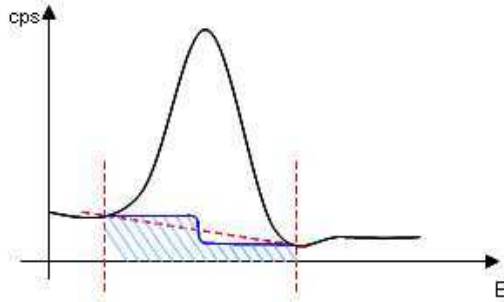


FIG. 22.2 – Extraction d'un pic

typiques sont :

- vitesse : 70 km/h
- altitude : 40 m
- déport : 50 m

Enfin, les résultats des traitements sont exportés dans un outil de SIG (système informatique géographique) afin de réaliser une cartographie.

22.1.2 La difficulté du traitement

Détection de pics

La recherche des pics d'absorption totale [1] est effectuée de façon indépendante sur chaque spectre. Plusieurs étapes compose le traitement :

- filtrage du spectre brut, afin de réduire au maximum le bruit d'origine statistique tout en conservant la forme du signal
- la recherche de pics par dérivations première et seconde du spectre filtré
- modélisation du bruit de fond continu
- calcul des pics d'absorption et test de validité
- identification avec une table de radioéléments et calcul des activités

Cette méthode permet d'identifier rapidement les radioéléments présents sur une zone. De plus, elle permet d'obtenir la calibration précise du détecteur en vol, en se calant sur les éléments naturels et éventuellement ^{137}Cs ou ^{241}Am . A basse énergie (entre 0 et 400 keV), la pente importante du fond de diffusion perturbe la détection et ne permet pas d'atteindre les limites de détection théoriques. La méthode est particulièrement intéressante pour la recherche des radioéléments artificiels puisque les pics d'absorption sont détectés sur l'ensemble de la gamme énergétique, sans hypothèse préalable sur le nombre et la nature des éléments présents. Le traitement peut s'effectuer en temps réel pour rechercher des anomalies ponctuelles, ou obtenir un diagnostic radiologique rapide de l'état du site survolé (en situation accidentelle, par exemple). Cependant, la modélisation du fond sous le pic peut être délicate à basse énergie.

Déconvolution des spectres

La pauvreté statistique des mesures gamma aéroportées rendant délicate une détection directe des pics d'absorption totale, les méthodes de déconvolution [2] ont été et sont toujours largement utilisées. Elles permettent de calculer les composantes spectrales de chaque radioélément (Fig. 22.3), en débutant aux énergies les plus élevées et en descendant le spectre : La

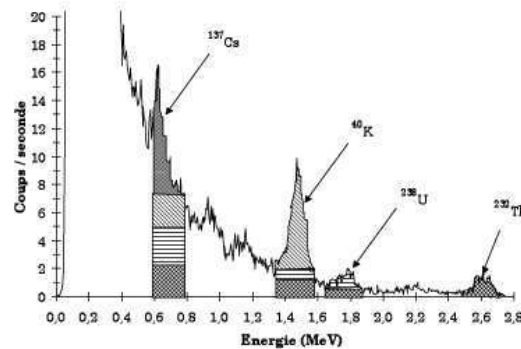


FIG. 22.3 – Exemple des contributions spectrales de plusieurs radioéléments dans le spectre

déconvolution spectrale sera effectuée dans des fenêtres énergétiques caractéristiques des pics d'absorption majeurs des radioéléments ajustés (Cs, K, U et Th), en supposant que seuls ces nucléides participent au comptage. La matrice à résoudre peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} C_s/C_s & C_s/K & C_s/U & C_s/Th \\ K/C_s & K/K & K/U & K/Th \\ U/C_s & U/K & U/U & U/Th \\ Th/C_s & Th/K & Th/U & Th/Th \end{bmatrix} \begin{bmatrix} CN_{C_s} \\ CN_K \\ CN_U \\ CN_{Th} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} CT_{C_s} \\ CT_K \\ CT_U \\ CT_{Th} \end{bmatrix}$$

La principale source d'erreurs de la méthode provient du nombre de radionucléides mis dans la table de déconvolution. A basse énergie, un très grand nombre de radionucléides participent au fond de diffusion. Il faut donc être sûr de ne pas oublier de radionucléides lors de la déconvolution à basse énergie, sous peine d'avoir de grandes erreurs sur la quantité extraite à basse énergie.

22.2 Basse énergie

A basse énergie, le rapport d'intensité signal/bruit est très défavorable car la signature de l'élément recherché est très souvent noyée dans le bruit de fond. Il existe des méthodes performantes d'analyse spectrale, mais celles-ci ont été développées essentiellement pour des énergies supérieures à 500 keV :

- la détection des pics basée sur l'étude des variations des dérivées premières et secondes, puis soustraction du bruit de fond (étude du profil spectral),

- la déconvolution du comptage dans trois fenêtres caractéristiques des radioéléments naturels (^{40}K , ^{238}U et ^{232}Th), méthode étendue à tous les éléments recherchés (Césium, Cobalt...)

Nous détaillerons dans cette partie la méthode de déconvolution globale à basse énergie [3] (Méthode des Fenêtres). Après en avoir détaillé l'algorithme, nous nous intéresserons à son optimisation : faible influence du bruit de fond et sensibilité au signal présent.

22.2.1 Méthodes 2W et 3W

Dans les zones uniquement constituées de bruit de fond, le rapport entre les taux de comptage de deux fenêtres énergétiques est pratiquement constant. On va tirer profit de cette propriété pour essayer de mettre en évidence de brusques variations de taux de comptage, en considérant une fenêtre d'intérêt et une (ou plusieurs) fenêtres de référence. La méthode 2W consiste à comparer le taux de comptage (CR) dans une fenêtre d'intérêt (IW), centrée sur le pic de l'élément recherché avec le taux de comptage dans une fenêtre à plus haute énergie (HEW) (Fig. 22.4). On calcule, sur l'ensemble

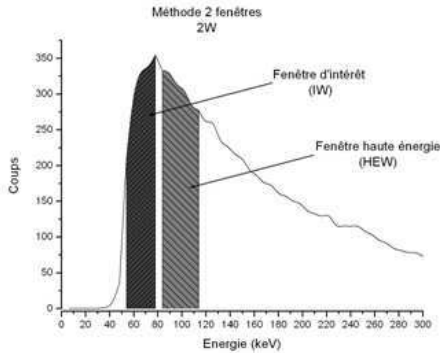


FIG. 22.4 – Principe de la méthode 2W

des points constituant le bruit de fond, le rapport :

$$S_{2W} = \frac{CR_{IW}}{CR_{HEW}} \quad (22.1)$$

Puis l'extraction se fait spectre par spectre avec :

$$CR_{2W} = CR_{IW} - S_{2W} \times CR_{HEW} \quad (22.2)$$

La méthode 3W fonctionne sur le même principe, en comparant cette fois-ci le taux de comptage dans la fenêtre d'intérêt avec deux fenêtres l'encadrant : une à plus basse énergie (LEW) et une à plus haute énergie (HEW) (Fig. 22.5). Le coefficient de stripping s'exprime alors sous la forme :

$$S_{3W} = \frac{CR_{IW}}{CR_{LEW} + CR_{HEW}} \quad (22.3)$$

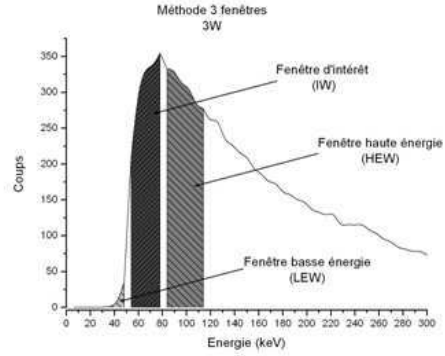


FIG. 22.5 – Principe de la méthode 3W

et

$$CR_{3W} = CR_{IW} - S_{3W} \times (CR_{LEW} + CR_{HEW}) \quad (22.4)$$

Ces méthodes consistent donc à soustraire localement le bruit de fond. Les valeurs CR_{2W} et CR_{3W} seront distribuées autour de 0 dans les zones de bruit de fond, et les coefficients de stripping seront caractéristiques d'un site. Il faut donc calculer, quand c'est possible, les coefficients de stripping sur des zones uniquement constituées de bruit de fond et proches de la zone de l'incident, pour limiter l'influence des variations géologiques sur les résultats. Dans le cas de l'utilisation de la méthode 3W, les contributions du fond Compton des autres radionucléides est interpolée par les deux fenêtres extérieures. De manière générale, la méthode 3W est moins sensible aux interférences d'autres éléments présents.

22.2.2 Paramétrage des méthodes 2W et 3W

Afin de choisir un jeu optimal de fenêtres, il faut prendre en compte 3 critères essentiels à la spectrométrie gamma embarquée. Dans un premier temps, sur un site vierge de toute contamination radioactive, il faut être le moins possible sensible aux variations naturelles. Cela revient à avoir une moyenne de coups la plus proche possible de 0 et avec un faible écart-type (minimisation des résidus). Avec l'altitude, le profil spectral aura tendance à se déformer, augmentant le fond de diffusion à basse énergie, diminuant la proportion de photons directs détectés. Le comptage résiduel va augmenter avec l'altitude et il faut donc, dans un deuxième temps, choisir un paramétrage peu sensible à ces variations d'altitude. Enfin, lorsqu'une signature γ à basse énergie est présente, il faut pouvoir la détecter avec une sensibilité maximale, autrement dit un rapport signal/bruit maximum. La fenêtre IW doit être centrée sur le pic de l'élément à extraire. Dans le cas de ^{241}Am , il s'agit du pic à 59 keV. Le pic ayant un profil gaussien,

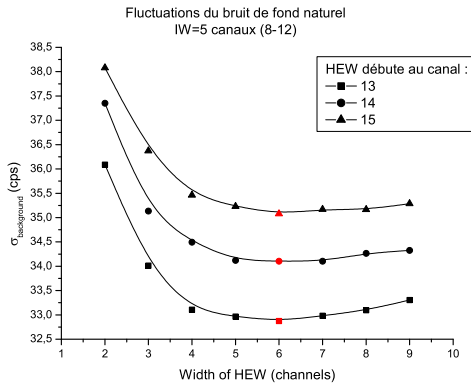


FIG. 22.6 – Fluctuations du bruit de fond avec différents jeux de fenêtre HEW pour la méthode 2W

Méthode	LEW	IW	HEW	σ_{BDF}	$\overline{dC/dZ}$
		(keV)		(cps)	(cps.m ⁻¹)
2W	-	30	36	32.87	1.20
3W	24	30	36	28.93	0.92

TAB. 22.1 – Meilleurs jeux pour 2W et 3W

on peut calculer la proportion du pic pris en compte en fonction de la largeur de la fenêtre d'intégration. Ainsi, une fenêtre de 3 canaux couvre 76% du pic, 5 canaux 95% et 7 canaux 99.5%. On retient comme paramétrage de la fenêtre IW 5 canaux. L'ajustement des fenêtres LEW et HEW permet de réduire la sensibilité au bruit de fond, i.e. réduire le taux de faux positifs sur un site vierge de contamination à basse énergie. L'écart-type des résidus en représenté en Fig. 22.6. Chaque série présente un minimum. Le paramétrage peut donc être optimisé. Les fenêtres contiguës offrent les meilleurs résultats. De même, les fenêtres LEW et HEW influent aussi sur le comportement avec l'altitude. Les résultats du paramétrage sont récapitulés dans le tableau Tab. 22.1.

Un deuxième critère prépondérant dans les deux méthodes des fenêtres repose sur la sensibilité du comptage à l'altitude. En effet, le spectre a tendance à se décaler, se couder vers les basses énergies au fur et à mesure que l'altitude augmente (augmentation du fond Compton) : on compte de moins en moins de photons directs, tandis que la proportion de photons diffusés augmente considérablement. Le rapport entre les méthodes à deux ou trois fenêtres de comptage s'en ressent nécessairement. On peut résoudre ce problème en étudiant l'évolution du coefficient de stripping en fonction de l'altitude. Une loi s'en dégage (Fig. 22.7). Cela évite les faux positifs dus à une élévation soudaine de

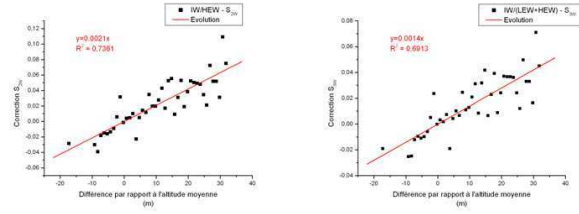


FIG. 22.7 – Évolution du coefficient S2W à gauche et S3W à droite en fonction de l'altitude

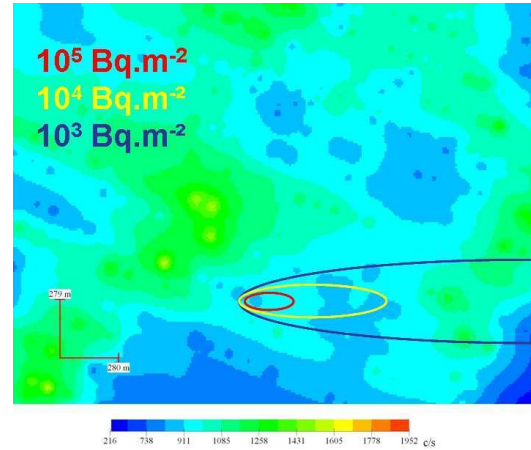


FIG. 22.8 – Insertion d'un signal à basse énergie

l'altitude de vol, au-dessus de l'altitude moyenne (ie altitude du S2W).

22.2.3 Résultats de l'extraction à basse énergie

Toute l'étude préalable a été réalisée sur des sites sans contamination à basse énergie. Pour tester l'extraction, un signal consistant en 3 ellipses d'intensités décroissantes est injecté (Fig. 22.8). Le résultat de l'extraction est visible sur la figure 22.9.

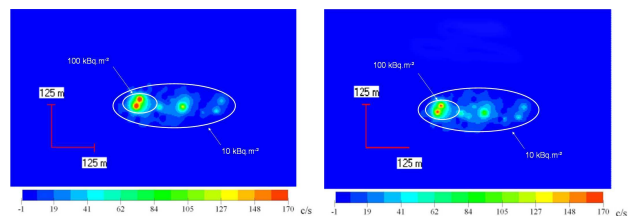


FIG. 22.9 – Extraction avec la méthode 2W à gauche et 3W à droite

22.3 Détection d'anomalie

De nos jours, une nouvelle thématique d'emploi de la spectrométrie gamma apparaît : la surveillance et la lutte contre le trafic de matière radioactive. Pour cela, il faut être capable de détecter dans le spectre total enregistré une anomalie, et par conséquent prendre en compte *tout* le spectre. Alors que précédemment une zone énergétique était spécialement traitée à l'aide d'un algorithme dédié, offrant de bonnes performances dans cette plage énergétique, il faut maintenant développer un algorithme sensible sur tout le spectre. Cette problématique s'inscrit dans une politique de sécurité globale. La surveillance des frontières, des cargos dans un port, de personnes de lieux sont autant de cadres d'application. L'efficacité des détecteurs NaI(Tl) permet l'enregistrement de spectres toutes les secondes. Un spectre issu d'un cristal NaI(Tl) de 4l compte environ 2000 coups. Cette statistique, assez faible, associée à une résolution faible (de l'ordre de 8% à 662 keV) et à la nécessité d'un traitement temps réel, ne permettent pas l'emploi d'algorithme de déconvolution spectrale. Des méthodes de traitement robustes, peu sensibles aux variations des taux de comptage sont à privilégier. La littérature a permis d'identifier deux grandes familles d'algorithmes répondant à ces critères :

1. les algorithmes étudiant les variations d'un paramètre *ad-hoc* par rapport à sa valeur moyenne
2. les algorithmes se basant sur les propriétés stochastiques du rayonnement, mesurant la probabilité qu'une mesure ne soit pas dans la distribution choisie

22.3.1 Algorithmes σ

Les algorithmes σ permettent de quantifier l'écart entre un paramètre T et sa valeur moyenne μ , en prenant comme unité son écart-type σ (Eq. 22.5).

$$T = \mu + N \times \sigma \quad (22.5)$$

A priori, tous les paramètres représentatifs d'un spectre sont des candidats à ce type d'algorithme. Cela va des taux de comptage dans une ou plusieurs fenêtres énergétiques, des rapports de taux de comptage ou encore des vecteurs pentes. Deux algorithmes sont étudiés : IPA, qui utilise les rapports de taux de comptage dans deux fenêtres adjacentes, et fuseau, qui analyse la forme du spectre en passant par les dérivées.

Principe d'IPA La détection d'anomalies est réalisée par l'algorithme IPA (Indice Probable d'Anomalie) en calculant sur chaque spectre acquis le rapport des comptages dans deux bandes d'énergie adjacentes et en le comparant à une valeur de référence représentant le

bruit de fond. Une grande différence entre ces deux valeurs révèle la présence d'une anomalie. L'opération est répétée à intervalles réguliers sur le spectre, et permet la mise en évidence la zone énergétique présentant la plus grande anomalie. Le principe de la méthode est présenté sur la Fig. 22.10.

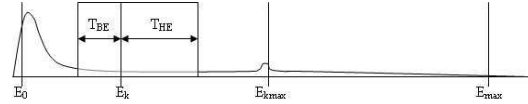


FIG. 22.10 – Principe de IPA

Equations d'IPA La méthode est basée sur la comparaison du comptage à basse et haute énergie. On définit ainsi pour chaque spectre :

$$R_k = \frac{C_{BE}}{C_{HE}} \quad (22.6)$$

L'expression utilisée pour calculer IPA_k à l'énergie de coupure E_k est la suivante (Eq. 22.7) :

$$IPA_k = \frac{R_k - \overline{R_k}}{\sigma_k} \quad (22.7)$$

où $\overline{R_k}$ est la valeur moyenne de R_k calculée sur une zone de bruit de fond et σ_k son écart-type sur cette même zone.

Pour chaque point de mesure, IPA_k est calculé en différentes énergies de coupure espacées de T_k , c'est-à-dire pour E_k variant de T_k au dernier multiple de T_k strictement inférieur à E_{kmax} , ce qui permet de localiser en énergie une éventuelle anomalie. Seule la valeur maximale IPA_{max} est conservée pour chaque point et comparée à une valeur seuil spécifiée par l'utilisateur, au-delà de laquelle on considère que la différence entre R_k et sa moyenne est due à une anomalie émettant entre $E_k - T_{BE}$ et E_k . Cette valeur IPA_{max} sera ensuite appelée *IPA* pour le spectre en question.

Les énergies E_0 et E_{max} sont en pratique respectivement de 40 keV et 2800 keV. La valeur de 40 keV est due au système d'acquisition, et la coupure à 2800 intervient après la fenêtre du ^{232}Th . Cet élément naturel est le dernier à apparaître dans nos spectres, allant de 0 à 3000 keV. Les paramètres dont nous allons étudier l'influence sont donc les largeurs T_{BE} et T_{HE} . Elles seront fixées, ou alors modulées en énergie afin de traduire l'effet d'étalement de pic dû à la résolution du détecteur.

L'écart-type d'IPA sur une zone de bruit de fond sera le critère retenu. Plus il sera faible, avec une distribution approchant une gaussienne (ie. μ proche de 0, σ ,

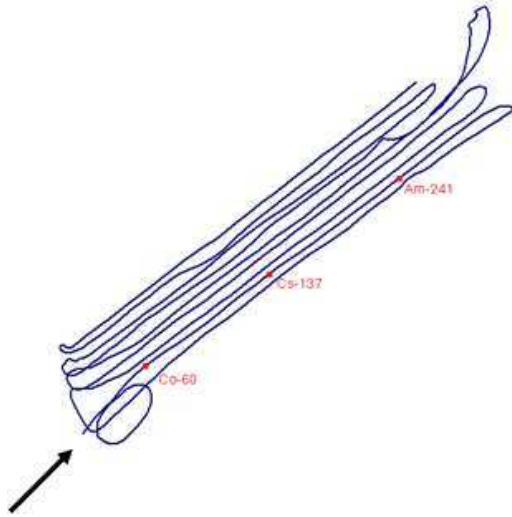


FIG. 22.11 – Survol des sources

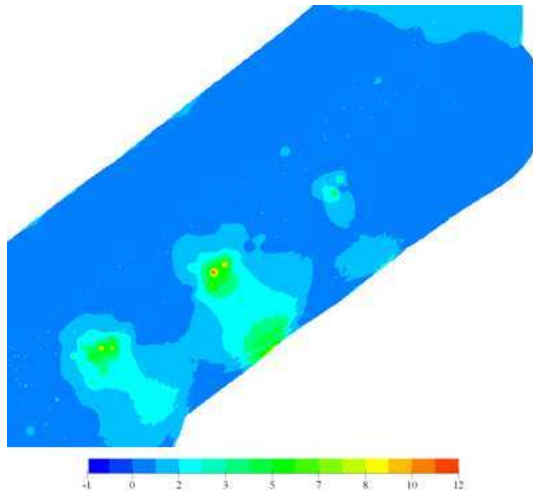


FIG. 22.12 – Résultats du survol avec IPA

kurtosis proche de 3 et asymétrie faible), plus le paramétrage d'IPA sera insensible au bruit de fond. Plusieurs jeux seront donc retenus, puis confrontés sur la détection d'une anomalie avérée. Leur sensibilité sera le critère final.

Algorithme fuseau

L'algorithme fuseau va prendre en compte la forme du spectre et va en dégager un indice indiquant un changement où qu'il soit. Cet algorithme, développé à l'occasion de cette thèse, va calculer les pentes entre deux canaux successifs et détecter si cette valeur dépasse un seuil défini par l'utilisateur en unité de σ . Ce seuil permet de déterminer une enveloppe de tolérance des fluctuations spectrales, un *fuseau*. Cette première étape nécessite l'acquisition d'un bruit de fond. Ce bruit de fond peut être une succession de points considérés

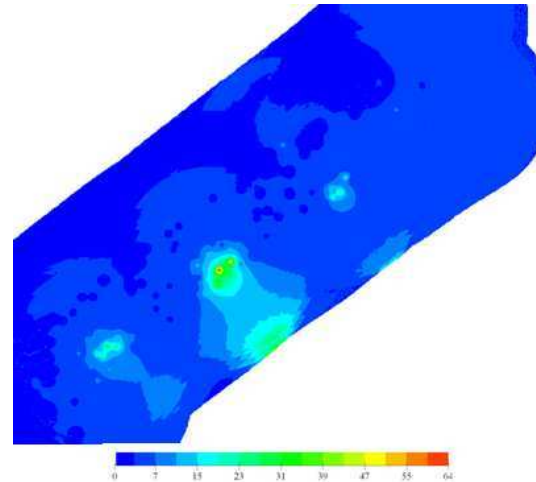


FIG. 22.13 – Résultats du survol avec Fuseau

comme sans anomalie pour un post traitement ou un intervalle temporel. Une fois cette acquisition effectuée, on soustrait à toutes les mesures ces spectres moyens. Un filtrage quadratique est nécessaire, afin de préserver la forme du spectre et d'offrir les meilleures performances.

22.3.2 Algorithmes stochastiques

Les algorithmes stochastiques quant à eux se basent sur les probabilités stochastiques d'émission du rayonnement. Plus précisément, un rayonnement possède une distribution poissonnienne (ou gaussienne dans le cas du Théorème Limite Central). Ayant acquis un certain nombre de mesures de bruit de fond, nous sommes capables d'estimer une moyenne de coups dans une fenêtre énergétique. Lors de la mesure, chaque nouvelle valeur est alors comparée à cette moyenne, et la probabilité que la mesure *ne soit pas* dans la distribution générée est calculée.

C'est sur ce principe qu'est construit l'algorithme TF (pour Taux de Fausse alarme) [4]. Une approximation de TF, nommée TAG et particulièrement efficace pour les forts taux de comptage, est développée juste après. L'algorithme intitulé TAG se base sur les propriétés poissonniennes des rayonnements émis par une source radioactive. Cette méthode va évaluer quantitativement l'information reçue lors de la détection, et donner un indice indiquant la probabilité de se tromper en affirmant que le rayonnement reçu n'est pas dans la distribution générée par le taux de comptage moyen M_2 enregistré pendant une période d'acquisition de bruit de fond.

La probabilité de détecter I particules dues à un signal de taux moyen M_2 vaut :

$$p_1 = \exp^{-M_2} \times \frac{M_2^I}{I!} \quad (22.8)$$

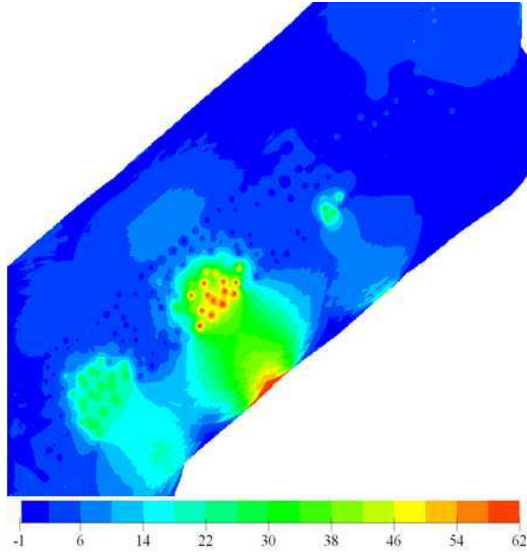


FIG. 22.14 – Résultats du survol avec TAG

D'après [4], cette probabilité vaut

$$PF = \exp^{-M_2} \sum_{J=M_1+1}^{+\infty} \frac{M_2^J}{J!} \quad (22.9)$$

On peut faire l'estimation suivante :

$$\sum_{J=M_1+1}^{+\infty} \frac{M_2^J}{J!} \approx \frac{M_2^{M_1}}{M_1!} \quad (22.10)$$

Un passage aux logarithmes permet de travailler facilement avec PF (Eq. 22.9) :

$$\ln PF = -M_2 + \ln \left(\frac{M_2^{M_1}}{M_1!} \right) \quad (22.11)$$

La formule de Stirling nous permet de simplifier $\ln M_1!$. On écrit alors la quantité I :

$$\ln PF \approx -M_2 + M_1 \ln M_2 - M_1 (\ln M_1 - 1) - 0.5 \ln M_1 \quad (22.12)$$

$$I = -\log \frac{PF}{1 - PF} \quad (22.13)$$

22.3.3 Résultats de TAG

L'algorithme TAG permet la prise en compte de forts taux de comptage (rôle de l'approximation de la somme et passage par Stirling). La trajectoire et la position des sources sont rappelées en Fig. 22.11 et les résultats obtenus avec TAG sont en Fig. 22.14 :

La carte obtenue localise les anomalies, cependant des anomalies élevées sont représentées très loin des

centres. Ceci témoigne d'une hyper-sensibilité des algorithmes stochastiques en spectrométrie embarquée. Ils sont beaucoup plus adaptés à des stations fixes, où peu de paramètres varient. Ils voient ainsi l'anomalie de plus loin qu'un algorithme σ .

22.4 Conclusion

La spectrométrie gamma aéroportée est un outil à vocation opérationnelle de cartographie des retombées ou de surveillance de l'environnement. La mesure effectuée sur des temps très courts est dégradée, et des algorithmes spécifiques doivent être mis en place. Les radionucléides naturels, ainsi que le ^{137}Cs ou le ^{60}Co par exemple, peuvent être extraits avec des algorithmes de recherche de pics ou déconvolution spectrale. Cependant, à plus basse énergie (<400 keV), ces algorithmes ont des performances très dégradées. Un nouvel algorithme, spécialisé dans cette gamme énergétique, a été présenté.

Un second volet d'utilisation, permettant la surveillance d'un site, a été introduit. La nécessité de prendre en compte tout le spectre, et d'en dégager un indice représentant son niveau d'anomalie par rapport aux autres nécessite une autre approche. La mesure l'écart d'un indicateur par rapport à sa valeur moyenne, renvoyé en unité σ ou en prenant en compte la distribution de probabilité de cette indice, sont les deux grandes familles identifiées. Les méthodes probabilistes sont cependant plus adaptées à une surveillance avec une balise fixe.

Références

- [1] Ludovic Guillot. Cartographie gamma aéroportée : Etude de nouvelles méthodes de traitement spectral et de calibration permettant une interprétation qualitative et quantitative des mesures. Thèse de l'Université de Bourgogne. 1996
- [2] Ludovic Guillot. Extraction of full absorption peaks in airborne gamma-spectrometry by filtering techniques coupled with a study of the derivatives. Comparison with the windows method. Journal of Environmental Radioactivity. 53. 2001
- [3] Thane Hendricks. Extraction of point source signals from aerial survey data taken over a Las-Vegas, Nevada, residential area. 1975
- [4] Michel Louis Rambaut, Michel Louis. Détection d'un rayonnement corpusculaire et information. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A248. 1986

Cinquième partie

Modèle Standard

Introduction à la session Modèle Standard

Pauline Bernat

University College London, Londres



“Je vous conseille de suivre le séminaire du CERN...”. Ils l’ont dit ! Si la plupart des formidables doctorants qui ont présenté leurs travaux de recherche dans la session Modèle Standard savaient ce qu’ATLAS et CMS nous réservaient, ils n’ont soufflé mot. Ils l’ont fait ! Quelques mois plus tard, le 4 juillet 2012, ils rentraient dans l’histoire. Le Cern annonçait la découverte d’un boson scalaire compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard, le célèbre boson responsable de la brisure de la symétrie électrofaible. Une nouvelle pièce qui vient de s’ajouter au puzzle élémentaire. Plus qu’une particule, les expériences du LHC ont mis en évidence un mécanisme donnant aux bosons faibles leur masses, tout en permettant aux fermions d’être massifs, grâce aux couplages de Yukawa. S’agit-il du boson de Higgs du Modèle Standard ? Le puzzle est-il maintenant complet ? Probablement pas, mais nous le savions déjà... Le Modèle Standard ne pouvait être au mieux qu’un modèle effectif très approprié aux énergies du LEP. Un formidable nouveau chapitre commence : les propriétés de ce boson (sa masse, son spin, sa phase CP) vont être étudiées en détail et peut être apporter de nouvelles contraintes sur les modèles théoriques en vogue.

Mais restons concentrés sur le présent ! Quelques mots sur les brillants travaux qui ont été exposés dans la session Modèle Standard et sont rapportés dans ces proceedings. Hebert, David, Olivier et Marthe ont présentés leur travaux sur la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans les canaux de désintégration en deux photons et en quatre leptons. Maud a présenté une très belle analyse sur la mesure de la section efficace de production de paire de photons au LHC avec le détecteur ATLAS, avec une méthode de soustraction du fond provenant des jets. Cette étude est essentielle à la bonne connaissance du bruit de fond semi-réductible, mais bien abondant, associé au boson de Higgs dans le canal de désintégration en deux photons. Olivier a présenté son travail sur l’étude du boson de Higgs dans le canal de désintégration en deux photons, avec ATLAS, dans le cas où le boson de Higgs serait produit par *Vector Boson Fusion*. Ce mode de production se distingue par sa production de deux jets à l’avant et l’absence d’activité QCD dans l’intervalle en rapidité. Cette topologie bien particulière permet d’obtenir un

rapport signal sur fond bien supérieur à ceux donnés dans le cas d’une recherche inclusive. Heberth s’est intéressé à la sélection et à l’analyse diphoton toujours dans le canal de désintégration du boson de Higgs en deux photons, avec ATLAS, et présentait déjà un léger excès à 126.5 GeV (2.8 sigma). Ses lèvres étaient scellées mais son sourire en disait long. Marthe a présenté son travail sur la recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration en 4 leptons, toujours avec ATLAS, et a eu la gentillesse de nous présenter un résumé détaillé et instructif sur les résultats du LHC sur la recherche du boson de Higgs. David a présenté une étude prometteuse sur la recherche du boson de Higgs en 4 leptons avec l’expérience CMS. En étudiant les corrections des radiations, sa méthode obtient une nette amélioration de la résolution en masse du système à 4 leptons. Nadir a présenté son étude sur l’optimisation du déclenchement sur les électrons de CMS, clairement essentiel pour le futur. On peut par exemple penser à la mesure de la phase CP du boson scalaire récemment découvert dans le canal en 4 leptons. Diego a présenté un travail remarquable sur la désintégration sans charme du méson B en rho et pion avec LHCb dans le but de mesurer l’angle alpha de la matrice CKM. Et enfin, la speaker des JRJC : Alexandra !, a présenté (et avec quel enthousiasme !), son étude de la mesure de l’angle gamma de la théorie CKM via la désintégration du méson B en méson D et kaon. Son travail portait notamment sur l’étude du système de déclenchement LO hadron (LOtisTosTool, allez, prononcez à haute voix trois fois de suite..), essentiel au contrôle des performances du détecteur HCal.

Merci à tous pour vos travaux et pour la clarté et le dynamisme dans vos exposés. Bonne lecture !

Optimisation du déclenchement sur les électrons dans CMS

Nadir Daci

LLR - École Polytechnique / CNRS



Depuis 2010, le *Large Hadron Collider* (LHC) effectue plusieurs millions de collisions de protons par seconde, à très haute énergie. Dans ces conditions sans précédent, il est crucial de sélectionner directement les collisions au contenu physique le plus intéressant.

Le détecteur CMS (*Compact Muon Solenoid*) utilise un système de déclenchement à deux niveaux. Le premier niveau (L1) utilise des informations grossières pour sélectionner environ 10^5 événements par seconde. Le déclenchement sur les électrons et les photons utilise les informations fournies par le calorimètre électromagnétique de CMS. Il a été optimisé pour les collisions de l'année 2011, et ses performances ont été étudiées.

24.1 Collisions et déclenchement

24.1.1 Le Modèle Standard mis à l'épreuve au LHC

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit avec une excellente précision les interactions fondamentales entre particules élémentaires. Son ingrédient-clé, la brisure de symétrie électrofaible, se produit à travers le mécanisme de Higgs, basé sur un champ scalaire : le champ de Higgs. Afin de renforcer notre compréhension de ces phénomènes, il est nécessaire de prouver l'existence de cette particule et d'étudier les interactions à très haute énergie, avec l'espoir de parvenir à un modèle d'interactions unifiées.

C'est pourquoi un anneau collisionneur de 27 km de circonférence, équipé d'aimants supraconducteurs et de cavités accélératrices, a été construit : le LHC. Deux faisceaux contenant 2808 paquets de 10^{11} protons, accélérés jusqu'à une énergie cinétique de 3.5 TeV, circulent en sens contraires et se croisent toutes les 50 ns au sein de quatre détecteurs, avec une luminosité instantanée qui a atteint $4 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à la fin de l'année 2011, produisant plusieurs millions de collisions par seconde.

Les signaux rares et très recherchés au LHC sont principalement des signaux supersymétriques, le boson de Higgs, et des particules exotiques. Leur section efficace de production est très petite devant celle des processus d'interaction forte, qui dominent dans l'environnement hadronique des collisions de protons.

Un système de déclenchement permet aux détecteurs

de sélectionner directement ces signaux rares lors des collisions. Il définit alors l'espace de phase disponible dans les données enregistrées pour toute analyse ultérieure : nature et topologie des événements, impulsion et énergie des particules détectées...

24.1.2 Un détecteur pour les mesurer tous

L'expérience CMS, collaboration internationale impliquant 3000 personnes travaillant dans 172 laboratoires de 40 pays, est généraliste : CMS détecte, identifie et mesure des signaux (e , γ , μ , π , K ...) issus de la désintégration de particules instables (H , Z , W ...) produites par des processus variés.

Le détecteur CMS, cylindre de 15 mètres de diamètre et 21 mètres de longueur, pesant 12500 tonnes, est composé de plusieurs sous-détecteurs imbriqués : trajectomètre, calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL), détecteurs de muons. Un aimant supraconducteur courbe les trajectoires des particules chargées, ce qui permet la mesure de leur impulsion [1].

Le système de déclenchement de CMS doit exploiter au mieux les informations fournies par le détecteur, le plus rapidement possible car il opère pendant les collisions [2]. La bande passante totale étant limitée à 300 Hz, les taux de déclenchement associés à chaque signal doivent être optimisés en ajustant les algorithmes de sélection : seuils en énergie, coupures d'identification...

24.1.3 Les électrons dans CMS

L'étude des électrons et des photons est cruciale pour l'analyse de nombreuses désintégrations : $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$...

Un électron, produit au centre du détecteur par la collision principale, traverse le trajectomètre de CMS en suivant une trajectoire courbée par le champ magnétique. Il interagit avec la matière rencontrée sur son passage et rayonne des photons de freinage (*Bremsstrahlung*), ce qui lui fait perdre de l'énergie et accentue la courbure de sa trajectoire. L'électron induit des signaux dans les 13 couches de pixels et de bandes de silicium du trajectomètre. Un algorithme de regroupement de ces signaux permet de reconstituer la trajectoire de l'électron. Elle peut être extrapolée, à partir de

signaux dans les couches internes, vers les couches externes, en prenant en compte la courbure due au champ magnétique et au *Bremsstrahlung*.

L'électron initie ensuite une gerbe électromagnétique (EM) dans le ECAL, composé de 75848 cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) répartis en un tonneau et deux bouchons. Ces cristaux sont des pavés dont les dimensions (longueur : 23 cm ; section : $22 \times 22 \text{ mm}^2$) sont de l'ordre de celles de la gerbe. Celle-ci excite des centres scintillateurs : en se désexcitant, ils rayonnent des photons, dont 80% sont émis en 25 ns. Des photodétecteurs les convertissent en signal électrique.

L'énergie d'un électron se répartit entre un dépôt principal, et des dépôts supplémentaires correspondant aux photons de *Bremsstrahlung*. Les cristaux de chacun de ces dépôts sont groupés en agrégats. Ceux-ci sont regroupés en un super-agrégat, afin de reconstituer l'énergie totale de l'électron.

La densité et la résistance aux radiations du tungstate de plomb permettent d'assembler un calorimètre compact, hermétique et finement segmenté, d'une durée de vie adaptée au programme à long terme du LHC. Le ECAL permet d'identifier les électrons et les photons et de mesurer leur énergie avec une excellente résolution (0.5% à 100 GeV).

24.1.4 Déclencher sur les électrons

Au premier niveau du système de déclenchement, la sélection des électrons se base sur des informations de faible granularité en provenance du ECAL, produites et transmises par des cartes électroniques.

Les cristaux du ECAL sont groupés par bandes de 5, orientées en ϕ (angle azimuthal en coordonnées cylindriques). Une carte « très frontale » (VFE : *Very Front End*) amplifie, échantillonne (toutes les 25 ns) et numérise le signal des 5 cristaux d'une bande. Une carte « frontale » (FE : *Front End*) reçoit les échantillons de 5 VFE, et gère donc les signaux de 5 bandes, soit 25 cristaux, groupés en une « tour de déclenchement ». La carte FE stocke ces signaux individuels en attendant la décision de déclenchement du L1. Elle génère également une « primitive de déclenchement », nombre encodant l'énergie transverse¹ totale des 25 cristaux de la tour, et deux variables caractérisant la compacité du dépôt d'énergie.

Les tours sont réparties en 14×18 régions de 4×4 tours. Dans chaque région, la paire de tours adjacentes la plus énergétique forme un candidat L1. Les 4 candidats les plus énergétiques du ECAL sont utilisés pour la décision globale du L1, qui prend également en compte les primitives de déclenchement du HCAL et les can-

didats des détecteurs de muons. Cette décision, basée principalement sur des seuils en énergie (seuils « EG » pour les candidats du ECAL), est prise en $3.5 \mu\text{s}$, et le L1 accepte jusqu'à 10^5 événements par seconde.

Des conditions simples sur les candidats L1 initient des canaux de déclenchement de haut niveau (HLT) : des super-agrégats sont reconstruits dans les régions contenant les candidats L1 du ECAL. Si un super-agrégat est compatible avec une trajectoire reconstruite dans le trajectomètre, leur assemblage forme un électron. Les algorithmes du HLT, plus complexes que ceux du L1, permettent de calculer précisément l'énergie transverse des électrons et des variables d'isolation et d'identification, afin de les sélectionner : le HLT accepte jusqu'à 300 événements par seconde, pour lesquels les signaux intéressants dans le détecteur entier sont enregistrés. L'ensemble des particules présentes dans un événement sélectionné est reconstruit ultérieurement.

24.2 Signaux anormaux

24.2.1 Caractérisation

Les premières prises de données ont révélé l'existence de signaux anormaux dans le ECAL [3]. Ils correspondent au passage d'une particule dans le silicium des APDs (photodétecteurs du tonneau), qui induit un signal isolé de très forte amplitude. Ces signaux ne proviennent pas de gerbes EM ; ils biaisent la mesure de l'énergie des photons et des électrons.

Ces signaux n'ont pas présenté un problème majeur pour le système de déclenchement en 2010, et ont été éliminés efficacement lors de la reconstruction d'électrons et de photons. Cependant, ils dominent la bande passante à haute luminosité et pour des seuils de déclenchement élevés. Jusqu'à 80% du taux de déclenchement du L1, pour un seuil EG de 20 GeV, peut être induit par les signaux anormaux. Il est donc indispensable de les supprimer dès le L1.

Une gerbe EM est contenue à 95% dans un cristal central et ses voisins directs, alors que les signaux anormaux proviennent d'un cristal unique. Le rapport de l'énergie d'un cristal sur celle des 4 cristaux adjacents (*Swiss Cross*) permet alors de distinguer ces deux cas. De plus, la forme temporelle d'un signal anormal diffère de celle d'une gerbe EM, car la durée de scintillation du cristal en est absente, et le signal anormal est désynchronisé de la collision. Ce critère permet une distinction complémentaire entre signal anormal et électromagnétique.

Cependant, si ces critères sont aisément applicables au sein d'algorithmes complexes (HLT, analyses différées), il est plus délicat de les implanter sur l'électronique de déclenchement du L1. Une variable topologique similaire à la *Swiss Cross* est utilisée : une tour de déclenchement contient un signal EM si au moins

¹L'impulsion longitudinale des partons (quarks ou gluons) qu'on collisionne est une fraction inconnue de celle des protons (7 TeV). Leur impulsion transverse est nulle ; les quantités transverses permettent donc d'effectuer un bilan global.

deux cristaux d'une même bande contiennent une énergie transverse au-dessus d'un « seuil d'identification ». La primitive de déclenchement générée par une tour est annulée si la tour ne contient pas un signal EM, et que son énergie transverse est au-dessus d'un « seuil de suppression ».

24.2.2 Optimisation de la réjection

Les seuils d'identification et de suppression peuvent être ajustés pour maximiser la réjection des signaux anormaux tout en minimisant l'impact sur la sélection des électrons par le L1 [4]. Plus le seuil d'identification est élevé, plus les signaux anormaux sont repérés efficacement, du fait de leur amplitude élevée pour un cristal unique. Cependant, pour un électron dont l'énergie est faible et étalée dans des bandes ou des tours adjacentes, la probabilité de trouver deux cristaux au-dessus du seuil d'identification diminue lorsque ce seuil augmente. Il faut alors ajuster le seuil de suppression : un seuil trop élevé ne rejette pas assez les tours contenant des signaux anormaux, mais un seuil trop faible élimine les tours associées aux électrons de basse énergie mal identifiés. Quant aux électrons de haute énergie, ils induisent un signal suffisamment élevé dans les cristaux pour être bien identifiés.

Pour optimiser la valeur des deux seuils, des données ont été enregistrées sans réjection au L1. Une simulation du système de déclenchement a permis de tester plusieurs configurations : 3 seuils de suppression (8, 12, 18 GeV) combinés avec 6 seuils d'identification (152, 258, 289, 350, 456, 608 MeV). Chaque signal anormal identifié dans les données (*Swiss Cross*, critère temporel) est associé à un candidat L1 présent dans la région RCT correspondante. La simulation permet d'évaluer la fraction de candidats L1 qui seraient éliminés par une configuration donnée (réjection). De même, les électrons reconstruits dans les données sont associés à des candidats L1, et la fraction des candidats non éliminés (efficacité de sélection) est évaluée.

La figure 24.1 montre l'efficacité de sélection des électrons en fonction de la réjection des signaux anormaux, pour un seuil de suppression de 8 GeV : chaque point représente une valeur du seuil d'identification. La configuration optimale utilise un seuil de 258 MeV, qui permet de rejeter 96% des signaux anormaux au niveau 1, tout en conservant 98% des candidats L1 associés à des électrons (99.6% pour $E_T(\text{électron}) > 20$ GeV).

Cette configuration a été testée en direct lors des premières collisions de l'année 2011. Elle a permis de diviser le taux de déclenchement par 3 (resp. 10) pour un seuil EG de 12 GeV (resp. 30 GeV), optimisant ainsi la bande passante du L1 consacrée aux électrons et photons.

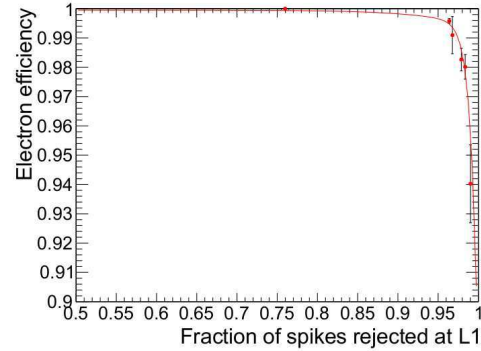


FIG. 24.1 – Efficacité de sélection des électrons en fonction de la réjection des signaux anormaux au L1.

24.3 Efficacité de déclenchement

Pour déterminer si un électron déclenche un seuil EG au niveau 1, il est associé au candidat L1 présent dans la région contenant la tour où l'électron a déposé le plus d'énergie. L'énergie transverse du candidat L1 est alors comparée au seuil EG.

Les événements considérés sont ceux dont l'enregistrement a été déclenché par un seul électron. Les électrons sont sélectionnés par une méthode dite de « Tag and Probe », qui applique des coupures sévères d'identification (étalement du dépôt d'énergie, concordance géométrique trajectoire/dépôt, rapport H/E : énergies déposées dans HCAL et ECAL) et d'isolation (trace et dépôts ECAL et HCAL), et identifie des paires e^+e^- compatibles avec la désintégration d'un boson Z (masse invariante de la paire comprise entre 60 et 120 GeV). L'électron qui a déclenché l'enregistrement de l'évènement est le « Tag », l'autre est le « Probe ». Les probes constituent alors une population d'électrons très pure et non biaisée au niveau 1.

La figure 24.2 montre l'efficacité de déclenchement (fraction de probes qui déclenchent le L1) en fonction de l'énergie transverse des électrons, pour un seuil EG de 15 GeV : la courbe noire (respectivement rouge) représente les électrons présents dans le tonneau (respectivement les bouchons) du ECAL [4].

La largeur de la zone d'inflexion de ces courbes est en grande partie due à la faible granularité de l'information utilisée par le L1 : seules des paires de tours de déclenchement sont utilisées pour former des candidats, ce qui limite la résolution du L1 pour la mesure de l'énergie. En particulier, les photons de *Bremsstrahlung* rayonnés par l'électron ne sont pas pris en compte. D'autre part, les cristaux perdent de leur transparence au cours du temps. Cet effet peut être quantifié et corrigé lors de reconstructions ultérieures des électrons, mais de telles corrections ne sont pas disponibles actuellement au L1.

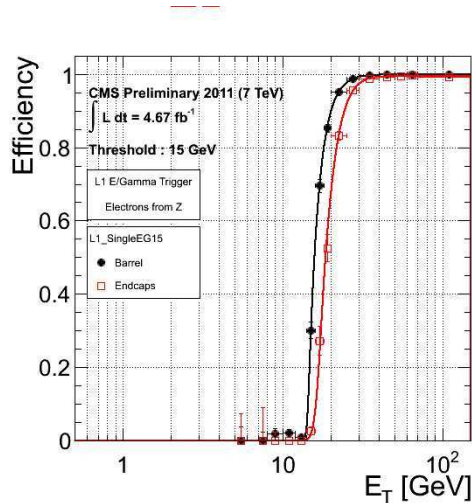


FIG. 24.2 – Efficacité de déclenchement sur des électrons du tonneau (noir) et des bouchons (rouge) en fonction de leur énergie transverse (seuil : 15 GeV).

Les électrons qui se dirigent vers les bouchons traversent le détecteur sur une longueur plus importante, et rencontrent plus de matière, que ceux qui se dirigent vers le tonneau. Par conséquent, ces électrons perdent plus d'énergie par *Bremsstrahlung*, ce qui élargit la zone d'inflexion de la courbe correspondant aux bouchons. La présence de détecteurs de pied de gerbe devant les bouchons engendre également une perte d'énergie pour les électrons qui les traversent. Ces dépôts d'énergie sont pris en compte lorsque les électrons sont reconstruits, mais ils ne sont pas accessibles au L1. Ainsi, le point d'inflexion de la courbe correspondant aux bouchons est décalé vers une énergie plus élevée.

La source principale d'inefficacité vient de tours de déclenchement problématiques que l'on masque : 0.2% (respectivement 1.3%) des tours du tonneau (respectivement des bouchons). Cette inefficacité est indépendante de l'énergie de l'électron ; les plateaux des courbes sont à 99.7% (tonneau) et 98.8% (bouchons).

L'impact de l'élimination des signaux anormaux est négligeable, mais requiert une optimisation plus poussée pour maintenir son efficacité dans les conditions futures.

24.4 Problème de l'empilement

À chaque croisement de faisceau, des collisions additionnelles (empilement) ont lieu, en nombre directement lié à la luminosité instantanée fournie par le LHC. Celle-ci augmente régulièrement : elle est passée de $10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à plus de 4×10^{33} en 2011, et atteindra probablement 7×10^{33} en 2012. Dans ce contexte, une nouvelle optimisation de la suppression des signaux

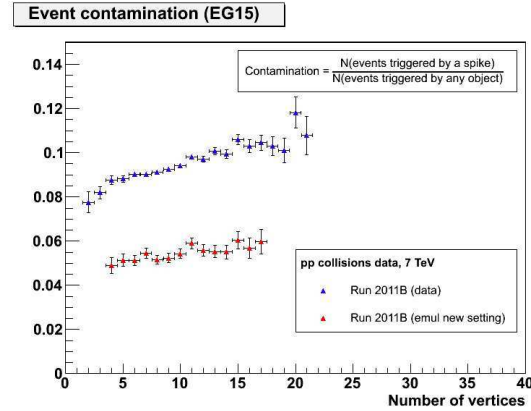


FIG. 24.3 – Contamination du L1 par des signaux anormaux, en fonction du nombre de collisions additionnelles.

anormaux est nécessaire.

En effet, les collisions additionnelles engendrent une quantité importante de particules supplémentaires, qui déposent de l'énergie dans l'ensemble du ECAL. La probabilité que deux cristaux adjacents contiennent un signal au-dessus du seuil d'identification est alors plus élevée, et un signal anormal peut être identifié comme une gerbe EM.

La contamination, définie comme la fraction d'événements où un signal anormal déclenche le L1, dépend donc du nombre de collisions additionnelles. La figure 24.3 représente la contamination en fonction du nombre de collisions additionnelles, pour un seuil EG de 15 GeV. Elle augmente linéairement avec l'empilement.

Les points bleus représentent la contamination mesurée dans les données de l'année 2011. Les points rouges représentent la contamination après simulation d'un nouveau point de fonctionnement de l'algorithme de réjection : un seuil d'identification de 370 MeV et un seuil de suppression de 12 GeV permettent de diviser par 2 la contamination, et de la rendre quasiment indépendante de l'empilement. Les performances du déclenchement sur les électrons ont également été vérifiées : elles se maintiennent au même niveau, le nouveau point de fonctionnement ayant aussi un impact négligeable sur le signal.

24.5 Conclusion

Durant l'année 2011, la luminosité instantanée des collisions produites par le LHC est passée d'environ $10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à plus de $4 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. L'optimisation des performances du déclenchement sur les électrons a été un défi majeur, et la réjection des signaux anormaux un problème critique.

Une reprogrammation de l'électronique frontale a

permis de mettre en place un algorithme de réjection optimal au premier niveau de déclenchement. La quasi-totalité des signaux anormaux est éliminée, avec un impact négligeable sur le déclenchement sur les électrons, dont les performances sont globalement excellentes et démontrent la flexibilité du système.

L'empilement atteindra en moyenne 35 collisions additionnelles par événement en 2012, et une nouvelle configuration de la suppression des signaux anormaux devrait permettre de maintenir les performances du déclenchement dans ces conditions. De plus, une correction hebdomadaire de la perte de transparence des cristaux sera mise en place au L1, afin de maintenir l'efficacité de déclenchement sur les électrons, dans un contexte d'irradiation intense des cristaux.

Références

- [1] "The CMS experiment at the CERN LHC", by the CMS collaboration, 2008, JINST 3 S08004
- [2] "CMS TRIDAS project technical design report, vol. 1, the trigger systems", by the CMS collaboration, 2000, CMS TDR CERN/LHCC 2000-38
- [3] "Anomalous APD signals in the CMS Electromagnetic Calorimeter", David A. Petyt for the CMS collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research
- [4] "CMS Level-1 Electron/Photon trigger performance", Nadir Daci for the CMS collaboration, PoS(EPS-HEP2011)407

Recherche du boson de Higgs dans le processus de production de fusion de bosons vecteurs et étude du système de *trigger* de photons avec ATLAS au LHC

Olivier Davignon

*LPNHE des Universités Paris VI et Paris VII,
IN2P3/CNRS, F-75252 Paris, France*



Dans le modèle standard (SM), l'introduction d'un champ scalaire avec une valeur moyenne non-nulle est responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, donnant par ce biais des masses aux bosons intermédiaires W^\pm et Z^0 et régularisant les divergences à haute énergie des couplages quartiques des bosons faibles [1]. Ce champ scalaire conduit à l'existence théorique d'une particule élémentaire massive supplémentaire dans le SM appelée le boson de Higgs. En dépit des efforts passés, le boson de Higgs n'a pas encore pu être observé. Plusieurs domaines de masse ont en revanche été exclus à 95% de niveau de confiance, notamment les régions en masse du boson de Higgs en dessous de 114.4 GeV et de 141 à 476 GeV [2],[3]. La recherche du boson de Higgs du modèle standard est au centre du programme conduit par l'expérience ATLAS au LHC. Le canal où le boson de Higgs se désintègre en deux photons a une importance particulière, à cause de sa grande sensibilité à basse masse.

25.1 Prédictions théoriques

D'après les prédictions théoriques du SM, le boson de Higgs est produit avec une section efficace de l'ordre de 10 pb , selon 4 processus dominants représentés à l'ordre dominant en perturbation à la figure 25.1 : la fusion de gluons à travers une boucle de quarks top, la fusion de bosons vecteurs (VBF), la production associée avec un W^\pm ou un Z^0 et finalement la production en association avec une paire de quarks top-antitop. Le boson de Higgs peut ensuite se désintégrer dans une multitude de canaux, dont les rapports d'embranchement dépendent de la masse prédite du boson de Higgs. Pour m_H entre 110 et 150 GeV, le rapport d'embranchement vers une paire de photons est de l'ordre du millièrme, conduisant à une section efficace $H \rightarrow \gamma\gamma$ de l'ordre de 10 fb . Ce canal bénéficie d'un niveau de bruit de fond acceptable et est le plus sensible dans la région en masse où la présence du boson de Higgs est la plus probable. En effet, l'ajustement des paramètres dans le secteur électrofaible favorise un boson de Higgs à basse masse, avec $m_H = 95.7_{-24.2}^{+30.3} \text{ GeV}$ [2]. L'autre avantage du canal di-photon est la reconstruction complète de l'énergie et de

la direction¹ des photons qui permet une mesure de la masse du boson de Higgs, dans l'éventualité où celui-ci serait découvert.

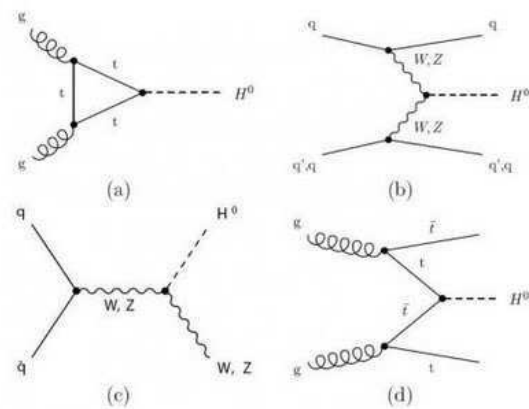


FIG. 25.1 – Les processus de production dominants du boson de Higgs du modèle standard, représentés par un diagramme de Feynman à l'ordre dominant en perturbation. (a) fusion de gluons. (b) fusion de bosons vecteurs (VBF). (c) Production associée avec un W ou un Z (*Higgsstrahlung*). (d) Production associée avec une paire top-antitop.

25.2 Topologie des événements

Les différents processus de production du boson de Higgs conduisent à des états finals avec des topologies caractéristiques. En particulier, la VBF se démarque du bruit de fond par la présence de deux jets à l'avant (à grande pseudo-rapidité), résidus des partons ayant émis les bosons vecteurs (cf. figure 25.1b). L'impulsion transverse du boson de Higgs compense celle des jets de hautes énergies et est donc en moyenne plus haute que le bruit de fond (une analyse complète du bruit de fond est disponible dans le Proceeding d'H. Torres [5]). Le processus de production par VBF n'échange pas de couleur à son vertex : la présence supplémentaire de jets centraux est donc pour une grande part supprimée. La VBF est très largement dominante dans les modèles alternatifs au SM où le boson de Higgs n'interagit pas

¹En physique aux collisionneurs, le système de coordonnées suivant est généralement utilisé : z est selon la direction du faisceau, θ est l'angle par rapport à cet axe dans le plan transverse au faisceau. Enfin, ϕ est l'angle azimuthal. La pseudorapidité est donnée par $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$

avec les fermions (par exemple le modèle du Higgs fermiophobe). Ces caractéristiques permettent en principe de séparer la VBF du bruit de fond et des autres processus de production.

Le boson vecteur issu de la production associée avec un W ou un Z cf. figure 25.1c) peut se désintégrer en une paire de particules dont la masse invariante est celle de la particule mère. Il est donc possible de sélectionner ces événements en coupant sur la masse invariante des produits de désintégration du boson vecteur (leptons ou jets). De plus, le boson de Higgs reculant contre ce boson vecteur est donc généralement *boosté*.

La VBF et la production associée, en plus de disposer de caractéristiques autorisant une séparation potentiellement importante vis-à-vis du bruit de fond, permettent de sonder une physique différente de la fusion de gluons. En effet, ces modes mettent en jeu directement les couplages du boson de Higgs avec les bosons vecteurs dont la mesure a une grande importance dans la compréhension de la brisure de symétrie électrofaible.

25.3 Sélection des événements

25.3.1 Construction du lot de données

Le détecteur ATLAS est utilisé pour reconstruire les événements de collision proton-proton donnés par le grand collisionneur de hadrons (LHC). Ils sont sélectionnés par un système de déclenchement (*trigger*) qui requiert deux objets photons avec une énergie transverse E_T supérieur à 20 GeV. Il est également demandé aux événements d'avoir deux photons complètement reconstruits.

La reconstruction des événements repose sur plusieurs sous-détecteurs : le détecteur à pixels, les trajectographes à semi-conducteurs et à rayonnement de transition et le calorimètre électromagnétique où les photons déposent la plus grande part de leur énergie. Il est demandé aux événements :

- au moins un vertex primaire avec 3 traces associées, pour lesquelles le moment transverse doit être supérieur à 0.4 GeV ;
- les photons, reconstruits à partir des cellules électromagnétiques, doivent se situer en dehors d'une région où $|\eta| \in [1.37, 1.52]$ (zone de transition entre la partie centrale et les modules avant du calorimètre), et $|\eta| < 2.37$;
- $p_T^{\text{lead } \gamma} > 40$ GeV pour le photon le plus énergétique et $p_T^{\text{sublead } \gamma} > 25$ GeV pour le deuxième ;
- les photons doivent être isolés d'une activité hadronique trop importante et identifiés par des critères portant sur la forme et l'extension du dépôt EM.

La masse invariante de la paire de photons calculée à partir du lot de données final est représentée à la figure 25.2, pour les événements avec $100 < m_{\gamma\gamma} < 160$. Pour étudier le signal du Higgs du SM, plusieurs générateurs Monte-Carlo sont utilisés. PowHeg est utilisé pour simuler les événements venant du processus dominant, la fusion de gluon, et pour la VBF ; PYTHIA est utilisé pour tous les types de productions associées. Une simulation complète de la géométrie et de la réponse du détecteur est faite à l'aide de GEANT 4. Les échantillons MC sont produits avec des interactions multiples de telle sorte que le niveau généré d'empilement des collisions soit proche de celui observé dans les données collectées. La même sélection est appliquée sur le MC que sur les données. Le sections efficaces des générateurs sont normalisées aux prédictions NNLO, exceptée pour le processus $t\bar{t}$ pour lequel seul la prédiction NLO est disponible. La quantité prédite d'événement du SM, en fonction de la masse du boson de Higgs, est présentée dans le tableau 25.1. Elle est dominée par la fusion de gluon alors que la VBF représente approximative 10% du total.

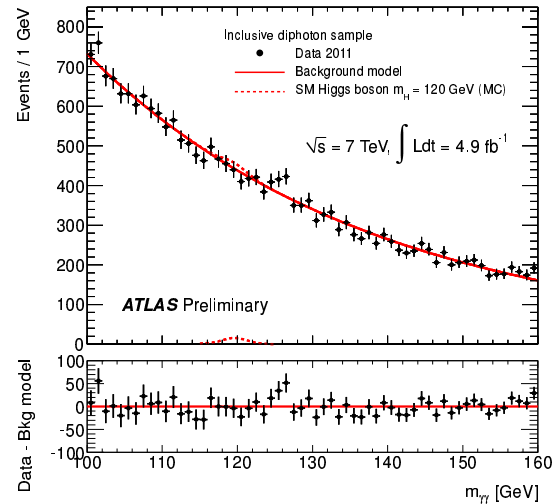


FIG. 25.2 – Masse invariante de la paire de photons calculée pour les événements reconstruits à partir des données collectées par ATLAS en 2011 (points), représentant environ 4.91 fb^{-1} de données. La forme du signal attendu du boson de Higgs du modèle standard pour $m_H = 120$ GeV est représentée en pointillés.

25.3.2 Catégorisation des événements

Plusieurs catégories d'événements sont définies. Elles reposent sur la topologie et la cinématique spécifiques de certains événements. Il est alors possible de bénéficier de rapports signal sur bruit différents selon la catégorie, ce qui améliore la sensibilité au boson de Higgs. L'analyse actuelle repose sur 9 catégories qui sont définies selon trois critères : le statut de conversion des photons, les régions où se trouvent les photons et l'impulsion transverse de la paire par rapport à l'axe de poussée [4].

25.3.3 Pointage vers le vertex primaire

L'incertitude sur la mesure de l'angle (entrant dans la résolution en masse du boson de Higgs) est dominée par la méconnaissance de la position du vertex primaire d'où sont issus les photons. Deux techniques existent actuellement pour repérer le vertex primaire : utilisation des traces, celui disposant de celles avec les plus hautes impulsions au carré étant retenu ; utilisation du croisement entre les directions des photons reconstruites dans le calorimètre électromagnétique, le vertex le plus proche étant retenu. L'utilisation conjointe des deux techniques permet d'atteindre une résolution sur la mesure de la position qui est de 5 à 20% meilleure que dans le cas de la première méthode seule [4]. La figure 25.3 illustre l'amélioration obtenue sur la résolution en masse invariante de la paire diphoton simulée par le MC.

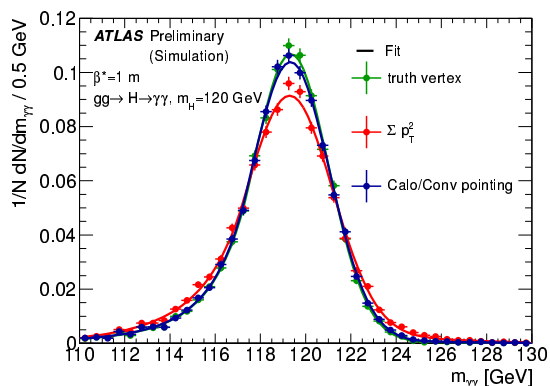


FIG. 25.3 – Evaluation du gain du pointage sur la résolution en masse invariante de la paire de photons. Le spectre est plus fin dans le cas de l'utilisation des deux techniques ensemble que dans le cas de la technique $\Sigma(p_T^2)$ seule et il se rapproche du vertex vrai.

TAB. 25.1 – Quantité de signal attendue dans ATLAS pour une luminosité de 4.91 fb^{-1} en fonction de la masse générée par le MC.

m_H [GeV]	110	115	120	125	130
Événements	69.9	71.5	70.9	68.3	63.7
m_H [GeV]	135	140	145	150	
Événements	57.5	49.8	40.8	30.6	

25.4 Le *trigger* d'ATLAS

Le système de déclenchement (*trigger*) a pour but de réduire la quantité d'événements délivrée par le LHC et de la rendre compatible avec les capacités de traitement hors-ligne (*offline*) et de stockage des données. Cela doit être réalisé en rejetant un grand nombre d'événements tout en conservant ceux, rares, mettant en jeu des processus physiques intéressants.

Au seuil de fonctionnement actuel, le croisement des paquets de protons dans le LHC a lieu à une fréquence $\mathcal{O}(10)$ MHz et chaque croisement conduit en moyenne à environ ~ 20 interactions. La fréquence d'événements conservés, à cause des raisons invoquées ci-dessus, doit être réduite par le *trigger* à 200 Hz.

Le système de *trigger* et d'acquisition des données d'ATLAS est basée sur trois niveaux de sélection :

1. le Level 1 (L1) : basée sur de l'électronique (*hardware*), il permet de passer la fréquence des événements de 40 MHz à 10 kHz. Pour cela, il utilise des données simples qui viennent des différents sous-détecteurs. Le travail du L1 consiste principalement à déterminer si la somme totale des énergies contenues dans les cellules dans une région de taille donnée dépasse un certain seuil. La décision de conserver un événement ou de le rejeter doit être prise en moins de quelques microsecondes ;
2. le Level 2 (L2) : basée sur du logiciel (*software*), il permet de passer la fréquence des événements de 10 kHz à 1 kHz. Le L2 utilise notamment des données qui concernent la forme de la gerbe ;
3. l'Event Filter (EF) : *software*, il réduit les données à une fréquence de 200 Hz en utilisant pour la réjection des variables assez proches de celles utilisées à analyse *offline*.

Une gerbe ayant franchi tous les niveaux de *trigger* est considérée comme un candidat photon de *trigger*. Il faut faire en sorte que les échantillons de candidats photons soient les plus purs possible (non contaminés) et que le *trigger* ne rejette pas trop d'événements mettant en jeu de bons candidats photons. Il est donc nécessaire d'examiner les performances de toute sélection, notamment de celles venant du *trigger*. Dans le cas général, il est possible de définir l'efficacité de *trigger* directement à partir des données à l'aide de trois méthodes.

25.4.1 *Bootstrap*

La méthode de *bootstrap* consiste en l'utilisation d'un échantillon d'événements qui passent le niveau L1 de *trigger* (à ce stade les niveaux L2 et EF ne sont pas sélectifs - *pass-through*). Sont conservés uniquement les éléments de cet échantillon qui passent aussi une sélection *offline* pour les photons. Le nombre d'éléments dans cet échantillon \mathcal{E} est noté $N_{offline+L1}$.

Pour mesurer l'efficacité de *trigger* au niveau L2, il est calculé le nombre de ces photons qui auraient aussi passé les sélections du L2, noté $N_{offline+L1+L2}$. L'efficacité au niveau L2 est donnée par :

$$\epsilon_{\gamma}^{L2} = \frac{N_{offline+L1+L2}}{N_{offline+L1}} \quad (25.1)$$

Pour le niveau EF, il est aussi requis pour les photons

d'avoir passé le niveau L2. L'efficacité devient, au niveau EF :

$$\epsilon_{\gamma}^{EF} = \frac{N_{offline+L1+L2+EF}}{N_{offline+L1+L2}} \quad (25.2)$$

25.4.2 Tag & Probe

Cette méthode est basée sur l'utilisation d'un échantillon d'événements diphotons ; pour chaque événement il est requis qu'au moins deux photons aient franchi la sélection *offline* et un ait franchi la sélection de *trigger* (*tag*), le deuxième étant le photon *probe* sur lequel l'efficacité de *trigger* est mesurée. Celle-ci est alors calculée en faisant le rapport du nombre de photons *probes* ayant franchi la sélection de *trigger* sur le nombre total de photons *probes*.

25.4.3 Extrapolation $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

Il est possible de disposer d'un échantillon pur d'électrons en utilisant la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Les électrons et les photons ayant des signatures relativement similaire dans le calorimètre électromagnétique, il est commode d'évaluer l'efficacité de *trigger* des photons en calculant celle des électrons, en requérant pour chaque événement que deux électrons passent les sélections *offline* pour les photons. La procédure appliquée consiste d'abord à sélectionner des événements e^+e^- avec une masse invariante proche de celle du Z ; les électrons doivent ensuite passer les critères de sélection du *trigger* électromagnétique.

La valeur de l'efficacité de *trigger* relativement à l'*offline* est ainsi obtenue par le calcul du rapport : nombre de candidats passant la sélection *offline* et de *trigger* sur le nombre de candidats qui ne passent que la sélection *offline*. Parfois une fonction de transfert électron vers photon est nécessaire pour prendre en compte les différences entre la signature d'un électron et d'un photon.

25.4.4 Résultats

L'efficacité du *trigger* à un photon en fonction de l'énergie transverse du photon est représentée sur la figure 25.4. Elle a été calculée à l'aide de la méthode du *bootstrap*. L'efficacité pour un *trigger* à deux photons² à seuil symétrique pour les deux photons peut-être calculée à partir de l'efficacité de *trigger* à un photon en négligeant les corrélations :

$$\epsilon_{diphoton\ trigger} = 1 - (1 - \epsilon_{photon\ trigger})^2 \quad (25.3)$$

²utilisé pour la sélection des candidats dans cette analyse

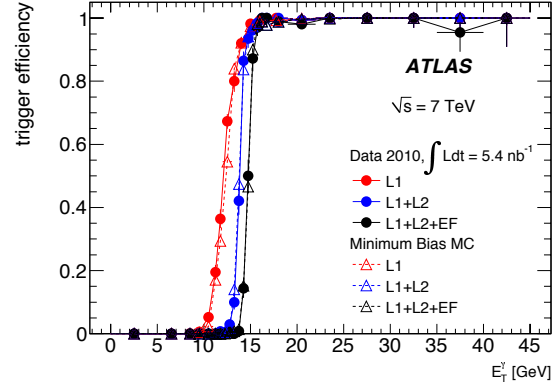


FIG. 25.4 – Efficacité de *trigger* de $g15_loose$ (*trigger* à un photon coupant à une énergie de 15 GeV), en fonction de l'énergie transverse du photon testé, calculé sur les données (cercles) et un échantillon Monte-Carlo (triangles). La montée peut être modélisée par la convolution entre une marche d'escalier et une Gaussienne caractérisant la résolution en énergie du *trigger*.

25.5 Paramétrisation du signal

Il est nécessaire de prévoir la forme du signal du boson de Higgs : plus le pic est étroit, plus il est facile de le voir dans le spectre de la masse invariante des diphotons. La largeur observée du Higgs met en jeu la résolution du détecteur et la largeur intrinsèque du boson de Higgs. Cette dernière suit l'équation suivante :

$$\Gamma_H = \frac{3g}{128\pi m_W^2} m_H^3 \text{ GeV} \quad (25.4)$$

Dans la région où $m_H \in [110; 150]$ GeV, la largeur intrinsèque du Higgs n'excède pas 10^{-1} GeV, alors que la résolution du détecteur est de l'ordre du GeV. Le modèle choisi pour l'ajustement du signal est la convolution entre une Crystal Ball, afin de décrire le cœur de la distribution et d'une Gaussienne afin de décrire les queues. L'ajustement est réalisé sur les échantillons Monte-Carlo. Pour l'échantillon avec une masse générée $m_H = 120$ GeV, le cœur de la distribution a une résolution comprise entre 1.4 et 2.1 GeV, en fonction de la catégorie considérée. Le résultat de l'ajustement à cette masse pour l'échantillon inclusif est représenté sur la figure 25.5.

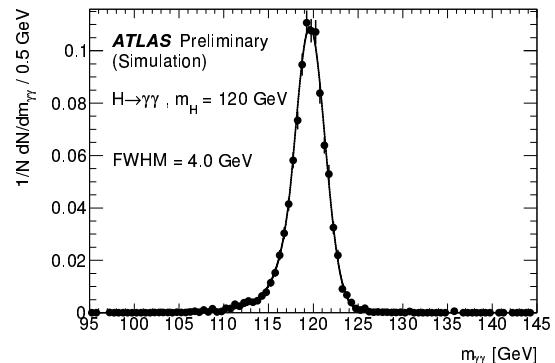


FIG. 25.5 – Ajustement du modèle pour le signal sur les événements Monte-Carlo, pour une masse simulée $m_H = 120$ GeV (échantillon inclusif non catégorisé)

25.6 Incertitudes systématiques

Trois types de systématiques sur le signal sont identifiés pour cette analyse : celles affectant le nombre d'événements de signal attendus ; celles qui concernent la résolution en masse invariante et enfin celles qui ont trait à la migration d'événements entre les catégories. Elles sont compilées dans le tableau 25.2. Les incertitudes systématiques sur l'identification des photons et leur résolution en énergie dominant. Les incertitudes systématiques liées au modèle choisi pour le bruit de fond sont détaillées dans le Proceeding d'H. Torres [5].

TAB. 25.2 – Incertitudes systématiques sur le signal

Sur la quantité de signal prédite	
Reconstruction des photons et l'ID	$\pm 15\%$
Effet de l'empilement sur la reco. et l'ID	$\pm 4\%$
Efficacité de la coupure sur l'isolation	$\pm 5\%$
Efficacité de <i>trigger</i>	$\pm 1\%$
Section efficace	$+15\%$ -11%
Acceptance venant de la modélisation du p_T	$\pm 1\%$
Luminosité	$\pm 3.9\%$
Sur la résolution en masse	
Résolution en énergie du photon	$\pm 12\%$
Calibration en énergie de l'interpolation $e \rightarrow \gamma$	$\pm 6\%$
Effet de l'empilement sur la résolution	$\pm 3\%$
Mesure de l'angle des photons	$\pm 1\%$
Sur les migrations entre catégories	
Migration venant des catégories en p_{Tt}	$\pm 8\%$
Migration venant des cat. en η -conversions	$\pm 4.5\%$

25.7 Perspectives d'amélioration

Deux approches peuvent être envisagées afin d'augmenter la sensibilité à un éventuel boson de Higgs : une amélioration des performances de détection et d'identification des photons ou une amélioration de l'analyse.

Une amélioration des performances peut passer par une maîtrise accrue et une compréhension plus profonde de la résolution du détecteur. Une calibration plus précise de l'énergie des photons, par exemple à partir d'échantillons dibosons $Z\gamma$, permettrait des gains de plusieurs pour-cent sur la résolution. Cela rendrait l'éventuelle résonance du boson de Higgs plus étroite et donc visible. Il est aussi possible d'envisager une identification des photons basée sur une analyse multivariée³ portant sur la forme de la gerbe électromagnétique. Cela permettrait une meilleure réjection du bruit de fond issu de faux photons.

L'amélioration de l'analyse peut se baser sur l'exploitation de variables cinématiques et topologiques supplémentaires ($\cos(\theta^*)$, $p_T^{\gamma\gamma}$, etc.). Une analyse multivariée

³ Arbres de décision, réseau de neurones, etc.

de celles-ci peut conduire à des gains importants en termes de sensibilité. Toutefois, la maîtrise de la forme des bruits de fond après ce type de discrimination représente un challenge important. Il est enfin possible d'exploiter les différences qui caractérisent la production VBF vis-à-vis des bruits de fonds, notamment la présence de jets à l'avant. Une analyse en catégories exclusives $H \rightarrow \gamma\gamma + n \text{ jets}$, qui permet de séparer en partie la VBF des autres processus, a un potentiel important (cf. figure 25.6 et référence [7]) en terme de performances et de discrimination entre les modèles (SM ou fermiophobic, par exemple).

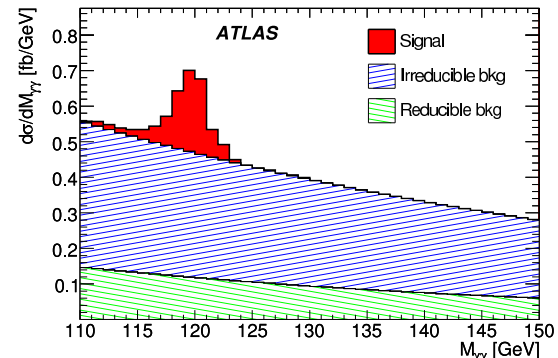


FIG. 25.6 – Spectre obtenu par simulation MC de la masse invariante de la paire diphoton dans une catégorie exclusive où les événements présentent deux jets à l'avant, avec une haute masse invariante, et l'absence de jets centraux. En hachuré sont représentés les bruits de fond attendus et en plein le signal attendu, pour une énergie de 14 TeV dans le centre de masse.

25.8 Conclusion

La recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton est très prometteuse à basse masse. L'analyse actuelle des données 2011 d'ATLAS conduit à l'exclusion du boson de Higgs dans certaines zones de masse et à l'observation de déviations par rapport aux prédictions du modèle standard. Ces résultats sont disponibles dans les références [4],[5]. Le potentiel d'ATLAS n'est pourtant pas encore exploité à son maximum : l'amélioration des performances de reconstruction et de l'analyse conduira prochainement à une sensibilité accrue au boson de Higgs du modèle standard. Une réponse définitive sur la découverte où l'exclusion de celui-ci aura probablement lieu au terme de l'année 2012.

Références

- [1] Peter W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508-509 (1964)
- [2] G. Abbiendi, et al., *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys. Lett. B **565** :61-75 (2003)

-
- [3] The CDF, D0 Collaborations, the Tevatron New Phenomena, Higgs Working Group, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb-1 of Data*, arXiv :1107.5518v2 [hep-ex] (2011)
 - [4] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with 4.9 fb-1 of ATLAS data at sqrt(s)=7 TeV*, ATLAS-CONF-2011-161(2011)
 - [5] Heberth Torres, in these proceedings (2012).
 - [6] ATLAS Collaboration, *Measurement of the isolated diphoton cross section in pp collisions at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. D **85.012003** (2012)
 - [7] The ATLAS Collaboration, *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics*, arXiv :0901.0512 [hep-ex] (2008)

Analysis of the Charmless decay
 $B^0 \rightarrow \rho\pi$ in the LHCb
experiment

Diego Alejandro Roa
Laboratoire de Physique
Corpusculaire, Clermont-Ferrand



In the standard model of fundamental particles, the weak interaction in the quark sector is driven by the Cabbibo-Kobayashi-Maskawa matrix. In this model this matrix is unitary, implying some unitarity relations for its elements. One of those relations can be expressed as a triangle in the complex plane. It is presented here some method to obtain the angle α of the apex of the triangle, using the decay $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. In order to obtain the data from the LHCb experiment, trigger and offline selections have been implemented. The preliminary results from these selections are presented with data taken in 2010 and 2011.

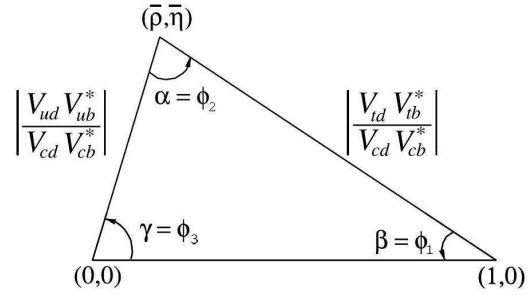


FIG. 26.1 – The unitarity triangle of the CKM matrix

26.1 Introduction

The CKM matrix appears to explain the mechanism of quark mixing in the context of the weak interaction. More formally, the CKM matrix transforms mass eigenstates into flavour eigenstates, these latter being the best representation for the weak interaction. This unitary matrix has four independent parameters. One of them is a phase, the Kobayashi-Maskawa phase, which plays a principal roll in the explanation of violation of CP symmetry[1].

Due to the unitarity of the CKM matrix, its elements satisfy some conditions that may be expressed as linear combinations among these elements. These relations are usually represented on the complex plane, taking the form of triangles. In this case, we are interested in one of the triangles associated with the process of quarks of the type $b \rightarrow u$. From this representation, it is possible to define three angles, α , β and γ . Here will be described the method to obtain α from the decay $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. In the next section the basis of the method will be shown, then a brief description of the LHCb experiment, the selection, and finally some preliminary results of the observation of the signal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

26.2 α Trough Charmless Decays

26.2.1 The Unitarity Triangle

The CKM matrix is a 3×3 unitary matrix that can be represented as

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Since this is a unitary matrix its elements fulfill unitary relations, for instance

$$V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0$$

that can be drawn in the complex plane as a triangle as it is found in figure 26.1. From the triangle in the drawing it is possible to figure out that the α angle is related with the processes of flavour change from b to u . Therefore, the decays that we are interested in are the decays of B mesons to ρ and/or π .

26.2.2 Decay Channels

It is possible to gain information about α from the charmless decay of B neutral mesons. The study of the B^0 in two body decay as $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ or $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$, has the problem of QCD contributions with comparable effects to the weak contributions that are being searched for. In this case it is only possible to determine an effective value of α with contamination of strong diagrams.

The decay of B^0 meson in $\rho\pi$ has the advantage of providing a measurement of α with lower effects from QCD terms [2]. The ρ meson appears as the intermediate state of two pions, which implies that there will always be a three body decay due to its disintegration. In order to implement the method, the fundamental

assumption is to think that the decay of B^0 to three pions can be expressed as a combination of the decays in two bodies, ρ and π , which implies three different cases depending on the charge of the ρ , “+”, “-” or “0”.

The decay amplitude in each case, is a combination of weak contributions at tree level and weak-strong contributions at penguin level. Each term contains coefficients which are elements of the CKM matrix related with the α angle. Each amplitude can be expressed as

$$e^{i\beta} \mathbf{A}^k = e^{-i\alpha} \mathbf{T}^k - \mathbf{P}^k$$

where “ k ” represents each one of the decays depending on the charge of the ρ , the \mathbf{T} represents the weak contributions at tree diagram level and \mathbf{P} represents the mixed weak and strong contribution at penguin level.

Initially, there are twelve degrees of freedom corresponding to the three 4-momentum of the pions. Taking in to account that the masses of the particles involved are known, and the isotropic behavior of the B meson since it is a scalar boson, in the end there are only two degrees of freedom. The parameters to chosen are the invariant mass of the couples π^+ , π^0 and π^- , π^0 , that will be named here as s^+ and s^- .

The total decay amplitude of the neutral B^0 meson is

$$\mathbf{A}_{3\pi} = \sum_i f^j \mathbf{A}^j \quad (26.1)$$

with a similar formula for the CP conjugate.

26.2.3 $B^0 - \bar{B}^0$ oscillations

The weak interaction also takes part in the $B^0 - \bar{B}^0$ oscillation phenomenon, because in this case there are changes in the flavour of the quarks. This oscillation will be sign of CP violation. We can describe the B^0 system by the flavor eigenstates $|B^0\rangle = |\bar{b}d\rangle$ and $|\bar{B}^0\rangle = |b\bar{d}\rangle$ that can be written as linear combination of the mass eigenstates :

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \end{aligned}$$

with $|p|^2 + |q|^2 = 1$. The state of the B^0 meson will be given by

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= e^{-imt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \times \left[\cos\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |B^0\rangle \right] \\ &+ i e^{-imt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \times \left[\frac{p}{q} \sin\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle \right] \end{aligned} \quad (26.2)$$

with : $m = (M_H + M_L)/2$, $\Delta m = M_H - M_L$ and

$\Gamma = (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$ assuming : $\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_H - \Gamma_L \ll \Gamma$ and Δm and with a similar formula in the case of \bar{B}^0 in the final state.

26.2.4 Amplitude distribution

The product of the expression (1.2) for its complex conjugate is the amplitude of the probability of the evolution of the B meson. It means that the state of the B^0 will be found multiplying (1.2) for $\langle B^0|$. Even though there will be products of the type $\langle B^0|B^0\rangle$ or $\langle B^0|\bar{B}^0\rangle$ which are the amplitudes of decay $\mathbf{A}_{3\pi}$ found in (1.1). Finally we find

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(t, s^+, s^-) &= e^{-\Gamma t/2} \cos\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) \mathbf{A}_{3\pi}(s^+, s^-) \\ &+ i e^{-\Gamma t/2} \frac{q}{p} \sin\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) \bar{\mathbf{A}}_{3\pi}(s^+, s^-) \end{aligned} \quad (26.3)$$

As can be seen, the expression (1.3) is a function of time and the parameters s^+ and s^- . The distribution of the data in terms of these parameters is called a “Dalitz Plot”. In order to find α the experimental Dalitz Plot has to be fitted with the formula (1.3), and for the different decay times.

26.3 The LHCb detector

The data is collected by the LHCb experiment. LHC is currently the biggest particle accelerator in the world. It is hosted in a circular tunnel of 27 km in circumference, placed underground in the france-swiss border. LHC has been designed to produce proton-proton collisions, with each beam of protons at a centre of mass energy of 3.5 TeV. In this environment, the production of B mesons is considerable, making of LHC excellent place to perform studies in B -physics and in particular CP violation in the standard model. This is the field of study of LHCb. [3]

LHCb consists in a single arm spectrometer, covering the region from 10 mrad to 300 mrad about the beam direction. The first subdetector is the Vertex Locator (VELO) which reconstructs the tracks of particles near the the interaction point in order to find the vertices of the decays with high accuracy. This tracking system is completed by two other stations, the TT and OT stations, before and after of a 3.6 Tm dipole magnet. It is necessary to have a system for particle identification and for this there are the RICHes. These are two Cherenkov radiators also before and after the magnet. The measurement of the energy of the particles is performed by the calorimeter system consisting of the SPD, (Scintillator Path Detector), the Preshower, the ECAL and the HCAL. The detector ends with the muon chambers.

The experimental setup is completed with the Trigger system designed to reject most of the uninteresting information, reducing the rate from 40 MHz to 2 kHz. The trigger of LHCb is a three level trigger, the first level (L0) is a hardware based trigger in which the candidates for particles are defined. The HLT1 adds tracking information to confirm the decision of L0 and the HLT2 performs the event reconstruction.

There are some principal aspects necessary to perform the analysis to find the α angle. Firstly, it is necessary to have a good accuracy in the reconstruction of the tracks and also in the identification of the particles. This is the principal work of the RICH. It is also necessary, to have a good resolution in the electromagnetic calorimeter and powerful and accurate algorithms to reconstruct the π^0 . Finally, due to the oscillatory nature of the phenomena, a good time resolution is mandatory, and tagging of the initial and final states of the B meson.

26.4 Selection of the $B^0 \rightarrow \pi\pi\pi^0$ decay

The selection of the events is implemented first, starting with one general selection for processes of type $B_{(d/s)} \rightarrow \text{Hadron} + \text{Hadron} + \pi^0$ and then finishing with RICH information to require pions as the hadrons. The general selection is based on the signature that there has to be two vertices, one the primary vertex where the production of the B meson occurs and the secondary, where it decays. There also has to be two tracks, defining the secondary vertex, and these must have high impact parameter with respect to the primary vertex. The line defined by the distance between the two vertices and the direction of the momentum of the reconstructed B meson must match. It is also required that the particles from the B decay with high p_T , and the mass of the reconstructed B is in the region of the B standard mass.

This selection is driven by the trigger and the process called “stripping”. This process is performed over all the data taken by LHCb, and consists of a reduction of the data that each research group in the collaboration has to analyze. In the stripping, selections with similar features are run together and their outputs are recorded as a single sample. One stripping selection has been implemented taking in to account the requirements already mentioned. With respect to the trigger, for the L0 is required to fire the trigger for electron and for photon. For Hlt1, tracks or tracks plus photon is required. Those are standard triggers implemented in LHCb.

The Hlt2 is based on two type of triggers. The topological lines, what are triggers that look for two tracks and assume a third particle that can be missed or is neutral. The other type of trigger is the type

of B2HHPi0 that was implemented according to the selection presented already.

The selections are carried out by asking for events compatible with the assumption of a two body decay to $\rho\pi$. It is done requiring that the minimum of the invariant masses of the pairs $\pi\pi$ are in the range between 400 and 1200 MeV/c^2 . Also, there is asked for the charged hadrons are pions and this is done using some variable for particle identification called “PID”, variable which is calculated with information coming mainly from the RICH.

However the RICH information is only available for charged particles, it is possible also define identification variables for neutral electromagnetic ones, it means photons and π^0 (The π^0 decays mainly in two photons). In this case the principal criteria is the shape of the shower in the ECAL and the matching of the cluster in the calorimeter with the tracks in the event. A photon or a π^0 should not match with any track. In the case of π^0 it is possible to make a distinction depending on the overlapping of the photons from the decay on the cells of the calorimeter. If the two photons overlap, the π^0 is called “merged” and if it is possible to distinguish them, the π^0 is called “resolved”. In the case of merged π^0 , the overlapping of the photons in the same place introduces a possible confusion with single photons. Due to that the information of the shape in the cluster can be used to discriminate between single photons and merged π^0 . For the single photons, “Confidence Level” (CL) variable based on the matching of the photons with the tracks in the event is defined. For π^0 , a CL is also defined and in the case of resolved π^0 this is the product of the CL’s of the constituent photons.

26.4.1 Control Sample $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$

In order to better understand the efficiency of the variables related with particle identification the decay of $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ is used as control decay. The mass distribution for D^0 from $K^-\pi^+\pi^0$ with 610 pb^{-1} of the data taken in 2011 are shown in 26.2 for π^0 merged and in 26.3 for π^0 resolved. The statistics according to the fit are $(9.5 \pm 0.3) \times 10^5$ signal events with merged π^0 and $(1.96 \pm 0.02) \times 10^6$ signal events with resolved π^0 . From these plots, the mass of the D^0 is fitted and the background and signal distributions are used to find the distributions for background and signal on the identification variables. This is possible thanks to the Splot method, in which a weight is applied event by event according to the function of distribution of the mass. The difference in the resolution in the mass for both plots is due to the differences in the process to reconstruct the π^0 . In the case of merged π^0 the energy and momentum of each component photon are calculated according to the shape of the electromagnetic shower in the calorimeter. It reduces the resolution in the mass of the π^0 .

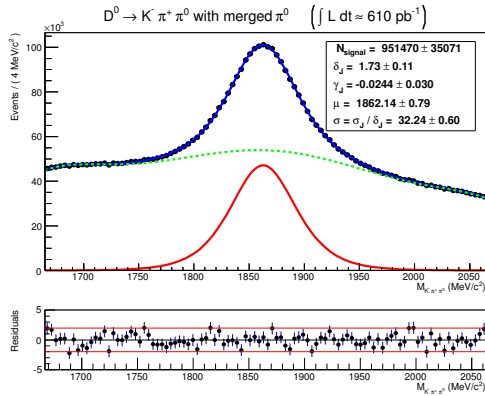


FIG. 26.2 – Invariant Mass for $K^-\pi^+\pi^0$ in the case of Merged π^0 from LHCb data of 2011. The black points represents the data and the fit result is represented as a solid blue line. The signal is fitted with a JohnsonSU (Red solid line) and the background with polynomial (Green dashed line). Below each invariant mass plot, the Poisson χ^2 residuals are shown [4].

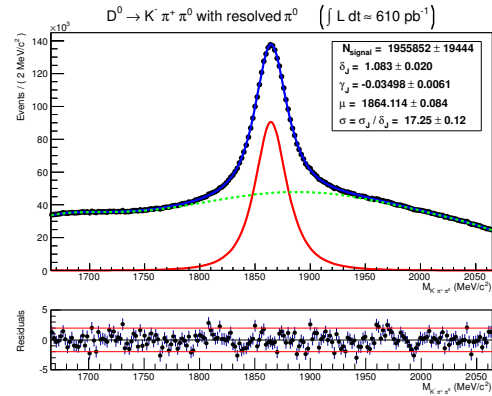


FIG. 26.3 – Invariant Mass for $K^-\pi^+\pi^0$ in the case of Resolved π^0 from LHCb data of 2011. The description of the lines is the same as the 26.2

In the case of resolved π^0 the energies are known before reconstructing it. From the Splot is possible to study the behavior in signal for real data. For instance, in the 26.4 the Efficiency of the discrimination variable between merged π^0 and photon is presented for montecarlo and real data. In this special case it has been observed a similar behavior in the efficiency even though the montecarlo sample shows a lower efficiency.

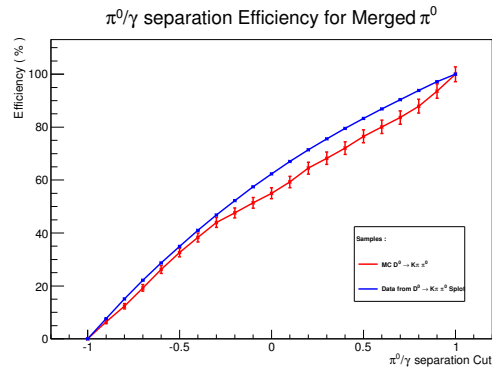


FIG. 26.4 – Efficiency in variable to merged π^0/γ discrimination. For this variable, if the value is closer to 1 the particle is most probably a photon and if is closer to -1 the particle is most probably a merged π^0 .

26.5 Results

26.5.1 $B^0 \rightarrow \pi\pi\pi^0$ signal

With the data taken in 2010 some signal was found but with very low statistical significance. To find that, selections were implemented beyond that already described : multivariate methods. In this case a Fisher discriminant, a Boosted Decision Tree and a Neural Network were used. The fact that there was not a significant signal is related with the low statistics recorded for 2010 (only $37 fb^{-1}$) and the conditions used to run LHC at the point where is found LHCb. The average number of proton-proton collisions was higher than the nominal design value. This affects the reconstruction and triggering for hadrons.

Finally in the figures 26.5 and 26.6 the plots of the invariant mass of B^0 from $\pi^+\pi^-\pi^0$ for the sample of data of 2011 corresponding to $1.1 fb^{-1}$ are shown. No multivariate analysis is applied, to make these analysis only the selection discussed already with tighter cuts than the stripping. The number of events found for merged π^0 is 739 ± 83 and in the case of resolved π^0 is 198 ± 37 . However it is still is necessary to study the

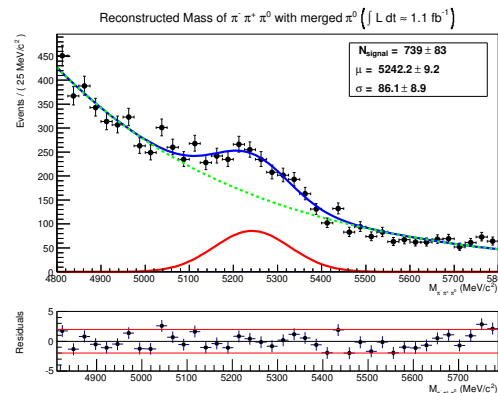


FIG. 26.5 – Invariant B^0 Mass for $\pi^-\pi^+\pi^0$ in the case of merged π^0 with $1.1 fb^{-1}$ of 2011 data. The description for the lines is the same as 26.2

presence and the shape of specific background as for example $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ and the shape of the signal distribution.

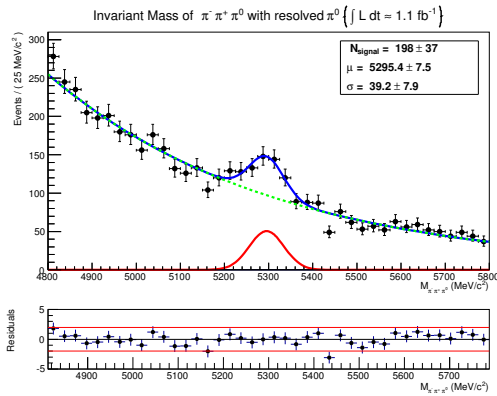


FIG. 26.6 – Invariant B^0 Mass for $\pi^-\pi^+\pi^0$ in the case of resolved π^0 with 1.1 fb^{-1} of 2011 data. The description for the lines is the same as 26.2

26.6 Conclusion

The decay channel $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ can be used to extract the angle α of the CKM matrix. In order to make that measurement is necessary to develop a time dependent Dalitz analysis. This measurement requires good identification of charged particles, good calorimeter resolution and reconstruction for the π^0 , high time resolution and the tagging of the produced B mesons. The signal of $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ was used to study the behavior of the identification variables for neutral particles. The signal of $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ has been observed but still is necessary a better understanding of the specific source of noise and improving the final selection.

Références

- [1] I. Bigi, A. Sanda. CP Violation, Cambridge University Press. (2000)
- [2] A. Snyder, H. Quinn. Physical Review D. Vol. 48 Num. 5 (1993)
- [3] LHCb Technical Proposal CERN/LHCC 98-4 LHCC/P4 (1998)
- [4] S. Baker and R. D. Cousins, Clarification of the use of chi-square and likelihood functions in fits to histograms, Nucl. Instrum. Meth. A221 (1984) 437-442.
- [5] A. Robert, Etude de la Mesure du Parametre α dans le cadre de la Violation de Symetrie CP a l'Aide du canal $B_d \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$. Thesis. Université Blaise Pascal. EDSF. (2005)

La correction des radiations dans l'état final dans $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

David Sabes

LLR, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France



27.1 Introduction

L'émission de photons dans l'état final, autrement dénommée en anglais Final State Radiation (FSR), constitue une correction d'électrodynamique quantique sur un, et parfois deux, des leptons issus de la désintégration d'un boson Z. Cet effet affecte le spectre de masse du boson Z, comme nous pouvons le constater sur la figure 27.1, et par conséquent celui du boson de Higgs (ref.[1]), et altère également les distributions cinématiques des bosons Z. Nous pouvons comprendre

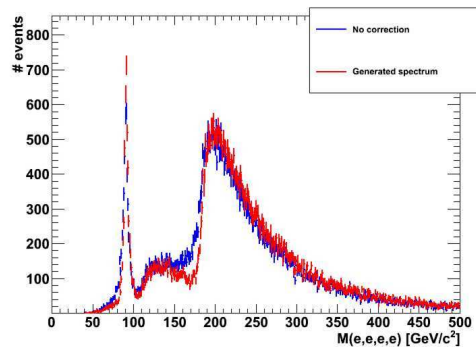
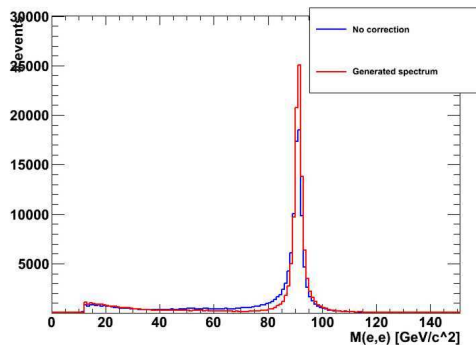


FIG. 27.1 – En haut : spectre de masse du $Z \rightarrow e^+e^-$ après effet FSR (courbe bleue) et avant (courbe rouge). En bas : spectre de masse $ZZ \rightarrow 2e^+2e^-$, même code de couleur.

l'enjeu que représente l'effet des FSR : récupérer la composante FSR, et ainsi reconstituer pleinement la

masse du boson Z, permet d'améliorer la mesure de cette masse mais également celle du boson de Higgs dans le cas de la voie de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. L'objectif de cette étude est donc d'élaborer un algorithme de récupération des photons FSR dans le but d'assurer la correction du spectre de masse du Z tout en garantissant une pureté conséquente afin d'éviter de biaiser cette masse reconstruite par les paires de leptons en y ajoutant un photon issu du bruit de fond.

Dans une première partie nous détaillerons le grand collisionneur de hadrons (Large Hadrons Collider) du CERN et l'expérience CMS via une présentation des techniques de reconstruction des leptons. Dans une deuxième partie nous aborderons rapidement les critères de sélection de l'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, sachant que l'algorithme de récupération des photons FSR sera placé en fin d'analyse en vue d'éviter au maximum le bruit de fond. Enfin nous expliciterons l'algorithme sous trois angles : tout d'abord une étude Monte-Carlo (MC) des objets au niveau générateur puis à l'issue de la procédure de reconstruction et pour finir les résultats obtenus sur les données de CMS 2010-2011 (4.7 fb^{-1}).

27.2 Le LHC et le détecteur CMS

Le grand collisionneur de hadrons du CERN, le LHC, possède deux modes de collisions : protons-protons ou ions lourds. Les collisions sont effectuées à une énergie de 7 TeV et la luminosité intégrée délivrée aux expériences ATLAS et CMS en mode protons-protons pour les années 2010-2011 est de 5.6 fb^{-1} .

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) repose sur une collaboration internationale regroupant 3381 physiciens et ingénieurs, dont environ 840 étudiants, au sein de 173 instituts provenant de 40 pays.

Le détecteur CMS (ref.[2]), constitué de différents sous-détecteurs ayant leur fonctionnalités propres quant à la détection et la reconstruction des particules, est assemblé dans une géométrie tonneau/bouchons de forme cylindrique avec 15m de diamètre, 21m de long pour 12500 tonnes. La vue en tranche de ce détecteur, figure 27.2, schématise les détecteurs impliqués pour la détection et la discrimination des différentes particules. Pour les besoins de cette étude, nous allons seulement

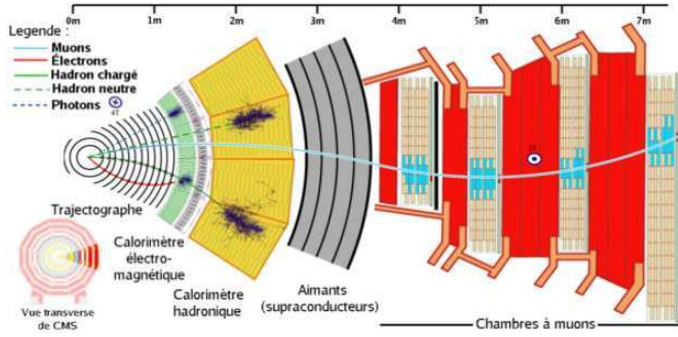


FIG. 27.2 – trajet des particules dans les différentes couche du détecteurs.

détailler la manière dont sont reconstruits les photons, les électrons et les muons :

- Les photons sont constitués seulement par un dépôt dans le calorimètre électromagnétique matérialisé par un groupement d'agrégats de cristaux de scintillateur activés : le super-agrégat.
- Les électrons (ref.[3]) sont eux aussi constitués d'un super-agrégat mais associé à une succession de points d'impact dans le trajectographe formant la trace. Le super-agrégat se distingue en un agrégat propre au dépôt de l'électron, ainsi identifié car il dépasse un seuil en énergie, et d'autres cristaux collectés et agrégés suivant une fenêtre de prospection optimisée pour la récupération des photons de bremsstrahlung.
- Les muons sont formés d'une trace reconstruite dans le trajectographe associée à des segments de traces dans les chambres à muons.

27.3 L'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

Dans cette analyse (ref.[4]), le signal que nous recherchons est constitué de 4 leptons (électrons ou muons) isolés. Les bruits de fond principaux sont : Z +jets, $Z+b\bar{b}$, $t\bar{t}$ (bruits de fond réductibles via coupures de sélection) et ZZ qui est lui, irréductible. Les différentes étapes de sélection sont : (cf. 27.3)

- Recherche et sélection d'un premier candidat Z_1 tel que :
 - $m_{Z_1} > 50 \text{ GeV}/c^2$ (sélection d'un Z sur sa couche de masse)
 - $p_{T11} > 20 \text{ GeV}/c$; $p_{T12} > 10 \text{ GeV}/c$; $|\eta_{\mu^\pm}| < 2.4$; $|\eta_{e^\pm}| < 2.5$
 - Coupures d'isolations : $\text{RelIso}_{l1} + \text{RelIso}_{l2} < 0.35$
 - Coupure sur le paramètre d'impact afin de sélectionner les leptons venant du même vertex primaire : $|\text{SIP3D}| < 4$.
- $Z_1 + 1$ lepton additionnel.
- $Z_1 + 2$ leptons de même saveur mais de signes opposés

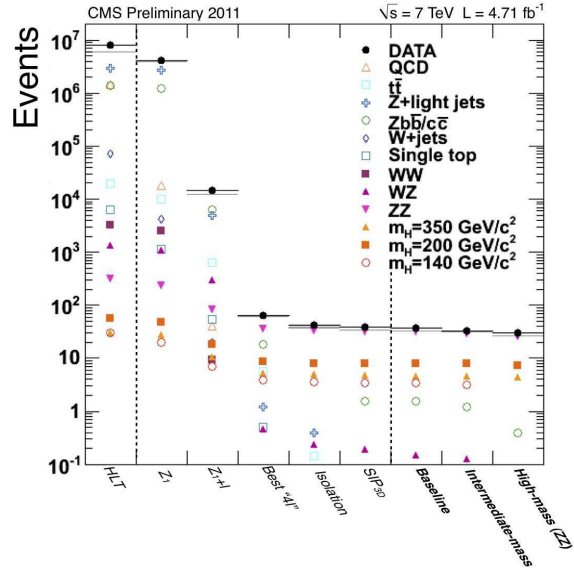


FIG. 27.3 – Effets des coupures de sélection.

(tué WW et réduit WZ et Z+jets).

Choix du meilleur candidat 4 leptons :

- $m_{Z_2} > 12 \text{ GeV}/c^2$: le choix d'un second Z potentiellement hors de sa couche de masse permet de rechercher des candidats Higgs à basse masse.
- $m_{4l} > 100 \text{ GeV}/c^2$
- les 3/4 des combinaisons l^+l^- doivent être telles que $m_{ll} > 12 \text{ GeV}/c^2$.

- Pour toutes les combinaisons de leptons : $\text{RelIso}_{li} + \text{RelIso}_{lj} < 0.35$.
- $|\text{SIP3D}| < 4$.

Les deux dernières coupures continuent de réduire Z +jets mais également $Z+b\bar{b}$, $t\bar{t}$. Le signal est quant à lui préservé.

27.4 L'algorithme de récupération des photons FSR

27.4.1 Etude MC au niveau générateur

Au cours de cette étape, il s'agit de comparer les distributions des photons FSR avec celles des photons issus du bruit de fond afin d'établir des coupures et isoler ainsi le signal. En observant la fig.27.4, nous pouvons remarquer que les photons issus du bruit de fond sont à plus bas p_T que les photons FSR. Cependant 91% des photons FSR ont $p_T < 10 \text{ GeV}/c$. Une coupure $E_T > 5 \text{ GeV}$ permet d'éliminer un grande part du bruit de fond tout en conservant du signal.

La deuxième distribution sur cette même figure est celle du dR ($dR = \sqrt{(\eta_l - \eta_{\gamma\text{FSR}})^2 + (\phi_l - \phi_{\gamma\text{FSR}})^2}$) caractérisant la distance entre le photon et le plus proche lepton. Nous constatons que les photons du bruit de

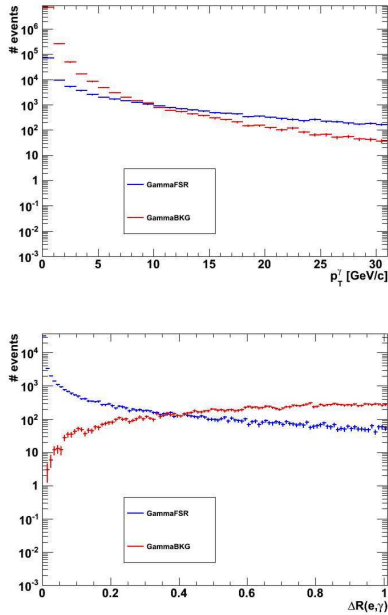


FIG. 27.4 – En haut : distribution du p_T du photon FSR(courbe bleue) vs bruit de fond(courbe rouge). En bas : distribution du dR entre le photon et le plus proche lepton, après coupure $E_T > 5\text{GeV}$ sur les photons, même code de couleur.

fond sont plus éloignés que les photons FSR : une coupure $dR < 0.7$ permettra de réduire également le bruit de fond.

En essayant un algorithme simple de récupération de la composante FSR consistant à corriger la masse dileptons par des candidats FSR vérifiant $E_T > 5\text{GeV}$ et $dR < 0.7$, nous constatons un effet de sur-corrrection sur la figure 27.5 (en haut). Pour éviter cela, une nouvelle contrainte est mise en place : le candidat FSR n'est considéré que s'il corrige m_{ll} en la rapprochant de la masse nominale $m_Z = 91.18\text{ GeV}/c^2$. L'effet de sur-corrrection disparaît alors comme cela est visible sur la même figure 27.5, figure du bas. Etant donnée que ce critère n'est pas approprié pour les bosons Z hors de leur couche de masse, nous n'appliquerons l'algorithme que sur des candidats dileptons tels que $m_{ll} > 50\text{ GeV}/c^2$. Précisons également que cet algorithme garantit 97.59% de pureté dans le cas $ZZ \rightarrow 4e^\pm$ contre 96.22% dans le cas $ZZ \rightarrow 4\mu^\pm$; la pureté étant définie comme le rapport entre la proportion de photons FSR et la proportion totale de photons.

27.4.2 Etude MC après effet de la reconstruction

A l'issue de la reconstruction des leptons, de nouvelles contraintes apparaissent et nécessitent d'adapter

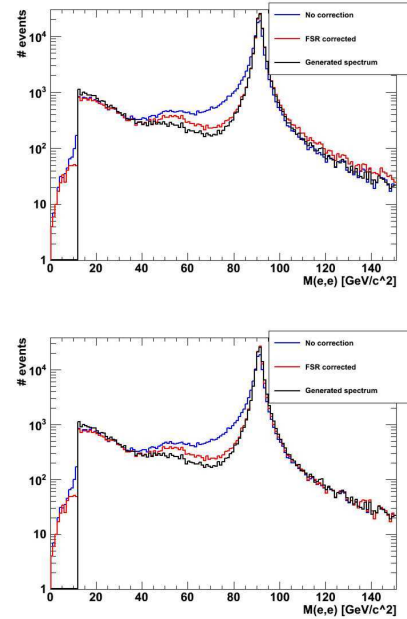


FIG. 27.5 – En haut : spectre de masse du Z reconstruit(courbe bleue) vs corrigé(courbe rouge) via algorithme de récupération des FSR vs. généré (courbe noire) i.e. sans effet FSR. En bas : même figure en ajoutant la contrainte de masse.

le code en conséquence. Dans le cas des électrons la présence du super-agrégat permet de récupérer 59% des photons de FSR. Cependant l'existence d'un cône d'isolation ($dR < 0.3$), nécessaire afin d'obtenir une meilleure réjection du bruit de fond, et qui contrôle la présence de traces autour du lepton (TkIso) ou d'activité dans les calorimètres électromagnétique (EcalIso) et hadronique (HcalIso) en prenant soin d'enlever la composante du lepton, supprime les événements avec un photon à l'intérieur de ce cône. Nous sommes donc obligés de ne considérer que les photons tels que $0.3 < dR < 0.7$. Ce dernier critère nous place dans une zone plus affectée par le bruit de fond (Etude au niveau générateur : 79.34% de pureté dans le cas $ZZ \rightarrow 4e^\pm$ et 84.31% pour $ZZ \rightarrow 4\mu^\pm$). La correction n'est de plus effective que dans environ 2% des cas). Nous devons donc appliquer de nouveaux critères de sélection :

- Isolation sur les traces autour du photons : TkIso < 2 GeV
- Ne considérer que les photons qui corrigent la masse dileptons à l'intérieur de la fenêtre $91.2 \pm 10\text{ GeV}/c^2$
- Lorsque plusieurs candidats FSR existent pour un seul Z, les considérer par ordre croissant en dR et ne garder que le premier qui vérifie tous les critères de sélection précédents

Observons maintenant les performances d'un tel algorithme. Nous pouvons constater sur la figure 27.6 que la sélection permet de réduire la proportion de bruit de fond en dessous du seuil de 5 GeV en E_T . Le pallier à 12 GeV, surtout visible dans le cas bruit de fond, provient du fait que deux collections différentes sont ici considérées : les super-agrégats pour $E_T < 12$ GeV d'une part et d'autre part les photons reconstruits pour $E_T > 12$ GeV et qui bénéficient d'une coupure sur le rapport énergie hadronique - énergie électromagnétique ayant pour effet de réduire le bruit de fond. Notre coupure sur la variable d'isolation trace ayant le même objectif, nous ne constatons plus d'effet de pallier sur la figure du bas. La pureté obtenue au niveau de la reconstruction avec un tel algorithme est de 74.43% dans le cas $ZZ \rightarrow 4e^\pm$ et 78.59% pour $ZZ \rightarrow 4\mu^\pm$. La correction ne s'effectue que dans 1% des cas pour le canal $ZZ \rightarrow 4l$ contre 0.6% des cas pour le $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ à 130 GeV/ c^2 .

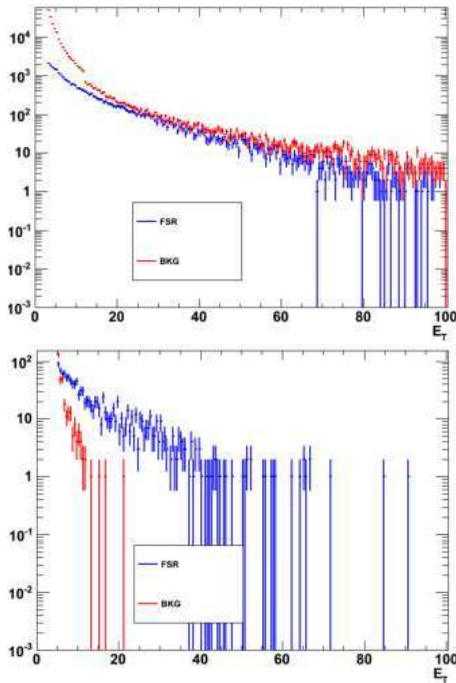


FIG. 27.6 – En haut : distribution E_T des photons FSR(courbe bleue) vs photons bruit de fond(courbe rouge) avant toute coupure. En bas : distribution E_T obtenue à l'issue de la sélection, même code de couleur.

L'évidence de l'effet de correction apporté par l'algorithme de récupération de la composante FSR est illustrée par la figure 27.7.

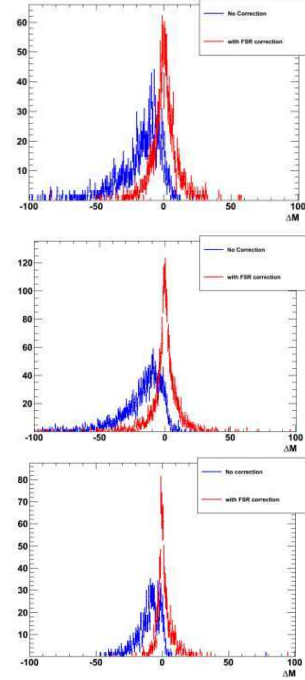


FIG. 27.7 – Différence entre masse reconstruite et masse générée sans correction FSR(courbe bleue) et avec (courbe rouge) pour les cas $ZZ \rightarrow 4e^\pm$, $ZZ \rightarrow 4\mu^\pm$, $Higgs \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ à 130 GeV/ c^2 , de haut en bas.

27.4.3 Application de l'algorithme sur les données 2010-2011

En appliquant l'algorithme de récupération de la composante FSR, dont nous avons détaillé les caractéristiques et les performances dans les sections précédentes, sur les données 2010-2011 (4.7 fb^{-1}) nous relevons trois cas possédant les caractéristiques suivantes :

- Candidat 4μ : corrigé par photon FSR ($E_T = 12.9$ GeV ; $dR = 0.57$).
 $m_{Z_1} = 77.80 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 93.36 \text{ GeV}/c^2$.
 $m_{4l} = 119.03 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 133.69 \text{ GeV}/c^2$
- Candidat $2e2\mu$: corrigé par photon FSR ($E_T = 18.8$ GeV ; $dR = 0.65$).
 $m_{Z_1} = 75.3 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 91.6 \text{ GeV}/c^2$.
 $m_{4l} = 129.9 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 148.3 \text{ GeV}/c^2$
- Candidat 4μ : corrigé par photon FSR ($E_T = 7.6$ GeV ; $dR = 0.34$).
 $m_{Z_1} = 83.4 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 94.2 \text{ GeV}/c^2$.
 $m_{4l} = 114.8 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 126 \text{ GeV}/c^2$

27.5 Conclusion

L'algorithme de récupération de photons de radiation dans l'état final permet de donner une interprétation différente du spectre de masse $4l$ en observant les migrations impliquées par les corrections et les éventuelles

accumulations qui en résultent. Cette interprétation dépend de la pureté, qui dépend elle-même du phénomène d'empilement. L'algorithme doit donc assurer un compromis correction-pureté. Dans cette optique, quelques améliorations sont encore possibles telles qu'une coupure d'isolation trace un peu plus sévère ou encore un relâchement de l'isolation sur le calorimètre électromagnétique qui permettrait alors de sonder une zone riche en candidats FSR et ainsi d'obtenir éventuellement de nouveaux candidats 4 leptons. Ces perspectives doivent être réalisées tout en vérifiant et contrôlant leurs effets sur le bruit de fond.

Références

- [1] P.W. Higgs. *"Spontaneous symmetry breakdown without massless boson"*.1966. doi :10.1101/Phys-Rev.145.1156
- [2] 2008 JINST 3 S08004. *"The CERN Large Hadrons Collider : Accelerator and experiment / The CMS experiment at the CERN LHC"*. 2008
- [3] C. Charlot, *"La reconstruction des électrons dans CMS"*, mémoire habilitation à la direction des recherches, 2007
- [4] *"Search for a standard model Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ "*, CMS-PAS-HIG-11-025.

Vers une mesure de l'angle γ de la théorie CKM via la désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ avec le détecteur LHCb

Alexandra Martín Sánchez
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire



LHCb est une expérience de physique des particules dédiée à des mesures de précision dans le secteur de la physique du quark b et de la violation CP . Un de ses objectifs les plus importants est la mesure de l'angle γ de la théorie CKM, qui est un des paramètres du Modèle Standard encore connu avec une faible précision. La désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ est un canal favorisé pour réaliser cette mesure à LHCb ; l'intérêt et quelques détails de cette analyse seront expliqués dans ce document. Le bon fonctionnement du détecteur est indispensable pour pouvoir atteindre les buts du programme de physique de l'expérience ; en particulier, l'implémentation d'un *trigger* performant et sa compréhension est une des tâches fondamentales préalable aux analyses de physique.

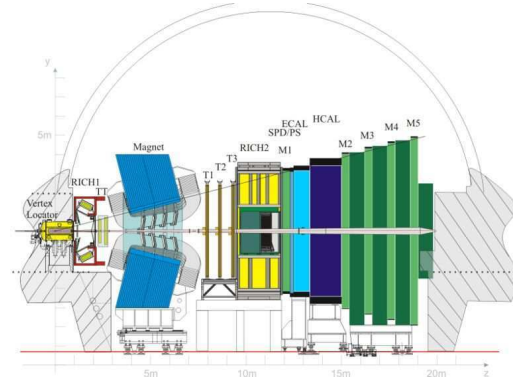


FIG. 28.1 – Le détecteur LHCb et ses différents composants.

28.1 L'expérience LHCb

LHCb est une des expériences du Grand Collisionneur de Hadrons (*Large Hadron Collider*, LHC) au CERN à Genève (Suisse). Elle est conçue pour réaliser des mesures de précision dans le domaine de la physique des saveurs lourdes (principalement de processus qui impliquent des quarks b ou c) et de la violation de la symétrie CP dans le cadre du Modèle Standard, mais aussi pour la recherche de Nouvelle Physique dans ce secteur. Le LHC a démarré en 2010 et jusqu'à présent a fourni des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV. LHCb travaille à une luminosité instantanée de $350 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ approximativement constante (grâce à son système de *luminosity leveling*, qui gère la séparation entre les deux faisceaux pour maintenir la luminosité au niveau souhaité), et a accumulé entre 2010 et 2011 plus de 1 fb^{-1} de données.

Le détecteur LHCb est un spectromètre à un seul bras (*i.e.* asymétrique, il regarde seulement la région en avant du point de collision), puisque les quarks b auxquels l'expérience s'intéresse sont produits en paires $b\bar{b}$ dans un cône étroit centré sur l'axe du faisceau. Il est composé d'un détecteur de vertex, un trajectographe, de systèmes d'identification des particules, d'un système de calorimètres et d'un système de chambres à muons, *c.f.* Fig. 28.1, [1].

28.2 Mesure de l'efficacité du premier niveau du *trigger* hadronique à LHCb

La compréhension du fonctionnement et de la performance des différentes parties du détecteur est fondamentale pour garantir la qualité des données enregistrées mais aussi pour la réalisation des mesures physiques envisagées. Un des éléments les plus importants à LHCb est le *trigger*. Il permet d'enregistrer uniquement les événements physiquement intéressants. L'étude de la performance de la partie hadronique du premier niveau du *trigger* à LHCb est présentée dans cette section.

28.2.1 Le *trigger* à LHCb

Le système de *trigger*, ou déclenchement, à LHCb sélectionne les événements qui sont enregistrés au cours de la prise de données, dans le but de réduire le taux issu du croisement des faisceaux et de ne garder que les événements dont la signature indique qu'ils pourraient être intéressants pour les analyses physiques de LHCb.

La décision est prise par trois niveaux [2] : le premier niveau du *trigger* L0 (*Level 0*), implémenté dans l'électronique, et deux niveaux de *trigger* implémentés en *software* HLT1 et HLT2 (*High Level Triggers*). Le L0 utilise le nombre d'interactions par croisement ou

pile-up dans le détecteur de vertex et l'information des calorimètres et du système des chambres à muons ; le HLT utilise des algorithmes de reconstruction qui sont exécutés dans une ferme d'ordinateurs. Le taux de croisement des faisceaux est de 40 MHz ; il est réduit à 1 MHz après le L0 et à 2 kHz après le HLT.

28.2.2 Mesure de l'efficacité du *trigger* L0 Hadron

Le premier niveau de *trigger* L0 Hadron

On s'intéresse à la composante hadronique du premier niveau du *trigger* L0. Le *trigger* L0 Hadron utilise l'information du HCal (*Hadronic Calorimeter*, partie du calorimètre chargée de mesurer les gerbes hadroniques) pour sélectionner le hadron de plus grande énergie transverse E_T de l'événement et générer sa décision. Le HCal est divisé en deux régions, interne ou *inner* et externe ou *outer* avec des cellules de taille différente (plus petites dans la région interne). Les dépôts d'énergie dans les cellules sont lus par des cartes d'électronique *Front End* (FE) qui couvrent une surface de 8×4 cellules. Le processus de décision du L0 Hadron est exécuté de la façon suivante :

- Des *clusters* de 2×2 cellules sont construits dans le HCal ; la E_T^{HCal} déposée est mesurée.
- Par FE, le *cluster* avec plus grande E_T^{HCal} est gardé comme candidat L0 Hadron.
- Pour chaque candidat, le dépôt d'énergie transverse dans le *cluster* 2×2 du calorimètre électromagnétique en face est ajouté pour calculer l'énergie transverse totale : $E_T^{totale} = E_T^{EM} + E_T^{HCal}$.
- L'électronique sélectionne comme candidat final celui avec la plus grande E_T^{totale} .
- La E_T^{totale} du candidat final est comparée à un seuil fixé préalablement dans les conditions du *trigger*. Si $E_T^{totale} > E_T^{seuil}$ le *trigger* L0 Hadron est déclenché et l'événement est gardé ; dans le cas contraire, l'événement peut être gardé par le déclenchement d'un autre élément du L0 ou rejeté.

On définit l'efficacité du L0 Hadron comme la proportion de traces dans le HCal qui peuvent déclencher ce *trigger* ; expérimentalement, c'est le nombre de traces qui peuvent être identifiées avec un des *clusters* candidats dans l'ensemble des FEs. Deux méthodes ont été utilisées pour le calcul de cette efficacité : une première méthode qui étudie la position de la projection des traces sur le calorimètre, et une deuxième qui utilise des outils propres au *software* de LHCb.

On utilise des pions chargés de calibration issus de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ dans l'acceptance du HCal. Seulement les *clusters* candidats du L0 Hadron avec E_T plus grande que le seuil sont pris en compte dans l'étude.

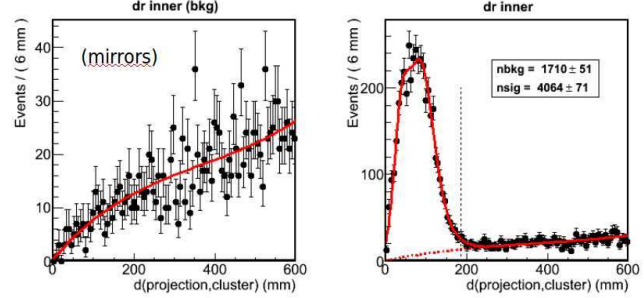


FIG. 28.2 – Distributions de la distance entre les projections des traces sur le HCal et le candidat L0 Hadron le plus proche. La distribution des événements miroirs (à gauche) est utilisée pour ajuster le bruit de fond dans la distribution des vraies associations (à droite).

Efficacité par la méthode des projections

Les particules de l'événement sont projetées sur le HCal. Ces projections sont comparées à la position des *clusters* candidats du L0 Hadron (donnée par leur centre), et des paires projection-candidat sont construites en prenant le candidat le plus proche de chaque projection. L'observable à étudier est donc la distance entre les deux, $dr(\text{projection}, \text{candidat})$.

La distribution de l'observable dr est étudiée et ajustée pour compter le nombre d'événements qui vérifient une bonne association projection-candidat. Cette distribution est montrée dans la Fig. 28.2 : le pic contient les bonnes paires et il est ajusté avec deux ou trois fonctions gaussiennes pour reproduire sa forme au mieux et compter le nombre de signal ; le bruit de fond est modélisé avec une distribution d'associations fortuites produite en utilisant les projections miroirs. L'efficacité est alors calculée comme :

$$\epsilon = \frac{\text{nombre d'événements sous le pic}}{\text{nombre total d'événements}} \quad (28.1)$$

Efficacité par L0TisTosTool

Dans le cadre du *software* de LHCb, l'outil L0TisTosTool permet de trier les événements selon leur relation avec les candidats du L0 ; on s'intéresse ici à sa composante Hadron. Pour chaque trace, il construit comme signal un *cluster* 3×3 centré sur la cellule touchée par sa projection sur le HCal, et compare les cellules de ce *cluster* avec celles des *clusters* 2×2 candidats du *trigger* L0 Hadron. L'événement sera classé TIS (*Trigger Independent of Signal*) s'il a au moins un *cluster* du *trigger* qui est indépendant du signal (c'est-à-dire qui ne partage aucune cellule avec lui) ou TOS (*Trigger On Signal*) s'il y a au moins un *cluster* du *trigger* qui fait partie du signal (s'ils partagent au moins une cellule).

En utilisant cette classification des événements, l'efficacité du *trigger* L0 Hadron est calculée comme :

$$\epsilon = \frac{\text{nombre d'événements TIS \& TOS}}{\text{nombre d'événements TIS}} . \quad (28.2)$$

Résultats et comparaison

L'efficacité du *trigger* L0 Hadron est calculée par chacune des deux méthodes détaillées précédemment en *bins* d'impulsion transverse p_T des traces. Les résultats sur de vraies données et simulations MC sont montrés dans la Fig. 28.3 : les deux méthodes sont en très bon accord. La méthode du L0TisTosTool étant plus facile à implémenter que la méthode du *fit* des distributions $dr(\text{projection}, \text{candidat})$, la première sera gardée pour les vérifications périodiques sur cette mesure nécessaires dans l'expérience LHCb : elle permet de calculer d'une façon très simple l'efficacité du *trigger* en fonction du p_T de la trace, comme montré dans la Fig. 28.4.

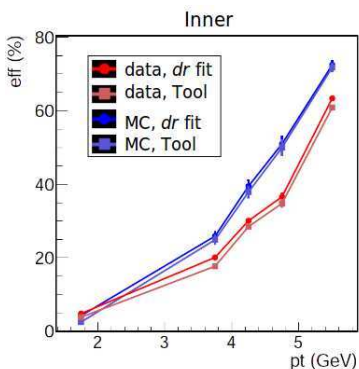


FIG. 28.3 – Comparaison des résultats sur l'efficacité du *trigger* L0 Hadron en fonction du p_T des traces pour la région interne du HCal, avec les deux méthodes détaillées dans le texte, pour des vraies données et pour la simulation.

Intérêt de cette mesure

Beaucoup d'analyses de physique à LHCb mesurent des rapports de branchement. L'efficacité du *trigger* est l'une des données nécessaires dans l'expression qui relie un rapport de branchement au nombre d'événements mesurés pour la désintégration correspondante

$$N = L_{int} \times 2 \times \sigma_{i\bar{b}} \times f_B \times BR_{vis} \times \epsilon , \quad (28.3)$$

où N est le nombre d'événements mesurés par l'analyse, L_{int} est la luminosité intégrée utilisée et ϵ est l'efficacité totale de détection, qui englobe l'efficacité des coupures de sélection, géométriques et de *trigger* ; les autres facteurs tiennent compte de la production de mésons B

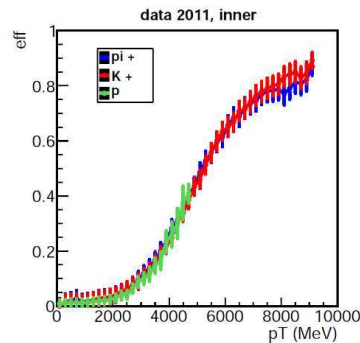


FIG. 28.4 – Efficacité en fonction du p_T dans la région interne du HCal pour différents types de particules en utilisant la méthode du L0TisTosTool.

dans les collisions.

En outre, le calcul de l'efficacité du L0 Hadron permet de *monitorer* le fonctionnement du HCal et est une façon d'assurer sa bonne performance. Une diminution de l'efficacité en fonction du temps peut indiquer le vieillissement des cellules du HCal et la nécessité de réajuster le gain des photomultiplicateurs qui le composent.

28.3 Mesure de l'angle γ du Triangle d'Unitarité de la matrice CKM avec la désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ auprès du détecteur LHCb

28.3.1 La matrice CKM et le Triangle d'Unitarité

Dans le cadre du Modèle Standard, dans le secteur des quarks les états propres de masse ne sont pas les mêmes que les états propres d'interaction faible, mais une combinaison linéaire de ceux-ci, donnée par la matrice CKM [3], [4] :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} . \quad (28.4)$$

De l'unitarité de cette matrice $VV^* = I$ on extrait entre autres la relation suivante :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 . \quad (28.5)$$

Cette relation est particulièrement utile pour l'étude de la matrice CKM car tous les termes sont du même ordre λ^3 . Elle peut être représentée comme un triangle dit « d'unitarité » dans le plan complexe : la Fig. 28.5

montre ce triangle et l'avancement des recherches sur ses différents paramètres [5], [6].

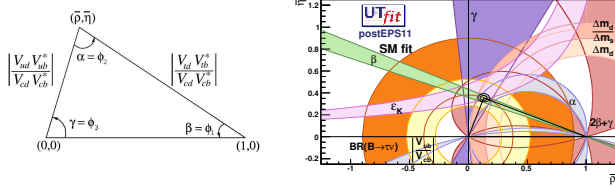


FIG. 28.5 – *Le Triangle d'Unitarité et la situation des recherches.*

Si l'on s'intéresse aux angles de ce triangle, l'angle γ défini comme

$$\gamma = \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \quad (28.6)$$

est un des paramètres du Modèle Standard les moins bien connus, à la différence de α et β qui sont assez bien contraints. La valeur de γ issue des mesures directes a une incertitude plus importante que celle des *fits* globaux :

$$\gamma_{\text{fit global}} = (69 \pm 3)^\circ, \quad (28.7)$$

$$\gamma_{\text{mesures directes}} = (76 \pm 11)^\circ. \quad (28.8)$$

Il est nécessaire d'améliorer la précision sur cette mesure pour assurer qu'il n'existe pas d'inconsistances dans le modèle.

28.3.2 Mesure de γ avec des diagrammes en arbre : le canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$

Une possibilité pour la mesure de γ est l'utilisation de diagrammes « en arbre », qui ne sont pas sensibles aux contributions de Nouvelle Physique (à la différence des diagrammes en boucle). Il s'agit d'étudier les interférences entre les transitions $b \rightarrow u$ et $b \rightarrow c$, c'est-à-dire d'analyser une désintégration dont le même état final est accessible en passant par ces deux états intermédiaires différents. C'est le cas du canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$, dont les diagrammes de Feynman sont représentés dans la Fig. 28.6. Même si le rapport de branchement de

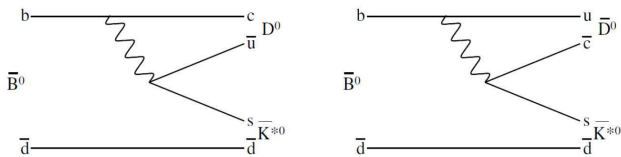


FIG. 28.6 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$.*

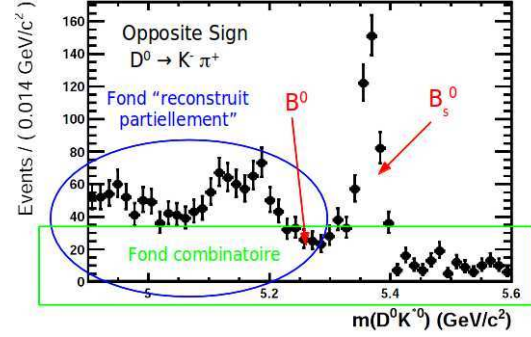


FIG. 28.7 – *Exemple de distribution de masse pour la désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$. Les différents éléments sont indiqués.*

cette désintégration est très petit ($\mathcal{O}(10^{-5})$), les deux diagrammes sont supprimés en couleur ce qui permet une grande interférence et donc une bonne sensibilité pour la mesure de γ .

La désintégration complète est la suivante¹ :

$$B^0 \rightarrow D^0 K^{*0} \quad (28.9)$$

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, \quad \overline{D^0} \rightarrow K^+ \pi^- \quad (28.10)$$

$$K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^- \quad (28.11)$$

Les deux diagrammes sont alors différenciés par le signe des deux K dans l'état final (celui du D^0 et celui du K^{*0}) : les événements sont alors classifiés en *Same Sign* (si le signe des deux K est le même) ou *Opposite Sign* (pour des signes opposés).

Une sélection optimale des événements est nécessaire pour « nettoyer » les données du bruit de fond le plus possible. L'élément central de l'analyse est le *fit* de la distribution de masse invariante : les différents éléments doivent être identifiés et les bonnes fonctions utilisées pour ajuster les données au mieux et « compter » le nombre d'événements du signal (c'est-à-dire le nombre d'entrées sous le pic centré sur la valeur de la masse du B^0). Le travail en cours sur cette distribution est représenté dans la Fig. 28.7 : en plus du pic du B^0 attendu on distingue un pic qui correspond au méson B_s^0 , qui peut se désintégrer dans le même état final ; la structure à basse masse est du bruit de fond issu des désintégrations reconstruites partiellement, donc certaines particules n'ont pas été vues par le détecteur et qui sont alors faussement sélectionnées comme issues de la désintégration étudiée ; les événements qui peuplent le fond de toute la distribution sont des fausses combinaisons des particules de l'état final pour donner le canal recherché. Du travail approfondi sur cette distribution

¹D'autres modes comme $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ ou $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ sont aussi possibles et impliquent des méthodes d'analyse différentes [7].

et un modèle approprié de *fit* est un pas nécessaire de l'analyse pour la mesure de γ par cette désintégration.

28.4 Conclusion

LHCb est une expérience en physique des particules pour la recherche dans le secteur de la physique du *b*. Le travail sur le calcul de l'efficacité de la partie hadronique du premier niveau du *trigger* L0 de LHCb et son utilité ont été détaillés. Les premiers avancements sur l'analyse de la désintégration $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ ont été montrés, dans le but de mesurer l'angle γ de la théorie CKM dans le cadre du MS.

Références

- [1] The LHCb Collab., J. Instrum. **3**, (2008) S08005.
- [2] The LHCb Collab., CERN-LHCC-2003-031 (2003).
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, (1973) 652-657.
- [4] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, (1983) 1945-1947.
- [5] www.UFit.org
- [6] ckmfitter.in2p3.fr
- [7] D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, Phys. Rev. D **63**, (2001) 036005.

Mesure de la section efficace de production de paires de photons au LHC avec le détecteur ATLAS

Maud Schwoerer

Laboratoire de Physique des Particules d'Annecy-le-vieux



La section efficace différentielle de production de paires de photons isolés est mesurée dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec le détecteur ATLAS au LHC. Cette mesure est faite en fonction quatre variables cinématiques : la masse invariante des deux photons $m_{\gamma\gamma}$, l'impulsion de la paire $p_{T\gamma\gamma}$, l'angle $d\Phi$ entre les deux photons par rapport au référentiel du laboratoire et l'angle $\cos(\Theta^*)$ entre les deux photons par rapport à un référentiel propre au parton incident .

29.1 Introduction

Le but de cette mesure est en premier lieu de vérifier les prédictions théoriques de chromodynamique quantique perturbative. En effet, les dernière mesures effectuées en 2010 laissent apparaître des différences incompressibles encore entre théorie et données, particulièrement à basse masse invariante. L'augmentation de la statistique avec les données 2011 permet une mesure beaucoup plus précise. Par ailleurs cette mesure apporte une compréhension

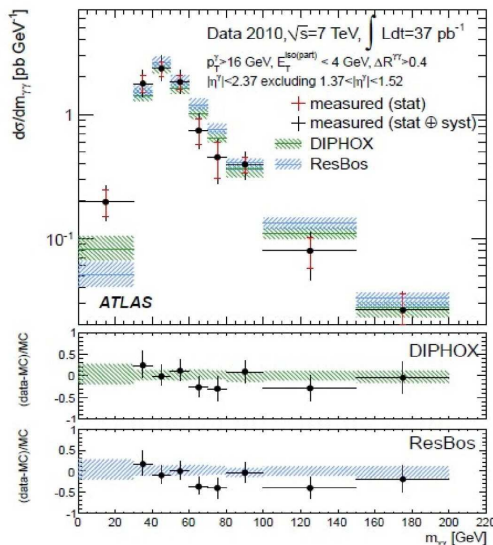


FIG. 29.1 – Mesure 2010 de la section efficace différentielle de production de paires de photons en fonction de $m_{\gamma\gamma}$ avec le détecteur ATLAS, ref.[1].

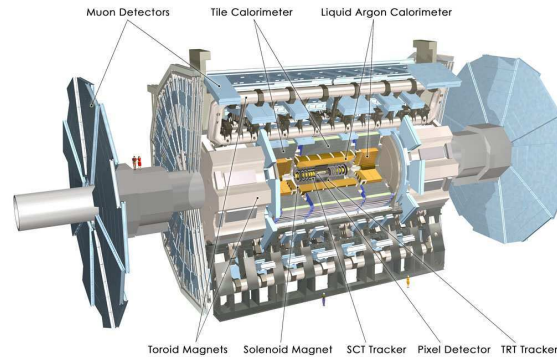


FIG. 29.2 – Vue schématique du détecteur ATLAS, ref.[2].

approfondie du bruit de fond irréductible pour la recherche du boson de Higgs ou de nouveaux phénomènes tels que les dimensions supplémentaires.

29.1.1 Le détecteur ATLAS

Durant l'année 2011, le détecteur ATLAS a collecté plus de 5 fb^{-1} de données. Il s'agit d'un détecteur polyvalent constitué d'un détecteur interne (trajectographe), d'un calorimètre électromagnétique et hadronique (pour la reconstruction de l'énergie) et d'un détecteur à muons. Dans la section suivante nous nous attarderons d'avantage sur le calorimètre électromagnétique à Argon liquide car celui-ci joue un rôle essentiel dans la détection et la mesure de l'énergie des photons.

29.1.2 Le détecteur électromagnétique et les photons

Le calorimètre électromagnétique à Argon Liquide permet de reconstruire et d'identifier les photons produits à chaque collision et de mesurer leur énergie. La figure 3 illustre le fonctionnement de l'une des 200000 cellules de ce calorimètre : une particule électromagnétique arrive au niveau de l'absorbeur en plomb et initie une gerbe électromagnétique. On mesure ensuite une partie de l'énergie déposée dans le milieu actif (l'Argon liquide) en mesurant l'intensité du courant induit par

les électrons soumis à une différence de potentiel appliquée entre les couches externes de l'électrode. Mais l'énergie ainsi reconstruite ne correspond pas toujours à l'interaction d'une particule avec le détecteur, cela peut aussi s'avérer être du bruit électronique. On définit donc un facteur de qualité pour chaque cellule basé sur la forme du signal de sortie afin de différencier le signal du bruit ref.[3]. On monitore individuellement chaque cellule du détecteur dans le but de détecter les canaux qui ne fonctionnent pas correctement.

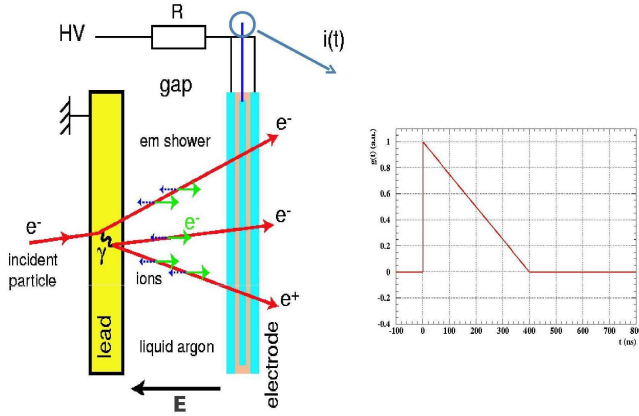


FIG. 29.3 – Représentation schématique du fonctionnement d'une électrode du calorimètre à Argon Liquide.

29.2 Nettoyage des données

29.2.1 Qualité des données dans ATLAS

Afin de rendre les données utilisables pour l'analyse il est nécessaire de s'assurer de leur qualité. À l'issue d'une prise de données ou run, seulement 10% des données sont reconstruites, et chaque système dispose de 36h pour identifier et corriger les défauts qui lui sont propres. Après 36h, la reconstruction de l'ensemble des données peut alors commencer. Par la suite, on s'intéresse plus particulièrement au détecteur à Argon liquide et au problème des cellules bruyantes isolées.

29.2.2 Identification et masquage des cellules bruyantes

Il n'est pas rare qu'un événement identifié comme photon (c'est-à-dire passant tous les jeux de coupures d'identification et de sélection dans le calorimètre) provienne en réalité du bruit généré par une cellule problématique. Il est donc essentiel d'identifier ces cellules et de les masquer, c'est-à-dire empêcher que les faux évé-

nements qu'elles génèrent ne se retrouvent dans les données destinées aux analyses de physiques. Pour pouvoir monitorer ce bruit nous utilisons des données vierges de collisions de protons, c'est-à-dire dans lesquelles l'on attend pour chaque cellule une distribution de l'énergie centrée autour de 0 et de largeur correspondant au bruit électronique. Basé sur une coupure en énergie de la cellule par rapport au bruit attendu, nous avons développé un algorithme qui tourne automatiquement sur les 10% de données disponibles à la fin du run. On extrait une liste de cellules problématiques et elles seront par la suite masquées. La figure 4 illustre l'effet de cet algorithme sur les données. Il s'agit d'une carte des groupes de cellules dont l'énergie est supérieure à 10 GeV (représentée dans le système de coordonnées du détecteur, (η/ϕ)). À gauche, avant l'application de l'algorithme de nettoyage, à droite après ; les "points" rouges symptomatiques de cellules problématique sont presque intégralement supprimés et les données propres sont utilisables pour la physique.

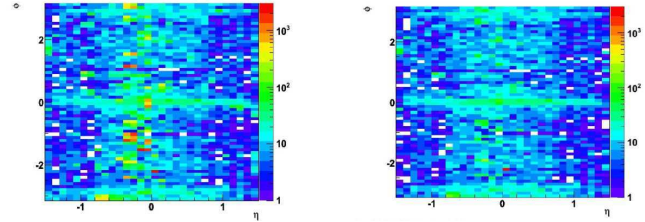


FIG. 29.4 – Cartes de bruit dans le calorimètre à argon liquide, avant et après le masquage des cellules bruyantes.

29.3 Mesure de section efficace

29.3.1 Signal et bruit de fond

Les paires non résonantes de photons directs sont produites majoritairement dans deux interactions de Chromodynamique Quantique (QCD) : l'annihilation quark anti-quark illustrée par le diagramme (a) de la figure 5 et la fusion de gluon à travers une boîte, diagramme (b). Malgré l'ordre plus élevé du second diagramme, sa contribution est comparable au premier en raison du flux important de gluons au LHC ref.[4]. En plus de ces principaux modes de production directe, s'ajoutent les processus de fragmentation des partons : simple fragmentation pour le diagramme (c), et double fragmentation pour le diagramme (d).

Une fois le signal défini, il est important de comprendre quel bruit de fond est susceptible de contaminer

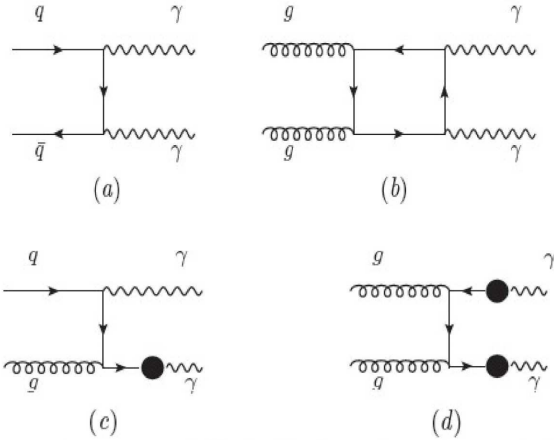


FIG. 29.5 – Principaux de production directe de paires de photon au LHC.

nos données. La source principale de bruit de fond provient de la mauvaise identification de jets en photons. Les processus avec un ou plusieurs partons à l'état final, comme gamma-jet ou jet-jet, sont ceux qui polluent majoritairement notre échantillon de signal. Les sections efficaces de production des événement gamma-jet et jet-jet étant très supérieures à celle de production de paires de photons, il est primordial de séparer efficacement photons et jets.

29.3.2 Selection des photons

L'identification des photons est basée sur l'exploitation des différences entre les gerbes électromagnétiques initiées par un photon ou par un jet (maximum d'énergie, élargissement, fuite dans le calorimètre hadronique ...). On définit des jeux de coupures plus ou moins agressifs sur les variables qui caractérisent le développement de la gerbe. Les deux jeux principaux de coupures dont nous aurons besoin par la suite sont dénommés Loose' et Tight ref.[5]. Une autre variable essentielle à la différenciation photon/jet est l'énergie d'isolation. L'énergie d'isolation est l'énergie électromagnétique (corrigée pour le bruit d'empilement) contenue dans un cône de rayon δR 0.4 autour de la direction du photon. Comme l'illustre la figure 6, un photon est beaucoup plus isolé qu'un jet. En demandant que l'énergie d'isolation déposée dans le cône soit inférieure à 5 GeV pour un candidat passant le jeu de coupure Tight on arrive à un facteur de réjection de 10000.

29.3.3 Soustraction du bruit de fonds

Plusieurs ingrédients (détaillés dans l'équation 1, figure 7) sont nécessaires à la mesure de la section efficace différentielle ; le principal étant le nombre d'événement

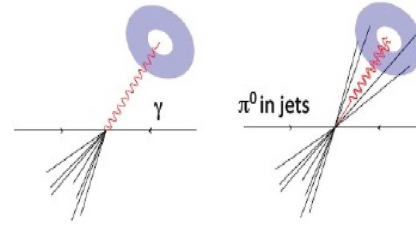


FIG. 29.6 – Définition de l'énergie d'isolation des photons.

diphotons $N_{\gamma\gamma}$ présent dans notre lot de données.

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{dX} = \frac{N_{\gamma\gamma}}{A \times \epsilon \times L \times \Delta X}$$

$N_{\gamma\gamma}$: Nombre d'événements diphoton observés dans le bin de la variable X et de largeur ΔX .
 A : Acceptance.
 L : Luminosité intégrée.
 ϵ : Efficacité de sélection (trigger, reconstruction, identification, isolation).

FIG. 29.7 – Equation 1.

Pour ce faire l'on applique la méthode de la 2DSideBand étendue ref.[5]. Les paires de candidats photons ayant passé les coupures de la sélection Loose' et les coupures en p_T requises (25 et 22 GeV) constituent l'échantillon initial. Cet échantillon est divisé en sous-régions en jouant sur deux critères : le fait que les candidats soient ou non isolés (énergie d'isolation inférieure à 5 GeV) et le fait qu'ils passent ou non la coupure Tight. En appliquant ces distinctions aux deux candidats de la paire, on obtient 16 échantillons indépendants, illustrés figure 8. L'essentiel du signal se trouve dans la re-

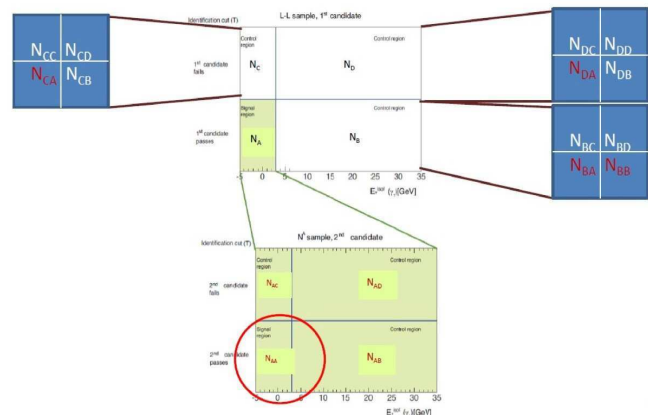


FIG. 29.8 – 2D SideBand méthode.

gion N_{aa} pour laquelle les deux candidats sont Tight et isolés. Mais pour chaque région on peut exprimer le nombre total d'événements en fonction du nombre d'événements $\gamma\gamma$ ($N_{\gamma\gamma}$), γ -jet ($N_{\gamma\text{-jet}}$), jet- γ ($N_{\text{jet-}\gamma}$) et jet-jet ($N_{\text{jet-jet}}$) et construire ainsi un système d'équations duquel on extrait en particulier $N_{\gamma\gamma}$. Cette méthode est appliquée bin par bin pour chaque variable cinématique considérée, et la figure 9 montre les résultats de cette décomposition obtenue en analysant 2.1 fb⁻¹ de données.

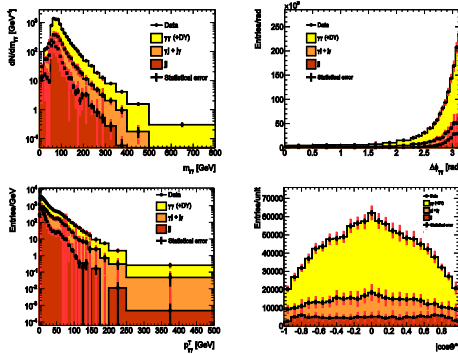


FIG. 29.9 – Décomposition du bruit de fond pour $m_{\gamma\gamma}$, $p_{T\gamma\gamma}$, $d\Phi$ et $\cos(\Theta^*)$.

Références

- [1] The ATLAS Collaboration, Phys. Rev. D 85, 012003 (2012)
- [2] The ATLAS Collaboration, ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report. Technical Design Report. CERN, Geneva (1999)
- [3] J.Leveque, Monitoring and Data Quality assessments for the ATLAS Liquid Argon Calorimeter at the LHC (2009)
- [4] T. Binoth, J. P. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen, A full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions, Eur. Phys. J. C16 (2000)
- [5] ATLAS Collaboration, Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV, ATLAS-CONF-2010-005 (2010)

**Recherche du Higgs dans le canal 4
électrons dans ATLAS**

Marthe Teinturier
*Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
(LAL), Orsay*

Search for the Higgs Boson in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel with the ATLAS detector

Heberth Torres
LPNHE, Paris



Here are presented results on the search for the Standard Model (SM) Higgs Boson [1] in the diphoton decay channel with 4.9 fb^{-1} of proton-proton collisions data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, collected in 2011 with the ATLAS detector [2]. At the LHC, the $H \rightarrow \gamma\gamma$ is one of the most sensitive single channels at low mass, the only missing region to be excluded after the LEP [3], Tevatron [4], and early LHC Higgs searches [5, 6]. Interestingly this is also the mass range favored by the Electroweak Standard Model fit [7]. The results presented here show the presence of an excess in the invariant mass distribution at 126.5 GeV with a local significance of 2.8 standard deviations with respect to the background only hypothesis, and global significance of 1.5 standard deviations for the search mass region, from 110 to 150 GeV. On the other hand, the SM Higgs Boson is excluded by this analysis with 95 % of confidence level in two mass windows, 113-115 GeV and 134.5-136 GeV.

31.1 Diphoton sample selection

In ATLAS, the reconstruction of a photon starts with an electromagnetic energy cluster in the lead/liquid-argon electromagnetic calorimeter (ECal). Then, the cluster is classified either as an electron or a photon depending if any track reconstructed in the inner detector is found to match with the cluster direction. A further treatment is also applied to distinguish between converted photons and electrons. A complete description of the ATLAS detector and the photon reconstruction algorithm can be found at ref. [8, 9]. After the reconstruction, the lateral and longitudinal energy profile of the shower in the calorimeter is used to separate prompt photons from secondary photons coming from leading neutral meson decays produced in jets. In particular the high granularity of the first layer of the ECal allows to differentiate between two energy deposits very close to each other (by for example two collimated photons from π^0 decay) and a single one. In order to further reject neutral mesons, an isolation criteria is used. While prompt photons are expected to be isolated, neutral mesons use to be accompanied by hadronic activity coming from the original jet. In that purpose, a calorimetric isolation energy is built by summing up the transverse energy in the calorimeter cells

around the photon ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.4$), excluding the cells associated to the cluster. This isolation energy is corrected for the photon energy leakage outside the cluster and for the event ambient energy, which is estimated event per event.

The diphoton event selection starts with a trigger that requires the presence of at least two photon candidates with more than 20 GeV of transverse energy and satisfying loose shower shape criteria. It is required at least one reconstructed primary vertex, with at least three associated tracks. Then, the two photon candidates with largest transverse energy are selected in the central part of the detector, $|\eta| < 2.37$, excluding a part of the calorimeter transition between the barrel and the end-cap, $1.37 < |\eta| < 1.52$, where photons are badly reconstructed. The leading and sub-leading candidates must have transverse energy larger than 40 and 25 GeV respectively. They are required to satisfy tight shower shape criteria and to have an isolation transverse energy below a 5 GeV threshold. In Figure 31.1 is shown the diphoton invariant mass distribution for the data selected sample; a total of 22489 events pass the selection and have diphoton invariant mass inside our region of interest, from 100 to 160 GeV. Details on the photon direction and the energy calibration used for the diphoton invariant mass computation can be found in Davignon's proceedings in this book.

31.2 Background studies

The main processes contributing to the background in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ search are, the QCD diphoton production, the associated production of a photon with jets and the processes with several jets in the final state. The two last ones contribute to the background when one or two jets fragmenting into neutral mesons (mainly π^0) are misidentified as photons. The diphoton production has a total cross-section that is about three order of magnitude larger than the expected cross-section for the signal. The photon-jet and multi-jets event production have even larger cross-sections, about six and nine order of magnitude larger than the signal cross-section, respectively. Fortunately, after applying the photon identification requirements based on the shower shape and the isolation condition, only one of about five

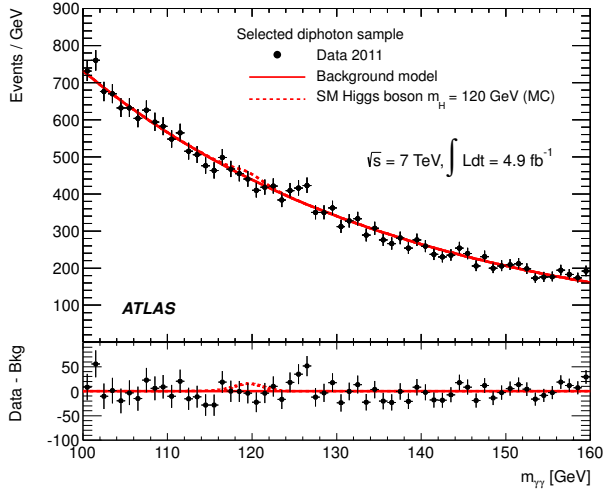


FIG. 31.1 – Invariant mass distribution for the selected data sample, overlaid with the total background (see text). The bottom inset displays the residual of the data with respect to the total background. The Higgs boson expectation for a mass hypothesis of 120 GeV corresponding to the SM cross section is also shown.[?].

thousands jets is misidentified as photon, which makes the background due to jets misidentification smaller than the prompt diphoton background. In Figure 31.1 one can see the size of the total background compared with the expected signal for a Standard Model Higgs Boson at 120 GeV.

An additional background is due to the misidentification of electrons as photons. The tail of the $Z \rightarrow ee$ peak, which is just below the mass region of interest, is the source for this background. It is expected to be mainly concentrated in the low mass region.

Using different methods and considering only information from the data, the background composition has been extracted. One of these methods consists on a two dimensional fit of the two photon candidates isolation energy distribution [10]; the isolation for the leading photon candidate represent one dimension and the isolation for the sub-leading candidate represent the second dimension. The fit is done with four component probability-density-functions corresponding to the backgrounds, $\gamma\gamma$, γj , $j\gamma$ and jj , where we have make the distinction of which candidate, the leading or the sub-leading, is a misidentified jet in the case of the photon-jet background. Figure 31.2 shows projections of the two dimensional fit on the isolation energy axes for the leading (top) and sub-leading (bottom) candidates. Another method also used to extract the background composition use a sideband technique, considering also the isolation information and the shower shape based photon identification; a detailed description of this method can be found in Schworer's proceedings in this book. The results obtained with the different methods are consistent with each other.

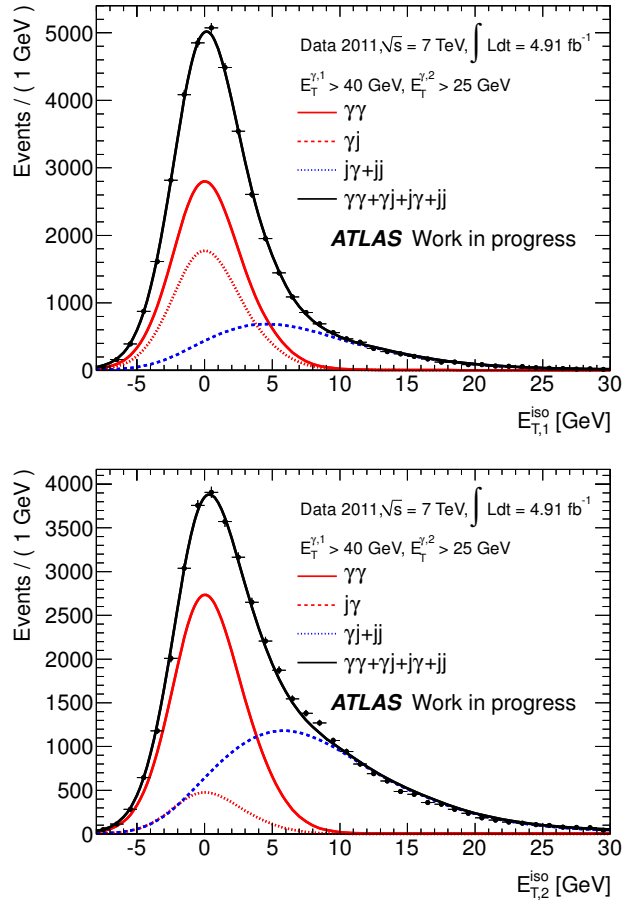


FIG. 31.2 – Isolation distributions for the leading (top) and sub-leading (bottom) photon candidate. The red solid, red dashed, blue dashed, and black solid lines show the templates for $\gamma\gamma$, $j\gamma$ or γj , sum of γj or $j\gamma$ and jj , and the sum of all components, respectively.

The Drell-Yan background, corresponding to misidentified electrons, is also estimated from the data information. First, the probability for an electron to be misidentified as a photon is estimated, and then, the Drell-Yan background is extrapolated from the number of $Z \rightarrow ee$ events reconstructed.

In Table 31.1 is shown the estimated composition of the selected sample. Most of the background, $(71 \pm 5)\%$, correspond to prompt diphotons.

TAB. 31.1 – Composition of the selected sample as obtained from the data in the mass window of 100–160 GeV. A sum in quadrature of statistical and systematic uncertainties is quoted.

	$\gamma\gamma$	γj	jj	Drell-Yan
Events	16000 ± 1100	5230 ± 890	1130 ± 600	165 ± 8
Fraction	$(71 \pm 5)\%$	$(23 \pm 4)\%$	$(5 \pm 3)\%$	$(0.7 \pm 0.1)\%$

In this analysis the sample has been divided in nine categories, that, as explained by Davignon in this book, exploits the differences on the photon energy resolution

TAB. 31.2 – Mass resolution σ_{CB} (see text) and FWHM (both in GeV), expected number of signal events (N_S) for $m_H = 120$ GeV and number of events in the data (N_D) in each category for 4.9fb^{-1} . N_S and N_D are for the mass range 100–160 GeV. The signal-to-background ratios (S/B) are given in a mass window containing 90% of the signal for $m_H = 120$ GeV.

Category	σ_{CB}	FWHM	N_S	N_D	S/B
Unconverted central, low p_{Tt}	1.4	3.4	9.1	1763	0.05
Unconverted central, high p_{Tt}	1.4	3.3	2.6	235	0.11
Unconverted rest, low p_{Tt}	1.7	4.0	17.7	6234	0.02
Unconverted rest, high p_{Tt}	1.6	3.9	4.7	1006	0.04
Converted central, low p_{Tt}	1.6	3.9	6.0	1318	0.03
Converted central, high p_{Tt}	1.5	3.6	1.7	184	0.08
Converted rest, low p_{Tt}	2.0	4.7	17.0	7311	0.01
Converted rest, high p_{Tt}	1.9	4.5	4.8	1072	0.03
Converted transition	2.3	5.9	8.5	3366	0.01
All categories	1.7	4.1	72.1	22489	0.02

for different η regions of the calorimeter and for converted and unconverted photons. Also, this categorization takes advantage of the kinematic differences between the signal and the background, by constraining in some categories the pair of photons to be relatively close in η , and by separating photon pairs according to their p_{Tt} , the component of the diphoton p_T that is orthogonal to the thrust axis [11]. Thus, the various categories have different signal over background ratios as shown in table 31.2. An event is classified as *converted* if at least one of the photons is converted (i.e. that has produced an electron-positron pair). The η separation is as follow, if both photons have $|\eta| < 0.75$ the event is included in a *central* category, if at least one photon has $1.3 < |\eta| < 1.75$ the event is included in a *transition* category (corresponding to the barrel end-cap transition of the calorimeter), and the rest of events are included in the so called *rest* categories. In the case of the unconverted categories, the η categories *rest* and *transition* are merged in common categories called also *rest*. For the p_{Tt} categorization, the diphotons are included in *high* or *low* p_{Tt} categories if their p_{Tt} is above or below 40 GeV respectively.

For the background mass distribution modeling, an exponential function is used for each category. In Figure 31.1, the sum of the nine categories exponential models is overlaying the data mass distribution. Differences between this model and the true background shape would induce spurious excess or deficit of events in the statistical analysis. In order to minimize these possible effects, an uncertainty on the background model is introduced. The size of this uncertainty is estimated using diphoton Monte Carlo samples generated with RESBOS [12] and DIPHOX [13], it is estimated from the differences between the MC samples mass distribution and the exponential model fitted to the same

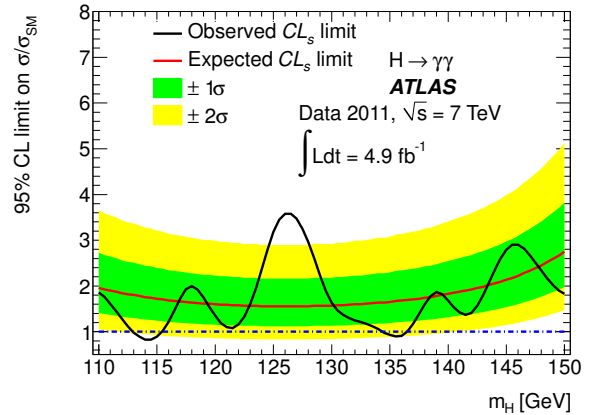


FIG. 31.3 – Observed and expected 95% CL limits on the SM Higgs boson production normalized to the predicted cross section as a function of m_H . [?].

samples.

A complete list and description of the systematic uncertainties for this analysis can be found in Davignon’s proceedings in this book.

31.3 Results and conclusions

For the exclusion limit setting we are using the CL_S frequentist method (a detailed description of the method can be found in ref. [14]). Figure 31.3 shows the Higgs Boson exclusion limits with 95% of confidence level in units of SM cross-section for Higgs masses that range from 110 to 150 GeV. The red and black lines in the figure correspond to the expected median and observed limits respectively. The expected limit vary between 1.6 and 1.7 times the SM cross-section in the mass range 115-130 GeV, and between 1.6 and 2.7 in the mass range 110-150 GeV. The observed limit exclude the SM cross-section in two mass windows, 113-115 GeV and 134.5-136 GeV, and overpass the upper two sigma band in the range 124.5-128 GeV. In order to quantify the excess of events in the last mentioned range is used the probability p_0 for the background to fluctuate and give an excess as large or larger than this one [14]. Figure 31.4 shows the local p_0 expected in the presence of a SM Higgs Boson and the one observed in the data. The largest excess observed with respect to the background only hypothesis is at 126.5 GeV. It has a local significance of 2.9 standard deviations. After considering the uncertainty on the mass position due to the imperfect knowledge of the photon energy scale, the local significance of the excess becomes 2.8 standard deviations. The global significance of this excess is 1.5 standard deviations when the look elsewhere effect [15] for the search mass region 110-150 GeV is considered.

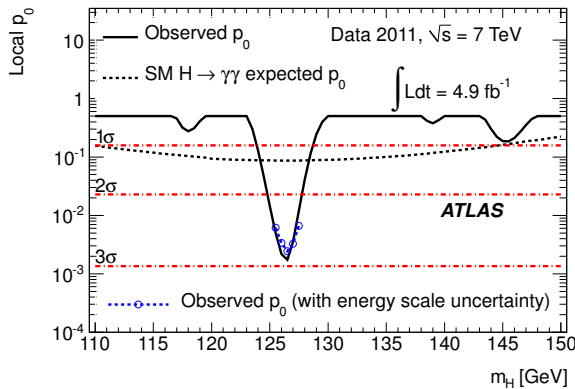


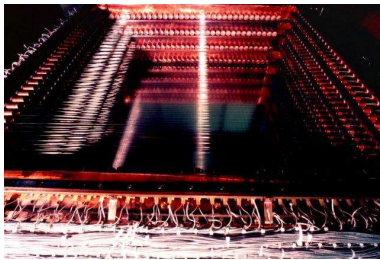
FIG. 31.4 – The observed local p_0 , the probability that the background fluctuates to the observed number of events or higher (solid line). The open points indicate the observed local p_0 value when energy scale uncertainties are taken into account. The dotted line shows the expected median local p_0 for the signal hypothesis when tested at m_H . [?].

Références

- [1] F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964); P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964); G. S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett.13, 585 (1964).
- [2] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with 4.9 fb⁻¹ of pp collision data at sqrt(s) = 7 TeV with ATLAS*, arXiv :1202.1414.
- [3] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, LEP Working Group for Higgs boson searches, Phys. Lett. B 565 (2003).
- [4] The TEVNPH Working Group, for the CDF, D0 Collaborations, *Combined CDF and D0 Search for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb⁻¹ of Data*, arXiv :1203.3774.
- [5] The ATLAS Collaboration, *Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb-1 of pp collision data at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector at the LHC*, arXiv :1202.1408.
- [6] The CMS Collaboration, *Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, arXiv :1202.1488.
- [7] M. Baak et al., *Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics*, arXiv :1107.0975.
- [8] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN LargeHadron Collider*, JINST 3 (2008) S08003.
- [9] G. Aad et al. (ATLAS) arXiv :0901.0512.
- [10] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Rev. D 85, 012003 (2012).
- [11] M. Vesterinen, T.R. Wyatt, Nucl. Instrum. Meth. A602, 432 (2009).
- [12] C. Balazs, E.L. Berger, P.M. Nadolsky, C.P. Yuan, Phys. Rev. D76, 013009 (2007).
- [13] T. Binoth, J. Guillet, E. Pilon, M. Werlen, Eur. Phys. J. C16, 311 (2000).
- [14] ATLAS and CMS Collaborations, LHC Higgs Combination Group, ATL-PHYS-PUB-2011-011, online at <https://cdsweb.cern.ch/record/1375842> (2011).
- [15] E. Gross, O. Vitells, Eur. Phys. J. C70, 525 (2010).

Sixième partie

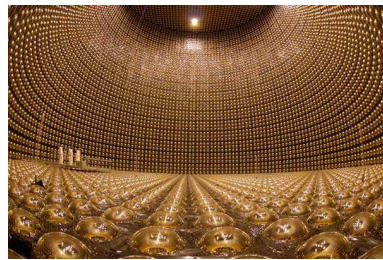
Neutrinos



NEMO 2



ANTARES



Super Kamiokande

La physique des Neutrinos

Antoine Cazes

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Université Claude Bernard, Lyon 1*



De son introduction à la mesure de sa vitesse par l'expérience OPERA, le neutrino n'a cessé de nous surprendre, se dévoilant petit à petit.

Cet article présente une introduction sur l'histoire de la physique des neutrinos et sera suivi de trois articles faisant le point sur les propriétés d'oscillation des neutrinos, sur sa nature, puis sur son utilisation comme sonde ultra-galactique.

32.1 L'histoire d'un remède désespéré

Nous sommes au début de l'hiver 1930. En ce temps là, la physique vivait uniquement avec le proton et l'électron, ce qui lui posait des problèmes de spin dans les noyaux et de conservation de l'énergie dans le rayonnement bêta. Le 4 décembre, il y eut un bal à Vienne, et Wolfgang Pauli voulait aller valser. Mais comme c'était un savant sérieux, et qu'il avait une idée géniale, il envoya une lettre à ses collègues réunis en conférence à Tubingen, proposant une solution aux problèmes précédents grâce à l'introduction d'une troisième particule, qu'il nomma *neutron*.

Le neutron que nous connaissons ayant été découvert par Chadwick en 1932, Enrico Fermi décida de rebaptiser cette particule *neutrino* ("petit neutre" dans la langue de Dante). Il faudra ensuite beaucoup de patience pour que son existence soit confirmée par l'expérience de Reines et Cowan en 1956. Ils placèrent une cuve d'eau dopée au Cadmium près du réacteur nucléaire de Savannah river. Des photomultiplicateurs détectaient les photons émis suite aux interactions de neutrinos par courant chargé. La différence de taux de comptage entre les prises de données avec le réacteur en activité et le réacteur éteint permit de découvrir les neutrinos électroniques[1]. Six ans après Jack Steinberger découvrit les neutrinos muoniques dans le premier faisceau de neutrinos à Brookhaven [2], et pour finir, le neutrino tau fut mis en évidence en 2000 à FermiLab par l'expérience DONUT [3].

32.2 Les propriétés du neutrino

32.2.1 Sa nature

Étant le seul fermion neutre du modèle standard, le neutrino peut être considéré comme étant sa propre anti-particule (la différenciation entre particule et anti-particules se faisant alors par la parité, le neutrino étant toujours gauche, et l'anti-neutrino toujours droit). On appelle cela une particule de Majorana. Cette supposition permet d'introduire un terme de masse différent de celui des autres particules, et par le mécanisme de la bascule (*see-saw*), d'expliquer la petitesse des masses des neutrinos.

La recherche de la nature des neutrinos est un sujet très actif dont vous pourrez avoir un aperçu dans l'article page 185.

32.2.2 Les oscillations

La première grande surprise que nous offrirent les neutrinos intervint lors de la mesure du flux de neutrinos solaires : on en perdait la moitié en route. Après avoir éliminé les possibles erreurs expérimentales ou théoriques, il fallut bien se rendre à l'évidence et à la proposition de Bruno Pontecorvo : Les neutrinos oscillaient ! C'est à dire qu'ils changent de saveur en se propageant.

L'idée est la suivante : Les états propres de masse sont différents des états propres de saveur (autrement dit d'interaction). Il existe une matrice de rotation permettant de passer des uns aux autres. Les neutrinos se propagent dans leurs états propres de masse, qui sont donc des mélanges des états propres de saveur. Quand ils interagissent, ils peuvent le faire suivant les trois saveurs.

Les oscillations de neutrinos paraissent une bonne explication des mesures de neutrinos solaires, mais il a fallu attendre 2001 pour que l'expérience SNO apporte la preuve de ce phénomène. La particularité de SNO est d'avoir construit un détecteur rempli d'eau lourde (D_2O). Le flux total de neutrinos peut être mesuré par les interactions par courant neutre dissociant le proton et le neutron dans le deutérium. Cette interaction ne permet pas d'identifier la saveur du neutrino, ce qui a l'avantage de ne pas sélectionner uniquement

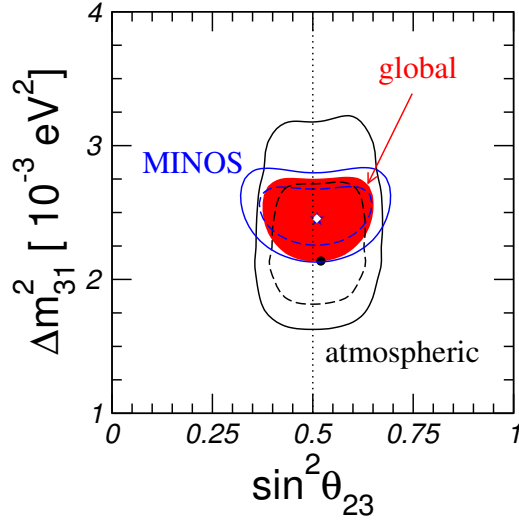


FIG. 32.1 – Zone des paramètres atmosphériques à 90% de niveau de confiance (pointillé) et 3σ (ligne continue) [6]

les neutrinos électroniques. Le flux de neutrinos mesuré est $5,21 \pm 0,27(stat) \pm 0,38(syst) \cdot 10^6 cm^{-2} s^{-1}$ alors que les prédictions du model standard du soleil donnaient $5,05^{+1,01}_{-0,81} \cdot 10^6 cm^{-2} s^{-1}$ [4]. La théorie des oscillations était prouvée. Restait à mesurer ses paramètres.

32.2.3 la mesure des paramètres

Les oscillations de neutrinos peuvent se séparer en deux secteurs indépendants (appelés solaire et atmosphérique) car l'un des trois angles de mélange est petit. Cela a été montré par l'expérience CHOOZ. Il s'agissait d'un détecteur remplie de scintillateur placé à 1 km de la centrale nucléaire de Chooz, dans les Ardennes. Aucune oscillation n'a été observé pour les $\bar{\nu}_e$ sur cette distance, ce qui force l'angle θ_{13} à être inférieur à 10° [5]. Les résultats actuels sur la mesure de θ_{13} sont présenté dans l'article page 195.

Entre temps, l'expérience Super Kamiokande a étudié les neutrinos atmosphériques (qui sont produit en haute atmosphère, principalement par les désintégrations des pions et des muons des gerbes cosmiques).

Super Kamiokande est un immense détecteur remplie de $50.000 m^3$ d'eau et équipé de gros photomultiplicateurs (20 pouces) qui détectent la lumière Cerenkov créée par les particules issues de l'interaction du neutrino.

L'expérience a mesuré le flux de ces neutrinos en fonction de leur angle, et démontré que les neutrinos muoniques ayant traversé toute la terre était moins nombreux que ceux étant crée au dessus du détecteur.

Les résultats de cette expérience, couplé aux résultats de T2K et de MINOS, deux expériences utilisant

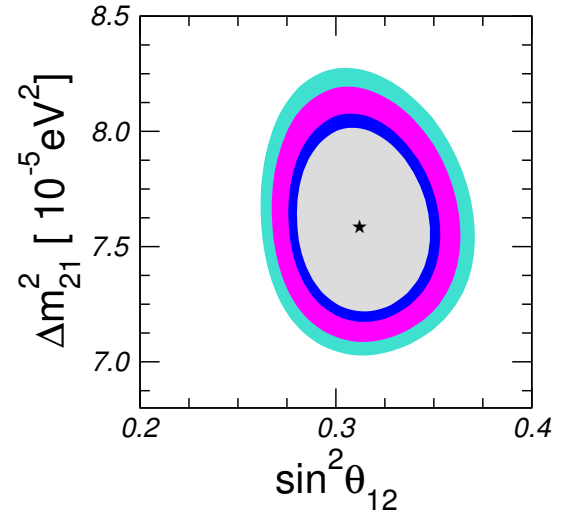


FIG. 32.2 – Zone des paramètres solaires à 90%, 95%, 99%, 99,73% de niveau de confiance obtenu en combinant les résultats solaires + KamLAND + réacteurs [6]

un faisceau de neutrinos muoniques sur respectivement 250 km et 730 km, sont présentés sur la figure 32.1. On obtient les valeurs suivantes (les erreurs sont à 1σ) [6] :

$$\begin{aligned}\Delta m_{31}^2 &= 2,45 \pm 0,09 \cdot 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2 \theta_{23} &= 0,51 \pm 0,06\end{aligned}$$

Les expériences mesurant le flux de neutrinos solaires sont nombreuses, et couplées avec l'expérience KamLAND, qui observait le flux de neutrinos en provenance de toutes les centrales nucléaires du Japon, elles donnent les résultats présentés dans la figure 32.2 et qui se résument par les valeurs suivantes [6] :

$$\begin{aligned}\Delta m_{12}^2 &= 7,59^{+0,20}_{-0,18} \cdot 10^{-5} eV^2 \\ \sin^2 \theta_{12} &= 0,312^{+0,017}_{-0,015}\end{aligned}$$

32.2.4 De plus en plus surprenant

Le neutrino n'en a pas fini avec ses surprises. En septembre 2011, la collaboration OPERA, après 6 mois passé à traquer une possible erreur, a publié la mesure de la vitesse des neutrinos muoniques du faisceau CNGS. Le résultat trouvé est une vitesse supérieure à celle de la lumière [7]... à moins que... Affaire à suivre !

32.3 À la conquête de l'espace

Le fait que le neutrino soit une particule insaisissable en fait un merveilleux messager de l'univers, puisqu'il le traverse sans être perturbé. La collaboration AN-

TARES a instrumenté une surface de 10 *ha* au large de Toulon, la méditerranée servant de cible aux neutrinos, et la lumière Cerenkov produite étant récupéré par des lignes de photomultiplicateurs. Le même principe a été appliqué au pôle sud par l'expérience ICECUBE pour un volume de glace instrumenté d'environ 1 *km*³. L'article page 191 nous explique comment l'on peut étudier l'univers avec ces détecteurs en regardant les coïncidences avec les détecteurs d'ondes gravitationnelles.

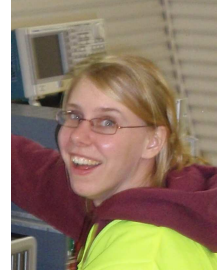
Références

- [1] F Reines & C. Cowan, *Nature*, 178 (1956) 446-449
- [2] G. Danby *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36
- [3] K. Kodama *et al.*, *Phys. Lett. B* **504** (2001) 218
- [4] S.N. Ahmed *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 181301
- [5] M Apollonio *et al.*, *Phys. Lett. B* **466** (1999) 415
- [6] T. Schwetz *et al.*, arXiv :1103.0734v2 [hep-ph]
- [7] T. Adam *et al.*, arXiv :1109.4897v2 [hep-ex]

Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino dans les expériences NEMO

Sophie Blondel

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire



Résumé

Le détecteur NEMO3 a pris des données de 2003 à 2011 au Laboratoire Souterrain de Modane. Il avait pour but de mettre en évidence la double désintégration β sans émission de neutrino qui prouverait que le neutrino est de Majorana (*i. e.* identique à son anti-particule). Son successeur SuperNEMO, qui devrait atteindre une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} = 10^{26}$ ans, aura son premier module démonstrateur en état de fonctionnement courant 2014.

Nous nous intéresserons ici tout particulièrement au blindage de SuperNEMO dans un premier temps, puis aux techniques d'analyse pour les données de NEMO3.

33.1 Brève histoire du neutrino

Après avoir été postulé par Wolfgang Pauli en 1930 pour remédier au problème du spectre de la désintégration β (un spectre continu était observé alors qu'on l'attendait discret car à l'époque on croyait que seul un électron était émis), il a fallu un quart de siècle et de nombreuses péripéties pour avoir la première observation expérimentale du neutrino auprès du réacteur de Savannah River aux États Unis en 1956 par Frederick Reines et Clyde Cowan [1]. Suite à cela, Ray Davis décide de tester le modèle du Soleil grâce aux neutrinos [2], mais c'était sans compter sur leurs propriétés et il observe un déficit de 70 % de ce qui était prédit. Les oscillations de neutrinos sont mises en évidence avec près de 40 ans de vérifications et l'expérience SNO [3] confirme la transformation partielle des ν_e du Soleil en ν_μ et ν_τ lors de leurs parcours jusqu'à la Terre.

À l'heure actuelle le neutrino demeure encore une particule inconnue : on en a observé 3 saveurs (ν_e en 1956 [1], ν_μ en 1962 [4], et ν_τ en 2000 [5]), on sait qu'il n'existe que 3 familles de neutrino léger [6], qu'ils oscillent entre ces saveurs, mais on ne connaît ni leurs masses (très faibles) ni leurs natures (Dirac ou Majorana).

33.2 La double désintégration β

Connaître la nature du neutrino équivaut à savoir si le neutrino est sa propre anti-particule (Majorana) ou

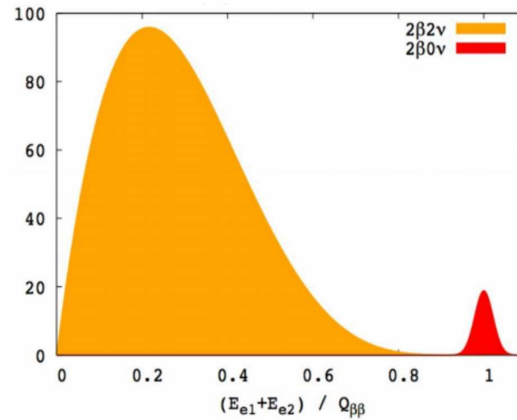
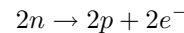
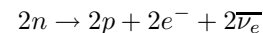


FIG. 33.1 – Spectre de la somme des énergies des 2 électrons normalisé à l'énergie disponible.

si l'anti-neutrino est différent du neutrino (Dirac). Pour cela il existe un processus nommé double désintégration β sans émission de neutrino ($2\beta 0\nu$) :



qui n'est possible que si le neutrino est massif et de Majorana et ne peut se produire que dans les noyaux pour lesquels l'énergie de liaison du noyau fils est plus élevée que celle du noyau père. Le processus similaire autorisé par le modèle standard est la désintégration double β avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$) :



mais celui-ci ne donne cependant aucune information sur la nature du neutrino.

Afin d'observer cette désintégration $2\beta 0\nu$ il suffit de placer des isotopes émetteurs double β (tels que le ^{100}Mo ou le ^{82}Se) dans un détecteur qui mesure l'énergie des électrons qui en sont issus. Le spectre de la somme des énergies obtenu sera continu pour la contribution de la désintégration $2\beta 2\nu$, et il y aura un pic situé en fin de spectre (les électrons emportent toute l'énergie disponible ($Q_{\beta\beta}$) comme aucun neutrino n'est émis) provenant de la désintégration $2\beta 0\nu$ (figure 33.1). Si aucun pic n'est observé on peut mettre une limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$.

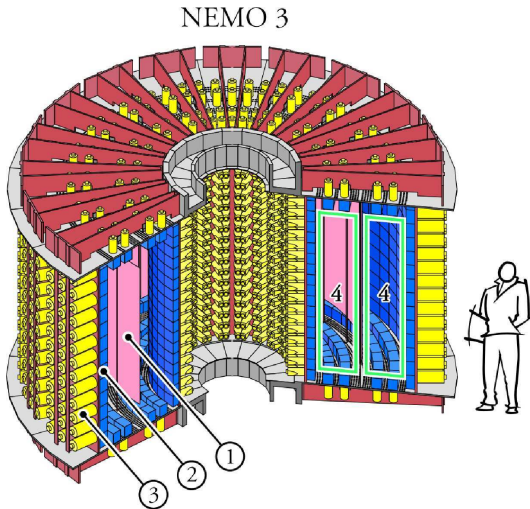


FIG. 33.2 – Détecteur NEMO3 sans blindage. 1 Feuilles sources. 2 Scintillateurs plastiques. 3 Photo-multiplicateurs basse radioactivité. 4 Chambre à fils.

33.3 L'expérience HEIDELBERG-MOSCOW

Jusqu'à aujourd'hui c'est la seule expérience qui affirme avoir observé la désintégration $2\beta 0\nu$ [7] et celle-ci suscite de nombreuses controverses. La nouvelle génération d'expérience devrait avoir la sensibilité requise pour confirmer ou infirmer cette découverte.

33.4 NEMO3 et SuperNEMO

NEMO3 (figure 33.2) est un détecteur qui a fini de prendre des données en janvier 2011 au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) et est maintenant démonté. SuperNEMO (figure 33.3) est le projet qui prendra la suite de NEMO3 en améliorant sa sensibilité de 2 ordres de grandeur.

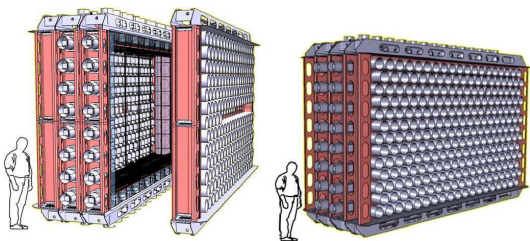


FIG. 33.3 – Un module du détecteur SuperNEMO en vue ouverte et fermée.

Le principe de détection est le suivant ("tracko-calorimètre") : les particules chargées issues de la feuille source (isotopes émetteurs double β) sont détectées par la chambre à fils, puis leurs énergies et temps d'arrivée sont mesurés par le calorimètre ; la charge est détermi-

née grâce à un champ magnétique. L'avantage de cette technique est que l'on peut regarder différents canaux pour étudier le bruit de fond [8], mais l'inconvénient est que l'on n'a pas une très bonne résolution en énergie et l'identification des électrons nécessite un détecteur peu compact (la minimisation de la perte d'énergie des électrons dans la feuille source impose une source peu épaisse).

Un point très important dans ce type d'expérience est que tout doit être très peu radioactif pour générer le minimum de bruit de fond car on recherche un processus très rare. C'est pour cela que les détecteurs sont placés sous plusieurs centaines de mètres de roches (1700 m au LSM) où le flux de muons cosmiques est diminué de 6 ordres de grandeurs (dans le LSM il n'y a plus que 4 muons cosmiques par mètre carré et par jour). Et en plus de n'utiliser que des matériaux ultra-pures les détecteurs sont isolés de l'extérieur par un blindage.

Dans le cas du détecteur NEMO3, on a une géométrie cylindrique où l'on a placé essentiellement 7 kilogrammes de ^{100}Mo et 1 kilogramme de ^{82}Se ($Q_{\beta\beta} \sim 3$ MeV pour ces 2 isotopes) et la sensibilité obtenue est de $\sim 10^{24}$ ans (pour le ^{100}Mo). SuperNEMO, lui, est conçu en géométrie plane dans le but de pouvoir construire 20 modules identiques contenant chacun 5 kilogrammes de ^{82}Se . La sensibilité attendue du détecteur complet est de $\sim 10^{26}$ ans.

Cette progression a été possible grâce aux efforts mis sur la résolution en énergie du calorimètre (pour NEMO3 FWHM à 1 MeV = 15 %, alors que les photo-multiplicateurs de SuperNEMO atteignent 7 %) et la contamination des feuilles sources et du détecteur ($< 2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et $< 10 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi pour les sources, $< 0,1 \text{ mBq/m}^3$ en ^{222}Rn pour le gaz de la chambre à fils). Le fait d'avoir une meilleure résolution en énergie permet de mieux distinguer le signal $2\beta 0\nu$ du bruit de fond venant de la désintégration $2\beta 2\nu$, et réduire les contaminations diminue le nombre d'événements détectés comme événement à 2 électrons provenant de la feuille source alors qu'ils étaient en réalité du bruit de fond.

En attendant que tous les modules de SuperNEMO soient prêts, un premier module démonstrateur est en cours de construction et devrait être installé au LSM au cours de l'année 2014.

33.5 Les neutrons

Une autre contribution au bruit de fond provient des neutrons entourant le détecteur (dans les roches du laboratoire) ou à l'intérieur même du détecteur. Ils sont produits par réaction (α, n), fission spontanée de ^{238}U , ou interaction des muons cosmiques.

Pour y pallier un blindage doit être installé tout autour du détecteur. Pour NEMO3 il était constitué de

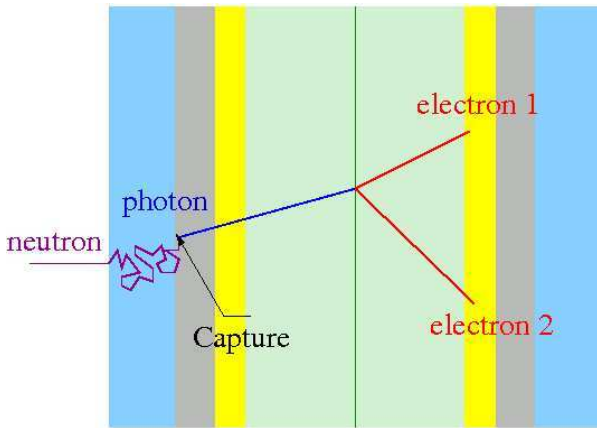


FIG. 33.4 – Schéma du parcours d'un neutron venant de l'extérieur ; le blindage en eau est représenté en bleu, le blindage en fer en gris, les scintillateurs en jaune, la chambre à fils en vert clair, et la feuille source en vert foncé.

30 cm d'eau à l'extérieur et 19 cm de fer à l'intérieur. Dans ces conditions, si on prend un neutron venant des roches, il va arriver dans l'eau et se thermaliser, et peut finir par être capturé dans le fer. Le noyau de fer ainsi créé émet des gammas allant jusqu'à 7,6 MeV qui, s'ils interagissent ensuite dans les feuilles sources, sont capables de mimer un événement à 2 électrons à grande énergie (le signal $2\beta 0\nu$ est attendu dans la fenêtre $[2,7 - 3,2]$ MeV) (figure 33.4).

Dans le but d'améliorer ce blindage on va entourer le fer d'1 cm de PolyÉthylène Boré (PEB) de chaque côté pour inciter les neutrons à être capturé dans le bore plutôt que dans le fer. Le bore a en effet une section efficace de capture neutronique élevée et les gammas émis ont une énergie plus faible ($\sim 0,48$ MeV).

La comparaison de ces 2 blindages a été effectuée avec une simulation GEANT4 d'une géométrie simplifiée du démonstrateur. En analysant plusieurs canaux (gamma traversant, électron traversant, 2 électrons venant de la feuille source) on obtient le taux de réduction du bruit de fond provenant des neutrons en ajoutant du PEB qui est d'un facteur 6 environ. La contribution des neutrons dans le canal à 2 électrons de la feuille source dans la fenêtre $[2,7 - 3,2]$ MeV pour 20 modules de SuperNEMO prenant des données pendant 5 ans est estimée à $< 0,52$ événement à 90%CL.

Il reste cependant à vérifier que ce blindage est suffisant pour le bruit de fond venant des gammas et à faire des simulations plus poussées qui retranscrivent une géométrie du détecteur plus réaliste.

33.6 Analyse du ^{150}Nd dans le détecteur NEMO3

33.6.1 Le ^{150}Nd

En plus des isotopes principaux que sont le ^{100}Mo et le ^{82}Se , d'autres émetteurs double β ont été placés dans NEMO3 en plus petite quantité en vue de les utiliser en plus grande quantité dans la prochaine génération d'expérience. Parmi ceux-là il y a 37 grammes de ^{150}Nd [9] qui a une énergie disponible plus élevée ($Q_{\beta\beta} \sim 3,4$ MeV), ce qui est intéressant car cela diminue la contribution des bruits de fond pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino.

33.6.2 Les topologies

Comme indiqué précédemment la chambre à fils de NEMO3 permet d'identifier différentes particules : un électron ou un positron est défini comme une trace dans la chambre à fils associé à un scintillateur touché (ce qui les différencie est la courbure de la trace), un gamma est un scintillateur touché isolé, et un alpha est une trace courte sans scintillateur associé.

Grâce à cela on peut distinguer plusieurs topologies dont voici des exemples :

- 2 électrons venant de la source : permet d'analyser le signal provenant de la double désintégration β avec ou sans émission de neutrino ;
- 1 électron seul venant de la source : permet de mesurer la contamination des feuilles sources en ^{234m}Pa ;
- 1 électron n gammas venant de la source : permet de mesurer la contamination des feuilles sources en ^{208}Tl , ^{207}Bi ;
- 1 électron 1 alpha retardé : permet de mesurer la contamination des feuilles sources et de la chambre à fils en ^{214}Bi ;
- 1 électron traversant (à haute énergie) d'un scintillateur à l'autre : permet d'estimer le flux de neutrons.

33.6.3 Le *gamma tracking*

Lorsqu'un gamma traverse un scintillateur de NEMO3 il a environ une chance sur deux d'interagir par effet Compton. Il dépose une partie de son énergie et peut aller rebondir encore sur un autre scintillateur. Dans le but de pouvoir mieux reconstruire l'énergie de ces gammas il faut pouvoir reconstruire leurs trajectoires, et c'est pour cela qu'un *gamma tracking* est en cours de finalisation (Ch. Hugon au Centre Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan).

En voici le principe : on s'intéresse à tous les scintillateurs touchés non associés à une trace d'un événement (en jaune sur la figure 33.7), on cherche dans un premier

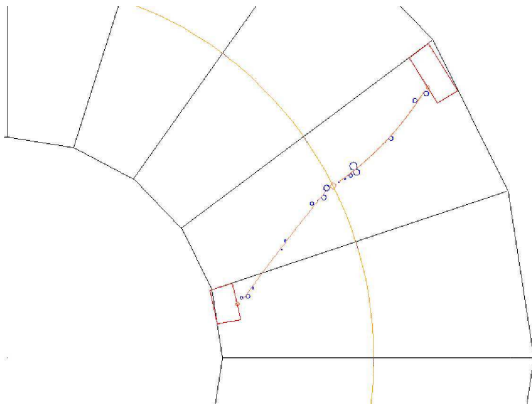


FIG. 33.5 – Exemple d'événement 2 électrons venant de la source.

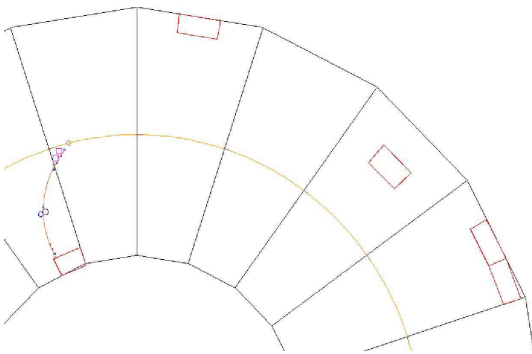


FIG. 33.6 – Exemple d'événement 1 électron n gammas venant de la source.

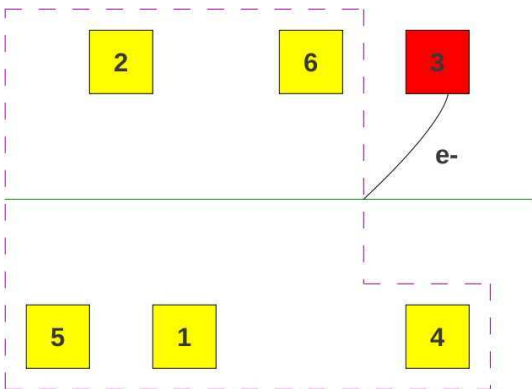


FIG. 33.7 – Schéma d'événement un électron n gammas, le scintillateur associé à l'électron est en rouge, ceux qui n'ont pas de traces associée sont en jaune.

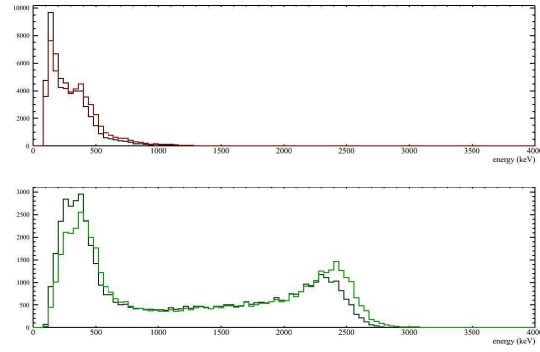


FIG. 33.8 – Exemple de l'effet du *gamma tracking* sur des simulation de ^{208}Tl (qui décroît principalement en un électron et deux gammas à 2,6 MeV et 583 keV) : énergie du gamma la plus faible en haut et du gamma ayant la plus haute énergie en bas. Les spectres avec utilisation du *gamma tracking* sont les courbes les plus claires.

temps les scintillateurs primaires qui correspondent à la première interaction des gammas, à partir de ceux-là on cherche les rebonds en calculant la probabilité pour un gamma de s'être déplacé d'un scintillateur à l'autre, on obtient alors des chaînes de scintillateurs correspondant à un seul gamma et on peut sommer les énergies déposées dans ces scintillateurs.

On peut voir l'effet de ce *gamma tracking* sur les spectres de 33.8.

33.6.4 Mesure des processus de désintégration $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$

À partir des simulations on obtient une efficacité de détection dans différents canaux, on les utilise pour estimer les bruits de fond. On propage la contribution de ces bruits de fond dans le canal qui nous intéresse le plus (à 2 électrons venant de la feuille source). On estime alors le nombre d'événements dans les données qui correspondent réellement à une double désintégration β et on en déduit la demi-vie des processus $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$:

$$T_{1/2} = \frac{\epsilon \times \ln 2 \times m \times \mathcal{N}_A \times t_{acq}}{N_{signal} \times M}$$

avec ϵ l'efficacité de détection dans le canal deux électrons, m la masse de l'isotope étudié, \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, t_{acq} la durée d'acquisition, N_{signal} le nombre d'événements détectés correspondant à du signal ($N_{données} - N_{bdf}$), M la masse molaire.

33.7 Conclusion

Conçue pour lever le voile sur la nature du neutrino l'expérience NEMO3 n'a pas encore observé la double désintégration β sans émission de neutrino. Elle per-

met cependant de mettre parmi les meilleures limites mondiales sur ce processus. Le projet SuperNEMO est en cours de réalisation afin d'aller plus loin et devrait atteindre la sensibilité d'HEIDELBERG-MOSCOW en trois ans de prise de données avec le démonstrateur.

Remerciements

Je tiens à remercier toute l'équipe organisatrice des JRJC 2011 et tout particulièrement Antoine Cazes qui, en plus d'avoir été le coordinateur de la session neutrino, m'a soutenue dans la maladie et à porté mon sac jusqu'au bus.

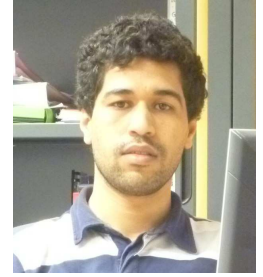
Références

- [1] C. L. Cowan, F. Reines, *Science* Vol. 124 no. 3212 pp. 103-104 (1956)
- [2] R Davis, *Phys. Rev. Lett.* 20, 1205-1209 (1968)
- [3] Q. R. Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 89, 011301 (2002)
- [4] G. Danby *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 9, 36 (1962)
- [5] K. Kodama, DONUT collaboration *et al.*, *Phys. Lett. B*, 504 (2001)
- [6] *Phys. Rept.* 427, 257-454 (2006)
- [7] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Krivosheina *et al.*, *NIM A* 522, 371-406 (2004)
- [8] J. Argyriades *et al.*, *Nucl. Inst. Meth. A* 606, Issue 3 (2009)
- [9] J. Argyriades *et al.*, *Phys. Rev. C* 80, 032501(R) (2009)

Coincident searches between gravitational waves and high-energy neutrinos with the ANTARES and LIGO/Virgo detectors

Boutayeb Bouhou

APC, AstroParticule et Cosmologie, Université Paris-Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité, 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13 France



Résumé

A multi-messenger approach with gravitational-wave transients and high-energy neutrinos is expected to open new perspectives in the study of the most violent astrophysical processes in the Universe. In particular, gamma-ray bursts are of special interest as they are associated with astrophysical scenarios predicting significant joint emission of gravitational waves and high-energy neutrinos. Several experiments (e.g. ANTARES, IceCube, LIGO and Virgo) are currently recording data and searching for those astrophysical sources. In this report, we present the first joint analysis effort using data from the gravitational-wave detectors LIGO and Virgo, and from the high-energy neutrino detector ANTARES.

For the ANTARES Collaboration, the LIGO Scientific Collaboration and the Virgo Collaboration

34.1 Introduction

With the construction of the ANTARES neutrino telescope [1] in the Mediterranean Sea and IceCube at the South Pole, together with the interesting sensitivity reached by the LIGO [2] and the Virgo [3] detectors, the multi-messenger astronomy with gravitational waves (GW) and high-energy neutrinos (HEN) is entering a very promising era.

ANTARES is an array of 12 strings spaced over an area of 0.1 km^2 , each one holding 75 optical modules. The main goal of the experiment is to search for HEN of astrophysical origin (i.e. with energies $> 100 \text{ GeV}$) by detecting the Cerenkov photons produced by relativistic muons induced by neutrino charged current interaction in the vicinity of the detector. The detector was completed on May 30, 2008 but it started recording data in an incomplete configuration since Jan 30, 2007.

The US project LIGO and European Virgo are Michelson-Morley interferometers, using a very sophisticated technology to measure any variation in the arms length due to the passage of GWs, which are a ripples of space-time caused by accelerating masses. LIGO and Virgo follow the similar operational design but include

differences in the arm length for instance (4 km for LIGO and 3 km for Virgo). The interferometer is maintained on the nominal working point where the light beams from each arm interfere destructively, i.e the dark fringe. If a GW passes through the detector it produces a differential strain between the two arms, and hence a change in the phase shift between beams at recombination. This small perturbation results in a fluctuation in the light power after recombination which is converted into the GW strength or strain with $h_{strain} = 2\Delta L/L$, where ΔL is the change in separation of two masses at distance L . Those detectors have reached their initial sensitivity and are currently being upgraded to improve their sensitivity by one order of magnitude.

A working group gathering people from the network of experiments ANTARES, IceCube, LIGO and Virgo studies the connections between GWs and HENs emitted by astrophysical phenomena such as gamma-ray burst. In Sec 34.2 we discuss the GW and HEN joint search strategy and in Sec 34.3 we describe the analysis of the first combined 2007 data sample from ANTARES (5L), LIGO (S5) and Virgo (VSR1).

34.2 Joint search with ANTARES, LIGO and Virgo data

34.2.1 Feasibility and data sets

We search for time and spatial coincidences between GW and HEN signals. This is feasible since ANTARES and LIGO/Virgo [4, 5] share a common view of $\sim 30\%$ of the sky and several periods of concomitant data takings can be identified. In late 2007 ANTARES, IceCube, LIGO and Virgo completed a first concomitant data taking period. LIGO completed the fifth "science run", S5, from November 4, 2005 until September 30, 2007. The first Virgo Science Run (VSR1), covered the period from May 18, 2007 until September 30, 2007 [6]. During this period, ANTARES was operating in 5 active detection strings (5L) and IceCube in 22 active strings. The concomitant set of ANTARES (5L), VSR1 and S5 data,

covers the period between January 27th and September 30th, 2007. A second step will concern the analysis of the sixth LIGO science run, S6, covering the period from July 7, 2009 until December 31, 2010, the second Virgo science run VSR2, covering the period from July, 2009 until December 31 and ANTARES 10L and 12L from the end of December 2007 up to now. Future schedules involving next-generation detectors with a sensitivity increased by at least one order of magnitude (such as KM3NeT and the Advanced LIGO/Advanced Virgo projects [7] are likely to coincide as well. A time chart of the experiments is shown in Fig. 34.1. Here we report on the first data set taken in 2007.

	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016
ANTARES	5L 10L			12L						KM3NeT
IceCube	90 22s	40s	59s	79s		IceCube 86 strings				
LIGO	S5			S6						Advanced LIGO
VIRGO	VSR1			VSR2	VSR3					Advanced VIRGO

FIG. 34.1 – Time chart of the ANTARES, IceCube, KM3NET, LIGO and the Virgo experiments

34.2.2 Time search window

Gamma-Ray Bursts (GRBs) are a promising class of extragalactic joint sources of GW and HEN. GRBs are commonly explained by invoking jets of relativistic particles ejected by a yet-to-be-determined “central engine(s)”. The observed gamma-rays result from the decay of shock accelerated electrons in the jets. Similarly HENs are expected to be produced by accelerated protons in the same relativistic shocks. The astrophysical systems mentioned as possible central engines are coalescing binaries involving black holes and/or neutron stars or the collapse of massive spinning stars, both expected sources of GW. GRBs provide an interesting astrophysical scenario where the delay between GW and HEN emissions can be characterized. A conservative estimate of this delay determines the baseline duration over which GW and HEN are declared in coincidence. A statistical estimate has been obtained in [8]. In this article, the authors considered the durations of the different emission processes from GRBs (see Fig. 34.2), mainly observed by BATSE, Swift and Fermi LAT to infer the size of the time search window. This leads to an upper bound on the size of the time search window. The latter is $\Delta t_{GW+HEN} = [-500s, +500s]$ which is conservative enough to encompass most theoretical models of GW and HEN emissions for GRBs.

34.2.3 Coincidence search strategy

The coincidence search strategy is as follows : we first select a set of HEN candidates by applying the

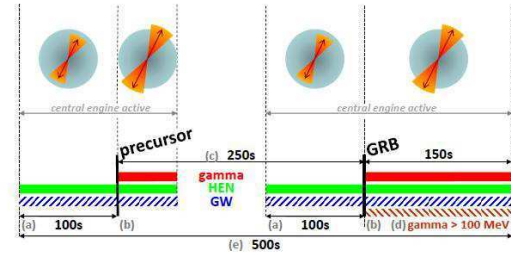


FIG. 34.2 – Overview of the GRB emission processes and GW/HEN time search window. (a) Active central engine before the relativistic jet has broken out of star ; (b) Active central engine with relativistic jet broken out of star ; (c) Delay between onset of precursor and main burst ; (d) Duration corresponding to 90% of GeV photon emission ; (e) Time span of central engine activity. Possible GW/HEN emission between the precursor and the main GRB (no emission is shown on the figure) has no effect on the estimated time window. Overall, the considered processes allow for a maximum of 500s between the observation of a HEN and a GW transient, setting the time search window to $[-500s ; 500s]$. (Adapted from [8])

procedure and cuts detailed in Sec. 34.3.1 and estimate for each candidate its time of arrival, its angular search window (ASW) and the parameters of the corresponding log-normal fit. These parameters are fed to a search pipeline which tests the presence of a coincident GW signal consistent in time (i.e., within the time coincidence window defined in Sec. 34.2.2) and direction (i.e., within the angular search window defined in Sec. 34.3.2). In practice, we use the so-called X-pipeline [9] algorithm to search coherently the GW data and scan the sky area centered at HEN sky location within a radius ASW (see Sec. 34.3.3). At this point, it is interesting to note that ASW is comparable in size to the typical GW error box (obtained when reconstructing the source direction from the triangulation of GW data).

34.3 Data analysis of 5L–S5/VSR1 data set

34.3.1 Selection of the HEN candidates

The ANTARES neutrino telescope recorded data from January 1st to December 3rd 2007 with 5 lines. The data sample used in this analysis covers the period between 1st January and 30 September, 2007, as it overlaps with LIGO S5 and Virgo VSR1. These data are sampled using several selection criteria, trigger levels and selection cuts, used to discard the background present at the ANTARES site. Trigger decisions are ba-

sed on the calculations done at three levels. The first level of trigger is a simple threshold of about 0.5 photoelectron (pe) equivalent charge applied to the analog signal of the photo-multiplier tubes [10]. The second level trigger is based on coincident hits in the same storey within 20 ns, and hits with large charge (greater than 3 pe or 10 pe depending on the detector configuration). The third level evaluates the characteristics of the hits from the second trigger level. The track reconstruction is based on the χ^2 -minimization approach implemented in the track reconstruction algorithm [11]. Events are identified as sets of hits (direct Cerenkov photons) in a time window of $2.2\mu\text{s}$ [12] over the full detector. For the background estimation, various samples of neutrinos and atmospheric muons were simulated and used for data vs. Monte-Carlo comparisons. Various parameters are used to select up-going neutrino candidates and reject physical background (i.e. atmospheric neutrinos and down-going atmospheric muons that are misreconstructed as up-going). Those include the χ^2 of the best fit track, the number of hits used in the fit and the estimated direction of the reconstructed track. For this analysis we define two cut values on the χ^2 depending on the track direction, i.e. $\chi^2 \leq 1.8$ when $\theta \leq 80^\circ$ and $\chi^2 \leq 1.4$ when $80^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ where the contamination from down-going muons is higher (see Fig. 34.3). The values of the χ^2 cuts were optimized based on the maximization of the model discovery potential according to a standard E^{-2} spectrum [13]. With these cuts around 20% of contamination from atmospheric muons remains in the final selected sample.

After applying the set of selections exposed in the previous paragraph, a sample of 216 neutrino candidates is selected. Each candidate is defined by its arrival time t_{HEN} in the detector, its direction ($\delta_{HEN}, \alpha_{HEN}$) and the radius ASW (see Sec. 34.3.2). The distribution of selected HEN candidates is in good agreement with the expected distribution of (upward-going) atmospheric neutrinos. A small fraction of the HEN candidates may however be of cosmic origin and this can be determined by the detection of a GW counterpart as discussed in the next section.

34.3.2 Angular search window

The angular search window is the error distribution of the HEN direction, β , where $\beta = |\theta_{true}^\nu - \theta_{rec}^\mu|$, with θ_{true}^ν is the true zenith angle of the HEN and θ_{rec}^μ is the zenith angle of the reconstructed muon track. The angular resolution is usually defined by the median of β obtained from a Monte-Carlo simulation sample. Fig. 34.4 top shows an example of β in a bin of declination and Fig. 34.4 bottom illustrates the angular resolution as a function of the log-energy. The angular resolution is limited by the detector geometry and by the propagation characteristics of the Cerenkov light in

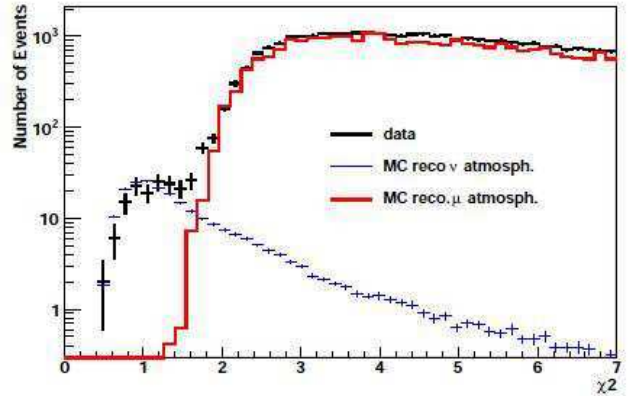


FIG. 34.3 – Distribution of the up-going HEN events as a function of the track quality parameter χ^2 . The distributions obtained with Monte-Carlo simulations are compared to the data.

the medium (i.e., photon scattering and absorption). For the cuts defined for this analysis (see Sec. 34.3.1), the angular resolution is about one degree for events reconstructed with three lines and more above 100 TeV and of 2.5 degrees at low energies. For events reconstructed with two lines, it ranges from about 2 to 3 degrees.

The radius used for the joint analysis is defined as the 90% quantile of β (denoted $ASW_{GW+HEN}^{90\%}$). The value of this radius is calculated in bins of the reconstructed declination and in bins of number of hits used in the reconstruction. The distribution of β is fitted by a log-normal distribution on an event-by-event basis (see Fig. 34.4).

34.3.3 Results of the joint search

The GW data used in this analysis were collected during LIGO Virgo S5 VSR1. Combined with ANTARES 5L this yields ~ 103 days of lifetime. We used the so-called X-pipeline algorithm [9] to search for unmodelled GW bursts (duration ≤ 1 s) in association with each of the selected 216 HEN candidates. For this analysis the circular polarization of the impinging GW is assumed. The 1000 second duration data segments around the HEN trigger time t_{HEN} defines the “on-source” segments. The “on-source” data from all available GW detectors are searched coherently over the sky region identified by the $ASW_{GW+HEN}^{90\%}$ (see Sec. 34.3.2). The same analysis is applied to two “off-source” segments (3 hour duration) surrounding the “on-source” region.

The X pipeline estimates the significance of each GW candidate event detected in the “on-source” by computing the rate of occurrence of a similar transient in the “off-source” segments. The list of final candidate events is subjected to additional checks that may result in vetoing events overlapping in time with known instrumen-

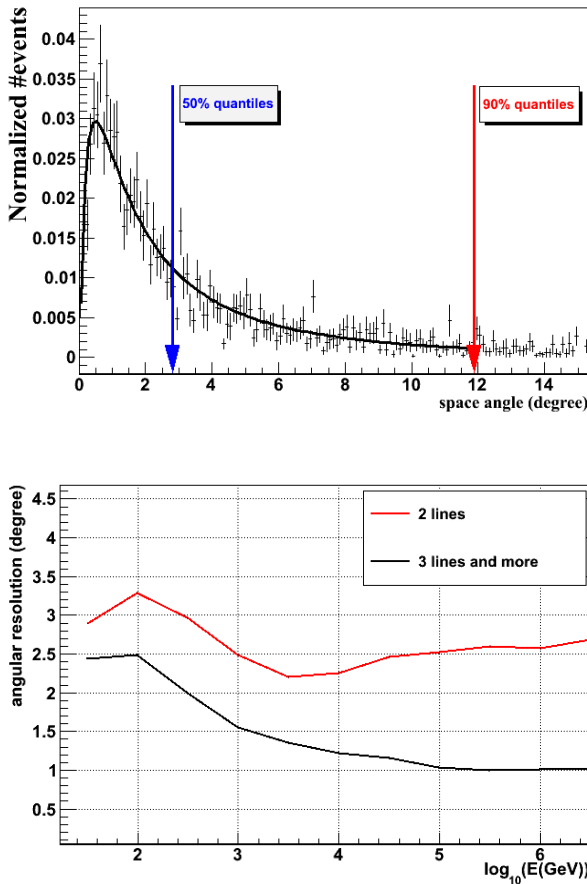


FIG. 34.4 – Top : The error distribution on the neutrino direction for declination between -20 and -10 degrees for event with 7 hits along with its log-normal fit. Bottom : The angular resolution for ANTARES 5L data represented as function of the true neutrino energy, for events reconstructed with exactly 2 lines (red curve) and for events reconstructed with 3 lines and more (black curve).

tal or environmental disturbances [14]. The first joint GW and HEN analysis is complete and is currently under internal review. The final results will be published in an article in preparation. We could however estimate the search sensitivity for various emission models. As stated earlier, coalescing binaries of neutron stars are of particular interest for this study as they may be associated with the release of GRBs. We estimated the distance reach for those sources to be ~ 8 Mpc (inferred from GW data only). Using typical assumptions on the HEN production in association with GRB, we obtain a similar distance reach (for at least one neutrino observed by ANTARES). We conclude that the distance reach of the joint search is of the same order.

Références

- [1] Aguilar, J.A. *et al.*, ANTARES : the first under-sea neutrino telescope, Nucl. Instrum. Meth., Vol. A656 (2011)
- [2] Abbott, B.P. *et al.*, Detector Description and Performance for the First Coincidence Observations between LIGO and GEO, Nucl. Instrum. Meth. A, Vol. 517 (2004)
- [3] Acernese, F. *et al.* Class. Quantum Gravity, Vol. 25 (2008)
- [4] Van Elewyck, V. *et al.*, Joint searches between gravitational-wave interferometers and high-energy neutrino telescopes : science reach and analysis strategies, Int. J. Mod. Phys., D18, 1655-1659 (2009)
- [5] Chassande-Mottin, E. *et al.*, Joint searches of gravitational waves and high-energy neutrinos, J. Phys. : Conf. Ser., Vol. 243, No. 012002 (2010)
- [6] Abadie, J. *et al.*, LIGO Scientific collaboration, Search for gravitational-wave inspiral signals associated with short Gamma-Ray Bursts during LIGO's fifth and Virgo's first science run, Astrophys. J., Vol. 715, 1453-1461 (2010)
- [7] Smith, Joshua R *et al.*, LIGO Scientific Collaboration, The path to the enhanced and advanced LIGO gravitational-wave detectors, Class. Quant. Grav., Vol. 26, (2009)
- [8] Baret, Bruny *et al.*, Bounding the Time Delay between High-energy Neutrinos and Gravitational-wave Transients from Gamma-ray Bursts, Astropart. Phys., Vol. 35, (2011)
- [9] Sutton, Patrick J. *et al.*, X-Pipeline : An analysis package for autonomous gravitational-wave burst searches, New J. Phys., Vol. 12 (2010)
- [10] Ageron, M. *et al.*, ANTARES Collaboration, The ANTARES optical beacon system, Nucl. Instrum. Meth., Vol. A578 (2007)
- [11] Aguilar, J. A. *et al.*, The ANTARES Collaboration, A fast algorithm for muon track reconstruction and its application to the ANTARES neutrino telescope, Astropart. Phys., Vol. 34 (2011)
- [12] Aguilar, J. A. *et al.*, The ANTARES Collaboration, time calibration of the ANTARES neutrino telescope instrumentation, Astropart. Phys., Vol. 34 (2011)
- [13] Becker, Julia K., High-energy neutrinos in the context of multimessenger physics, Phys.Rept.
- [14] Abbott, B. P. *et al.*, The LIGO and VIRGO Collaborations, Search for gravitational-wave bursts associated with gamma-ray bursts using data from LIGO Science Run 5 and Virgo Science Run 1, Astrophys. J., Vol. 715 (2010)

Utilisation des données de NA61-SHINE pour l'amélioration de la prédiction du faisceau de neutrinos à T2K

Laura Zambelli

Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies,
Universités Paris VI et VII, CNRS/IN2P3, Paris



T2K est une expérience de physique des neutrinos sur accélérateur de seconde génération cherchant à mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Une connaissance précise des conditions de création du faisceau de neutrinos est essentielle afin de mesurer l'angle encore mal connu θ_{13} de la matrice de mélange du secteur leptonique. Dans cet article, nous présenterons l'expérience NA61-SHINE et l'outil VMC qui servent à améliorer la connaissance de notre faisceau.

35.1 T2K et oscillations de neutrinos

Nous connaissons aujourd'hui trois saveurs de neutrinos : ν_e , ν_μ et ν_τ . Bien que le Modèle Standard leur attribue une masse nulle, diverses observations au cours de ces 20 dernières années ont montré le contraire : en particulier la mesure des flux de neutrinos solaires et des neutrinos atmosphériques.

Les expériences Super-Kamiokande et SNO ont mis en évidence le phénomène d'oscillation des neutrinos et résolu le *problème des neutrinos solaires* (déficit des ν_e détectés sur terre comparés au flux émis au cœur du soleil). Cette mesure fut la première preuve expérimentale de la nature massive des neutrinos.

Le modèle des oscillations énonce que la saveur d'un neutrino observé est un mélange des trois états propres de masse : ν_1, ν_2, ν_3 via la matrice de mélange unitaire PMNS¹ :

$$|\nu_l\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{li}^* |\nu_i\rangle$$

Cette matrice comporte quatre paramètres : 3 angles de mélanges, θ_{12}, θ_{13} et θ_{23} , et δ , la phase de violation de *CP*. Des trois angles, seul θ_{13} reste à ce jour encore mal connu. S'il est non nul, nous pourrions alors avoir accès à δ . Si ce dernier est non nul, cela implique qu'il existe de la violation de *CP* dans le secteur leptonique : ce qui pourrait expliquer l'asymétrie matière/antimatière dans l'Univers.

En plus des paramètres de la matrice PMNS, la probabilité d'oscillation (équation (35.1)) entre deux saveurs de neutrinos dépend également de l'énergie des

neutrinos, E_ν , de leurs longueurs de propagations L et de la différence de masse $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$ entre deux états de saveurs. Toutes les expériences cherchant à mesurer les paramètres d'oscillations utilisent le même principe : un faisceau de neutrinos est créé soit naturellement (neutrinos solaires ou atmosphériques) soit artificiellement (auprès de réacteurs ou bien d'accélérateurs) puis observé à une distance L maximisant la probabilité d'oscillation à l'énergie du neutrino. Ainsi, pour la mesure de θ_{13} à T2K, un faisceau de neutrinos majoritairement muoniques est créé à Tokai, au Japon, par la désintégrations de pions produits lors de l'interaction de protons accélérés à 31 GeV/c contre une cible de carbone. L'observation 300 km plus loin, à Super Kamiokande, d'une apparition de neutrinos électroniques permettrait la mesure de cet angle qui apparaît dans l'expression de la probabilité d'oscillation :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu}\right) \quad (35.1)$$

35.2 Faisceau de neutrinos à T2K

Le faisceau de neutrinos de T2K est créé à JPARC dans la ville de Tokai sur la côte est du Japon. Des protons sont accélérés grâce à un synchrotron à 31 GeV/c et entrent alors en collision avec une cible de carbone de 90 cm de long et 2,6 cm de diamètre, soit $\sim 1,9\lambda_{int}$. Les particules produites par l'interaction

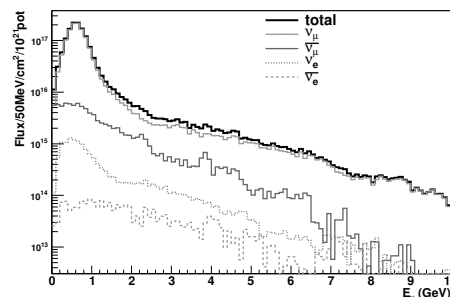


FIG. 35.1 – Composition en saveur du faisceau de neutrinos vu du détecteur proche.

¹Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Sakata

des protons avec la cible vont être alors déviées par trois cornes magnétiques selon leurs charges : focalisation pour les particules positives, défocalisation pour les négatives. Ces particules, instables, entrent alors dans un tunnel de désintégration de 100 m de long. La majorité de ces particules sont des pions, qui se désintègrent selon le canal $\pi^+ \rightarrow \mu\nu_\mu$ (avec une largeur partielle $\Gamma_i = 99,99\%$). Cependant, une fraction non négligeable de kaons vont être également produits, qui se désintégreront alors selon $K^+ \rightarrow \mu\nu_\mu$ ($\Gamma_i = 63,55\%$) mais aussi en $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ ($\Gamma_i = 5,1\%$) et $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu \nu_\mu$ ($\Gamma_i = 3,4\%$). Les muons produits se désintégreront selon : $\mu \rightarrow e \nu_e \bar{\nu}_\mu$ ($\Gamma_i \approx 100\%$). Des particules neutres vont également contribuer au faisceau de neutrinos : $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ ($\Gamma_i = 40,6\%$) et $K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ ($\Gamma_i = 27\%$) ainsi que certaines particules chargées négativement mal défocalisées par les cornes. Notre faisceau n'est donc pas uniquement constitué de ν_μ , il est contaminé dès sa création dans ces proportions : 92.4% de ν_μ , 6.4% de $\bar{\nu}_\mu$, 1.0% de ν_e et enfin 0.1% de $\bar{\nu}_e$. La distribution en énergie de ces contributions vue du détecteur proche situé à 280 m de la cible est présentée dans la figure 35.1.

Dans un schéma global à 3 neutrinos, l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est une oscillation sous-dominante par rapport à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$: il est ainsi capital de connaître précisément ces contaminations car peu de ν_e sont attendus à Super-Kamiokande. Afin d'améliorer notre connaissance du faisceau de neutrinos, la collaboration à recours à divers moyens :

Le détecteur proche ND280

Situé à 280 m de la cible, le détecteur proche est placé dans une zone où $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_X) \simeq 0$. Il sert ainsi à mesurer la composition initiale du faisceau, son flux, son spectre en énergie et permet également la mesure de sections efficaces d'interactions et l'étude de bruits de fonds attendus à Super-Kamiokande. Il est composé de plusieurs sous-détecteurs (figure 35.2) : un détecteur de π^0 , le P0D, sert à la mesure des bruits de fonds qui affecteront notre recherche de ν_e à Super-Kamiokande. Vient ensuite un système de tracking composé de trois chambres à projection temporelle, les TPCs, en alternance avec deux scintillateurs à grains fins, les FGDs, qui servent à la fois de détecteurs et de cible pour les neutrinos. L'ensemble est entouré d'un calorimètre électromagnétique, l'ECAL, et baigné dans un champ magnétique dipolaire de 0,2 T. Enfin, un détecteur à muon, le SMRD, complète l'ensemble.

Le faisceau hors axe

Le faisceau de neutrinos de T2K ne pointe pas sur ces détecteurs : il en est décalé de $2,5^\circ$. Bien que réduisant considérablement le flux total, l'intérêt de cette technique réside dans ces conséquences sur le spectre

des neutrinos. En effet, par la conservation de l'impulsion transverse, il est facile de démontrer que l'énergie du neutrino dépend de sa direction. Cet effet est plus important lors d'une désintégration en deux corps, typiquement celle des pions, car l'énergie du neutrino créé est contrainte. Le spectre des ν_μ est alors resserré autour d'une énergie précise, ~ 650 MeV, choisie telle que la probabilité d'oscillation est maximale à 300 km. Le spectre des ν_e , créé principalement par des désintégrations à trois corps, est nettement moins affecté par cet effet, réduisant ainsi sa contamination à l'énergie qui nous intéresse. Il est important de noter que T2K est la première expérience à utiliser cette technique.

La rapport loin-proche

L'observation d'oscillations repose sur la comparaison entre le spectre de neutrinos extrapolé du détecteur proche au détecteur lointain avec celui mesuré à Super-Kamiokande. L'extrapolation du spectre entre ces deux détecteurs ne suit pas une simple loi en $1/r^2$ mais est une fonction compliquée de l'énergie. En effet, le détecteur proche est trop proche : vu du point de création des neutrinos, ND280 a une taille angulaire non négligeable alors que SuperKamiokande, à 300km, est vu comme ponctuel. Comme expliqué dans la partie précédente, l'énergie des neutrinos dépend de sa direction : ainsi une plus grande taille angulaire de détection implique un spectre en énergie différent. La détermination précise du rapport des deux spectres, appelé rapport loin-proche, est une des difficultés majeures de l'expérience : il varie de $\sim 50\%$ dans la région où les effets d'oscillations sont maximaux.

Un Monte-Carlo adapté

Afin de prédire la composition en saveur du faisceau ainsi que le rapport loin-proche, qui n'est pas observable, une simulation basée sur un Monte-Carlo couplé à un modèle d'interactions hadroniques adapté est nécessaire. Divers outils perfectionnés permettent aujourd'hui de faire cette étude. En particulier, le logiciel

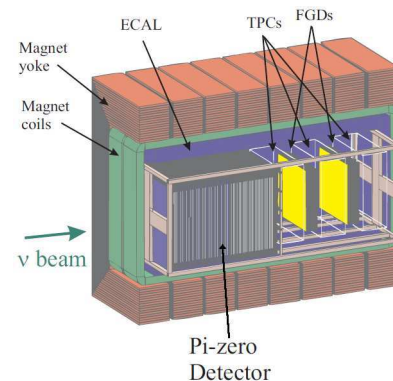


FIG. 35.2 – Schéma du détecteur proche ND280.

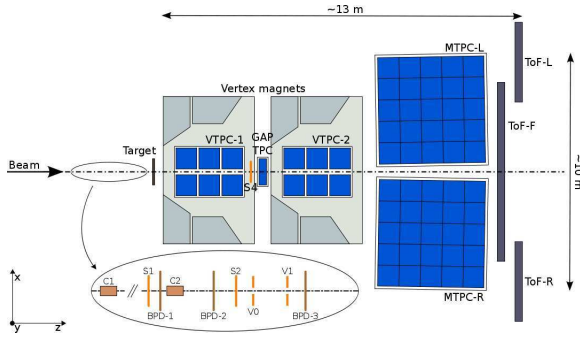


FIG. 35.3 – Schéma du détecteur NA61.

GEANT (Geometry ANd Tracking) et son successeur Geant4 permettent une description précise de la géométrie des détecteurs, des interactions de particules et de leur propagation dans la matière. De nombreux modèles hadroniques ont été développés et intégrés aux logiciels Geant afin de prédire correctement la physique mise en jeu, certains sont basés sur des mesures existantes, d'autres sur des considérations théoriques. Les différences entre ces modèles peuvent être importantes, et justifient alors la nécessité d'une confrontation entre leurs prédictions et des données, dans le domaine d'énergie visé.

Une expérience d'hadroproduction

La plus grande source d'incertitude sur la prédiction du faisceau de neutrinos vient des sections efficaces de production de pions et de kaons lors des interactions proton-Carbone à 31 GeV/c. Dû à une trop grande intensité de particules au niveau de la cible de T2K, il n'est pas possible de mesurer directement les taux de productions dans la ligne de faisceau. La collaboration T2K a donc recours à une seconde expérience, NA61-SHINE, située au CERN. Les conditions de création du faisceau de neutrinos y sont reproduites à une intensité bien moindre, et les produits de l'interaction sont mesurés grâce à un spectromètre de grande acceptance.

35.3 NA61-SHINE : Une expérience d'hadroproduction pour T2K

Située au CERN, à la frontière franco-suisse, l'expérience NA61-SHINE est une expérience sur cible fixe utilisant les protons accélérés par le SPS. Doté d'un très bon système de tracking basé sur cinq TPCs, dont deux plongées dans un champ magnétique de 1,5 Tesla, et trois détecteurs de temps de vol, les ToFs, les particules sont identifiées par leurs pertes d'énergie, dE/dx et par leurs temps de vol. NA61 a pris des mesures pour T2K en 2007, 2009 et 2010 selon deux configurations :

- À l'aide d'une cible mince de 2cm de long ($4\% \lambda_{int}$) afin d'étudier l'interaction primaire du proton accéléré à 31 GeV/c dans la cible de carbone et ainsi mesurer la section efficace de production σ_{prod}
- Grâce à une cible réplique de celle de T2K en mesurant ainsi les taux de production des particules selon leur point de sortie le long de la cible (d'une longueur de 90 cm), leur impulsion et leur angle polaire.

Les données pour T2K prises en 2007 avec la cible mince ont été analysées et publiées : les pions chargés [1] ainsi que les K^+ [2]. Ces informations seront bientôt toutes intégrées dans la simulation du faisceau de neutrinos de T2K, mais le peu de statistique limite encore notre précision sur la connaissance du faisceau.

35.3.1 Virtual Monte Carlo

Virtual Monte Carlo (VMC) est un logiciel initialement développé pour la collaboration ALICE et maintenant utilisé par plusieurs expériences. L'idée principale est qu'avec un même code, écrit en C++, un même format d'entrée et de sortie, une simulation peut être faite à travers GEANT3, Geant4 et initialement Fluka². Il n'y a plus de dépendances entre le code de l'utilisateur et le logiciel utilisé. La simulation en devient plus flexible : il est alors aisé de comparer plusieurs configurations géométriques au sein d'un même modèle de physique et, inversement, de comparer divers modèles au sein d'une même géométrie. L'intérêt pour nous développer un tel projet, est de pouvoir avoir un cadre commun pour la simulation de la production hadronique à NA61 et pour la simulation du faisceau de neutrinos à T2K. VMC est un projet encore en développement, il est donc crucial de vérifier sa validité avant de l'utiliser pour de nouveaux résultats de physique.

35.3.2 La mesure de σ_{inel} et σ_{prod}

La mesure de la section efficace de production, σ_{prod} , a été effectuée dans [1] pour des protons accélérés à 31 GeV/c contre la cible mince de carbone. Afin de valider la plate-forme VMC que nous avons développé, nous allons reproduire la mesure qui a été faite par ailleurs dans la collaboration NA61, et qui repose en partie sur des prédictions de Monte Carlo.

Le système de déclenchement de NA61 repose sur un scintillateur (S4) utilisé en veto, de 1 cm de diamètre et 0,5 cm de largeur placé entre les deux premières TPCs (voir figure 35.3). S'il est déclenché par une particule le traversant, l'événement n'est pas enregistré. La mesure brute de la section efficace d'interaction de trigger, σ_{trig} , qui peut être calculée à partir du nombre de protons envoyés sur la cible moins le nombre de déclenchements de S4 (bien sûr, ce calcul est aussi soumis à des

²cette interface n'existe plus actuellement

	G4 + QGSP_BERT	VMC + QGSP_BERT
+ σ_{perte}	$4.95 \pm 0.1 \pm 0.7$	$4.9 \pm 0.1 \pm 0.7$
- σ_{el}	$45.2 \pm 0.4 \pm 3.6$	$45.2 \pm 0.4 \pm 3.6$
σ_{inel}	$257.9 \pm 1.9 \pm 8.2$	$257.9 \pm 1.9 \pm 8.2$
σ_{prod}	$229.3 \pm 1.9 \pm 8.2$	$229.9 \pm 1.9 \pm 8.2$

TAB. 35.1 – Comparaison entre Geant4 et VMC utilisés avec QGSP_BERT pour le calcul de σ_{inel} et σ_{prod} à partir des corrections appliquées à $\sigma_{trig} = 298,1 \pm 1.9(stat.) \pm 7.3(syst.)$ mbarn. Les erreurs systématiques sont dues à la taille et à la position de l'élément S4.

corrections que nous n'aborderons pas dans cet article) donne $\sigma_{trig} = 298,1 \pm 1.9(stat.) \pm 7.3(syst.)$ mbarn. Cette mesure est biaisée, et les corrections doivent être estimées à l'aide d'un Monte Carlo :

- Soustraction des événements où le proton n'interagit pas dans la cible, mais ne touche pas le veto. Cette contribution est très majoritairement due aux interactions élastiques du proton dans la cible. Nous appellerons cette correction σ_{el} .
- Ajout des événements où le proton interagit dans la cible, mais une des particules filles produites touche S4, et l'événement est rejeté. Cette correction est appelée σ_{perte} .

Les sections efficaces inélastique et de production sont alors :

$$\sigma_{inel} = \sigma_{trig} + \sigma_{el} - \sigma_{perte} \quad \text{et} \quad \sigma_{prod} = \sigma_{int} - \sigma_{QE}$$

où σ_{QE} est la contribution due aux interactions quasi-élastiques : le proton n'interagit qu'avec un des nucléons du noyau de l'atome de carbone, contrairement aux interactions élastiques où le proton interagit avec le noyau dans son ensemble.

Les résultats présentés dans [1] ont été estimés grâce à une simulation faite avec Geant4. Il est donc intéressant de reproduire ces résultats avec VMC, en se plaçant dans les mêmes conditions de simulation : même définition géométrique simplifiée de l'expérience (seulement la cible et le système déclenchement), même profil du faisceau de protons et même modèle d'interaction hadronique : QGSP_BERT. Ce modèle, utilisable via Geant4, est une composition de plusieurs modèles : Quark-Gluon String pour les interactions de hautes énergies ($\sqrt{s} > 5\text{GeV}$); le modèle de Bertini pour les nucléons excités et thermalisés; le modèle Precompound comme une transition entre les deux précédents. Dans le tableau 35.1, une comparaison entre VMC et Geant4 est faite en prenant les mêmes conditions de simulation. Les résultats sont compatibles, ce premier test de validation de VMC est donc concluant : l'interface qui a été créée entre ces deux logiciels n'affecte pas les résultats.

35.3.3 Simulation de NA61 par VMC

Sur la figure 35.4, une comparaison entre les π^+ reconstruits de NA61 et le modèle QGSP_BERT montre clairement que ce modèle est très peu adapté à notre physique. Par exemple, dans le premier bin en angle (de 0 à 20 mrad), le χ^2/dof est de l'ordre de : $\chi^2/dof \simeq 400$. Sur cette même figure, les prédictions calculées par le modèle FTFP_BERT sont également présentées. Dans cet autre modèle composé de Geant4, les interactions de hautes énergies sont simulées par le modèle de Fritiof. L'accord entre données et simulation est bien meilleur. Dans le tableau 35.2, le calcul de σ_{inel} et σ_{prod} par ce modèle hadronique est comparé avec celui fait par Geant4 + QGSP_BERT [1]. À cette occasion, la simulation a été améliorée : la description géométrique de l'expérience est complète. Les résultats sur les sections efficaces restent compatibles par les erreurs systématiques. Les résultats obtenus avec QGSP_BERT sont d'autant plus inquiétant que ce modèle est celui privilégié par les collaborations du LHC.

35.4 Conclusions

Les résultats de NA61 vont améliorer la prédiction du faisceau de neutrinos de T2K. Pour la première mesure de θ_{13} faite par T2K, seuls les résultats sur les pions ont

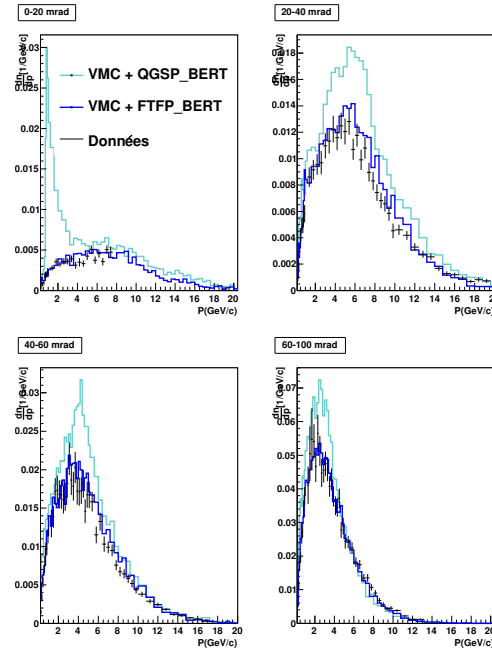


FIG. 35.4 – Distribution en impulsion des π^+ selon différents angles polaires mesuré par NA61 dans les données 2007 avec la cible mince (croix) et comparaison avec les prédictions du modèle QGSP_BERT (ligne claire) et FTFP_BERT (ligne foncée).

	G4 + QGSP_BERT	VMC + FTFP_BERT
+ σ_{perte}	$4.95 \pm 0.1 \pm 0.7$	$3.3 \pm 0.1 \pm 0.3$
- σ_{el}	$45.2 \pm 0.4 \pm 3.6$	$46.8 \pm 0.4 \pm 4.3$
σ_{inel}	$257.9 \pm 1.9 \pm 8.2$	$243.8 \pm 1.9 \pm 8.5$
σ_{prod}	$229.3 \pm 1.9 \pm 8.2$	$220.4 \pm 1.9 \pm 8.5$

TAB. 35.2 – Comparaison entre Geant4 + QGSP_BERT et VMC + FTFP_BERT pour le calcul de σ_{inel} et σ_{prod} à partir des corrections appliquées à $\sigma_{trig} = 298,1 \pm 1.9(stat.) \pm 7.3(syst.)$ mbarn. Les erreurs systématiques sont dues à la taille et à la position de l'élément S4.

été utilisés. Les erreurs dues à la prédiction du faisceau sont alors de 8.5%, soit la troisième plus grande source d'incertitudes. Les premières mesures de NA61 sur les kaons chargés, et prochainement sur les V0s (particules neutres se désintégrant en une paire de particules chargées) ainsi que l'utilisation de l'ensemble des données sur la réplique de la cible de T2K amélioreront encore plus notre connaissance de la composition en saveur, du flux et du spectre de notre faisceau de neutrinos à T2K et permettront alors une meilleure sensibilité à la mesure de θ_{13} .

Références

- [1] N.Abgrall et al., Phys. Rev. C84 (2011) 034604, arXiv : hep-ex/1102.0983v2
- [2] N.Abgrall et al., soumis à Phys. Rev. C, arXiv : hep-ex/1112.0150

Septième partie

Physique hadronique

A phenomenological study of helicity amplitudes of high energy exclusive leptonproduction of the ρ -meson

Adrien Besse

LPT Orsay, NCBJ Warsaw



36.1 Introduction

In this study we will focus on the helicity amplitudes of the high energy exclusive leptonproduction of the ρ meson $T_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}$, corresponding to the diffractive scattering amplitude :

$$\gamma^*(\lambda_\gamma) N \rightarrow \rho(\lambda_\rho) N \quad (36.1)$$

with λ_γ , λ_ρ the respective polarisations of the virtual photon γ^* and of the ρ meson, and N denoting a nucleon. These helicity amplitudes can be expressed in terms of two impact factors in the Regge inspired by the k_T -factorisation scheme, the $\gamma^* \rightarrow \rho$ impact factor ($\Phi^{\gamma^* \rightarrow \rho}$) and the nucleon impact factor ($\Phi^{N \rightarrow N}$), with at Born order, a two gluon exchange in t -channel with so-called “non-sense“ polarisations. At high virtuality of the photon, the $\Phi^{\gamma^* \rightarrow \rho}$ impact factor contains a hard and a soft part. Using the collinear factorisation scheme up to twist 3, the impact factor for the transition $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$ has been recently computed [1, 2]. The aim of the present study is to construct, using the result of [1, 2] beyond leading twist, a phenomenological model that describes H1 and ZEUS collaborations data for the ratios $T_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}/T_{00}$ using models for the nucleon impact factor. In the first part we present the results obtained for the ratios of helicity amplitudes using a model à la Gunion and Soper for the nucleon-nucleon impact factor, and we compare these results to H1 and ZEUS data [3]. In the second part, we show that the colour dipole picture appears in the $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$ impact factor computed within the collinear factorisation approach. In this colour dipole picture, several models that include saturation dynamics for the universal colour dipole/nucleon scattering amplitude exist and give good descriptions of experimental data of other processes. It is then possible to build phenomenological models for the ratios T_{11}/T_{00} from the computation beyond leading twist of the $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$ impact factor, choosing one of these models for the dipole/nucleon scattering amplitude.

36.2 Phenomenological model of the ratios helicity amplitudes

In the impact factor representation at Born order, the helicity amplitudes of the exclusive process $\gamma^*(\lambda_\gamma) N \rightarrow \rho(\lambda_\rho) N$ read (using boldface letters for the euclidean two dimensional transverse vectors),

$$T_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}(\mathbf{r}; Q, M) = is \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{1}{\mathbf{k}^2(\mathbf{k}-\mathbf{r})^2} \Phi^{N \rightarrow N}(\mathbf{k}, \mathbf{r}; M^2) \Phi^{\gamma^*(\lambda_\gamma) \rightarrow \rho(\lambda_\rho)}(\mathbf{k}, \mathbf{r}; Q^2). \quad (36.2)$$

The momenta q and p_ρ are parameterized via the Sudakov decompositions in terms of two light cone vectors p_1 and p_2 as

$$q = p_1 - \frac{Q^2}{s} p_2 \quad (36.3)$$

and

$$p_\rho \equiv p_1 + \frac{m_\rho^2 - t + t_{min}}{s} p_2 + r_\perp \quad (36.4)$$

with $2p_1 \cdot p_2 = s$ and $Q^2 = -q^2$ is the virtuality of the photon. The impact factor $\Phi^{N \rightarrow N}$ being a nonperturbative object cannot be computed within perturbation theory ; we use a phenomenological model provided in ref. [5], of the form :

$$\Phi_{N \rightarrow N}(\mathbf{k}, \mathbf{r}; M^2) = A \delta_{ab} \left[\frac{1}{M^2 + (\frac{\mathbf{r}}{2})^2} - \frac{1}{M^2 + (\mathbf{k} - \frac{\mathbf{r}}{2})^2} \right]. \quad (36.5)$$

A and M are the free parameters of this model that correspond to the soft scale of the nucleon impact factor. This simple model can be interpreted by assuming the presence inside the proton of a colour dipole that couples to the $\gamma^* \rightarrow \rho$ impact factor through the exchange of two t -channel gluons.

The computation of the $\gamma^*(\lambda_\gamma) \rightarrow \rho(\lambda_\rho)$ impact factor is performed within collinear factorisation of QCD. The dominant contribution corresponds to the $\gamma_L^* \rightarrow \rho_L$ transition (twist 2), while the other transitions are power ($1/Q$) suppressed. The $\gamma_L^* \rightarrow \rho_L$, $\gamma_T^* \rightarrow \rho_L$ have been computed long time ago [4] while a consistent treatment of the twist 3 $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$ has been perfor-

med only recently [1, 2]. It is based on the collinear factorisation beyond the leading twist, applied to the amplitude $\gamma_T^* g \rightarrow \rho_T g$. This scattering amplitude is the convolution of a hard part ($H_{q\bar{q}}$ for the 2-body or $H_{q\bar{q}g}$ for the 3-body contributions) where the partons interact with the t -channel gluons g , with a soft part ($S_{q\bar{q}}$ or $S_{q\bar{q}g}$) where the partons hadronize into a ρ meson with transverse polarisation, see Fig. 36.1.

As the photon is highly virtual, this convolution reduces to a factorized form, expressed as a convolution in the longitudinal momenta of partons, of the hard parts in collinear kinematics with the distribution amplitudes (DAs) parameterizing the soft parts S of the interaction.

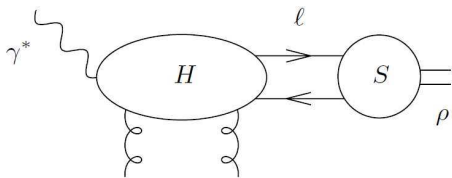


FIG. 36.1 – The Feynman diagrams involved in the $\gamma^* \rightarrow \rho$ impact factor. The hard part (H) and the soft part (S) exchange partons ($q\bar{q}$ pair for the 2-body case).

Our accuracy is limited to dominant contributions both for $\gamma_L^* \rightarrow \rho_L$ (twist 2) and $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$ (twist 3) spin flip and nonflip transitions, therefore only leading terms of the expansion in $1/Q$ in both amplitudes are kept. Hence only two-body (quark-antiquark operators) and three-body (quark-antiquark-gluon operators) non-local operators are involved. The chiral even ρ -meson DAs up to twist 3 are defined by matrix elements of non-local light-cone operators. We perform a reduction of DAs to a minimal set of distribution amplitudes φ_1 , B , D , thanks to the QCD equations of motion and the n -independency condition. We refer the reader to publication [3] for more details and now only show some results. We have evaluated the ratios T_{11}/T_{00} and T_{01}/T_{00} , which we compared with recent data from H1 [6] and ZEUS [7]. In Fig. 36.2, we plot our results for the ratios T_{11}/T_{00} . Our calculation involves both Wandzura-Wilczek (WW) and genuine twist 3 contributions. It turns out that with the input for coupling constants in DAs of ρ meson, determined from the QCD sum rules, the WW contribution strongly dominates these two observables. We get fairly good agreement with reasonable values of the two non-perturbative parameters λ and M involved in our model, however the contribution of soft gluons with $|\mathbf{k}| \leq 1$ GeV to our final result is not negligible and show that saturation effects should be included in this approach.

Other scattering amplitudes ratios have also been measured and should be confronted to a k_T -factoriza-

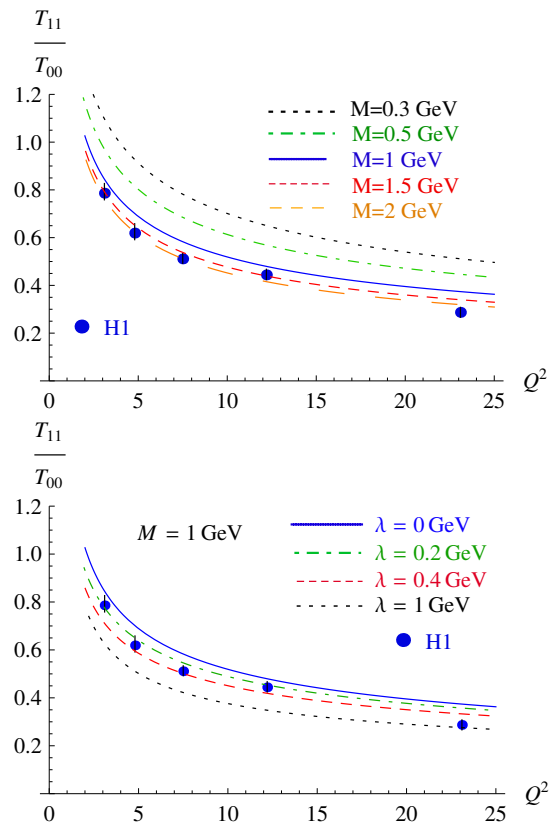


FIG. 36.2 – Predictions for the ratio T_{11}/T_{00} as a function of Q^2 , compared to the experimental data from H1. Top : fixed $\lambda = 0$, and various values for M . Bottom : fixed scale $M = 1$ GeV, and various values of λ .

tion approach and one of the perspective of this study is to generalize these computations to the non-forward case where the other ratios are significant.

36.3 Colour dipole picture for the $\gamma^* \rightarrow \rho$ impact factor at twist 3

In the dipole model representation, the scattering amplitude reads as the convolution of the wave functions of the projectiles $\Psi^{\gamma^* \lambda \gamma}(y, \mathbf{x})$ and produced ρ meson $\Psi^{\rho \lambda \rho}(y, \mathbf{x})$ in the transverse coordinate space \mathbf{x} and longitudinal momentum space y with the dipole/target scattering amplitude $\mathcal{N}(x_{Bj}, \mathbf{x})$,

$$\mathcal{A} = is \int d^2 \mathbf{x} \int dy (\Psi^{\rho \lambda \rho})^*(y, \mathbf{x}) \mathcal{N}(x_{Bj}, \mathbf{x}) \Psi^{\gamma^* \lambda \gamma}(y, \mathbf{x}) \quad (36.6)$$

The dipole/target scattering amplitude $\mathcal{N}(x_{Bj}, \mathbf{x})$ is universal and phenomenological models à la Golec-Biernat Wüsthoff model [8] give good descriptions of

experimental data including the saturation dynamics. In this study, we first address the question of the consistency of the colour dipole picture with the collinear factorisation approach up to higher twist. In the collinear factorisation treatment of the impact factor, all informations about the transverse momenta of the partons is lost. Expressing the impact factor in terms of impact parameters with the help of Fourier transform allows to keep a trace of the dipole transverse size in the computations. Then the impact factor after collinear approximation is written as the convolution of the DAs with the corresponding hard parts depending on impact coordinate of the dipole (e.g. 2-body case) :

$$\begin{aligned} \Phi^{\gamma_T^* \rightarrow \rho_T} &= -\frac{1}{4} m_\rho f_\rho \int dy \int \frac{d^2 \mathbf{x}}{(2\pi)} \\ &\times \left\{ (\varphi_3(y) e_{\rho\mu}^* + i\varphi_{1T}(y) p_{1\mu} (\mathbf{e}_\rho^* \cdot \mathbf{x})) \tilde{H}^{\gamma,\mu}(y, \mathbf{x}) \right. \\ &+ \left(i\varphi_A(y) \varepsilon_{\mu e_\rho^* p_1 n} + \varphi_{AT}(y) p_{1\mu} \varepsilon_{x_\perp e_\rho^* p_1 n} \right) \\ &\left. \times \tilde{H}^{\gamma_5, \mu}(y, \mathbf{x}) \right\}. \end{aligned} \quad (36.7)$$

After computing the Fourier transform of the hard parts and using the equation of motion of QCD, we find a result proportional to the dipole/target amplitude with two reggeized gluons in t -channel which has the usual form of the dipole model. In the 2-body case, the well-know wave function of the transversally polarised photon appears [10, 9, 11] and it is convoluted with the relevant combinations of DAs as shown in Fig. 36.3.

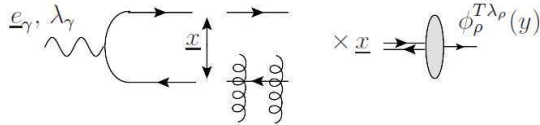


FIG. 36.3 – Illustration of the result in the WW approximation after using equation of motion of QCD. The result is a convolution in the transverse space and the longitudinal fraction of momentum space of the transverse polarised photon wave function (left part), the dipole interaction with the t -channel gluons (middle part) and the combinations of the ρ meson DAs $\phi_\rho^{T\lambda\rho}(y)$ (right part).

In the 3-body case, we still obtain an impact factor in a factorised form which involves a conventional dipole factor. However, since the 3-body wave function of the photon is still unknown, Still, since we achieved the factorised form of the impact factor in terms of dipoles, we can

36.4 Conclusion

In this study, we showed that with a phenomenological model à la Gunion and Soper we get good agreement with experimental data of H1 and ZEUS collaborations for the leptoproduction of the ρ meson at high energy, with reasonable values of the free parameters. However, these first results are quite sensitive to the soft t -channel gluon contributions and then indicate that we should include saturation dynamics effects. In the colour dipole approach, there exist realistic models which include saturation effects. Based on our result showing that the colour picture remains valid up to twist 3, these models can be incorporated in a consistent way. The next step of this study will be thus to perform a comparison of the ratio T_{11}/T_{00} obtained by combining the result of the impact factor up to twist 3 with a model à la Golec-Biernat Wüsthoff for the colour dipole/target amplitude with the H1 and ZEUS data.

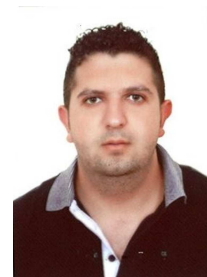
Références

- [1] I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski, S. Wallon, Phys. Lett. B682 413 - 418 (2010).
- [2] I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski, S. Wallon, Nucl. Phys. B828 1 - 68 (2010).
- [3] I. Anikin, A. Besse, D. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski, S. Wallon, Phys. Rev. D84 054004 (2011).
- [4] I. F. Ginzburg, S. L. Panfil, V. G. Serbo, Nucl. Phys. B284, 685-705 (1987).
- [5] J. F. Gunion and D. E. Soper, Phys. Rev. D15, 2617 (1977).
- [6] F. D. Aaron et al. [H1 Collaboration], JHEP 1005, 032 (2010).
- [7] S. Chekanov et al. [ZEUS Collaboration], PMC Phys. A1, 6 (2007).
- [8] K. J. Golec-Biernat, M. Wüsthoff, Phys. Rev. D59 014017 (1999).
- [9] A. H. Mueller, Nucl. Phys. B335 115 (1990).
- [10] N. Nikolaev, B. G. Zakharov, Z. Phys. C 49 607 (1990).
- [11] D.Yu. Ivanov and M. Wüsthoff Eur.Phys.J. C 8 107 (1999).
- [12] S.Gieseke and C. F. Qiao, Phys.Rev. D 61 074028 (2000).

Proton antiproton annihilation into heavy leptons at PANDA experiment

Alaa Dbeyssi

*Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, Université Paris Sud
11, 91405 Orsay, France*



Proton electromagnetic Form Factors are fundamental quantities which describe the internal structure of the proton. The production of electron-positron pairs in proton-antiproton annihilation (as well as the time reverse reaction electron positron annihilation into nucleon-antinucleon pairs to be studied at BES3, Beijing) allows to access electromagnetic FFs in the Time-like (TL) region. Here, we extend previous calculations of experimental observables for the annihilation reaction $\bar{p} + p \rightarrow \ell^- + \ell^+$ to the case of heavy leptons, such as the μ, τ leptons. These reactions will be accessible at the future PANDA (antiProton ANnihilation at Darmstadt) experiment at the complex accelerator FAIR.

37.1 Introduction

Experimental studies based on antiproton beam interactions are powerful tools to learn about hadronic structure and to test fundamental theories like quantum chromodynamics. Antiproton, antiparticle of the proton, is stable but it is typically short-lived since any collision with a proton will cause both particles to be annihilated in a burst of energy. It was first produced and identified in 1955 by Emilio Segrè and Owen Chamberlain, who received the Nobel Prize for Physics in 1959. Collisions of antiproton-proton beams accelerated by the Tevatron at Fermilab reproduced conditions existing in the early universe and probed the structure of matter at a very small scale. CERN's Low Energy Antiproton Ring (LEAR) was also constructed to study the antimatter properties.

The PANDA experiment is a particle physics experiment [1] which is planned at the Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) in Darmstadt ([2]). PANDA will use the antiproton beam products at FAIR to study strong interaction physics.

Among the many possible final channels in proton antiproton annihilation, we are interested here in the creation of heavy lepton (ℓ) pairs $\bar{p} + p \rightarrow \ell^- + \ell^+$, $\ell = \mu, \tau$, through the exchange of one virtual photon of four-momentum transfer squared q^2 . The measurement of experimental observables related to these channels allows to access the electromagnetic structure of the proton, parametrized in terms of form factors (FFs).

The proton electromagnetic FFs describe the spatial distributions of electric charge and magnetic current inside the proton and sign how different the nucleon is from a point like particle. Two FFs correspond to spin one half particle as the proton, the Pauli and Dirac FFs.

The case $\bar{p} + p \rightarrow e^+ + e^-$ has been first studied in Ref. [3] in connection with the possibility to extract proton FFs in the annihilation region, assuming one photon exchange. Polarization observables have been derived in the assumption of $m_e = 0$ in Ref. [4].

Our study [5] concerns the production of heavy leptons as muons and taus, where the lepton mass can not be neglected. The interest of FFs measurements with heavy leptons is related to the following facts :

- polarization observables corresponding to the transverse polarization of the lepton contain the factor m_ℓ/E (m_ℓ is the lepton mass, E is the incident energy) : in case of electron, this factor corresponds to a huge suppression, whereas, in case of τ -lepton it becomes an enhancement, making the measurement easier in the GeV range ;
- the polarization of unstable particles (μ and τ) can be measured in principle through the angular distribution of their decay products ;
- radiative corrections, which are a critical issue for the extraction of proton FFs [6], are essentially suppressed in case of heavy leptons.

37.2 General formalism

Let us consider the reaction :

$$\bar{p}(p_1) + p(p_2) \rightarrow \ell^-(k_1) + \ell^+(k_2), \quad (37.1)$$

where $\ell = e, \mu$ or τ and the four-momenta of the particles are written in parenthesis. In the Born approximation $q = k_1 + k_2 = p_1 + p_2$ is the four momentum of the exchanged virtual photon.

Following the formalism of Ref. [7], one can write the spin structure of the matrix element as :

$$M = -\frac{e^2}{q^2} j_\mu J_\mu. \quad (37.2)$$

The leptonic and hadronic currents are :

$$j_\mu = \bar{u}(k_1)\gamma_\mu v(k_2), \quad (37.3)$$

and

$$J_\mu = \bar{v}(p_1)[G_M(q^2)\gamma_\mu + \frac{P_\mu}{M}F_2(q^2)]u(p_2), \quad (37.4)$$

where $P_\mu = (p_1 - p_2)_\mu/2$, and M is the hadron mass. The quantities $G_M(q^2)$ and $F_2(q^2)$ are the magnetic and Pauli FFs of the proton. In the region accessed by the annihilation process, the momentum transfer squared, q^2 , is negative (TL region). The electromagnetic FFs are called TL FFs and they are complex functions of one variable q^2 (in Born approximation). The complex nature of FFs in the TL region of momentum transfer is due to the strong interaction in the initial state. In Space-like region, the FFs are real and can be extracted from the elastic electron proton scattering ($e + p \rightarrow e + p$) where the momentum transferred between electron and proton is positive. We use below the Sachs magnetic and charge FFs, which are related to the Dirac and Pauli FFs $F_{1,2}(q^2)$ as follows :

$$\begin{aligned} G_M(q^2) &= F_1(q^2) + F_2(q^2), \\ G_E(q^2) &= F_1(q^2) + \eta_p F_2(q^2), \quad \eta_p = q^2/(4M^2). \end{aligned} \quad (37.5)$$

In non relativistic approach, G_E and G_M can be interpreted as Fourier transforms of the charge and magnetization current densities inside the proton. The differential cross section is related to the matrix element squared (37.2) by

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4\mathcal{I}} |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3\vec{k}_1 d^3\vec{k}_2}{(2\pi)^6 4E_1 E_2} \delta^4(p_1 + p_2 - k_1 - k_2), \quad (37.6)$$

where $\mathcal{I} = (p_1 \cdot p_2)^2 - p_1^2 p_2^2$ and $E_1(E_2)$ is the energy of the $\ell^-(\ell^+)$ lepton, the matrix element squared of the reaction

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_{\mu\nu} H_{\mu\nu}, \quad L_{\mu\nu} = j_\mu j_\nu^*, \quad H_{\mu\nu} = J_\mu J_\nu^*. \quad (37.7)$$

is obtained by the contraction of leptonic and hadronic tensors ($L_{\mu\nu}$, $H_{\mu\nu}$ respectively), averaging over the spins of the initial particles and summing over the spins of the final particles.

37.2.1 The differential cross section in CMS system

The following analysis of the polarization observables is done in the center of mass system (CMS). Let us define a coordinate frame, where the z-axis is directed along the antiproton momentum $z \parallel \vec{p}$, the y-axis is directed along the vector $\vec{p} \times \vec{k}$ and the x axis in order to form a left handed coordinate system. The differential

cross section in the reaction CMS takes the form :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4q^6} \frac{\beta_\ell}{\beta_p} L_{\mu\nu} H_{\mu\nu}, \quad (37.8)$$

where $\beta_\ell^2 = 1 - 4m_\ell^2/q^2$ is the velocity squared of the lepton ℓ of mass m_ℓ and $\beta_p^2 = 1 - 4M^2/q^2$ is the anti-proton velocity squared.

In CMS, the unpolarized differential cross section is :

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4q^2} \frac{\beta_\ell}{\beta_p} \mathcal{D}; \quad (37.9)$$

$$\mathcal{D} = \frac{|G_E|^2}{\eta_p} (1 - \beta_\ell^2 \cos^2 \theta) + |G_M|^2 (2 - \beta_\ell^2 \sin^2 \theta).$$

In the limit of zero lepton mass, this expression coincides with the results previously obtained [3] :

$$\frac{d\sigma_0^{e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4q^2\beta_p} \left[\frac{|G_E|^2}{\eta_p} \sin^2 \theta + |G_M|^2 (1 + \cos^2 \theta) \right], \quad (37.10)$$

From the comparison between Eqs. (37.9) and (37.10) one can see that the terms due to the lepton mass do not change the even nature of the differential cross section with respect to $\cos \theta$, as expected from the one photon exchange mechanism, but change the ratio of the cross section at $\theta = 0^\circ$ or 180° with respect to the cross section at $\theta = 90^\circ$ degrees.

One can express the differential cross section as a function of an angular asymmetry \mathcal{A} , defined from the slope of the linear $\cos^2 \theta$ dependence. The cross section, Eq. (37.9), can be rewritten as :

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi/2} (1 + \mathcal{A} \cos^2 \theta), \quad (37.11)$$

where

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi/2} = \frac{\alpha^2}{4q^2} \frac{\beta_e}{\beta_p} \left[\frac{|G_E|^2}{\eta_p} + |G_M|^2 (2 - \beta_e^2) \right], \quad (37.12)$$

and

$$\mathcal{A} = \beta_\ell^2 \frac{\eta_p |G_M|^2 - |G_E|^2}{\eta_p |G_M|^2 (2 - \beta_\ell^2) + |G_E|^2}. \quad (37.13)$$

The measurement of the asymmetry \mathcal{A} allows to determine the ratio of the moduli of the FFs through the relation :

$$\left| \frac{G_E}{G_M} \right|^2 = \eta_p \frac{\beta_\ell^2 - (2 - \beta_\ell^2)\mathcal{A}}{\beta_\ell^2 + \mathcal{A}}. \quad (37.14)$$

37.3 Polarization Observables

The unpolarized cross section contains only the moduli squared of the FFs. The investigation of reaction

(37.1) with polarized antiproton beam and/or polarized proton target carries information about the phase difference of the nucleon FFs, $\Phi = \Phi_M - \Phi_E$, where $\Phi_{M,E} = \text{arg}G_{M,E}$. This phase difference contains important information on the nucleon FFs and its determination represents a stringent test of nucleon models.

In the following we study a particular case of double spin polarization observables correspond to the polarization transfer when the antiproton beam is polarized and the transverse polarization of the produced negative lepton is measured. The other cases (single spin asymmetry, spin correlation and triple spin observables) can be found in Ref. [5].

Polarization transfer coefficients

The polarization four-vector of a relativistic particle of mass M , energy E and momentum \vec{p} , is defined by :

$$\vec{s} = \vec{\chi} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{\chi} \vec{p}}{M(E+M)}, s^0 = \frac{\vec{p} \cdot \vec{\chi}}{M},$$

where $\vec{\chi}$ is the polarization vector in the rest frame of the particle.

We denote the direction of the lepton polarization vector (in its rest system) by the indices : ℓ (longitudinal) along its momentum, t (transverse) which is orthogonal to the momentum in the reaction plane and n (normal) which is perpendicular to the reaction plane. Then the following three independent polarization four vectors describe the lepton polarization in the reaction CMS

$$\begin{aligned} s_\ell &= \frac{1}{m_\ell}(k, E \sin \theta, 0, E \cos \theta), \\ s_t &= (0, \cos \theta, 0, -\sin \theta), \quad s_n = (0, 0, 1, 0), \end{aligned} \quad (37.15)$$

where $E(k)$ is the energy (magnitude of the momentum) of the lepton in the reaction CMS.

The hadronic and the leptonic tensors can be written as the sum of unpolarized and polarized terms as :

$$H_{\mu\nu} = H_{\mu\nu}^{(0)} + H_{\mu\nu}^{(1)}(s_1), \quad L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^{(0)} + L_{\mu\nu}^{(1)}(s_2) \quad (37.16)$$

where $s_{1\mu}(s_{2\mu})$ is the polarization four-vector describing the antiproton (lepton) polarization. The contraction of the spin-dependent leptonic and hadronic tensors, $L_{\mu\nu}^{(1)}(s_2)H_{\mu\nu}^{(1)}(s_1)$ leads to the following expression of the differential cross section

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(T_{i,j}\chi_i\chi_j), \quad (37.17)$$

where $i(j)$ correspond to the direction of antiproton (lepton) polarization vector. The transverse and normal

transfer polarization coefficients

$$\begin{aligned} T_{ny} &= 2 \frac{m_\ell}{M} \frac{\text{Re}G_E G_M^*}{\eta_p \mathcal{D}}, \quad T_{tz} = -2 \frac{m_\ell}{M} \frac{\sin \theta}{\sqrt{\eta_p} \mathcal{D}} |G_M|^2, \\ T_{tx} &= 2 \frac{m_\ell}{M} \frac{\cos \theta}{\eta_p \mathcal{D}} \text{Re}G_E G_M^* \end{aligned} \quad (37.18)$$

are proportional to the mass of the produced lepton and they are suppressed by the factor m_ℓ/M for $\ell = e$ or μ . In the case of τ -lepton this factor constitutes an enhancement of ~ 2 . The measurement of the coefficient T_{ny} , and T_{tx} can give in principle the information on the phase difference of the nucleon FFs. In the limit of zero lepton mass, the expressions (37.18) coincide with the corresponding results of Ref. [7] and of Ref. [8], neglecting the two-photon contribution.

37.4 Numerical results

37.4.1 The cross section

The ratio between the integrated cross section for the production of an heavy lepton pair $\ell^-\ell^+$, $\ell = \tau$ ($m_\tau=1776.82$ MeV), or $\ell = \mu$ ($m_\mu=105.66$ MeV), Eq. (37.9), with respect to the integrated cross section for the production of an electron pair ($m_e = 0.511$ MeV), Eq. (37.10), is :

$$R_\ell = \frac{\sigma(\ell^+\ell^-)}{\sigma(e^+e^-)} = \frac{1}{2}\beta_\ell(3 - \beta_\ell^2), \quad (37.19)$$

and is illustrated in Fig. 37.1, as a function of the total energy of the system (from the $\bar{p}p$ annihilation threshold of $\tau(\mu)$ production, $\sqrt{q^2} = 3.5536$ GeV ($\sqrt{q^2} = 1.8765$ GeV)). The corrections to the ratio due to the mass are of the fourth order and proportional to $(m_\ell/\sqrt{q^2})^4$ [3]; therefore, over the kinematical threshold, the μ cross section is similar to the electron one. But for τ production, the variation is significant in the energy region over the $\tau^+\tau^-$ threshold.

The angular dependence of the differential cross section is shown in Fig. 37.2, at a fixed value of q^2 . In order to have a quantitative estimation of the previously defined observables, we choose a parametrization for TL FFs based on the vector dominance models of Ref. [9].

The effect of the mass is to change the stiffness of the angular dependence of the differential cross section as function of $\cos \theta$, as illustrated in Fig. 37.2 (left), for $q^2 = 15$ GeV². For τ , the relative contribution of the electric to magnetic term is larger. In other words, the effect of the mass is to change the slope and the intercept of the linear dependence of the differential cross section as function of $\cos^2 \theta$, as illustrated in Fig. 37.2 (right).

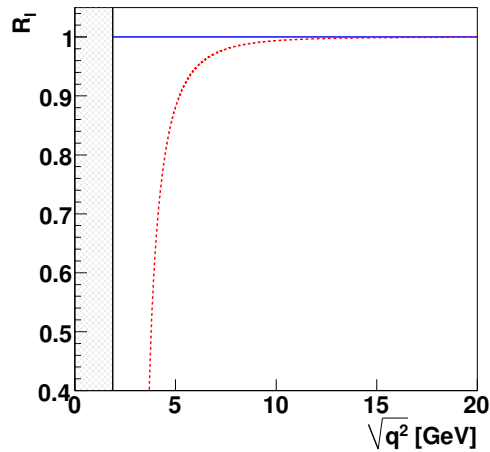


FIG. 37.1 – Total cross section ratios $R_\ell = \frac{\sigma(\ell^+\ell^-)}{\sigma(e^+e^-)}$, for $\ell = \tau$ (red dashed line) and $\ell = \mu$ (blue solid line) as function of $\sqrt{q^2}$. The shaded area illustrates the region below the physical threshold for $\bar{p} + p$ annihilation.

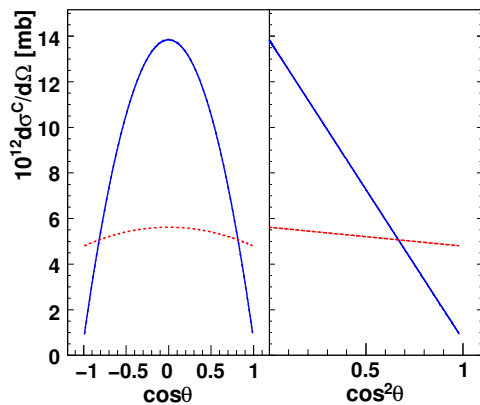


FIG. 37.2 – Differential cross section as a function of $\cos\theta$ (left); as a function of $\cos^2\theta$ (right) for $q^2=15$ GeV^2 , assuming the parametrization [9], for $\ell = \tau$ (red dashed line), $\ell = \mu$ (blue solid line). The calculation for $\ell = e$ (black dotted line) is hardly visible since it overlaps with the μ line.

37.4.2 Polarization observables

The double spin observables, T_{tx} and T_{tz} are shown in Fig. 37.3 as a function of $\cos\theta$, at $q^2 = 15$ GeV^2 , for the parametrization of Ref. [9]. For the electron, these polarisation observables are close to zero and are not useful for measuring the relative phase of the proton FFs. For the τ -lepton, the effect of the mass is sizable

in all the observables. The difference between μ and e is tiny and it is best seen with a lower incident energy, The lepton mass effect is relatively larger when the incident energy is smaller.

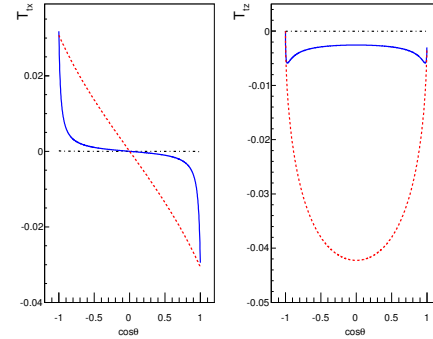


FIG. 37.3 – Double polarization observables, T_{tx} and T_{tz} , as a function of $\cos\theta$, for $q^2 = 15$ GeV^2 , using the parametrization from Ref. [9] in CMS. Notations as in Fig. 37.2.

37.5 Conclusion

The calculation of polarization observables for the annihilation of proton-antiproton into a lepton pair was extended to the case of heavy leptons, such as τ or μ . In this case it is not possible to neglect the lepton mass. The calculation was performed in the one-photon exchange approximation, The expressions of the observables are given in terms of nucleon electromagnetic FFs.

We investigated the dependence of the unpolarized cross section, of the angular asymmetry and various polarization observables on the mass of the lepton. The case of the antiproton beam and the final lepton are polarized (the polarization transfer from the antiproton beam to the detected lepton) was illustrated in detail.

Our results show an enhancement of the polarization observables of these heavy unstable particles, in particular when the transverse polarization of the leptons is considered. The measurement of lepton polarization is under investigation. It can be done in principle through the angular distribution of the decay products.

Références

- [1] The PANDA Collaboration, arXiv :0903.3905 [hep-ex]; <http://www.gsi.de/PANDA>;
- [2] <http://www.gsi.de/FAIR>.

-
- [3] A. Zichichi, S. M. Berman, N. Cabibbo, R Gatto, Nuovo Cim. **24**, 170 (1962).
 - [4] S. M. Bilenkii, C. Giunti and V. Wataghin, Z. Phys. **C59**, 475 (1993).
 - [5] A. Dbeyssi, E. Tomasi-Gustafsson, G. I. Gakh and M. Konchatnyi, arXiv :1110.6722 [hep-ph].
 - [6] A. J. R. Puckett *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 242301 (2010) and Refs therein.
 - [7] G. I. Gakh, E. Tomasi-Gustafsson, Nucl. Phys. **A761**, 120 (2005).
 - [8] E. Tomasi-Gustafsson, F. Lacroix, C. Duterte, G. I. Gakh, Eur. Phys. J. **A24**, 430 (2005).
 - [9] F. Iachello, A. D. Jackson and A. Lande, Phys. Lett. B **43**, 191 (1973); F. Iachello and Q. Wan, Phys. Rev. C **69**, 055204 (2004).

Etude de la densité de particules chargées en collisions d'ions lourds dans l'expérience ALICE au LHC

Maxime Guilbaud

Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Groupe ALICE



38.1 Introduction

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est l'expérience du LHC dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativiste. Le but d'ALICE est d'étudier les propriétés d'un état déconfiné de la matière appelé le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). La création de ce PQG est prédite par les calculs de QCD (Chromo-dynamique quantique) sur réseau pour de très hautes températures et densités d'énergie accessibles durant la collision. Dans ce cadre, la mesure du nombre de particules primaires chargées nous permet d'étudier la distribution en énergie disponible dans l'état final, ainsi que la dynamique sous-jacente des mécanismes de production des particules. Dans la suite, nous détaillerons les propriétés du PQG et nous décrivons le scénario de production de ce plasma en collision d'ions lourds. Puis, nous évoquerons les signatures expérimentales attendues et un modèle simple décrivant ces collisions. Ensuite, nous présenterons brièvement le LHC, sa faisceauologie et l'expérience ALICE. Enfin, dans une dernière partie, nous décrirons la technique utilisée pour mesurer le nombre de particules primaires chargées par unité de pseudo-rapacité produites en collision Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV et les résultats obtenus.

38.2 Description des propriétés du PQG

Un milliardième de seconde après le Big Bang, il est prédit que l'univers primordiale était dans un état de plasma de quarks et de gluons. La densité et la température étaient telles que les quarks et les gluons n'étaient pas encore confinés en hadrons mais libres à l'intérieur du plasma. Par la suite, l'univers se refroidissant, le PQG ainsi formé s'est hadronisé. Cela signifie que les quarks se sont retrouvés confinés à l'intérieur d'autres particules appelées baryons (3 quarks) ou mésons (2 quarks). Cette idée est bien représentée par le diagramme de phase de la matière nucléaire (Fig. 38.1). En effet, nous retrouvons à faible densité et température le noyau nucléaire que nous connaissons. Puis, si la température et/ou la densité augmentent, il y a forma-

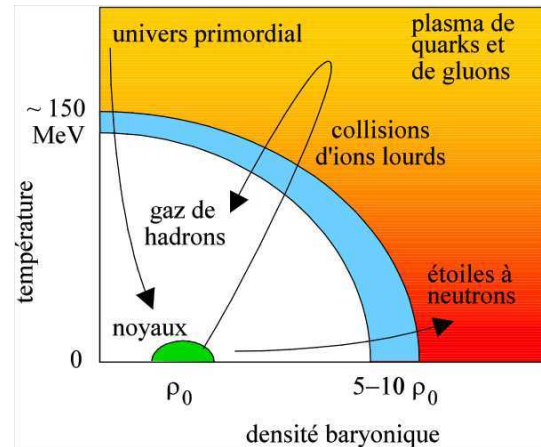


FIG. 38.1 – Diagramme de phase de la matière nucléaire.

tion d'un gaz de hadrons puis transition de phase vers un état de PQG. Nous noterons aussi l'existence prédite d'un état supra-conducteur de couleur à très haute densité baryonique qui existerait, en théorie, au coeur des étoiles à neutrons.

Du confinement des quarks dans les hadrons découle une propriété importante, intrinsèque à la QCD, nous permettant de mieux comprendre comment interagissent les quarks. En effet, lorsque les quarks sont éloignés (petite énergie) les uns des autres, la constante de couplage entre quarks est forte et impose le confinement. Cependant, plus la distance inter-quarks est petite, plus le couplage est faible. Les quarks ont alors un libre parcours moyen plus important à l'intérieur du nucléon. C'est ce qu'on appelle la liberté asymptotique. Pour fixer les idées, nous pourrions nous représenter le couplage entre quarks comme une corde qui les lie. Plus les quarks s'éloignent et, plus la tension de la corde est importante et donc plus il est difficile d'augmenter la distance inter-quarks. Plus les quarks sont proches et plus la corde est lâche. Les quarks peuvent alors se déplacer plus librement. Par conséquent, il est facile de comprendre pourquoi il est difficile de déconfiner les quarks pour produire un plasma. En effet, passer outre le couplage fort (briser la corde en quelque sorte) entre les quarks nécessite un état très dense et/ou très chaud. Comme il nous est impossible expérimentalement de

sonder le coeur des étoiles à neutrons, l'observation directe du PQG est impossible. La solution consiste à reproduire un état dense et chaud grâce aux collisions d'ions lourds relativistes.

La collision d'ions lourds et donc la formation du PQG peut-être décrite en plusieurs étapes distinctes. Tout d'abord, les deux noyaux sont accélérés. Suite à la collision, après l'établissement d'un pré-équilibre, le système en expansion atteint une densité d'énergie critique qui conduit à la formation d'un PQG. Puis, le plasma se refroidit et s'hadronise. Il s'ensuit deux gels consécutifs : un gel chimique puis un gel thermique. Le gel chimique correspond à la fin des collisions inélastiques ce qui fixe la composition chimique du système. Le gel thermique quant à lui est caractérisé par la fin des collisions élastiques, qui correspond à l'état mesuré par les détecteurs.

L'observation directe étant impossible, il nous faut donc découvrir un certain nombre de signatures du PQG. Les plus connues sont le flot elliptique (anisotropie azimutale du flot de particules émises), la fonte du charmonium (paire de quarks lourds $c - \bar{c}$) due à l'écrantage de couleur, le jet quenching et l'augmentation de l'étrangeté. La plupart de ces signatures étant dépendante de la centralité c'est-à-dire du recouvrement des deux noyaux en collision, il est important de pouvoir estimer cette dernière. Un modèle simple a été proposé par Glauber [1]. La densité de nucléon est distribuée dans un potentiel de type Wood-Saxon :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r - r_0}{\alpha}}}$$

Le modèle dépend de trois paramètres : le paramètre d'impact qui représente la centralité, le nombre de participants à la collision et le nombre de collisions binaires entre nucléons. Le nombre de participants est directement proportionnel à la charge déposée dans le détecteur soit, pour ALICE, le VZERO. De plus, il est lié par une loi de puissance au nombre de collisions binaires. Par conséquent, on peut ajuster ce modèle aux données pour obtenir une estimation du paramètre d'impact et donc de la centralité (Fig. 38.2).

38.3 Le LHC, sa faisceauologie et l'expérience ALICE

Le LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur de particules de 26.7 km de circonférence enterré à une profondeur de 100 m. Deux modes de fonctionnement sont possibles : en collision proton-proton à une énergie nominale de 14 TeV et en collision Plomb-Plomb à une énergie nominale de 5.5 TeV par paire de nucléon. Pour le moment, les énergies atteintes par l'accélérateur sont de 7 TeV en p-p et 2.76 TeV en Pb-Pb. Six

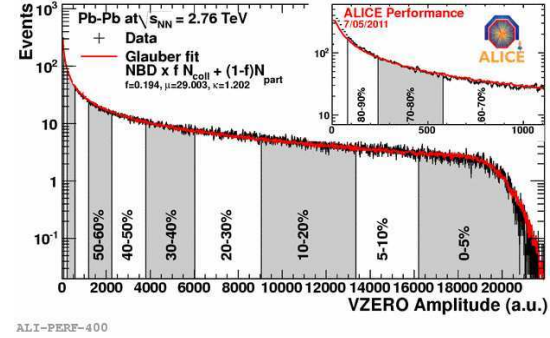


FIG. 38.2 – Estimation de la centralité de la collision à l'aide d'un ajustement avec le modèle de Glauber.

expériences sont présentes sur le site : ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, TOTEM et LHCf (Fig. 38.3).

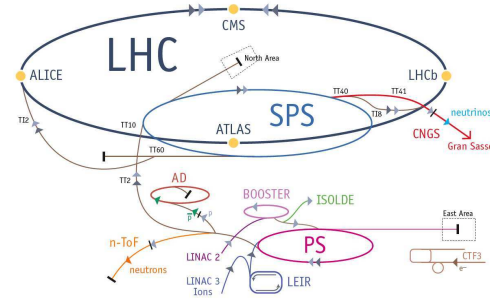


FIG. 38.3 – Le système d'accélération du LHC.

Le système d'accélération radiofréquence du LHC a une fréquence de 400 MHz soit une période de 2,5 ns. Les paquets d'ions Pb appelés 'bunches' sont remplis dans des 'buckets' radio-fréquences espacés de 200 ns. Lors du remplissage des différents 'bunches' une partie du faisceau est perdue et une autre est remplie dans de mauvais 'buckets' comme montré sur la Fig. 38.4. Ceci crée alors des 'bunches' satellites espacés de 37.5 cm qui donnent lieu à des collisions satellites dans les différentes expériences du LHC. Ce phénomène est à la base de l'analyse présentée en troisième partie.

ALICE [2] est une expérience dédiée à l'étude du PQG en collisions d'ions lourds. Ce détecteur mesure 16 m de haut et 26 m de long, son poids est de 10000 tonnes (Fig. 38.5). Il est composé de deux grandes parties : le tonneau central avec l'ITS (Inner Tracking System : SPD, SSD, SDD) [3], la TPC (Time Projecting Chamber) ou les détecteurs de la région forward comme le VZERO [4] d'une part, et d'un spectromètre à muons d'autre part. La partie droite (celle du spectromètre à muons) est appelée 'côté C' et la partie opposée 'côté A'.

De tous les sous-détecteurs présents dans l'expé-

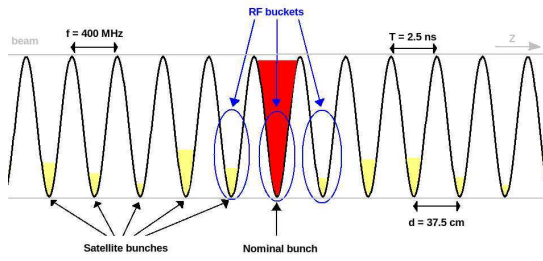


FIG. 38.4 – Effet de debunching au LHC.

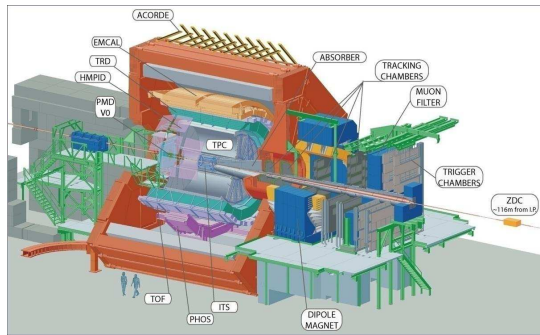


FIG. 38.5 – Le détecteur ALICE.

rience, l'analyse qui suit utilise le VZERO. Il s'agit de deux hodoscopes de plastique scintillant. Ici, seul le disque à l'opposé du bras dimuon est utilisé, il s'agit du VZERO-A. Il est divisé en 4 anneaux eux mêmes scindés en 8 éléments scintillants. La lumière générée par le passage des particules qui traversent le détecteur est envoyée, via des fibres optiques, vers des photomultiplicateurs. Nous obtenons en sortie un signal caractérisé par son intégrale (charge), sa largeur, et son temps d'arrivée. L'utilisation possible du VZERO sont nombreuses. Il est utilisé comme trigger de niveau L0, comme estimateur de la luminosité ou encore pour des mesures physiques comme le flot de particules chargées ou la multiplicité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité. C'est, par ailleurs, cette dernière mesure qui sera présentée par la suite.

38.4 Mesure de la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité

La mesure de la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité est ici réalisée à l'aide du VZERO-A, en utilisant la technique des vertex déplacés. En effet, comme nous l'avons présenté plus

haut, lors de l'injection et de l'accélération, un certain nombre de 'bunches' satellites sont créés et donnent lieu à des collisions satellites dans le détecteur. Ces collisions se produisent donc à un point d'interaction décalé par rapport au point d'interaction nominal. Ce décalage est un multiple de 37.5 cm. Ces collisions, à différents vertex d'interaction, vont avoir pour effet de changer l'acceptance de notre détecteur (Fig. 38.6). Certains anneaux, pour des vertex d'interaction donnés, sont dans l'acceptance du SPD. Ceci nous permet de calibrer la réponse de notre détecteur sur la mesure de multiplicité de particules chargées obtenues par le SPD [5] dans la région centrale. De plus, l'utilisation de la technique des vertex déplacés nous permet d'effectuer la mesure sur une large gamme en pseudo-rapacité. Dans un premier temps, nous cherchons à sélectionner les événements par centralité puis par vertex d'interaction. Ces deux sélections sont réalisées avec le ZDC (Zero Degree Calorimeter) [6] qui est un détecteur placé à plus de 100 m de part et d'autre du détecteur ALICE et dont la résolution en temps est suffisante pour identifier et séparer les vertex satellites.

La sélection en centralité ne pouvait être faite avec le VZERO car celui-ci étant trop proche des points de collisions sa réponse est extrêmement sensible à la position du vertex. De ce point de vue, le ZDC, de part sa position très éloignée, est idéal pour cette sélection. Nous estimerons donc la centralité des événements à l'aide de la Fig. 38.6 qui représente la corrélation entre la charge déposée par les spectateurs de la collision (protons et neutrons n'ayant pas interagis) et le signal électromagnétique issue de la collision.

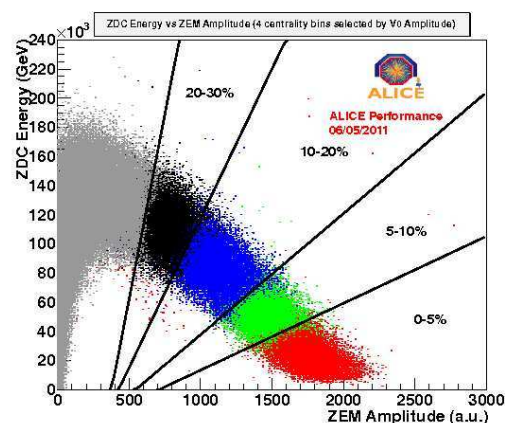


FIG. 38.6 – Sélection en centralité grâce au signal en charge donné par le ZDC.

Pour sélectionner les événements en fonction de la position du vertex d'interaction, la Fig. 38.7 est utilisée. Les vertex entourés en rouge (bleu) sur la Fig.

38.7 sont issus de la collision entre un 'bunch' satellite venant du côté A (côté C) et le 'bunch' nominal. Le vertex entouré en noir correspond à l'interaction des deux 'bunches' nominaux. Seuls les satellites venant du côté A sont utilisés. En effet, le calorimètre mesurant le signal électro-magnétique n'étant présent que du côté A, les signaux issus de satellites provenant du côté C arrivent soit trop tôt, soit trop tard pour être correctement intégrés dans l'électronique.

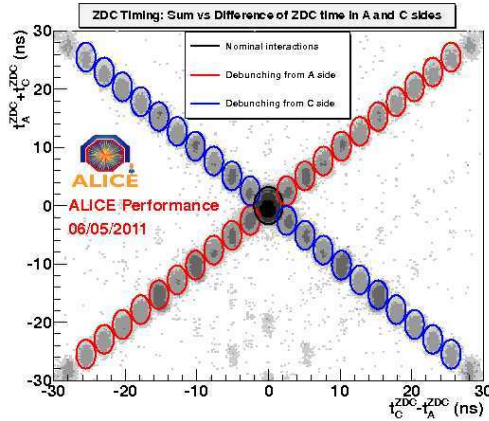


FIG. 38.7 – Sélection des événements grâce au signal en temps donné par le ZDC.

La formule permettant d'extraire la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité est la suivante :

$$\frac{dN}{d\eta}(Z_m, i) = \frac{dN}{d\eta}(SPD, i) \cdot \frac{\alpha_\eta(Z_r, i) \cdot AVZERO(Z_m, i)}{\alpha_\eta(Z_m, i) \cdot AVZERO(Z_r, i)}$$

Les facteurs α , représentant le nombre de particules chargées générées à la collision par unité de charge déposées dans le détecteur, sont extraits de la simulation. Le calcul est corrigé par l'acceptance moyenne des anneaux du VZERO en fonction du vertex d'interaction et le tout est calibré à la mesure réalisée par le SPD. La Fig. 38.8 montre le résultat obtenu après la combinaison statistique de toutes les mesures.

La mesure montre un bon accord avec les valeurs données à rapidité centrale par le SPD. Par ailleurs, il est intéressant de regarder comment évolue cette densité en fonction de la centralité par tranche en η . Pour cela, nous normalisons la distribution par le nombre de paire de participant à la collision. Nous obtenons le résultat présenté dans la Fig. 38.9. Nous observons une augmentation du nombre de particules chargées en fonction du nombre de participants à la collision. De plus, ce comportement semble quasi-similaire quelque soit la tranche en η considérée. Ce résultat est en accord avec les mesures précédemment obtenues à RHIC [7].

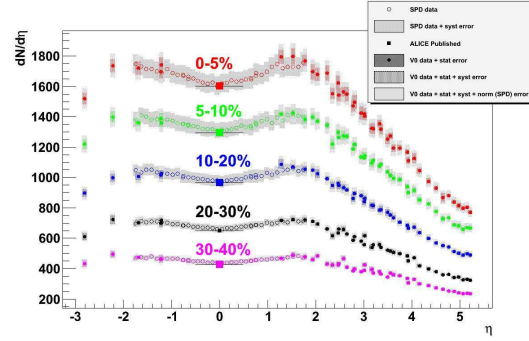


FIG. 38.8 – Densité de particules primaires chargées en fonction de la pseudo-rapacité.

Enfin, la dernière observable intéressante pour contraindre notamment certains modèles Monte Carlo, est le nombre total de particules primaires chargées générées à la collision en fonction du nombre de participants. Pour ce faire, nous intégrons la distribution précédente grâce à 4 fonctions d'ajustement différentes. Pour la mesure, la méthode avec le plus faible χ^2 et le moins de paramètres libres est conservée. De plus, la fluctuation entre les différentes méthodes, attribuée principalement à l'erreur systématique sur l'extrapolation à grande pseudo-rapacité, est incluse dans les erreurs systématiques. Elle est ici de l'ordre de 3%. Nous obtenons donc la Fig. 38.10 qui montre une augmentation non linéaire du nombre total de particules chargées en fonction du nombre de participants. Un fois de plus, ce résultat est en accord avec les mesures données par les expériences précédentes [7].

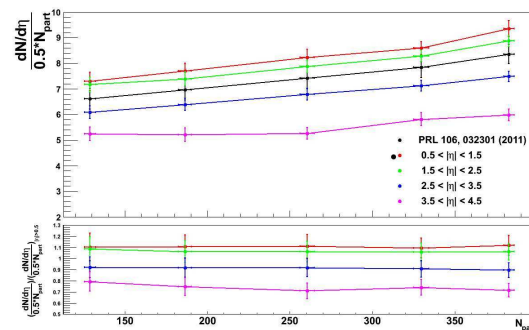


FIG. 38.9 – Evolution de la densité de particules chargées en fonction du nombre de participants par tranche en pseudo-rapacité.

38.5 Conclusion

Dans cette analyse, en utilisant une combinaison de trois détecteurs de l'expérience ALICE : le ZDC (sé-

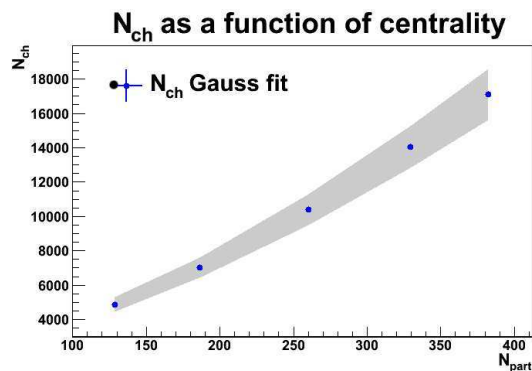


FIG. 38.10 – Evolution du nombre totale de particules chargées en fonction du nombre de participants.

lection des événements et estimation de la centralité), le SPD (calibration), le VZERO et les collisions satellites, nous avons pu mesurer la densité de particules primaires chargées dans la région 'forward' en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. Cette méthode originale permet de quantifier une des observables globales de la physique des collisions d'ions lourds à haute énergie. Cette mesure est consistante avec celle faite par SPD dans une gamme différente en pseudo-rapacité. De plus, l'étude de l'évolution de cette densité ainsi que l'estimation de l'évolution du nombre totale de particules chargées en fonction du nombre de participants donnent des résultats cohérents avec ceux obtenus par les expériences précédentes. Pour finir, la technique utilisée ici peut se révéler utile pour comprendre et améliorer la description de la matière composant le détecteur ALICE en simulation dans certaines régions en η . En effet, celle-ci permet de scanner de façon assez précise l'espace et donc le détecteur en se plaçant à différents vertex.

Références

- [1] R.J. Glauber, Boulder Lectures in Theoretical Physics (Interscience, New York, 1959), Vol. 1.
- [2] The ALICE experiment at the CERN LHC, JInst 3, 508002 (2008)
- [3] The ALICE Collaboration, ITS Technical Design Report, CERN-LHCC-1999-12.
- [4] The ALICE Collaboration, Forward Detectors : FMD, T0, V0 Technical Design Report, CERN-LHCC-2004-025.
- [5] K. Aamodt et al., ALICE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 106. 032301 (2011), Centrality Dependence of the Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$ TeV.
- [6] The ALICE Collaboration, ZDC Technical Design Report, CERN-LHCC-1999-5.

- [7] B. Alver et al., PHOBOS Collaboration, Phys. Rev. C 83, 024913 (2011), Charged-particle multiplicity and pseudorapidity distributions measured with the PHOBOS detector in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions at ultrarelativistic energies.

Photon + heavy-flavor jet production at Tevatron and LHC

Chi Linh Nguyen

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de
Physique Théorique - LAPTh, B.P.
110, 74941 Annecy-le-Vieux Cedex,
France



Considering the photon + heavy-flavor tagging in hadronic collisions at Tevatron and LHC, the cross section of photon + heavy-quark jet production is calculated in perturbative QCD. The distribution in the photon transverse momentum is calculated by improving the PHOX generators. At LO, the results for direct and fragmentation photon processes are obtained and agree with previous calculation. At NLO, the direct photon processes are calculated and the subprocesses through fragmentation of final partons into the photon and heavy quark are in progress.

39.1 Introduction

Prompt photon production at high energy colliders allows for putting constraints on parton distribution functions (PDFs) and fragmentation functions (FF). In addition to the fact that the heavy-quark jets can be tagged in hadronic collisions [1, 2], the study of photon + heavy-flavor jet production would give an interesting aspect for probing the substructure of hadrons, *i.e.* the content of quarks and gluons in hadrons. The theoretical calculation of $\gamma + b(c) + X$ production [3] was compared with the experimental measurement [1]. A good agreement for $\gamma + b + X$ production was found but not for $\gamma + c + X$ (see Fig. 39.1). In the present calculation, the NLO contributions to the direct photon processes (at order $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2)$) and to the fragmentation photon from final partons (at order $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$) were included (see Fig. 39.2).

The fixed order calculation PHOX¹ generators [4] allows one to calculate cross section of the $\gamma(h, jet) + jet + X$ productions at full NLO accuracy. In JETPHOX, a member of the PHOX generators, the photon is treated as being emitted directly from quarks or by fragmentation from the final partons. The jets are the superposition of the final partons defined by jet algorithm. By generating events, which store the kinematics of final particles in partonic processes, PHOX is a flexible tool in order to study many observables which can be measured at hadron colliders. Our motivation is to improve JETPHOX so that the events of photon + flavor-heavy

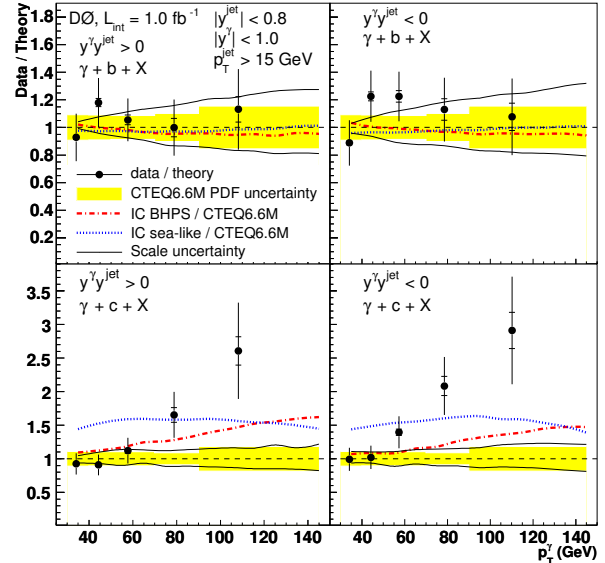


FIG. 39.1 – The $\gamma + b(c) + X$ production : comparison between theoretical calculation and experimental measurement [1].

jet are selected with the requirement of infra-red (IR) safety. The first objective is to re-obtain the results of the present theoretical calculation, and then to include the contributions of fragmentation heavy-quark, *i.e.* Q , from final partons. From that, we hope to understand the discrepancies between theory and experiment on $\gamma + c + X$ production and to do the phenomenology for the LHC data in $p-p$ and nuclear collisions.

39.2 Theoretical point of view and some early results

JETPHOX allows to calculate cross section of processes $h + h \rightarrow \gamma + jet + X$ with IR-divergences which cancel at NLO. The divergence which comes from the collinearity of a photon to a final parton are absorbed in $\mathcal{D}_i^\gamma(z, \mu_F)$, the fragmentation function of parton i into a photon [5]. Moreover, in the subprocesses such as $q\bar{q} \rightarrow \gamma q\bar{q}$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma gg$, there are also colli-

¹http://lapth.in2p3.fr/PHOX_FAMILY/main.html

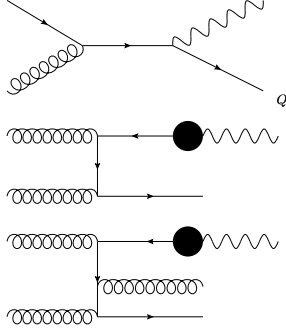


FIG. 39.2 – Direct and fragmentation photon processes.

near divergences when two final partons are collinear. They contain terms like $\frac{1}{\epsilon} P_{qg}(z)$, $\frac{1}{\epsilon} P_{gg}$, where $P_{ij}(z)$ are the splitting functions [6]. Those divergences will vanish when all flavor-quarks and gluon are taken into account and integration over z is performed, thanks to

$$\int_0^1 dz z [2 n_f P_{qg}(z) + P_{gg}(z)] = 0, \quad (39.1)$$

where n_f is number of flavor. Since the flavor of heavy jet is fixed ($\gamma Q \bar{Q}$ is tagged), there is no contribution of terms like $\frac{1}{\epsilon} P_{qg}(z)$, $\frac{1}{\epsilon} P_{gg}$ (with $q \neq Q$). For this reason, a cut-off of $Q\bar{Q}$ invariant mass smaller than $4m_Q^2$ can be used to make sure that there is no collinear divergence left. Based on the analytical calculation implemented in JETPHOX, however, there are also the collinear divergences proportional to $P_{qq}(z)$, $P_{gq}(z)$, which correspond to γqg production. Thanks to

$$\int_0^1 dz z [P_{qq}(z) + P_{gq}(z)] = 0, \quad (39.2)$$

those divergences cancel. The requirement that the heavy quark has a transverse momentum greater than a certain value will prevent the exact cancellation of the collinear divergence. To solve that problem, in this study, those remaining divergences will be absorbed in the fragmentation function of final parton into heavy-quark, *i.e.* $g \rightarrow Q$ (see Fig. 39.3) which is not included

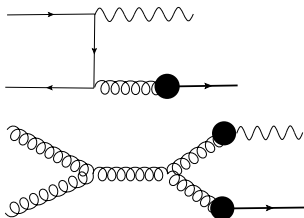


FIG. 39.3 – Fragmentation of parton into heavy-quark. in any present calculation for γ + heavy-quark produc-

tion yet.

To define a jet, the kt algorithm [7] is used. The kt algorithm is illustrated as following (assuming two partons in the final state) :

- The distance between two final partons and the distance of parton i ($i = 1, 2$) to the beam are defined, respectively, as :

$$d_{12} = \min(p_{t1}^2, p_{t2}^2) [\eta_1 - \eta_2]^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2]$$

$$d_i = p_{ti}^2 R_{kt}^2 \quad (39.3)$$

where p_t , η , and ϕ are transverse momentum, pseudo-rapidity, and polar angle, respectively, and $R_{kt} = 0.5$.

- Considering the smallest value among d_{12} , d_1 , and d_2 . If d_{12} is the smallest one, then two final partons are merged into a single jet. If d_i ($i = 1, 2$) is the smallest one, the parton i has to be included in the beam jet.

The differential cross section with respect to photon transverse momentum is calculated. The kinematics are chosen as follows : $p_{t\gamma} > 30$ GeV, $p_{tQ} > 15$ GeV, $|y_\gamma| < 1$, and $|y_Q| < 0.8$. The LO cross sections, *i.e.* di-

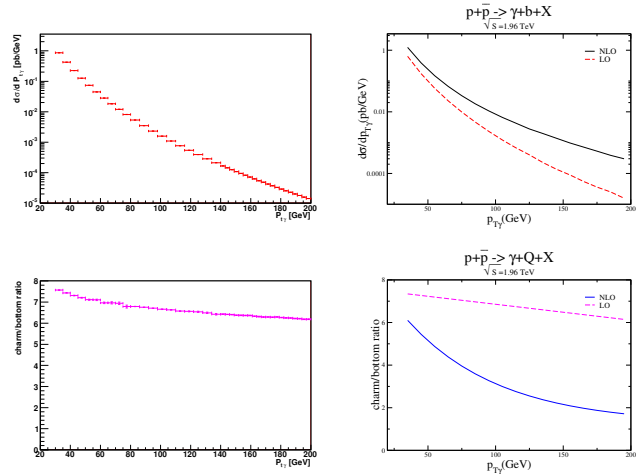


FIG. 39.4 – $p\bar{p} \rightarrow \gamma b(c)X$ productions at LO : comparison between our results (left) with the calculation [3] (right).

rect photon processes at order $\mathcal{O}(\alpha_s)$, fragmentation photon processes at order $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, are calculated and agree well with the calculation in [3], see Fig. 39.4. At NLO, the calculation for direct photon processes cross section is done. Those results are shown in Fig. 39.5.

The calculation of fragmentation photon processes and process of fragmentation like $g \rightarrow Q$ are still in progress.

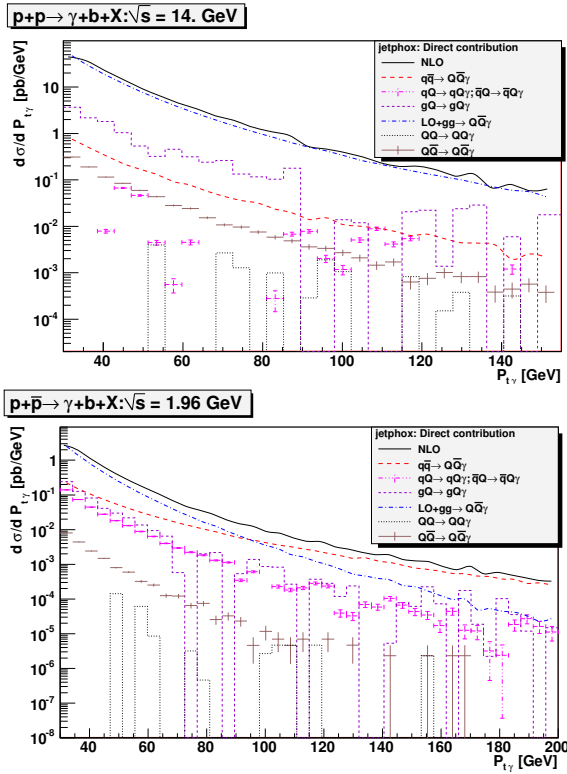


FIG. 39.5 – “ γbX ” productions at NLO : direct photon processes.

39.3 Conclusion and Outlook

We are presently improving JETPHOX, a generator that belongs to the PHOX generators, to calculate the differential cross section of photon production associated with a heavy-flavor jet. A good agreement with present results at Born level has been found. At NLO, the results for direct part are obtained but fragmentation part has not been carried out yet. Next, we will include the contribution related to fragmentation of partons into heavy-quarks, *i.e.* $g \rightarrow Q$, in the final state of the partonic processes. This contribution is not included in JETPHOX yet nor in the calculation [3]. Finally, we hope to have the possibility to perform the first comparison of NLO predictions with the prompt photon data available at the LHC at $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Références

- [1] V.M. Abazov et al. Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 192002.
- [2] T. Aaltonen et al. Phys.Rev. **D 81** (2010) 052006 ;
D. Costa et al. Phys. Rev. **Q 71** (2005) 052003.
- [3] T.P. Stavreva, and J.F. Owens, Phys. Rev. **D 79** (2009) 054017.

- [4] T. Binoth, J.-P. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, Eur. Phys. J. **C16** (2000) 311 ;
T. Binoth, J.-P. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, Eur. Phys. J. Direct **C4** (2002) 7 ;
S. Catani, M. Fontannaz, J. P. Guillet and E. Pilon, JHEP **05** (2002) 028 ;
P. Aurenche, M. Fontannaz, J.-P. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, Phys. Rev. **D73** (2006) 094007.
- [5] L. Bourhis, M. Fontanaz, and J.P. Guillet, Eur. Phys. J. **C 2**, 529 (1998).
- [6] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126** (1977) 298.
- [7] S. Catani, Y.L. Dokshitzer, M.H. Seymour, and B.R. Webber, Nucl. Phys. **B 406**, 187 (1993).

Quarkonium production in ultra-relativistic heavy-ion collisions with the ALICE experiment at the LHC

Lizardo Valencia Palomo
*Institut de Physique Nucléaire
d'Orsay, Université de Paris-Sud 11*



ALICE, one of the four main experiments of the LHC, aims to study the Quark Gluon Plasma, a new state of matter where quarks and gluons behave as free particles, rather than ones confined into hadrons. The medium created in high energy heavy-ion collisions can be probed by several observables. Here I will focus on quarkonium production and I will present the results on J/ψ production in the dimuon decay channel at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.

The organization of this proceeding is as follows : the first section is the introduction, the second one briefly describes the ALICE experiment focusing on the Muon Spectrometer, the third one is about the Pb-Pb data analysis, the fourth section will cover the tracking efficiencies of the Muon Spectrometer and finally I will present results and conclusions.

40.1 Introduction

Ultra-relativistic heavy-ion collisions are used to recreate in the laboratory the conditions of high energy, density and temperature that would have prevailed during the first microseconds after the Big Bang.

With such conditions it is expected that a phase transition from ordinary nuclear matter, to a deconfined state of quarks and gluons called Quark Gluon Plasma (QGP) is created. Since 1980's the heavy quarkonium family, bound states of heavy quark-antiquark, has been proposed as a tool to characterize the QGP [1]. Color screening of the heavy quarks potential, due to the deconfined state, would lead to a suppression of quarkonium production.

The quarkonium states have different binding energies and this can be translated into different dissociation temperatures, something that is commonly referred as sequential dissociation [2]. For this reason quarkonia family can be used as a thermometer for the QGP.

Quarkonium suppression has already been observed at SPS and RHIC [3]. Even though the latter one has achieved higher collision energies, a similar amount of suppression was observed at central rapidity relative to the former one. To explain this energy dependence, heavy quarks recombination [4] was proposed at RHIC. With the opening era of the LHC a brand new

energy regime is available. At these scales a central Pb-Pb collision will create approximately ten times more $c\bar{c}$ pairs than at RHIC. Models have predicted that the J/ψ suppression in the QGP could be counterbalanced by a production of this same particles from recombination of charm quarks.

40.2 A Large Ion Collider Experiment

Among all LHC experiments, A Large Ion Collider Experiment (ALICE) is the only one designed and built to study heavy-ion collisions [5]. It consists of a central barrel covering $|\eta| < 0.9$ embedded in a solenoidal magnet and a forward Muon Spectrometer with a $-4 < \eta < -2.5$ acceptance.

Given the variety and complexity of all the subsystems located in the central barrel, only the detectors employed in this analysis will be mentioned. The two inner most layers of the Inner Tracking System (ITS) is the Silicon Pixel Detector (SPD) and is used to reconstruct the primary vertex. The V0 detector consists of two plastic scintillators (V0A and V0C), located at both sides of the ITS, designed to trigger on the collisions. In the 2010 Pb-Pb data taking period, the Minimum Bias events were defined as those events producing signals in V0A, V0C and SPD.

40.2.1 The Muon Spectrometer

The Muon Spectrometer is composed of four main parts (figure 40.1) : the absorbers, the dipole magnet, the tracking chambers and the trigger chambers. The group of absorbers is divided in three :

1. Front absorber : located at the front of the Muon Spectrometer, it absorbs hadrons, photons and electrons.
2. Beam shield : it protects the tracking and trigger chambers from particles produced at large rapidity.
3. Iron wall : positioned in front of the trigger chambers, it absorbs hadrons that cross the front absorber.

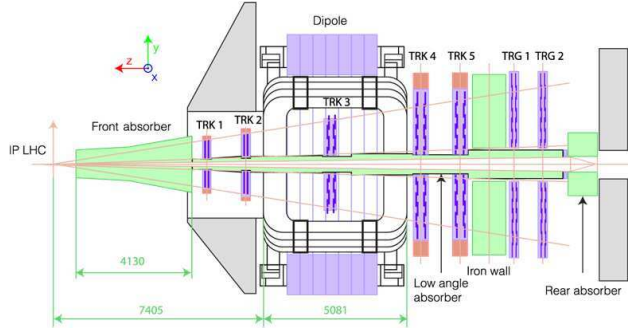


FIG. 40.1 – The Muon Spectrometer of the ALICE experiment.

The dipole magnet bends charged particles allowing to extract the sign of their electric charge and their momentum.

There are ten tracking chambers grouped by pairs into five stations, the third one being located inside the dipole magnet. Each chamber is designed to have a spatial resolution in the bending coordinate of 100 μm in order to be able to disentangle the Υ family with 100 MeV resolution in the opposite sign muons invariant mass.

The Muon Spectrometer includes also four trigger chambers grouped by pairs into two stations. Their timing resolution of ~ 2 ns and their latency of 700 ns allow them to be included in the L0 trigger. These chambers are designed to be able to identify like and unlike sign pair tracks up to $p_t \sim 4$ GeV/c.

An important feature of the Muon Arm of ALICE relative to the other LHC experiments, is its capability to measure quarkonia down to $p_t = 0$ in Pb-Pb collisions, a crucial capability that will lead to decisive results, as we will see.

40.3 Pb-Pb data analysis

An integrated luminosity of $2.9 \mu\text{b}^{-1}$ corresponding to approximately 22 million Minimum Bias (MB) collisions was used in the $J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ analysis. Such amount of data was recorded during the last month of LHC operations in 2010.

In order to extract the effect of the QGP, the J/ψ production in Pb-Pb collisions is compared to that in p-p by using the Nuclear Modification Factor (R_{AA}) :

$$R_{AA}^i = \frac{Y_{J/\psi}^i(\Delta p_t \Delta y)}{\langle T_{AA}^i \rangle \times \sigma_{J/\psi}^{pp}(\Delta p_t \Delta y)} \quad (40.1)$$

$$Y_{J/\psi}^i(\Delta p_t \Delta y) = \frac{N_{J/\psi}^i}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-} N_{events}^i A \epsilon} \quad (40.2)$$

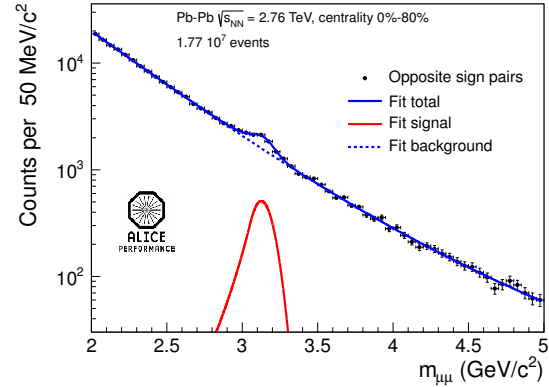


FIG. 40.2 – Example of the invariant mass plot extracted by pairing opposite sign muons. The J/ψ signal is clearly visible despite a low S/B.

where the upper index i is a given centrality bin and was defined using the V0 amplitude and a Glauber fit [7]. The nuclear overlap function $\langle T_{AA}^i \rangle$ is also obtained using the Glauber model, $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ is the inclusive cross-section measured in pp collisions at the same $\sqrt{s_{NN}}$, $BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ is the branching ratio of the J/ψ decay into a charged pair of muons, N_{events}^i the number of MB collisions and finally $A\epsilon$ is the acceptance times efficiency correction.

When $R_{AA} \approx 1$ then there is no difference in the production mechanism in A+A and in p+p collisions, but if $R_{AA} \neq 1$ this means that there are medium induced effects.

The J/ψ raw yield was obtained from the distribution of opposite sign tracks that survived the track selection. Different background subtraction methods were used in order to obtain the number of raw J/ψ . One of these methods, called the fit method, consist in fitting the invariant mass distribution with two functions : the sum of two exponential for the background and a Crystal Ball for the signal (figure 40.2).

The inclusive J/ψ cross section in pp used for normalization was measured by the ALICE experiment in a special run at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV at the beginning of 2011 [6].

40.4 Tracking efficiencies

The $A\epsilon$ term in equation 1.2 contains the efficiency of the tracking and the trigger chambers. In this section I will describe how the efficiency of the muon tracking chambers is computed and how its accuracy, using both data and simulation, is estimated.

The efficiency of the tracking chambers is computed using realistic simulation (same run-per-run conditions as in data taking) of the detectors. It is also extracted

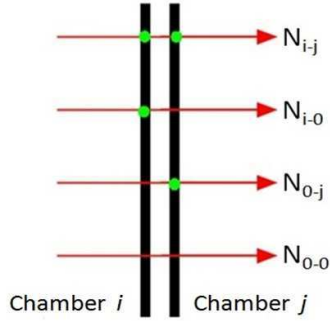


FIG. 40.3 – Possible configurations for a track crossing a muon tracking station.

from real data and compared to the simulation to assess the systematic uncertainties. As we will see in the following there are two types of efficiency : the uncorrelated and correlated one.

The tracking reconstruction algorithm requires at least one cluster in each one of the first three stations (TRK 1, 2 and 3 in figure 40.1) and at least three clusters in the last two stations (TRK 4 and 5). Thanks to the redundancy of the detector, a particle crossing a muon tracking station can leave (figure 40.3) a cluster in both chambers (N_{i-j}), a cluster only in chamber i (N_{i-0}), a cluster only in chamber j (N_{0-j}) or no cluster at all (N_{0-0}). Note that according to the tracking reconstruction requirement, N_{0-0} can not be reconstructed. Therefore, in order to extract the tracking efficiency from the data, we define the uncorrelated efficiency of chamber i as :

$$\epsilon_i^{uncor} = \frac{N_{i-j}}{N_{i-j} + N_{0-j}} \quad (40.3)$$

This efficiency is simply the number of tracks detected by a given chamber divided by the total number of reconstructed tracks that went through it.

Central nucleus-nucleus collisions produce a larger number of tracks compared to peripheral ones. This increases the occupancy in the chambers causing a rise in the number of fake reconstructed tracks, lowering the efficiency of the tracking reconstruction algorithm. It is found that this decrease in the efficiency is around 3% for the most central events while it remains constant for those in the 40 – 80% range of centrality. To avoid this effect, only events in this centrality range are used to extract the efficiencies in real data.

The uncorrelated efficiency was also extracted from a pure J/ψ Monte Carlo simulation. A difference of 1.5% was found and this difference is taken as a systematic uncertainty for ϵ_i^{uncor} .

During data taking, or offline reconstruction, parts of the detector are removed when not fulfilling the quality requirements (voltage trip, high occupancy, missing pe-

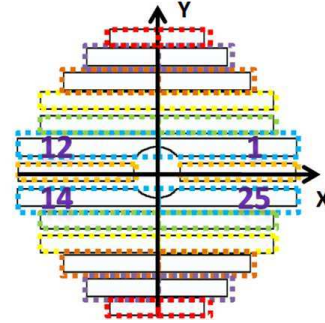


FIG. 40.4 – Example of the X-Y symmetry of a tracking chamber : colors indicate the symmetric detection elements. The numbers highlight a group of symmetric detection elements.

destal, etc). In a station, two non efficient areas, located in front of each other, lead to a correlated inefficiency. All tracks crossing these Correlated Dead Areas (CDA) will not be reconstructed because they will be a N_{0-0} track type. In this case there will be more tracks going through the chamber than was initially estimated in equation 40.3, leading to an overestimation of the tracking efficiency.

It is then necessary to correct the previous uncorrelated inefficiency by taking into account the CDA found in the tracking chambers. This is done by exploiting the X-Y symmetry of each chamber (figure 40.4) : symmetrical detection elements must, approximately, detect the same amount of tracks. A deficit in the number of tracks measured by a detection element relative to its symmetrical ones indicates the presence of a CDA and gives access to N_{0-0} . Finally, equation 40.3 becomes

$$\epsilon_i^{corrected} = \frac{N_{i-j}}{N_{i-j} + N_{0-j} + N_{0-0}} \quad (40.4)$$

and defines the uncorrelated efficiency corrected from correlated effects for each chamber.

Figure 40.5 shows the efficiency of the Muon Tracking Chambers extracted from the real data as a function of ten subperiods and integrated over all the Pb-Pb data. The decrease in the integrated efficiency due to the CDA is about 6% and were mainly found in the last four chambers (stations 4 and 5). For each subperiod, the amount of the correction stays approximately constant.

The technique employed to identify the correlated inefficiencies required to have a similar chamber occupancy distribution in the simulation as in real data. Pure J/ψ simulations are then not suitable for that study and instead a single muon simulation, tuned to the single track kinematical distributions of real data, was used.

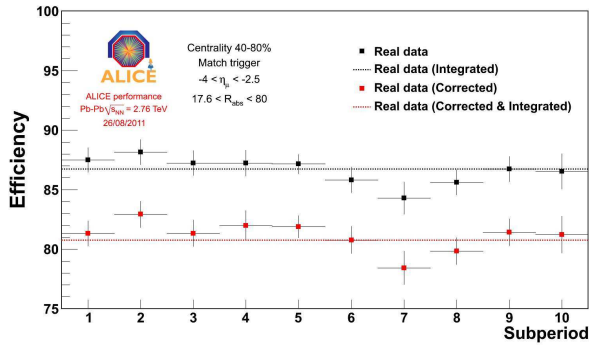


FIG. 40.5 – Efficiency of the Muon Tracking chambers for real data before and after correction due to the correlated inefficiencies.

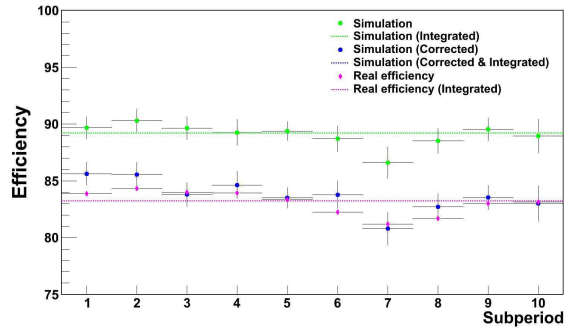


FIG. 40.6 – Efficiency of the Muon Tracking Chambers extracted from the simulation, the quoted real efficiency is computed from the Monte Carlo.

Figure 40.6 contains the efficiency of the tracking chambers computed from a realistic run-per-run based simulation before and after taking into account the presence of the CDA. Almost the same decrease in the efficiency was found in the Monte Carlo as compared to the real data and each subperiod also follows the same trend. In addition figure 40.6 shows the efficiency obtained from the Monte Carlo. It is defined as the ratio of the reconstructed tracks to the reconstructible ones. It is worth to notice that it is in good agreement with the corrected efficiency for each subperiod. The systematics related to the correlated effects of the tracking efficiency were assessed as the relative difference between data and simulation : 1%.

These efficiency studies have shown that the simulation reproduces well the real data and it is therefore safe to use it in the $A\epsilon$ correction.

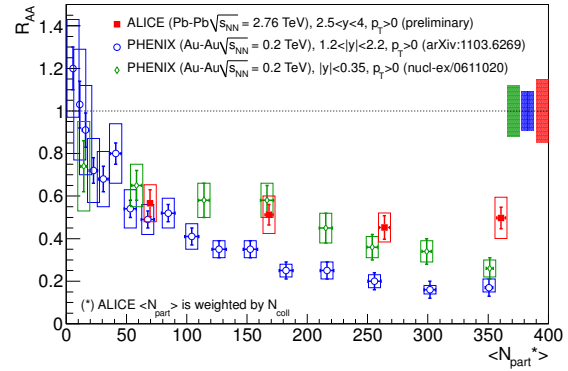


FIG. 40.7 – Nuclear Modification Factor as a function of the mean number of participants for the ALICE experiment and PHENIX.

40.5 Results

Figure 40.7 shows the R_{AA} measured by the ALICE experiment and the comparison with the PHENIX experiment for central and forward rapidity [8]. The relation between the centrality and the number of participant nucleons is the following : a large number of participant nucleons in the collision (N_{part}) means a central collision. Since the most peripheral bin is large (40 – 80% of centrality), $\langle N_{part} \rangle$ has been weighted by the mean number of binary nucleon-nucleon collisions $\langle N_{coll} \rangle$. Indeed, in the absence of nuclear matter effects, the J/ψ production cross section in nucleus-nucleon collisions is expected to scale with N_{coll} .

At forward rapidity in PHENIX, a clear suppression in the J/ψ production is evident for the most central collisions. This suppression decreases as the number of participants in the collision decreases and for the most peripheral centrality bin there is no more suppression. At central rapidity the suppression is also evident, but it has a different behavior : R_{AA} is generally larger than at forward rapidity.

The results obtained by the ALICE experiment also indicate a suppression in the production of J/ψ , but the amplitude of the suppression is lower than at PHENIX, in particular at large N_{part} . Contrary to PHENIX results, the ALICE Nuclear Modification Factor slightly depends on the number of participant nucleons.

A recombination of $c\bar{c}$ quarks may explain the behavior of the centrality independence of the R_{AA} . However, it is not yet possible to precisely quantify the QGP effect with the R_{AA} measurements. Indeed, J/ψ production might be affected by the so-called Cold Nuclear Matter effects. Those effects include the shadowing of the partons in the incident nuclei and the absorption of the J/ψ in confined nuclear matter. The shadowing effect is the most important one expected at the LHC

energy. In order to quantify these effects, a measurement of J/ψ production in pPb collisions is mandatory.

40.6 Conclusions

The results from the ALICE experiment concerning the J/ψ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV have been presented, these have also been compared to the measurements obtained by PHENIX at lower energies. In our case the R_{AA} results are almost centrality independent with an amount of suppression smaller than that observed at RHIC. Determination of Cold Nuclear Matter effects using p-Pb collisions is necessary to confirm the quarkonia recombination in the LHC energy domain.

Références

- [1] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [2] H. Satz J. Phys. **G32** R25 (2006).
- [3] R. Granier de Cassagnac, J. Phys. **G35** :104023 (2008).
- [4] B. Svetitsky, Phys. Rev. **D37** 2484 (1988).
- [5] ALICE Collaboration JINST 3 S08002 (2008).
- [6] ALICE Collaboration "Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV". In preparation 2012.
- [7] ALICE Collaboration Phys. Rev. Lett., vol. 106, p. 032301, (2011).
- [8] P. Pillot arXiv :1108.3795v1.

Calcul de boucles dans les théories de jauge

Mohamed Sadek Zidi

*LAPTH, Laboratoire
d'Annecy-le-Vieux de Physique
Théorique, BP 110 74941
Annecy-le-Vieux Cedex, France*



Dans cette section, je mettrai l'accent sur le projet Golem ou "General One-Loop Evaluator for Matrix elements". Golem est un programme numérique écrit en Fortran95 qui vise à automatiser le calcul des amplitudes de diffusion à une boucle avec jusqu'à six pattes externes et à fournir des prédictions précises pour les observables du LHC.

41.1 Introduction

La recherche de la nouvelle physique dans les super-collisionneurs hadroniques comme le LHC et le Tevatron nécessitent un calcul quantitatif des processus à multiparticules dans l'état final et exige la prédiction théorique de ces processus aussi précisément que possible. Dans ces collisionneurs, la plupart des processus physiques -bruit de fond- sont des processus de la Chromodynamique Quantique "QCD", d'où le rôle très important du calcul de précision en QCD pour explorer la nouvelle physique.

La méthode Golem repose sur l'évaluation des diagrammes de Feynman en utilisant la méthode de réduction algébrique des intégrales tensorielles, en se basant sur une approche fondée sur une analyse en terme de facteurs de forme. La réduction des fonctions à quatre points et à trois points en des intégrales scalaires conduit à des coefficients contenant l'inverse du déterminant du Gram. Ce déterminant peut prendre des valeurs très petites pour certains points de l'espace de phase ce qui gêne la stabilité numérique. Un des grands défis du calcul de précision est d'atteindre cette stabilité numérique.

Les grandes lignes de cet article sont les suivantes. Dans la section 2, on présente un exemple d'une théorie de jauge non-abélienne, il s'agit de la Chromodynamique quantique. Dans la section 3, on montre les difficultés rencontrés lors du calcul de boucles. Dans la dernière section, on présente le projet Golem.

41.2 QCD, théorie de jauge

La Chromodynamique quantique ou QCD est la théorie moderne des interactions fortes. C'est une théo-

rie de jauge non-abélienne, basée sur le groupe SU(3). En plus des champs de jauge ; QCD décrit des champs de spin $\frac{1}{2}$ connus sous le nom quarks. Les quarks sont porteurs d'une charge électrique et d'une autre forme de charge appelée couleur. Cette dernière est responsable des interactions fortes qui lient les quarks les uns aux autres pour former les mesons et les baryons [1], [2]. A cause de la propriété de la liberté asymptotique, le traitement perturbatif pour des phénomènes à courte distance a un sens et les prédictions de la théorie ont été testées dans plusieurs processus d'interaction [3].

En QCD ou dans les autres théories de jauge, on s'intéresse aux quantités physiques mesurables comme les sections efficaces de diffusion et les largeurs de désintégration. Ces quantités sont reliées à la matrice de diffusion "S". Une fois, cette matrice connue, on peut définir ces quantités. La formule de réduction de Lehman-Symanzik- Zimmerman, [4], nous permet de dériver la relation entre la matrice S et les fonctions de Green. La représentation graphique de ces fonctions de Green -d'où l'amplitude de diffusion- s'appelle diagrammes de Feynman. Ces diagrammes sont le bloc de base pour réaliser les calculs de diffusion en théories quantiques des champs.

41.3 Difficultés du calcul NLO

En QCD comme dans les autres théories de jauge, le couplage dépend d'une échelle d'énergie non physique. Pour réduire cette dépendance, il faut augmenter l'ordre du développement perturbatif. Donc, pour avoir une bonne connaissance du bruit de fond, le calcul des amplitudes à l'ordre de l'arbre n'est pas suffisant, il faut les calculer -au moins - à l'ordre d'une boucle ou à l'ordre "NLO".

Au cours du calcul NLO, des divergences ultraviolettes apparaissent dans les intégrales à une boucle quand l'impulsion de la boucle tend vers l'infini. Elles sont éliminées par le processus de renormalisation [5]. Des divergences molles apparaissent si la théorie inclut des champs sans masse de spin "1" comme le photon et le gluon. Ces divergences sont rencontrées dans les intégrales à une boucle et dans celles sur l'espace de phase. Elles se trouvent dans les régions à basse éner-

gie où l'impulsion d'intégration tend vers zéro. Les singularités molles disparaissent quand les contributions virtuelles et réelles se combinent d'après le théorème de Lee-Kinoshita-Naueberg [6]. Si le champ non massif interagit avec un autre champ non massif, ou avec lui même, des singularités colinéaires peuvent apparaître dans les intégrales à une boucle et dans celles de l'espace de phase. Les singularités de l'état final disparaissent quand on somme sur tous les états dégénérés, d'après le théorème de Lee-Kinoshita-Nauenberg. Pour les cas où il n'y a pas de somme sur les états dégénérés, ces singularités se factorisent dans les fonctions de fragmentation. De la même façon, les singularités de l'état initial, se factorisent dans les fonctions de structure [7].

Cependant les processus avec plus de deux particules dans l'état final engendrent des diagrammes à une boucles avec plus de quatre pattes externes. Le nombre de ces diagramme croit exponentiellement avec le nombre des pattes externes par exemple, le processus $gg \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ contient "36" diagrammes de Born, "1003" diagrammes à une boucle et "341" diagrammes d'émission réelle [8].

En plus de ces difficultés, la stabilité numérique et la présence des propagateurs associés à des particules non-stable (avec des masses complexes) sont des problèmes sérieux qu'on rencontre dans le calcul de précision. Donc, il est nécessaire de trouver un moyen efficace pour éviter ces problèmes et automatiser le calcul NLO, ce qui va être discuté dans le reste de cet article.

41.4 Projet Golem

Golem est une **méthode** pour évaluer les diagrammes de Feynman à une boucle, une **bibliothèque** d'intégrales de boucle "golem95" et un **générateur** des diagrammes de Feynman "Golem-2.0" qui vise à fournir un calcul numérique stable et automatisé des amplitudes de transition à une boucle à plusieurs pattes externes pour n'importe quelle théorie de jauge : QCD, EW, Modèle standard et au delà.

Dans Golem, on organise l'évaluation des amplitudes à une boucle comme suit, **a)** On génère les diagrammes de Feynman par Golem-2.0. **b)** On sépare et on effectue l'algèbre de couleur. **c)** On réduit les intégrales en des intégrales à trois et à quatre points en utilisant la méthode de réduction algébrique. **d)** On calcul l'amplitude de transition en utilisant la bibliothèque golem95 qui évite les instabilités numériques.

41.4.1 Réduction tensorielle

La réduction d'une intégrale à une boucle suit un algorithme qu'il a été développé dans [9], [10]. Cet algorithme est valide dans les deux cas, massif ou non-massif pour n'importe quelle nombre de pattes externes.

Dans la méthode de réduction par soustraction, on sépare l'intégrale à une boucle en deux parties. Une partie libre de divergences, elle est calculable à "4" dimensions, et une partie qui contient toutes les divergences infrarouges dont le nombre de propagateur est réduit. En QED par exemple, une boucle à "N" pattes externes, "r" propagateurs fermioniques et "N-r" propagateurs bosoniques dans un espace de phase à "n" dimension peut être représenté par le tenseur " $I_N^{n,\mu_1 \dots \mu_r}$ " qu'on peut l'écrire :

$$\begin{aligned} I_N^{n,\mu_1 \dots \mu_r}(a_1, \dots, a_r; S) &= \int d\bar{k} \frac{q_{a_1}^{\mu_1} \dots q_{a_r}^{\mu_r}}{\prod_{i \in S} (q_i^2 - m_i^2 + i\delta)} \\ &= \int d\bar{k} \frac{[q_{a_1}^{\mu_1} + \sum_{j \in S} C_{j a_1}^{\mu_1} (q_j^2 - m_j^2)] q_{a_1}^{\mu_1} \dots q_{a_r}^{\mu_r}}{\prod_{i \in S} (q_i^2 - m_i^2 + i\delta)} \\ &\quad - \sum_{j \in S} C_{j a_1}^{\mu_1} \int d\bar{k} \frac{(q_j^2 - m_j^2) q_{a_1}^{\mu_1} \dots q_{a_r}^{\mu_r}}{\prod_{i \in S} (q_i^2 - m_i^2 + i\delta)} \\ &= \underbrace{I_{N-1}^{n-IR}}_{div-IR} + \underbrace{I_N^{n+2}}_{fin} \end{aligned} \quad (41.1)$$

où I_{N-1}^n et I_N^{n+2} sont des fonctions à 'N-1' et 'N' points respectivement. On applique la procédure plusieurs fois, et à la fin, on ne trouve que des fonctions à trois et à quatre points, voir Figure 41.1.

Cet algorithme a été implémenté comme une bibliothèque écrite en Fortran95 library, "golem95", pour des intégrales avec jusqu'à six pattes externes. golem95 est disponible à l'adresse <http://golem.hepforge.org/95/> avec des documentations et des exemples détaillés.

41.4.2 Intégrales de base

Les intégrales de base sont les fonctions, à trois points $\{I_3^4(z), I_3^6(z)\}$ et les fonctions à quatre points $\{I_4^6(z), I_4^8(z)\dots\}$, où z représente un ensemble des paramètres de Feynman; une fois qu'on connaît ces intégrales on peut calculer n'importe quelle diagrammes de Feynman à une boucle. La réduction algébrique des fonctions tensorielles à trois et à quatre points en des expressions ne contenant que des intégrales à trois et à quatre points scalaires conduit nécessairement à l'apparition des déterminants de Gram au dénominateur dans les coefficients de ces intégrales scalaires. Ces déterminants peuvent devenir arbitrairement petits dans des régions de l'espace de phase et peuvent donc générer des instabilités numériques lors de l'intégration sur l'espace de phase. Ce qui représente un des défis du projet du calcul de boucles en général.

41.4.3 Stabilité numérique

Alors, pour faire face à de telles situations d'une manière automatique notre algorithme est capable d'éviter l'apparition de l'inverse du déterminant de Gram. Cela se fait en testant la valeur de ce déterminant. Dans

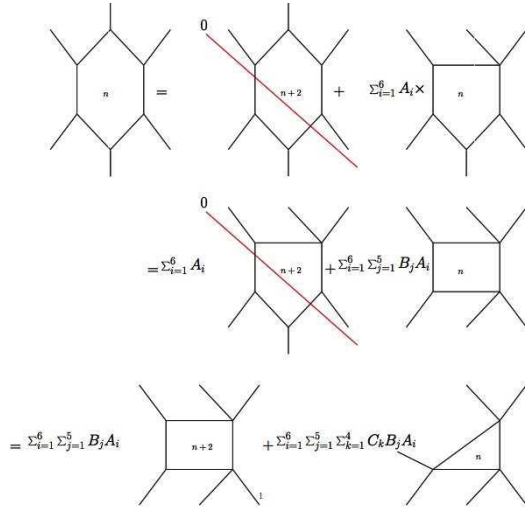


FIG. 41.1 – Réduction d’une fonctions à 6 points en des fonctions à 3 et 4 points.

le cas où sa valeur absolue est inférieure à une certaine valeur, on arrête la réduction avant l’apparition de ce dernier ; dans ce cas, les intégrales de base sont les intégrales tensorielles $\{I_3^4(z), I_3^6(z), I_4^6(z), I_4^8(z) \dots\}$. En fonction de ces intégrales, l’amplitude à une boucle et à N points s’écrit comme une combinaison linéaire de ces fonctions avec des coefficients qui ne contiennent pas de déterminants de Gram au dénominateur ; dans cette région de l’espace de phase, les intégrales de base contiennent des paramètres de Feynman dans le numérateur et elles ont une représentation intégrale à une dimension, donc on peut les évaluer numériquement ce qui garantit la stabilité et la rapidité du calcul. Si le déterminant de Gram est supérieur à cette valeur, l’intégrale à une boucle à N points peut être écrite comme une somme des intégrales de base scalaires $\{I_3^4, I_3^6, I_4^6, I_4^8 \dots\}$ avec des coefficients contenant l’inverse du déterminant de Gram au dénominateur. Dans ce cas, les intégrales de base sont calculées analytiquement.

Pour mieux comprendre le problème du déterminant de Gram, on peut donner un exemple simple. On considère la fonction suivante :

$$F(b) = \int_0^1 dx \frac{dx}{(x-a)(x-b)} \tag{41.2}$$

$$= \frac{1}{a-b} \left[\log\left(\frac{1-a}{-a}\right) - \log\left(\frac{1-b}{-b}\right) \right] \tag{41.3}$$

On peut calculer cette fonction en évaluant numériquement l’intégrale à une dimension (2) ou analytiquement, en utilisant la formule (3). On voit que dans la région où $a - b$, le déterminant de Gram dans ce cas, est suffisamment petit, la formule analytique donne des

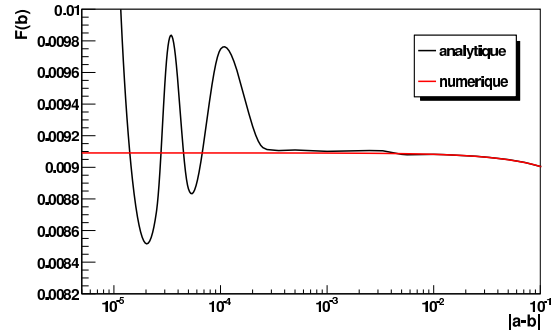


FIG. 41.2 – Problème du déterminant de Gram

résultats instables (voir la courbe noir dans la Figure 41.2) par contre l’intégration numérique donne des résultats stables (voir la courbe rouge Figure 41.2). Pour résoudre ce problème, on utilise la formule analytique dans la région où " $a - b$ " est suffisamment grand et l’intégration numérique si $a - b \rightarrow 0$. Dans golem95, on a toujours une formule analytique et une représentation intégrale à une dimension pour les intégrales de base. On utilise la formule analytique si le déterminant de Gram est suffisamment grand et l’intégration numérique de la formule intégrale dans le cas contraire.

41.5 Conclusion

J’ai donné un aperçu du projet Golem dont l’objectif principal est d’automatiser le calcul des amplitudes de diffusion à une boucle et fournir des prédictions précises pour les observables du LHC.

Au cours de mon travail, je me suis concentré sur les problèmes de la stabilité numérique de "golem95". J’ai réussi à trouver une formule analytique et une formule intégrale de la fonction scalaire I_4^6 dans le cas où on a des masses réelles dans les propagateurs. A partir de cette fonction, considérée comme une intégrale de base, on peut déduire les autres intégrales de base scalaire à quatre points $\{I_4^8, \dots\}$ et tensorielle à quatre points $\{I_4^6(z), I_4^8(z) \dots\}$. Des testes sont en cours pour comparer les résultats de golem95 avec les résultats d’autres bibliothèques comme "LoopTools" et "avh-olo".

Pour le cas le plus général, où on des masses complexe dans les propagateurs, la formule analytique et la formule intégrale sont en cours de construction.

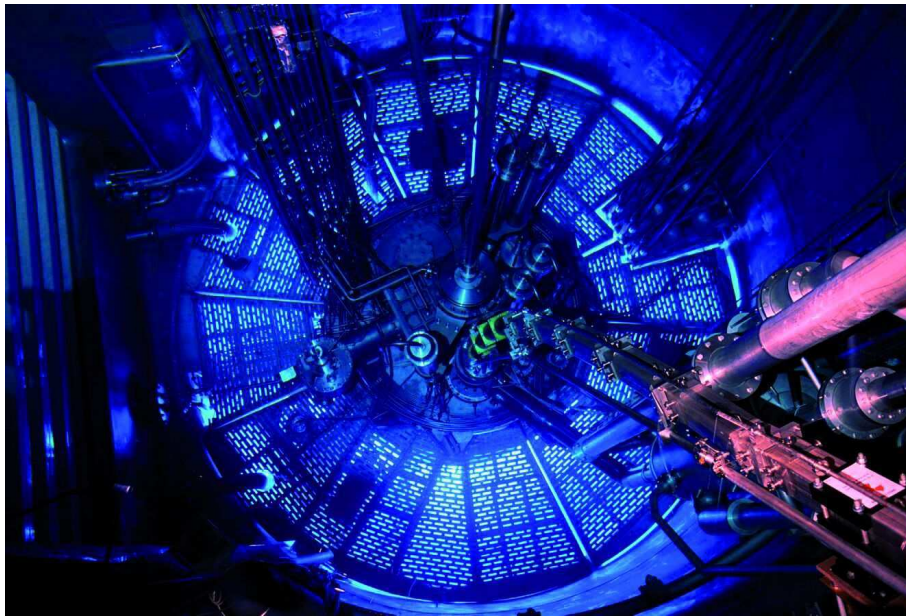
Références

- [1] G. Altarelli, "A QCD Primer", hep-ph/0204179.
- [2] Francis Halzen et Alan D. Martin ,Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics, John Wiley Sons (1984). 5, 17.
- [3] D. J. Gross et al, Phys. Rev. Lett. 30,1343 (1973).

-
- [4] S. Weinberg, “ The Quantum Theory of Fields ” , Volume 1 , Cambridge University Press (1994). 39, 41.
 - [5] J. C. Collins, Renormalization (Cambridge University Press, Cambridge, 1984). 46.
 - [6] T. Kinoshita, J. Math. Phys. 3 (1962) 650. 44.
 - [7] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298.
 - [8] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier and S. Pozzorini, NLO QCD Corrections to Top Anti-Top Bottom Anti-Bottom Production at the LHC : 2. full hadronic results, JHEP 1003 (2010) 021, [arXiv :1001.4006 [hep-ph]].
 - [9] T. Binoth et al, JHEP 0510 (2005) 015 [arXiv :hep-ph/0504267].
 - [10] T. Binoth et al, Nucl. Phys. B 572 (2000) 361 [arXiv :hep-ph/9911342].

Huitième partie

Physique nucléaire et Applications



Introduction de session

Sébastien Chabod

LPSC, UJF, CNRS/IN2P3, INP, Grenoble



42.1 Introduction

Les sciences et techniques nucléaires sont récentes : elles datent de 80 ans à peine, la durée d'une vie humaine. Elles émergent en 1932, avec la découverte du neutron par Chadwick. En 1934, les Joliot-Curie induisent la première radioactivité artificielle en bombardant de l'aluminium avec des particules alpha émises par du radium. La même année, Fermi met en évidence le processus de ralentissement des neutrons dans la matière. De 1934 à 1938, les processus de capture neutronique et de transmutation sont actés. Leurs découvertes débouchent en 1938 sur celle de la fission nucléaire, par Hahn et Strassman, et son interprétation physique par Meitner et Frisch. Les années 1939 et 1940 voient un progrès fulgurant des sciences nucléaires, avec la mesure et le calcul du dégagement considérable d'énergie lors d'une fission, la mise en évidence que seul l'uranium 235 est fissile dans la nature, la découverte de l'émission de 2-3 neutrons par fission d'un noyau d'U235, et l'idée de la réaction en chaîne, du réacteur et de la bombe. La même année, Einstein écrit au président Roosevelt pour lui faire part de sa préoccupation de voir le régime nazi acquérir en premier cette nouvelle arme. Cette lettre est considérée comme l'un des éléments déclencheurs du projet Manhattan qui, en ce qui concerne les usages pacifiques du nucléaire, aboutira en 1942 à la divergence de Chicago Pile 1, la première pile atomique.

Entre la découverte du neutron et le premier réacteur, i.e. entre le début de la physique nucléaire en temps que science et son industrialisation, il ne se sera donc écoulé qu'une dizaine d'années. Un progrès énorme en un délai extrêmement court, qui ne put se faire qu'au prix d'un investissement humain et financier sans équivalent dans l'histoire moderne, hormis peut-être la course à la Lune. Après cette phase d'expansion fulgurante, quel est, de nos jours, l'état des sciences et techniques nucléaires ? Sont-elles en voie de refroidissement, pour finir dans la glace ? Loin s'en faut. Il reste de nombreux sujets brûlants dans ces disciplines, que ce soit au niveau fondamental (compréhension de la force nucléaire, de la matière nucléaire et de son organisation) ou appliqué (optimisation et futur des réacteurs nucléaires, économie des ressources en uranium, gestion des déchets et rejets nucléaires, développement de la médecine nucléaire).

42.2 Organisation de la matière nucléaire

La modélisation du noyau atomique doit faire face à deux problèmes : (i) l'expression analytique de la force inter-nucléons n'est pas connue. Pour contourner cette difficulté, des forces effectives sont proposées, pour la plupart fonctions d'un éventail large de paramètres à ajuster [1] [2]. Par ailleurs, des codes de fission et de spallation, utilisés pour simuler la dynamique nucléaire à basse ou haute énergie, ont été développés [3]. Ces modèles effectifs sont alimentés, perfectionnés, grâce à un flot important de données expérimentales, issues d'un vaste effort international. La plupart des pays développés ou en voie de développement possèdent ainsi des installations de recherche nucléaire. En France, on peut par exemple citer les installations du Ganil, du CERN, de l'ILL, d'Orsay ou encore les centres civils et militaires du CEA ; (ii) le problème à N corps. Plus le nombre de nucléons augmente, plus la résultante de leurs interactions est difficile à calculer, même avec les ordinateurs les plus performants. La force brute ne marchant pas, des approches plus subtiles sont nécessaires. Des potentiels effectifs, de type champ moyen, ont été développés. Ces modèles donnent des résultats probants sur l'agencement des nucléons dans le noyau (niveaux d'énergie, par ex.) ainsi que sur leurs mouvements collectifs (déformation, coexistence de formes, fission etc.) [4]. Des méthodes de calcul issues de la chimie quantique apportent une contribution nouvelle, en reproduisant le comportement moléculaire de la matière nucléaire observé expérimentalement dans certaines conditions (ex : carbone 12 en tant que molécule composée de 3 alpha) [5].

Ces résultats expérimentaux et théoriques sont répertoriés dans des bases de données, accessibles par internet, à destination des chercheurs comme des industriels ([6], par ex.). Ces données sont ensuite injectées dans des codes de calcul qui permettent, par ex., de simuler le fonctionnement d'un réacteur nucléaire, le transport des rayonnements galactiques, l'évolution d'une étoile ou la dose reçue par un patient dans une unité de hadronthérapie. Dans cette thématique, l'article de Charlotte Amouroux nous présentera la mesure à l'ILL des rendements de fission de l'américium 242.

42.3 Energie nucléaire

Les réacteurs nucléaires utilisent majoritairement des combustibles à base d'uranium. Les neutrons issus de la fission de l'uranium se propagent dans le coeur, puis induisent à leur tour de nouvelles réactions de fission, entretenant la réaction en chaîne et le dégagement d'énergie. Cette énergie est évacuée par des systèmes caloporteurs puis est utilisée pour produire de l'électricité dans des turbines. Dans la plupart des réacteurs, les neutrons sont ralentis dans de l'eau afin de diminuer aussi vite que possible leur énergie. La section efficace de fission de l' U^{235} augmente en effet à basse énergie.

Dans le monde, et notamment en France, la technologie de réacteurs la plus commune est le réacteur REP (Réacteur à Eau Pressurisée). Cette technologie robuste, initialement développée pour la propulsion des sous-marins nucléaires, a connu le succès industriel. Elle ne constitue pas pour autant le summum de la technologie nucléaire. Parmi ses principaux défauts, on peut citer : (i) la production importante de déchets radioactifs à vie longue. L'utilisation d'eau pour ralentir les neutrons favorise les fissions mais augmente dans le même temps les captures parasites sur l'uranium 238. Les noyaux lourds, plutonium, américium, curium, neptunium, qui résultent de ces captures ont des durées de vie grandes et rendent la gestion à long terme des déchets nucléaires délicate [7]; (ii) l'utilisation d'uranium 235. Les ressources en U^{235} économiquement exploitables ne sont pas illimitées. Si la part du nucléaire dans le mix énergétique mondial n'évolue pas, elles sont estimées à un siècle environ [8]; (iii) la chaleur résiduelle. La radioactivité du coeur est suffisamment importante pour le faire fondre en cas de panne du système de refroidissement. Les catastrophes nucléaires de Three Mile Island et Fukushima résultent d'un défaut du système de refroidissement.

Pour améliorer le fonctionnement des réacteurs, un effort de recherche important est consenti pour : (i) optimiser autant que possible la technologie REP, afin par exemple de réduire la quantité d'uranium consommée ou d'améliorer la sûreté. Le proceedings de Benoit Marchand nous présentera ainsi l'étude de la mobilité du xénon dans le dioxyde d'uranium ; (ii) dépasser la technologie REP. Des réacteurs innovants, répertoriés dans le forum Génération 4 [9], auquel il faut adjoindre les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur [10], permettront dans le futur de solutionner une partie des problèmes évoqués ci-dessus. Ces réacteurs sont aujourd'hui à l'étude, les premiers démonstrateurs devraient voir le jour dans les années 2020-2030. A l'échelle de plusieurs vies humaines, les réacteurs de fusion pourraient à leur tour prendre place dans le mix énergétique mondial.

42.4 Médecine nucléaire

Les rayonnements émis par un corps radioactif sont très énergétiques. En interagissant avec les cellules du corps humain, ils en perturbent le fonctionnement, dégradent leur ADN ou les détruisent. Ce rayonnement peut malgré tout être utilisé à notre avantage : utilisé comme sonde, il révèle l'intérieur du corps humain ; focalisé sur des cellules tumorales, il peut les détruire. L'utilisation sanitaire des rayonnements nucléaires est le champ d'études de la médecine nucléaire. Cette discipline se structure autour de deux activités complémentaires : (i) l'imagerie médicale. Hormis l'imagerie par rayons X, qui bénéficie toujours d'efforts de recherche conséquents, il existe des méthodes moins connues. Les médecins peuvent injecter à un patient un produit contenant un radioélément émetteur β^+ , comme le cuivre 64, produit qui migre dans le corps humain et se fixe sur la zone à traiter. L'annihilation des positons permet la localisation et la quantification de la dose à déposer ; (ii) la radiothérapie. Les médecins peuvent injecter un produit émetteur α ou β , comme l'iode 131, qui, en se fixant sur la zone à traiter, y dépose la dose de rayonnements nécessaire au traitement. Une technique en voie de développement, l'hadronthérapie, utilise par ailleurs des faisceaux d'ions légers pour traiter des tumeurs difficiles à soigner par radiothérapie. En exploitant le pic de Bragg, les faisceaux détruisent les cellules tumorales en minimisant l'endommagement des tissus périphériques.

La localisation et la mesure des flux de rayonnements utilisés lors des traitements nécessitent le développement de détecteurs dédiés, couplés à des codes de reconstruction pour estimer la dose reçue par les patients. Le scandale d'Epinal souligne l'importance sociétale de ces travaux. Pour produire les radioéléments à usage médical, il existe enfin des installations dédiées, comme le cyclotron ARRONAX à Nantes ou des réacteurs d'irradiation. L'article de Thomas Sounalet nous présente, dans cette thématique, l'élaboration de cibles pour la production de radioéléments à usage médical.

Références

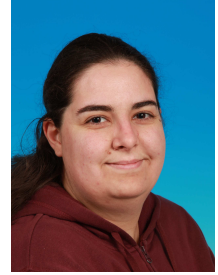
- [1] M. Bender et al., *Rev. Mod. Phys.* 75, 121 (2003)
- [2] J.F. Berger et al., *Comp. Phys. Comm.* 63, 365 (1991) ; J. Dechargé, D. Gogny, *Phys. Rev. C* 21, 1568 (1980)
- [3] A. Boudard et al., *Phys. Rev. C* 66, 044615 (2002) ; J. Benlliure et al., *Nucl. Phys. A* 628, 458 (1998) ; A.R. Junghans et al., *Nucl. Phys. A* 629, 655 (1998).
- [4] K. Heyde, J.L. Wood, *Rev. Mod. Phys.* 83, 1467-1521 (2011)
- [5] J.P. Ebran et al., *Nature* 487 7407, 341 (2012)

-
- [6] <http://www.nndc.bnl.gov/>
 - [7] B. Bonin et CESEN, Le nucléaire expliqué par des physiciens, EDP Sciences (2002)
 - [8] OCDE NEA et AIEA, Uranium 2011 : Resources, Production and Demand
 - [9] US DOE and the Generation IV International Forum, A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems, GIF-002-00 (2002) (download : <http://www.gen-4.org/PDFs/GenIVRoadmap.pdf>) ; Generation IV International Forum, Annual report (2009) (download : <http://www.gen-4.org/PDFs/GIF-2009-Annual-Report.pdf>, 52-58)
 - [10] Energy Conversion and Management 63, 4 (2012)

Measurement of mass yields of the reaction $^{241}\text{Am}(2n,f)$ at the Lohengrin Spectrometer

Charlotte Amouroux

CEA Saclay, Irfu/Service de Physique Nucléaire, 91191
Gif-sur-Yvette



43.1 Motivations

The fission process is the splitting of an excited heavy nucleus into at least two lighter nuclei [1]. Fission is characterized by different phases (see fig. 43.1). First, there is the formation of the compound nucleus resulting from the capture of a neutron; then the nucleus evolves towards a deformed shape. This deformation phase is followed by scission, defined as the configuration where the two daughter nuclei properties (mass, nuclear charge, kinetic energy,...) are determined. The produced nuclei are called primary fragments. As they are neutron-rich and very excited, they emit neutrons, called prompt neutrons (around 2.5 on average for actinides) and γ . The resulting nuclei are called secondary fragments. As they are still neutron-rich, they follow a β -decay chain, typically three decays, to reach the stability valley. Some nuclei (around 200) emit also neutrons via β -n reactions. These are called delayed neutrons and are produced up to some seconds after fission. The probability of producing a given nucleus per fission is called fission yield. Because of the time scale of the process, only secondary fragments (not primary fragments) can be measured directly.

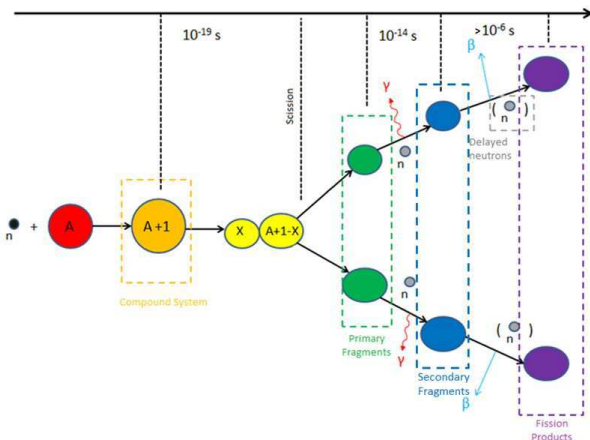


FIG. 43.1 – Schematic view of the time scale of the neutron-induced fission process.

Figure 43.2 shows typical fission fragments mass yields. We can clearly distinguish two peaks, showing

that the most probable fission is asymmetric. This asymmetry is due to nuclear structure, especially the double magic nucleus ^{132}Sn which stabilizes the heavy peak around $A = 140$, the light peak is centered on the complementary nucleus (*i.e.* $A = 90$ for Uranium and $A = 100$ for Americium). In the case of thermal neutron-induced fission, the symmetric splitting is three orders of magnitude less probable than the asymmetric one.

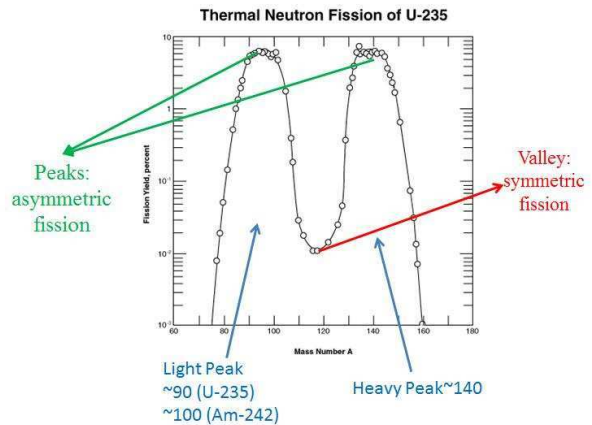


FIG. 43.2 – Mass yields of ^{235}U in thermal neutron-induced fission extracted from nuclear data library.

The fission of the ^{242}Am nucleus is interesting for both fundamental studies and applications. It has a spin-isomer which lives 141 years while the ground state lives only 16 hours. The measured fission cross sections are $6856 \pm 656 \text{ barn}$ for the isomer and $2644 \pm 281 \text{ barn}$ for the ground state [2, 3]. This reveals that the entrance channel of the reaction is affected by the spin; therefore one of the remaining questions is the influence of the spin on the final state (*i.e.* fission yields, kinetic energy,...).

Moreover, ^{241}Am is the main responsible of the radiotoxicity of nuclear wastes between 200 and 1000 years if plutonium is extracted from spent fuel, a process followed in France. The best way to reduce its radiotoxi-

city is to transmute¹ it via neutron irradiation either thermal or fast which leads to the fission of ^{242}Am . Fission fragments being responsible for the production of β -delayed neutrons, poisons and heating after the shutdown of the reactor, their yields are of prime importance for studying fuel containing minor actinides.

43.2 Experimental setup

Because of the life time of its ground state, a target of ^{242}Am cannot be easily produced for direct irradiation. Hence, double capture on ^{241}Am (see figure 43.3) is necessary to access the fission of ^{242}Am . Due to the competition between decay, neutron capture and fission on ^{241}Am and ^{242}Am , a very high neutron flux is required to achieve a satisfying ^{242}Am fission rate. This is one of the main reasons why the experiment has been performed at the High Flux Reactor (HFR) of the Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (France).

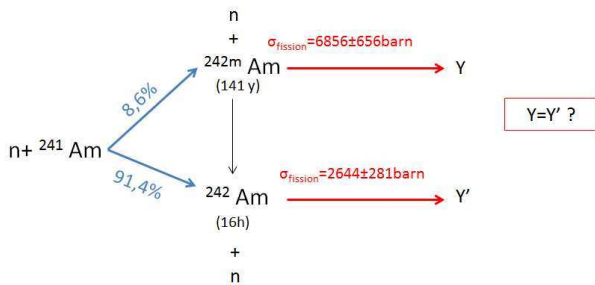


FIG. 43.3 – Schematic view of the double capture process on ^{241}Am .

The HFR (figure 43.4) produces the highest thermal neutron flux in the world (around $10^{15} n \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ near the core). The core of the reactor is composed by highly enriched Uranium surrounded by a heavy water moderator. The neutron beam line used for the experiment is called H9. The flux in this beam line is essentially thermal (more than 95%). A target is set-up in H9 at 50 cm from the core. The target is covered by a nickel foil to prevent from sputtering (figure 43.5). Sputtering is a process where atoms are ejected from the target because of the collisions of very energetic fission fragments with the target material nuclei.

The fission fragments fly over the beam pipe (under vacuum) to reach a mass spectrometer called Lohengrin [4], composed of a magnet followed by a condenser (figure 43.4). The fragments reach the magnet with a given mass A , kinetic energy E and ionic charge q . One has to note that the energy at this point is the energy at fission (which is never accessible) minus the energy lost

¹ The transmutation is the conversion of one isotope into another.

in the target and in the nickel foil. Fission fragments are produced naked in the fission process ($q = Z$) and they capture electrons when they cross matter.

The magnet selects the nuclei according to the A/q ratio. After the magnet, a condenser selects the nuclei according to the E/q ratio. An ionization chamber is set-up at the focal plane of the spectrometer (figure 43.4) to count the fission fragments. This chamber measures the energy of the fragment so, thanks to the selection done by the spectrometer, we deduce the mass of the fragment. The mass resolution of the spectrometer is around 0.1 *a.m.u.*

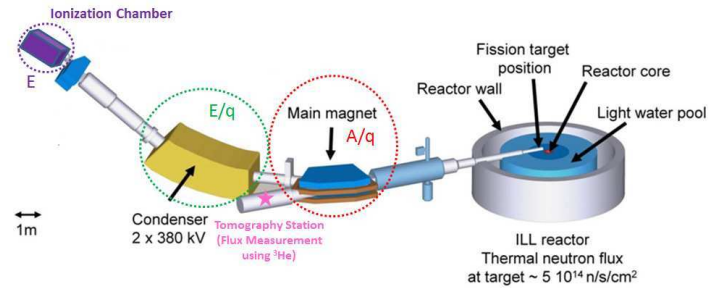


FIG. 43.4 – Schematic view of the ILL reactor and the Lohengrin spectrometer.[4]

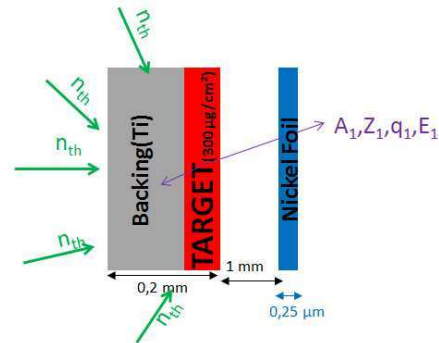


FIG. 43.5 – Sketch of the target, its backing and the nickel foil.

43.3 Data analysis

43.3.1 Mass yields

As we only measure nuclei with a given ionic charge q and energy E (*i.e.* $Y(A, q, E)$), to extract the production probability of a fragment with a given mass A (*i.e.* $Y(A)$) we need to integrate over charge and energy :

$Y(A) = \int \sum_q Y(A, q, E) dE$. Assuming there is no correlation between q and E , the number of needed points to determine correctly the integral can be dramatically reduced [5]. Two distributions are then necessary : the E -distribution at a given charge and the q -distribution at a given energy, usually the most probable one (figure 43.6).

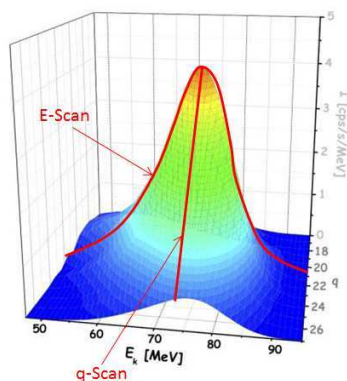


FIG. 43.6 – Correlation between the energy and ionic charge distributions of a fission fragment.

If we consider the q distribution, two different cases may occur. As explained before, the ionic charge is determined by the crossing of ions through matter (mean charge at equilibrium $\langle q \rangle = 21, 22$); so we expect a Gaussian distribution (figure 43.7). Sometimes the nucleus can reach an isomeric state. It crosses the matter and de-excites by emitting electrons (internal conversion or Auger cascade) after crossing the nickel foil but upstream the magnet. The charge selected by the spectrometer is consequently higher ($q = 24 - 28$). The q distribution in this case has to be fitted by two Gaussians with the same width (figure 43.8), one centered on 21 and one on the average charge of the isomer after de-excitation. These isomers are called nanosecond isomers since they have a short life time, typically $10 \text{ ps} - 1 \text{ ns}$ (these times are determined by the distance between the target and the nickel foil). In order to be detected they have to be produced in a reasonable quantity and de-excite via electron emission (typically coming from energy transitions of the order of 100 keV).

The E distribution is one of the most complex part of the analysis. This distribution is mainly Gaussian when the fragment is produced by fission. However, the crossing of matter (target and nickel foil) affects this distribution and this effect is dependent on the target and its evolution in time (burn up, sputtering,..). We try to fit this distribution by two Gaussians as it was done in the past [5]. As can be seen on figure 43.9, this fit function is not sufficient to correctly describe the energy dis-

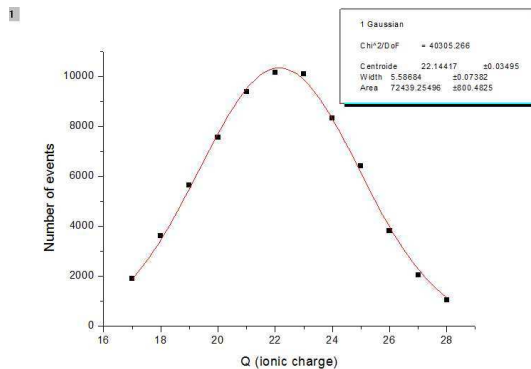


FIG. 43.7 – Ionic charge distribution of mass 136 at $E = 70 \text{ MeV}$

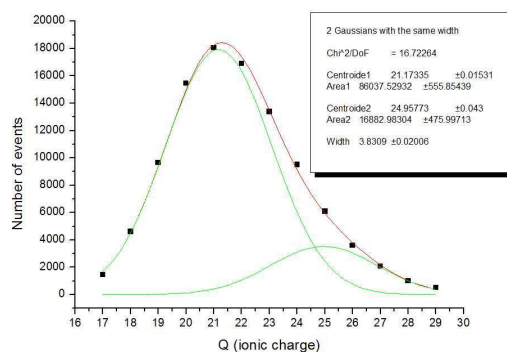


FIG. 43.8 – Ionic charge distribution of mass 105 at $E = 96 \text{ MeV}$

tribution. We are presently studying two possibilities : trying to define a function based on physical considerations and able to fit our data or to simply make an analytical approach : interpolating between the points and extrapolating at low energy.

In order to obtain the fission yields, the number of fragments measured at a given mass should be normalized to the number of fissions that occur in the target during the measurement. As this number cannot be directly measured at Lohengrin, the procedure used to measure the burn up is the repeated measurement of a given mass, typically the most produced one, every 8 or 12h. Therefore, only relative fission yields are obtained. For fissile nuclei, when the burn up is only determined by the fission process, the time evolution is a exponential (figure 43.10, left). Sometimes, the sputtering is important and changes sometimes dramatically the fission rate evolution (figure 43.10, right).

For double capture, as in our case, the expected burn up is more complicated (see figure 43.11).

The preliminary results are shown on figure 43.12. Each mass yield is normalized to the yield of the mass 105. The experimental results have been compared with

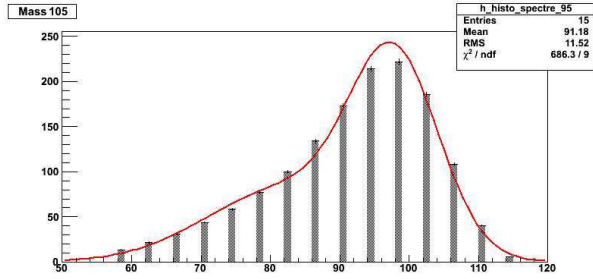


FIG. 43.9 – Energy distribution for $A = 105$ and $q = 21$. The fit function is the sum of 2 Gaussians. The error bars are only statistical.

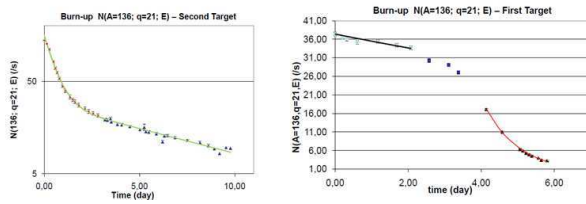


FIG. 43.10 – Example of "burn-up" on a fissile nucleus (^{233}U), with a small sputtering (on the left) and huge sputtering (on the right) [6].

the most commonly used nuclear data libraries, JEFF and ENDF. As we see in the figure, the heavy peak shows the largest discrepancies, as expected since very few measurements were performed in this mass region. However, our measurement is closer to the ENDF B-VII library in the light peak.

43.3.2 ^{242g}Am and ^{242m}Am

As mentioned before, the use of the reaction $^{241}\text{Am}(2n,f)$ is the only way to obtain the fission yields of ^{242g}Am and ^{242m}Am separately (figure 43.3), which was one of the goal of the experiment.

If we measure the yield $Y_A(t)$ at two different times t_1 and t_2 and we are able to calculate the relative fission rate of ^{242g}Am ($\alpha(t)$) and the one of ^{242m}Am ($\beta(t)$), we can extract $Y_A(^{242g}\text{Am})$ and $Y_A(^{242m}\text{Am})$ by solving the following system of equations :

$$\begin{aligned} Y_A(t_1) &= \alpha(t_1) * Y_A(^{242g}\text{Am}) + \beta(t_1) * Y_A(^{242m}\text{Am}) \quad (1) \\ Y_A(t_2) &= \alpha(t_2) * Y_A(^{242g}\text{Am}) + \beta(t_2) * Y_A(^{242m}\text{Am}) \end{aligned}$$

Figure 43.13 shows the calculated ratio $\alpha(t)/\beta(t)$ as a function of time during our experiment. During the first days, the ground state is responsible of the majority of the fission events. It is 10 times more produced than the isomer by capture on ^{241}Am and its fission cross section is only around 3 times smaller.

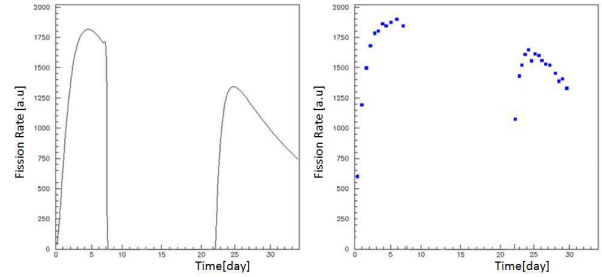


FIG. 43.11 – The solid line (on the left) represents the expected burn-up (calculated without sputtering) of the ^{241}Am target and the dots (on the right) are our measurements. Calculations and data are not normalized.

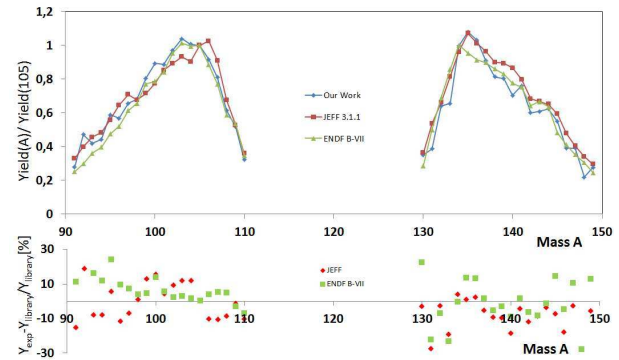


FIG. 43.12 – Comparison between the mass yields extracted from our data with the nuclear data libraries ENDF B-VII and JEFF 3.1.1.

As the ground state quantity decreases very quickly ($T_{1/2} = 16h$), the fission rate of the ground state and the one of isomer, which has a higher fission cross section and a higher life time ($T_{1/2}(^{242m}\text{Am})/T_{1/2}(^{242g}\text{Am}) = 7.7 \cdot 10^4$), become of the same order of magnitude.

During the shutdown of the reactor (15 days) all the ^{242g}Am in the target decays into ^{242}Cm . Then, when the measurement restarts, the target is principally made of ^{242m}Am and ^{241}Am . The fission rate is dominated by the isomer during the first hours and then it reaches the same order of the magnitude of the ground state.

In order to calculate the ratio between the ^{242g}Am and the ^{242m}Am fission rates, we measured the neutron flux during the experiment. This flux monitoring allows evaluating the systematic uncertainty on the measurement due to the fluctuation of the flux during the experiment. This measurement was done with ^3He detectors placed inside a tomography station connected to the H9 beam line (figure 43.4).

Our neutron measurements have been compared to

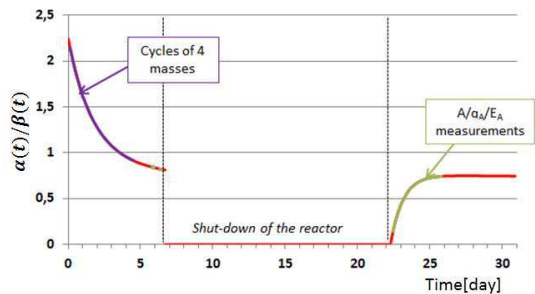


FIG. 43.13 – Ratio between ^{242g}Am and ^{242m}Am fission rates.

two fission chambers (PIL1 and PIL2) placed out of the reactor core. Our measurements were normalized to the mean value between PIL1 and PIL2 to see which fission chamber represented the best our measurement. Figure 43.14 shows that PIL1 and PIL2 have a rather different behavior before the shut down (upper plot). Our data are more consistent with PIL2 measurement which is the chamber closest to H9 beam line.

The data taken after the shutdown (lower plot) show a large discrepancy between our measurement and the fission chamber measurement during the first two days. A collaboration with the Simulations and Innovative Projects Service at ILL has begun to establish if this difference can be explained by the quick movement of the control rod during the first two days of the cycle or a movement of PIL1 and PIL2. We hope that this simulation will help to precise the actual flux value (the nominal flux : $5.10^{14} n.cm^{-2}s^{-1}$, is only a rough estimation).

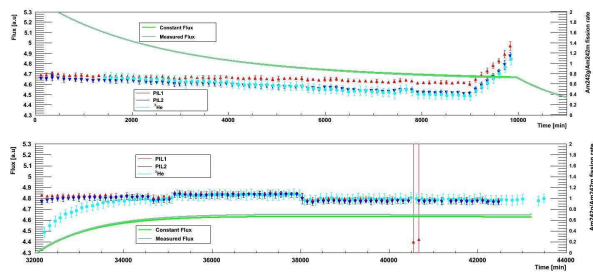


FIG. 43.14 – Time evolution of the measured neutron flux in the tomography station (^3He setup) and in the out-of-core fission chambers (PIL1 and PIL2). The upper plot refers to the irradiation before the shut down and the lower after the shut down. The solid lines represents the calculated fission rate ratio using a constant flux and the measured flux evolution.

43.4 Conclusion and perspectives

The analysis of $^{241}\text{Am}(2n,f)$ fission yields shows that our results are closer to the ENDF B-VII library in the light mass peak and are consistent in the heavy peak. The analysis should also lead us to understand if the two nuclear state of ^{242}Am have different fission yields. Even if the mass fission yields are of great interest on themselves, they are only a step towards the measurement of isotopic yields. These are needed for theory as well as for applications. The experimental set-up used to measure the isotopic yields will be realized by coupling two HPGe detectors to the spectrometer in order to perform gamma spectrometry of mass-separated beams. Such a method has already been applied successfully to measure isotopic yields of heavy fission fragments in $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ [5]. The experiment is planned in fall 2012.

Références

- [1] C. Wagemans (Ed.), The Nuclear Fission Process, CRC Press, Boca Raton, FL, 1991.
- [2] G. Fioni et al., Nucl. Phys. A 693 (2001) 546.
- [3] O. Bringer, Ph.D. Thesis, INP Grenoble, October 2007.
- [4] E. Moll et al., A mass spectrometer for the investigation of fission products, Marburg, 1970, pp. 241254.
- [5] A. Bail et al., Phys. Rev. C 84 034605 (2011).
- [6] F. Martin et al., Proc. of ANIMMA 2011 conf., 6-10 June 2011, Gent, Belgium.

Mobilité du xénon dans le dioxyde d'uranium

Benoît Marchand
IPNL, Groupe ACE
AREVA NP, Groupe FDM-F



Résumé

Cette étude concerne la mobilité du xénon (principal gaz noble produit lors de la fission) dans le combustible actuellement utilisé dans les centrales nucléaires. Dans cette étude, nous cherchons à étudier *directement* les différents mécanismes de migration. Nous avons notamment montré que le mécanisme de migration atomique, considéré dans de nombreuses études comme le mécanisme de migration dominant, est négligeable dans nos conditions expérimentales.

44.1 Contexte de l'étude : le relâchement des gaz de fission

Près 80% de l'énergie électrique produite en France est actuellement générée par 58 réacteurs nucléaires de type REP (Réacteur à Eau Pressurisée) d'une puissance variant de 900MWe à 1400MWe. Comme le montre la figure 44.1, ces réacteurs sont constitués de trois circuits dissociés :

- Le circuit primaire contenant la cuve du réacteur. Ce circuit contient de l'eau pressurisée à 155 bars à une température d'environ 300°C. Dans la cuve du réacteur, grâce à l'énergie libérée par la fission nucléaire, la température va augmenter de 35°C.
- Le circuit secondaire constitué d'eau pressurisée à 77 bars. Ce circuit récupère l'énergie thermique emmagasinée par le circuit primaire grâce à un échangeur de chaleur. L'eau du circuit va alors se vaporiser et entraîner des turbines couplées à des alternateurs qui produisent l'électricité.
- Le circuit de refroidissement qui permet la condensation de la vapeur résiduelle du circuit secondaire.

Dans le cœur du réacteur, le dioxyde d'uranium (UO_2) est utilisé comme combustible. Afin de minimiser les déchets et produire un maximum d'énergie, le taux de combustion (énergie produite par tonne de combustible introduite dans le réacteur) a constamment augmenté jusqu'à atteindre 55GWj/tU actuellement. Pour obtenir de tels taux de combustion, le combustible est enrichi jusqu'à 5 % en ^{235}U , isotope de l'uranium fissile par des neutrons thermiques. La fission de ^{235}U entraîne la formation de deux nouveaux atomes appelés produits de fission, l'émission de deux

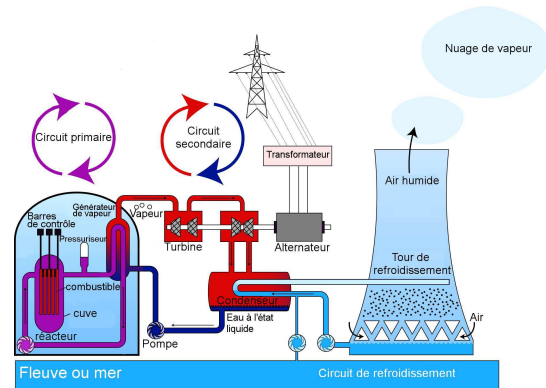


FIG. 44.1 – Schéma d'une centrale nucléaire de type REP [1]

ou trois neutrons et la libération d'énergie principalement transmise aux produits de fissions sous forme d'énergie cinétique. Près de 25% des produits de fission formés sont des gaz nobles (3,86% de krypton et 21,83% de xénon [2]). De part leur nature chimique, ces gaz sont très peu solubles dans le combustible et pourront :

- s'accumuler dans la matrice, conduisant à la formation de bulles de gaz à l'intérieur des pastilles de combustible. Elles induisent une augmentation des contraintes subies par les pastilles conduisant à leurs fragilisation.
- être relâchés hors de la pastille, induisant une augmentation de la pression à l'intérieur de la gaine et une diminution de la conductivité thermique du crayon.

Jusqu'à présent, la majorité des études concernant la mobilité du xénon vise à quantifier la fraction de xénon relâché (f) par du combustible irradié au cours de recuits post-irradiation. Le coefficient de diffusion normalisé (D/a^2), un indicateur de la mobilité du xénon dans le combustible, peut alors être déterminé à l'aide du modèle de Booth [3] :

$$f = \sqrt{\frac{36 \times D/a^2 \times t}{\pi}}$$

où t est la durée du recuit (s), D le coefficient de diffusion ($cm^2.s^{-1}$) et a le rayon moyen des grains (cm).

Les mesures réalisées à différentes températures permettent d'obtenir des droites d'Arrhénius décrivant l'évolution de ce coefficient de diffusion apparent réduit en fonction de la température T :

$$D/a^2 = D_0 \exp(-E_a/k_B T)$$

Dans cette équation, D_0 représente le facteur pré-exponentiel, relié à l'enthalpie du système, E_a l'énergie d'activation de la migration et k_B la constante de Boltzmann

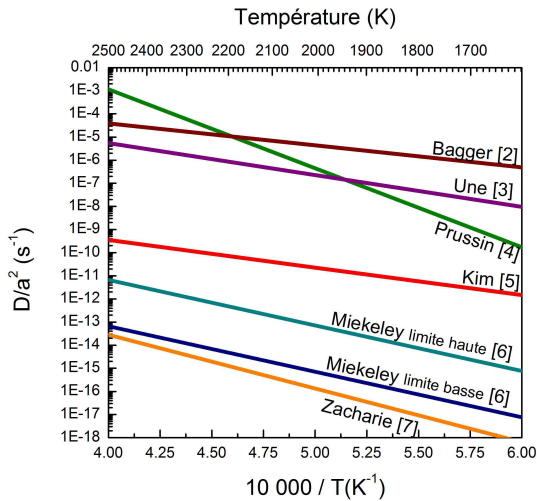


FIG. 44.2 – Coefficients de diffusion mesurés au cours de diverses études. ([4]-[9])

Différents résultats obtenus dans la littérature sont présentés sur la figure 44.2. On peut remarquer de grandes variations des coefficients de diffusion mesurés par cette méthode, notamment du facteur pré-exponentiel D_0 . Ces variations indiquent que les mécanismes de migration du xénon ne sont pas encore parfaitement compris et que d'autres analyses sont nécessaires.

44.2 Protocole expérimental

44.2.1 préparation des échantillons

Afin de comprendre finement les mécanismes de migration, nous avons mis en place un protocole expérimental permettant de suivre, *directement* (par opposition aux mesures indirectes de relâchement), l'évolution de profils de concentration de xénon (concentration vs. profondeur) au cours de recuits thermiques haute température (1400°C-1600°C).

Pour réaliser cette étude, deux lots d'échantillons d' UO_2 appauvri en ^{235}U ont été fournis par AREVA. Chaque lot présente une taille de grains différente (8 μm ou 22 μm) permettant d'étudier l'impact de la taille des

grains sur la migration du xénon.

Les échantillons ont ensuite été polis au CSNSM (Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse) à Orsay sous boîte à gants. Ce polissage engendre l'apparition de nombreux défauts dans les premiers nanomètres de l'échantillon. Ils doivent être supprimés à l'aide de deux recuits successifs :

- le premier à 1000°C sous vide secondaire (10^{-7} mbar).
- le second à 1600°C sous flux de gaz réducteur (98% Ar + 2% H_2) pour maintenir la stoechiométrie de l' UO_2 .

Des études PAS (Positron Annihilation Spectroscopy) ont permis de vérifier la disparition totale des défauts dans les échantillons après recuit.

Le xénon est alors introduit artificiellement dans les échantillons par l'implantation ionique. Au cours de cette implantation, des atomes de ^{136}Xe sont accélérés jusqu'à l'énergie de 800keV grâce à l'implanteur IMIO 400+ de l'IPNL (Institut de Physique Nucléaire de Lyon). Ils pénètrent dans l'échantillon et interagissent avec les constituants de l'échantillon, perdant ainsi progressivement leur énergie et créant des cascades de défauts. L'implantation engendre un profil de concentration de xénon de forme gaussienne et un profil de défauts proche de la surface tels ceux présentés sur la figure 44.3.

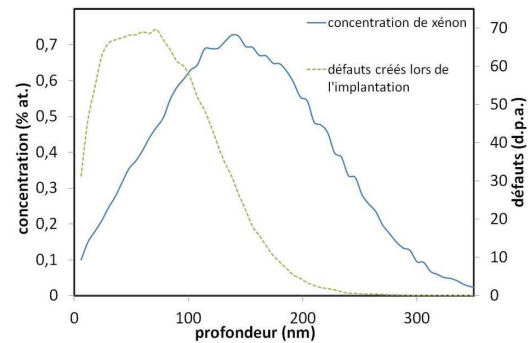


FIG. 44.3 – Simulation à l'aide du logiciel SRIM [10] du profil de concentration et de défaut créés par l'implantation de ^{136}Xe à 800keV.

Afin d'étudier l'influence de la quantité de xénon présente dans l'échantillon sur sa mobilité, deux fluences d'implantations (quantité de xénon introduite dans l'échantillon) ont été utilisées : 10^{15} et 10^{16} Xe.cm $^{-2}$. Les concentrations de xénon au maximum des profils calculés par le logiciel SRIM sont respectivement de 0,1 %at. et 1 %at, valeurs représentatives des concentrations de xénon obtenues en condition réacteur en début et en fin de vie du combustible. Les échantillons implantés sont alors recuits à 1400°C ou 1600°C sous

flux de gaz réducteur (98% Ar + 2% H₂) pendant des durées variant de 3h à 32h.

44.2.2 analyses SIMS

La technique d'analyse SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry) permet la détermination des profils de xénon dans les échantillons, ce qui n'a jusqu'alors jamais été utilisé. La comparaison des profils obtenus avant et après recuit permet de mettre en évidence les mécanismes de migration du xénon.

L'analyse SIMS peut être décomposée en plusieurs étapes :

- Des ions "primaires" (O₂⁺), générés par l'ionisation d'oxygène gazeux, sont accélérés jusqu'à l'énergie de 15 keV.
- Ces ions vont interagir avec la surface de l'échantillon creusant progressivement un cratère. Les ions émis lors de l'abrasion (xenon implanté, uranium et oxygène constitutif) forment le faisceau secondaire qui est accéléré dans un champ électrique jusqu'à l'énergie de 4,5 keV.
- Le faisceau secondaire est alors analysé à l'aide d'un spectromètre de masse, ce qui permet une analyse isotopique des éléments constitutifs de la matrice.

L'échantillon étant progressivement abrasé, les variations d'intensité de l'élément implanté observées sur les chronogrammes (intensité du signal mesurée vs temps de mesure) correspondent aux variations de concentration en fonction de la profondeur.

Afin de transformer un chronogramme en profil de concentration, deux conversions doivent être appliquées : (i) conversion du temps en profondeur, (ii) conversion de l'intensité mesurée en concentration (%at.).

Pour convertir le temps d'analyse en profondeur, des mesures de la profondeur moyenne du cratère après l'analyse SIMS sont réalisées par interférométrie. Connaissant la durée de l'analyse SIMS, la profondeur moyenne abrasée sert à calculer la vitesse moyenne d'abrasion de l'échantillon.

La conversion de l'intensité mesurée par SIMS en %at. se fait à l'aide d'une normalisation externe : connaissant la quantité d'atomes introduite lors de l'implantation, des mesures effectuées sur un échantillon tel qu'implanté permettent la détermination du facteur de conversion :

$$k = \frac{F}{d} \times \frac{100}{\int I_{SIMS}(p)}$$

avec F la fluence d'implantation (en Xe.cm⁻²), d la densité d'atomes d'uranium et d'oxygène dans l'échantillon et $\int I_{SIMS}(p)$ le nombre total d'ions Xe⁺ détectés.

Afin de vérifier la reproductibilité des différents profils mesurés, plusieurs analyses sont réalisées sur chaque échantillon. Tous les profils obtenus sur le même échan-

tilon permettent le calcul d'un profil de concentration moyen. Les erreurs associées à chaque point sont calculées comme la variance de tous les profils par rapport à la valeur moyenne :

$$\sigma(p) = \sqrt{\sum_i ([Xe]_i(p) - \overline{[Xe]}(p))^2}$$

avec $[Xe]_i(p)$ la concentration de xénon à la profondeur p du i^{ime} cratère et $\overline{[Xe]}(p)$ la concentration moyenne de xénon à la profondeur p calculée à partir de toutes les mesures SIMS effectuées sur un même échantillon.

44.3 Résultats

Les profils déduits des analyses SIMS sont présentés sur la figure 44.4 pour les échantillons à gros grains et sur la figure 44.5 pour les échantillons à petits grains. Sur ces deux figures, seule l'incertitude maximum sur la concentration est présentée pour ne pas nuire à la lisibilité.

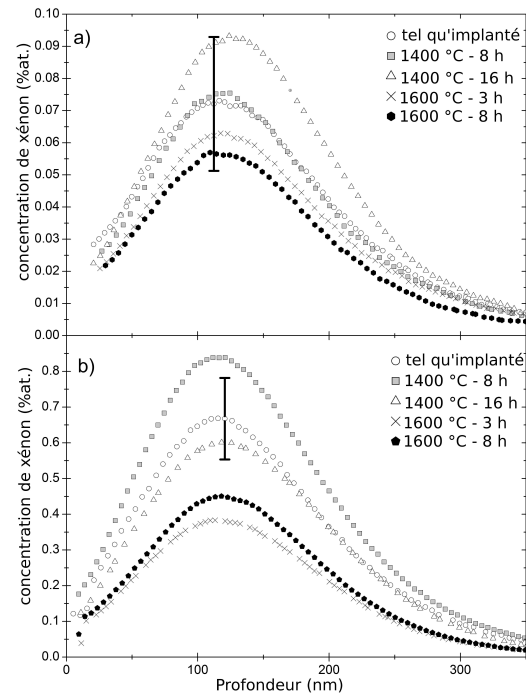


FIG. 44.4 – Profils SIMS de concentration en profondeur obtenus sur les échantillons à gros grains implantés à (a) 10^{15} Xe.cm⁻², (b) 10^{16} Xe.cm⁻²

En comparant les figures 44.4 et 44.5, on peut observer que les incertitudes observées sur les échantillons à gros grains sont largement supérieures aux incertitudes calculées pour les échantillons à petits grains. Cette différence peut être attribuée à la différence de vitesse

d'abrasion déjà mise en évidence par Desgranges *et al.* [11]. En effet, cette variation de la vitesse d'abrasion en fonction de l'orientation cristalline des grains implique que plusieurs profondeurs sont simultanément analysées à chaque instant de la mesure SIMS. Sachant que seulement quelques grains sont contenus dans la zone d'analyse des échantillons à gros grains (7 grains), peu de profondeurs sont donc simultanément sondées. La profondeur moyenne calculée pour le traitement des données n'a alors pas de sens physique, ce qui explique la non-reproductibilité observée. En comparaison, la zone analysée sur les échantillons à petits grains comporte environ 70 grains et rend donc possible l'utilisation de la profondeur moyenne. Aux vues des différentes incertitudes, des informations qualitatives et quantitatives peuvent uniquement être obtenues sur les échantillons à petits grains.

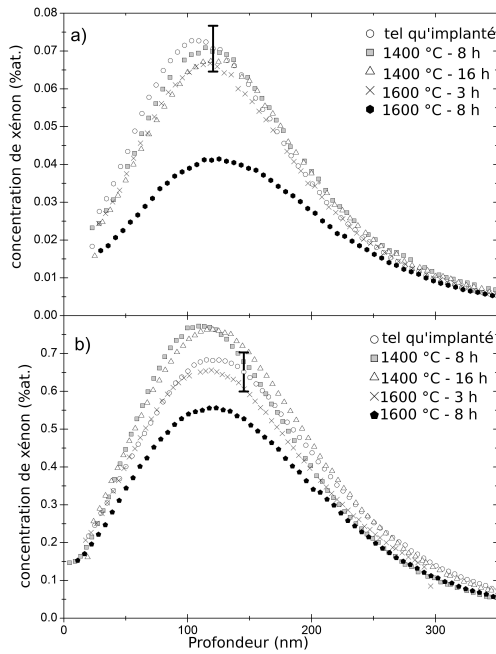


FIG. 44.5 – Profils SIMS de concentration en profondeur obtenus sur les échantillons à petits grains implantés à (a) $10^{15} \text{Xe.cm}^{-2}$, (b) $10^{16} \text{Xe.cm}^{-2}$

Au niveau mathématique, l'évolution des profils de concentration au cours des recuits peut être décrite par l'équation de Fick :

$$\frac{\partial [Xe](p,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 [Xe](p,t)}{\partial p^2} + v \frac{\partial [Xe](p,t)}{\partial p} + k [Xe](p,t)$$

Avec D le coefficient de diffusion ($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$) caractérisant la vitesse de marche aléatoire du xénon dans l'échantillon, v la vitesse de transport dans une direction privilégiée (cm.s^{-1}) et k le coefficient de relâchement (s^{-1}) traduisant la perte de xénon au cours des recuits.

fluence (Xe.cm^{-2})	traitement thermique	σ (nm)	r_p (nm)	A (%.at.nm)
10^{15}	tel qu'implanté	69 ± 5	110 ± 5	$12,5 \pm_{0,5}^{1,0}$
10^{15}	1400°C 8h	69 ± 5	118 ± 5	$12 \pm_{0,5}^{0,5}$
10^{15}	1400°C 16h	69 ± 5	122 ± 5	$11,5 \pm_{1,0}^{1,0}$
10^{15}	1600°C 3h	68 ± 5	118 ± 5	$11,3 \pm_{0,8}^{1,0}$
10^{15}	1600°C 8h	68 ± 5	125 ± 5	$7,1 \pm_{0,4}^{0,4}$
10^{16}	tel qu'implanté	69 ± 5	125 ± 5	$120 \pm_{10}^8$
10^{16}	1400°C 8h	67 ± 5	115 ± 5	$130 \pm_8^6$
10^{16}	1400°C 16h	69 ± 5	122 ± 5	$133 \pm_{22}^{22}$
10^{16}	1600°C 3h	69 ± 5	118 ± 5	$113 \pm_8^{12}$
10^{16}	1600°C 8h	69 ± 5	120 ± 5	$98 \pm_9^7$

TAB. 44.1 – Paramètres d'ajustement gaussien des profils obtenus sur les échantillons à petits grains

Afin de quantifier l'évolution des profils obtenus sur les échantillons à petits grains, des ajustements des profils par une fonction gaussienne ont été réalisés :

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\sigma^2}} \cdot \exp - \frac{(p-r_p)^2}{2\sigma^2}$$

avec A l'aire sous la courbe, r_p la profondeur du maximum de la courbe et σ l'écart type.

Les différents paramètres d'ajustements sont présentés dans le tableau 44.1. L'évolution de chacun des paramètres d'ajustement au cours des recuits peut être reliée à un mécanisme de migration différent :

- l'évolution de l'écart type σ est reliée au coefficient de diffusion D par la relation

$$D = \frac{\sigma_{\text{après}}^2 - \sigma_{\text{avant}}^2}{2t}$$

- la variation de la profondeur moyenne r_p est reliée à la vitesse de transport v par l'équation

$$v = \frac{r_{p \text{ après}} - r_{p \text{ avant}}}{t}$$

- les modifications de l'aire sous la courbe A sont reliées au coefficient de relâchement k par

$$k = \frac{A_{\text{après}}/A_{\text{avant}} - 1}{t}$$

Cependant, aucune modification significative de l'écart type σ ou de la profondeur moyenne r_p n'a pu être observée. Ceci indique donc que le seul mécanisme de migration du xénon dans le combustible, dans nos conditions expérimentales, est un relâchement direct du xénon n'impliquant pas de diffusion ou de transport vers la surface. Deux coefficients de relâchement ont pu être calculés pour les échantillons implantés à $10^{15} \text{Xe.cm}^{-2}$ et recuits à 1600°C :

$$k_{0-3 \text{ h}} = -0,5 \pm_{0,5}^{0,8} \text{ s}^{-1}$$

$$k_{3-8 \text{ h}} = -2,1 \pm_{0,5}^{0,6} \text{ s}^{-1}$$

Pour les échantillons implantés à 10^{16} Xe.cm $^{-2}$, un faible relâchement peut seulement être observé suite à un recuit à 1600°C de 8h :

$$k_{0-8\text{ h}} = -0,6 \pm_{0,4}^{0,5} \text{ s}^{-1}$$

Aucune modification des profils n'a pu être observée pour les recuits effectués à 1400°C.

Ces résultats indiquent que la mobilité du xénon dans le dioxyde d'uranium est uniquement induite par un relâchement brutal ayant lieu lors des recuits à 1600°C. Ce mécanisme est thermiquement activé puisqu'aucun relâchement n'a pu être observé lors des recuits à 1400°C. Ce relâchement peut être dû soit à une migration préférentielle du xénon jusqu'aux joints de grains suivi d'un relâchement, ou du moins d'une diffusion très rapide dans ce dernier. Le relâchement peut aussi être induit par l'apparition de craquelures dans l'échantillon par lesquelles le xénon pourrait s'échapper. Contrairement à ce qui a pu être rapporté dans la littérature, aucune diffusion ou aucun transport n'a pu être observé.

44.4 Conclusion et perspectives

La mesure de l'évolution de profils de concentration de xénon au cours de recuits thermiques nous a permis d'obtenir des informations directes concernant la mobilité du xénon dans le dioxyde d'uranium. Dans nos conditions expérimentales, nous avons observé un relâchement direct ne faisant pas appel à la diffusion atomique ou à un transport jusqu'à la surface. Des mesures structurales restent à réaliser pour déterminer l'origine de ce relâchement.

Références

- [1] Y. Pipon, Thèse UCBL (2006) n° ordre 264-2006
- [2] T. Petit, Thèse ENS LYON (1996) n° ordre 33
- [3] A.H. Booth, rapport CRDC n° 721
- [4] C. Bagger, M. Mogensen, C.T. Walker, J. Nucl. Mat. 211 (1994) 11-29
- [5] K. Une, I. Tanabe, M. Oguma, J. Nucl. Mat. 150 (1987) 93-99
- [6] S.G. Prussin, D.R. Olander, W.K. Lau, L. Hansson, J. Nucl. Mat. 154 (1988) 25-37
- [7] H. Kim, K. Park, Y. Yun, B.G. Kim, H.J. Ryu, K.C. Song, Y.S. Choo, K.P. Hong, Ann. Nucl. Ener. 34 (2007) 153-158
- [8] W. Miekeley, F.W. Felix, J. Nucl. Mat. 42 (1972) 297-306
- [9] I. Zacharie, S. Lansart, P. Combette, M. Troabas, M. Coster, M. Groos, J. Nucl. Mat. 255 (1998) 85-91
- [10] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, New York Annexe : Rutherford backscattering spectroscopy 1985
- [11] L. Desgranges, B. Pasquet, Nucl. Instr. Meth. B 215 (2004) 545-551

Dépôt de Ga-Ni obtenu par électrodéposition en milieu chlorure

Thomas Sounalet
Subatech, ARRONAX



Le gallium 68 est utilisé pour la synthèse de radio-pharmaceutique pour l'imagerie par tomographie par émission de positons. Il est en général obtenu par réaction nucléaire à partir de protons sur une cible de gallium enrichi en gallium 69. En effet avec un faisceau de protons de 20 MeV, la réaction $Ga^{69}(p,2n)Ge^{68}$ (Fig. 45.1) [1] conduit au germanium 68 qui décroît sur le gallium 68. Des études sont actuellement en cours au cyclotron ARRONAX afin de préparer des cibles de gallium 69 par électrodéposition.

L'électrolyte est une solution contenant des ions de gallium, Ga^{+3} , nickel, Ni^{+2} , en milieu chlorures Cl^- . Le dépôt est réalisé en agitant à 300 tours/minute sous une tension à -1.496 V/ENH à température ambiante pour avoir un alliage de gallium et nickel. Pendant l'électrolyse, l'ajout d'acide sulfurique à 1 M est nécessaire pour réguler le pH qui augmente avec le temps. Les dépôts obtenus ont une couche très mince, moins de 10 μm , et contiennent en proportion entre 80% et 85% de gallium atomique. Au-delà de 85% atomique, le dépôt perd son adhérence. Pendant l'irradiation, la cible encapsulée chauffe. Pour vérifier l'effet de cette montée en température sur le dépôt, ceux-ci sont placés dans un four à différentes températures.

45.1 Introduction

Le germanium 68 est le père de gallium 68. Ce dernier émet un positon à 88% et a une période de demi-vie courte, 68.3 minutes. Le germanium 68 a quant à lui une période de demi-vie relativement longue, 288 jours. Cette longue durée permet de l'utiliser comme un générateur de gallium 68.

Le germanium 68 est obtenu par la voie de production $Ga^{69}(p,2n)Ge^{68}$. Cette dernière a été largement étudiée et sa section efficace maximale se trouve à une énergie de protons de 20 MeV comme le montre la figure 45.1. C'est à cette énergie que l'on irradiera le dépôt de gallium 69 encapsulé.

Cependant la maîtrise de cette voie est difficile à cause des propriétés de gallium. En effet, ce dernier est liquide à température ambiante (dès 30°C), et est hautement corrosif. L'encapsulation par divers matériaux comme le niobium a été testée mais des problèmes de corrosion sont observés.

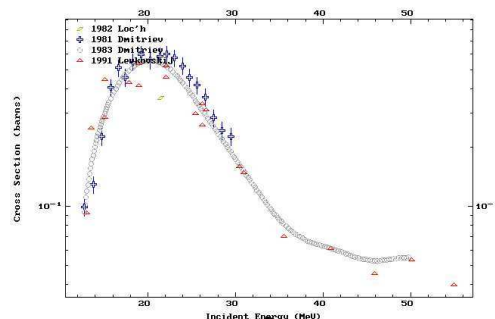


FIG. 45.1 – Section efficace de la réaction $69Ga(p,2n)68Ge$ [1].

Une solution afin de limiter la corrosion de gallium liquide à haute température est de réaliser un alliage métallique. Dans notre cas, l'autre métal choisi est le nickel et l'alliage est réalisé par électrodéposition. Cette étude a déjà été faite [2] [3] et on souhaite la confronter à nos résultats. Les ions Ni^{+2} sont plus facilement réduits que les ions Ga^{+3} mais en jouant sur les proportions des ions à réduire, ou sur l'ajout de complexant, il est possible d'inverser ce processus [4].

$NiGa_4$ et Ni_2Ga_3 sont les deux phases à réaliser ayant leur température de fusion et leur proportion atomique en gallium respectives à 895°C et 363°C est de 80% et 60% [5]. En effet, des premières simulations thermiques avec notre système de ciblerie prévoient une température de dépôt autour de 300°C.

Dans cet article, on s'est concentré sur les réalisations de dépôts de l'alliage gallium/nickel avec une proportion atomique en gallium comprise entre 60% et 80%.

45.2 Expériences

45.2.1 Préparation de l'électrolyte

L'électrolyte contient deux ions métalliques Ni^{+2} et Ga^{+3} en milieu acide à pH 2 et des ions chlorures Cl^- . Ces derniers servent à améliorer la conductivité du milieu et à complexer les ions métalliques pour former un

chlorure de nickel hydrolysé [10].

Les ions métalliques de gallium sont préparés à partir de gallium métallique (Aldrich, 99.99% de pureté). Ce dernier est dissout avec de l'acide nitrique et sulfurique à 5 M dans de l'eau ultra-pure. Les solutions sont évaporées à sec afin d'obtenir des poudres déshydratées de sulfate de gallium, $Ga_2(SO_4)_3$. Ce composé est dissout dans de l'acide sulfurique dilué à pH 3 en chauffant à 50°C, et en agitant. La dissolution est lente, entre 1 et 2 jours. La solution ainsi obtenue est filtrée sur filtre Wathman 42 (vwr) afin d'éliminer d'éventuelles particules en suspension.

Enfin, pour déterminer la concentration exacte en gallium, une analyse de ICP-AES est effectuée. Les ions métalliques du nickel ont été directement mis en solution à partir des poudres de sulfate du nickel hexahydraté (Aldrich, 99% de pureté) comme les ions chlorures à partir de sels du chlorure du sodium (Aldrich, 99.5% de pureté) dans de l'eau ultra-pure.

45.2.2 Equipement d'électrodéposition

Les supports carrés en or (Goodfellow, 99.99% de pureté), de 6.25 cm² et d'épaisseur 1 mm, sont nettoyés avec de l'eau régale concentrée (8 mol/L) et utilisés comme électrode de travail.

Le matériau de l'électrode de travail n'a pas été choisi au hasard. En effet, pendant l'électrodéposition, il doit être suffisamment noble pour éviter l'oxydation due à la réduction de l'eau. Il doit être inerte chimiquement pour empêcher toute réaction chimique lors de l'irradiation notamment avec l'eau de refroidissement. Une bonne conductivité thermique permet de mieux évacuer la chaleur pendant l'irradiation. Deux supports ont été testés, platine et or, et ce dernier s'est révélé le meilleur.

La cellule d'électrodéposition (Fig. 45.2) est fabriquée en téflon. La surface du dépôt (3.24 cm²) est définie grâce au joint en silicone. L'électrode auxiliaire est une tige de platine d'hauteur de 5 cm et de diamètre de 1 mm. L'électrolyte est agité à l'aide d'un barreau aimanté. Les potentiels sont mesurés à l'aide d'une électrode de référence qui est une électrode redrod. Les mesures potentiodynamiques et potentiostatiques sont effectuées avec un potentiostat-galvanostat VoltaLab21.

45.2.3 Analyses de dépôts

Les dépôts sont photographiés par un microscope standard LEICA M161C pour observer leur état global et analysés par MEB couplé à l'EDX, énergie dispersive à rayon X, pour analyser leur composition. La limite de l'analyse par MEB couplé à l'EDX est la focalisation du faisceau lors de l'analyse EDX (environ 200 μm). Ainsi la surface analysée est ponctuelle devant celle du dépôt, 3.24 cm². Pour combler cette lacune, l'analyse est

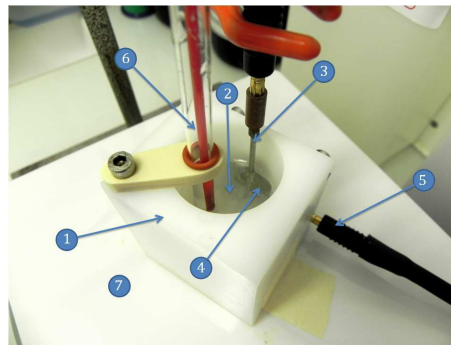


FIG. 45.2 – Cellule d'électrodéposition en téflon contenant l'électrolyte 2. Baignent dans cette solution l'anode 3 et la cathode 4, la connexion pour la cathode se fait par le câble 5. Une électrode de référence 6 est également plongée dans l'électrolyte pour permettre la mesure du potentiel. Le tout est maintenu à la température souhaitée par la plaque chauffante 7 [6].

effectuée en plusieurs points de la surface : ils sont au nombre de 16 espacés régulièrement. Une moyenne et un écart type sont alors calculés.

La DRX, diffraction par rayons X, permet de connaître les phases du dépôt.

45.3 Résultats et discussions

45.3.1 Etudes par voltampérogramme

Les études préliminaires par voltampérogramme permettent d'observer et de comprendre les comportements des ions métalliques pendant l'électrolyse afin de déterminer les conditions optimales du dépôt. La figure 45.3 présente des voltampérogrammes réalisés sous agitation à 300 tours/min avec une concentration en ion chlorure, un pH et des concentrations en ions métalliques respectivement fixées à 1 M, 2 et 0.01 M. Elle montre deux vagues de réduction, une pour le nickel et l'autre pour le gallium (Fig. 45.3).

La courbe de la réduction du nickel comporte deux palliers ayant des densités de courant limites à -4.68 mA/cm² à -0.696 V/ENH et -8.37 mA/cm² à -0.956 V/ENH. C'est ce second pic qui nous intéresse, l'ion métallique du nickel est réduit en nickel métallique sur le support de -0.646 V/ENH, là où commence la deuxième vague de réductions. Le premier pic correspond à la réduction de protons [7] [10].

La courbe de réductions de gallium permet également d'observer deux pics avec deux densités de courant limites à -6.83 mA/cm² à -0.996 V/ENH et -7.25 mA/cm² à -1.276 V/ENH. C'est aussi le second pic qui nous intéresse, il correspond à la réduction en gallium. Le premier pic correspond à une réduction de Ga⁺³ à

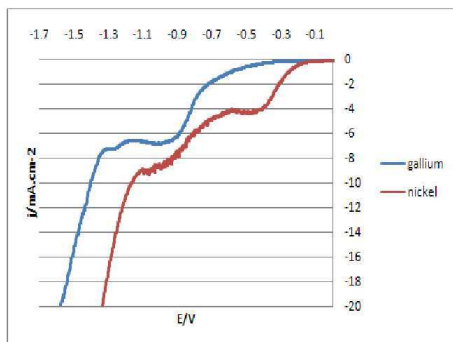


FIG. 45.3 – Voltampérogramme des ions métalliques de gallium et nickel, pH 2, 0.01 M (Ni^{+2} et Ga^{+3}), 300 trs/min, électrode en or.

Ga^+ [11].

La tension de réduction en gallium est plus basse que celle en nickel et elle se trouve en-dessous de -1.276 V/ENH. A cette tension s'ajoute la forte réduction de l'eau qui rentre en compétition avec la réduction des ions métalliques.

45.3.2 Influence du support, dépôt et ions métalliques à une forte sur-tension

On fait une électrodéposition en fixant la concentration en ions chlorures à 1 M et le pH à 2. On agite la solution à 300 tours/minute. Le gallium est moins noble que le nickel, la réduction de Ni^{+2} est donc favorisée [4]. La tension de dépôt doit être choisie pour permettre le dépôt des deux composés. Elle a été définie à partir des voltampérogrammes. La réduction de l'ion de gallium est favorable de -1.296 V/ENH à -1.496 V/ENH.

influence du support et dépôt

Le support en or possède une propriété chimique proche du platine, la réduction de l'eau est très favorisée [7], mais il ne s'oxyde pas. La réduction des ions métalliques au sein de la solution sera difficile au début de l'électrolyse à cause de dégagement de dihydrogènes abondant. Après les premiers dépôts, ce sont ces derniers qui seront soumis aux réactions électrochimiques. L'oxydation de nickel peut avoir lieu sous forme de β [7] et le gallium ne s'oxyde pas [11].

réduction des ions de nickel

L'effet d'inhibition, tel que l'évolution d'hydrogène adsorbé et la formation d'hydroxyde de nickel, empêche la croissance de nickel dans le dépôt si le pH se trouve au-dessus de 2.3 [8]. A l'interface du dépôt, le pH est plus élevé qu'au sein de l'électrolyte et donc, à cette

interface, le pH n'est pas égal à 2, l'effet d'inhibition a donc lieu et risque d'endommager le dépôt. En effet, le terme d'inhibition n'est pas proprement dit si le pH est en-dessous de 2.3, car le phénomène d'absorption de l'hydrogène n'est pas prédominant [8] [9] [10].

réduction des ions de gallium

La réduction métallique du gallium est peu empêchée par la réduction de l'eau et il ne s'oxyde pas [11].

influence des ions chlorures

La présence des ions chlorures favorise la réduction du gallium [11]. En effet, pour le cas de gallium, l'électrosorption des ions chlorures facilite le transfert d'électrons et bloque les sites actifs pour la réduction de protons. Mais pour le nickel, à l'interface du support, pour un pH supérieur à 2, le complexe de chlorure de nickel hydrolysé est prédominant et la réduction est ralentie par la présence de chlorure qui est un inhibiteur [10].

influence du pH pendant l'électrolyse

La présence des ions chlorures dans la solution favorise la réduction de l'eau ce qui entraîne l'augmentation du pH pendant l'électrodéposition. Cela conduit à la perte d'adhérence du dépôt sur le support à cause de la formation d'hydroxydes de nickel. L'hydroxyde de nickel est inévitable à cause de la surtension élevée. Quant à l'hydroxyde de gallium, il se forme pour un pH compris entre 4 et 10 [12], il risque d'avoir lieu si la durée d'acquisition est longue. Un ajout d'acide sulfurique à 1 M va permettre de réguler le pH afin d'éviter la formation du précipité et d'obtenir un dépôt du meilleure qualité.

Au vu de ces commentaires, il est clair que la réduction de nickel est très défavorisée contrairement à celui de gallium à une tension de -1.496 V/ENH. Qu'en est-il maintenant quand on fait un alliage ?

45.3.3 Alliage pour une durée d'acquisition de 5 min

En mélangeant ces deux ions métalliques dans la solution avec une concentration en gallium fixée à 0.05 M et du nickel variant de 0.005 M à 0.01 M et 0.02 M, des alliages de gallium et de nickel sont obtenus ayant des proportions atomiques en gallium respectives de $79.3\% \pm 7.26\%$, $84.7\% \pm 3.5\%$ et $80.1\% \pm 3\%$. En dépassant la concentration en Ni^{+2} de 0.02 M, il n'y a plus d'adhésion à la surface du dépôt.

45.3.4 Alliage pour une durée d'acquisition de 10 min et 15 min

Les paramètres sont identiques au cas précédent mais on augmente la durée d'acquisition à 10 et 15 minutes. Cela permet d'évaluer l'évolution de la composition du dépôt au cours du temps. Ces nouveaux dépôts sont caractérisés par MEB couplé à l'EDX. Seul le dépôt réalisé à partir des concentrations en ions métalliques gallium et nickel de 0.05 M et 0.005 M respectivement a adhéré jusqu'à 15 min avec des proportions en gallium de $85\% \pm 3\%$ pour 10 min et $83\% \pm 3\%$ pour 15 min. Pour les électrolytes qui contiennent 0.01 M et 0.02 M de Ni^{+2} , les dépôts n'adhèrent plus à partir de 5 minutes. Pour la solution contenant 0.01 M en Ni^{+2} , la proportion atomique de gallium est $86.7\% \pm 8.1\%$.

Cependant, pour l'électrolyte contenant 0.005 M en Ni^{+2} , la surface du dépôt n'adhère plus au-delà de 15 minutes. Ce dernier contient en proportion atomique en gallium de $88.7\% \pm 0.5\%$. Avec le temps, il y a de plus en plus de gallium dans le dépôt jusqu'à la perte d'adhérence à 88% en gallium.

Afin de vérifier si l'augmentation du pourcentage atomique en gallium est responsable de la perte d'adhérence du dépôt, celui-ci a été réalisé pendant 30 mn en présence des seuls ions gallium à 0.05 M et du chlore à 1M, le pH étant fixé à 2 sous une tension à -1.7 V. Cette expérience nous a révélé que le dépôt de gallium adhère parfaitement au support. De plus, la première couche de dépôt ne s'adsorbe pas sur la surface mais diffuse dans l'or pour former Au_2Ga et probablement aussi AuGa_2 . Il semble donc que les ions Ni^{+2} soient responsables de la perte d'adhérence du dépôt.

Les dépôts qui n'ont pas adhéré contiennent des hydroxydes de nickel. En diminuant la concentration en Ni^{+2} , la formation d'hydroxyde de nickel diminue ce qui favorise l'adhérence.

45.3.5 Comportement des dépôts chauffés

Les trois dépôts réalisés à partir de concentrations de 0.05 M en gallium et de 0.005 M en nickel en gardant les autres paramètres identiques ont été mis dans un four à trois températures différentes : 300°C , 500°C puis 800°C . Les dépôts ont été photographiés avant et après passage au four (Fig. 45.4). La couleur du dépôt ne change pas jusqu'à 300°C mais à partir de 500°C , la couleur des dépôts avant et après passage au four a changé : elle est passée d'une couleur gris métallique à une couleur gris jaune. Ce changement de couleur est dû à une diffusion de gallium fondu dans l'or.

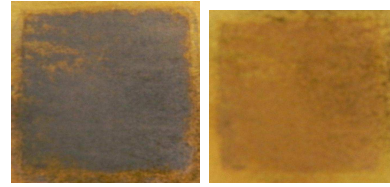


FIG. 45.4 – Photos de dépôts avant et après four, $\text{C}(\text{Ga}^{+3}) = 0.05 \text{ M}$, $\text{C}(\text{Ni}^{+2}) = 0.005 \text{ M}$, pH 2.

45.3.6 Décapage de dépôts

Les dépôts obtenus sont décapés dans de l'eau régale à 8 M. La dissolution de dépôts est rapide, moins de 10 minutes. Cette durée est courte par rapport à la période de demi-vie de germanium 68, elle n'est donc pas un souci. Mais le support est attaqué, il va y avoir des ions d'or dans la solution et donc des impuretés. D'autres tests ont été réalisés avec pour but de décapier le dépôt sans abîmer le support. L'acide chlorhydrique concentré (10 M) et chauffé à 200°C permet ce décapage [2] mais présente deux défauts, le décapage n'est pas complet et le germanium 68 produit après irradiation peut s'échapper sous forme de gaz de tetrachlorure de germanium 68 et risque de contaminer le lieu.

45.3.7 Rendement de production

Le rendement de production souhaité est de $100 \text{ mCi}/\mu\text{A.h}$. Le temps d'irradiation prévu est de 100 heures à une intensité de $100 \mu\text{A}$ et une énergie incidente de 20 MeV . Afin de déterminer l'épaisseur du dépôt, des estimations ont été effectuées donnant les rendements de production en fonction de l'épaisseur du dépôt et de l'énergie du faisceau en entrée de cible à partir de la formule du rendement de production.

$$R = nI(1 - \exp(-\lambda t)) \int_{E_S}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{dE/dx} dE \quad (45.1)$$

Pour une proportion en gallium entre 60% et 80% atomiques, $230 \mu\text{m}$ à $280 \mu\text{m}$ d'alliage déposé permettent d'obtenir le rendement de production nécessaire.

45.4 Conclusion

L'épaisseur du dépôt est loin d'être atteinte, elle ne dépasse pas $10 \mu\text{m}$. La durée d'électrodéposition de 15 min ne suffit pas pour atteindre notre objectif. Une proportion atomique en gallium supérieure à 80% fond au-delà de 500°C et corrode le support. Cependant, d'après nos calculs, la température de la cible serait inférieure à 300°C . Réaliser une proportion atomique en gallium

inférieure à 80% n'a pas été atteinte, il ne suffit pas d'augmenter la concentration des ions du nickel pour l'atteindre au risque de perdre l'adhérence du dépôt. Différents paramètres sont à tester : la tension choisie pour le dépôt, le pH, la température et le complexant utilisé pour atteindre un pourcentage en gallium moins important.

Références

- [1] <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [2] N. R. Stevenson, M. Cackette, T.J Ruth, A new production method for germanium-68
- [3] C. Lochè, B. Maziere, D. Comar and R. Knipper, *J. Appl. Radiat. Isor.*, Vol.33 pp.267 to 270, 1982
- [4] H. F. Ayedi, M. Depetris-Wery, *Électrodéposition de zincs alliés*
- [5] H. Okamoto, Ga-Ni (Gallium-Nickel), *J. Phase Equil.*, Vol. 29 No. 3 2008
- [6] E. Garrido, *Production de radio-isotopes : de la mesure de la section efficace à la production*, 2011
- [7] E. Gómez, R. Pollina, E. Vallés, *J. Electroanal Chem.*, **386** (1995) 45-56
- [8] E. Gómez, R. Pollina, E. Vallés, *J. Appl. Electrochem.*, **23** (1993) 508-515
- [9] E. Gómez, C. Muller, W. G. Proud, E. Vallés, *J. Appl. Electrochem.*, **22** (1992) 872-876
- [10] E. Gómez, R. Pollina, E. Vallés, *J. Electroanal Chem.*, **397** (1995) 111-118
- [11] D. O. Flamini, S. B. Saidman, J.B. Bessone, *J. Appl. Electrochem.*, **37** (2007) 467-471
- [12] B. Hacht, *Bull. Korean Chem. Soc.* **2008**, Vol. 29, No. 2