



HAL
open science

Compte rendus de la conférence "Journées Jeunes Chercheurs JJC2012"

L. Alio, Mariam Atoui, F. Balli, C. Bertella, M. Blanco, M. Boer, F. Capela,
E. Chapon, A. Courtoy, L. Cousin, et al.

► To cite this version:

L. Alio, Mariam Atoui, F. Balli, C. Bertella, M. Blanco, et al.. Compte rendus de la conférence "Journées Jeunes Chercheurs JJC2012". Pierre Barrillon (LAL), Pauline Bernat (UCL), Eric Chabert (IPHC), Isabelle Cossin (LPNHE), Jean-René Cudell (ULg), Frédéric Derue (LPNHE), Bruno Khélifi (LLR), Pascal Vanlaer (IIHE-ULB). Journées Jeunes Chercheurs JJC2012, Dec 2012, Munster, France. IN2P3, pp.230, 2013. in2p3-00808546v2

HAL Id: in2p3-00808546

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00808546v2>

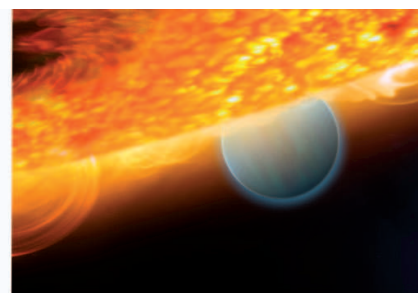
Submitted on 10 Apr 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Du 2 au 8 décembre

A la maison du Kleebach,
Munster, Alsace



Neutrinos
Instrumentation
Cosmologie
Astroparticules
Physique des saveurs
QCD et Ions lourds
Modèle standard
Au delà du modèle
standard



LES
JOURNEES
JEUNES
CHERCHEURS

JJC

2012

Infos et inscriptions : <http://jjc2012.free.fr>

Secrétariat : Isabelle Cossin, LPNHE, isabelle.cossin@lpnhep.in2p3.fr
tel : +33 1 44 27 68 95, fax : +33 1 44 27 46 38



Introduction

Du 2 au 8 décembre 2012, la maison du Kleebach à Munster a accueilli les Journées Jeunes Chercheurs 2012 (JJC). Durant toute cette semaine, les étudiants en thèse dans des domaines variés (physique des particules et nucléaire, cosmologie et astrophysique) ont présenté leurs travaux de façon pédagogique dans une ambiance conviviale, le tout étant encadré par des jeunes chercheurs en poste. Les participants viennent des nombreux laboratoires de France et de Belgique travaillant sur la recherche fondamentale dans les deux infinis (les particules, les étoiles et galaxies). Ils sont originaires pour la plupart de France mais certains viennent d'autres pays Européens (Belgique, Italie, Espagne, Ukraine, etc) ou du reste du monde (Asie, Amérique du sud, etc).

Outre l'intérêt scientifique de ces journées qui offrent une revue complète des études menées dans les domaines susnommés, elles permettent aux participants de rencontrer leurs futurs collaborateurs et collègues. Tous ces étudiants sont en effet le présent mais surtout le futur de la recherche. La langue officielle de ces journées est le Français mais certaines présentations sont effectuées en Anglais, langue que tous maîtrisent du fait de leur participation à des collaborations internationales rassemblant des centaines de chercheurs du monde entier.

Le comité d'organisation souhaite remercier la Société Belge de Physique¹ et la division "Champs et Particules" de la Société Française de Physique² pour leur soutien logistique. Nos sincères remerciements sont adressés aux instituts et groupes ayant subventionnés ces Journées : l'IN2P3³, le CEA/Irfu⁴, la FRIF⁵, la FNRS⁶, le pôle d'attraction interuniversitaire Belge "Fundamental Interactions".

Nous souhaitons également remercier M. Marcel Hibert du Laboratoire d'Innovation Thérapeutique à Strasbourg pour la conférence sur la chimie de l'amour qu'il a donné.

Le personnel de la Maison du Kleebach mérite tous nos remerciements pour son professionnalisme, la qualité de leur accueil, leur patience et leur compréhension.

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

Nous souhaitons une bonne continuation à toutes et à tous !

Pierre, pour le comité d'organisation des JJC 2012.

Pierre Barrillon (LAL)

Pauline Bernat (UCL)

Eric Chabert (IPHC)

Isabelle Cossin (LPNHE) - secrétaire

Jean-René Cudell (ULg)

Frédéric Derue (LPNHE)

Bruno Khélifi (LLR)

Pascal Vanlaer (IIHE-ULB)

1. <https://sites.google.com/site/belgianphysicalsociety/>

2. <http://sfp.in2p3.fr/CP/>

3. Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, <http://www.in2p3.fr/>

4. Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives, Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers, <http://irfu.cea.fr/>

5. Fédération de Recherche Interactions Fondamentales FR2687, <http://www.lpthe.jussieu.fr/fed/>

6. Fonds National de la Recherche Scientifique, <http://www.fnrs.be/>



Ils ont dit !

- bouffer de la cocaïne, ça sert à rien, il faut la sniffer
- alors ça c'est la Belgique, la France c'est là
- y'a le mais, mais y'a aussi le cependant ...
- 1 à 30000 ans, pour un pulsar c'est jeune
- je vous le montre, c'est uniquement politique, si vous ne retenez pas c'est pas grave
- dans la vraie vie il manque toujours des défauts
- dans le PKStruc
- ca c'est un coup des Japonais, je ne m'étends pas sur cette histoire
- y'a un truc qui saute aux yeux... enfin pour moi en tout cas
- dans le cas d'une eau pourrie, on va dire
- je trouve ça joli, je ne sais pas si c'est pareil pour vous
- ca c'est assez joli... enfin moi je trouve
- j'ai fait des milliaaaaaaaards de vérifications
- vous, votre détecteur fait 7000 tonnes, le notre fait 7g
- c'est comme le pileup dans un même noyau
- donner ce qu'on n'a pas à quelqu'un qui n'en veut pas
- tout ce dont j'ai parlé, c'est pas dans mon laboratoire
- l'amour... c'est Antoine Lardeux
- comme je suis super sympa, je vous donne la réponse tout de suite
- j'ai pas encore eu trop le temps de me pencher sur la théorie, donc faut pas trop me poser de questions sur ce graph
- c'est un vrai casse-tête mais on aime ça
- Allow me to give the english version of what Marie said
- cette ampoule, bon là c'est une bougie
- c'est possible qu'on ne la découvre jamais, mais dans mon cas je me mets dans une situation un peu plus optimiste
- ISASUGRA c'est quand même pour les vieux, ça n'existe plus du tout
- désolé y'a beaucoup de texte mais je ne voulais pas mettre de Lagrangiens
- ca nous fait vraiment croire à ce qu'on raconte

Liste des participants

ALIO, Lion	CPPM	Marseille, France
ATOUI, Mariam	LPC	Aubière, France
BALLI, Fabrice	CEA/DSM/IRFU/SPP	Gif-sur-Yvette, France
BARRILLON, Pierre	LAL	Orsay, France
BAUTISTA, Juliana	APC	Paris, France
BERTELLA, Claudia Bertella	CPPM	Marseille, France
BLANCO, Miguel	LPNHE	Paris, France
BOER, Marie	CEA/DSM/IRFU/SPhN	Gif sur Yvette, France
CAPELA, Fabio	Service de Physique Theorique ULB	Bruxelles, Belgique
CHABERT, Eric	IPHC/UDS	Strasbourg, France
CHAPON, Émilien	CEA/DSM/IRFU/SPP	Gif-sur-Yvette, France
COMINI, Pauline	CEA/DSM/IRFU/SPP	Gif-sur-Yvette, France
COSSIN, Léa	LPNHE	Paris, France
COSSIN, isabelle	LPNHE	Paris, France
COURTOY, Aurore	IFPA, AGO dpt. Université de Liège (ULg)	Liège, Belgique
	INFN-Laboratori Nazionali di Frascati	Frascati, Italie
COUSIN, Loic	IPHC	Strasbourg, France
COUTURIER, Camille	LPNHE	Paris, France
DALCHENKO, Mykhailo	LLR	Palaiseau, France
DELERUE, Nicolas	LAL	Orsay, France
DEMILLY, Aurélien	LPNHE	Paris, France
DERUE, Frédéric	LPNHE	Paris, France
DHEN, Mikaël	ULB	Bruxelles, Belgique
DUBREUIL, Emmanuelle	LPC	Aubière, France
DUMAS, Alexis	LPC	Aubière, France
EL-HAGE, Patrick	LPNHE	Paris, France
FERCHICHI, Chiraz	CEA/DSM/IRFU	Gif-sur-Yvette, France
FLORENT, Alice	LLR	Palaiseau, France
GARRIGOUX, Tania	LPNHE	Paris, France
GASSER, Estelle	IPHC	Strasbourg, France
GAY, Arnaud	IIHE	Bruxelles, Belgique
GIGANTI, Claudio	LPNHE	Paris, France
GOETZMANN, Christophe	IPHC	Strasbourg, France
HADDAD, Yacine	LLR	Palaiseau, France
KEOSHKERIAN, Houry	LAPP	Annecy-Le-Vieux, France
LARDEUX, Antoine	SUBATECH	Nantes, France
LEFEBVRE, Guillaume	LPNHE	Paris, France
LI, Dikai	LPNHE	Paris, France
LORENZO MARTINEZ, Narei	LAL	Orsay, France

MAISONOBE, Romain	Institut Laue-Langevin	Grenoble, France
MARTRAIRE, Diane	IPNO	Orsay, France
MARTI JIMÉNEZ-ARGÜELLO, Alejandro	IPNO	Orsay, France
MAURER, Julien	CPPM	Marseille, France
MERIC, Nicolas	LPTHE/LPNHE	Paris, France
MORAND, Jules	LPNHE	Paris, France
NARANJO FONG, Ivo Nicolas	LLR	Palaiseau, France
OCHANDO, Christophe	LLR	Palaiseau, France
PROTOPAPADAKI, Eftychia Sofia	CEA/DSM/IRFU/SPP	Gif-sur-Yvette, France
QUILAIN, Benjamin	LLR	Palaiseau, France
RANGEL, Camila	LPNHE	Paris, France
ROCCI, Pier-Francesco	LPNHE	Paris, France
ROUSSEAU, Romain	CENBG	Gradignan, France
SALEM, Youbba Ould	IPHC	Strasbourg, France
SCARNA, Tiziana	ULB	Bruxelles, Belgique
SENGELE, Loïc	IPHC	Strasbourg, France
SERRE, Thomas	CPPM	Marseille, France
TIOUCHICHINE, Elodie	CPPM	Marseille, France
TRAORE, Issiaka	IPHC	Strasbourg, France
UGHETTO, Michaël	L2C et CPPM	Marseille, France
VALERY, Loïc	LPC	Aubière, France
VILLA, Francesca	LPSC	Grenoble, France
VIVIER, Matthieu	CEA/DSM/IRFU/SPP	Gif-sur-Yvette, France

Table des matières

I Instrumentation	9
Cousin Loïc : <i>Trajectométrie dans le cadre du projet européen AIDA</i>	11
1 Introduction	11
2 Tests en faisceau :	12
3 Simulation :	12
4 Alignement :	13
5 Vertexing :	13
6 Conclusion :	14
Estelle Gasser : <i>Etude des effets de matrice sur l'auto-absorption γ : applications aux mesures environnementales</i>	15
1 Introduction	15
2 Les facteurs de corrections	15
3 Résultats	16
Christophe Goetzmann : <i>L'alignement du trajectographe du détecteur CMS</i>	19
1 Le trajectographe de CMS	19
2 L'alignement du trajectographe basé sur les traces	20
3 Validation de l'alignement avec des électrons	21
Yacine Haddad : <i>A Highly Granular Hadronic Calorimeter for the ILC</i>	23
1 Introduction	23
2 Setup and test-beam	23
3 Performance studies using muons	23
4 Conclusion	25
Protopapadaki Eftychia Sofia : <i>ATLAS detector B-Sensor study</i>	27
1 Introduction	27
2 Sensor stability	27
3 Study of Barrel sensors with $\sigma_B > 1$ Gauss	28
4 Magnetic field map and shutdown impact	28
5 Conclusions	29
Youbba Ould Salem : <i>Etude de la faisabilité d'un dosimètre RPL pour neutrons</i>	31
1 Introduction	31
2 Description du RPL	31
3 Etudes expérimentales	31
4 Résultats et discussion	33
5 Conclusion	33
Thomas Serre : <i>Measurement of electron identification performance in the ATLAS detector</i>	35
1 Introduction	35
2 The ATLAS Detector	35
3 Electron reconstruction	35
4 Electron identification	36
5 Electron identification efficiency	36
6 Results of the efficiency measurements	37
7 Role in the Higgs discovery	37

TRAORE Issiaka : <i>Etalonnage des détecteurs solides de traces nucléaires type PN3 avec des neutrons thermiques</i>	39
1 Introduction	39
2 Matériels et méthodes	39
3 Résultat	40
II Modèle Standard	43
Lion Alio : <i>Search for the Higgs boson in the $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ decay channel with the ATLAS detector</i>	45
1 Standard Model and Higgs boson	45
2 Higgs decay channel	45
3 Event selection and analysis	46
4 About b -tagging algorithm	47
5 Outlook : future analysis for Higgs decay to $b\bar{b}$	47
Fabrice Balli : <i>Mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique avec l'expérience ATLAS</i>	49
1 Introduction	49
2 La Physique du top au LHC	49
3 Méthode de mesure	50
4 Résultats	51
5 Vers une méthode tridimensionnelle	51
Claudia Bertella : <i>Measurement of $t\bar{t}$ production cross section in the all-hadronic channel in 4.7 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS detector</i>	53
1 Introduction	53
2 ATLAS experiment	53
3 Top quark physics	53
4 Analysis method	53
5 Kinematical Likelihood Fitter	54
6 Background modeling	54
7 $t\bar{t}$ cross section extraction	54
8 Outlook : b -jet Trigger	55
9 Conclusion	55
Émilien Chapon : <i>Search for the Higgs boson decaying to W boson pair with the D0 experiment at the Tevatron</i>	57
1 Introduction	57
2 Analysis techniques	58
3 Results	58
Mykhailo Dalchenko : <i>Electron momentum, scale and resolution in CMS</i>	61
1 Introduction	61
2 Electron reconstruction in the CMS experiment	61
3 Momentum scale and resolution with $Z \rightarrow e^+e^-$ data	63
4 Results	64
Aurélien Demilly : <i>Physique du quark top au LHC avec le détecteur ATLAS et mesure de sa masse</i>	65
1 Introduction	65
2 Méthode des éléments de matrice	65
3 Études de stabilité	66
4 Conclusion	68
Keoshkerian Houry : <i>Measurement of the Z Boson Transverse Momentum and of the ϕ_η^* Spectrum in the Muon Decay Channel with the ATLAS experiment</i>	69
1 Introduction	69
2 The p_T^Z and ϕ_η^* observables	70
3 Event selection	70
4 Results and background contributions	70

5	Differential cross section as a function of ϕ_η^* and p_T^Z	71
6	Conclusion	72

Romain Maisonobe : *Testing the Standard Model at low-energy in neutron β -decay with the spectrometer aSPECT* **73**

1	Introduction	73
2	Measurement of the coefficient a	73
3	The spectrometer aSPECT	74
4	Measurements	75
5	Conclusion and outlook	76

Nicolas Meric : *Distribution tails and extreme events in particle physics* **77**

1	Introduction	77
2	The ATLAS LAr calorimeter	77
3	Noise rejection	78
4	Conclusion	80

Guillaume Lefebvre : *Étude de la résolution en énergie des électrons et des photons au détecteur ATLAS* **81**

1	Introduction	81
2	Résolution en énergie	81
3	Impact de la haute tension	83
4	Conclusion	84

Narei Lorenzo Martinez : *Etalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et mesure de la masse du Higgs* **85**

1	Introduction	85
2	Performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	85
3	La mesure de la masse	88
4	Conclusion	89

Ivo Nicolas Naranjo Fong : *τ lepton reconstruction and $H \rightarrow \tau\tau$ analysis with the CMS detector at the LHC* **91**

1	Introduction	91
2	τ lepton reconstruction in CMS	91
3	AntiElectron MVA development	92
4	$H \rightarrow \tau\tau$ analysis	93
5	Conclusion	94

Camila Rangel Smith : *Study of radiative Z decays and the search for the Higgs boson in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $Z\gamma$ decay channel* **95**

1	Introduction	95
2	Photon calibration using Z radiative decays	95
3	Signal modeling for $H \rightarrow \gamma\gamma$	96
4	$H \rightarrow Z\gamma$ search	97
5	Conclusions	98

Elodie Tiouchichine : *Search for the standard model Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ with the ATLAS experiment and performance of the liquid argon calorimeter* **99**

1	Introduction	99
2	Data quality - Liquid Argon Calorimeter (LAr)	99
3	Performance - Reconstruction of electrons in ATLAS	100
4	Physics analysis - $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	101
5	Conclusion	102

III QCD et ions lourds **103**

Aurore Courtoy : *L'interaction forte en quelques mots.* **105**

1	Introduction	105
2	Structure des hadrons	105
3	Plasma quark-gluon	106

4	Structure nucléaire	106
5	Conclusions	106
Mariam Atoui : <i>Spectroscopy of charmed D meson and form factor of $B \rightarrow D^* \ell \nu$ in LQCD</i>		107
1	Spectroscopy	107
2	Lattice QCD (LQCD)	107
3	Charmed meson masses in LQCD	108
4	Hadronic matrix elements in LQCD	109
Marie Boër : <i>La diffusion Compton profondément virtuelle à COMPASS</i>		111
1	Motivations	111
2	Situation expérimentale	113
3	Résultats d'analyse	114
Alice Florent : <i>Electroweak bosons in heavy-ion collisions with the CMS detector at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV</i>		115
1	Introduction	115
2	Muon reconstruction	115
3	The $W \rightarrow \mu\nu$ analysis	115
4	Conclusion	117
Antoine Lardeux : <i>J/ψ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV in the ALICE experiment</i>		119
1	Charmonia status in heavy-ion collisions	119
2	ALICE apparatus and data sample	119
3	Signal extraction and inclusive J/ ψ R_{AA} results	120
4	Conclusion	121
Alejandro Marti : <i>Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS) at JLab</i>		123
1	Introduction	123
2	Accessing GPDs	123
3	Conclusions	125
Loïc Sengele : <i>Experimental Research of the Tetrahedral Symmetry in Nuclear Physics : Lifetime Measurements in ^{156}Gd by Gamma Ray Induced Doppler broadening, with the Instrument GAMS6 @ ILL.</i>		127
1	Theoretical Predictions	127
2	Experimental Review	128
3	Data Analysis	128
4	Talking about Interpretation	129
5	Outlooks : New experiments and experimental evidence	130
IV Astroparticules		131
Matthieu Vivier : <i>Petite introduction à la session astroparticules</i>		133
1	Le contexte de la physique des astroparticules	133
2	Les rayons cosmiques d'ultra hautes énergies	133
3	L'astronomie gamma des hautes (> 100 MeV) et très hautes énergies (> 100 GeV)	134
4	L'astronomie neutrino	135
Miguel Blanco : <i>Using the magnetic distortion of horizontal showers of cosmic rays in Pierre Auger Observatory</i>		137
1	Introduction	137
2	Extensive Air Showers	137
3	Pierre Auger Observatory	137
4	Results	138
5	Conclusions	139

Camille Couturier : <i>Tests d'invariance de Lorentz avec les données de sursauts gamma observés par Fermi</i>	141
1 Contexte physique	141
2 Analyse avec maximum de vraisemblance	142
3 Autres analyses	143
4 Conclusions	144
Alexis Dumas : <i>Recherche indirecte de matière noire avec ANTARES en direction des galaxies naines</i>	145
1 Répartition de la matière noire dans les galaxies naines	146
2 Facteur de physiques des particules	147
Tania Garrigoux : <i>Étude des émissions diffuses avec l'expérience H.E.S.S.</i>	149
1 Introduction	149
2 Préambule	149
3 Étude des émissions diffuses	150
4 Résultats et discussion	151
5 Conclusions et perspectives	152
Diane Martraire : <i>Sensibilité de LHAASO aux gammas de haute énergie</i>	153
1 Introduction	153
2 Le projet LHAASO	153
3 Simulations et résultats	154
4 Évaluation de la sensibilité de KM2A	155
5 Conclusion	156
Romain Rousseau : <i>Recherche de nébuleuses de pulsar à l'aide du Large Area Telescope à bord de Fermi</i>	157
1 Introduction	157
2 L'instrument et le traitement des données	157
3 Recherche de nébuleuses individuelles	158
4 Recherche à plus grande échelle	159
V Neutrinos	161
Claudio Giganti : <i>The neutrinos</i>	163
1 Introduction	163
2 Neutrino oscillations	163
3 Measurement of the last mixing angle : θ_{13}	164
4 Future prospects in neutrino physics	165
Mikaël Dhen : <i>Muon conversion to electron in nuclei in Type-I seesaw models</i>	167
1 Introduction	167
2 Type-I seesaw model Lagrangian in mass eigenstate basis	167
3 μ to e conversion rates	168
4 Phenomenology	168
5 Conclusion	169
Benjamin Quilain : <i>Apparition de ν_e dans T2K et dispositif d'étude du bruit de fond π^0</i>	171
1 Introduction	171
2 L'expérience T2K	171
3 Réduction des erreurs du bruit de fond π^0 : le générateur de cone	173
4 Apparition de ν_e	174
VI Cosmologie	175
Francesca Villa : <i>Introduction au contexte cosmologique</i>	177
1 La théorie du "Big Bang"	177
2 Le Modèle de Concordance	178
3 Les questions ouvertes	178

4	La cosmologie aux JJC	179
Fabio Capela : <i>New constraints on primordial black holes as dark matter candidates</i>		181
1	Introduction	181
2	Existing Constraints	181
3	Star Formation	181
4	Direct Capture	183
5	Conclusions	184
Patrick El-Hage : <i>Photometry in the SNLS (Supernova Legacy Survey)</i>		187
1	Supernova Cosmology	187
2	Supernova Survey	188
3	PSF Photometry	188
4	Conclusion	190
Pier-Francesco Rocci : <i>The DICE Experiment : The SkyDICE System</i>		191
1	Introduction	191
2	Type Ia Supernovae and Cosmology	191
3	Systematic uncertainties and Calibration	192
4	SkyMapper and the Southern Sky Survey	192
5	Photometric Calibration with SkyDICE	192
6	First Data and Results	193
7	Conclusions	194
VII Au delà du Modèle Standard		195
Arnaud Gay : <i>Introduction à la physique au-delà du Modèle Standard</i>		197
1	Les insuffisances du Modèle Standard	197
2	Les principales théories au-delà du Modèle Standard	198
3	Introduction à la session	200
Emmanuelle Dubreuil : <i>Recherche de quarks top de même signe auprès du détecteur ATLAS</i>		201
1	Introduction	201
2	Contexte expérimental	201
3	Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$	202
4	Recherche de processus avec une paire de top de même signe	203
5	Conclusion	204
Julien Maurer : <i>Search for SUSY with same-sign dilepton pairs, jets and MET at ATLAS experiment</i>		205
1	Motivations	205
2	Analysis overview	206
3	Results	208
4	Conclusion	208
Tiziana Scarnà : <i>Photon and Gluon Lines as Dark Matter Signature</i>		209
1	Introduction	209
2	The Model	209
3	Indirect Detection	210
4	Direct Detection and Colliders	210
5	Summary and Outlook	211
Michaël Ughetto : <i>Computing Supersymmetric spectra & B-tagging in 2012 with ATLAS</i>		213
1	Predicting SUSY	213
2	B-Tagging with ATLAS	214

Loïc Valéry : Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals contenant plusieurs quarks top		217
1	Contexte théorique	217
2	Phénoménologie du sgluon au LHC	218
3	Recherche du sgluon dans les états finals multitops au LHC	218
4	Conclusion	220

Première partie

Instrumentation

session dirigée par Nicolas Delerue

Trajectométrie dans le cadre du projet européen AIDA

Cousin Loïc

*Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC),
Université de Strasbourg, CNRS/IN2P3, Strasbourg, France*



Résumé

Les futurs projets de détecteurs de particules se basant sur des collisions e^+e^- (ILC [1], SuperB) requièrent une résolution spatiale des premières couches de détection très élevée. Avec une résolution de l'ordre de $3 \mu\text{m}$, les capteurs à pixels CMOS développés dans le groupe PICSEL de l'IPHC atteignent une telle précision.

Afin de développer les futurs détecteurs de vertex, un projet de télescope en faisceau nommé AID Box est à l'étude. Il s'agit d'un télescope de grande surface et de haute précision couplé à un secteur de détecteur de vertex. Ce secteur sera constitué d'échelles simples ou doubles faces de capteurs CMOS. L'étude des caractéristiques de ce secteur de détecteur de vertex constitue le cœur du présent travail.

Les échelles doubles faces PLUME sont un prototype des échelles doubles faces requises pour la AID Box. La première partie de ce travail a consisté à en tester les performances.

Par la suite une simulation élaborée à partir de la bibliothèque GEANT4, couplée à un programme de pixelisation des dépôts de charge a permis une reconstitution des données prises en faisceau test. Une extension du programme de trajectométrie fut réalisée afin de pouvoir étudier l'alignement et la détection de vertex à partir de la simulation. L'étude de l'alignement et du vertexing constituera l'essentiel de ce travail.

1 Introduction

Les détecteurs de vertex constituent les premiers maillons des détecteurs de particules sur collisionneurs. Ils sont chargés de reconstruire les vertex primaires, lieux des collisions entre les particules des faisceaux, et les vertex secondaires, où se désintègrent les particules instables. Le détecteur de vertex est aussi chargé de reconstruire les traces des particules le traversant afin d'estimer leurs impulsions. Il constitue aussi le seul dispositif de trajectométrie pour les particules de faibles impulsions transverses.

Le groupe PICSEL de l'IPHC travaille à la réalisation de capteurs pixelisés basés sur la technologie CMOS [3]. Des capteurs visant à atteindre les performances basées sur les prérequis pour les futurs détecteurs de vertex y sont développés.

Une localisation des vertex avec une précision de l'ordre de quelques microns est requise. Pour cela il faut

connaître très précisément la position de chaque élément sensible avec une précision meilleure que la résolution spatiale de cet élément. Cette étape dite d'alignement est effectuée à partir des données enregistrées par le détecteur grâce à l'utilisation d'algorithmes extrêmement sophistiqués. Il s'agit d'un élément crucial dans la validation de ce type de détecteur. Cette étape d'alignement n'a jamais été entreprise avec des capteurs présentant une résolution spatiale inférieure à $5 \mu\text{m}$ comme ceux développés dans le groupe PICSEL.

Le présent travail se déroule dans le cadre du projet européen AIDA (Advanced european Infrastructure for Detectors at Accelerators) [2]. AIDA soutient la réalisation des infrastructures nécessaires aux développements des détecteurs de particules de demain. Parmi ces infrastructures se trouve le télescope en faisceau nommé AID (Alignment Investigation Device) box. Il s'agit d'un télescope en faisceau de grande surface et de haute précision couplé à un secteur de détecteur de vertex. Ce secteur sera constitué de simples ou de doubles échelles de capteurs CMOS. L'étude des caractéristiques de ce secteur de détecteur de vertex constituera le cœur de cette étude.

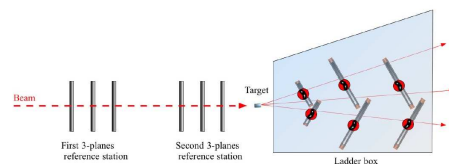


FIGURE 1: AID box

Les doubles échelles PLUME (Pixel Ladders with Ultra-low Material Embedding) équipées de capteurs MIMOSA 26 développés dans le groupe PICSEL sont un prototype des échelles doubles faces qui seront utilisées pour le secteur de détecteur de vertex de la boîte AID. Aussi, l'étude a débutée par les tests en faisceau des ces échelles, au CERN. Une analyse des données a ensuite été réalisée.

Une simulation GEANT4 des capteurs CMOS seuls ou montés sur des échelles simples ou doubles faces a été entreprise. Par la suite, la mise en place d'un digitiseur permettant de simuler l'électronique du capteur, pour donner une sortie digitale (0 ou 1) à chaque pixel, fut réalisée. Une revue des différents algorithmes d'alignements et de vertexing existants a ensuite été faite. Une mise à jour de code de tracking existant a ainsi vu le jour, et une partie vertexing a pris naissance.

2 Tests en faisceau :



FIGURE 2: Échelle double face PLUME

Le test en faisceau d'une double échelle PLUME [4] s'est déroulé entre le 30 octobre et le 06 novembre 2011 au sein du SPS localisé au CERN. Un faisceau de π^- à 120 GeV a été utilisé. PLUME consiste en une double échelle comportant 12 capteurs, 6 par face. Ces capteurs CMOS (de type MIMOSA26) délivrent un signal digitisé selon un certain seuil multiple de la largeur de la distribution du bruit, notée σ dans la suite. Si la charge collectée est supérieure au seuil, la sortie du capteur renverra 1, 0 sinon. Pour chaque capteur de chaque échelle, la variation des paramètres d'efficacité, de résolution spatiale de l'impact, de multiplicité des clusters reconstruits ainsi que le taux de bruit, ont été analysés en fonction des seuils réglés sur le capteur (4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 σ). Ci-dessous sont présentés les résultats de l'efficacité en fonction du seuil en mV obtenus pour les différents capteurs de l'une des faces de l'échelle.

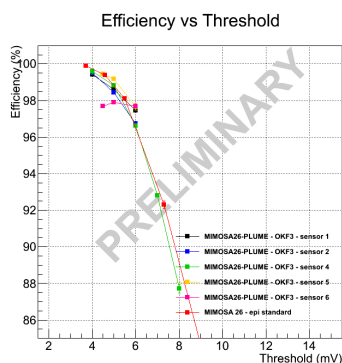


FIGURE 3: Efficacité en fonction du seuil en mV

Lors de ce test, l'homogénéité des paramètres analysés fut démontrée. En effet, chaque capteur réagit de façon identique sur l'ensemble de l'échelle. De plus l'apport de la technologie double face a bien été confirmé. Le gain théorique $\frac{1}{\sqrt{2}}$ sur la résolution spatiale comparé à une échelle simple face a été validé par les résultats du test. De plus les échelles doubles faces ouvrent la possibilité à des nouvelles méthodes de *tracking* en utilisant les vecteurs reconstitués après le passage de la trace sur chaque face.

3 Simulation :

Une simulation de la boîte AID basée sur la bibliothèque GEANT4 [5] a été entreprise. Les capteurs

CMOS ont été modélisés. Puis des assemblages de ceux-ci ont été mis en place afin de créer des échelles simples et doubles faces. Un faisceau de pions d'énergie variable a ensuite été ajouté à la simulation. L'énergie a été fixée à 120 GeV afin de comparer les résultats de la simulation avec les données des tests en faisceaux eux-mêmes réalisés à 120 GeV. La repartition de la charge dans le capteur a ensuite été codée.

3.1 Répartition de la charge

Un algorithme de répartition de la charge déposée et un digitiseur ont été ajoutés au programme GEANT4. Cet algorithme prend en entrée les positions d'entrée et de sortie des particules traversant la couche épitaxiale du capteur CMOS ainsi que le dépôt d'énergie laissé par le passage de ces particules. Il calcule ensuite le nombre d'électrons $N = \frac{E_{\text{déposée}}}{E_{\text{ionisation}}}$ pour chaque trace. Le nombre d'électrons ainsi calculé est alors réparti linéairement selon le segment s'étendant du point d'entrée au point de sortie.

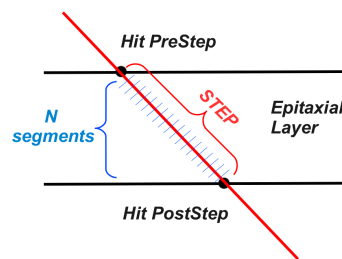


FIGURE 4: Transport des charges

Les probabilités pour que chaque électron soit capté par la diode d'un des 25 pixels les plus proches est ensuite calculée en ajustant un modèle avec les données des tests en faisceau. Le modèle collant le plus aux données est un modèle composé de la somme d'une distribution lorentzienne et d'une distribution gaussienne. Ce modèle est fonction de la distance électron-diode de collection des charges.

Deux cas sont à distinguer. La probabilité pour les quatre plus proches pixels voisins (première couronne) est différente de celle des 21 autres pixels (seconde couronne). La probabilité de capture de l'électron étant bien entendue plus forte pour les 4 pixels les plus proches.

Chaque électron est ainsi attribué à un des 25 pixels les plus proches. Une fois tout les électrons distribués, le nombre d'électrons dans chaque pixel est compté. Si ce nombre d'électrons est supérieur au seuil alors le pixel prend la valeur 1, le pixel est alors touché, sinon il prend la valeur 0 et le pixel n'est pas touché.

3.2 Calibration :

Une fois la répartition des charges ajoutée, le dépôt de charge à travers le capteur dans GEANT4 a été calibré avec les données des différents tests en faisceau.

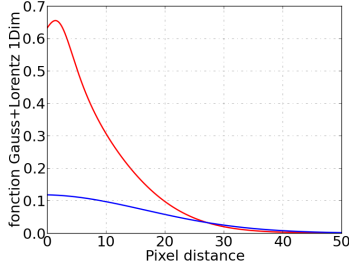


FIGURE 5: Distribution gauss+lorentz

D'après les analyses des différents tests en faisceau réalisés, le dépôt de charge estimé suit une distribution de Landau avec une valeur la plus probable (MPV) de l'ordre de $80 e^-/\mu m$. L'ajustement de la distribution d'énergie dans GEANT4 selon une distribution de Landau donnait une MPV à $61 e^-/\mu m$. Ce qui ne correspondait pas à la valeur attendue de $80 e^-/\mu m$. Étant donné la spécificité de nos capteurs et l'épaisseur très fine traversée (de l'ordre de $15 \mu m$), GEANT4 n'est naturellement pas adapté à gérer ce type de dépôt de charge.

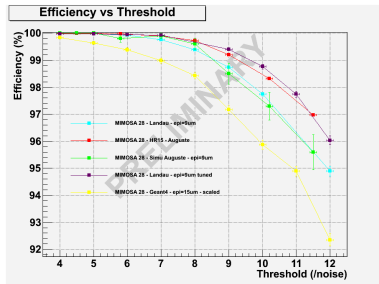


FIGURE 6: Efficacité en fonction du seuil

Le nombre d'électrons déposés dans la couche épitaxiale a donc été multiplié par un facteur $80/61$. Cependant les résultats obtenus sur l'efficacité des capteurs étaient trop éloignés des nombres attendus. Une nouvelle distribution pour le dépôt de charge basée sur une distribution de Landau avec une valeur la plus probable de $80 e^-/\mu m$ a donc été ajoutée au code.

La largeur de cette distribution a ensuite été ajustée afin de trouver la meilleure correspondance avec les données pour tout les paramètres étudiés. Au final, le meilleur compromis fut trouvé pour une couche épitaxiale effective de $9 \mu m$ et une déviation standard de 15 fois la longueur traversée. La figure ci-dessus représente l'efficacité en fonction du type de modèle étudié. Les données des tests en faisceaux sont représentées par la courbe rouge. Le modèle choisi est en violet et le modèle GEANT4 remanié est quant à lui représenté en jaune. Après ces modifications, la simulation des capteurs et des échelles fonctionne et correspond aux données des tests en faisceaux.

4 Alignement :

Les capteurs sont alignés individuellement. Un capteur est choisi comme référence puis les autres capteurs sont alignés par rapport à cette référence.

Une méthode d'alignement permettant l'alignement selon 6 degrés de liberté a été ajoutée au programme de reconstruction déjà présent. Elle se base sur une méthode de minimisation du χ^2

Dans le système de coordonnées du capteur (u,v,w) on a les relations suivantes :

Selon l'axe u :

$$\chi_u^2 = \left(\frac{u_{track} - u_{hit}}{\sigma_u} \right)^2$$

Selon l'axe v :

$$\chi_v^2 = \left(\frac{v_{track} - v_{hit}}{\sigma_v} \right)^2$$

Selon l'axe w :

$$\chi_w^2 = \left(\frac{w_{track} - w_{hit}}{\sigma_w} \right)^2$$

Avec σ_u , σ_v et σ_w les résolutions selon les axes u,v et w du capteur.

On a alors :

$$\chi^2 = \chi_u^2 + \chi_v^2 + \chi_w^2$$

Le χ^2 est alors minimisé à l'aide des méthodes de minimisation MINUIT de ROOT.

Ci-dessous la figure montre les résidus et les corrélations après alignement. Les résidus ont ainsi une largeur d'une dizaine de microns. Et les corrélations (effet de l'inclinaison des capteurs) entre variables sont nulles.

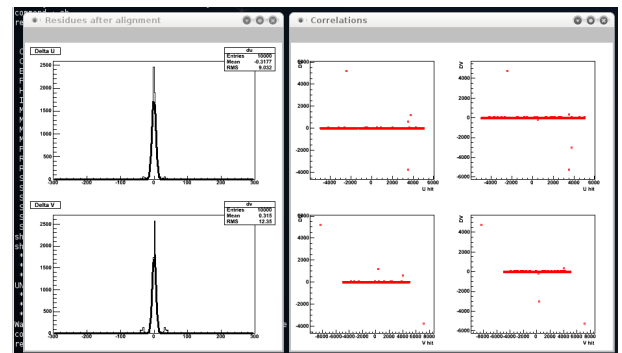


FIGURE 7: Résidus et corrélation après alignement

5 Vertexing :

Les traces sont interpolées à partir d'un vertex supposé, puis une fois les traces découvertes et ajustées,

les vertex sont ajustés. Une méthode basée sur la minimisation du χ^2 est utilisée.

Pour cela on utilise la relation donnant la distance minimale d'approche d'un point à une droite.

Soit d_i la distance minimale d'approche d'un point M à une trace Δ_i .

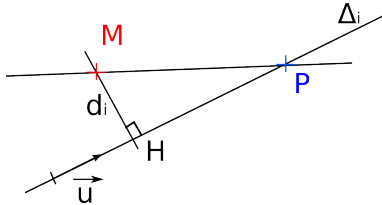


FIGURE 8: Distance minimale d'approche d'un point M à une droite Δ .

Pour n traces par événement le χ^2 est donné par la relation suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{d_i^2}{\sigma_i^2}$$

Avec d_i^2 donné par la relation suivante :

$$d_i^2 = (x_i - x_p)^2 + (y_i - y_p)^2 + (z_i - z_p)^2 + ((x_i - x_p)u_x + (y_i - y_p)u_y + (z_i - z_p)u_z)^2$$

Ci dessous sont présentés les résidus en X et Z par rapport à la position du vertex dans la simulation.

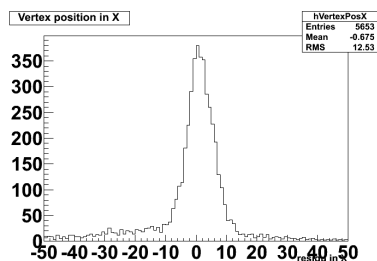


FIGURE 9: Résidu en X [μm], 2 traces par événement.

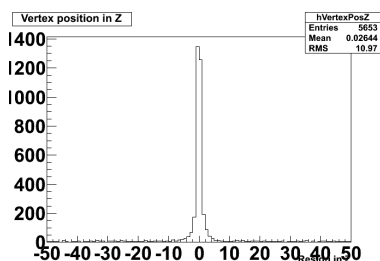


FIGURE 10: Résidu en Z [μm], 2 traces par événement.

Après minisation du χ^2 , les résidus en X et Y sont répartis selon une distribution d'une largeur d'environ 10 μm . Les résidus en Z sont quant à eux répartis selon une distribution très piquée d'une largeur d'environ 2 μm .

6 Conclusion :

L'ensemble des outils nécessaires à l'étude des échelles doubles faces versus les échelles simples faces sont à présent au point. L'alignement d'échelles doubles faces à l'aide de mini-vecteurs constitués des coups sur chaque face de l'échelle va être étudié. Des études de géométries vont par la suite être entreprises.

Références

- [1] International linear collider (ILC). <http://www.linearcollider.org/>
- [2] Advanced European Infrastructures for Detectors at Accelerators (AIDA). <http://aida.web.cern.ch/aida/index.html>
- [3] G. Voutsinas, S. Amar-Youcef, J. Baudot, G. Bertolone, A. Brogna, N. Chon-Sen, G. Claus, C. Colledani, A. Dorokhov, G. Doziere, W. Dulinski, Y. Degerli, R. De Masi, M. Deveaux, M. Gelin, M. Goffe, Ch. Hu-Guo, A. Himmi, K. Jaaskelainen, M. Koziel, F. Morel, C. Muntz, F. Orsini, C. Santos, C. Schrader, M. Specht, J. Stroth, I. Valin, F.M. Wagner, M. Winter, Studies for a 10 μs , thin, high resolution CMOS pixel sensor for future vertex detectors, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Volume 215, Issue 1, June 2011, Pages 48-50, ISSN 0920-5632.
- [4] A. Nomerotski, O. Bachynska, J. Baudot, N. Chon-Sen, G. Claus, R. De Masi, M. Deveaux, W. Dulinski, R. Gauld, M. Goffe, J. Goldstein, I.-M. Gregor, Ch. Hu-Guo, M. Imhoff, U. Koetz, W. Lau, C. Muntz, C. Santos, C. Schrader, M. Specht, J. Stroth, M. Winter, S. Yang, PLUME collaboration : Ultra-light ladders for linear collider vertex detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 650, Issue 1, 11 September 2011, Pages 208-212, ISSN 0168-9002.
- [5] S. Agostinelli et al., Geant4 - a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 506, Issue 3, 1 July 2003, Pages 250-303, ISSN 0168-9002.

Etude des effets de matrice sur l'auto-absorption γ : applications aux mesures environnementales

Estelle Gasser

Groupe RaMsEs, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC), Université de Strasbourg, CNRS/IN2P3, Strasbourg, France



Résumé

La spectrométrie gamma, méthode non destructive, permet de doser en une seule mesure l'ensemble des radionucléides émetteurs gamma dans un échantillon donné. En pratique, la calibration de la chaîne de mesure nécessite un standard le plus similaire possible à l'échantillon (géométrie, matrice...). Dans le processus d'analyse de la radioactivité par spectrométrie gamma, l'étalonnage en rendement de détection de la chaîne est une étape essentielle. L'auto-absorption d'un échantillon se manifeste par des pertes d'impulsions qui entraînent une sous ou sur-estimation de l'efficacité pour une énergie donnée inférieure à 100 keV. Le protocole expérimental de mesure du coefficient d'auto-absorption repose sur la technique de la transmission qui consiste à calculer le coefficient d'atténuation linéique d'un échantillon.

Pour cela, des détecteurs de Germanium Hyper Pur (GeHP) sont utilisés. Une nouvelle géométrie de conditionnement est introduite, appelée boîte de Pétri (FP80), l'objectif étant de diminuer les corrections pour les photons de basses énergies. L'application de la loi de Beer-Lambert nécessite l'utilisation d'un collimateur. Des simulations Monte-Carlo ont permis de le caractériser. Des tests d'inter-comparaison ont été effectués. Les résultats obtenus avec le nouveau dispositif expérimental ont été comparés à ceux fournis par l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN).

1 Introduction

Le groupe RAdioprotection et Mesures Environnementales (RAMSES) de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) s'attache à mesurer par spectrométrie γ , les activités d'un grand nombre de radionucléides émetteurs gamma dans l'environnement. La mesure de la radioactivité dans l'environnement (sol) est définie dans la norme ISO 18589-3 : 2007. La norme impose que la chaîne de mesure doit être composée d'un détecteur semi-conducteur (dans notre cas, des GeHP sont utilisés), relié à un système de refroidissement (azote liquide), d'un blindage en plomb, d'une électronique associée (amplificateur de signal, convertisseur analogique/numérique, etc), d'un analyseur d'amplitude multi-canal et enfin d'un ordinateur permettant le traitement des données. La chaîne de mesure doit être à la fois calibrée en

énergie (analyse qualitative) et en efficacité (analyse quantitative) grâce à des sources dont les émissions de rayonnement gamma sont bien connues.

L'activité (Bq/kg) d'un échantillon est donnée par la formule suivante [1] :

$$A = \frac{n_{N,E}/t_g}{P_E \cdot \epsilon_E \cdot m \cdot f_E} \quad (1)$$

Avec $n_{N,E}$: le nombre de coups dans l'aire nette du pic à une énergie E

t_g : temps de comptage exprimé en seconde

P_E : probabilité d'émission d'un rayonnement γ d'énergie par désintégration

m : masse de l'échantillon en kg

ϵ_E : efficacité du détecteur pour une énergie donnée

f_E : facteurs de corrections

2 Les facteurs de corrections

L'efficacité est influencée par deux phénomènes : le pic-somme et l'auto-absorption.

2.1 Le pic-somme

Le détecteur ne pouvant séparer deux gammas émis en cascade dans un laps de temps très court (de l'ordre de la ps), les signaux s'empilent et des pics virtuels apparaissent d'où une perte d'impulsions. Il est donc nécessaire de les corriger en utilisant un logiciel appelé GESPECOR (GERmanium SPeetra CORrection) [2]. C'est un code basé sur la méthode Monte-Carlo et développé spécialement pour résoudre les problèmes de calibration en efficacité pour les détecteurs de germanium. Il permet de calculer les coefficients de correction liés aux pics-sommes.

2.2 L'auto-absorption

L'effet d'auto-absorption crée une sous ou sur estimation de l'impulsion. En effet, le parcours des photons dépend à la fois de leur énergie mais aussi de la densité du milieu traversé et de la composition de l'échantillon (Z_{eff}). Donc il est important de corriger l'efficacité de détection. Le facteur de correction lié à l'auto-absorption correspond au rapport du facteur d'auto-absorption de l'étalon sur celui de l'échantillon qui est donné par la formule 2 :

$$C_{auto} = \frac{\mu_{éta} (1 - e^{-\mu_{éch}h})}{\mu_{éch} (1 - e^{-\mu_{éta}h})} \quad (2)$$

La hauteur h du conteneur est prise en compte.

Un étalon de densité proche de celle de l'eau, est conditionné dans un flacon. Cet étalon homogène est en résine contenant différents radionucléides tel que ^{241}Am , ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{139}Ce , ^{51}Cr , ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{88}Y .

Les échantillons utilisés ont des densités supérieures ou inférieures à celle de l'eau et sont de géométrie identique à l'étalon.

Le facteur de correction de l'auto-absorption tient compte des coefficients d'atténuation linéique de l'échantillon et de l'étalon. Pour pouvoir les déterminer nous appliquons la méthode de transmission.

2.3 Technique de transmission

La méthode de transmission est utilisée pour calculer le coefficient d'atténuation linéique.

$$\mu_{éch}(E) = \mu_{air}(E) + \frac{1}{x} \ln \left(\frac{N_{air}(E)}{N_{éch}(E)} \right) \quad (3)$$

Le dispositif expérimental qui permet d'effectuer les corrections est constitué d'un détecteur GeHP, d'un collimateur et d'un conteneur. Les géométries de conditionnement qui sont actuellement utilisées sont SG50 (pour Spectrométrie Gamma 50 cm³) et SG500. Une nouvelle géométrie est introduite : la boîte de Pétri (FP80). Ce nouveau conteneur ayant une hauteur plus

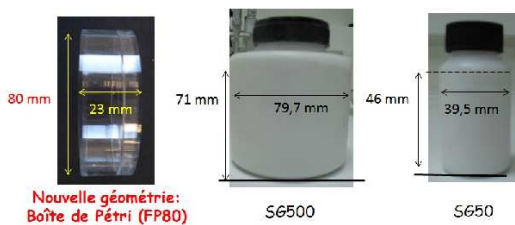


FIGURE 1: Les différents conteneurs utilisés

petite par rapport aux deux autres, permet de limiter les corrections pour les photons de basses énergies, il est donc plus efficace.

3 Résultats

Une comparaison entre l'efficacité expérimentale corrigée des pics-sommes par GESPECOR et l'efficacité simulée a été nécessaire afin de valider la simulation obtenue par le code Monte Carlo N-Particles eXtended (MCNPX). Ce software, développé par Los Alamos, utilise la méthode de Monte-Carlo pour simuler le transport de particules et les interactions avec la matière [3].

Pour réaliser l'expérience, une source étalon a été utilisée, contenant plusieurs radionucléides émetteurs tels

que ^{241}Am , ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{139}Ce , ^{51}Cr , ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{88}Y . Sa densité est proche de celle de l'eau conditionnée dans SG500. Pour réaliser la simulation, la matrice utilisée est une matrice eau conditionnée dans SG500 à l'intérieur de laquelle les différents radioéléments présents dans l'étalon ont été simulés. La figure 2 montre que la simulation reproduit bien l'expérience corrigée des pics-sommes. Ce constat a permis de valider la simulation MCNPX pour SG500. Ainsi, elle pourra donc être utilisée pour la nouvelle géométrie (FP80).

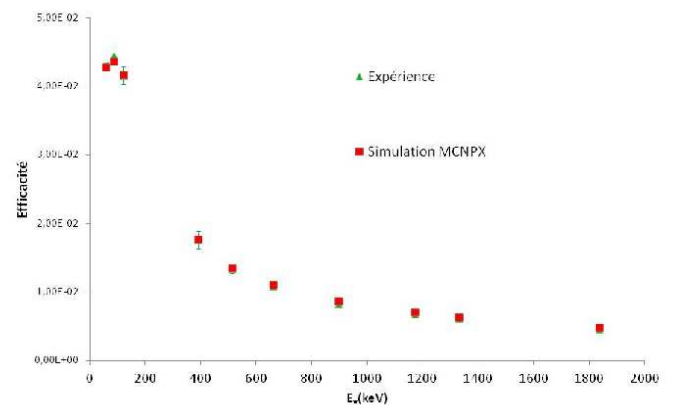


FIGURE 2: Efficacités simulée et expérimentale pour la géométrie SG500

3.1 Optimisation du dispositif expérimental

Une optimisation du dispositif expérimental a été nécessaire. En effet, pour appliquer la loi de Beer-Lambert qui tient compte du coefficient d'atténuation linéique et qui permet d'obtenir un faisceau quasi-parallèle, l'utilisation d'un collimateur en plomb a été nécessaire.

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (4)$$

Avec N_0 : le flux de photons incidents

x : l'épaisseur du conteneur

N : le flux de photons sortant détecté par le GeHP

μ : le coefficient d'atténuation linéique

L'optimisation du collimateur a été obtenue à l'aide du logiciel MCNPX. Cela a permis de déterminer les bonnes dimensions du collimateur : longueur, diamètre de son trou sachant qu'il est également important de limiter le temps de comptage car l'utilisation d'un collimateur entraîne une diminution de l'angle solide.

Pour toutes les simulations, une source de ^{133}Ba a été simulée avec un temps de comptage de 2000 secondes. La géométrie utilisée est une boîte de Pétri remplie d'eau, collée au collimateur. Notre intérêt s'est porté principalement sur les faibles énergies des photons (en-

dessous de 100 keV) car c'est pour ces énergies que la correction de l'efficacité est la plus importante.

Effet de l'épaisseur du collimateur

Pour définir l'épaisseur idéale, initialement, la source radioactive est placée à 9,5 cm de la fenêtre de carbone du détecteur et le diamètre du collimateur est de 0,5 cm. Pour plusieurs épaisseurs du collimateur, la figure

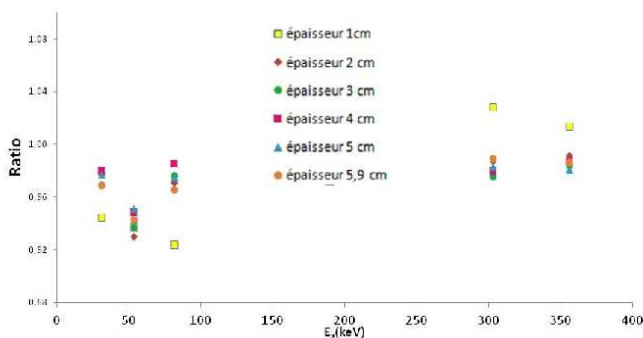


FIGURE 3: Effet de l'épaisseur du collimateur en plomb simulé à l'aide du code MCNPX

3 montre le ratio du coefficient d'atténuation linéique simulé par rapport à celui théorique de l'eau (obtenu par le logiciel XMuDat [4]) en fonction des énergies des photons. C'est pour les épaisseurs supérieures ou égale à 4 cm que le ratio est bon.

Effet du diamètre du trou du collimateur

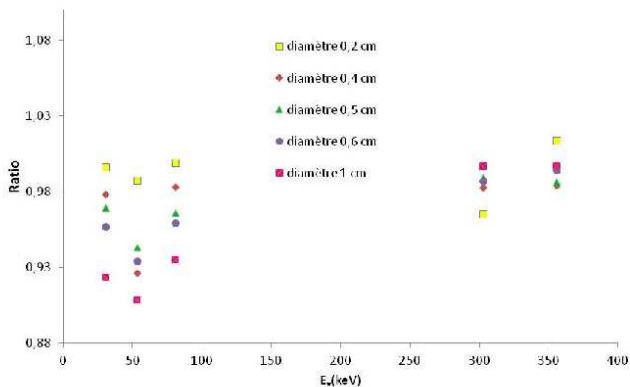


FIGURE 4: Effet du diamètre du collimateur en plomb simulé à l'aide du code MCNPX

Pour définir le diamètre idéal du collimateur, l'épaisseur est fixé à 5,9 cm (identique à celui utilisé pour l'expérience). Dans cette configuration, la figure indique que plus le diamètre est petit plus le ratio est intéressant mais cela au détriment du temps de comptage. Inversement, plus le diamètre est grand, plus il est nécessaire d'apporter une correction au ratio. Un diamètre compris entre 0,4 – 0,5 cm est un bon compromis.

Effet de la distance source-détecteur

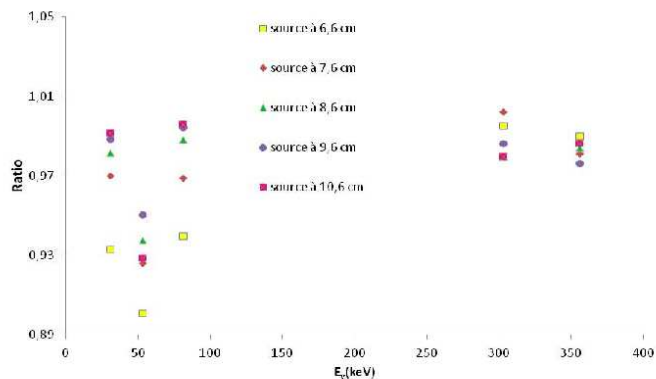


FIGURE 5: Effet de la distance source-détecteur simulé à l'aide du code MCNPX

Pour définir la distance idéale entre le détecteur et la source, un collimateur d'épaisseur de 4 cm et d'un diamètre de trou de 0,4 cm a été simulé. Les distances entre la fenêtre d'entrée du détecteur et la source ont été choisies en tenant compte des épaisseurs du collimateur (4 cm) et de la boîte de Pétri (2,3 cm).

La figure 5 indique que plus la distance entre la source de ^{133}Ba et la fenêtre de carbone est grande, plus le ratio est proche de 1. Un ratio proche de 1, indique que le faisceau est parallèle ou quasi-parallèle mais avec comme inconvénient un temps de comptage important.

3.2 Comparaison du facteur de correction de l'auto-absorption pour deux géométries SG500 et FP80

Il est important de vérifier si les géométries ont une influence sur le facteur de correction de l'auto-absorption (C_{auto}), donc une comparaison entre deux géométries s'impose (figure 6). Le dispositif expérimental utilisé pour faire cette comparaison comprend : un détecteur GeHP, un collimateur en plomb d'une épaisseur de 5,9 cm et d'un diamètre 0,5 cm et l'échantillon (matrice solide ayant une densité de 1,1). Initialement, l'échantillon conditionné dans la géométrie FP80 a permis de calculer le coefficient d'atténuation linéique (méthode de transmission) et ceci pour différentes énergies de photons. Le C_{auto} a été déterminé pour cette

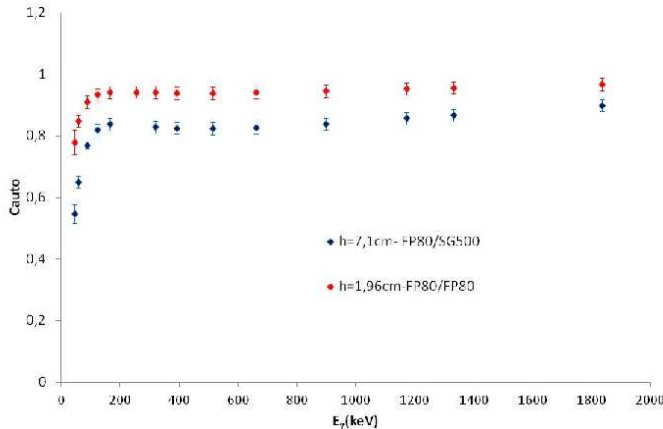


FIGURE 6: Graphique représentant le Cauto pour deux géométries utilisées : FP80 et SG500

TABLE 1: Validation du Cauto : test 1 d'inter-comparaison : densité 1,61 conditionnée sous FP80. Les valeurs indiquées correspondent aux activités (Bq.kg^{-1}). E et e : écarts normalisé et relatif

	IRSN	RAMSES	e(%)	E	Bilan
^{241}Am	524 ± 50	524 ± 50	2,50	0,21	S
^{57}Co	379 ± 32	379 ± 32	4,90	0,38	S
^{134}Cs	301 ± 20	384 ± 24	10,70	1	S
^{137}Cs	226 ± 20	226 ± 20	10,00	0,96	S
^{60}Co	370 ± 28	416 ± 26	15,80	1,43	NS

TABLE 2: Validation du Cauto : test 2 d'inter-comparaison : densité 1,01 conditionnée sous FP80. Les valeurs indiquées correspondent aux activités (Bq.kg^{-1}). E et e : écarts normalisé et relatif

	IRSN	RAMSES	e	E	Bilan
^{235}U	63 ± 6	63 ± 10	0,10	0,01	S
^{238}U	1229 ± 44	1334 ± 146	8,50	0,69	S
^{232}Th	94 ± 14	97 ± 10	3,20	0,17	S
^{226}Rn	1600 ± 120	1539 ± 174	3,80	0,29	S
^{210}Pb	1455 ± 98	1657 ± 247	13,90	0,76	S

	Test e	Test E
Satisfaisant (S)	$e \leq 15\%$	$E \leq 1$
Discutable (D)	$15\% \leq e \leq 20\%$	$1 < E \leq 1,3$
Non Satisfaisant (NS)	$e \geq 20\%$	$E > 1,3$

géométrie puis pour le conteneur SG500. Le Cauto pour ces deux géométries devrait être identique mais d'après la figure, il s'avère qu'ils sont différents surtout dans les basses énergies. La raison de ces disparités peut s'expliquer par un tassement différent de la matière entre ces deux géométries entraînant une variation de la densité apparente.

En conclusion, il est préférable d'obtenir le coefficient d'atténuation linéique et le Cauto avec la même géométrie. Des tests d'inter-comparaison (tables et) pour des échantillons solides de densité 1,61 et 1,01 fournis par l'IRSN [5] [6] ont permis de valider le Cauto avec la nouvelle géométrie. En effet, on constate que pour de faibles énergies gamma, l'activité trouvée est concluante avec celle donnée par l'institut. Par contre, concernant le ^{60}Co , l'activité recalculée est loin de la valeur assignée même en corrigeant l'efficacité liée aux pics-sommes. Une recherche d'explication est en cours.

3.3 Conclusion

La simulation Monte-Carlo a permis : De déterminer la hauteur minimum (4 cm) ainsi que le diamètre du trou (0,4 – 0,5 cm) du collimateur pour un temps de comptage raisonnable. Les différents tests d'inter-comparaison ont permis de valider la nouvelle géométrie FP80.

Références

- [1] Norme ISO 18589-3, 2007
- [2] Dziri.S et al., Simulation approach to coincidence summing in γ -ray spectrometry, 2012 Jul;70(7) :1141-4
- [3] Briesmeister JF. MCNPTM, A general Monte Carlo N-particle transport code, version 4C., Report LA-13709-M, 2000
- [4] Nowotny.R, XMuDat : Photon attenuation data on PC, IAEA-NDS-195 (1998)
- [5] IRSN, Test d'inter-comparaison n° 96 SL 300, 2009
- [6] IRSN, Test d'inter-comparaison n° 105 SL 300, 2010

L'alignement du trajectographe du détecteur CMS

Christophe Goetzmann

*Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC),
Université de Strasbourg, CNRS/IN2P3, Strasbourg,
France*



Résumé

CMS est l'une des 4 grandes expériences analysant les résultats des collisions protons-protons produites par le collisionneur LHC au CERN. Après une présentation du détecteur CMS, les enjeux de l'alignement de son trajectographe sont exposés. Le principe de l'alignement basé sur les traces est expliqué, ainsi que celui de l'outil $E/|p|$, utilisée pour rendre compte de certains types de déformations invisibles par les méthodes classiques d'alignement. Il a pour but de contrôler l'alignement du trajectographe pendant les prises de données. Enfin, les performances de l'outil sont évaluées en simulant la présence d'un type de désalignement bien précis.

1 Le trajectographe de CMS

Mis en fonctionnement le 10 septembre 2008, le LHC (Large Hadron Collider) est l'accélérateur de particules le plus puissant jamais construit. Au sein d'un tunnel circulaire de 27 kilomètres de circonférence, enterré à 100 mètres de profondeur, il permet d'accélérer des faisceaux de protons dans deux sens opposés. En plusieurs points de l'anneau, ces faisceaux se croisent, produisant des collisions dont l'énergie dans le centre de masse est de l'ordre du TeV. En chacun de ces points, différents détecteurs sont placés pour mesurer les propriétés des particules produites lors des collisions. Ils sont au nombre de quatre : ATLAS, ALICE, LHCb, et CMS.

1.1 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) a la forme d'un gigantesque cylindre de 15 mètres de diamètre et 21 mètres de long, pour près de 12 500 tonnes. La vue en coupe présentée sur la figure 1 montre les 4 sous-détecteurs qui le composent.

Le trajectographe permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées électriquement, et de mesurer leur charge et leur impulsion, grâce à la présence du champ magnétique de 3.8 Tesla généré par le solénoïde.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) : permet la mesure de la composante transverse de l'énergie des électrons et des photons.

Le calorimètre hadronique (HCAL) : permet la mesure de la composante transverse de l'énergie des électrons et des hadrons, neutres ou chargés.

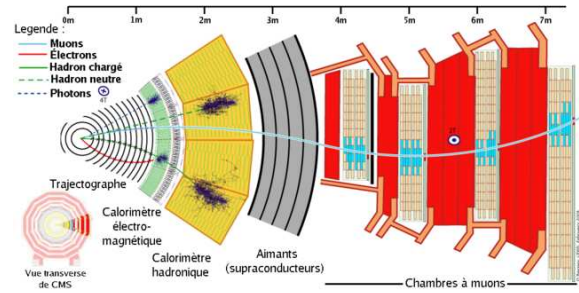


FIGURE 1: Schéma représentant une coupe transverse du détecteur CMS

Le spectromètre à muons : détecteur à gaz permettant de reconstruire les muons.

1.2 Constitution du trajectographe

Le trajectographe est le sous détecteur auquel nous nous intéresserons particulièrement ici. D'un rayon de 110 cm pour une longueur de 540 cm, il est uniquement constitué de détecteurs semi-conducteurs en silicium : détecteurs à pixels et micro-pistes. Ils sont répartis en une succession de cylindres placés autour de l'axe du faisceau (appelés tonneaux), complétés par des disques placés perpendiculairement à ce même axe, à l'avant et à l'arrière du détecteur (appelés bouchons).

Les détecteurs à pixels ont une granularité très fine, et sont donc placés au plus près de l'axe du faisceau, où la densité de particules par unité de surface est la plus large : trois tonneaux au centre, et deux bouchons à l'avant et à l'arrière. Ils permettent en outre une mesure en 3 dimensions. La résolution en position dans le plan transverse est de $10 \mu\text{m}$, et elle est de $20 \mu\text{m}$ selon l'axe z . Le trajectographe compte environ 66 millions de pixels, répartis sur 1440 modules [2].

Les détecteurs à micropistes, qui composent le reste du trajectographe, ont une résolution en position qui varie de 23 à $52 \mu\text{m}$ dans le plan transverse, et de 230 à $530 \mu\text{m}$ suivant z [2]. Ils sont répartis en 15 148 modules, disposés en quatre régions : Le TIB (Tracker Inner Barrel), le TOB (Tracker Outer Barrel), les TID (Tracker Inner Disks) perpendiculaires au faisceau, et enfin les TEC- et TEC+ (Tracker End Cap), également perpendiculaires au faisceau. Un schéma récapitulatif des différentes parties du trajectographe est présenté figure 2.

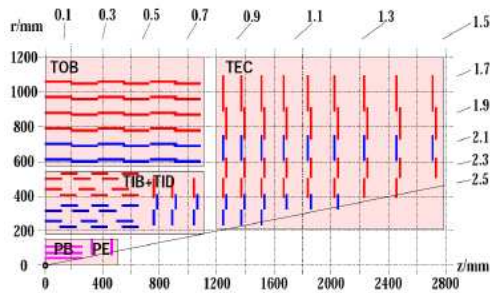


FIGURE 2: Schéma représentant une coupe longitudinale du trajectographe de CMS

1.3 La reconstruction des traces

La reconstitution de la trajectoire d'une particule chargée réalisée par le trajectographe est appelée une *trace*. Le passage au travers les différentes couches de semi-conducteurs produit un signal électrique à partir duquel on détermine la position des points d'impacts, que l'on appelle des *coups*. Tout d'abord, un ensemble de coups est donc reconstruit, répartis sur différentes couches du trajectographe. Pour reconstruire une trace, on cherche d'abord un triplet de coups dans les détecteurs à pixel (ou un doublet si on impose une contrainte supplémentaire). En partant de ce début de trace, et en utilisant les équations du mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique ainsi qu'en prenant en compte les pertes d'énergie dues au passage des particules dans la matière du détecteur, on extrapole la trajectoire, couche par couche de l'intérieur vers l'extérieur du trajectographe. L'algorithme recherche, pour chaque couche, le ou les éventuels coups compatibles avec la trace en construction, et ce jusqu'à la dernière couche. Une fois la collection de coups compatibles obtenue, on effectue un ajustement pour obtenir une estimation de trajectoire qui soit la plus compatible possible avec les coups observés. C'est ainsi que l'on obtient une trace.

2 L'alignement du trajectographe basé sur les traces

2.1 Nécessité de l'alignement

Dans CMS, la position et l'orientation des différents modules et sous-détecteurs n'est pas connue avec une précision infinie. Certaines incertitudes existent dès l'origine, et sont dues aux imprécisions qui apparaissent lors de la conception puis de l'assemblage des différentes parties du détecteur. Des changements de position et d'orientation peuvent ensuite apparaître au cours du temps, en raison par exemple du poids du détecteur qui pèse sur les structures, des déformations thermiques créées par les variations de plus d'une vingtaine de degrés entre les périodes de repos et de prise de données, ou encore sous l'action du champ magnétique de 3.8 Tesla.

L'alignement s'apparente ainsi à une calibration du détecteur, visant à déterminer la position et l'orientation réelle des modules à un instant donné. Ces positions ne pourront pas être corrigées dans le détecteur, mais elles seront prises en compte dans les algorithmes de reconstruction des traces pour améliorer leurs performances.

Une première procédure d'alignement, dite *hardware*, consiste en une mesure directe des positions des sous-détecteurs et des modules par un système de lasers. La précision obtenue est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, plus grande que la résolution intrinsèque des capteurs (voir 1.1.2), et donc insuffisante.

2.2 Alignement software

Pour obtenir une précision satisfaisante, il faut donc utiliser les techniques d'alignement dites *software*, basées sur les traces. À partir des informations extraites de millions de traces reconstruites, et à l'aide d'algorithmes itératifs, on détermine la position des modules avec une précision de l'ordre du μm , le but étant d'améliorer *globalement* la qualité des traces. Si un module n'est plus correctement aligné, et tant que ce désalignement n'est pas pris en compte, cela aura pour effet de dégrader la qualité de l'ajustement de la trace. Cet effet sur l'écart entre les positions mesurées (les coups) et les position estimées (la trace) de la trajectoire peut être utilisé pour déterminer, *a posteriori*, la position et l'orientation des modules. Une illustration est donnée dans la figure 3.

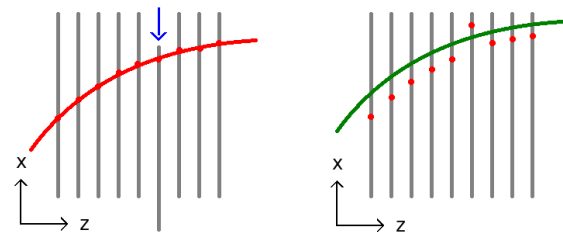


FIGURE 3: Effet d'un exemple simplifié de désalignement (translation selon l'axe x) sur la reconstruction d'une trace. À gauche : la trajectoire réelle de la particule à travers les différents modules. À droite : n'ayant aucun moyen de connaître *a priori* le changement de position de l'un des modules, on reconstruit une trace à partir de la positions des coups en supposant un alignement parfait. Il en résulte un effet sur la qualité de l'ajustement

En utilisant un grand nombre de traces ($< 10^6$), on va pouvoir estimer l'ensemble des paramètres d'alignement (environ 10^5 paramètres) en minimisant la fonction :

$$\chi^2 = \left(\sum_{evts} \sum_{traces} \sum_{coups} \frac{\Delta_i^2}{\sigma_i^2} \right) + G$$

où :

- Δ_i : écart entre la position de la trace et la position du coup sur le module i .

- σ_i : écart type de cette mesure.
- G : éventuelle information apportée par l'alignement hardware.

La minimisation s'effectue à l'aide d'un algorithme de calcul itératif.

3 Validation de l'alignement avec des électrons

3.1 Les weak modes

Certains désalignements ne sont pas corrigeables par la méthode de minimisation évoquée plus haut. Il s'agit de déformations affectant les structures et qui n'ont pas d'effet significatif sur la valeur de χ^2 . Ce sont ce que l'on appelle des *weak modes*.

Pour déceler la présence de ce type de déformations, il est donc nécessaire d'utiliser d'autres méthodes combinées à des topologies particulières d'évènements.

L'outil de validation $E/|\mathbf{p}|$, où E est l'énergie d'une particule et $|\mathbf{p}|$ est le module de son impulsion, se propose de détecter et de quantifier un désalignement qui s'apparenterait à une torsion du trajectographe. Ce type de déformations consiste en une rotation de l'ensemble du trajectographe autour de l'axe z , rotation dont l'amplitude dépend linéairement de z . Mathématiquement cela correspond à un désalignement $\Delta\phi = C \times z$, où C est une constante.

L'outil $E/|\mathbf{p}|$ a été originellement développé par Holger Enderle au cours de sa thèse [3], et reposait sur l'utilisation de traces provenant de pions chargés. Le travail présenté ici, effectué en collaboration avec Éric Conte et Jérémie Andréa, consiste à utiliser une technique similaire, mais basée sur les traces d'électrons.

3.2 Méthode employée pour la validation

La méthode présentée ici a donc pour objectif de déterminer cette constante C , et ce avec la plus petite quantité d'évènements possible, de façon à ce que l'on soit capable d'estimer C dès le début de la prise de données. Si le trajectographe est correctement aligné, on s'attend bien entendu à trouver une valeur de C qui soit proche de zéro.

Une déformation de type torsion aura un effet sur la courbure des traces. Cet effet sera de sens opposé selon que la particule soit négative ou positive (voir figure 4). Or, comme la mesure de l'impulsion transverse d'une particule dans le trajectographe est justement obtenue à partir de son rayon de courbure, une torsion du détecteur aura pour effet une diminution ou une augmentation de l'impulsion mesurée, en fonction de la charge et du sens de la déformation. L'estimation de cette variation d'impulsion nous permettrait donc d'estimer l'amplitude de la déformation.

Mais pour être capable d'estimer cette variation, il est nécessaire de disposer d'une autre mesure de l'impulsion, indépendante du trajectographe, et qui puisse

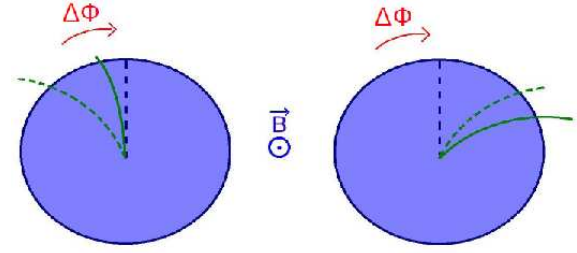


FIGURE 4: effet d'un désalignement en $\Delta\phi$ sur la courbure d'une trace négative (à gauche) et positive (à droite). Les lignes en pointillées représentent les trajectoires réelles, les lignes pleines les traces reconstruites

servir d'étalon. Or, les échelles d'énergies auxquelles se déroulent les collisions au LHC permettent de formuler l'approximation ultrarelativiste, selon laquelle l'énergie d'une particule est égale à son impulsion. Le rapport $E/|\mathbf{p}|$ doit donc être proche de 1. Ainsi, nous allons pouvoir utiliser la mesure de l'énergie transverse obtenue à l'aide des calorimètres en tant que mesure de référence pour estimer les variations d'impulsion.

Cependant, les incertitudes sur cette mesure introduites par les résolutions en énergie des calorimètres sont plus grandes que les possibles variations d'impulsion introduite par le désalignement du trajectographe. On ne pourra donc pas calculer la constante C en procédant trace par trace. On utilisera les moyennes de distributions gaussiennes en $E/|\mathbf{p}|$ pour un grand nombre de traces. L'effet d'un désalignement de type $\Delta\phi$ sur ces distributions est présenté dans la figure 5.

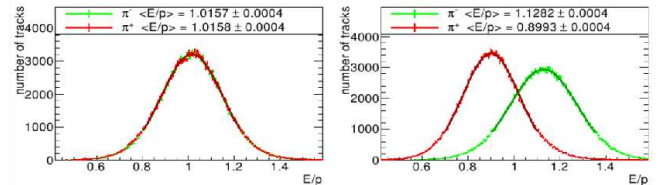


FIGURE 5: Distributions en $E/|\mathbf{p}|$ obtenues dans le cas d'un alignement parfait, à gauche, et d'un désalignement $\Delta\phi = C \times r$, à droite. Les traces utilisées proviennent d'une simulation de pions chargés, énergie comprise en 50 et 58 GeV.

3.3 Sélection des électrons

L'intérêt d'utiliser des électrons réside dans le fait qu'une statistique plus importante est attendue que pour les pions, en raison de critères d'isolation. En revanche, les électrons soumis au champ magnétique produisent un important rayonnement continu de freinage (*bremstrahlung*), et interagissent beaucoup plus avec la matière du détecteur. Il sera nécessaire de tenir compte de la quantité d'énergie ainsi perdue dans la sélection.

La sélection se fait en deux étapes : tout d'abord une sélection sur les évènements, puis, pour les évènements

sélectionnés, une sélection sur les traces. Le but final étant d'extraire des traces provenant d'électrons, avec un dépôt d'énergie calorimétrique associé bien reconstruit.

La première partie de la sélection porte donc sur les événements, et est effectuée sur la base des informations fournies par le système de déclenchement de CMS. Son fonctionnement ne sera pas décrit ici. On demande une topologie d'événements compatibles avec la désintégration d'un boson Z^0 en une paire électron-positron.

L'efficacité de cette sélection est estimée à l'aide d'échantillons Monte-Carlo, de processus de type Drell-Yan et QCD, pour simuler respectivement le signal et le bruit de fond physique. Pour une luminosité intégrée de 1fb^{-1} , le rapport signal sur bruit passe de 1.5×10^{-6} à 5×10^{-3} .

La seconde partie de la sélection porte sur les traces. Tout d'abord, on rejette les *faux* électrons. En effet certaines particules sont reconstruites à tort par le détecteur comme étant des électrons. On demande donc que la combinaison des traces de l'électron et du positron ait une masse invariante compatible avec celle du boson Z^0 , soit approximativement $91\text{ GeV}/c^2$. De plus, ces traces doivent correspondre à un dépôt (*Cluster*) d'énergie $>25\text{ GeV}$ dans le calorimètre électromagnétique, mais aucun dans le calorimètre hadronique (rapport $E_{HCAL}/E_{EMCAL} < 0.06$).

Deuxièmement, il faut sélectionner des traces de bonne qualité pour l'outil $E/|\mathbf{p}|$. On applique des critères d'isolation, de nombre minimum de coups par trace, une coupure sur le χ^2 de la trace, et enfin, on impose que l'énergie rayonnée soit inférieure à 10%.

L'efficacité de cette sélection est optimisée à l'aide d'échantillons Monte-Carlo. Après la sélection, pour 1fb^{-1} , il reste 14235 ± 118 traces provenant de l'échantillon de Drell-Yan, ce qui correspond à 1.4% du nombre de traces contenues dans les événements ayant passés la sélection utilisant le système de déclenchement. Il ne reste aucune trace provenant de l'échantillon QCD.

3.4 Résultats

Dans CMS, le programme qui permet l'analyse des données issues des collisions fait intervenir une modélisation informatique du détecteur et de toutes ses sous-parties. Le calcul des paramètres d'alignement évoqué en 1.2.3 permet de mettre à jour cette géométrie, qui intervient évidemment dans la reconstruction des différents objets physique.

Pour estimer la sensibilité de l'outil $E/|\mathbf{p}|$, on procède de façon inverse : sur une géométrie bien alignée, on introduit au niveau du trajectographe une déformation de type torsion, dont on choisit l'amplitude, c'est à dire la valeur de la constante C . On lance ensuite une nouvelle reconstruction de l'ensemble des objets physiques, avec cette nouvelle géométrie comportant un trajectographe *déformé*. On peut ensuite utiliser notre outil sur les événements ainsi obtenus.

Les résultats présentés ici sont obtenus après application d'une déformation torsion de coefficient $C = 100\text{ }\mu\text{rad}/\text{m}$, sur 320 pb^{-1} de signal (Monte-Carlo) provenant de collisions à 7 TeV dans le centre de masse. Après avoir appliquée la sélection décrite précédemment, il reste 4254 traces, qui sont utilisées pour calculer le paramètre C . Le résultat obtenu est $C = 112 \pm 24\text{ }\mu\text{rad}/\text{m}$, la probabilité associée à ce résultat étant de 74 %. Ceci est compatible avec l'amplitude de la déformation torsion simulée. Le graphique correspondant est présenté dans la figure 6. À noter que seule la déformation torsion des tonneaux du trajectographe a pu être estimée, la sélection étant inefficace pour les traces reconstruites dans les TIDs et TECs, du fait d'une trop grande quantité d'énergie rayonnée par *bremsstrahlung*.

La sensibilité de l'outil à une déformation de type torsion a donc pu être mise en évidence. Pour obtenir des résultats plus précis, il sera nécessaire de tester l'outil sur une quantité significative de données. La sensibilité éventuelle à d'autres types de weak modes susceptibles d'introduire des variations de géométrie par rotation d'angle $\Delta\phi$ pourra également être étudiée.

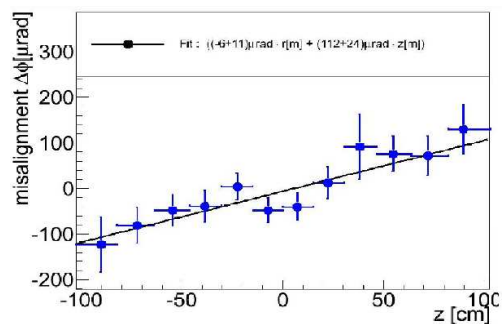


FIGURE 6: Variation $\Delta\phi$ de la position angulaire des modules, en fonction de z , après application d'une déformation de type torsion d'amplitude $C = 100\text{ }\mu\text{rad}/\text{m}$

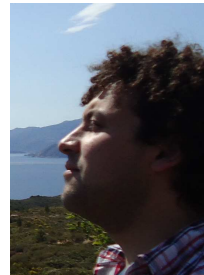
Références

- [1] I. Vilaa for the CMS collaboration, *The CMS hardware alignment system*, (1st LHC Detector Alignment Workshop, August 6, 2009)
- [2] the CMS collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, (JINST 3 S08004, August 2008)
- [3] Holger Enderle, *Momentum Bias Determination in the Tracker Alignment*, (PhD Thesis, 2012)
- [4] the CMS collaboration, *Alignment procedures for the CMS silicon tracker*, (J.Phys. : Conf. Ser. 396 022005, may 2012)
- [5] Matthias H. Edelhoff, *Track selection for the alignment of CMS tracker*, (PhD Thesis, November 2008)

A Highly Granular Hadronic Calorimeter for the ILC

Yacine Haddad

*Laboratoire Leprince Ringuet (LLR), Ecole Polytechnique,
CNRS/IN2P3, Palaiseau, France*



Résumé

One of the most striking innovation of the experiments near the future International Linear Collider (ILC [6]), is the use of detectors globally optimized for the Particle Flow Approach (PFA [1]). The PFA implies the development of imaging, highly granular calorimeters.

Using a semi-digital embedded readout electronics and an efficient gas detector, a segmentation of $1 \times 1 \text{ cm}^2$ was obtained. This high granularity allows to separate the showers initiated by incoming particles. The measure of the response of this device to single minimum ionizing particles (Mip) helps to characterize the detector performances. For each threshold the calibration of the calorimeter is fully characterized by an efficiency and a multiplicity. Those two quantities are directly correlated to the performance of the sensor and will heavily depend on its amplification gain, geometry and the lateral size of the induced electronics signal.

A method to measure the multiplicity and efficiency, is presented here by reconstructing the Mip particles using the tracking capability of the detector, exploring on the same time their dependencies with reference to the incident angle of the particles (an important feature for physical and geometrical detector optimization and calibration studies). The data taken during summer 2012 at CERN have been used to produce the results of this paper.

1 Introduction

The future challenges of high energy experiments pretending to investigate physics phenomena at the TeV scale will be related to their capability to measure precisely the energy of jets associated with production of Standard Model bosons (as W^\pm , Z^0 , H). The method proposed for the future ILC to address this goal is the Particle Flow Algorithm (PFA) approach [1]. It consists in tracking the response to each particles produced in the collision in every sub-detectors, and combining them to reach the highest precision. This method requires electromagnetic and hadronic calorimeter (ECAL and HCAL respectively) with tracking capability in addition to their standard energy measurement.

Several options of innovative calorimeters have been proposed for the detectors (ILD[6],SiD[8]) by the CALICE[5] collaboration. All provide “imaging” capacity of particle shower to optimize the reconstruction

of individual particles as required by the PFA. One of them associates finely segmented gaseous detectors as Glass Resistive Plate Chambers (GRPC) with semi-digital readout, the so-called SDHCAL [4].

For the SDHCAL prototype, the energy measurement can be achieved to the first order by a simple counting of cells fired by the incoming particle. In second order, weighted means between 3 thresholds can improve the precision.

In this paper, we first describe briefly the SDHCAL prototype and the test beam setup at CERN. Then, the results on performance measurement obtained with muons and cosmics will be presented and commented upon.

2 Setup and test-beam

The SDHCAL prototype consists of 48 GRPC detector of 1 m^2 each with interleaved stainless steel radiator. Each sensitive layer contains 96×96 pads of $1 \times 1 \text{ cm}^2$ for a grand total of 442368 channels. The GRPC’s and the embedded electronics are put inside a cassette made of two stainless steel walls of 2.5 mm thickness each. The 48 cassettes are then inserted into self-supporting mechanical structure. The structure is built using 1.5 cm thickness stainless plates with 13 mm gap between two consecutive ones, which correspond to 0.12 interaction length (6λ for the full detector).

The prototype was exposed to pions, muons and electron beams of the CERN H2 and H6 line of SPS in May, August and September 2012 with different energies. Sample of muons was also taken to study the detector performances.

3 Performance studies using muons

3.1 Mip’s reconstruction

Neighbor clustering

The first step in the reconstruction consists in clustering the hits in each plate by appending the hits sharing a common side¹ (figure 1). The position of the cluster is taken as the center of gravity of the contained

1. The hits joined only by vertex will be not merged in the same cluster

hits. The error on this position is calculated as X and Y spread divided by $\sqrt{12}$ ⁽²⁾

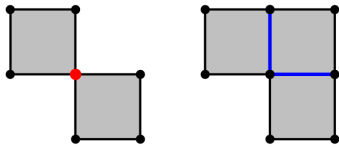


FIGURE 1: Example of two cluster configurations. On the left all hits are sharing two by two the same edge. On the right the hits are joined by the vertex, this configuration means that we have two clusters.

Cleaning

The cleaning consists in the removing the farther hits using the distance between a given cluster (c) and the event set (\mathbb{E}). This distance can be defined by

$$\delta(c, \mathbb{E}) = \min\{\forall c' \in \mathbb{E} - \{c\} \mid d(c, c')\} \quad (1)$$

where $d(c, c')$ is the euclidean distance between two clusters. An example of distribution of δ is shown in figure 2. A cut of $\delta < 12$ cm on this distance is applied. An example in figure 3 shows the removed clusters.

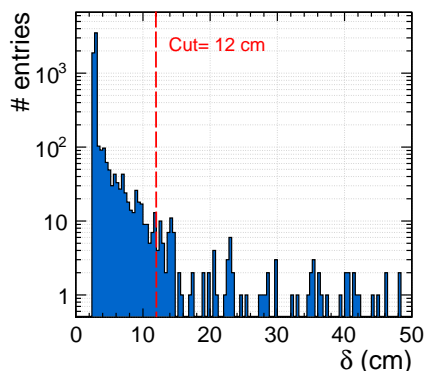


FIGURE 2: The δ distribution measured for muon data.

Track reconstruction

When the previous steps are completed, the set of cleaned clusters are taken as input to reconstruct the Mip's tracks by χ^2 minimization with

$$\chi^2/\text{ndf} = \sum_i^{N_{\text{plate}}} \left(\frac{x(z_i) - x_i}{\sigma_{x,i}} \right)^2 + \left(\frac{y(z_i) - y_i}{\sigma_{y,i}} \right)^2 \quad (2)$$

where,

$$\begin{cases} x(z_i) = p_0 + p_1 z_i \\ y(z_i) = p_2 + p_3 z_i \end{cases} \quad (3)$$

2. The error is obtained by calculating the variance of flat distribution for which $\sigma_{x,y} = l_{x,y}/\sqrt{12}$ ($l_{x,y}$ is the length of the cluster in each direction)

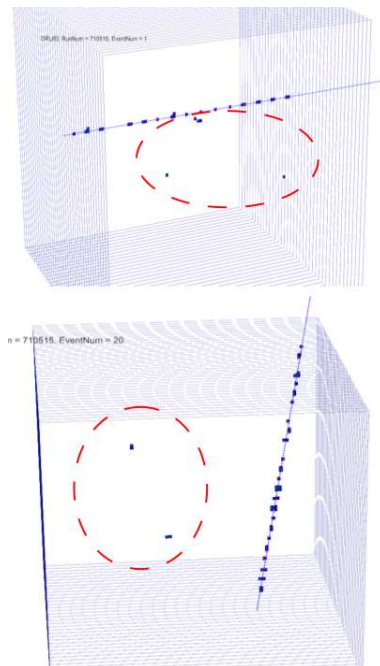


FIGURE 3: This event display shows the removing of isolated hits (dashed red line).

The errors $\sigma_{x,i}$ and $\sigma_{y,i}$ are calculated before the clustering step. Only clusters with $N_{hit} < 5$ are kept for reconstruction in order to exclude the interaction of a muon when it deposits more than one Mip.

Finally only the tracks with a good χ^2 are used for performance measurement ($\chi^2 < 20$).

This selection provides a good sample of tracks, then by knowing their parameters we can determine their angular distribution (figure 4), which is determined using the slope of the reconstructed track on the plane (X, Z) and (Y, Z) (ϕ and θ respectively).

3.2 Efficiency & Multiplicity

The efficiency ε_i of each layer is defined as the probability to find at least 1 hit within 3 cm from a track reconstructed using other layers,

$$\varepsilon_i = \frac{1}{N_{\text{track}}} \sum_{\text{track } j} (1_{N_i > 0})_j \quad (4)$$

N_i is the number of matched hits on layer i . The multiplicity μ_i is defined as the number of hits matched on layer i ³. Figure 5 shows the efficiency and particle multiplicity of all layers.

An efficiency of $\sim 96\%$ for the global detector was measured with a multiplicity around 1.7. The variations of the efficiency and multiplicity through the layer, are essentially due to the inhomogeneity of the GRPC sensor coming from the high voltage and gas circulation inside the gap (the multiplicity is more sensitive to the experimental conditions).

3. This number correspond the matched cluster size on the layer.

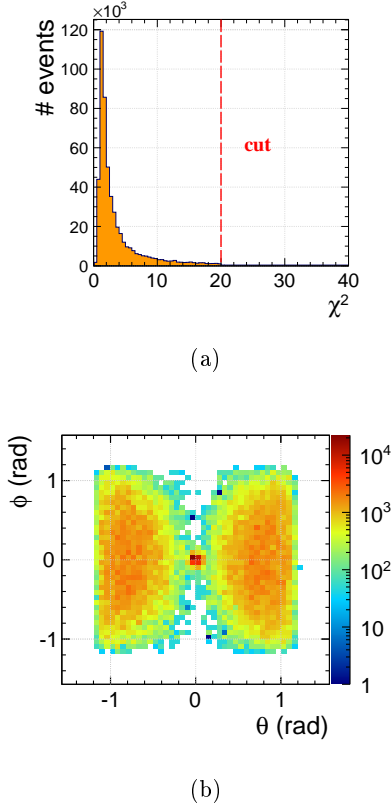


FIGURE 4: (a) The χ^2 distribution for the muons. The red line corresponds to the cut taken for the reconstruction ($\chi^2 < 20$). (b) The muon angular distribution. Two populations can be distinguished, the first one around $(\theta, \phi) = (0, 0)$ corresponds to the Muons beam coming from the SPS. The rest stems from cosmic muons, which have spread out angles.

Angular dependence

The charge multiplication inside the GRPC is exponential in the 1.2 mm gas gap. The efficiency and multiplicity was observed to be dependent of the particle incident angle (η) with reference to the direction of the normal to the sensor planes (figures 6). This effect is essentially due to the dependence of the traveling length inside the gas gap of the detector on the angle.

The probability of a deposit of ionization cluster in the high gain region of the gas gap is proportional to $\tan(\eta)$, yielding higher efficiencies and multiplicities for large incident angles.

The deviation and fluctuation of the efficiency in the region $0.1 < \eta < 0.3$ rad (figure 6) is probably due, in part to the low statistics of muons coming from the SPS beams and cosmic, and in part to the low momentum, in the in-detector stopped muons in this region (either from beam tails or low angle cosmic) not yet properly treated.

This observation enhances the geometrical flexibility for the future ILC calorimeter design.

4 Conclusion

Performances measurement of the SDHCAL sensors during the 2012 CERN test beam was shown. The ef-

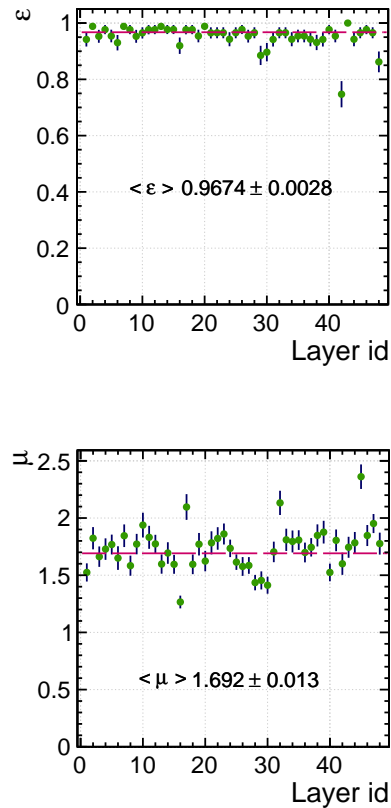


FIGURE 5: Efficiency (top) and particle multiplicity (bottom) of the 48 layers. The red line is the average values.

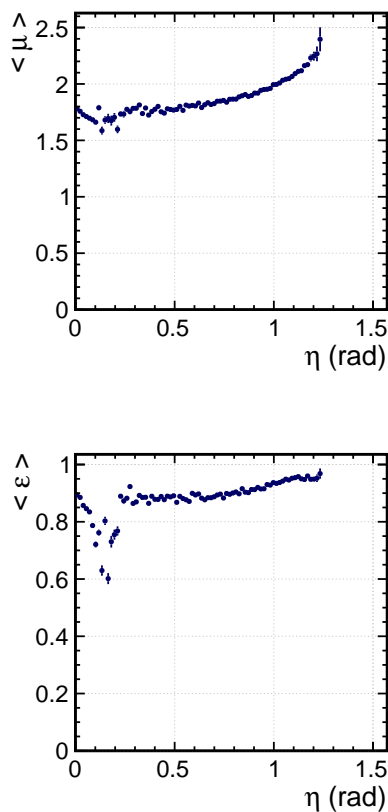


FIGURE 6: Multiplicity (top) and efficiency (bottom) in function of incidence angle.

efficiency and multiplicity of the sensors are measured using the tracking capability of the calorimeter. An efficiency of $\sim 96\%$ and a multiplicity around 1.7 have been obtained. They are fully satisfactory for the running of this kind of detectors.

These measurements are important for the improvement of detector calibration, allowing for corrections related to layers inhomogeneity. They also help to adjusting the detector Monte Carlo simulation by understanding the behavior of finely segmented GRPC's.

The angular dependencies of efficiency and multiplicity are also measured, offer to us a good idea about the flexibility of the geometry of ILC calorimeter design.

Références

- [1] J. C. Brient, Improving the jet reconstruction with the particle flow method : An introduction, Prepared for 11th International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics(Calor 2004), Perugia, Italy, 28 Mar-2Apr2004.
- [2] I. Laktineh, "Development of a semi-digital hadronic calorimeter using GRPCs for future linear collider experiments", Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2009 IEEE , pp.100-102, Oct. 24 2009-Nov. 1 2009
- [3] Dulucq, F.; de La Taille, C.; Martin-Chassard, G.; Seguin-Moreau, N.; , "HARDROC : Read-out chip for CALICE/EUDET Digital Hadronic Calorimeter", Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2010 IEEE , pp.1678-1683, Oct. 30 2010-Nov. 6 2010
- [4] J. Puerta-Pelayo, "Construction of a technological semi-digital hadronic calorimeter prototype for future linear collider experiments", Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2011 IEEE ,pp.2048-2054, 23-29 Oct. 2011
- [5] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CALICE/WebHome>
- [6] <http://www.linearcollider.org>
- [7] Abe T et al 2010, "The International Large Detector ; letter of Intent", DESY-2009-87
- [8] Aihara, H., Burrows, P., & Oreglia, M. (2009). "SiD letter of intent". arXiv preprint arXiv :0911.0006.

ATLAS detector B-Sensor study

**Protopapadaki
Eftychia Sofia**
CEA/DSM/IRFU,
Service de Physique
des Particules,
Saclay, France



1 Introduction

The ATLAS detector (see figure 1) is equipped with one Solenoid and three Toroid magnets, one Barrel and two End Caps [1] which provide strong bending power, that allows a charge identification and a good P_T resolution for muons. Each Toroid consists of 8 superconducting coils, equally separated in azimuth. The End Caps are rotated by an angle of $\frac{\pi}{8}$ with respect to the Barrel Toroid, to provide radial overlap and to optimize the bending power in the transition region between Barrel and End Cap [2].

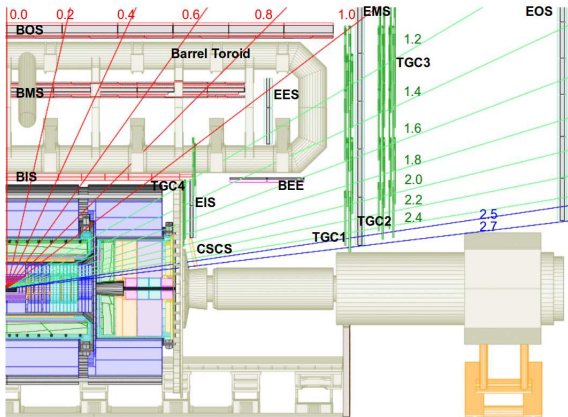


FIGURE 1: ATLAS detector, detailed longitudinal view.

The magnetic field in an air-core magnet can be directly computed applying the Biot - Savart law, once the positions of all conductors are known. However, due to fabrication tolerances and deformation of the magnet structure induced by gravitational and magnetic loads, they are known only approximately, with a precision of ≈ 1 cm. In addition, the presence of magnetic materials, such as the iron of the hadronic calorimeter acting as return yoke for the Solenoid, or the detector support and service structures, must be taken into account.

The reconstruction of muons requires the knowledge of the magnetic field amplitude everywhere in the detector. This information is provided by the magnetic field map (B-map). In order to produce the B-map, the exact location and deformation of each magnet coil, as well as the relative positions of the End Cap and Barrel Toroids must be derived. The position of the conductors are reconstructed using sensor measurements of the magnetic field, taken under running conditions. These

sensors measure the three field components. They are permanently mounted on the muon chambers, (see figures 2), and are readout continuously [3] and [4].

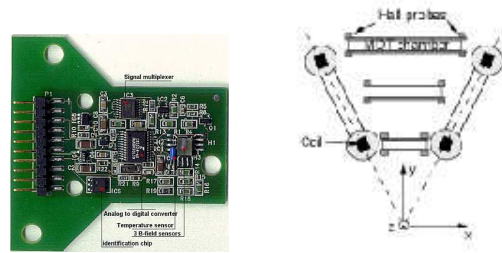


FIGURE 2: Left : 3D Hall probes. Right : Transverse plan of ATLAS, BIL, BML and BOL chambers.

Sensors positions are computed using the positions of muon chambers, which are determined by the alignment algorithms.

2 Sensor stability

In order to check the sensor measurements stability during 2011, the mean value and the standard deviation of the magnetic field amplitude (σ_B), are computed using 2011 measurements, which fulfill a set of quality criteria. For each sensor, the σ_B and the F_{value} , which is defined as :

$$F_{value} = \frac{\text{number of good measurements}}{\text{total number of measurements}} \quad (1)$$

quantify its B measurement stability in time.

We found that 90% of the sensors had a $F_{value} > 0.99$ and a $\sigma_B < 1$ Gauss, and thus are very stable during 2011. 6% of the sensors had an unstable behavior with $1 < \sigma_B < 10$ and a $0.9 < F_{value} < 0.99$. Finally, 4% of sensors were very unstable or had at least one out of four, completely defective probe. Above numbers show that the large majority of the sensor are very reliable and thus their measurements can be used for a future B-map production.

3 Study of Barrel sensors with $\sigma_B > 1$ Gauss

Some sensors located in the top Barrel detector area have σ_B values significantly higher than expected. These sensors are mainly located on the outermost muon chambers, i.e BOS and BOL. The high σ_B value was due to a jump of the magnetic field measurement, occurring between the 3rd May 2011 and 1st of September 2011 (see 3).

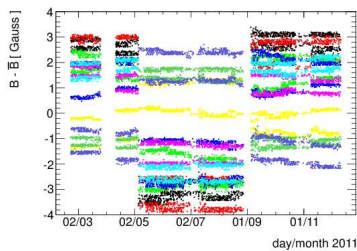


FIGURE 3: $B - \bar{B}$ as a function of time for sensors located on BOL chambers in the top phi sector. Each color corresponds to a different sensor.

The above behavior could be related to bad sensor operation conditions or to a sensor position shift. In order to investigate the first scenario, a correlation between the magnetic field measurement and the temperature or the electronics calibration was examined. However no such correlation was found. Concerning the second scenario, the comparisons of sensors positions between the dates where the jump was observed had shown that no such position shift had occurred, and thus scenario was rejected too.

A closer examination has shown a clear geometric pattern. Sensors located at both ends of the top phi sector (05) muon chambers, had a magnetic field jump, while only sensors on the lower end of the 04 and 06 chambers show similar jumps, see figure 4. Sensors located on the upper end of the 04 and 06 chambers, although they measure a stable magnitude of the magnetic field, they do measure a jump of their components.

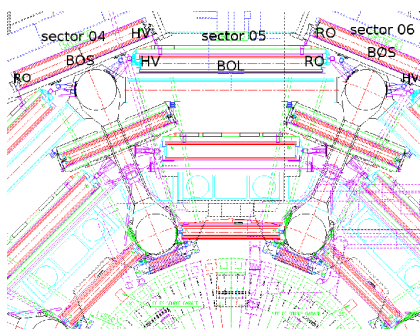


FIGURE 4: Location of the bad sensors.

This behavior could be explained by a rotation of the chambers located on the phi sectors 04 and 06 around the upper end of the chamber. However, as mentioned

before, no position shift has occurred. The above observations indicate that the jump is probably due to a modification of the magnetic field lines.

A second important observation, is the correlation of the amplitude of the jump with the Z - position of the sensor, see figure 5.

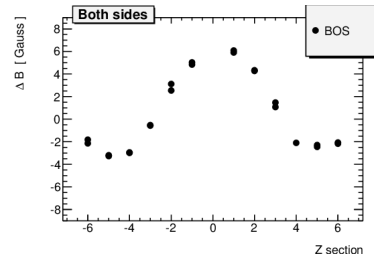


FIGURE 5: B-jump amplitude as a function of the Z - position of the sensors.

This correlation, in combination with the evidence for a modification in the magnetic field lines, lead us to search for a massive metallic object located on the top of the detector close the beam I.P.

Indeed, such a object exists. The ATLAS detector is equipped with two massive metallic cranes, each one weighting ≈ 140 tons. They are supposed to be located at $Z=0$ during LHC operation. If after the shutdown the cranes are not relocated at the same position this eventually could result to a modification of the magnetic field lines, and thus to a jump of sensor magnetic field measurements.

4 Magnetic field map and shutdown impact

In order to enable the analysis of the data taken by the ATLAS detector, a map of the magnetic field (B-map) which provides the field amplitude at every position in the detector, is required. The B-map was last computed in November 2010.

The ATLAS detector once per year, closes for approximately one month for maintenance (shutdown period). Then, the End Cap wheels are moved, so that the detector can be opened. The wheels are supposed to be repositioned at their exact initial position after the shutdown completion.

The Barrel Toroid is very stable and is not expected to move from its position. As a result the magnetic field inside the Barrel is not expected to change as a function of time. On the other hand, the magnetic field in the End Cap region could be affected by the shutdowns.

In this study, for the first time the B-map was used in order to determine if a position shift of the End Cap Toroids occurred after the end of 2011 shutdown.

The first task was to compare sensors magnetic field measurements taken in the end of 2011, with those taken in the beginning of 2012. The study is done with measurements from the sensors located in the inner End Cap wheel, since these are much more sensitive to a

field change, as they are exposed to a ≈ 12 times higher magnetic field gradient (≈ 12 Gauss/mm) in comparison with the sensors located in the middle wheel.

We observed that there is a difference of up to ≈ 50 Gauss. In order to test if the magnetic field variations are due to a position shift of the sensors, on figure 6 ΔB is plotted against the B-map predictions (ΔB_{calc}).

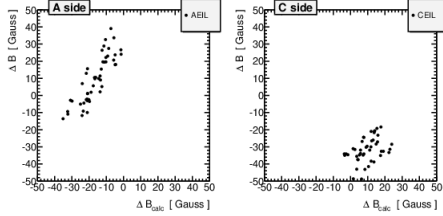


FIGURE 6: ΔB vs ΔB_{cal} , Left : A side, Right : C side.

Although the variations of the measured magnetic field are not due to the new sensor positions, there are clear correlations between measurements and predictions. The systematic offset of the correlation between ΔB and ΔB_{cal} could indicate a shift of the End Cap Toroid positions along the z axis after the shutdown.

In order to verify this scenario and, if true, to derive a numerical value for the ECTs position shifts, one should minimize the $\Delta B - \Delta B_{cal}$ difference. It is not possible to directly shift the position of the ECTs in the B-map. Nevertheless, one could work the other way around, by applying a global shift on the 2012 Z position (Z_{shift}) of each sensor, till the $\Delta B - \Delta B_{cal}$ difference gets a minimum value.

The optimal Z_{shift} value, is the one which minimizes the χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{\Sigma(\Delta B - \Delta B_{calc})^2}{\sigma^2} \quad (2)$$

and represents the position shift of the ECTs between 2011 and 2012.

The results of the fit had shown that the C side End Cap Toroid has moved up to 4.9 mm on the z axis. For the A side we found a 3.2 mm. However, the fit error was significantly larger in the A side, comparing to the C side. This was an indication that probably, in addition to the z-shift, the wheel had been repositioned slightly rotated in comparison to its 2011 position. For this reason we applied a second order correction by slightly rotating sensors position. The new fit had a much smaller error, compatible with the error of the C side.

In figure 7, the ΔB vs ΔB_{calc} is plotted for the inner wheel sensors, before any correction, after the first order correction i.e the Z_{shift} , and after the second order correction, i.e the θ rotation, which gives the final result. In the last case, the difference between the observed and the calculated magnetic field is further reduced. The first order polynomial fit on the corrected values, gives an intercept at the origin of 0.06 ± 0.06 , and a slope of 0.99 ± 0.01 Gauss.

The improvement in the ΔB and ΔB_{calc} agreement, after rotating sensor positions, validates the assump-

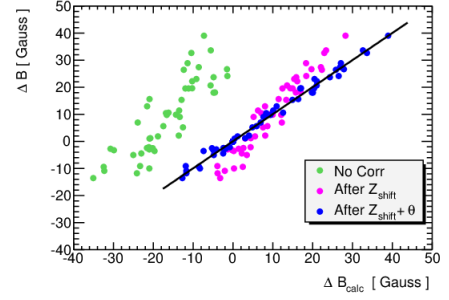


FIGURE 7: ΔB vs ΔB_{calc} , A side.

tion that a slight ECT rotation occurred, after the end-of-2011 shutdown.

5 Conclusions

In the framework of this study sensor measurements were probed and some criteria were applied to exclude potentially bad measurements from the analysis. Using these criteria, sensor stability during 2011 was examined. We used two variables : 1) the σ_B , computed using all 2011 measurements passing the criteria and 2) the F_{value} value, which is the fraction of good measurements used for the computation of the mean values, in order to classify sensors.

Groups of sensors with high σ_B value were examined more systematically and a geometrical pattern was observed which probably relates magnetic field jumps to the presence of the two massive metallic cranes.

Finally we have observed that sensors located on End Cap inner muon chambers, measured a significantly different magnetic field in 2012 than in 2011, which was not related to sensor position shifts. The B-map was used to investigate if the ECTs have been relocated in a slightly shifted position after the 2011 shutdown. The outcome of this study was that ECTs have moved 4.9 mm and 3.2 mm, for the C and A sides, respectively.

Références

- [1] The ATLAS Collaboration et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **JINST-3-S08003** (2008) .
- [2] The ATLAS Collaboration et al., *Muon Spectrometer technical design report, capter 1, Overview*, http://atlas-info.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/TDR/pdf_final/overview.pdf (1997) .
- [3] The ATLAS Collaboration et al., *Muon Spectrometer technical design report, capter 10, Magnetic field measurement*, http://atlas-info.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/TDR/pdf_final/aux-systems.pdf (1997) .
- [4] F. Bergsma, *Hall probes : physics and application to magnetometry*, arxiv.org/pdf/1103.1271 (2008) .

Etude de la faisabilité d'un dosimètre RPL pour neutrons

Youbba Ould Salem

*Groupe RaMsEs, Institut Pluridisciplinaire
Hubert Curien (IPHC), Université de
Strasbourg, CNRS/IN2P3, Strasbourg, France*



Résumé

Nous décrivons un système dosimétrique basé sur la radiophotoluminescence (RPL) du verre phosphaté dopé à Ag^+ pour mesurer les neutrons rapides. Ces neutrons sont détectés dans un champ mixte neutron-gamma via la réaction (n,p) au moyen d'un convertisseur en polyéthylène. La réponse du dosimètre est linéaire en termes d'équivalent de dose ambient $\text{H}^*(10)$ pour les neutrons de $^{241}\text{Am-Be}$ dans l'intervalle 2 - 433 mSv.

1 Introduction

L'évaluation des doses reçues par les personnes exposées à des neutrons constitue une des difficultés actuelles de la radioprotection. Etant donné la difficulté de séparer les contributions individuelles de chaque élément présent dans un champ mixte, constitué à la fois de rayonnements neutroniques et de rayonnements gamma, l'instrumentation actuelle ne répond pas correctement que pour une des ces particules. Donc le but de cette étude est de réaliser un détecteur neutron à base de verre radiopholuminescent (RPL) dopé à l'argent. Ce type de dosimètre, principalement conçu pour la détection des rayonnements γ , X et β peut être rendu indirectement sensible aux neutrons par des systèmes de convertisseurs adéquats à chaque gamme de neutrons (thermiques ou rapides).

La RPL est un phénomène faisant qu'un verre métaphosphate activé à l'argent émet une fluorescence de couleur orange par excitation aux rayons ultraviolets lorsque le verre ait été préalablement exposé à des rayonnements ionisants. Le milieu détecteur constitutif du dosimètre est supposé ne pas être sensible aux rayonnements neutroniques. Cependant des études antérieures menées sur le RPL ont montré leur très faible sensibilité aux neutrons rapides [1]. Récemment Miljanić et al. [2], ont étudié la réponse des dosimètres RPL pour différents types de neutrons. Ils ont vu que la faible sensibilité dudit dosimètre aux neutrons permet de l'utiliser pour la dosimétrie gamma dans des champs mixtes neutron/gamma. Mais dans notre cas il s'agit d'en faire un dosimètre neutrons dans lesdits champs (n+ γ). Dans l'article de Girod et al. [3], les dosimètres RPL ont été étudiés pour l'ambiance et la criticité. Dans ce même ouvrage, formel que la sensibilité aux neutrons rapides était négligeable, un convertisseur neutron-gamma (thermalisation des neutrons suivi d'une capture radiative par le cadmium) a été

conçu pour détecter les neutrons. Ici, nous étudions la faisabilité d'une autre technique pour mesurer les neutrons, à l'aide de verre RPL associé avec un convertisseur (n,p), pour la dosimétrie d'ambiance. Notre dosimètre a été caractérisé avec les neutrons rapides de la source $^{241}\text{Am-Be}$.

2 Description du RPL

Le dosimètre RPL étudié est un détecteur solide de model cumulatif [4]. Il est composé d'un verre phosphate plat ($35 \times 7 \times 1,5 \text{ mm}^3$) dopé à l'argent et placé dans une boîte en plastique ($61 \times 29 \times 8 \text{ mm}^3$). Le matériel en verre est composé en poids : d'oxygène (48,33%), de sodium (13,24%), d'aluminium (6,18%), de phosphore (31,53%) et d'argent (0,72%), d'après l'analyse effectuée par microscope électronique à balayage à l'Institut de Physique et de Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS) et de densité apparente $2,6 \text{ g/cm}^3$.

Pendant une irradiation des centres luminescents sont créés dans le verre. Avant l'exploitation des données, le verre doit subir un traitement thermique à 100°C pendant 1h (préchauffage). Ainsi soumis aux faisceaux UV du lecteur FGD-660 [4], ils sont excités et leur désexcitation provoque l'émission d'une luminescence orange (figure 1). Ces centres radiophotoluminescents deviennent des états quasi-stables et ne disparaissent pas après l'opération de lecture [5]. Donc le dosimètre peut être lu à plusieurs reprises. Cependant, en le chauffant à des températures très élevées, par exemple 400°C pendant 1h, il est possible de l'effacer pour une réutilisation.

De haute sensibilité, le module du FDG-660 incorpore un laser solide capable de fournir des impulsions en continu sur la source d'excitation aux rayons UV. La technique de lecture basée sur l'excitation au laser UV permet des mesures de dose allant des faibles niveaux d'irradiations à des irradiations d'environ 10 Gy [4].

3 Etudes expérimentales

3.1 Etude préliminaire

Le RPL est un verre transparent dont la face avant et la face arrière sont quasi-identiques. Puisque les particules α et proton ont un faible parcours dans le verre et, qu'il est question dans cette étude de convertir les neutrons rapides en protons, une étude à été menée sur

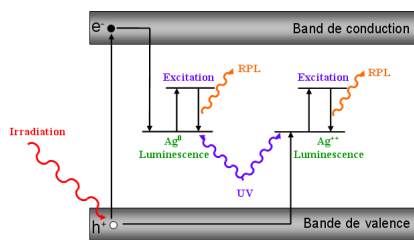


FIGURE 1: Modèle d'émission de la RadioPhotoLuminescence du verre phosphaté activé à Ag^+ . Electron (e^-) et trou (h^+) libérés, en raison de l'irradiation, diffusent dans le verre pour former les réactions suivantes : $\text{Ag}^+ + e^- \rightarrow \text{Ag}^0$, $\text{Ag}^+ + h^+ \rightarrow \text{Ag}^{++}$

la face à exposer. Pour le faire, un montage composé du verre RPL et d'un écran en papier dans lequel des trous carrés furent créés à été mis en oeuvre (figure 2). Le RPL possède 5 plages de détection, et la taille d'un trou carré a été estimée à la largeur d'une plage. La première expérience a consisté à irradier la face avant de quatre RPL pendant environs 24h. La seconde expérience a aussi constitué à irradier quatre RPL, dont deux par la face avant et deux par la face arrière. Les irradiations ont été effectuées avec les particules α de la source de ^{241}Am .

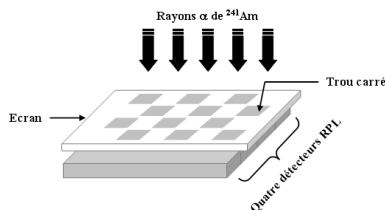


FIGURE 2: Montage du système d'irradiation avec les particules α de ^{241}Am pour déterminer la face la plus sensible du détecteur RPL.

Les réponses des RPL sont présentées sur la figure 3. On voit que les plages de quatre RPL irradiés par la face avant ont vu les particules α qui traversaient les trous de l'écran en papier (figure 3a). Il en est de même pour les RPL 1 et 3 (figure 3b), mais par contre on voit dans cette même figure que par irradiation par la face arrière les RPL 2 et 4 semblaient insensibles. Par conséquent, il est clair qu'à cette énergie des particules α , on doit tenir compte du sens d'exposition du RPL.

3.2 Configuration du dosimètre

La figure 4 montre la configuration adaptée du dosimètre aux neutrons rapides. Elle se constitue d'un assemblage de verre RPL (d'épaisseur 1,5 mm), d'aluminium (d'épaisseur 0,9 mm) et d'un convertisseur en polyéthylène (d'épaisseur 1 mm), placé dans un boîtier en polyéthylène. Les neutrons sont détectés après leur interaction dans le convertisseur riche en hydrogène qui produit des protons de recul via une collision élastique

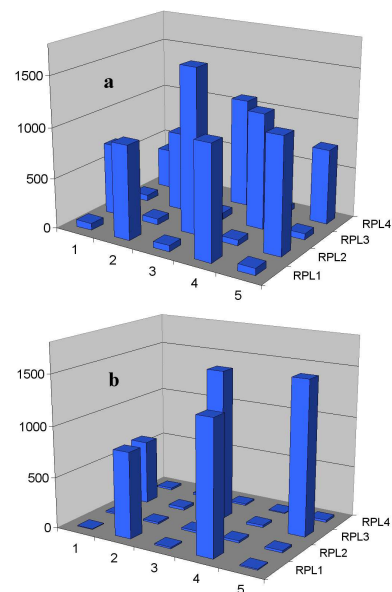


FIGURE 3: Réponse du RPL pour les α de ^{241}Am . a : exposition de la face avant de 4 RPL; b : exposition de 4 RPL dont 2 en face avant (RPL1 et RPL3) et 2 en face arrière (RPL2 et RPL4), montrant que la face avant est plus sensible aux particules α .

(n,p). Compte tenu de la sensibilité du RPL aux protons, les trois couches d'aluminium sont utilisées pour arrêter les protons éjectés du boîtier et ceux susceptibles d'être rétrodiffusés par le polyéthylène. Le RPL1 enregistre l'exposition des rayonnements n et γ , et le RPL2 les n et γ plus les protons issus du polyéthylène. Les deux RPL sont supposés recevoir les mêmes quantités d'irradiations en termes de n et γ . L'évaluation de l'exposition aux protons M_0 est donnée par la différence des mesures.

$$M_0 = M_{RPL1} - M_{RPL2} \quad (1)$$

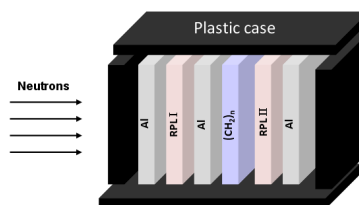


FIGURE 4: Schéma du montage dosimétrique. Al : aluminium; RPL : verre Radiophotoluminescent; PE : polyéthylène

3.3 Conditions d'irradiation

Les irradiations ont été effectuées avec la source de $^{241}\text{Am-Be}$ ($4,10^{-7} \text{ MeV} \leq E_n \leq 11 \text{ MeV}$) du calibrateur de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de Strasbourg. Le flux était estimé à environs $(2,24 \pm$

0,10)x10⁶ neutrons par seconde pour un débit d'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ de 49 $\mu\text{Sv/h}$ à (75,0 \pm 0,1) cm. L'énergie des rayons gamma accompagnant les neutrons était estimée à 4,438 MeV avec un ratio γ/n de 0,596, d'après Mowlavi et Koochi-Fayegh [6]. Pendant les irradiations, les dosimètres ont été disposés sur un système rotatif au centre duquel fut placée la source de ²⁴¹Am-Be. La distance source - dosimètre était fixée (19 \pm 0,1) cm. Pour des raisons de diffusion de neutrons, les irradiations ont été réalisées dans une vaste salle avec un minimum des matériels à proximité. Plusieurs séries de mesures ont été réalisées pour des durées différentes.

4 Résultats et discussion

4.1 Réponse du dosimètre

La figure 5 représente la réponse du dosimètre pour les neutrons de ²⁴¹Am-Be en fonction de l'équivalent de dose ambiant, entre 2 mSv et 433 mSv. Celle-ci est donnée par la différence des mesures entre les RPL2 et RPL1. On peut voir que cette réponse varie linéairement en fonction de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ avec un coefficient de corrélation $\chi^2 = 0,96$. Les erreurs sur la figure 5 sont de nature statistiques. Entre 2 et 433 mSv, les résultats suivent une loi linéaire sous la forme :

$$R = 1,8922 \times H^*(10) + 1,0043 \quad (2)$$

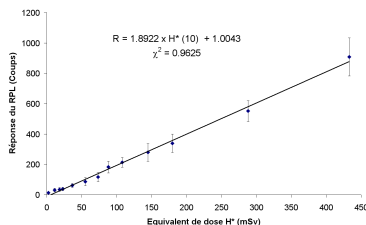


FIGURE 5: Réponse du dosimètre pour les neutrons de ²⁴¹Am-Be en fonction de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$.

Dans cette gamme, il est possible, à partir de ces mesures réalisées dans le spectre neutronique, d'obtenir le facteur de calibration du dosimètre. Ce qui signifie que le dosimètre expérimental permet la détermination de l'équivalent de dose ambiant neutrons en multipliant ledit facteur par la mesure obtenue avec le dosimètre. Ainsi, dans le champ mixte, on peut utiliser l'équation (3) déduite de la relation (2) pour estimer la dose neutron.

$$H^*(10) = 0,528 \times (R - 1,0043) \quad (3)$$

Où $H^*(10)$ est l'équivalent de dose ambiant neutrons et R la différence des mesures entre les RPL2 et le RPL1.

La relation (3) montre que le facteur multiplicatif, pour ce spectre neutronique, est de 0,528. Ainsi, le sys-

tème dosimétrique mis au point est susceptible d'être utilisé pour la dosimétrie neutrons d'ambiance dans les champs mixtes neutron/gamma.

Dans la suite, nous avons l'intention d'étudier la question du préchauffage et la perte du signal au cours du temps.

5 Conclusion

Cette étude a permis de démontrer qu'il est possible de détecter des neutrons pour la surveillance de l'environnement à l'aide de verre RPL dopé à l'argent associé avec un convertisseur neutron-proton.

La réponse expérimentale du dosimètre en terme d'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ était linéaire entre 2 mSv et 433 mSv avec un coefficient de corrélation $\chi^2 = 0,96$. En plus, le dispositif expérimental peut être utilisé pour évaluer les expositions cumulées dans les champs mixtes neutron/gamma.

L'étude préliminaire a montré que la sensibilité du verre RPL aux particules chargées (des α d'énergie 5.48 MeV de ²⁴¹Am) dépend de la face irradiée et probablement de l'énergie de la particule.

Références

- [1] Croft, S. and Weaver, D. The application of radiophotoluminescent glass to dosimetry in mixed n- γ fields. Radiat. Prot. Dosim. 17, 67-70 (1986).
- [2] Miljanić, S., Ranogajec-Komor, M., Blagus, S., Plàfalvi, J.K., Pàzmàndi, T., Deme, S. and Szàntó, P. Response of radiophotoluminescent dosimeters to neutrons. Radiat. Meas 43 (2008) 1068-1071.
- [3] Girod, M., Bourgois, L., Cornillaux, L. and Andre, G. Study and presentation of a fast neutron and photon dosimeter for area and criticality monitoring using radiophotoluminescent glass. Radiat. Prot. Dosim. 112, 359-370 (2004).
- [4] Chiyoda Techno Glass Corporation, 2008. User manual for reading module FGD-660 (ref : AS-04-21-0010-R0).
- [5] Miyamoto, Y., Kinoshita, K., Koyama, S., Takei, Y., Nanto, H., Yamamoto, T., Sakakura, M., Shimotsuma, Y., Miuta, K. and Hirao, K. Emission and excitation mechanism of radiophotoluminescence in Ag⁺-activated phosphate glass. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 619, 71-74 (2010).
- [6] Mowlavi, A. and Koochi-Fayegh, R. Determination of 4.438 MeV γ -ray to neutron emission ratio from a ²⁴¹Am-9Be neutron source. Applied Radiation and Isotopes 60, 959-962 (2004).

Measurement of electron identification performance in the ATLAS detector

Thomas Serre

*Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), Université d'Aix-Marseille,
CNRS/IN2P3, Marseille, France*

Résumé

Precise measurements of the electron identification efficiencies in data are crucial for all physics analysis involving electrons in ATLAS. Efficiency predicted by simulation need to be corrected with the results of data driven measurement, with an uncertainty as low as possible. Such measurements also confirm identification algorithms improvements done in simulation. A pile-up robust identification, mandatory for the higgs discovery in 4 electrons, was validated.

1 Introduction

During 2011 and 2012, the ATLAS detector collected large samples of Z decaying in electron and positron, 4 millions in 2011 and 20 million in 2012. Precise measurements of the electron identification efficiencies were made over a relevant range of transverse energies and full detector acceptance. The goal of these measurements is to provide data-driven corrections to the efficiencies predicted by simulation. Thus, any physics analysis involving electrons requires such measurements. Here we describe the ATLAS subdetectors useful for electron performance, then the algorithm of reconstruction and identification of electrons. Measurements with the Tag&Probe method based on the Z invariant mass are then detailed, followed by efficiency results.

2 The ATLAS Detector

ATLAS is a particle detector [1] constructed at the LHC, the particle accelerator of CERN. ATLAS is a cylindrical detector of 40 metres long and 22 metres diameter. It consists of concentric subdetectors around the interaction point. Only the components involved in electron reconstruction and identification will be described here.

The ATLAS inner detector provides precise track reconstruction of charged particle. It consists of three layers of pixel detectors close to the beam pipe, four layers of silicon microstrip detector (SCT) and a transition radiation tracker (TRT). Pixels and SCT provides seven space points per track. TRT gives thirty six hits in average per track and also discrimination between pions and electrons.

The ATLAS electromagnetic calorimeter (EM) (fig. 1) is divided in two parts : a barrel and two end caps.

The active material is liquid Argon (LAr), and copper is the absorber material. His accordéon shape allows to avoid crack in the Φ direction. Three layers are superposed from fine to coarse granularity. The first layer consists of finer grained strips. The second layer collect most of the EM shower energy. Then, the back layer enable a correction for EM shower with high energy. Finally, a presampler placed in front of the EM calorimeter corrects energy lost in the material before the calorimeter. Its high granularity give a good separation between pions and electrons.

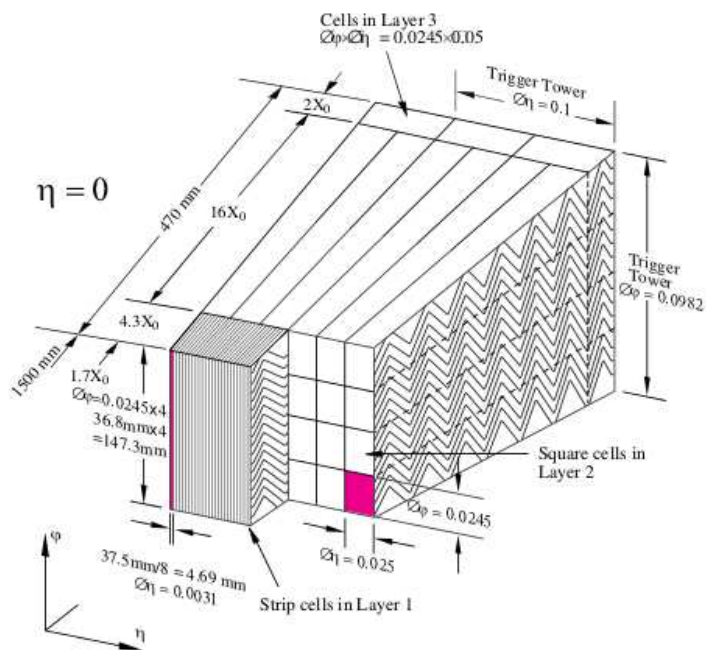


FIGURE 1: Sketch of a LAr module of the EM calorimeter. Granularity of the three layer and accordion shape are shown

Informations from tracker and EM calorimeter are combined to reconstruct electron candidates. The algorithm is described in next section.

3 Electron reconstruction

The standard electron reconstruction starts with EM clusters reconstructed in the EM calorimeter. These seed clusters are formed for energy above 2.5GeV in 3×5 in unit of cells in $(\eta \times \Phi)$ in the second layer of

the EM calorimeter with a sliding window algorithm. If nearby seed clusters have common cells, the cluster with the highest energy is kept.

An electron candidate is defined by the existence of one or more reconstructed tracks associated to a seed cluster. The reconstructed track is extrapolated to the second layer of the EM calorimeter. Then, the η and Φ of the extrapolated track and of the seed cluster are compared. If there are close enough, the track is considered to match the cluster. If more than one track is matched to a cluster, the track with the smallest $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$ is considered as the best match.

Electron candidates clusters are then recomputed with a larger size, 3×7 or 5×5 in unit of cells in ($\eta \times \Phi$), depending if electron candidate is in barrel or endcap. After several corrections to the cluster energy, the electron four-momentum is computed.

Jets, which results from hadronisation of coloured particle, deposit energy in the EM calorimeter and can be reconstructed as electron candidate. For one isolated electron, 100000 jets are produced. Electron identification use the whole information of tracker and calorimeter to increase the rate of isolated electrons. the identification algorithm will now be described.

4 Electron identification

The aim of electron identification in ATLAS is to separate isolated electrons from jets. Identification is a cut-based method on variables coming from calorimeter, tracker and combined calorimeter/tracker information. Three sets of cuts have been defined with increasing background rejection power [2] :

- loose : include cuts on shower variables (hadronic leakage, shower width), loose track/cluster matching. Rejection against jets is about 600. Identification
- medium : include loose cuts tighten and track variables (transverse impact parameter, medium track/cluster matching). Rejection against jets is about 2000.
- tight : include medium and combined tracker/calorimeter variables (E/p) and tight track/cluster matching. Rejection against jets is about 90000.

Increasing rejection power means also to loose efficiency on isolated electron identification. Good knowledge of identification efficiency is important for cross section measurement and also to correct predicted efficiency with simulation. A way of measuring efficiencies in data is tag and probe method with Z events.

5 Electron identification efficiency

5.1 Tag & Probe

Efficiency measurements can be done by tagging events on a well-identified decay. For the Z boson decay-

ing into two electrons, one of the leptons is tagged with tight identification criteria and matched to the trigger. The second electron called “probe” is then tested against the identification criteria

The tag lepton serves to select a clean event sample, leaving the probe unbiased and allowing efficiency measurement. The efficiency is equivalent to the fraction of probe candidates passing the cut of interest :

$$\varepsilon_{\text{cut}} = \frac{N_{\text{probes passing cut}}}{N_{\text{probes}}} \quad (1)$$

5.2 Background subtraction

Probe sample is not clean enough after tag requirements to do a precise efficiency measurement. Then, the key of the measurement relies on the estimation of the remaining background (jets faking electron) in probe sample. Reverted identification cuts on probes (probes failing identification cuts) allows to select the background. However, identification cuts are not perfect and signal events can also be selected this way. Thus, the choice of reverted cuts will be a compromise between background selection and signal rejection.

Choice of reverse identification cut The identification menu defined in section 4 is used. Three background templates are compared here :

- Template OS fail loose : This template is build with tag and probe pairs of opposite sign. The probe is required not to pass the loose identification. It means that at least one cut of loose is failed by the probe.
- Template SS fail loose : This template is build with tag and probe pairs of same sign. The probe also fail loose identification.
- Template OS fail 2loose cuts : Opposite sign tag and probe pairs. Probe have at least 2 cuts of the loose++ identification failed. A reverted cut on calorimeter isolation is also performed.

OS fail loose gives the best background selection but also the highest signal contamination at high p_T (The Z peak is clearly visible in fig 2, in the bottom plot). This template can't be used due to the signal contamination under the Z mass peak but it gives the good shape of background far from the Z peak.

SS fail loose allows to reduce the signal contamination, thanks to the same sign requirement : only signal event with a bad charge identification on an electron (about one percent of Z events) contribute. However, background shape is different at low p_T compared to OS fail Loose : the same sign requirement modifies the background shape at low p_T (see top plot of fig 2), giving bad efficiency measurement.

Finally, OS fail 2 loose cuts is a good compromise : The signal contamination after these requirements is less than 1% and background shape follow the one from OS fail loose template over the range in p_T .

The background shape is good but not the normalisation : obviously, all the background events don't enter the template and a normalisation is needed.

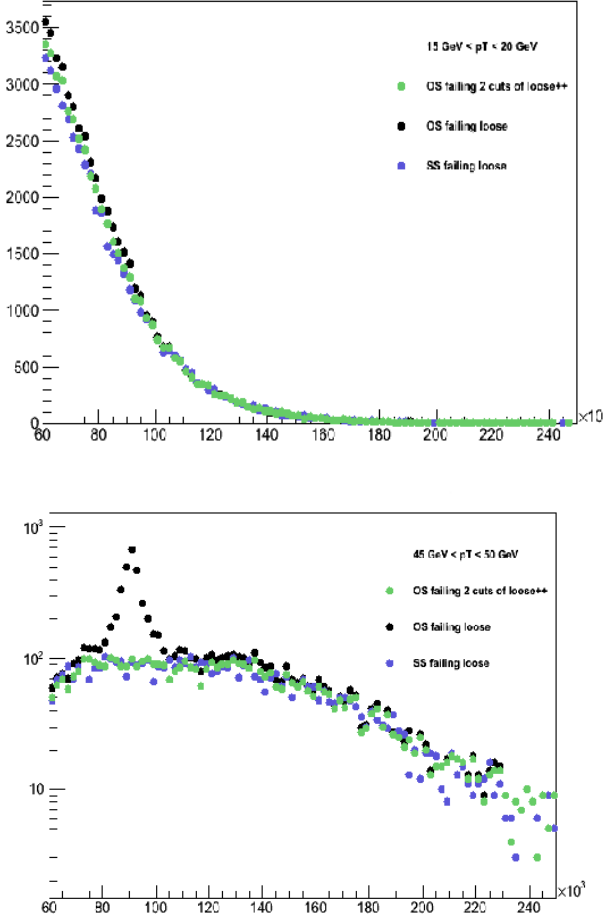


FIGURE 2: Invariant mass of 2 electrons in 2011 ATLAS data with reverted identification cuts. On top, $15 \text{ GeV} < p_T \text{ probe} < 20 \text{ GeV}$ and on bottom $45 \text{ GeV} < p_T \text{ probe} < 50 \text{ GeV}$. Three templates are shown, OS fail loose in black, SS fail loose in blue and OS fail 2 loose cuts in green

Normalizing the template The background template is then normalized to the opposite sign tag&probe pair distribution. Here a simple normalization is done to the number of events in the high tail ($M_{ee} > 120 \text{ GeV}$) of the invariant mass distribution. This region of the distribution is dominated by background events. Subsisting signal events are subtracted before computing the normalization factor. This signal contribution is estimated by dividing the number of probes passing tight identification, which are mainly signal events, by the tight efficiency :

$$B_{base}^{peak} = N_{template}^{peak} \times \frac{N_{base}^{hightail} - \frac{N_{base}^{tight, hightail}}{\epsilon_{tight}^{hightail}}}{N_{base}^{hightail}}$$

the normalization factor is usually of the order of 1.15. The low tail is not used since it contains a higher fraction of signal (from Drell-Yan production which is also signal!)

The estimated background is then subtracted from the number of probes which appears in denominator in equation 1. For the numerator, an equivalent method

is done but we won't describe it here.

Systematic uncertainties The only source of systematic considered is the uncertainty on the background estimation.

Error on signal contamination in the template is assessed by a variation of the reverse identification cut. This mainly impacts on the level of signal contamination, since most of the background events pass both of the cuts. If the inefficiency on signal events of the cut used as variation is twice the inefficiency of the base cut, then the signal contamination in the template.

Stability of the method with respect to the level of background in probe sample is assessed by a variation of the tag requirements that will reduce the fake rate of the tag and increase the ratio S/B.

Also variation on the signal range, i.e. the Z window mass, allows to modify the level of background and to check stability of the background shape.

6 Results of the efficiency measurements

Efficiencies are measured in 2D in seven p_T bins and fifty η bins, in data and in MC. Fig 3 shows efficiency results at high and low p_T , and also depending on η .

Physics analysis use scale factor, defined as $SF(p_T, \eta) = \frac{\epsilon(p_T, \eta)_{data}}{\epsilon(p_T, \eta)_{MC}}$, to scale their MC to data. Other tag&probe channels are combined to provide the final SF measurement.

For Z T&P, though the low stat in low p_T bin (p_T), the systematical error is dominating due to the difficulty to have a background template with relevant shape. The total error at low p_T is about 2% on scale factor.

At high p_T ($p_T > 45 \text{ GeV}$), the background in probe sample is very low so the systematic on background subtraction become minor compared to the statistical one. The total error at high p_T is about 0.8% on scale factor.

Versus η , differences in efficiency come from the amount of material in front of the calorimeter. In particular, the region around $\eta = 1.4$ is known as the EM crack because of the high amount of material in this region. On fig 3, this region has smaller efficiency and higher errors.

7 Role in the Higgs discovery

Another role of efficiency measurement in data is to validate the MC optimisation of identification criteria in data. In 2012, pile up robust identification (identification not affected by events with several p-p collisions) was developed to improve efficiency of identified electrons with, of course, keeping the same rejection .

Event reconstruction of Higgs decaying in 4 electrons needs a good electron identification efficiency, especially at low p_T for a higgs mass below twice the Z mass. More than that, the identification efficiency can be affected

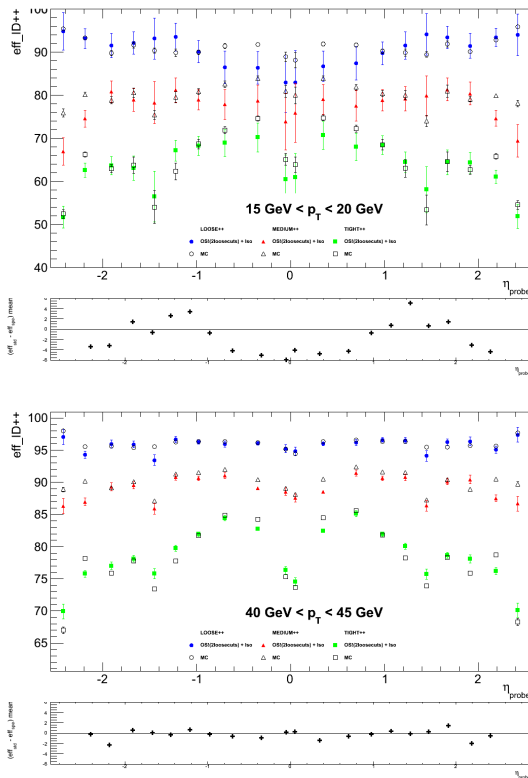


FIGURE 3: Efficiency of three ID measured with Z T&P in ATLAS 2011 data. on top, $20 \text{ GeV} < p_T \text{ probe} < 25 \text{ GeV}$, and on bottom $40 \text{ GeV} < p_T \text{ probe} < 45 \text{ GeV}$. Error bars are systematic and statistics

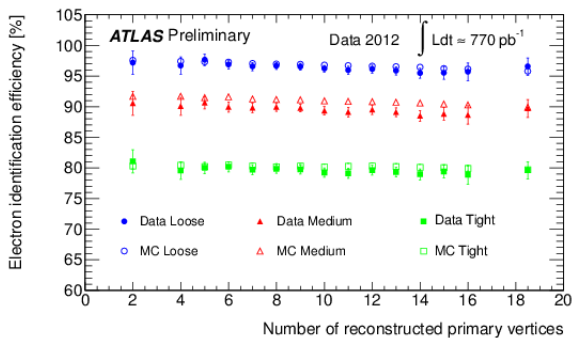


FIGURE 4: Efficiencies of the 3 reoptimized identification criteria versus the number of primary vertex reconstructed in event.

by the pile up. Thus, discovery of the higgs decaying in 4 leptons needed a flat efficiency versus the number of primary vertices since the average interaction per collision in 2012 at LHC was 20.

Fig. 4 is the result of the tag&probe method versus the number of primary vertices. The efficiency of the 3 menus is flat versus the pile up and in good agreement with MC. Then, it confirms the optimisation made on MC directly in data.

Références

- [1] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider , 2008 JINST 3 S08003 , The ATLAS collaboration
- [2] Expected electron performance in the ATLAS experiment, ATLAS NOTE, April 18 2011, The ATLAS collaboration

Étalonnage des détecteurs solides de traces nucléaires type PN3 avec des neutrons thermiques

TRAORE Issiaka

*Groupe RaMsEs, Institut Pluridisciplinaire
Hubert Curien (IPHC), Université de Strasbourg,
CNRS/IN2P3, Strasbourg, France*



Résumé

Nous avons caractérisé la réponse de détecteurs solides de traces nucléaires de type PN3 associés à des convertisseurs dopés au bore dans un champ neutronique contenant une composante rapide et thermique. La sensibilité obtenue du dosimètre aux neutrons thermiques est de l'ordre de 2728 ± 174 trace.cm⁻²mSv⁻¹.

1 Introduction

La dosimétrie neutron est une science récente qui a vu son développement s'accélérer au cours de la dernière décennie. L'évolution des recommandations de la CIPR 60 [1] à la CIPR 103 [2], s'est traduite par l'abaissement de la limite de dose efficace d'au moins un facteur 2 et une hausse du facteur de pondération radiologique des neutrons, d'où la nécessité de la mise en place d'une nouvelle génération de dosimètres neutrons répondants aux exigences de la CIPR.

En raison de la spécificité des neutrons, plusieurs difficultés subsistent quant à leur détection. La première est liée à leur absence de charge qui ne leur permet pas d'interagir directement avec la matière. Cependant ils mettent en route des particules secondaires (protons et alpha) très ionisantes qui créent à leur passage des dégâts.

La deuxième difficulté provient du fait que les neutrons couvrent une large gamme énergétique allant de 10^{-12} à 10^4 MeV, il faut donc adapter le système de détection selon la gamme énergétique d'intérêt. Un autre problème est la présence systématique de photons dans les champs neutroniques, il est donc nécessaire de disposer de moyens de détection ayant une sensibilité faible voire nulle aux photons. Le service de dosimétrie du groupe RaMsEs (Radioprotection et Mesures Environnementales) de l'IPHC (Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien) mène depuis 10 ans des recherches théoriques et expérimentales sur la détection des neutrons par un dosimètre passif DSTN (Détecteurs Solides de Traces Nucléaires) de type PN3 pour la surveillance dosimétrique en routine.

Le choix du dosimètre PN3 a été motivé par les connaissances déjà acquises sur le processus d'enregistrement des rayonnements ionisants, les conditions de traitement chimique révélatrices des traces latentes, du système de lecture automatique des traces et de leur insensibilité aux rayonnements γ . Les PN3 ont aussi l'avantage de couvrir un large spectre énergétique et la norme

ISO 21909 [3] les classe parmi les cinq détecteurs passifs fiables pour la dosimétrie neutron.

Le but de cette étude est de déterminer la dose neutron par le biais de neutron lents. Par conséquent des tests ont été effectués pour établir une courbe d'étalonnage. Ces tests ont eu lieu auprès de l'installation de référence Van Gogh de l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) avec la source neutronique de ²⁵²Cf modérée à l'eau lourde afin de produire des neutrons lents. La même source entourée d'une coquille de cadmium a permis d'absorber les neutrons lents produits et par la méthode différentielle, d'obtenir une courbe d'étalonnage avec des neutrons lents uniquement.

Deux types de convertisseurs dopés au Bore à savoir le BE10 (99% de ¹⁰B) et le BN1 (19,9% de ¹⁰B et 80,1% de ¹¹B) dont la section efficace est importante pour les neutrons thermiques ont été associés au PN3 afin de mettre à profit les avantages de la réaction ¹⁰B(n, α)⁷Li pour la détection.

2 Matériels et méthodes

2.1 Descriptif du dispositif Van Gogh de l'IRSN

Le Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) de l'IRSN a un statut de laboratoire associé au Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) qui a pour mission de préparer et de mettre en œuvre la politique française de métrologie [4].

Pour nos expériences, nous avons utilisé la source nue de ²⁵²Cf de l'irradiateur Van Gogh qui ne donne qu'un spectre de neutrons rapides. Cette source (²⁵²Cf nu) placée au centre d'une sphère modératrice d'eau lourde de 15 cm de rayon avec une coquille en aluminium de 1,2 mm d'épaisseur produit un spectre neutronique avec une composante rapide, épithermique et thermique. La même source modérée à l'eau lourde et recouverte d'une coquille de cadmium de 0,8 mm d'épaisseur a été utilisée aussi afin de supprimer la composante thermique du spectre (de 10 meV à 1 eV). L'intérêt d'effectuer des mesures sur cette configuration de source (Cf+D₂O+Cd) est de pouvoir, en la couplant avec celles effectuées sur le Cf+D₂O, déduire après la soustraction des deux signaux la contribution due seulement aux neutrons thermiques.

2.2 Descriptif des convertisseurs dopés au Bore

Les neutrons thermiques ne sont pas directement détectables par les différents instruments de mesures, c'est donc les particules secondaires créées avec des énergies suffisantes pour être détectées par nos DSTN à travers des convertisseurs de grande section efficace qui seront mis en évidence dans ce travail.

Nous avons utilisé deux types de convertisseurs essentiellement composés de Bore fournis par la société DOSIRAD¹. L'un des écrans convertisseurs est composé uniquement de ^{10}B pur à 99% connu sous le nom commercial BE10 et l'autre comprend 19,9% de ^{10}B et 80,1% de ^{11}B appelé Bore naturel et désigné par BN1. Les données du constructeur DOSIRAD montrent que les convertisseurs sont tous deux composés de trois parties :

- une couche de support en PET (Polyéthylène Téréphtalate) de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, de formule brute $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$;
- une couche d'accrochage de $2\ \mu\text{m}$ composée de SARAN F-310 (Polyvinyl Dichloride) ;
- une couche active en Bore de résidu de liant organique d'épaisseur $40\ \mu\text{m}$.

Des pochettes scellées contenant des PN3+BN1, PN3+BE10 ont été fixées sur un fantôme parallélépipédique (PMMA) de polyméthacrylate de méthyle ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) de dimensions $30\times 30\times 15\ \text{cm}$ pour les différentes séries d'irradiation neutroniques à des doses allant de 1 à 4 mSv.

2.3 Traitement chimique et lecture des DSTN

Les DSTN manufacturés par la société APVL² et connu sous le nom commercial de PN3 que nous avons utilisés sont de dimensions $20\times 25\times 1,5\ \text{mm}$. Les PN3 irradiés ont été développés chimiquement dans une solution de soude à 6,25 N, à la température de $70\ ^\circ\text{C}$ pendant 7 h et lu au microscope optique Axioskop de magnification 10x couplé à une caméra CCD piloté par le logiciel Visilog 5.4³. Les images des traces ont été enregistrées, puis, une surface de $53,848\ \text{mm}^2$ de chaque PN3 a été scannée; le nombre de traces est déterminé par le logiciel de traitement d'image imageJ⁴.

3 Résultat

3.1 Réponse des PN3 sans convertisseur

Nous avons dans un premier temps irradié nos dosimètres sans convertisseur boré avec les sources de ^{252}Cf , Cf+D2O et Cf+D2O+Cd. Les résultats présentés sur la figure 1 montrent que la réponse des PN3 est presque la même pour les sources Cf+D2O et

Cf+D2O+Cd et en deçà de celui de la source de ^{252}Cf nue.

Ces résultats sont cohérents car en thermalisant la source, on augmente le taux de thermiques qui passe de 0 à 12%, en diminuant celui des rapides. De ce fait, sans convertisseur boré, on ne détecte que les rapides, or le ^{252}Cf nu produit plus de rapide que les sources Cf+D2O et Cf+D2O+Cd.

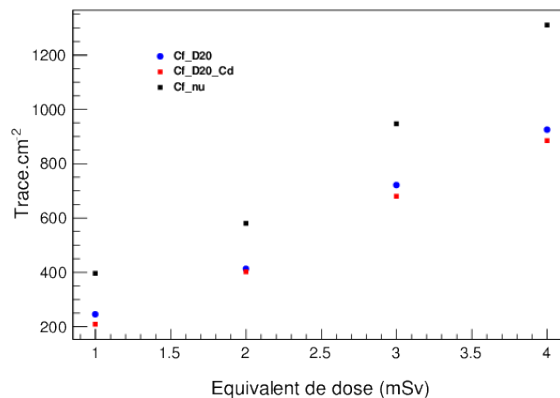


FIGURE 1: Equivalent de dose suivant trois configurations.

3.2 Réponse des PN3 avec convertisseur

La réponse du détecteur PN3 en fonction de l'équivalent de dose variant de 1 à 4 mSv est obtenue par la détermination du nombre de particules chargées α et ^7Li produites par la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, induite par les neutrons thermiques de la source Cf+D2O.

Les images de la réponse du PN3 associé au BE10 et BN1 pour une dose de 3 mSv représentées sur la figure 2 montrent un chevauchement de particules et un début de saturation avec le convertisseur BE10, ce qui rend le comptage des traces difficiles, donc approximatif. C'est pourquoi nous n'avons pas pu établir la relation dose-nombre de traces pour le BE10. Dès lors, le BE10 ne peut être utilisé que pour de faible équivalent de dose vu sa grande sensibilité. Toutefois, la figure 3 montre une évolution linéaire du nombre de traces proportionnel à l'équivalent de dose neutronique; d'où l'on déduit une réponse de $2728\pm 174\ \text{trace.cm}^{-2}\text{mSv}^{-1}$ pour le PN3 associé au BN1.

3.3 Conclusion

A la lumière de cette étude, il est possible d'utiliser le DSTN du type PN3 pour réaliser la dosimétrie neutron via les neutrons thermiques. Le BE10 et le BN1 doivent être associés pour couvrir une large gamme d'équivalent de dose. La linéarité de la courbe d'étalonnage du PN3+BN1 pour des équivalents de doses variant de 1 à 4 mSv est caractéristique des courbes d'étalonnage en dosimétrie neutron rapide par DSTN [5].

1. <http://dosirad.pagespro-orange.fr/DOC%20BN1-A.htm>

2. <http://www.apvl.com>

3. <http://www.noesis.fr/en/visilog.html>

4. <http://rsbweb.nih.gov/ij/>

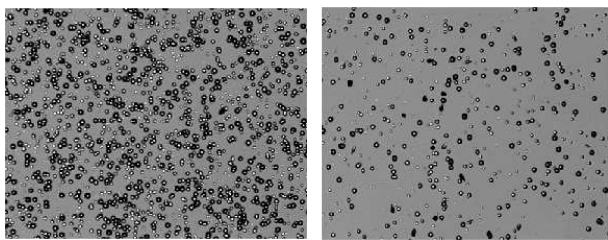


FIGURE 2: Traces de particules alpha issues de la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ pour un équivalent de dose de 3 mSv suivant les configurations PN3+BE10 (à gauche) et PN3+BN1 (à droite).

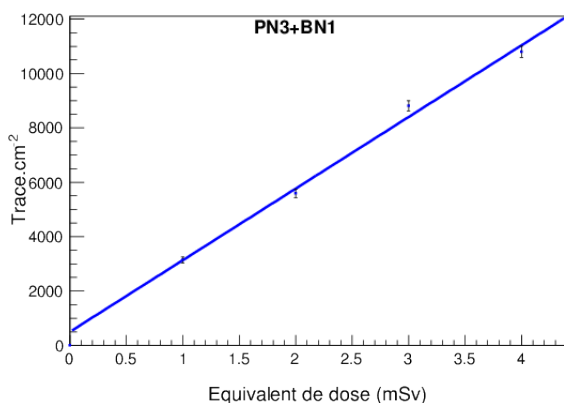


FIGURE 3: Réponse du PN3+BN1 aux neutrons lents.

Références

- [1] ICRP publication 60. Recommendations of the International Commission on Radiological Protection Ann. ICRP 21(1-3),1991.
- [2] ICRP publication 103. Recommendations of the International Commission on Radiological Protection Ann. ICRP 37(2-4), 2007.
- [3] ISO 21909. Dosimètres individuels passifs pour les neutrons -Exigences de fonctionnement et d'essai. Technical report, AFNOR, 2005.
- [4] V. GRESSIER¹, J.L. POCHAT¹. Les installations de l'IRSN dédiées à la métrologie des neutrons. Radioprotection Vol. 41, n° 1, 2006.
- [5] A. BELAFRITES. Développement et mise au point des méthodes de microanalyses nucléaires applications aux mesures environnementales (neutron et radon). Université ferhat abbas-setif ufas (algerie), 2004.

Deuxième partie

Modèle Standard

session dirigée par Christophe Ochando

Search for the Higgs boson in the $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ decay channel with the ATLAS detector

Lion Alio

Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), Université d'Aix-Marseille, CNRS/IN2P3, Marseille, France

1 Standard Model and Higgs boson

The Standard Model (SM) is an excellent model to describe the elementary particles and their interactions : Three generations of particles with 3 types of interactions (electromagnetic, weak and strong interaction). However, the mediators of the weak interactions are proved to have heavy masses, therefore leading to the violation of gauge invariance. To avoid this difficulty, one solution is using the Higgs mechanism, which allows the existence of the breaking of a symmetry without violating the gauge invariance (usually referred to as spontaneous symmetry breaking) [1].

The Higgs mechanism can be used to describe the mass generation of particles. In theory, the Lagrangian of the Standard Model including the Higgs mechanism will contain [2] :

- The term that represents the Higgs interactions with gauge vector bosons,
- The Yukawa interactions between the fermions and the Higgs boson,
- The Higgs self-interaction terms.

If the hypothesis of Higgs mechanism is true, then the Higgs boson can be produced in particle collisions. Discovering or excluding the Higgs boson existence is one of the main goals of the Large Hadron Collider (LHC), which is the largest particle accelerator in the world with an energy in the center of mass up to 14 TeV and very high luminosity delivered. In LHC, the Higgs can be produced in the proton-proton collisions by the following processes [3] :

- The gluon-gluon fusion, two gluons create a loop of virtual heavy quarks (mostly top quarks) (Fig. 1).
- $t\bar{t}$ fusion, the collision of two gluons will produce two pairs of top-antitop quarks, a top and an anti-top from each pair then combine and create a Higgs boson (Fig. 1).
- Higgs-strahlung, a quark and anti-quark exchange virtual weak bosons, which will emit a Higgs boson (Fig. 1).
- Weak boson fusion, the two quarks collide and exchange virtual weak bosons (W or Z), emitting a Higgs boson (Fig. 1)

Among the productions of Higgs boson at LHC, the process that dominates the most is the gluon fusion, while the top fusion is the least common. In our Higgs analysis we use the process of Higgs-strahlung, which is the third largest production (more details in Fig. 1).

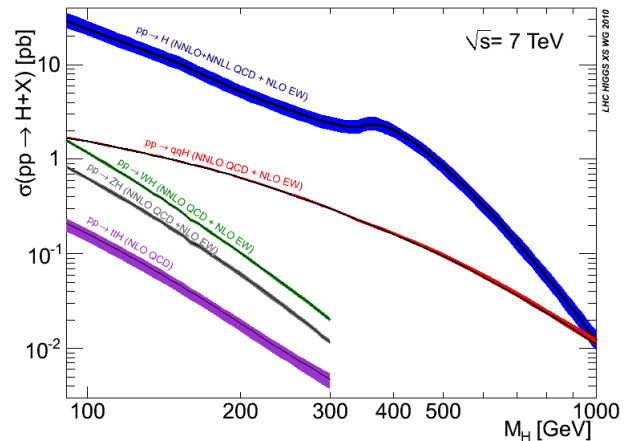
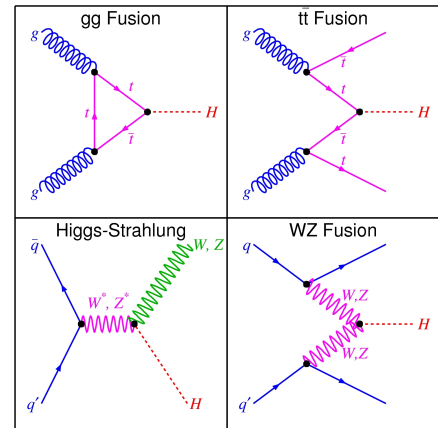


FIGURE 1: Left : processes of Higgs production in LHC. Right : The cross-sections of each Higgs boson production mode at LHC as function of Higgs mass with the energy in center of mass $\sqrt{s} = 7$ TeV

2 Higgs decay channel

It is possible for a Higgs boson to decay to other particles in the Standard Model. These decays mainly depend on the mass of Higgs boson and the strength of interaction. We can determine their branching ratios in terms of mass of Higgs boson. The following decay channels are predicted in Standard Model (see Fig. 2) :

- Decay to fermion-antifermion pair : usually to $b\bar{b}$, $\tau\tau$, or $c\bar{c}$ in low-mass region (100–200 GeV). At high mass region, the Higgs boson can decay to top-antitop pair.
- Decay to pair of massless gauge bosons (γ or gluons). These decay channels exist in low mass re-

gion.

- Decay to pair of weak bosons (WW or ZZ). This type of decay has low branching ratio in low mass region but will be dominant in the high mass region.

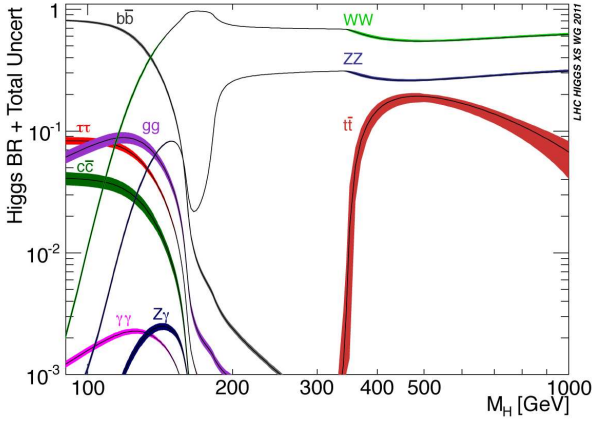


FIGURE 2: The branching ratios of Higgs boson in terms of mass of Higgs

Recently result of the Higgs search at LHC has proved the existence of a Higgs-like particle with mass around 126 GeV in the decay channels of Higgs to $\gamma\gamma$ and Higgs to 4 leptons [4]. The results from ATLAS and CMS reach the significance of 5 sigma for each experiment. However, the other properties of this particle are still unknown : its spin, coupling constants with SM particles, etc..., so it is still under investigation to confirm whether it is a SM Higgs boson or not. Therefore it is necessary to confirm with the other decay channel analyses to establish the coupling constant of this particle to SM fermions (b quarks, c quarks, τ ...). Our analysis involves the Higgs decay channel to $b\bar{b}$, since it is the dominant decay of Higgs in the low mass region.

3 Event selection and analysis

Our analysis of Higgs boson is implemented in ATLAS detector [5], one of the four main detectors at LHC. It is constructed to find the Higgs boson or rule out its existence, and to look for signs of new physics, like Supersymmetry.

In our analysis of Higgs boson, we are interested in the Higgs-strahlung production of Higgs, in which the Higgs boson is associated with a Z boson. The Z boson in this process can decay to leptons or quarks [6]. However we choose the Z decay channel to neutrinos, which will turn invisible in the ATLAS detector and be measured as missing transverse energy (MET), due to the high branching ratios : 3 generations of neutrinos, and the total decay of Z to invisible particles will contribute 20% of branching ratio [6], which is significant. The Higgs boson is supposed to have mass around 126 GeV, will decay to pair of b and anti- b quarks dominantly according to the Higgs decay branching ratio prediction (Fig. 2). The b (or \bar{b}) quarks can be identified

using the b -tagging algorithm, which will be discussed later.

The intense proton-proton collisions that produce the Higgs-strahlung will also produce various backgrounds which will produce the same outputs as Higgs events in detector. The following backgrounds are expected to contribute to the total outputs :

- Top backgrounds : usually the production of pair of top-antitop quarks.
- Weak bosons (W or Z) associated with jets.
- Dibosons (WW , WZ or ZZ) : This background can contribute the most similar output to the signal one (for example : $ZZ \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$, exactly the same output as the signal $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$).
- Multijets processes : can be estimated from data.

In $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ analysis, we use the following event pre-selections :

- Apply Good Run List for data
- MET Trigger
- First primary vertex contains at least 3 tracks
- Apply MET and Jet cleaning
- Use pile up reweighting for Monte Carlo simulation

For object selection for the analysis, we apply :

- Muon selection : use tight selection, require transverse momentum $p_T > 10$ GeV, and $|\eta| < 2.7$. Also require impact parameter cuts, track isolation and apply smearing/scaling
- Electron selection : use loose requirement. Like muons, impact parameter cuts, track isolation and smearing/scaling should be applied
- Jet : use anti- k_t algorithm [7, 8] with a radius parameter of 0.4, require $p_T > 20$ GeV and $|\eta| < 2.5$
- Overlap removal : remove objects (electrons, muons, jets) if there is overlapping of jet-electron, muon-jet, electron-muon

Since we are interested in the events where Z boson decays to large missing transverse energy and Higgs boson decays to two b -jets, we will apply the following event selection :

- Lepton veto : remove events which contain any leptons
- High MET : MET > 120 GeV and missing transverse momentum (MPT) > 30 GeV, also require the angular distance between MET and MPT $\Delta\phi(\text{MET}, \text{MPT}) < \pi/2$
- Exactly 2 jets which fulfill the object selection criteria, with additional requirement on leading jet $p_T > 45$ GeV and distance between 2 jets $\Delta R > 0.7$. Also apply jet veto if events contain more than 2 loose jets
- 2 jets must be identified as b -jets : using the MV1 tagger with 70% efficiency
- Extra cuts on ΔR between two selected b jets

More detail of object and event selection can be found at [9].

4 About b -tagging algorithm

B -tagging algorithm for jets is important in our analysis since we need to identify the two b -jets from the Higgs decay. The b -quark has a relatively long lifetime [6], so it can travel a significant distance before decaying into other particles, leaving displaced tracks and secondary vertex at the decay point in detector (Fig. 3). These properties can be used for constructing the b -tagging algorithms. The available b -tagging algorithms are :

- IP3D : the algorithm based on the longitudinal and transverse impact parameters of the displaced tracks.
- SV1 : based on the displaced secondary vertex.
- JetFitter : reconstruct multiple vertices along the b -hadron line of flight.

Currently most of the analyses with b -tagging use the MV1 tagger, which is a multi-variate based algorithm whose inputs contain IP3D, SV1 and JetFitter-CombNN (which is the multi-variate combination of IP3D and JetFitter) taggers [10]. This tagger so far has the best performance in b -tagging (light rejection versus b -tagging efficiency) (see Fig.3).

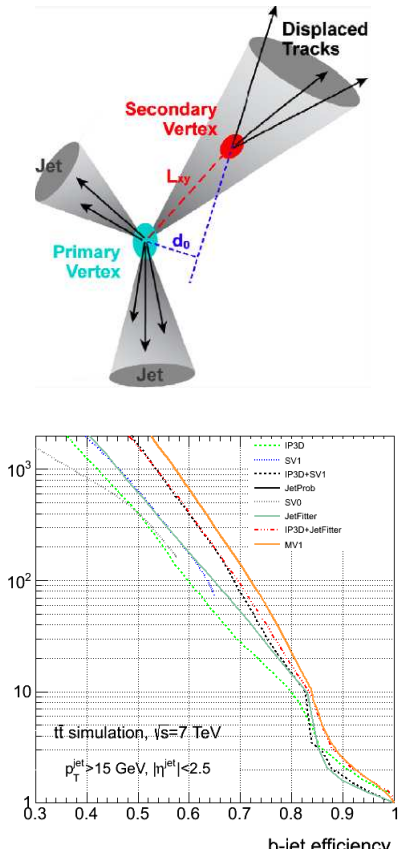


FIGURE 3: Left : schema for b quark signature in detector. Right : the performance of b -tagging algorithm

In this analysis of $H \rightarrow b\bar{b}$, the Z boson and the Higgs are expected to fly back-to-back, and therefore, the higher MET, the higher energy the Higgs can achieve, consequently the two b -jets will be closer to each other,

even merge into each other to create one fat jet. As a result the standard algorithm currently used to associate tracks to jets may fail. So another algorithm to associate tracks to jets should be taken into account, one of the candidates is the ghost-association algorithm.

The ghost-association of tracks to jets is based on the active area [11]. The idea is to create a set of ghost tracks that can be used as the components of the jet clustering procedure. Those ghost tracks have the same direction as tracks but have low energy, so it doesn't affect the total energy of jet. The clustering algorithm will find the regions where the ghost tracks end up, and then determine the region of real tracks that they associate with belong to, therefore the ghost-association can tell us the precise shape of jets (Fig. 4).

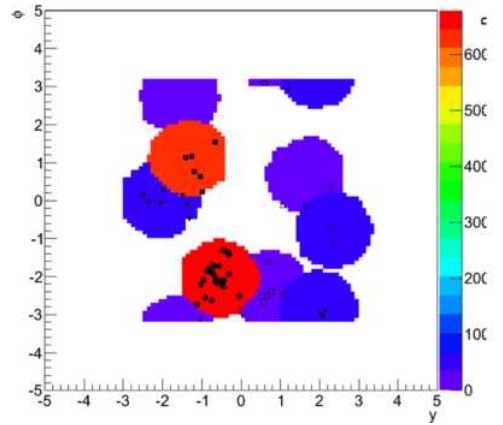


FIGURE 4: Event displayed in y/ϕ plane with anti- k_t $R = 1.0$ and ghost tracking : The color is jet p_T , different marker corresponds to tracks belonging to different jets.

Using ghost-association of tracks to jet, we can use the b -tagging for those jets to see how can the algorithm perform. As indicated in Fig. 5, the performance of b -tagging for ghost-association jet is lower than the regular jets. This is still under investigation, the problem may come from the track selection applied for each clustering algorithm.

5 Outlook : future analysis for Higgs decay to $b\bar{b}$

Recently the result of the Higgs discovery in the 4 leptons and $\gamma\gamma$ channels is a great motivation for the analysis of Higgs in the other decay channels, and it looks more promising for the $H \rightarrow b\bar{b}$ channel because of its high branching ratios at low-mass region of Higgs (126 GeV). The result of Higgs at HCP [12] shows a good agreement between data and MC simulation, however the signal coming from Higgs events is still low and lies in the uncertainty of MC (Fig. 6). This will take more work to extract a clear signal of Higgs in $b\bar{b}$ decay channel.

Moreover, the high MET in the Higgs decay events suggests that the Higgs can be in boost regime, so the

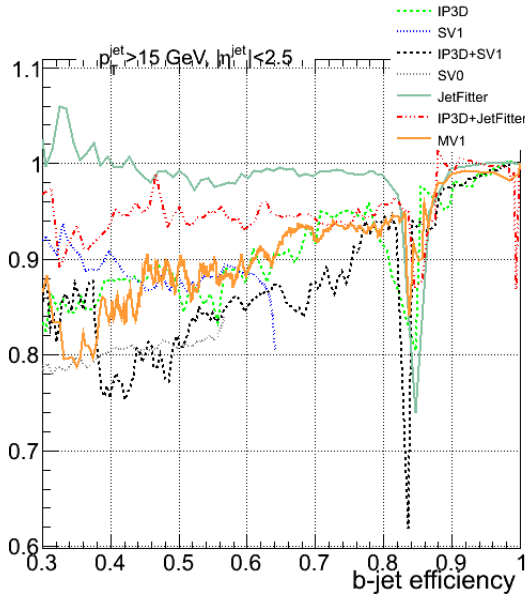


FIGURE 5: Comparison between performance of b -tagging for ghost-association jet and regular jets for various taggers. The ratio is calculated by the rejection of b -tagging for ghost-association jet divided by rejection of regular jet.

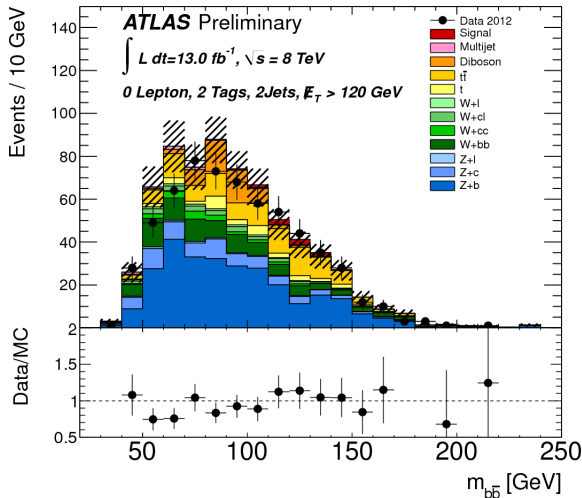


FIGURE 6: The m_{bb} distributions for the signal and backgrounds with $\text{MET} > 120$ GeV. The error bands indicate the size of the combined statistical and systematic uncertainty.

b -jets coming from Higgs decay are more and more close and so more work on the fat jets should be implemented, beside the ghost-association. More work for b -tagging on the boosted jets is also necessary.

Références

[1] Peter W. Higgs, Physical Review Letters, vol. 13, Issue 16, pages 508-509 (1964)

Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons

- [2] Steven Weinberg, Physical Review Letters, vol. 19, Issue 21, pages 1264-1266 (1967)
A Model of Leptons
- [3] Julien Baglio, Abdelhak Djouadi, arXiv :1012.0530 (2011)
Higgs production at the LHC
- [4] ATLAS Collaboration, Phys.Lett.B716 (2012) pages 1-29
Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC
- [5] ATLAS Collaboration, JINST 3 (2008) S08003
The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider
- [6] J.Behringer et al. (Particle Data Group), Phys.Rev D86, 010001 (2012)
Review of Particle Physics
- [7] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez, arXiv :0802.1189 (2008)
The anti- k_t jet clustering algorithm
- [8] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Phys.Lett.B 641 (2006) pages 57-61
Dispelling the N^3 myth for the k_t jet finder
- [9] ATLAS Collaboration, Phys.Lett.B 718 (2012), pages 369-390
Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to a b -quark pair with the ATLAS detector
- [10] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-043 (2012)
Measuring of the b -tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb^{-1} of Data from the ATLAS Detector
- [11] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez, arXiv :0802.1188 (2008)
The Catchment Area of Jets
- [12] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-161 (2012)
Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to bottom quarks with the ATLAS detector

Mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique avec l'expérience ATLAS

Fabrice Balli

CEA/DSM/IRFU, Service de Physique des Particules,
Saclay, France



Résumé

La mesure de la masse du quark top atteint au Tevatron une précision de l'ordre de 1 GeV ($m = 173.5 \pm 0.6 \pm 0.8$ GeV). Ici est détaillée la méthode de cette mesure sur l'expérience ATLAS auprès du LHC, dans le canal semi-leptonique, appliquée à 1 fb^{-1} de données prises pendant l'année 2011. Des améliorations permettant d'atteindre des précisions comparables à celle du Tevatron sont également discutées.

1 Introduction

Le quark top est la particule élémentaire la plus lourde du Modèle Standard. En tant que telle, elle joue un rôle particulier, non seulement dans le cadre de ce modèle, mais également dans celui d'une hypothétique Nouvelle Physique. La mesure de ses caractéristiques avec une précision élevée permet d'étudier la validité du Modèle Standard et d'autres modèles. En particulier, dans le cadre du Modèle Standard, la masse du quark top est liée à la masse du boson W et à celle du boson de Higgs, ce qui permet de contraindre la masse de ce dernier (et, avec la découverte récente d'un nouveau boson pendant l'été 2012, de vérifier la compatibilité de cette nouvelle particule avec le Modèle Standard). Cette relation dérive des corrections à une boucle du propagateur du boson W, et on peut alors effectuer un ajustement des trois paramètres (appelé ajustement électrofaible) pour faire cette vérification. La masse du quark top intervient également dans la stabilité du vide[1], et une amélioration de la précision de la mesure actuelle pourrait ainsi donner des informations sur l'accessibilité d'une potentielle nouvelle Physique.

Découvert au Tevatron par les expériences CDF et DØ en 1995, le quark top est aussi étudié au collisionneur le plus énergétique au monde, le LHC, qui est un collisionneur proton-proton ayant fonctionné à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse en 2011, et 8 TeV en 2012. Le LHC est une véritable usine à quarks top, puisqu'il en a produit plusieurs centaines de milliers depuis le début de son fonctionnement. L'analyse des signaux issus du détecteur ATLAS permet de reconstruire les quarks top produits et de remonter à la masse de cette particule grâce à diverses méthodes de mesure. Une de ces méthodes est détaillée ici.

2 La Physique du top au LHC

Les paires $t\bar{t}$ sont produites, au LHC, essentiellement par fusion de gluons. Chaque quark se désintègre dans environ 100% des cas en boson W et en quark b, ceci étant dû à l'élément de matrice CKM V_{tb} très proche de 1. Chaque boson se désintègre, avec une probabilité connue, en paire lepton-neutrino, ou en paire quark-antiquark. La figure 1 illustre les différents modes ou canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$ avec leurs proportions (ou rapports d'embranchement).

Top Pair Branching Fractions

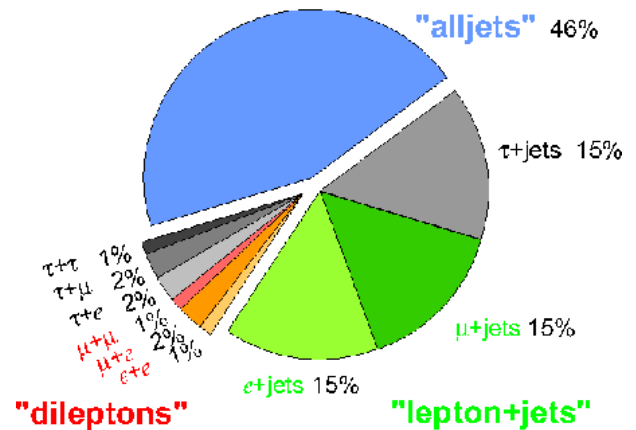


FIGURE 1: Rapports d'embranchements des différents canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$

L'analyse présentée ici s'effectue dans le canal semi-leptonique, où un boson se désintègre en paire quark-antiquark, et l'autre en paire lepton-neutrino. Ce canal bénéficie d'une statistique élevée, ainsi que d'un rapport signal sur bruit raisonnable (comparé aux autres canaux). Les canaux comprenant des leptons tau dans l'état final ne sont pas étudiés pour cause de difficulté d'identification des tau. L'état final comprendra donc :

- Au moins 4 jets dont 2 provenant de quarks b
- Un lepton (électron ou muon)
- Un neutrino identifié comme de l'énergie transverse manquante dans le détecteur

D'autres processus détectés dans ATLAS peuvent conduire à des états finaux identiques, ou détectés comme tels. C'est ce que l'on appelle le bruit de fond. Dans le canal semi-leptonique, les différents bruits de fond sont les événements :

- multijets (QCD)
- W + jets

- Z + jets
- top célibataire
- dibosons

Il faut alors effectuer une sélection efficace à l'aide d'une série de coupures sur les différentes variables cinématiques afin d'optimiser le rapport signal sur bruit tout en gardant un nombre d'événements $t\bar{t}$ final assez important pour réaliser la mesure. L'optimisation des coupures est réalisée grâce aux simulations des différents bruits de fond et du signal (le bruit de fond QCD est estimé à partir des données).

3 Méthode de mesure

3.1 Sélection des événements et reconstruction du top hadronique

La sélection des événements $t\bar{t}$ pour cette analyse est par voie de conséquence la suivante : seuls sont retenus les événements ayant un vertex primaire reconstruit avec au moins 5 traces. On requiert exactement un électron (muon) isolé d'impulsion transverse $p_T > 20$ (25) GeV, satisfaisant à divers critères de qualité, dans l'acceptance du détecteur. On ne retient que les événements ayant au moins 4 jets dans l'acceptance du détecteur avec une valeur absolue de pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$ et une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV, avec au moins un jet étiqueté comme provenant d'un quark b, et 2 jets non étiquetés comme tels. Des coupures sur l'énergie transverse manquante et sur la masse transverse lepton-neutrino sont aussi réalisées pour tenir compte de la désintégration leptonique.

Comme la résolution sur l'énergie transverse manquante est beaucoup moins bonne que celles sur les autres objets physiques, on se sert de la désintégration hadronique pour reconstruire la distribution de masse invariante du boson W (et celle du quark top). Il faut alors choisir quels sont les jets provenant du top hadronique. Pour ce faire, les triplets (jet léger, jet léger, jet de quark b) avec une masse invariante des deux jets légers comprise entre 50 et 110 GeV (contrainte de masse du W) et une masse invariante entre 120 et 220 GeV (contrainte de masse du top) sont sélectionnés. Si l'événement en contient plusieurs, le triplet ayant le plus grand p_T est choisi comme le produit de désintégration du top hadronique. Ce dernier critère de maximisation de l'impulsion transverse se justifie par le fait que les trois jets issus du top sont boostés dans la même direction.

3.2 La méthode des *templates* bidimensionnelle

La distribution de masse invariante du top reconstruite m_{top}^{reco} permet d'estimer la masse au pôle du quark. A l'aide de plusieurs échantillons de simulations Monte-Carlo à masses du top générées variant d'un échantillon à l'autre, on peut ajuster cette distribution en fonction de la masse du top générée (fig.2). Les paramètres de la fonction ajustante en fonction de la masse générée

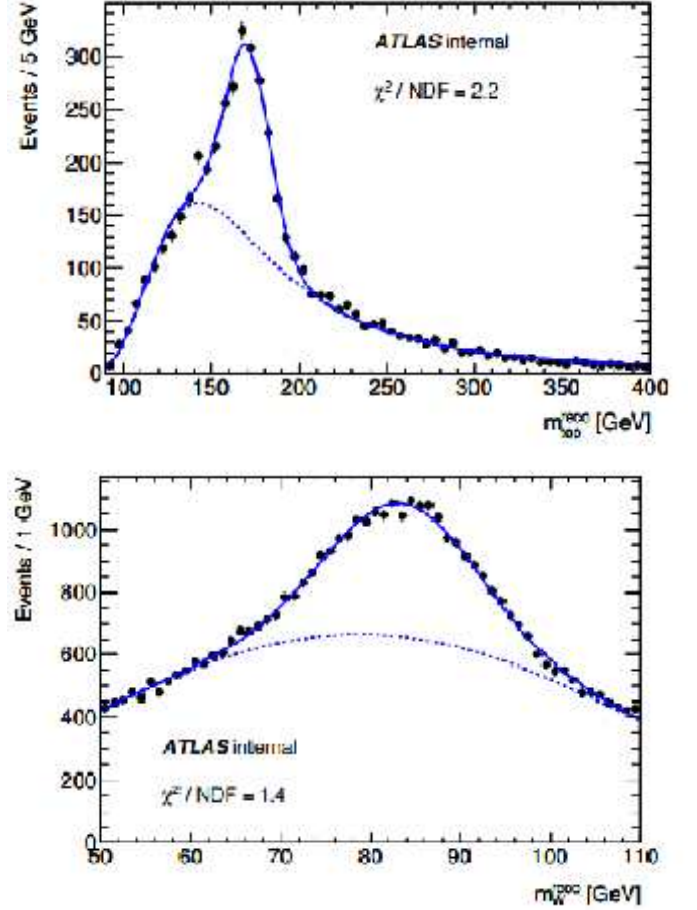


FIGURE 2: Exemples d'ajustements des distributions de masse du W reconstruite (en bas) et de masse du top reconstruite (en haut). La distribution de masse du boson W est ajustée par une somme de deux distributions gaussiennes, et la distribution de masse du top est ajustée par une somme d'une distribution de Landau et d'une distribution gaussienne.

donne accès à une PDF (*probability density function*). On peut ensuite, grâce à cette PDF, réaliser un maximum de vraisemblance (ajustement non binné) sur les données, et ainsi remonter à la masse du quark top. Cependant, le défaut de cette méthode simpliste est d'être très sensible à une variation de l'échelle d'énergie des jets. En effet, une incertitude sur l'échelle d'énergie des jets de quelques % (typiquement celle des expériences du LHC) introduit une incertitude sur la masse du top de plusieurs GeV, et conduit donc à une très mauvaise précision. On améliore alors la méthode en utilisant la distribution masse du W hadronique reconstruite, tel que décrit dans [2]. Cette méthode bidimensionnelle consiste à ajuster cette distribution m_W^{reco} , qui dépend de l'échelle d'énergie des jets (JES), et à obtenir une PDF de m_W^{reco} en fonction de la JES (fig.2). On fait également varier la JES dans les *templates* de m_{top}^{reco} pour obtenir une PDF dépendant à la fois de la masse générée et de la JES générée. On réalise ensuite un maximum de vraisemblance tenant compte simultanément de la masse du W reconstruite et de la masse du

	e+jets	μ +jets	ρ
Statistics	1.2	1.0	0
Method calibration	< 0.05	0.1	0
Signal MC generator	1.2	1.2	1
Hadronization	< 0.05	0.4	1
Pileup	< 0.05	< 0.05	1
Color reconnection	0.6	0.9	1
ISR and FSR (signal only)	1.6	0.7	1
Proton PDF	0.1	0.1	1
W+jets background normalization	0.2	0.1	1
W+jets background shape	< 0.05	0.1	1
QCD background normalization	0.4	0.4	0
QCD background shape	0.2	0.3	0
Jet Scale Factor	1.0	0.7	0
Jet energy scale	0.7	0.8	1
b-jet energy scale	2.0	1.7	1
b-tagging efficiency and mistag rate	0.1	0.3	1
Jet energy resolution	0.3	0.2	1
Jet reconstruction efficiency	< 0.05	< 0.05	1
Missing transverse energy	0.1	0.1	1
Total systematic uncertainty	3.1	2.7	

FIGURE 3: Table des erreurs systématiques sur la mesure de masse du top avec 1 fb^{-1} de données prises en 2011, pour chaque canal.

top reconstruite, grâce aux PDFs correspondantes. Cet ajustement simultané permet de contraindre la JES.

4 Résultats

Cette méthode, appliquée à 1 fb^{-1} de données acquises en 2011, a conduit ATLAS à publier une mesure officielle de masse du quark top ([3]), basée sur les résultats de Saclay. Ils sont les suivants (sont indiqués également les facteurs d'échelle d'énergie des jets ajustés, JSF, maximisant la vraisemblance) :

1. canal électron :
 - $m_{top} = 174.30 \pm 0.83 \text{ (stat)} \pm 2.31 \text{ (syst)} \text{ GeV}$
 - JSF = 0.985 ± 0.008
2. canal muon :
 - $m_{top} = 175.01 \pm 0.74 \text{ (stat)} \pm 2.57 \text{ (syst)} \text{ GeV}$
 - JSF = 0.986 ± 0.006

En combinant les canaux, le résultat final est le suivant : $m_{top} = 174.53 \pm 0.61 \text{ (stat)} \pm 2.31 \text{ (syst)} \text{ GeV}$.

5 Vers une méthode tridimensionnelle

La méthode précédemment exposée ne permet pas de réduire l'incertitude systématique de façon suffisamment efficace pour obtenir une précision suffisante sur la mesure de masse afin qu'elle soit exploitée dans les contraintes des divers modèles de Physique. La table des erreurs systématiques 3 indique que l'erreur dominante est due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets issus de quarks b (bJES). De la même manière

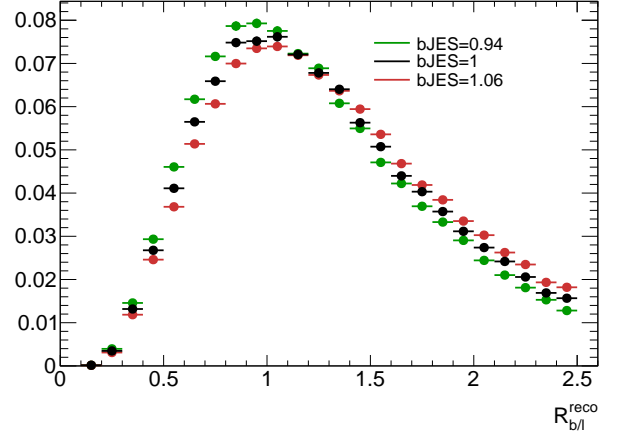


FIGURE 4: Distribution de $\mathcal{R}_{l/b}$ pour différentes valeurs de bJES (sur l'échantillon Monte-Carlo $t\bar{t}$).

que l'observable m_W^{reco} est utilisée pour contraindre la JES, il faut trouver une observable dépendante de la bJES et introduire ce paramètre de nuisance dans les PDFs. A Saclay, nous avons trouvé l'observable suivante : $\mathcal{R}_{l/b} = \frac{\sum p_T^{jets \text{ de } b}}{\sum p_T^{jets \text{ légers}}}$, construite à l'aide des impulsions des deux jets légers venant du W hadronique et des deux jets de quarks b sélectionnés (la sélection de l'événement s'effectuant en requérant exactement 2 jets de b étiquetés comme tels). La figure 4 montre que cette observable est sensible à la bJES, et des études plus détaillées ont permis de déterminer qu'il s'agit d'une observable pertinente pour contraindre la bJES. Les résultats préliminaires montrent la capacité de la méthode tridimensionnelle d'atteindre une précision sur la masse du quark top se rapprochant de 1 GeV. D'autres améliorations sur la modélisation du quark top dans les simulations ainsi qu'un effort sur l'incertitude de la JES permettront, dans l'analyse des données 2012 représentant une statistique de plus de 20 fb^{-1} , d'atteindre une incertitude encore réduite.

Références

- [1] arXiv :1112.3022. Joan Elias-Miro, Jose R. Espinosa, Gian F. Giudice, Gino Isidori, Antonio Riotto, Alessandro Strumia, 13/12/2011
- [2] *Top quark mass measurement with first data using a 2D template method in the lepton+jets channel*, Atlas Note, March 16, 2011, A.-I Etienvre, J. Schwinding.
- [3] arXiv :1203.5755. The ATLAS Collaboration, 26/03/2012

Measurement of $t\bar{t}$ production cross section in the all-hadronic channel in 4.7 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with ATLAS detector

Claudia Bertella

Centre de Physique de Particules de Marseille (CPPM),
Université d'Aix-Marseille, CNRS/IN2P3, Marseille,
France



Résumé

The top quark pair production in the fully hadronic final state is characterized by a six jet topology, two of which originate from a b -quarks. Compared to other decay channels, this final state presents an advantageous larger branching ratio but it suffers from a very large QCD multi-jet background, generally difficult to estimate from Monte Carlo simulation and evaluated using data-driven techniques. This analysis is performed using 4.7 fb^{-1} of pp collisions produced at the LHC with a center-of-mass energy of 7 TeV. A kinematical fit which exploits the event topology of the all-hadronic $t\bar{t}$ final state is used to compute the top quark mass. This variable is used to measure the total $t\bar{t}$ cross section using an unbinned likelihood fit, giving the result $\sigma_{t\bar{t}} = 168 \pm 12 \text{ (stat.) } {}^{+60}_{-57} \text{ (syst.) } \pm 7 \text{ (lum.) pb}$. An overview of the analysis for $t\bar{t}$ production cross section measurement in the fully hadronic final state and a description of ATLAS b -jet trigger performance estimation are presented in this contribution.

1 Introduction

The top quark, discovered at Fermilab in 1995 [1], completed the three generation structure of the Standard Model of particle physics (SM). The top quark is the most massive elementary particle known to date, $m_t = 172.0 \pm 0.9 \text{ GeV}$ [2]. According to the SM, it has a Yukawa coupling to Higgs boson close to unity, which hints to a possible special role in electroweak symmetry breaking. It interacts primarily through the strong interaction but also through the weak force. It has a very short lifetime ($\sim 10^{-25} \text{ s}$) and hence decays before hadronizing, providing a unique opportunity to study a bare quark. Precision measurements in the top quark sector could shed light on the electroweak symmetry breaking mechanism and indirectly on the Higgs mechanism of elementary particle mass generation. In particular, the measurement of the top quark pairs ($t\bar{t}$) production cross section is an important test of QCD perturbative calculations as well as an estimation of one of the major background sources for several new physics signatures. The full hadronic $t\bar{t}$ is important background for several analyses beyond the Standard Model: production of new particle(s) decaying to many hadronic jets in association with missing transverse momentum, predicted by SUSY; search for the Higgs boson in the all hadronic ($b\bar{b}$ +jets) final state, such as associated production with vector bosons or top pairs.

2 ATLAS experiment

The ATLAS [4] detector at the LHC covers nearly the entire solid angle around the collision point. It consists of an inner tracking detector divided in three independent subsystems immersed in a 2T magnetic field generated by the central solenoid that reconstructs charged particle trajectories and measures their momentum, an electromagnetic calorimeter that identifies and measures the electrons and photons and a hadronic calorimeter that identifies jets formed by the hadronization of quarks and muon spectrometer that identifies muons and measures their deflections in the magnetic field produced by a toroid magnet system (4T).

3 Top quark physics

In proton-proton collisions, top-antitop pairs are created when a parton from each colliding proton interact through the strong force. The production mechanisms at the LHC with a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7 \text{ GeV}$ are the gluon-gluon fusion (85%) and $q\bar{q}$ annihilation (15%). Within the SM, the top quark decays into a W boson and a b -quark almost 100% of the time. The W boson subsequently decays into either a pair of quarks or a lepton-neutrino pair. In the $t\bar{t}$ production in the fully hadronic final state both W s decay hadronically. The experimental signature of fully hadronic $t\bar{t}$ is characterized by a nominal six-jet topology with b -jets. The Standard Model expectation of the $t\bar{t}$ cross section for pp collisions with a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7 \text{ GeV}$ is $\sigma_{t\bar{t}}^{SM} = 167^{+17}_{-18} \text{ pb}$ [3].

4 Analysis method

For this analysis, the data sample has been collected with unrescaled multijet triggers, requesting at least five jets with $|\eta| < 3.2$ and $p_T > 30 \text{ GeV}$; the event selection requirement is of at least five jets with $p_T > 55 \text{ GeV}$, at least two of them tagged as b -jets and a least

1. In the right-handed ATLAS coordinate system, the pseudorapidity η is defined as $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, where the polar angle θ is measured with respect to the LHC beamline. The azimuthal angle ϕ is measured with respect to the x-axis, which points towards the centre of the LHC ring. The z-axis is parallel to the anti-clockwise beam viewed from above. Transverse momentum and energy are defined as $p_T = p \sin\theta$ and $E_T = E \sin\theta$, respectively. The separation between objects ΔR is defined as $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.

six jets with $p_T > 20$ GeV and $|\eta| < 2.5$. The identification of jets originating from b -quarks (b -tagging) is performed using a secondary vertex-based tagger algorithm which reconstructs the inclusive vertex formed by the decay products of bottom hadron. The working point used for this analysis gives a b -tagging efficiency of about 60% and a light jet rejection factor of about 500 where those values are estimate using $t\bar{t}$ simulated events [5].

5 Kinematical Likelihood Fitter

The Kinematical Likelihood Fitter uses the known $t\bar{t}$ decay topology in order to properly assign the jets to the decay products. In $t\bar{t}$ fully hadronic channel the final state consist of four light jet and two b -jets, the four light jets can be chosen in a random order to represent the four decay quarks. For each event topology a likelihood function is defined.

$$\begin{aligned}
 L_{\text{kin}} = & \text{BW}(m_{q_1 q_2} | m_W, \Gamma_W) \cdot \\
 & \text{BW}(m_{q_3 q_4} | m_W, \Gamma_W) \cdot \\
 & \text{BW}(m_{q_1 q_2 b_1} | m_{\text{top}}^{\text{reco}}, \Gamma_{\text{top}}) \cdot \\
 & \text{BW}(m_{q_3 q_4 b_2} | m_{\text{top}}^{\text{reco}}, \Gamma_{\text{top}}) \cdot \\
 & W(\hat{E}_{\text{jet}_1} | E_{b_1}) \cdot W(\hat{E}_{\text{jet}_2} | E_{b_2}) \cdot \\
 & W(\hat{E}_{\text{jet}_3} | E_{q_1}) \cdot W(\hat{E}_{\text{jet}_4} | E_{q_2}) \cdot \\
 & W(\hat{E}_{\text{jet}_5} | E_{q_3}) \cdot W(\hat{E}_{\text{jet}_6} | E_{q_4}) \cdot \\
 & \epsilon_{b\text{-tag}}
 \end{aligned} \tag{1}$$

where BW are the Breit-Winger fits of the energy of the jets compared to measured and fitted energies. The W are the transfer functions which describe the difference in true energy to that reconstructed by the detector. For the W boson both the mass and the width, m_W and Γ_W , are fixed to the know values. The top mass is treated as an additional free parameter of the fit but it is constrained to be identical for the top and the anti-top candidates. In the fit, the likelihood function is maximised with respect to fit parameters in each possible permutation of the jets. For this topology the parameters are : jets energies and top mass. The last term of the Eq. 1 takes in to account the b -tagging efficiency/rejection for the chosen jet. The permutation selected is the one which maximizes the $-\text{Log}(L)$.

6 Background modeling

The QCD multijet background shape is modelled by a data-driven method to avoid MC dependence. The shape of the fitted top mass m_t for multi-jet events where no $t\bar{t}$ production occurred is derived from events passing the same cuts as the ones defining the signal region apart from the requirement of having b -tagged jets. The b -tagging requeriment makes an effect on jet p_T spectrum shape and it is somehow reflected on the de-

formation of any event kinematical quantity. We tested the size of this effect on events generated using ALPGEN Monte Carlo generator [6] for both general multi-jet production and on exclusive $b\bar{b}$ +jets events. Having estimated the level of the differences between the tagged and untagged m_t spectrum on simulated events, and difference coming from generic QCD production and exclusive $b\bar{b}$ + jets production, a correction is applied to take in account those differeces on the fitted top mass in the background region. The Figure 1 shows the fitted top mas with and without the correction derived on Monte Carlo. The maximum variation between the nominal cross section and the corrected one gives the systematic uncertainty on the background modelling.

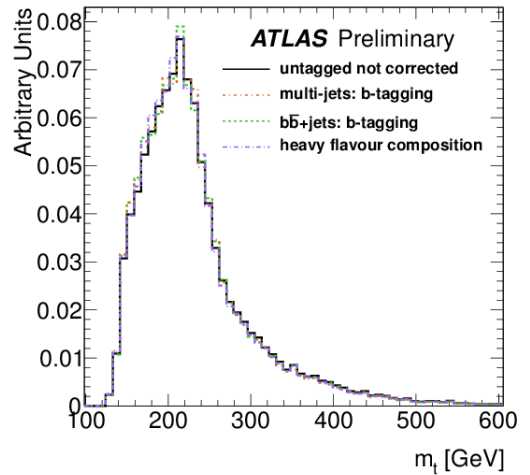


FIGURE 1: Top mass spectrum m_t before and after applying different corrections derived from ALPGEN Monte Carlo generator.

7 $t\bar{t}$ cross section extraction

A χ^2 -based discriminant observable was implemented to test the compatibility of selected events with the $t\bar{t}$ hypothesis by assigning jets to the different decay products and looking at the consistency of the kinematics with the expected top quark and W boson masses. The χ^2 aims to distinguish the $t\bar{t}$ signal from the multi-jet background. For a given event, the correct jet assignment is identified as the jet combination which minimises the formula 2.

$$\begin{aligned}
 \chi^2 = & \frac{(m_{j_1, j_2} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j_1, j_2, b_1} - m_t)^2}{\sigma_t^2} + \\
 & \frac{(m_{j_3, j_4} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j_3, j_4, b_2} - m_t)^2}{\sigma_t^2}
 \end{aligned} \tag{2}$$

m_{top} and m_W , σ_{top} and σ_W are respectively the top, W reconstructed masses and associated resolutions. The event yield and the background normalization is determined from an unbinned likelihood fit to the top mass distributions obtained from the kinematic

fit. Events are required to have a top mass $m_t > 125$ GeV with jet multiplicity $5 < N_{jet} < 10$. To further improve the signal over background ratio a cut on the Eq.1 as well as a cut on the minimal mass $\chi^2 < 30$ is introduced. The cross section $t\bar{t}$ is obtained by :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N^{data} \times C_{fit}}{L_{int} \times \epsilon_{t\bar{t}} \times BR} \quad (3)$$

where :

- N^{data} is the events number observed in the data sample;
- C_{fit} is the fraction of the signal in the observed data;
- L_{int} is the integrated luminosity;
- $\epsilon_{t\bar{t}}$ is the signal efficiency, defined as the ratio between the number of events passing the selection and the total number of events in the generated sample;
- BR is the branching ratio of the fully hadronic $t\bar{t}$ channel 46%.

The measured cross-section of top-antitop quark pairs with a $\sqrt{s} = 7$ TeV and an integrated luminosity of 4.7 fb^{-1} using a data-driven approach to model the QCD background is 168 ± 12 (stat.) $^{+60}_{-57}$ (syst.) ± 7 (lumi.) pb.

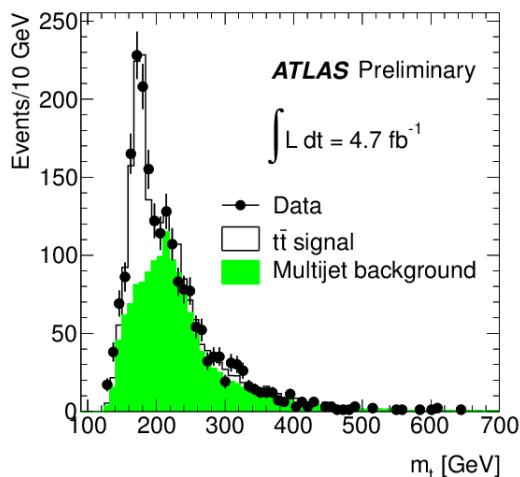


FIGURE 2: Fit of the m_t distribution with an unbinned likelihood to the selected data sample (dots). The errors bars associated to the data are statistical only.

The total systematic uncertainty on the $t\bar{t}$ cross-section is $+36/-34\%$. The most important systematic sources considered are Jet energy scale uncertainty (JES), Trigger efficiency, b -tagging, Background modeling, Initial and Final State Radiation (ISR & FSR). Table 1 shows a summary of the individual contributions.

8 Outlook : b -jet Trigger

The ATLAS trigger and data acquisition system is based on three levels. Trigger levels must provide a rejection to reduce the 40 MHz bunch-crossing rate to an

Source of uncertainty	$\Delta\sigma/\sigma$
Jet energy scale (JES)	+20/-11
Multi-jet trigger	± 10.0
b -tagging	± 17
ISR, FSR	± 17
Luminosity	± 4
Background model	± 4
Jet energy resolution	± 3
Jet reconstruction efficiency	$\pm <1$
Total	+36/-34

TABLE 1: Summary of the different systematic uncertainties associated with the kinematic fit analysis using the the selected data events, $t\bar{t}$ MC signal and data-drive background estimated events. Uncertainties are given in %. The asymmetric uncertainties are derived using [7].

output of about few hundred Hz. The level 1 is hardware based, uses the calorimeter and muon spectrometer with coarse granularity; the level 2 is software-based, exploits regions of interest identified by the level 1 and accesses data from all sub detectors with full granularity; the Event Filter (EF) runs offline-quality software-based algorithms.

8.1 b -tagging at trigger level

The identification of jets stemming from the hadronization of b -quarks is made possible by the relatively long lifetime of hadrons containing b -quarks (lifetime of the order of 1.5 ps corresponding to $c\tau \approx 450 \mu m$). This allows the identification of b -jets from the one containing only lighter quarks. Given the high instantaneous luminosity the LHC delivered in 2012, b -tagging at HLT was a possibility for collecting $t\bar{t}$ in the full hadronic final state with an acceptable data taking rate.

During 2012 LHC data taking at $\sqrt{s} = 8$ GeV, most multi-jet trigger were prescaled or unless their threshold and jet multiplicity are constantly increased to keep the trigger rate under control. For this reason ATLAS put in place a combination of multijet and b -jet trigger to efficiency select events with final states containing several b -jets. The figure 3 shows the rate reduction, for one of the b -jet trigger, due to the presence of at least one b -tagged jet at HLT.

9 Conclusion

The production cross section of top-antitop quark pairs was measured in the all-hadronic decay channel at the LHC with a center-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV and an integrate luminosity of 4.7 fb^{-1} of pp collisions recorded with the ATLAS detector. The shape of the dominant background is modelled with a data driven technique. The cross-section is extracted using an unbinned likelihood fit from the top mass distribu-

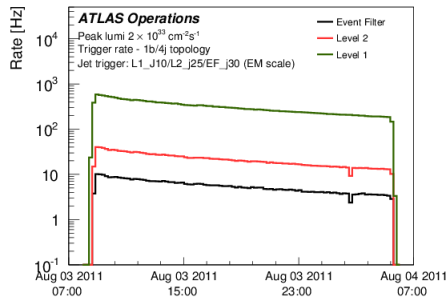


FIGURE 3: Trigger rate for $1b/4j$ topology. LVL1, LVL2 and EF rate of a b -jet trigger requiring at least four jets in the event and at least one b -tagged jet [9].

tion derived by a kinematical fit. The measured cross-section $\sigma_{t\bar{t}} = 168 \pm 12 \text{ (stat.) }^{+60}_{-57} \text{ (syst.)} \pm 7 \text{ (lum.)}$ pb is compatible with the Standard Model expectation of $\sigma_{SM} = 167^{+17}_{-18}$ pb [3].

Références

- [1] CDF Collaboration, F. Abe et al, Observation of Top Quark Production in pp Collisions with the Collider Detector at Fermilab, Physical Review Letters 74 (14) : 2626-2631, 1995.
- [2] K. Nakamura et al (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Journal of Physics G 37 075021, 2010.
- [3] M. Aliev et al., HATHOR, Hadronic top and heavy quarks cross section calculator, Comput. Phys. 334 Commun. 182 1034-1046, arXiv :1007.1327, 2011.
- [4] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST3 S08003, 2008.
- [5] The ATLAS Collaboration, Measurement of $t\bar{t}$ production in the all-hadronic channel in 4.7fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2012-031, 2012.
- [6] M.L. Mangano et al., ALPGEN, A generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, 544 JHEP 0307-001, 2011
- [7] R. Barlow, Asymmetric Errors, arXiv :0401042, Proceedings at PHYSTAT2003, 2003
- [8] A. Coccaro, CERN-THESIS-2010-035 : Tracking and b-tagging for ATLAS trigger system, 2010.
- [9] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/BJetTriggerPublicResults>.

Search for the Higgs boson decaying to W boson pair with the D0 experiment at the Tevatron

Émilien Chapon

CEA/DSM/IRFU, Service de Physique des Particules,
Saclay, France



Résumé

We present a search for the Higgs boson in final states with two oppositely charged leptons and large missing transverse energy as expected in $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$ decays. The events are selected from the full Run II data sample of 9.7 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions collected with the D0 detector at the Fermilab Tevatron Collider at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. To validate our search methodology, we measure the non-resonant WW production cross section. In the Higgs boson search, no significant excess above the background expectation is observed. Upper limits at the 95% confidence level on the Higgs boson production cross section are therefore derived, within the Standard Model, but also within a theoretical framework with a fourth generation of fermions, and in the context of fermiophobic Higgs boson couplings.

1 Introduction

In the standard model (SM), the $SU(2) \times U(1)$ electroweak symmetry implies that the corresponding vector bosons should be massless. To accommodate the experimental evidence that the W and Z bosons have a mass, this symmetry is broken in the Brout-Englert-Higgs mechanism [1]. It postulates the existence of a single scalar field, doublet of $SU(2)$, which acquires a non-zero vacuum expectation value. Its longitudinal polarizations become the mass of the electroweak boson, and the remaining degree of freedom manifests itself as a single scalar particle, the Higgs boson.

This particle was the last of the SM yet to be observed, and constraints have been set on its mass M_H , a free parameter of the model. The LEP experiments have set a lower bound on M_H at 114.4 GeV [2], and the Tevatron experiments have excluded a mass range around two times the W boson mass [3]. This exclusion range was extended by the ATLAS and CMS experiments at the LHC, and these experiments have reported the observation of a new boson in 2012 [4, 5]. The DØ and CDF experiments also have announced the evidence for a new boson decaying to $b\bar{b}$ [6] at a mass consistent with the LHC discovery.

The phenomenology of the Higgs boson is very rich, because it couples to every massive particle of the SM, with a coupling proportional to its mass. At the Tevatron, the main production mode is gluon fusion ($gg \rightarrow H$), but contributions from associated production with a vector boson ($qq' \rightarrow V \rightarrow VH$, $V = W, Z$) and vector boson fusion ($qq' \rightarrow qq'VV \rightarrow qq'H$) are

also taken into account in this analysis.

The analysis presented in this conference looks for the Higgs boson in final states with two opposite-sign leptons ($\ell\ell' = ee, e\mu$ or $\mu\mu$) and missing transverse energy (\cancel{E}_T). The main decay mode contributing to this final state is $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$, which is the dominant decay mode for hypothetical Higgs boson masses $M_H > 135 \text{ GeV}$. However any decay mode leading to the same final state is also considered in the analysis, namely $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ and $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell + X$ (where $X = \ell\ell, qq$ or $\nu\nu$). Hypothetical Higgs boson masses between 100 and 200 GeV are considered in this analysis, with a step of 5 GeV.

Backgrounds to the Higgs signal can be sorted in two categories : instrumental backgrounds (in which one or both leptons are faked by a jet or a photon) and physics backgrounds. Instrumental backgrounds include multijet production, which is completely estimated from data due to large uncertainties on multijet production cross-section and fake lepton identification rates, and W +jets production. For the latter background, one of the two leptons is faked by a photon or a jet, but the presence of a neutrino in the final state (from the W boson decay) can give rather large \cancel{E}_T , similar to the expectation from a Higgs signal.

Three processes must be considered as physics backgrounds to this analysis. The dominant one is Drell-Yan (DY) production, $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell\bar{\ell}$. The production cross-section for this process is very large, but it is relatively easy to reject thanks to the absence of neutrino in the final state : there is little \cancel{E}_T , only arising from lepton momentum mismeasurements, and the leptons are emitted back to back. Top pair production gives a final state close to the signal, with a pair of W bosons decaying leptonically, but the additional production of two b jets in this process allows to use b -tagging to reject it. At last, non-resonant diboson production is the most difficult background to reject, in particular WW production which gives the exact same final state as the signal. However the spin 0 of the Higgs boson implies angular correlations that allow some discrimination from non-resonant WW production.

This analysis uses data from the DØ experiment, one of the two general-purpose particle physics experiments (along with CDF) installed at the Tevatron. This accelerator, located next to Chicago, has provided $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ between April 2002 and September 2011, corresponding to 9.7 fb^{-1} analyzed in this search. This analysis will soon be published [7], and supersedes previous DØ results in the

same final states [8, 9]. The data is compared to Monte-Carlo (MC) samples of the signals and backgrounds mentioned above, scaled to the corresponding cross-section from highest order calculations available. The MC samples were generated using PYTHIA or ALPGEN + PYTHIA, followed by a detailed GEANT simulation of the detector.

The innermost part of the DØ detector [10] is composed of a central tracking system with a silicon microstrip tracker (SMT) and a central fiber tracker embedded within a 2 T solenoidal magnet. The tracking system is surrounded by a liquid-argon/uranium calorimeter with electromagnetic, fine, and coarse hadronic sections. A muon spectrometer resides outside the calorimetry and is comprised of drift tubes, scintillation counters, and toroidal magnets.

2 Analysis techniques

In the following we will focus on the ee channel, even though the search strategy is very similar in the $\mu\mu$ and $e\mu$ channels. The analysis is performed in several steps. The first stage is called preselection : we require two opposite-sign leptons, with $p_T > 15 \text{ GeV}$ for the leading lepton and $p_T > 10 \text{ GeV}$, and $M_{ee} > 15 \text{ GeV}$. The dielectron invariant mass, the missing transverse energy and the opening angle between the electrons $\mathcal{R}(e^+e^-) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ are shown at this stage in Figure 1. Events are not required to pass any explicit trigger, to maximize the acceptance. However, in order to correct for any possible mismodeling of the lepton trigger and identification efficiencies, and to reduce the impact of the luminosity uncertainty, scale factors are applied to the MC so that it matches the data yield in the Z boson mass peak region.

The events are then classified into several categories. This classification enhances the sensitivity of the analysis for several reasons. First, the phase-space is divided into signal-rich and signal-poor regions, the latter allowing us to constrain the background systematics and the former being the preferred place where to look for an excess in data above background-only expectation (even though all categories are considered). This classification also allows us to identify regions dominated by different signals and backgrounds, and thus to constrain them independently.

Multivariate techniques, in particular Boosted Decision Trees (BDTs), are very efficient in classifying events and are used several times in this analysis. In a context where the signal to background ratio is very low, a single variable is not powerful enough to discriminate signal from backgrounds, and we need to combine several of them into a single discriminant, which in particular takes into account correlations between the input variables. This discriminant is trained using MC and evaluated on all samples, data and MC.

The first classification of events depends on their number of jets (these jets must arise from the same vertex as the leptons and have $p_T > 20 \text{ GeV}$) : 0 jet, 1 jet, or 2 or more jets. Then, a BDT (the DY-BDT) is

trained against the dominant DY background in each jet multiplicity bin and for each Higgs boson hypothetical mass. A cut is placed on this BDT to reject events that are too DY-like. Input variables to this BDT use the fact that there is no true \cancel{E}_T in DY events. These variables include \cancel{E}_T -related variables, such as \cancel{E}_T itself, its direction relative to an electron or a jet, and observables that differentiate between real and misreconstructed \cancel{E}_T . Other kinematic variables are used, such as the electron momenta, the azimuthal opening angle between the two electrons, and the dielectron invariant mass.

Events in the 0-jet and 1-jet categories are further categorized depending of the outcome of a BDT (the WW -BDT) trained to discriminate WW production against other SM backgrounds. This allows us to define a WW -depleted and a WW -enriched regions in each of the two jet multiplicity bins, the signal being concentrated in the latter category, together with the WW background. Isolating this background allows us to better constrain the systematics associated to it (in particular its production cross-section), which are among the ones most degrading our sensitivity.

In each of the 5 categories defined so far (and for each hypothetical Higgs boson mass), a final BDT is at last trained to discriminate the signal from all SM backgrounds. The same input variables are used for the WW -BDT, which includes all the input variables of the DY-BDT, plus additional variables useful for rejecting specific backgrounds. For instance the electron quality helps rejecting W +jets events, where one of the two electrons has been misidentified; the output of the b -tagging discriminant for the jets in the events is aimed against $t\bar{t}$ production; and angular variables such as the opening angle between the two electrons in (η, ϕ) space help separate $H \rightarrow WW$ and non-resonant WW production.

3 Results

The results are obtained by comparing the data to both background-only (H_0 hypothesis) and signal+background (H_1 hypothesis) expectations from the MC, in each final BDT output distribution. This comparison is performed by means of the log-likelihood ratio (LLR) :

$$\text{LLR} = -2 \ln \left(\frac{P(\text{data}|H_0)}{P(\text{data}|H_1)} \right) \quad (1)$$

Systematic uncertainties (signal and background normalizations (cross sections), modeling effects, etc.) are taken into account as nuisance parameters in the fit. Distributions are populated with pseudo-experiments to get an estimate of significance. The observed and expected distributions of LLR are shown in Figure 2(a).

The LLR distributions for each hypothetical Higgs boson mass are used to draw an exclusion plot (Figure 2(b)). This plot gives the upper 95% C.L. limit on Higgs production (cross section times branching ratio), divided by the SM prediction. The data is found

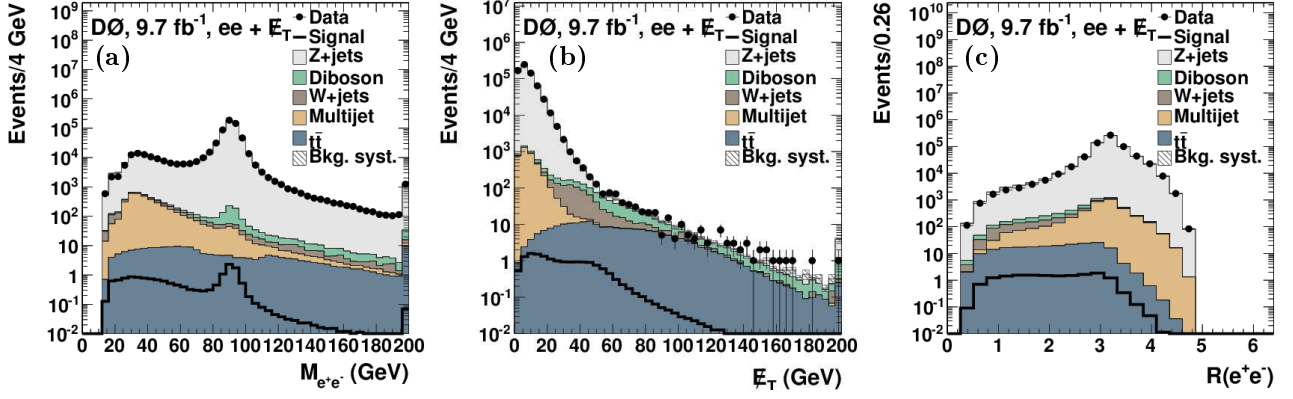


FIGURE 1: Distributions at preselection level in the dielectron channel : (a) invariant mass of the two electrons, (b) missing transverse energy and (c) angular separation between the electrons $\mathcal{R}(e^+e^-)$

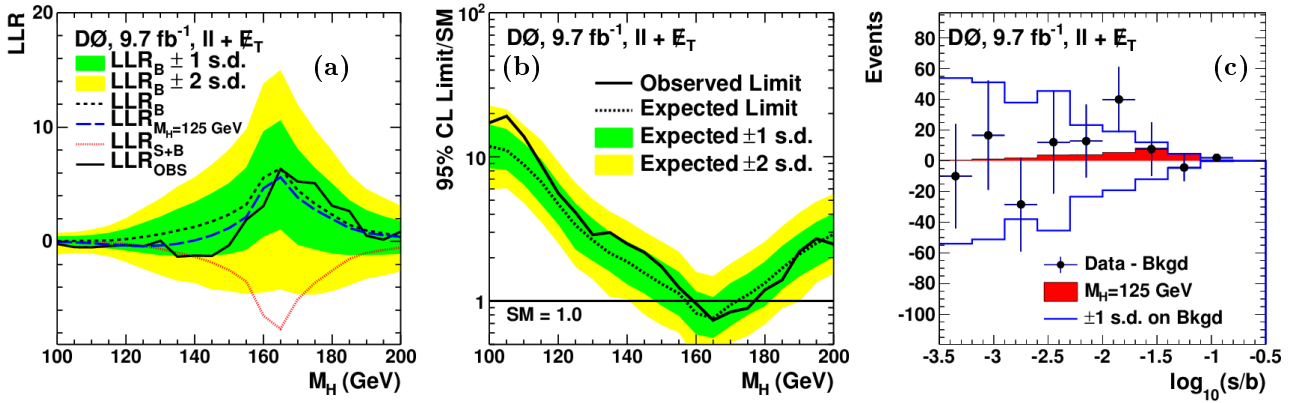


FIGURE 2: (a) The observed LLR as a function of M_H . Also shown are the expected LLRs for the background-only hypothesis, for the signal+background hypothesis, and the expectation in the presence of a signal of $M_H = 125$ GeV. (b) Excluded cross section, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H + X)$, at the 95% C.L. in units of the SM cross section as a function of M_H . In (a) and (b), the green and yellow shaded bands indicate ± 1 and ± 2 s.d. uncertainties of the expected observation for the background-only hypothesis, respectively. (c) Background-subtracted data distribution for the final discriminants, summed in bins with similar signal to background ratios, for $M_H = 125$ GeV. Also shown is the ± 1 s.d. band on the total background after fitting.

to be compatible both with the background-only hypothesis and with expectation from a Higgs boson with $M_H = 125$ GeV, as shown on Figure 2(c). The combination of the three final states (ee , $e\mu$ and $\mu\mu$) leads to the exclusion of a Higgs boson with a mass in the range $159 < M_H < 176$ GeV, while the expectation is to exclude the range $156 < M_H < 172$ GeV.

The results are also interpreted in the framework of a model with a fourth generation of fermions. If this would be the case, the gluon-fusion cross section would be much enhanced, because the new heavy quarks could be included in the loop, dominated by the top quark in the SM. This cross section could be enhanced by a factor 7 to 9, depending on the masses of the new fermions. Hence the analysis is redone by considering $gg \rightarrow H$ signal only (other signals being now negligible) and extending the mass range to $100 < M_H < 300$ GeV. The exclusion plot in this theoretical framework is shown in Figure 3.

One can also wonder if the Higgs boson could be fermiophobic. We considered a benchmark scenario, called the fermiophobic Higgs boson model (FHM), in

which the couplings of the Higgs boson to other bosons are unchanged, but couplings to fermions are zero at tree level. This directly implies that the gluon fusion production process becomes much suppressed : only associated production and vector boson fusion remain possible. The branching ratio of the Higgs boson to bosons (in particular $H \rightarrow WW$) is also enhanced compared to the SM. The analysis has been redone taking these new constraints into account, and the results are presented in Figure 4.

At last, we have performed a measurement of the non-resonant WW production cross section, which is an important cross-check of our analysis techniques. Indeed, we want to make sure we are able to model and measure a well-known SM process, our main irreducible background, with the same final state as our signal but a production cross section more than 50 times larger (for $M_H = 125$ GeV). The same analysis methods are employed for this cross section measurement, except that the WW -BDT is used instead of the final BDT. We obtain a cross section of $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow WW} = 11.4 \pm 0.4$ (stat.) ± 0.6 (syst.) pb, where the theory pre-

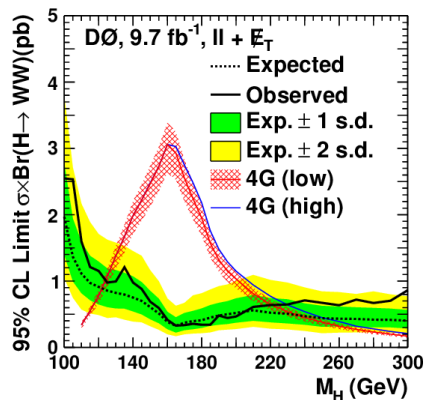


FIGURE 3: Excluded cross section $\sigma(gg \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow WW)$ in pb as a function of M_H using all channels. The red and blue lines correspond to the theoretical prediction for a fourth generation assumption (see text) in two scenarios. The green and yellow shaded bands indicate ± 1 and ± 2 s.d. uncertainties of the background-only hypothesis, respectively.

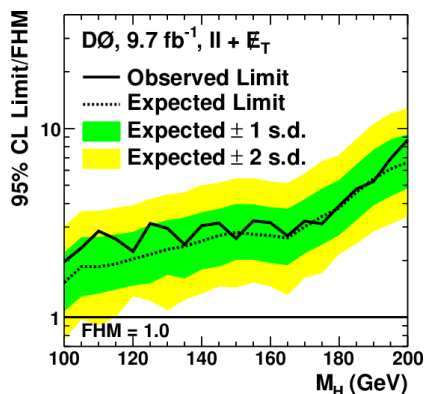


FIGURE 4: Excluded cross section, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H + X)$, as a function of M_H using all channels, in units of the Higgs boson production rate expected from the fermiophobic Higgs boson model (FHM).

dicts $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow WW} = 11.34 \pm 0.7$ pb. Figure 5 shows the combined output distribution of these discriminants, rebinned according to s/b and after the expected backgrounds have been subtracted.

To conclude, we have presented the results of the search for the SM Higgs boson in the channel with two oppositely charged leptons and missing transverse energy at DØ. A SM Higgs boson with a mass in the range $159 < M_H < 176$ GeV is excluded by the analysis. Non-SM models have also been considered : models with a fourth generation of fermions, and the fermiophobic Higgs model. At last, we have also measured the non-resonant WW production cross section to be $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow WW} = 11.4 \pm 0.4$ (stat.) ± 0.6 (syst.) pb, in good agreement with the SM prediction.

It is worth noticing that a small broad excess is visible in $H \rightarrow WW$, compatible with the background-only expectation but also with a Higgs boson with a

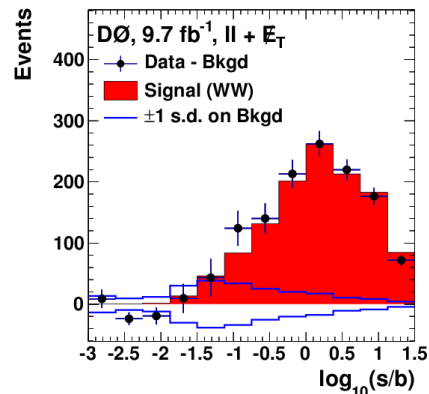


FIGURE 5: The post-fit background-subtracted data distribution for the final discriminant, summed in bins with similar signal to background ratios, for the WW cross section measurement. Also shown is the ± 1 s.d. band on the total background after fitting.

mass $M_H = 125$ GeV. The combination with all other searches for the Higgs boson at the Tevatron leads to a ≈ 3 standard deviations excess [11], compatible with the observation of a new boson at the LHC.

Références

- [1] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964); F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964); P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964); G.S. Guralnik, C.R. Hagen, and T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964).
- [2] R. Barate *et al.* [LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations], Phys. Lett. B **565**, 61 (2003).
- [3] T. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], Phys. Rev. Lett. **104**, 061802 (2010).
- [4] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
- [5] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
- [6] T. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], Tevatron, Phys. Rev. Lett. **109**, 071804 (2012).
- [7] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], arXiv :1301.1243 [hep-ex].
- [8] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 061804 (2010).
- [9] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 032010 (2012).
- [10] S. Abachi *et al.*, [D0 Collaboration], Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **338**, 185 (1994); V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res. A **565**, 463 (2006).
- [11] Tevatron New Physics Higgs Working Group and CDF and D0 Collaborations, arXiv :1207.0449 [hep-ex].

Electron momentum, scale and resolution in CMS

Mykhailo Dalchenko

Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR), Ecole Polytechnique,
CNRS/IN2P3, Palaiseau, France



Résumé

The current status of electron momentum determination procedure in CMS experiment is described here. The presented performance has been obtained using CMSSW version 5_X_Y. Monte-Carlo samples of Drell-Yan process as well as Double Electron data samples are used to evaluate the electron's scale and resolution.

1 Introduction

Reconstruction of electrons in the CMS experiment at the LHC plays very important role in different physics searches and applications. Leptonic and semi-leptonic channels give clean final states and allows good QCD background rejection. Let's take as example the search of the Standard Model (SM) Higgs boson. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channel has the best sensitivity in the 120..130 GeV range and provides the most accurate mass determination for a new resonance [1]. Lepton's scale and resolution directly propagate to the measurements and good control of the scale and resolution allows to do extremely precise determination of the new boson mass.

Electron candidates are reconstructed from clusters of energy deposits in the electromagnetic calorimeter (ECAL), which are then matched to tracks reconstructed in the silicon tracker. The energy deposited in the ECAL is measured in clusters of clusters (superclusters) which collect Bremsstrahlung photons emitted in the tracker material. Trajectories in the tracker volume are reconstructed using a dedicated modeling of the electron energy loss and fitted with a Gaussian Sum Filter.

2 Electron reconstruction in the CMS experiment

There are two reconstruction algorithms : ECAL-driven and particle-flow. In order to achieve the best accuracy of measurements we collect and use the information from both of them [2].

ECAL-driven algorithm starts from the collection of energy in the ECAL to seed the tracks, then track-ECAL association is performed via geometrical and kinematical matching between the track and seeding cluster in the calorimeter. The clusters are created following two clustering algorithms : "Hybrid" and

"Multi5x5" for the barrel and endcap respectively (see Fig.1). Superclusters are then obtained by combining such clusters whose position lies within a 0.3 rad ϕ road.

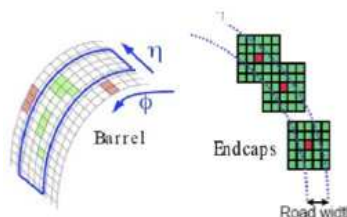


FIGURE 1: ECAL-driven clustering in the barrel and endcap

This ECAL-driven electron seeding strategy is very efficient for isolated electrons with $p_T > 10$ GeV/c. At lower p_T , the ϕ window used for the superclusters starts to be too small and some electrons which radiates lead to electron and photon clusters more separated than 0.3 rad in the magnetic field. Moreover, for the cases of electrons in jets, the energy collected in the superclusters may include some neutral contribution from the jets therefore biasing the energy measurement used to seed electron tracks. For these reasons, the above seeding strategy is complemented by a tracker driven algorithm, developed in the context of the particle-flow event reconstruction [3]. The tracker driven seeding starts from the high purity tracks, and makes use of the particle flow clustering which exploits the fine ECAL granularity.

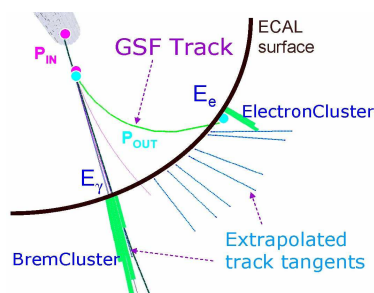


FIGURE 2: Particle-flow clustering

So, the particle-flow algorithm firstly take the electron's track. Then for each tracker layer a

bremstrahlung photon emission is sought by computing a tangent to the track up to ECAL (see Fig.2) and all the clusters satisfying this link condition are merging into the supercluster. This method allows to reconstruct the bremstrahlung cluster which could be far away from the electron's cluster (for example, in case of early brem or low- p_T electron) and is not seen by ECAL-driven algorithm. But at higher p_T particle-flow algorithm tends to overestimate electron's energy.

For the moment ECAL-driven supercluster energy is taken for all electrons seeded by ECAL cluster and for the tracker-seeded electrons the particle-flow algorithm is used.

2.1 Electron classification

The electron momentum magnitude is obtained from the combination of the ECAL and the tracker measurements, so to take advantage of the track momentum estimate in particular in the low energy region and/or in the ECAL crack regions. Starting from the energy as obtained from the supercluster, the momentum magnitude can be further refined by splitting electrons into different classes and performing class dependant corrections. The division of electrons into the classes is based on their bremstrahlung pattern and detector geometry. The variables, used for classification, are : η - pseudorapidity of electron, two bremstrahlung fractions, measured in the tracker ($f_{brem}^{track} = \frac{p_{tracker}^{in} - p_{tracker}^{out}}{p_{tracker}^{in}}$) and ECAL ($f_{brem}^{PF} = \frac{PF\ SuperCluster\ Energy - Electron\ Cluster\ Energy}{PF\ SuperCluster\ Energy}$) and number of clusters in the supercluster. Bremstrahlung fraction in the ECAL is calculated using the particle-flow supercluster information. Current classification is following :

- crack :
 - electrons whose supercluster's starting crystal is close to an η boundary between ECAL barrel modules, or close to an η boundary between the ECAL barrel and ECAL endcaps
- bad track :
 - electrons matching to criteria $f_{brem}^{PF} - f_{brem}^{track} > 0.15$
- golden :
 - a supercluster formed by a single cluster,
 - a measured brem fraction $f_{brem}^{track} < 0.5$;
- big brem :
 - a supercluster formed by a single cluster,
 - a measured bremstrahlung fraction $f_{brem}^{track} > 0.5$;
- showering :
 - a super-cluster formed by several sub-clusters.

Further supercluster energy is refined applying the class-dependent energy corrections and multivariate regression technique [4].

2.2 Electron combination

In order to combine the ECAL and tracker estimates, it is useful to analyze both measurement per-

formance as a function of a variable sensitive to the amount of bremstrahlung radiation. Fig.3 present the ratio E/E_{gen} as a function of E/p for the barrel case, where E stands for the supercluster corrected energy and p is the track momentum at the innermost track position using the mode estimate. A similar behaviour is found for the endcaps.

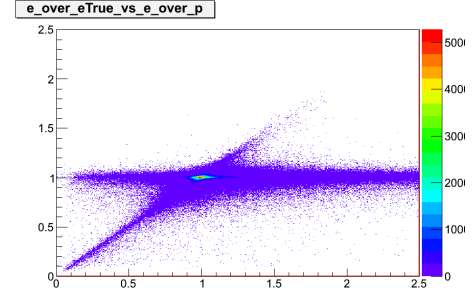


FIGURE 3: Ratio E/E_{gen} as a function of E/p for the barrel electrons

From these correlations one can identify three main regions :

- cases with $E/p \approx 1$ where both the energy and momentum estimates are in good agreement with the generated value,
- cases with $E/p > 1$ where the tracker momentum measurement is always underestimated,
- cases with $E/p < 1$ where either the ECAL or the tracker measurement can be incorrect. Most of these cases correspond to showering electrons.

The measurements are combined or only one measurement is used according to the above considerations on their respective sensitivity to bremstrahlung induced effects. A weighted mean is used that involves the error determination on the supercluster energy and the error on the track momentum from the GSF fit. In addition to the use of supercluster provided errors, the algorithm has been updated with respect to AN09[2] and the electron momentum magnitude is defined as the weighted mean of E and p when $|E/p - 1| < 2.5\sigma_{E/p}$ and $0.8 < E/p < 1.3$ with weights computed as the normalized inverse of the variance of each measurement.

In other cases E or p is chosen following the rules :

- if $E/p > 1$ we take E for all electrons
- otherwise we have class-dependent choice thresholds :
 - golden : always take E
 - big brem : if $E < 36\ GeV$ we take p else we take E
 - bad track : always take E
 - showering : if $E < 30\ GeV$ we take p else we take E
 - crack : if $E < 60\ GeV$ we take p else we take E

3 Momentum scale and resolution with $Z \rightarrow e^+e^-$ data

The electron momentum scale is checked using $Z \rightarrow e^+e^-$ events compared to the simulation as a function of the electron class. The scale corrections for data and additional smearing to the simulation is applied in order to match the data results with MC expectation.

The correction procedure consists of two steps :

- absolute scale corrections for data. The supercluster energy scale is tuned and corrected varying the scale in the data to match the Monte Carlo in $Z \rightarrow ee$ events. The data-MC difference is time dependent; moreover the time dependence is not the same in different pseudorapidity regions while it is very similar for showering and non showering electrons. This is done in two R_9 (the ratio between energy in 3×3 and 5×5 clusters) bins, since this variable categorizes two different kinds of clusters. The final energy scale correction is then derived as the product of the two corrections in $n(\text{run range}) \times 4(\text{pseudorapidity region}) \times 2(R_9)$ categories.
- MC energy smearing. The electron supercluster energy is modified by applying a Gaussian multiplicative factor centered in $1 + \Delta p$ and with a $\Delta \sigma$ resolution, where Δp is the energy scale correction and $\Delta \sigma$ is the additional constant term in the energy resolution.

Fits of the $Z \rightarrow e^+e^-$ lineshape are performed using a Breit- Wigner (BW) function convoluted with a Crystall Ball (CB) function to model detector effects. The parameters of the BW are fixed to the PDG values. Event selection is done following next criteria :

- Selected events contains at least 2 electrons with $p_T > 5 \text{ GeV}/c$
- Electrons pass the tracker isolation cut
- Cut on the missing transverse energy is 25 GeV
- Invariant mass of the electron pair is limited between 60 and $120 \text{ GeV}/c^2$

Also it should be mentioned that due to the quite tight selection no background subtraction is performed from data and simple pile-up reweighting based on the number of the primary vertices is applied.

In order to better investigate the different electrons behavior they are splitted to different groups in two steps :

- First step is to divide electrons in η range to ECAL Barrel (EB) and ECAL Endcap(EE)
- Second step is to subdivide them into the next groups :
 - G1 - golden and big brems electrons
 - G2 - showering, bad track and crack electrons
- OR
- LP - low pileup, with $N_{vtx} < 10$
- HP - high pileup, with $N_{vtx} > 10$

On the Fig.4 and 5 the best and worse cases are shown.

Here and then σ_{effRMS} means effective resolution and it is evaluated as half the minimal width that contains 68.3% of the reconstructed energy or momentum

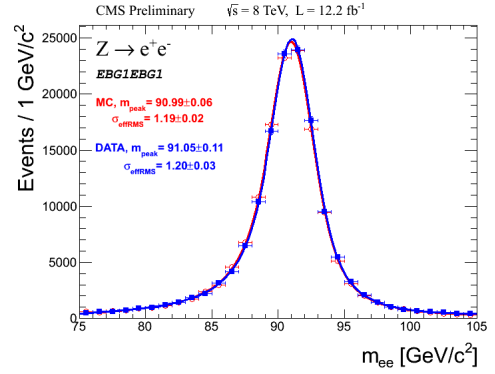


FIGURE 4: Z to electrons events categorized regarding the electrons classification with both non-showering electrons (golden or big-brem) in the ECAL barrel. Black points are 2012 data with a fit superimposed (blue line). Open square is MC with a fit superimposed (red line).

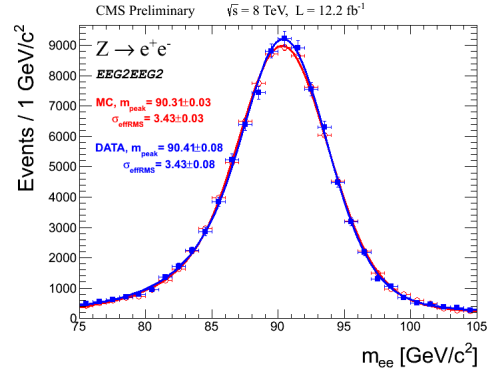


FIGURE 5: Z to electrons events categorized regarding the electrons classification with both showering electrons (showering, bad track or crack) in the ECAL endcap. Black points are 2012 data with a fit superimposed (blue line). Open square is MC with a fit superimposed (red line).

distribution to account for the asymmetry of the momentum response. m_{peak} is the maximum value of the fit function.

It is also very important to check the scale and resolution behaviour with respect to pile-up. Fig. 6 and 7 shows that the results are almost insensitive to pile-up. This was expected due to using of regression technique to determine the energy in the ECAL which predicts independency on pile-up level.

Due to the quite low cut on lepton's p_T in the different analysis selections (for example, $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ in $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$) the control of resolution and scale difference at different p_T is also needed. Fig. 8 and 9 shows that the scale difference is within 1% at low- p_T and shows improvement going towards typical p_T range of on-shell Z . The resolution improves at high- p_T which fully corresponds to the expectations.

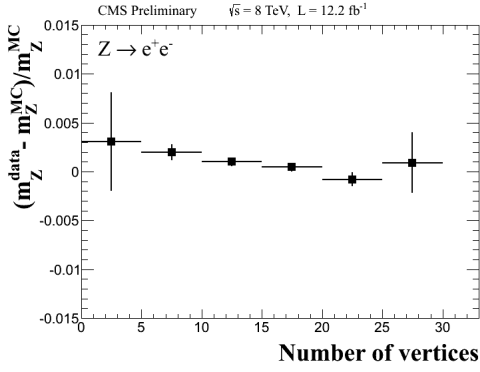


FIGURE 6: Relative scale difference w.r.t. number of primary vertices

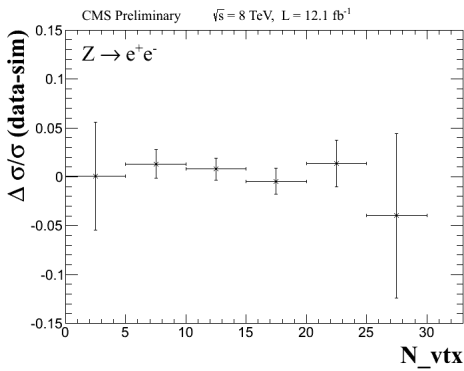


FIGURE 7: Relative resolution difference w.r.t. number of primary vertices

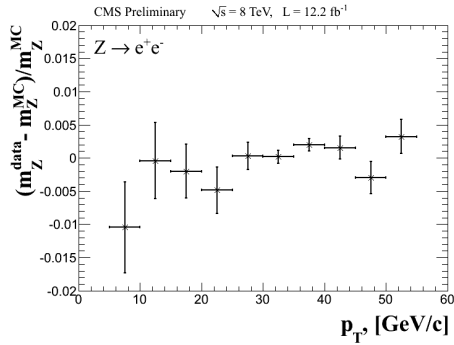


FIGURE 8: Relative scale difference w.r.t. number of primary vertices

4 Results

An excellent agreement is found in the ECAL barrel for the peak position. In the ECAL endcaps the agreement is slightly less good with a residual difference of up to $\approx 0.4\%$ for the golden class (see Fig.10). We also check the momentum scale difference between data and simulation as a function of the number of reconstructed vertices and found no significant dependency of the electron momentum scale with the pile-up. These results are dominated by electrons in the p_T range typ-

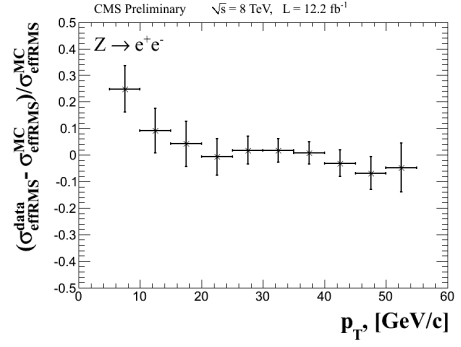


FIGURE 9: Relative resolution difference w.r.t. number of primary vertices

ical of on-shell $Z \rightarrow e^+e^-$ decays.

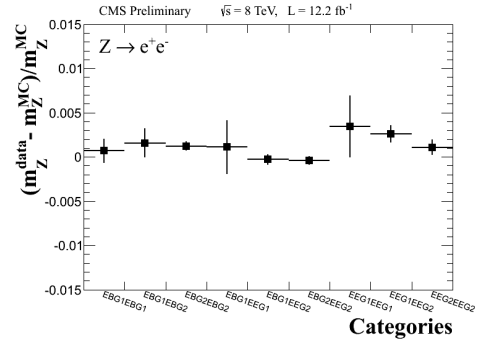


FIGURE 10: Relative scale difference w.r.t. different categories of electrons

The final numbers for scale differences propagated to the $4l$ analysis are :

- for the Barrel electrons $\sim 0.1\%$ integrated over p_T
- for the Endcap electrons $\sim 0.4\%$ integrated over p_T
- up to 1% at low p_T

Electron's energy scale and resolution is almost independent on the pile-up and doesn't depend much on transverse momentum. Electron's resolution doesn't depend much on transverse momentum. The dependency is well-controlled and is as expected.

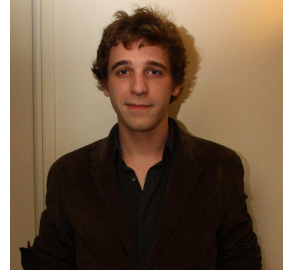
Références

- [1] [CMS Collaboration], "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv :1207.7235 [hep-ex]].
- [2] S.Baffioni et a., "Electron Reconstruction in CMS," CMS NOTE AN-09-164
- [3] F. Beaudette et al., "Electron Reconstruction within the Particle Flow Algorithm,"
- [4] Y. Chen et. al "Electron Energy Reconstruction Using a Multivariate Regression," CMS NOTE AN-12-311

Physique du quark top au LHC avec le détecteur ATLAS et mesure de sa masse

Aurélien Demilly

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France



Résumé

Cet article présente les résultats d'une étude de faisabilité de la mesure de la masse du quark top avec la méthode dite des « éléments de matrice ». Les résultats ici présentés ont été obtenus en exploitant des données simulées MADGRAPH au niveau partonique, c'est à dire en excluant tout effet détecteur. L'étude porte essentiellement sur la linéarité de la méthode en fonction de la masse du quark top et l'évolution de l'erreur associée à la mesure fonction du nombre d'événements utilisés pour la mesure. Cette technique sera à terme appliquée aux données acquises par le détecteur ATLAS.

1 Introduction

1.1 Mesure de la masse et analyse

Depuis sa découverte [1] en 1995 au Tevatron, le quark top fait l'objet de mesures de précision de ses propriétés. À ce jour, la mesure de la masse la plus précise, fournie par la combinaison des résultats des collaborations CDF et DØ, donne $173.2 \pm 0.6 \pm 0.8$ GeV [2] (valeur \pm stat \pm syst), tandis que la combinaison LHC donne $173.3 \pm 0.5 \pm 1.3$ GeV [3]. La mesure LHC étant fortement limitée par les incertitudes systématiques, les futures analyses auront pour principal but de comprendre et réduire ces sources d'erreurs.

Dans ce contexte, une méthode d'analyse dite « Méthode des éléments de matrice » originellement développée pour le Tevatron [4, 5] est ici présentée. Une étude de faisabilité est résumée dans cet article, préparant l'analyse des données acquises au LHC par ATLAS pour mesurer la masse du quark top dans le canal de désintégration dileptonique $e\mu$.

1.2 Physique du top

Le quark top est le quark de type up de la troisième famille du Modèle Standard de la physique des particules. C'est à ce jour la particule fondamentale la plus massive connue, dès lors sa production nécessite d'atteindre de très hautes énergies telles que celles mises en œuvre par des collisionneurs hadroniques comme le Tevatron et le LHC.

Au LHC, collisionneur proton-proton, les deux modes de production des paires $t\bar{t}$ sont l'annihilation quark-antiquark et la fusion de gluons, cette dernière étant dominante du fait du rapport des fonctions de densités partonique favorable au gluon.

Le quark top se désintègre en un boson W accompagné d'un quark d avant de pouvoir s'hadroniser. On distingue trois type d'états finaux pour une paire $t\bar{t}$:

- Le canal hadronique, où les deux bosons W se désintègrent en qq' . C'est un état final à 6 jets, qui dispose de la plus forte statistique (taux d'embranchement de 44%) mais aussi du bruit de fond le plus important.
- Le canal semileptonique, où les bosons W se désintègrent en $l\nu_l$ pour l'un, en qq' pour l'autre. C'est le canal en « or » du fait de sa statistique importante (taux d'embranchement de 30%) et d'un bruit de fond raisonnable.
- Le canal dileptonique, où les deux bosons W se désintègrent en $l\nu_l$. Il souffre d'une faible statistique (taux d'embranchement de 4%) mais d'un excellent rapport signal sur bruit. La présence de deux neutrinos dans l'état final rend impossible la reconstruction des masses invariantes des quarks top. Voir figure 1 pour le diagramme de Feynman associé.

Mesurer la masse du quark top dans le canal dileptonique demande de faire appel à une méthode d'analyse sophistiquée exploitant l'ensemble des données cinématiques disponibles.

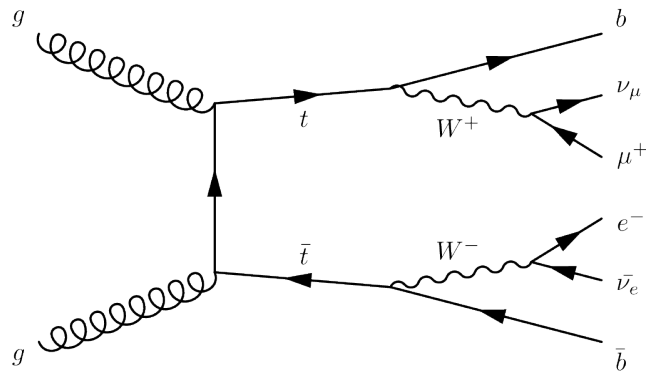


FIGURE 1: Diagramme de Feynman de la production par fusion de gluons d'une paire $t\bar{t}$ et de sa désintégration dans le canal dileptonique $e\mu$.

2 Méthode des éléments de matrice

La méthode des éléments de matrice a pour principe d'assigner à un couple (événement ; masse hypothèse)

une probabilité. Disposant d'un lot d'événements $t\bar{t}$, il s'agit de déterminer quelle est la masse la plus probable pour le quark top fonction des propriétés cinématiques de ces événements. La masse la plus probable correspond dans ce cas à la mesure de la masse du quark top, si la détermination de la probabilité est correctement définie.

2.1 Principe de la méthode

La probabilité associée à un événement et à une masse hypothèse peut être définie selon l'expression suivante :

$$P_{\text{event}}(x | m_{\text{top}}) = f_{\text{top}} P_s(x | m_{\text{top}}) + (1 - f_{\text{top}}) P_b(x)$$

Avec x les quantités cinématiques mesurées, f_{top} la fraction de signal observé, P_s la probabilité que l'événement soit de type signal et P_b la probabilité que l'événement soit de type bruit de fond.

Seule P_s est présentée dans cet exposé. Cette probabilité peut s'exprimer en fonction de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dx}(m_{\text{top}})$ via :

$$P_s(x | m_{\text{top}}) = \frac{1}{\sigma_{\text{observée}}(m_{\text{top}})} \frac{d\sigma}{dx}(m_{\text{top}})$$

La méthode prend son nom dans le calcul de cette section efficace différentielle qui fait intervenir l'élément de matrice du processus étudié (ici la production d'une paire $t\bar{t}$ par collision de deux protons suivie de sa désintégration dans le canal dileptonique $e\mu$). Le calcul s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dx}(m_{\text{top}} | P) \propto \int dg_1 dg_2 d\Phi |M_{t\bar{t}}(g_1, g_2, x, m_{\text{top}})|^2 f_{\text{pdf}}(g_1) f_{\text{pdf}}(g_2) W(x | P)$$

Avec :

- x les observables de l'état final au niveau partonique,
- P les observables de l'état final telles que mesurées par le détecteur,
- g_1 et g_2 les propriétés cinématiques des partons initiaux,
- $d\Phi$ l'espace de phase disponible pour le processus calculé,
- $|M_{t\bar{t}}(g_1, g_2, x, m_{\text{top}})|$ l'élément de matrice du processus $g_1 g_2 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} e \nu_e \nu_\mu$,
- f_{pdf} la distribution de densité partonique du proton,
- $W(x | P)$ les fonctions de transfert assurant le passage de P vers x .

2.2 Principe de la mesure

En calculant $P_s(\text{événement} | m_{\text{top}})$ pour chaque événement à disposition et pour un ensemble de valeurs de la masse du quark top, on peut réaliser une distribution de probabilités fonction de la masse du quark top. Les probabilités étant très petites, une distribu-

tion de vraisemblance¹ est utilisée pour des questions numériques. Un exemple de distribution est donné en figure 2. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$L(m_{\text{top}}) = \sum_{\text{événements}} -\ln P_s(\text{événement} | m_{\text{top}})$$

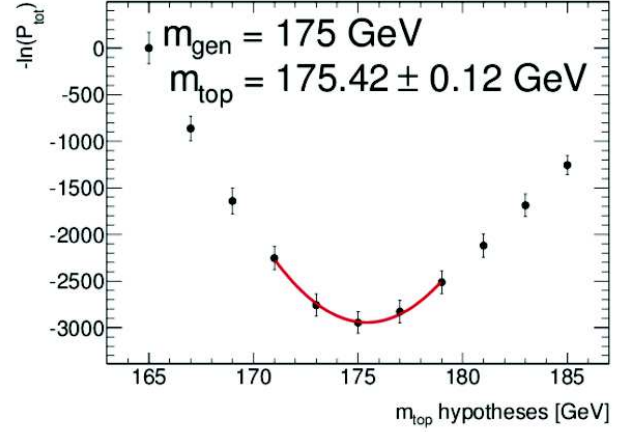


FIGURE 2: Distribution de vraisemblance pour un ensemble de 4000 événements simulés, générés avec une masse du quark top de 175 GeV, ajusté par un polynôme de second degré.

La distribution des probabilités P_s est supposée gaussienne autour du maximum de probabilités. Évaluer la masse la plus probable, correspondant au minimum de la distribution, nécessite d'ajuster par un polynôme de second degré la distribution de vraisemblance, autour de son minimum. Connaissant la valeur centrale de la mesure, il s'agit de déterminer l'incertitude à un sigma qui se définit comme étant la demi-largeur de la parabole ajustée à $+0.5$ du minimum, voir figure 3.

Cette définition de l'erreur se justifie en écrivant une distribution gaussienne de probabilités :

$$P = A e^{-\frac{(m - m_{\text{min}})^2}{2\sigma^2}} \Rightarrow L = \frac{(m - m_{\text{min}})^2}{2\sigma^2} + L_{\text{min}}$$

En $m = m_{\text{min}} + \sigma$:

$$L = \frac{(m_{\text{min}} - m_{\text{min}} + \sigma)^2}{2\sigma^2} + L_{\text{min}} \Rightarrow$$

$$L(m_{\text{min}} + \sigma) = L_{\text{min}} + \frac{1}{2}$$

3 Études de stabilité

Une fois la méthode décrite il s'agit de réaliser plusieurs études de stabilité interne de la méthode avant de pouvoir l'appliquer à l'étude des données acquises par le détecteur ATLAS.

1. Traduction littérale de l'anglais « likelihood ».

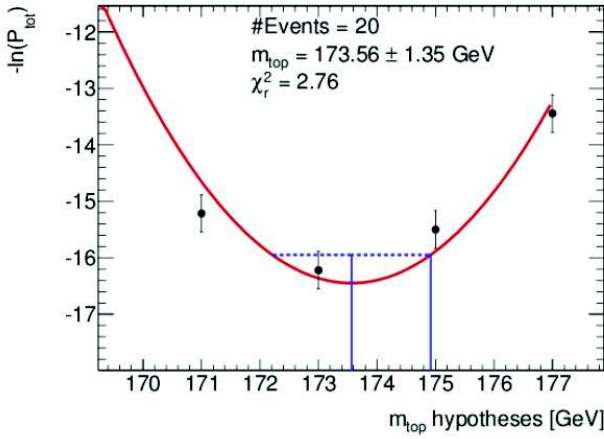


FIGURE 3: Distribution de vraisemblance pour un ensemble de 20 événements simulés, ajusté par un polynôme de second degré. En pointillé est figurée la largeur de la parabole à 0.5 du minimum.

3.1 Linéarité

La première propriété dont doit disposer la méthode est la linéarité avec la masse du quark top. Si la masse mesurée n'est pas systématiquement proportionnelle à la masse générée dans la simulation, alors la méthode n'est pas prédictive et ne saurait être utilisée pour effectivement mesurer la masse du quark top dans les données acquises par le détecteur ATLAS. En se servant de différents ensembles de données simulées générées à différentes masses, on peut réaliser pour chaque masse une moyenne des mesures à 4000 événements² et ainsi déterminer la linéarité de la méthode (figure 4).

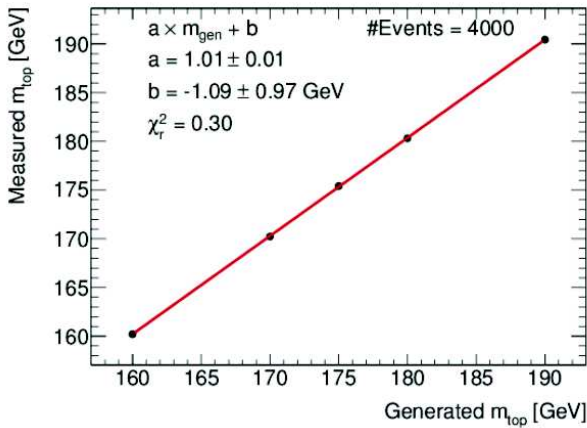


FIGURE 4: Courbe de linéarité de la méthode pour 4000 événements par mesure.

L'ordonnée à l'origine est non nulle. Ce résidu peut s'expliquer du fait que la normalisation de la probabilité ne représente pas parfaitement la cinématique complète des événements employés. Disposant de la linéarité de

2. Ce qui correspond à l'ordre de grandeur du nombre d'événements $t\bar{t}$ en dilepton $e\mu$ dans les données acquises par ATLAS sur l'année 2011.

la méthode, cet effet peut être en moyenne compensé en appliquant la transformation inverse associée à la droite de linéarité sur chaque mesure réalisée (figures 5).

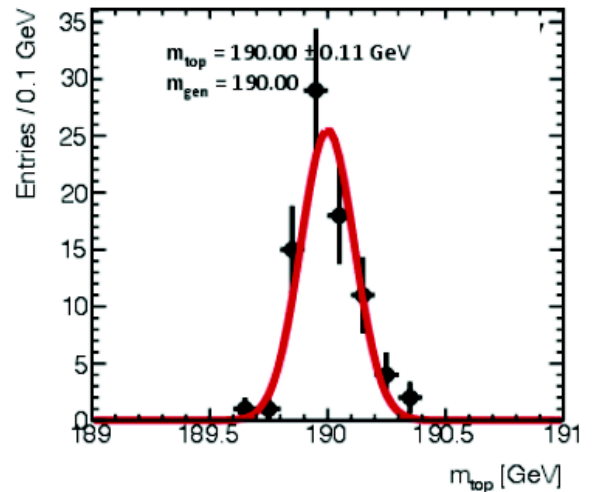
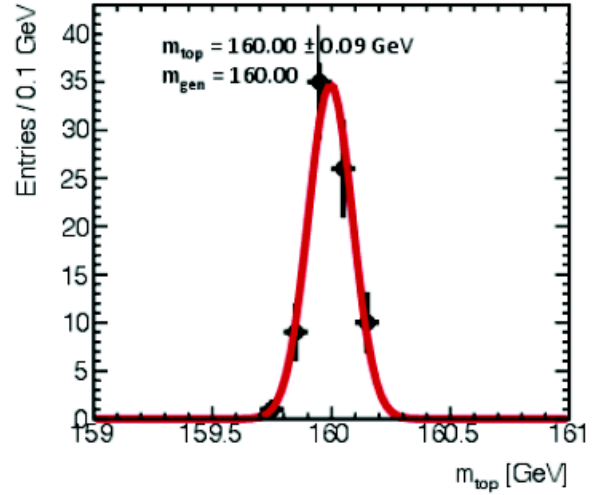


FIGURE 5: Distribution des masses mesurées, avec 4000 événements par mesure, pour deux ensembles de données simulées avec une masse du quark top à 160 GeV et 190 GeV. L'ajustement est gaussien.

3.2 Évolution de l'erreur

Une fois l'incertitude associée à une mesure bien définie, il s'agit de vérifier son origine statistique et qu'elle se comporte comme attendue avec l'évolution du nombre d'événements par mesure.

Disposant d'un ensemble de N événements, il est possible de réaliser une mesure avec $n < N$ événements et donc de faire $N_{\text{mesures}} = \frac{N}{n}$ mesures indépendantes. À chaque mesure correspondant une incertitude, il est possible de calculer la moyenne des incertitudes. À chaque valeur de n correspond une valeur de l'erreur moyenne dont l'évolution avec n se décrit très bien par

une loi en $a + \frac{b}{\sqrt{n}}$ (figure 6), ce qui est attendu pour une erreur d'origine statistique.

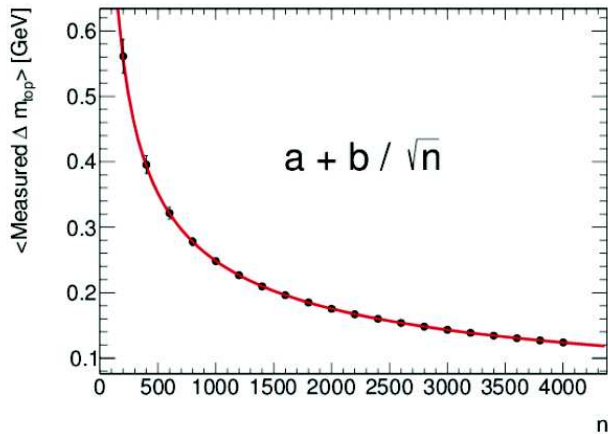


FIGURE 6: Évolution de la moyenne des incertitudes avec le nombre n d'événements par mesure. La courbe est l'ajustement par une loi en $a + \frac{b}{\sqrt{n}}$.

4 Conclusion

La méthode des éléments de matrice associe un poids à chaque événement exploité, fonction de la masse du quark top testée. Cette propriété permet d'obtenir une incertitude très faible à basse statistique comparée à des méthodes classiques. C'est pour cela qu'elle a été développée au Tevatron pour des canaux comme le canal semileptonique. Au LHC la statistique n'est plus le facteur limitant pour les mesures de précision. Bien que prometteuse, avec une incertitude attendue inférieure à 0.2 GeV pour 4000 événements $t\bar{t}$, le comportement de la méthode vis à vis des incertitudes systématiques reste à étudier. La prochaine étape est donc de comprendre et de maîtriser ce comportement sur les données simulées avec effet détecteur. Le but final est la mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique $e\mu$ avec les données acquises par ATLAS sur les années 2011 et 2012, dans le but de participer à la combinaison officielle ATLAS.

Références

- [1] C. CAMPAGNARI et M. FRANKLIN, *The discovery of the top quark*, 2 août 1996, **arXiv :hep-ex/9608003**
- [2] TEVATRON ELECTROWEAK WORKING GROUP FOR THE CDF AND DØ COLLABORATIONS, *Combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark using up to $5.8 \sim \text{fb}^{-1}$ of data*, 8 septembre 2011, **arXiv :1107.5255**
- [3] [THE ATLAS AND CMS COLLABORATIONS], *Combination of ATLAS and CMS results on the mass of the top quark using up to 4.9fb^{-1} of data*, 6 juillet 2012, **ATLAS-CONF-2012-095** et **CMS PAS TOP-12-001**

[4] BODHITHA A. JAYATILAKA, *A Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Decay Channel at CDF II*, 2006

[5] PHILIPP SCHIEFERDECKER, *Measurement of the Top Quark Mass at DØ Run II with the Matrix Element Method in the Lepton+Jets Final State*, 5 août 2005

Measurement of the Z Boson Transverse Momentum and of the ϕ_η^* Spectrum in the Muon Decay Channel with the ATLAS experiment

Keoshkerian Houry

Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules (LAPP), Université de Savoie, CNRS/IN2P3, Annecy-le-Vieux, France

Résumé

The $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays produced during proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV are used for a measurement of the Z boson transverse momentum (p_T^Z). It is compared to a measurement of the angular correlations in decay of lepton pairs via the ϕ_η^* variable, which probes the same physics as p_T^Z . The data used for the analysis corresponds to an integrated luminosity of 4.6 fb^{-1} collected by the ATLAS detector at the Large Hadron Collider in 2011. The normalized differential cross sections as a function of p_T^Z and ϕ_η^* measured in the muon decay channel are compared to similar results obtained by ATLAS in the electron decay channel. The results are compared to predictions by different Monte-Carlo generators and to theoretical calculations.

1 Introduction

The Large Hadron Collider (LHC) is the world's largest proton-proton collider. In 2011, proton beams were collided at a centre of mass energy of $\sqrt{s}=7$ TeV. ATLAS is one of the two general purpose experiments of the LHC. The ATLAS detector is composed of an inner tracking detector covering the pseudorapidity range¹ $|\eta| < 2.5$, to measure the momentum and the direction of charged particles. A calorimeter, extending until $|\eta| < 4.9$, measures the energy of charged and neutral particles. Finally, an external muon spectrometer, covering the region $|\eta| < 2.7$, is used to detect muons, being less ionizing particles. During proton-proton collisions, Z bosons are produced via the Drell-Yan process, by the interaction of a quark from one incoming proton and an anti-quark from the other proton. The produced Z boson may decay into a lepton and an anti-lepton. These leptons are in general not back-to-back, but form an angle $\Delta\phi < 180^\circ$, as sketched in Figure 1. This is due to the recoiling hadrons coming from the emission of gluons. The transverse momentum, p_T^Z , of the Z boson is not zero and presents a spectrum peak-

ing at around 4 GeV. For Z bosons of high transverse momentum a single parton may radiate a gluon, whilst, for low p_T^Z , soft gluon emission takes place.

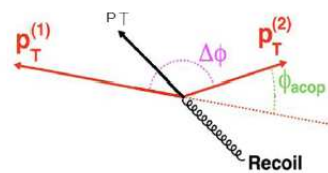


FIGURE 1: Sketch of the Z boson momentum, the recoiling material, and the transverse momenta of the leptons of the Z boson decay with their azimuth opening angle.

Measurements of the transverse momentum spectrum of the Z boson, are thus allowing studies of strong interaction effects in different energy regimes, providing a testing ground for Quantum chromodynamics (QCD) predictions. At high energies, QCD is perturbative and for this regime precise calculations are available. At lower energies, theoretical calculations with resummation techniques are needed, as those implemented in RESBOS [1]. Simulations with parton shower algorithms, like PYTHIA [2], can also be used. However, the errors on the current theoretical calculations are still large, of the order of 10%. On the other hand, the present simulations contain many free parameters that were determined in the past from other data with limited statistics or from other colliders. Therefore, experimental precise measurements are needed to test and improve present theoretical calculations. With an integrated luminosity of 4.6 fb^{-1} , $\sim 3 \cdot 10^6$ Z bosons can be produced in pp collisions at the LHC. The available statistics is therefore high enough to perform precision studies of the Standard Model. The Z boson transverse momentum studies, can lead to a better understanding of the validity of theoretical approaches. Also, it can be used to tune Monte Carlo (MC) event generators. As the production mechanisms of the W or the Higgs bosons are similar to Z , a better understanding of the underlying physics mechanisms responsible of the p_T^Z spectrum can be used for other precision measurements, like the precise measurement of the W mass or even Higgs measurements.

1. ATLAS uses a right-handed coordinate system with its origin at the nominal pp interaction point (IP) in the centre of the detector and the z -axis along the beam pipe. The x -axis points from the IP to the centre of the LHC ring, and the y -axis points upward. Cylindrical coordinates (r, ϕ) are used in the transverse plane, ϕ being the azimuthal angle around the beam pipe. The pseudorapidity is defined in terms of the polar angle θ as $\eta = -\ln \tan(\frac{\theta}{2})$ and the rapidity is defined as $y_Z = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, where E is the energy of the particle and p_z is its momentum along the beam axis.

2 The p_T^Z and ϕ_η^* observables

Experimentally, at low transverse momenta, the p_T^Z measurement is limited by the experimental resolution on the lepton energies. In order to improve the measurement precision at low transverse momenta, an alternative observable was proposed [3], ϕ_η^* , defined by

$$\phi_\eta^* = \tan\left(\frac{\phi_{acop}}{2}\right) \sin(\theta_\eta^*), \quad (1)$$

where $\phi_{acop} = \pi - \Delta\phi$ (Figure 1) and θ_η^* is defined using the information on the pseudorapidity only,

$$\cos(\theta_\eta^*) = \tanh\left[\frac{(\eta^- - \eta^+)}{2}\right]. \quad (2)$$

Therefore, the ϕ_η^* observable depends exclusively on the two lepton tracks and is closely related to the azimuthal opening angle of the two leptons. In ATLAS, the experimental resolution on the angular measurements is high, of the order of 0.5 mrad. The ϕ_η^* variable is correlated with the Z boson transverse momentum p_T^Z . This correlation is exemplified in Figure 2. The Figure shows a high correlation between these two variables, such that $p_T^Z \approx M_Z \times \phi_\eta^*$. Therefore, for low energies, the ϕ_η^* variable can be used instead of p_T^Z and it has a better resolution, leading to more precise measurements.

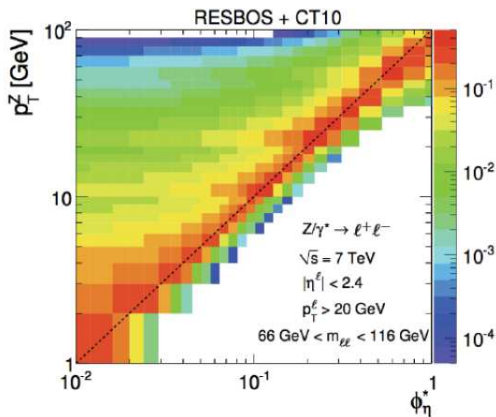


FIGURE 2: The p_T^Z and ϕ_η^* correlation according to RESBOS predictions.

3 Event selection

First, data corresponding to periods of beam instabilities or detector defects are removed from the data used in the analysis. In each event, at least one primary vertex reconstructed from at least three inner detector tracks is required. Muons are reconstructed by combining an inner detector track to a muon spectrometer track. Muons should have a transverse momentum, $p_T^\mu > 20$ GeV and a pseudorapidity $|\eta_\mu| < 2.4$. Only isolated muons are selected by requiring that the sum of all momenta of tracks within a cone of size $\Delta R = 0.2$ ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$) around the muon track, to be less than 10% of the muon track momentum. This condition

means that almost 90% of the energy in the chosen cone is originating from the muon. This isolation condition reduces the probability of selecting fake muons, from hadronic punch-throughs, in jets.

$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events are selected by requiring two oppositely charged muons with an invariant mass, $m_{\mu\mu}$, in the range of [66, 116] GeV. After these selection requirements $1.7 \cdot 10^6$ $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events are found in data. The Monte Carlo generator used in this analysis is POWHEG [4] interfaced to PYTHIA. The POWHEG MC generator models the Z peak at Next-To-Leading Order (NLO), and PYTHIA provides the parton showering. Signal MC events are passed through detailed simulation of the ATLAS detector, based on GEANT4 [5], and are subject to the same reconstruction and analysis chain as data. This allows a direct comparison of MC predictions to data.

4 Results and background contributions

The dimuon invariant mass of selected data events is compared to MC predictions in Figure 3. The agreement between data and the prediction is very good and within the total systematic uncertainty on the MC predictions. Systematic uncertainties on this invariant mass distribution are dominated by the uncertainties on the data luminosity measurement and on the muon momentum scale.

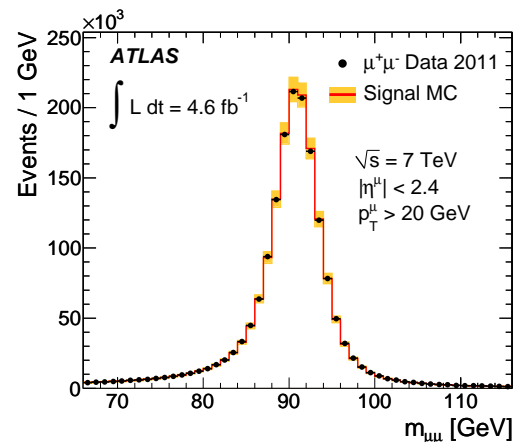


FIGURE 3: The dimuon invariant mass distribution of data compared to predictions from the POWHEG MC, interfaced to PYTHIA. The yellow bands represent the total systematic uncertainty on the prediction.

Figure 4 presents the ϕ_η^* distribution in logarithmic

scale. The $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ channel has two main sources of background: the electroweak backgrounds and the multi-jet background. The electroweak backgrounds are due to the following processes: $W \rightarrow \mu\nu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, and boson pairs production. They are all well-known Standard Model processes and can be modeled by MC generators. However the multi-jet background is mainly due to hadrons mis-reconstructed as muons, or muons coming from other quark disintegrations inside jets.

As shown in Figure 4, for high ϕ_η^* values, corresponding also to high p_T^Z , the dominant background arises from electroweak and $t\bar{t}$ production processes and for low ϕ_η^* values the multi-jet background has a larger contribution than electroweak and $t\bar{t}$ production processes.

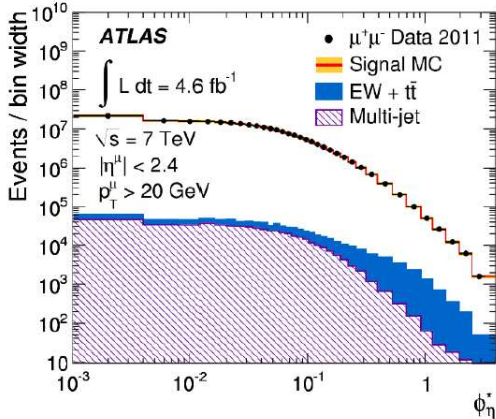


FIGURE 4: The ϕ_η^* distribution in logarithmic scale of data compared to POWHEG interfaced with PYTHIA MC. The sum of all electroweak and $t\bar{t}$ backgrounds is represented by the blue histogram and the multi-jet background is represented by the dashed red histogram.

Multi-jet backgrounds are difficult to be modeled accurately by MC generators, since their production processes are not all well known. Also, the production cross section of multi-jet processes is large, implying that a very large number of MC events has to be generated. It is therefore very hard to technically generate enough multi-jet events. The multi-jet background in this analysis is therefore estimated using data. The shape of this background as a function of ϕ_η^* is determined by selecting a specific data event sample dominated by jets faking muons in the final state. This is obtained by using the same event selection as for the $Z \rightarrow \mu\mu$ signal selection, but inverting the isolation requirement. It is required that more than 90% of the energy within a cone of $\Delta R=0.2$ be coming from non-muon candidates. The normalization of this multi-jet background template is determined by adjusting the sum of it and other background and signal MC predictions to data as a function of the invariant mass spectrum of the dimuon pair.

5 Differential cross section as a function of ϕ_η^* and p_T^Z

In this study the differential cross section normalized to the total cross section will be calculated. The

normalization with the total cross section is performed in order to cancel many major systematic uncertainties like the ones on the luminosity and on the muon momentum scale. The formula used to compute the normalized differential cross section is:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma^i}{dX} = \frac{A \times \epsilon}{A^i \times \epsilon^i} \frac{(N^i - B^i)}{(N^{tot} - B^{tot}) \times \Delta X^i}, \quad (3)$$

where X stands for the ϕ_η^* or p_T^Z variables, i is the given bin of width ΔX^i , N^i and B^i are the numbers of reconstructed and background events in a bin i , respectively. N and B are the total number of reconstructed and background events, respectively. A^i is the geometrical acceptance, and ϵ^i is the reconstruction efficiency in a given bin i . A^i and ϵ^i are obtained using MC so that $A^i \times \epsilon^i$ is the ratio of number of reconstructed events to the number of generated events in a given bin i . A is the total geometrical acceptance and ϵ is the total reconstruction efficiency.

The normalized differential cross section obtained as a function of p_T^Z for data is shown in Figure 5. The result is compared to predictions from RESBOS. A difference between data and RESBOS prediction of the order of 5% can be observed. Due to the experimental resolution on low p_T^Z and in order to limit the migration between the bins, the number of measurement bins is limited to four. Figure 6 shows the normalized differential cross

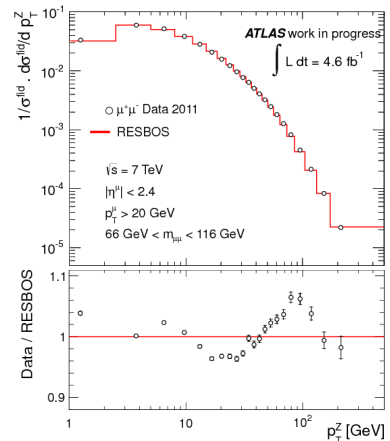


FIGURE 5: The normalized differential cross section as a function of p_T^Z for muon data (open dots) and RESBOS predictions (red line). Lower plot is the ratio of data to RESBOS predictions. Only statistical errors are shown.

section as a function of ϕ_η^* for muon data compared to the RESBOS prediction. The better experimental resolution of ϕ_η^* compared to p_T^Z allows the use of a finer binning in the low ϕ_η^* region, for $\phi_\eta^* < 10^{-1}$, which corresponds to $p_T^Z < 10$ GeV. Comparing the Figures 5 and 6, we can observe that the behavior of data with respect to RESBOS, is similar for ϕ_η^* and p_T^Z observables. However, with ϕ_η^* the precision obtained for low values is better. The ϕ_η^* spectrum was also measured

for the $Z \rightarrow e^+e^-$ decay channel within the ATLAS Collaboration [6]. In this Figure 6, the results obtained for the muon decay channel are also compared to those obtained for electron the decay channel. Both electron and muon data behave similarly with respect to the RESBOS prediction, with a difference which goes to up to $\sim 5\%$ at high ϕ_η^* values. The agreement of data with the RESBOS prediction is within 2% for low ϕ_η^* values.

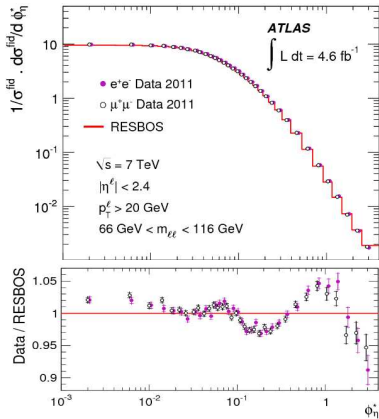


FIGURE 6: The normalized differential cross section as a function of ϕ_η^* for muon data (open dots), electron data (closed dots), and RESBOS predictions (red line). Both statistical and systematic errors are shown.

Finally, the muon and electron data have been combined by the ATLAS collaboration [6]. The combination result is compared to other predictions from different MC event generators in three different bins of the Z boson rapidity y_Z . This is presented in Figure 7. Each of the MC predictions show a different behavior with respect to RESBOS and with respect to data. For low ϕ_η^* values the different predictions show differences of up to 20% and none of them can reproduce the behavior of data better than 5%. For high ϕ_η^* values, in the first two rapidity bins, the predictions from the SHERPA MC generator, presents the best agreement with data. In the last rapidity bin, SHERPA is also in good agreement with data over the whole ϕ_η^* range. ALPGEN shows almost the same behavior as SHERPA.

The total experimental uncertainties of the measurements are smaller than the spread of the different MC predictions. These results can therefore be used to test the theoretical predictions and to tune the MC event generators in order to reach a better description of data.

6 Conclusion

In summary, the ϕ_η^* and p_T^Z spectra of Z/γ^* bosons produced in $\sqrt{s} = 7$ TeV collisions at the LHC have been measured with a high precision. The results obtained are in a good agreement with predictions from

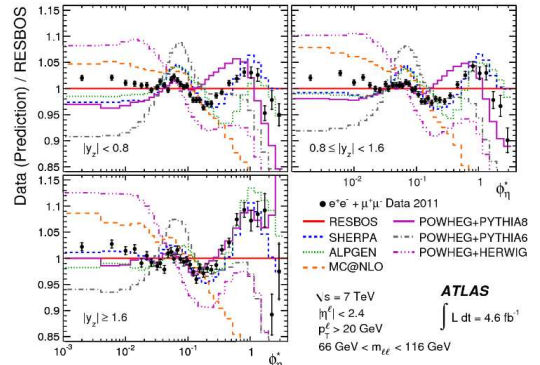


FIGURE 7: The ratio of the combined normalized differential cross section $1/\sigma^{fid} \cdot d\sigma^{fid}/d\phi_\eta^*$ to the RESBOS predictions as a function of ϕ_η^* in three ranges of $|y_Z|$. The inner and outer error bars on the data points represent the statistical and total uncertainties, respectively. The measurements are also compared to predictions from different MC event generators.

the RESBOS program. In the high energy regime discrepancies of the order of 5% are seen with respect to RESBOS. So far, RESBOS predictions are the best in describing the data behavior in the non-perturbative regime. Finally, the performed measurements of the normalized differential cross sections have a precision which is one order of magnitude better than the precision of the current predictions.

Références

- [1] G. Ladinsky and C. Yuan, Phys. Rev. D 50 (1994) 4239, arXiv:hep-ph/9311341.
- [2] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, JHEP 05 (2006) 026, arXiv:0603175 [hep-ph].
- [3] A. Banfi et al., Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1600, arXiv:1009.1580 [hep-ex].
- [4] P. Nason, JHEP 11 (2004) 040, arXiv:hep-ph/0409146.
- [5] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250.
- [6] ATLAS Collaboration, accepted by Phys. Lett. B, arXiv:1211.6899 [hep-ex].

Testing the Standard Model at low-energy in neutron β -decay with the spectrometer *a*SPECT

Romain Maisonobe

Institut Laue-Langevin (ILL), Grenoble, France



Résumé

The free neutron decays into a proton, an electron and an antineutrino. The neutron is a good laboratory to search for small deviations from the Standard Model with high sensitivity. The retardation spectrometer *a*SPECT aims to measure the electron-antineutrino angular correlation coefficient a with an unprecedented accuracy of $\Delta a/a \approx 0.3\%$. This coefficient is tied to the ratio of the weak coupling constants $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$ and to the first element of the CKM matrix, V_{ud} . Discrepancies between complementary measurements of λ or a violation of the unitarity of the CKM matrix would indicate physics beyond the Standard Model.

1 Introduction

The neutron is a neutral particle with spin $1/2$ and a mass slightly higher than that of the proton. Free neutrons decay with a lifetime of (880.1 ± 1.1) s [1]. The decay products are proton, electron and antineutrino:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + 782.3 \text{ keV}. \quad (1)$$

The differential decay rate of neutrons can be written in terms of correlation coefficients [2]:

$$\frac{dW}{d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} dE_e} \propto 1 + b \frac{m_e}{E_e} + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} + \vec{P}_n \cdot \left[A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} \right] + \dots \quad (2)$$

where m_e is the mass of the electron, and $\vec{p}_{\bar{\nu}}$, \vec{p}_e , $E_{\bar{\nu}}$ and E_e are the momenta and energies of antineutrino and electron, respectively. \vec{P}_n is the polarization of the neutron beam. The electron-antineutrino angular correlation coefficient a , the beta asymmetry parameter A , the Fierz interference term b and the antineutrino asymmetry parameter B are related to the coupling constants of the weak interaction. Within the Standard Model, neutron decay is described as a $V-A$ interaction. The Fierz interference term becomes $b=0$ and the other coefficients depend on one single parameter only, the ratio of axial-vector and vector coupling constants $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$, see e.g. [3]:

$$a = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad A = -2 \frac{|\lambda|^2 + \text{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad B = 2 \frac{|\lambda|^2 - \text{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (3)$$

The parameter λ accounts for the renormalization of the axial-vector current by the structure of the nucleon. Eq. (3) indicates three independent ways to ac-

cess the fundamental quantity λ with different experimental systematics. Using the world average for $\lambda = -1.2701(25)$ [1] the sensitivities are:

$$\frac{da}{d\lambda} = 0.298, \quad \frac{dA}{d\lambda} = 0.374, \quad \frac{dB}{d\lambda} = 0.076. \quad (4)$$

The ratio λ together with the neutron lifetime τ_n allow to determine the first element V_{ud} of the CKM matrix:

$$|V_{ud}|^2 = \frac{(4908.7 \pm 1.9)\text{s}}{\tau_n(1 + 3\lambda^2)}. \quad (5)$$

This contributes to test the unitarity condition of the CKM matrix:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \quad (6)$$

Non-unitarity could indicate for example a new quarks generation. Beyond the Standard Model, the correlation coefficients depend on further coupling constants, for example for scalar and tensor interactions. Precise measurements of these coefficients allow to search for new physics like possible contribution of lept-quarks, right-handed interactions, new gauge boson, etc[4, 5, 6, 7, 8].

2 Measurement of the coefficient a

The coefficient a is tied to the angular distribution between electron and antineutrino. As it is difficult to detect the antineutrino, the spectrometer *a*SPECT uses an indirect way to measure this coefficient: a is inferred from the shape of the proton recoil spectrum.

The maximum kinetic energy of the proton from neutron decay is 751.4 eV. The theoretical proton spectrum can be rewritten as a function of the coefficient a [9]:

$$W_p(T) \propto g_1(T) + a g_2(T) \quad (7)$$

with $g_1(T)$ and $g_2(T)$ being known functions of the kinetic energy T of the proton. The shapes of g_1 , g_2 , and the linear combination of them for the present world average value $a = -0.103(4)$ [1] are shown in Fig. 1. The relation between a and the proton spectrum can be understood as follows: if electron and antineutrino are emitted with parallel momenta ($a = +1$), the proton carries a maximal recoil momentum due to momentum conservation. In the opposite case, $a = -1$, the proton energy spectrum will be shifted towards lower energies.

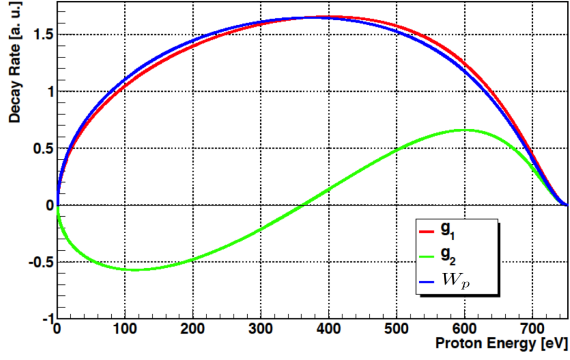


FIGURE 1: The theoretical functions g_1 and g_2 for the proton spectrum and the linear combination of them for the present world average value of a .

3 The spectrometer a SPECT

a SPECT is a retardation spectrometer which measures the proton spectrum by counting all decay protons that overcome a potential barrier. By varying this potential barrier, the shape of the proton spectrum can be reconstructed [10, 11, 12]. The spectrometer is installed at the research reactor (58.3 MW, flux in core $1.5 \cdot 10^{15}$ n/cm²/s [13]) of the Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble. The spectrometer is installed at a neutron guide delivering a capture flux of $2 \cdot 10^{10}$ n/cm²/s and energies of about 0.05 to 25 meV.

A beam of unpolarized cold neutrons passes through the a SPECT spectrometer where about 10^{-8} of the neutrons decay in a region called **Decay Volume** (DV) (Fig. 2). Protons emitted into the upper hemisphere are guided by the strong magnetic field (from about 2 T in the DV to 6 T at the detector) towards the proton detector placed on top of the spectrometer. Protons emitted in the opposite direction (lower hemisphere) are reflected adiabatically by an electrostatic **Mirror Electrode** (ME) below the DV. Therefore the spectrometer achieves 4π acceptance for protons created in the DV. The protons are energy-selected by a potential barrier, U_A , generated by the **Analysing Plane** electrode (AP). Protons able to overcome the potential barrier are focused onto the detector by a strong magnetic field. In order to obtain a detectable signal the protons have to be post-accelerated by a high voltage potential, -15 kV, applied at the detector electrode.

Protons from the decay volume gyrate around the magnetic field lines. Due to the adiabatic invariance of the magnetic moment, a part of the proton momentum transverse to the field lines is transferred into parallel momentum. In the adiabatic approximation, the transmission function for the protons can be calculated :

$$F_{tr}(T) = \begin{cases} 0 & T < eU_A \\ 1 - \sqrt{1 - (1 - \frac{eU_A}{T})/r_B} & \text{otherwise} \\ 1 & T > \frac{eU_A}{1-r_B} \end{cases} \quad (8)$$

where T is the kinetic energy and e is the charge of the proton. This transmission function $F_{tr}(T)$ depends

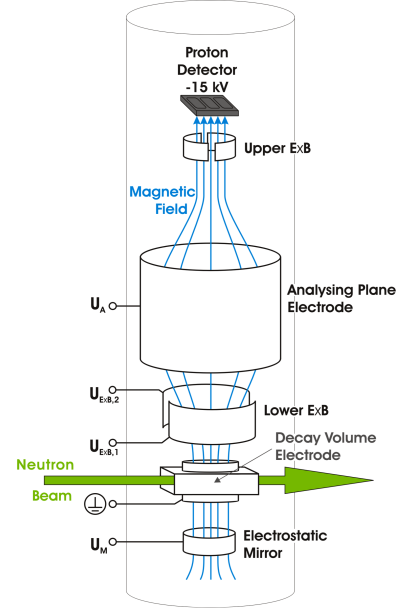


FIGURE 2: Sketch of the spectrometer a SPECT : the green arrow represents the neutron beam and the blue lines the magnetic field.

only on U_A and the ratio of the magnetic fields in the analysing plane and the decay volume, $r_B = B_A/B_0$. If eU_A is higher than the endpoint of the proton spectrum (751.4 eV), no protons are transmitted and the background can be measured.

Protons are detected by a *Silicon Drift Detector* (SDD) [14, 15]. A SDD is a semiconductor detector based on the principle of sideways depletion which allows the depletion of a large detector volume with a small readout anode. This reduces the electronic noise drastically which is indispensable for low-energy proton detection. In a SPECT one chip with three detector pads (10×10 mm² each) is used. The signal is then amplified and sent to the data acquisition system.

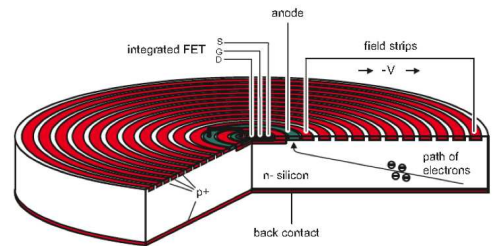


FIGURE 3: Schematic cross-section of a SDD : protons impact the back contact, created electrons drift to a central ring-shaped anode.

The electric and magnetic fields in the spectrometer create traps for charged particles. Additional electrodes are available to remove trapped particles that otherwise could create background or systematic effects. The lower $E \times B$ electrodes (lExB) serve to clear the trap between ME and AP (Fig. 2). The upper $E \times B$ electrodes (uExB) ensure the proton transport against the

increasing magnetic field at the detector and can also be used to align the proton beam to the detector.

4 Measurements

4.1 Measurements with neutrons

In 2011, we performed measurements at the neutron beam. Several configurations of the magnetic field and of the electrodes (ME, lExB, uExB) were compared. A basic measuring cycle is : data acquisition starts with neutron shutter closed, after 10s the AP is ramped from 0 V to U_A , 5 s after stabilisation the shutter is opened for 20s, 5 s after shutter closing the AP is ramped to 0 V. The acquisition stops 10s after AP is at 0 V. This procedure is optimized for the investigation of stability and trap filling. The measurements were performed with $U_A=0, 50, 100, 250, 400, 500, 600, 780$ V. A spectrum measured with shutter open can be divided in three parts (Fig. 4) : the first part is due to electronic noise, the second one contains the protons and the last one electrons. Fig. 4 shows also spectra for several AP

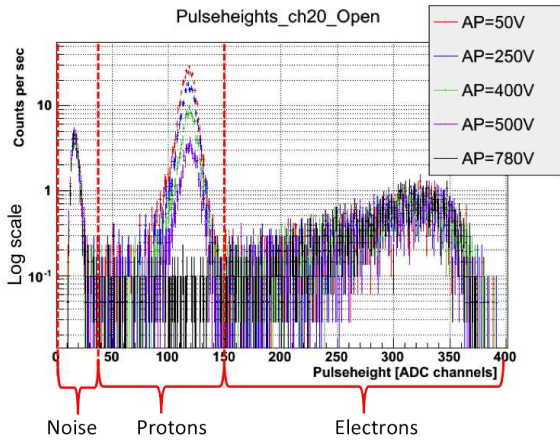


FIGURE 4: Example of spectra measured at several U_A and neutron shutter opened.

settings. The proton peak is basent at $U_A=780$ V. The measurements with different configurations served to study systematic effects : traps between the ME and the DV, the magnetic field shape in the DV, background, etc.

From measurements with different AP voltages we calculate the proton rate for each voltage and thus obtain the integral proton spectrum (Fig. 5). The experimental data points are fitted using a function built from the transmission function (eq. (8)) :

$$N_p(U_A) = N_{p,0} \int_0^{T_{\max}} F_{\text{tr}}(T) W_p(T) dT \quad (9)$$

with F_{tr} from eq. (8) and $W_p(T)$ from eq. (7). Free fit parameters are the proton rate at $U_A=0$ V, $N_{p,0}$, and the coefficient a . Comparing the result for different configurations provides information on systematic effects.

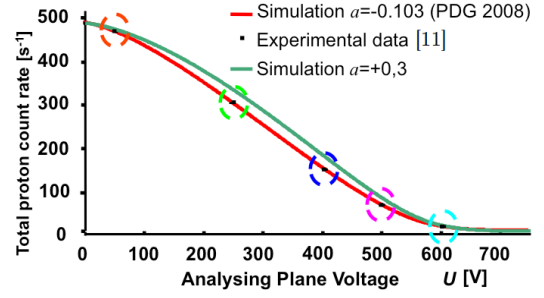


FIGURE 5: Integral proton spectrum [16].

4.2 Offline background studies

During spring 2012, *a*SPECT was installed in an experimental zone without neutron guide. We made different tests to improve the vacuum in the spectrometer (to well below 10^{-9} mbar) and performed several background measurements. The background has to be as low as possible, stable in time and independent of U_A .

The offline measurements allowed to observe the background in great details (Fig. 6) : two peaks appeared in the proton area. The first one has a rate of about $3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ and the second, $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. For comparison the proton peak during the beam time had a rate of about 400 s^{-1} ($U_A=50$ V). The identification

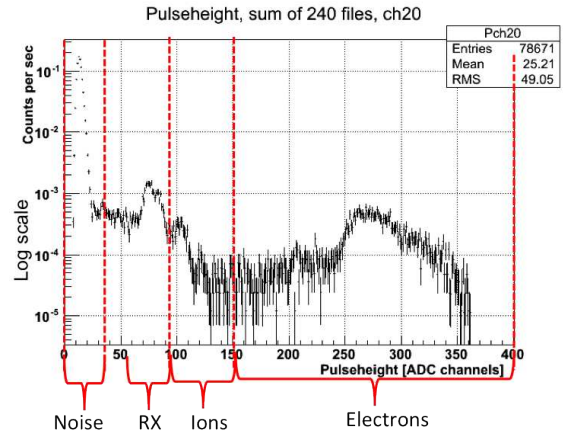


FIGURE 6: Background spectrum (average of 240 measurements) : X-ray peak and ion peak in the proton area.

of the peaks was done by varying the acceleration potential. The first peak did not change in energy and its rate decreased with decreasing potential. The hypothesis is X-rays due to the impact of particles on the surfaces of the electrode. The second peak decreased in energy with decreasing potential. Therefore it is due to ionised rest gas. Mass spectrometer measurements indicate that the rest gas mainly consists of hydrogen, water and nitrogen. These particles, if ionised, are accelerated by the potential and detected.

We focused our analysis on the ion contribution to the background. The first observation was that the ion rate decreased with time during the five first days fol-

lowing the start of the tests. Then the rate was quite stable (Fig. 7). This behavior is probably due to the properties of the surface of the electrode.

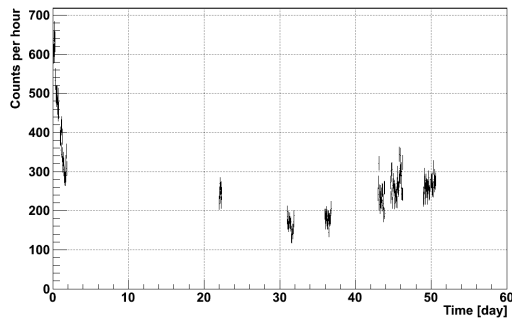


FIGURE 7: Time dependence of rate integrated over proton region.

In order to investigate the background dependence on U_A , the ion peak is integrated for each AP voltage (Fig. 8). The ion rate depends on the electrodes settings and on AP voltage, but at $|E \times B|=0|-200$ V (standard configuration), the AP dependence is negligible.

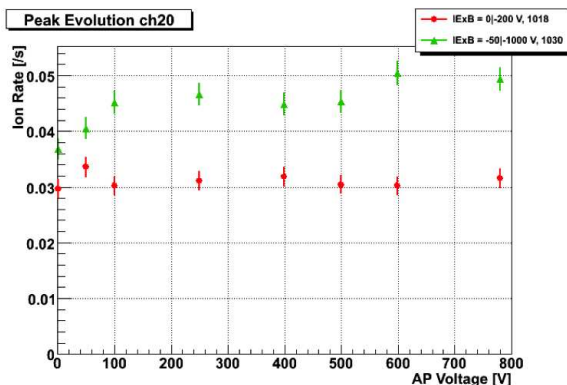


FIGURE 8: Ion rate dependence on the AP voltage for two lExB settings.

To investigate the influence of the pressure we deteriorated the vacuum from $6 \cdot 10^{-10}$ mbar to $1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar (Fig. 9). We observed that the ion rate increased from $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ to $\sim 7 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. The AP dependence of the background increased significantly.

The same tests were also done with a radioactive source (an activated gold foil) placed in the DV to simulate rest gas ionisation by neutron decay products. The analysis is ongoing.

5 Conclusion and outlook

The offline measurements show that *a*SPECT can be operated under stable conditions and that spectrometer-related background and its AP voltage dependence are acceptable for a measurement of *a*. The optimum spectrometer settings were determined. Excellent vacuum is essential (below 10^{-9} mbar).

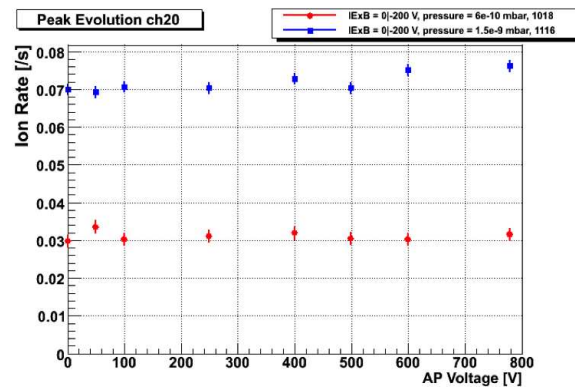


FIGURE 9: Ion rate dependence on the AP voltage for two vacuum conditions.

*a*SPECT is now ready to measure the proton spectrum. The beam time will start in April 2013. A successful measurement will allow to derive the parameter λ with independent systematics compared to other λ measurements and will also contribute to searches for physics beyond the Standard Model.

Acknowledgements

The author thanks his colleagues from the *a*SPECT collaboration at Institut Laue-Langevin, Universität Mainz, TU Wien, Karlsruhe Institute of Technology and University of Virginia.

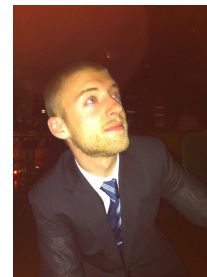
Références

- [1] Beringer J. *et al.*, Phys. Rev. D86, 010001, 2012.
- [2] Jackson J. D. *et al.*, Phys. Rev. 106, 517, 1957.
- [3] Gluck F. *et al.*, Nucl. Phys. A 593, 125, 1995.
- [4] Severijns N. *et al.*, Rev. Mod. Phys. 78, 991, 2006.
- [5] Abele H., Prog. Part. Nucl. Phys. 60, 1, 2008.
- [6] Gaponov Yu. V., Phys. At. Nucl. 63, 7, 2000.
- [7] Dubbers D. & Schmidt M.G., Rev. Mod. Phys. 83, 1, 2011.
- [8] Konrad G. *et al.*, arXiv :1007.3027.
- [9] Nachtmann O., Z. Phys. 215, 505, 1968.
- [10] Zimmer O. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 440, 548, 2000.
- [11] Simson M. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 611, 203, 2009.
- [12] Baekler S. *et al.*, Eur. Phys. J. A 38, 17, 2008.
- [13] www.ill.eu
- [14] Lechner P. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 377, 346, 1996.
- [15] Simson M. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 581, 772, 2007.
- [16] Simson M., *Measurement of the electron antineutrino angular correlation coefficient a with the neutron decay spectrometer aSPECT*, Technische Universität München, 2010.

Distribution tails and extreme events in particle physics

Nicolas Meric

*Laboratoire de Physique Théorique et de Hautes Energies,
UPMC, Paris, France et CEA/DSM/IRFU, Service de
Physique des Particules, Saclay, France*



Résumé

Nous discutons dans ce court papier l'importance des queues de distributions et des événements extrêmes en physique des particules. Nous présentons un ensemble de méthodes qui peuvent être utilisées pour rejeter les bruits de fond en provenance des détecteurs. Ces méthodes recourent à des théorèmes fondamentaux de statistique qui les rendent robustes et adaptables. Par ailleurs, elles peuvent être utilisées pour détecter des topologies extrêmes de désintégrations de particules.

1 Introduction

Since the start of the LHC, the question of the nature of potential signals that will appear at LHC has been largely discussed. The first discovery of the program, in the form of a new boson, was finally short to come. Lots of work has since been accomplished in the sector of this new boson : the spin and parity of this new boson have already been measured by the CMS experiment ([1]) and are in accordance with the Standard Model expectations for a Higgs boson.

Nevertheless, the question of the existence of a physics beyond the electroweak scale is still open and the effort should be pushed forward in every possible direction if we want to be sure that we will not miss a possible hint of a Beyond Standard Model signal.

The cleanliness of the new signal made it relatively simple to discover but future signatures could be much harder to find. Actually they could even be hidden in the tails of some distribution and we therefore need to compute with precision the amplitude in these tails to compare measurement and theoretical expectations.

This implies that we understand which processes could give the signatures to which we are sensitive during the measurements and that we add them properly in the theoretical calculations.

In parallel, spurious effects, detector or physical ones, may fake interesting signatures. We need to find a way to reject these troublesome signatures while rejecting the smallest number of interesting collision events during the process to improve the S/B ratio.

In this short letter, we will address the second issue. We will discuss the problem of the rejection of detector noises using adaptive methods based on first principles in statistics.

2 The ATLAS LAr calorimeter

The ATLAS experiment ([2]) is a multi purpose experiment designed to find the Higgs boson and the proofs or the evidence of the existence of a physics beyond the Standard Model. The LAr Calorimeter (see Fig. 1) aims at measuring the energy of electrons, photons and a part of the energy of hadrons. It is a sandwich of plates of lead, electrodes and Liquid Argon, with an accordion shape, where particles interact with the lead and produce a cascade of electrons and photons which ionize the liquid argon. Ionization is then drifted to electrodes by an electric field. The whole calorimeter is made of a barrel which is separated in two partitions at pseudorapidity¹ $\eta=0$, two end-caps, two hadronic end-cap calorimeters and two forward calorimeters to measure the deposited energy up to $\eta=4.4$.

Every partition is made of three compartments. They are completed by a presampler in front of the calorimeter.

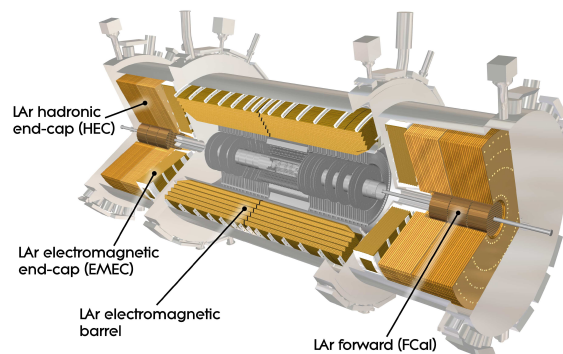


FIGURE 1: ATLAS LAr Calorimeter

The calorimeter is affected by different sources of noise that need to be detected during the processing of events to then flag them accordingly. This can be achieved either electronically during the running of the detector or during offline data quality commissioning.

¹. $\eta = \frac{1}{2} \ln(\tan \frac{\theta}{2})$ is one of the coordinates which is used to measure the direction of the particles in the detector in the direction of the beam. The main advantage is that for light or massless particles this quantity is invariant under the Lorentz boost

3 Noise rejection

In this part we address the question of the rejection of all kinds of noise in the ATLAS LAr calorimeter. The method presented in this part has not been developed for the sole purpose of the rejection of these specific sources of noise but can be applied to a large number of problems.

3.1 Description of possible source of noise

High voltage trips can be detected with an electronic system. Such a trip is caused by a fluctuation of the current or the voltage which triggers a system that lowers the voltage and the current to avoid to damage the detector. The current or the voltage is then ramped up to its initial value at a rate of 2V per second. The electronic system that has been designed to flag these trips is one hundred percents efficient and there is not much work to be accomplished in this direction.

Other problems (sudden bursts of energy in the detector called noise bursts, see Fig. 2, sudden bursts in a cell called spikes. . .) can, however, not be detected by the electronic system and we therefore need to develop algorithms to detect when such a problem occurs. The present way to detect such a problem is to study the topology of events where an excess of energy or cells is detected and once such an excess is detected to apply absolute cuts in order to systematically flag these topologies.

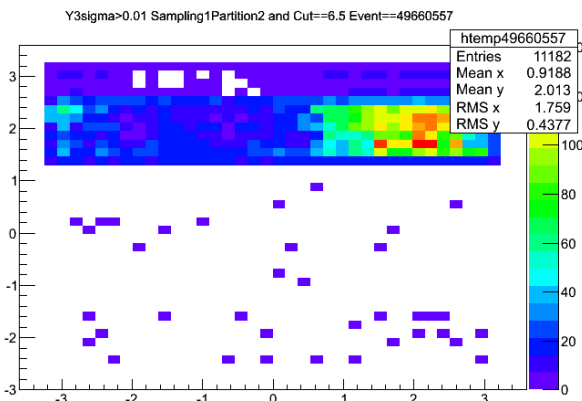


FIGURE 2: An event with a noise burst in the LAr calorimeter end-cap

Two more requirements are added to this algorithm. The first requirement is to have a given number of cells, with a behaviour which is statistically deviant, in a given number of front-end boards. This procedure is aimed to highlight localized structures in the calorimeter. The second requirement imposes that the quality factor, which is a property of the shape of the signal in these cells should not be too high in a cell with a regular behaviour. Ultimately the procedure rejects also events that are located in a time window of 250 ns around a noise burst to take into account the temporal extension of the latter.

With the increase of the energy or the luminosity, we will have to cope with events, which are in principle not noise, with a sufficient number of cells with an energy above the cuts. To solve completely this issue and find events which have been missed by the previous procedure, we have developed two different methods which do not apply directly a cut on the energy and the Q factor. The main reason is that in principle a cell may have a different behaviour than another cell even closely located. Moreover in the detectors, the cells may have different size and we have to take this variable into account as this has an influence on the amount of energy that can be deposited in a cell.

We hereby present the two methods in the context of ATLAS in the next subsection.

3.2 Time rejection of coherent noises

In an LHC experiment, a large number of low energy jets and particles enter the detector and deposit a small amount of energy in the cells. The hard scattering processes, however, will cause large fluctuations of energy in the cells and they are more likely to be seen in the tails of the energy distributions, so are the deposits from spikes and noise bursts.

Because the final distribution for a quantity X in a given cell is a convolution of several parameters (surface of the cell, location of the cell, pedestal, energy of incoming particles. . .), the final distribution is different from one cell to another after a finite number of events.

Because two collisions are in principle unrelated and the outcome of a collision is random, the input of our detector is a martingale, the knowledge of the process at time t does not give us more information about the process that will occur at time $t+1$. Moreover, there is, in principle, no correlation between two consecutive events.

The problem of a detector with a large fiducial volume is that it has a relatively large relaxation time and successive events will stack in it, a phenomenon known as out-of-time pile-up. Therefore the cell outputs will take into account an averaged energy over a few events where each event accounts to the average with a given weight².

This relaxation time is responsible for the appearance of correlations between two successive events, the outcome of the measurement is therefore a Markov chain and methods that can be applied on a martingale can still be applied in this context but with stronger constraints.

The simple idea behind the method is that we can reweight the signal in a cell, at a given time, using a modification of the central-limit theorem in the martingale case. This procedure is aimed at getting a distribution that is well known and will be the same for all cells, not forgetting the statistical uncertainties though. We can however find important discrepancies in the tails where bad signals will accumulate. Naturally physics

². There is an average of 100GeV of energy deposited by unit of rapidity in the calorimeter because of pile-up (both out-of-time and in-time pile-up)

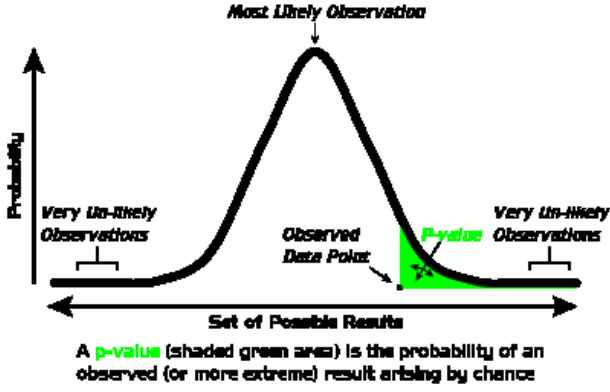


FIGURE 3: A representation of the meaning of the p-value in the Gaussian case

signals of the most interesting events may also be found in these tails.

For every luminosity block³ we compute for every variable of interest its mean⁴ and its standard deviation :

$$\mu_X = \frac{1}{N_{events}} \sum_{i=1}^{N_{events}} X_i$$

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{1}{N_{events}} \sum_{i=1}^{N_{events}} (X_i - \mu_X)^2}$$

Then we compute the variable :

$$\mathcal{Z}(X) = \left(\frac{X - \mu_X}{\sigma_X} \right)^2$$

or the square root of this variable, but the first choice tends to have larger tails and therefore this gives a better control.

This variable follows a universal χ^2 distribution :

$$f(k) = \frac{1}{2^{\frac{k}{2}} \Gamma(\frac{k}{2})} t^{\frac{k}{2}-1} \exp\left(-\frac{k}{2}\right)$$

Therefore we can define a universal cut value and fix the p-value (see Fig. 3) of the problem. The p-value can be seen as the probability to have an event with a value of \mathcal{Z} above the cut and therefore defines a number of events one accepts to reject⁵.

The important feature of this method is that we only need one single cut value (\mathcal{Z}_{cut}), and this distribution will always be independent of the running conditions of the LHC, but also of the state of the cells or the detector. That way, we will always be sure to see only deviations from the normal behavior of a cell at a time

3. Since the luminosity is decreasing with the aging of the beam, a luminosity block is a chunk of data whose duration is short enough to have a constant instantaneous luminosity over the interval.

4. One can consider either the geometric mean or its geometric counterpart

5. Naturally, these events should have some reasons to be rejected

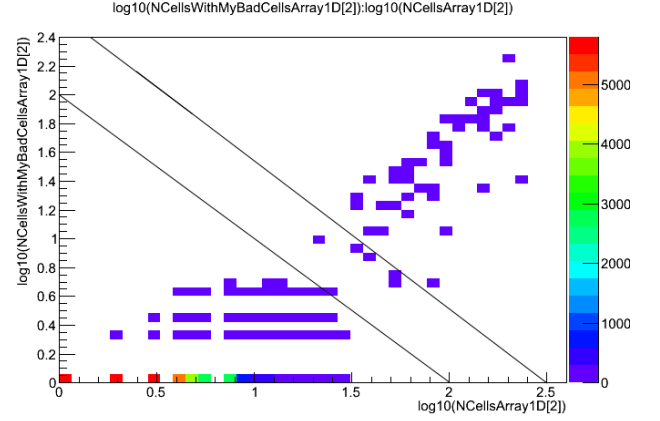


FIGURE 4: $\log(N_{bad})$ versus $\log(N_{total})$ in the LAr End-Cap with $\eta > 0$

t.

The probability to have a coherent deviation of k cells with $\mathcal{Z} > \mathcal{Z}_{cut}$ in the detector is then given by :

$$P = p(\mathcal{Z} > \mathcal{Z}_{cut})^k \times C_n^k$$

where n is the total number of cells hit in a single event

The definition of what is a noise burst is based on empirical analysis. Simple logic will tell us that a high number of cells with a large deviation of the value of either the energy or the Q factor should indicate an abnormal behaviour. But a very large number of cells in itself could also indicate a problem that we may have not detected by usual methods. As a consequence, we consider as noise, events which satisfy at least one of these criteria.

Numerical values are necessary to fix a limit on the quality of data and a good variable has been finally chosen where the bad cells and good cells have similar weights :

$$f(N_{bad}, N_{total}) = \log(N_{bad}) + \log(N_{total})$$

This cut has been defined from Fig. 4 and we have drawn two lines on the figure with equations

$$\log(N_{bad}) = cut_i - \log(N_{total})$$

The ATLAS detector records the data in several data streams which have their own specificities. One stream which is particularly appropriate to the detection of noise bursts is the CosmicCalo stream. The data that has been presented in Fig. 4 has been recorded in that stream. We see that we have two different behaviours. The lines on the bottom left part of the plot represent the correct behaviour of the cells in the different samplings (from the presampler to the third sampling) while the top right part of the plots mainly represent noise burst events.

3.3 Space rejection of remaining cells

With the previous method, it is possible to reject, on an event basis, cells with large deviations of the energy

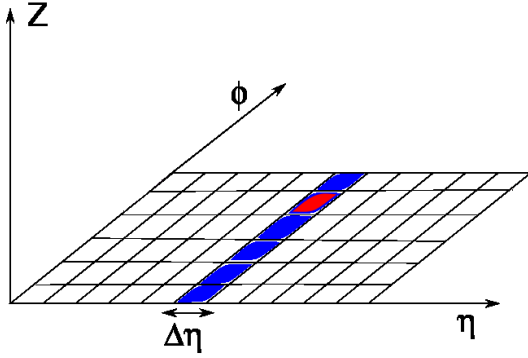


FIGURE 5: A scheme of a slice with a noisy cell in it

or the Q factor with respect to their usual behavior. Nevertheless, it is not possible to detect a cell with a completely abnormal behavior on a time scale of the duration of a luminosity block. It is then necessary to develop a complementary method to be sure to detect all possible sources of noise.

A possibility is to rely upon the central-limit-theorem to build universal variables on which we apply the cuts.

The idea in this case is that, over a sufficiently large number of events, typically of the order of a lumiblock or larger, the physics becomes invariant in ϕ . We can use this expected invariance to reject cells that would move away from their expected behaviour.

The detector has been built in order to benefit from this invariance and in principle at a given position in η all cells have the same properties (size, response...).

The first step in this procedure is therefore to cut the detector into slices of cells (Fig 5), with only one cell per width. We are thus assured that the cells have in principle the same properties.

The second step consist in building the new distributions.

For every variable X one considers, for every cell, compute the mean and the standard deviation of their distribution :

$$\mu_X^{cell} = \sum_{i=1}^{N_{events}} X_i^{cell}$$

$$\sigma_X^{cell} = \sqrt{\frac{1}{N_{events}} \sum_{i=1}^{N_{events}} (X_i^{cell} - \mu_X^{cell})^2}$$

We then build the mean and the standard deviation of the mean energy per cell computed right above for every slice :

$$\mu_X^{slice} = \sum_{i=1}^{N_{cells}} \mu_X^i$$

$$\sigma_X^{slice} = \sqrt{\frac{1}{N_{cells}} \sum_{i=1}^{N_{cells}} (\mu_X^i - \mu_X^{slice})^2}$$

We can then build the Z variable of the problem and

in this case the proper variable is

$$Z = \frac{\mu_X^{cell} - \mu_X^{slice}}{\sigma_X^{slice}}$$

We could have decided to use the standard deviation of the cells rather than the standard deviation of the slice but the latter is more appropriate if we want to use the central-limit theorem. The other choice then leads to the use of a χ^2 distribution which is naturally possible. The advantage of the first choice is that we can assert that this distribution is⁶ a Gaussian of mean equal to 0 and a standard deviation equal to 1.

We finally define a cut Z_{cut} which will be used to define if a cell should be flagged accordingly to its value.

Before using this method, nevertheless, it is necessary to remove all noise bursts in a first time and then flag on an event by event basis all cells with an abnormal behaviour.

Studies have shown that the first procedure is extremely efficient in flagging noise bursts and removing bad cells on an event by event basis and that remaining cells that can be flagged by this method have only a negligible effect on the kinematic variable distributions (for example it only slightly modify the RMS of the p_x distribution).

Among the different variables that can be chosen to ascertain the efficiency of a method, this last one is probably the most appropriate.

4 Conclusion

We have discussed the importance of distribution tails in the context of particle physics. We have presented a set of methods to detect and flag noise bursts in the ATLAS LAr Calorimeter. This method is really efficient to detect noise burst and noisy cells while rejecting only few good events. Moreover this method could be used in other detectors or to detect extreme topologies in the detectors that would be produced by new particles decaying into a large number of leptons, photons or jets.

Références

- [1] The CMS Collaboration et al 2013 On the mass and spin-parity of the Higgs boson candidate via its decays to Z boson pairs arXiv :1212.6639
- [2] The ATLAS Collaboration et al 2008 JINST 3 S08003

6. At least in the bulk as we do not have a really large statistics due to the small number of cells per slice

Étude de la résolution en énergie des électrons et des photons au détecteur ATLAS

Guillaume Lefebvre

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies
(LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3,
Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France



Résumé

Cet article présente les résultats d'une analyse effectuée sur le terme constant du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, utilisant des événements $Z \rightarrow ee$ sélectionnés à partir de 4.5 fb^{-1} de données pp à 7 TeV dans le centre de masse. L'étude porte essentiellement sur l'influence de l'alimentation sur la résolution en énergie du calorimètre, ainsi que sur l'échelle d'énergie des électrons.

1 Introduction

1.1 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS (A Thoroidal LHC ApparatuS) est un détecteur de particules généraliste installé à l'un des quatre points d'interaction du LHC. Avec son homologue CMS, il a été pensé pour l'étude d'une large gamme de phénomènes de physique à l'échelle du TeV¹, notamment pour la recherche du boson de Higgs et de physique au delà du modèle standard.

Il est constitué d'une série de sous-détecteurs disposés de façon concentrique autour du point de collision. Chaque sous-système étant cylindrique, on distinguera la partie *barrel* autour du faisceau et les deux extrémités (bouchons) appelées *endcap*. Au plus proche du point d'interaction, le trajectographe reconstruit les traces des particules chargées afin de les identifier et de mesurer leur impulsion grâce à un champ magnétique solénoïdal. Ensuite, on trouve le calorimètre électromagnétique qui mesure l'énergie déposée par les électrons et les photons, puis le calorimètre hadronique qui mesure celle des hadrons. Enfin, le spectromètre à muons plongé dans un champ magnétique toroïdal permet de caractériser les muons. De plus, le détecteur est équipé d'un système de déclenchement à trois niveaux qui permet d'enregistrer les événements "intéressants" jusqu'à un taux de 200 Hz [1].

1.2 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est composé de quatre modules indépendants, deux dans la région *barrel* (*EMB*) couvrant la zone en pseudorapidité $|\eta| < 1.52$ et deux modules *endcap* (*EMEC*) couvrant la zone $1.375 < |\eta| < 3.2$.

1. Contrairement aux expériences LHCb et ALICE qui étudient des domaines plus spécifiques de la physique des particules.

Afin d'obtenir un bon compromis entre résolution en énergie et résolution sur la position, la collaboration ATLAS a fait le choix d'une technologie à échantillonnage utilisant le plomb comme milieu passif et l'argon liquide comme milieu actif. La figure 1 montre que le fonctionnement en est classique : la particule incidente interagit avec le plomb et produit une gerbe électromagnétique, qui ionise l'argon liquide. Les électrons produits sont alors collectés sur une électrode grâce à une différence de potentiel. L'ensemble est segmenté en cellules sur trois couches, avec une granularité variant avec la profondeur. Du point de vue du détecteur, un électron ou un photon correspond à un cluster de cellules qui est reconstruit à l'aide d'un algorithme de fenêtre glissante.

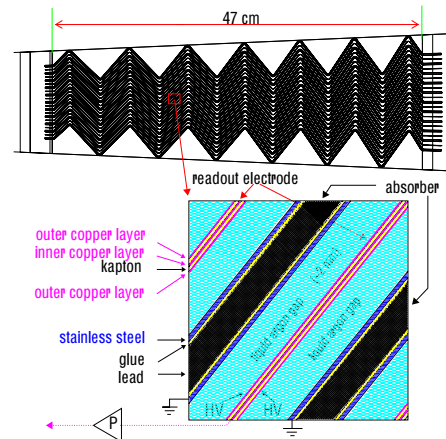


FIGURE 1: Structure des électrodes du calorimètre. La forme en accordéon permet de récupérer le signal à l'avant et à l'arrière du détecteur et ainsi d'éviter les zones mortes dans le plan transverse au faisceau

2 Résolution en énergie

2.1 Définition

La résolution en énergie d'un calorimètre est généralement décrite par une somme quadratique de trois termes correspondant à différentes contributions :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (1)$$

Le terme stochastique a ($\sim 10\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}$) prend en compte les fluctuations dans la détection des particules de la gerbe, causés par la présence du milieu passif. Le

terme b (~ 300 MeV), appelé terme de bruit, correspond à la contribution venant du bruit électronique de la chaîne de lecture, qui dépend principalement de la granularité choisie. Enfin, le terme constant c inclut toutes les contributions qui sont liées à des non uniformités dans la réponse du détecteur. Ces non uniformités peuvent être locales, comme des imperfections mécaniques ou des problèmes de pureté de l'argon liquide, ou bien à plus longue portée et dues par exemple à des gradients de température ou des variations de haute tension.

L'équation 1 montre que le terme constant est la contribution principale à haute énergie. Il est donc particulièrement intéressant d'avoir un faible terme constant pour atteindre la précision requise par les analyses de physique. Dans la recherche du Higgs par exemple, les analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$ ont besoin d'une excellente résolution afin de mesurer avec précision ($\sim 1\%$) la masse du boson fraîchement découvert. A plus haute énergie, la recherche d'un boson lourd Z' n'est possible que si la résolution du calorimètre est inférieure à la largeur intrinsèque de la particule (les modèles prédisent $\Gamma_{Z'} \sim 10$ GeV pour $m_{Z'} = 1$ TeV). Pour ces différentes raisons, le cahier des charges d'ATLAS recommande d'avoir un terme constant inférieur à 0.7% [2].

2.2 Mesures en faisceau test

Avant la construction du détecteur, la résolution en énergie du calorimètre a été estimée sur différents prototypes. L'analyse a été effectuée entre autres sur un module *EMB* avec un faisceau d'électrons dont l'énergie variait entre 10 et 245 GeV [3]. La figure 2 présente les résultats obtenus pour ce module, avec un terme constant local² estimé à 0.17%.

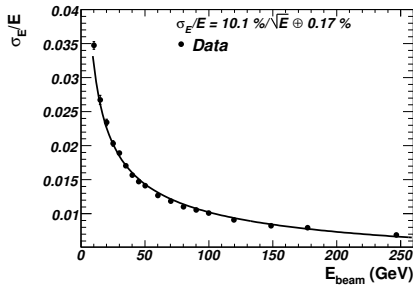


FIGURE 2: Résolution en énergie d'un module *EMB* en fonction de l'énergie du faisceau. La contribution du bruit électronique est soustraite.

D'autres mesures ont été effectuées, notamment pour estimer l'uniformité de la réponse en énergie en utilisant une série de modules *barrel* et *endcap* [4]. Grâce à un balayage du faisceau sur l'ensemble des modules, les variations d'énergie ont été estimées à 0.5% en moyenne. Le terme constant global des modules ainsi

2. Les non uniformités à longue portée ne sont pas prises en compte car le faisceau est envoyé sur un point déterminé du module.

calculé varie entre 0.5% et 0.7%, en accord avec les attentes du TDR.

2.3 Mesures avec des événements $Z \rightarrow ee$

Un fois le détecteur installé, une nouvelle mesure du terme constant est nécessaire afin d'évaluer précisément la résolution du calorimètre dans les conditions réelles de prise de données. Généralement, les analyses de performances utilisent des événements de collision dont l'état final provient d'une résonance bien connue. À haute énergie, les événements $Z \rightarrow ee$ sont particulièrement appréciés car outre la simplicité de reconstruction, ils permettent d'obtenir une sélection peu contaminée par le bruit de fond.

Une première mesure du terme constant a été effectuée avec environ 40 pb^{-1} de données prises pendant l'année 2010 [5]. Les événements sont sélectionnés en cherchant deux électrons bien identifiés (critères dits *medium*), d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et de signes opposés. Ces électrons doivent en outre être centraux³ ($|\eta| < 2.47$) avec exclusion de la zone de recouvrement entre *barrel* et *endcap* ($1.37 < |\eta| < 1.52$). Après sélection, le taux de contamination par le bruit de fond est estimé à 1%.

L'estimation du terme constant se base sur une comparaison des résolutions entre les données et la simulation. Pour chaque lot d'événements, la résonance du Z est ajustée par une distribution de Breit Wigner convoluée avec une Crystal Ball [6]. La largeur de la Breit Wigner est fixée à la largeur intrinsèque du Z [7] et la résolution est définie comme étant la largeur de la Crystal Ball. Le terme constant est calculé avec la formule suivante :

$$c_{data} = \sqrt{2 \left(\left(\frac{\sigma}{m_Z} \right)_{data}^2 - \left(\frac{\sigma}{m_Z} \right)_{MC}^2 \right) + c_{MC}^2} \quad (2)$$

où c_{MC} correspond au terme constant de la simulation Monte Carlo, de l'ordre de 0.5%. Il est important de noter que c_{data} correspond à un terme constant effectif, qui inclut à la fois le terme constant du calorimètre et l'effet éventuel de non uniformités à longue portée qui n'auraient pas été prises en compte dans la simulation.

La figure 3 présente les distributions de masse invariante après sélection. Les termes constants qui en découlent sont les suivants :

$$c_{EMB} = 1.2\% \pm 0.1\% \text{ (stat)} \quad {}^{+0.5\%}_{-0.6\%} \text{ (syst)}$$

$$c_{EMEC} = 1.8\% \pm 0.4\% \text{ (stat)} \quad \pm 0.4\% \text{ (syst)}$$

Les résultats obtenus sont sensiblement supérieurs à la valeur attendue de 0.7%, tout particulièrement pour la partie *endcap*. Ces déviations sont principalement

3. On ne s'intéressera ici qu'à la partie centrale qui correspond à la zone de couvremment du trajectographe.

dues à un manque de connaissance des inhomogénéités au sein du détecteur. Pour améliorer la résolution, il est donc nécessaire d'identifier les non uniformités qui peuvent être corrigées.

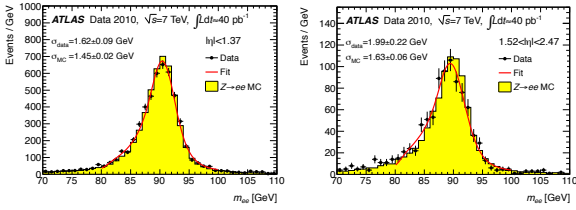


FIGURE 3: Distribution de masse invariante dielectron et ajustement sur les données pour différentes zones en pseudorapidité. Le graphe de gauche correspond à la partie *barrel* et celui de droite à la partie externe des *endcaps*.

3 Impact de la haute tension

3.1 Motivations

La réponse du calorimètre est dépendante de la haute tension fournie aux électrodes, puisque celle-ci agit directement sur l'amplitude du signal. Afin d'obtenir une réponse quasi-uniforme, les différentes lignes haute tension ont été réglées à 2000 V pour le *barrel* et entre 1000 et 2500 V pour les *endcaps*. Avec le temps, il arrive que ces points de fonctionnement soient volontairement modifiés suite à certains dysfonctionnements. Le problème principal est la chute brutale et brève de la haute tension d'une ligne pendant les collisions, ce qui rend une partie du détecteur⁴ inactive. Lorsque le problème est trop fréquent, la tension est abaissée par rapport à sa valeur nominale et un facteur correctif purement numérique est appliqué à l'énergie mesurée pour chaque cellule afin de maintenir la réponse constante. La contrepartie de cette correction est qu'elle amplifie également le bruit électronique, ce qui risque d'augmenter les fluctuations en énergie et par conséquent le terme constant de la résolution.

3.2 Mesures inclusives

L'analyse de l'influence de la haute tension sur la résolution se base sur des mesures locales de terme constant. La méthode de mesure est pour l'essentiel identique à celle décrite en section 2.3, appliquée cette fois-ci aux 4.5 fb^{-1} de données collectées en 2011. Les événements $Z \rightarrow ee$ sont sélectionnés de façon standard. Une requête spécifique est appliquée pour écarter tout événement acquis pendant un dysfonctionnement de haute tension, afin de ne mettre en évidence que les effets des tensions de fonctionnement. Au final, environ 744000 événements candidats sont sélectionnés, 630000 avec une paire dielectron dans la partie *barrel* et 134000 pour la partie *endcap*.

Dans un premier temps, une mesure globale est effectuée afin de valider la méthode. Les termes constants obtenus sont de $1.23 \pm 0.04\%$ pour le *barrel* et de $1.83 \pm 0.09\%$ pour la partie *endcap*, en accord avec les mesures sur les données 2010. L'étape suivante est de diviser les échantillons de base en sous-échantillons, en demandant que 0 ou 1 électron de la paire se situe dans une zone de tension non nominale (qu'on appellera respectivement échantillon nominal et non nominal dans la suite). La séparation n'est pas faite pour les événements simulés, qui sont tous dans le cas idéal où la tension est nominale. La table 1 présente les résultats obtenus pour les différentes configurations. L'écart important des termes constants semble indiquer une influence significative de la haute tension. On remarquera également que le terme constant pour l'échantillon nominal reste supérieur à 0.7%, indiquant l'existence d'autres contributions.

Sous-système	HV nominale	HV non nominale
<i>EMB</i>	$1.07 \pm 0.05\%$	$1.52 \pm 0.05\%$
<i>EMEC</i>	$1.67 \pm 0.11\%$	$2.16 \pm 0.12\%$

TABLE 1: Termes constants mesurés en fonction du critère de tension nominale pour un électron. Les erreurs présentées correspondent aux erreurs statistiques.

3.3 Échelle d'énergie

L'influence de la haute tension sur la résolution peut être expliquée par deux facteurs distincts. Le premier, évoqué précédemment, est le bruit électronique virtuellement amplifié par le facteur correctif. L'autre explication envisageable est une correction mal évaluée, qui engendre des variations locales de réponse. Il est possible de confirmer ou d'infirmer la deuxième hypothèse en étudiant des distributions E/p uniquement sensibles à l'échelle d'énergie des électrons.

La figure 4 présente ces distributions pour un électron de la paire. Pour les échantillons non nominaux, l'électron choisi est le non nominal alors que pour les échantillons nominaux, il est choisi au hasard. Chaque distribution est ajustée par une *Crystall Ball* dans l'intervalle $[0.9, 2.2]$. Le décalage observé du pic entre échantillon nominal et non nominal est de l'ordre du pour mille, ce qui est insuffisant pour expliquer la différence significative des termes constants. L'hypothèse à privilégier est donc celle liée au bruit électronique.

3.4 Résolution et facteurs correctifs

De manière générale, on s'attend à ce que la dégradation de la résolution par le facteur correctif se fasse de façon progressive, les fluctuations d'énergie étant proportionnelles au niveau d'amplification du bruit électronique. Une mise en évidence de ce phénomène est possible en reprenant les catégories des événements dans l'échantillon non nominal.

Sachant que les facteurs correctifs sont calculés au niveau cellule, on définit pour l'électron un facteur

4. Une ligne haute tension alimente environ 32 électrodes.

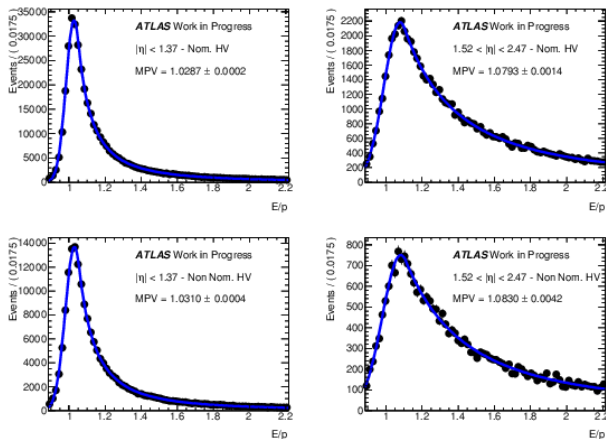


FIGURE 4: Distributions E/p pour EMB à gauche et $EMEC$ à droite. La ligne du haut correspond à l'échantillon nominal et celle du bas à l'échantillon non nominal.

effectif comme étant la moyenne des corrections de chaque cellule du cluster, pondérée par les énergies mesurées. La figure 5 présente les termes constants calculés pour différents bins de facteur effectif. Au regard de ces graphes, il est difficile de conclure sur un comportement croissant de la résolution en fonction de la haute tension. Les fluctuations du terme constant semblent significatives pour la *barrel* alors que le comportement pour la partie *endcap* est dominée par les erreurs statistiques.

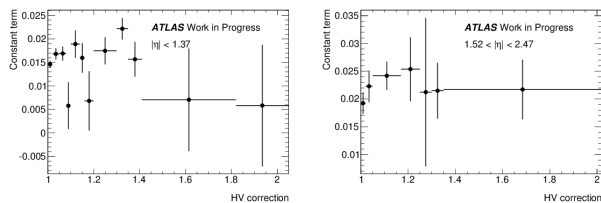


FIGURE 5: Terme constant en fonction du facteur correctif effectif pour EMB à gauche et $EMEC$ à droite.

Néanmoins, il est important de rappeler que la haute tension n'est pas la seule contribution au terme constant de la résolution. Il est par exemple envisageable que la quantité de matière estimée avant le calorimètre ne soit pas tout à fait exacte en tout point, produisant des non uniformités au niveau des pertes d'énergies. La dépendance du terme constant en fonction de η n'est en effet pas négligeable, comme le montre la figure 6. Comme les zones de tension non nominale sont aussi localisées, il est possible que les variations du terme constant montrées figure 5 soient une combinaison de ces deux contributions. Une analyse du terme constant à la fois en fonction du facteur correctif et de η serait alors nécessaire pour distinguer les deux effets. Malheureusement, une telle analyse n'est pas envisageable avec les données 2011 à cause d'un manque de statistique.

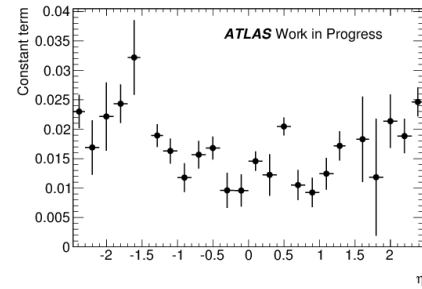


FIGURE 6: Terme constant en fonction de la pseudorapidité.

4 Conclusion

L'amélioration de la résolution en énergie, nécessaire aux analyses de physique, repose essentiellement sur l'identification de non uniformités qui contribuent au terme constant. Dans ce cadre, l'analyse sur des événements $Z \rightarrow ee$ montre une augmentation du terme constant allant jusqu'à 40% lorsque la haute tension permettant l'acquisition du signal n'est pas fixée à sa valeur nominale. Cependant, les changements de haute tension ne semblent pas affecter l'échelle d'énergie des électrons, ce qui exclut l'hypothèse des corrections locales mal évaluées. Par ailleurs, on n'observe pas de corrélation entre les facteurs correctifs et le terme constant. Actuellement, il est donc difficile de déterminer avec précision l'impact des hautes tensions sur la résolution.

Références

- [1] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [2] ATLAS Collaboration, *ATLAS calorimeter performance : Technical Design Report*, CERN-LHCC 96-040, (1996).
- [3] M. Aharrouche et al., *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*, Nucl. Instrum. Meth. A **568** (2006) 601–623, [arXiv:physics/0608012](https://arxiv.org/abs/physics/0608012).
- [4] M. Aharrouche et al., *Response uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A **582** (2007) 429–455, [arXiv:0709.1094](https://arxiv.org/abs/0709.1094).
- [5] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 34, [arXiv:1110.3174](https://arxiv.org/abs/1110.3174).
- [6] M.J. Oreglia, *A study of the reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$* , Ph.D. thesis, SLAC-R-236 (1980), Appendix D.
- [7] J. Beringer et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).

Étalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et mesure de la masse du Higgs

Narei Lorenzo Martinez

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL), Université Paris Sud, CNRS/IN2P3, Orsay, France



Résumé

Au LHC, en juillet 2012, la découverte d'un boson de type Higgs a été annoncée. Une mesure de la masse de cette particule dans le canal de désintégration en deux photons est proposée. Il sera vu comment cette mesure est dominée par les erreurs systématiques, d'où l'importance d'un étalonnage précis de la réponse en énergie des photons et d'une bonne connaissance des systématiques reliées à l'échelle d'énergie.

1 Introduction

La découverte d'une nouvelle particule en juillet 2012 par les expériences ATLAS [1] et CMS au CERN, vient étayer la prédiction faite de l'existence d'un mécanisme de brisure de symétrie électrofaible [2, 3, 4, 5]. Ce mécanisme permet de donner une masse aux particules à travers un champ appelé champ de Higgs. Dans ce modèle, une particule est associée à ce champ, elle est le plus fréquemment nommée boson de Higgs.

Cette nouvelle particule a été principalement détectée dans les canaux de désintégration en deux photons et en quatre leptons. Avant d'identifier cette particule de façon sûre au boson de Higgs il faut mesurer ses principales propriétés.

La masse de cette particule n'est pas une propriété déterminante pour cela, car elle n'est pas prédite dans le Modèle Standard. Cependant, il peut être intéressant de l'étudier avec précision. Dans l'hypothèse où cette particule correspond au boson de Higgs, la mesure précise de sa masse peut permettre de poser des contraintes sur certains modèles supersymétriques. En effet, l'extension Supersymétrique Minimale du Modèle Standard (MSSM), prédit une masse du Higgs le plus léger inférieure à celle du boson Z. Grâce à des corrections radiatives importantes provenant du secteur des tops scalaires, cette limite peut être dépassée. Néanmoins, il reste une limite supérieure pour la masse du boson de Higgs le plus léger qui se situe autour de 130 GeV. Une valeur trop importante infirmerait ce type de modèle [6].

Une autre motivation pour la mesure de la masse, est l'étude de la stabilité du vide électrofaible. Les équations du groupe de renormalisation pour le couplage quartique permettent de relier l'évolution du couplage quartique avec la masse du boson de Higgs et en particulier pour les faibles valeurs de couplage quartique au couplage de Yukawa du top. En requérant que le vide soit stable jusqu'à une grande échelle permet d'établir

une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs.

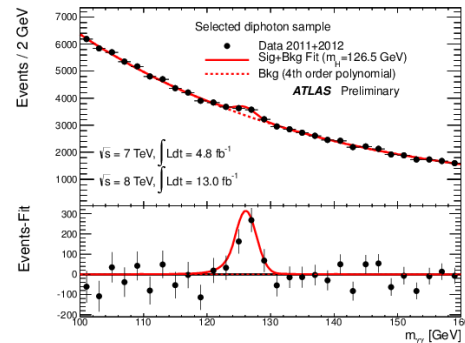


FIGURE 1: Distribution de la masse invariante des candidats di-photons, dans la fenêtre en masse 100-160 GeV, pour une luminosité totale intégrée de $\sim 18\text{fb}^{-1}$ recueillie en 2011 et 2012. Les données sont fittées avec un modèle de signal plus bruit de fond (ligne rouge). La deuxième partie de cette figure montre la différence résiduelle entre les données et le bruit de fond fitté.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est un canal idéal pour mesurer la masse du Higgs car c'est le canal qui possède la meilleure résolution en masse (résolution typique de 1.6 GeV). Cependant, c'est aussi un canal où les bruits de fond réductibles (jet mal identifié comme photon) et irréductibles (production de deux photons) contribuent largement. L'incertitude statistique sur la mesure de la masse va donc être dominée par les fluctuations de bruit de fond. La figure 1 [8], montre un exemple de distribution de masse invariante di-photon qui est dominée par le bruit de fond. Pour obtenir une bonne discrimination, la reconstruction précise de l'énergie des photons est un point crucial de l'analyse. L'énergie des photons est reconstruite grâce au calorimètre électromagnétique de ATLAS. Une excellente performance de ce détecteur est requise : une bonne linéarité, une bonne stabilité en fonction du temps et une bonne uniformité de la réponse en énergie.

2 Performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Le détecteur ATLAS est un détecteur de particules généraliste, basé au LHC (Large Hadron Collider) au CERN. Il est composé essentiellement de cinq parties qui sont le détecteur de trace, les calorimètres électro-

magnétique et hadronique, le système à muons et enfin les aimants torroïdaux et solénoïdaux, comme illustré en figure 2.

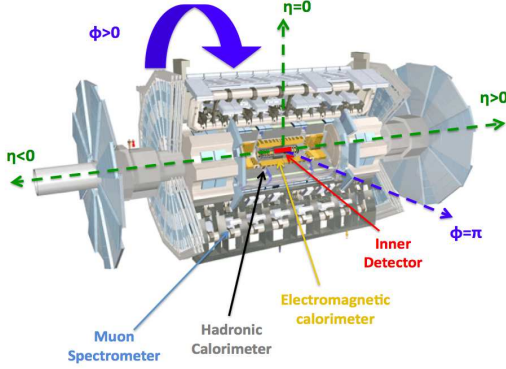


FIGURE 2: Schéma du détecteur ATLAS.

ATLAS est un détecteur à symétrie cylindrique, qui utilise usuellement le système de coordonnées (η, ϕ, z) , avec η la pseudorapidité, ϕ l'angle azimuthal et z l'axe du faisceau. Pour $|\eta| < 1.37$, le détecteur est composé d'un baril unique horizontal, tandis que pour $|\eta| > 1.52$, il est composé de deux bouchons.

Le calorimètre électromagnétique (EM) est un détecteur à échantillonnage composé de couches alternées de plomb et d'argon liquide, et il est divisé longitudinalement en un pré-échantillonneur (presampler) et trois échantillonneurs (strips, middle et back) comme le montre la figure 3. Le terme d'échantillonnage est de 10% à $\eta = 0$.

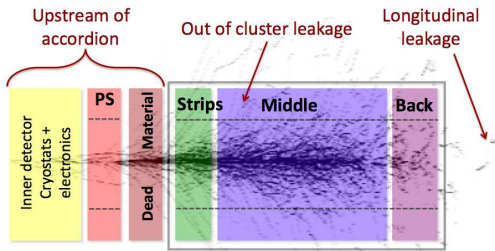


FIGURE 3: Représentation longitudinale du calorimètre électromagnétique de ATLAS. Sur cette figure, une gerbe électromagnétique caractéristique, se développant dans les différentes couches du calorimètre, est représentée. La plus grande fraction de la gerbe est déposée dans la seconde couche.

Résolution en énergie La résolution en énergie dans le calorimètre s'écrit :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

où a est le terme d'échantillonnage ($\sim 1.2\%$), b le terme de bruit ($\sim 0.1\%$) et c le terme constant (0.7% à la

conception, et entre 1% et 2% actuellement).

Les paramètres a et b peuvent être difficilement réduits, seule la réduction du terme constant — bien plus important que le terme constant à la conception — peut permettre d'améliorer la résolution en énergie.

Ce terme englobe de nombreux effets de déviations à la linéarité ou à l'uniformité de la réponse en énergie attendues, aussi bien de façon locale (structure fine du calorimètre, structure des absorbeurs, ...) que sur une échelle plus large (problème d'étalonnage de l'énergie, cross-talk entre différentes parties du calorimètre, ...). La compréhension de ces déviations et leur correction sont donc cruciales pour l'amélioration de la résolution en énergie.

Echelle d'énergie L'étalonnage de l'échelle de la réponse en énergie des électrons et des photons consiste en trois étapes : tout d'abord un étalonnage électronique est mis en oeuvre. Lorsqu'une particule traverse le milieu actif (argon liquide), un courant est produit par ionisation du milieu, et l'intensité du courant est proportionnelle à l'énergie initiale de la particule. Cette première étape consiste à injecter un signal électronique dans un circuit dédié pour comprendre la réponse électronique du détecteur.

Ensuite, un étalonnage basé sur des simulations est réalisé, afin de corriger les pertes d'énergie induites notamment par la présence de matière dans le détecteur. L'énergie totale est définie comme la somme des énergies dans les échantillonneurs cités plus haut et de l'énergie perdue en amont du calorimètre :

$$E_{tot} = \alpha + \beta E_{PS} + \gamma(E_{strips} + E_{middle} + E_{back}) + \delta E_{back}$$

avec α une constante qui modélise l'énergie perdue par ionisation, et β , γ et δ qui sont aussi des constantes ajustées grâce aux simulations. Cette étape est réalisée séparément pour les électrons et les photons, étant donné que ces deux particules interagissent différemment avec la matière en amont du calorimètre.

Enfin, la dernière étape consiste à faire un étalonnage *in-situ*. Le boson Z, dont la masse et la largeur ont été le plus précisément mesurées avec l'expérience LEP, fait office de chandelle standard : la reconstruction de la masse invariante des deux électrons provenant du Z doit correspondre à la masse mesurée à LEP. Ceci pose une contrainte forte, et elle permet de finaliser la correction de l'échelle d'énergie des particules électromagnétiques. Cette étape ne permet en réalité d'ajuster que l'énergie des électrons, et comme il n'existe pas de chandelle standard avec suffisamment de statistique permettant d'étalonner directement l'énergie des photons, la même correction finale leur est appliquée. Seule l'incertitude sur cette correction dépendra de la particule, comme expliqué plus bas.

Stabilité de la réponse en énergie La stabilité, la linéarité (qui ne sera pas traitée ici) et l'uniformité de la réponse en énergie sont des critères importants pour obtenir une bonne résolution en énergie, et une bonne stabilité des résultats avec le temps. Celles-ci

peuvent être testées en utilisant des variables comme la masse invariante du boson Z qui est une quantité supposée être indépendante du temps, de la région du détecteur que l'on regarde ou du nombre d'interactions par croisement de paquets de protons. La variable E/p est aussi utilisée pour ces études, elle correspond à la comparaison entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'impulsion mesurée dans le détecteur de traces.

L'accroissement en 2012 du pic de la luminosité instantanée atteinte au LHC, est un facteur déterminant qui a permis la découverte aussi rapide d'un boson de type Higgs. Ceci induit un nombre croissant de collisions par croisement de paquets de protons ce qui donne lieu à un empilement (pileup) d'événements. Cet empilement de nombreux événements (en moyenne 30 en 2012) devient aussi une contrainte pour l'analyse des données, car cela pose des problèmes dans de nombreux systèmes du détecteur, comme par exemple la reconstruction des traces dans le détecteur interne ou la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Il est donc essentiel de tester si la réponse en énergie n'est pas modifiée avec le pileup.

La figure 4 montre pour ces deux variables l'évolution de l'échelle d'énergie relative en fonction respectivement du temps et du nombre de vertex primaires. Elle illustre une très bonne stabilité de la réponse en énergie dans ATLAS.

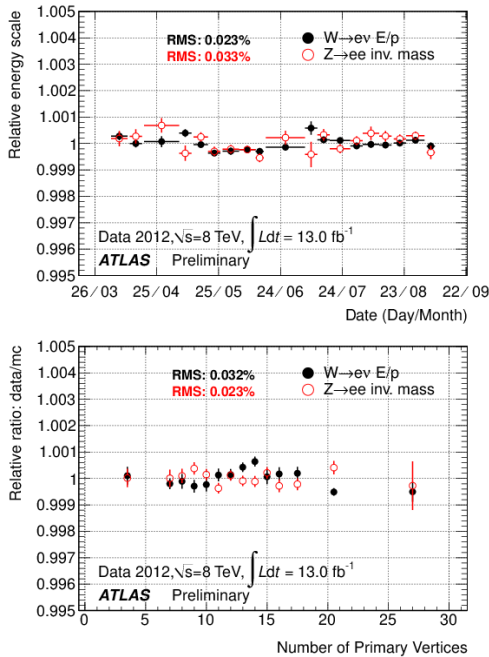


FIGURE 4: Variation de l'échelle d'énergie relative en fonction du temps (haut) et du nombre de vertex primaires (bas), pour des données collectées en 2012 par le détecteur ATLAS.

Uniformité de la réponse en énergie Le détecteur possède une très bonne couverture azimuthale, grâce à sa géométrie en accordéon. Une bonne uniformité de la réponse en énergie dans cette direction est donc atten-

due. Cette uniformité est testée comme précédemment en utilisant la masse invariante du boson Z et la variable E/p . Après correction des effets observés dans les données dont la source est comprise, une bonne uniformité est effectivement constatée dans cette direction.

Mesure de la matière dans le détecteur La bonne connaissance de la quantité de matière dans le détecteur est aussi un point important pour la mesure précise de l'énergie des photons. En effet, s'il existe des déviations dans la distribution de matière par rapport à la distribution de matière habituellement considérée (géométrie nominale, voir figure 5), cela provoquera des déviations dans la réponse en énergie et une détérioration de la résolution.

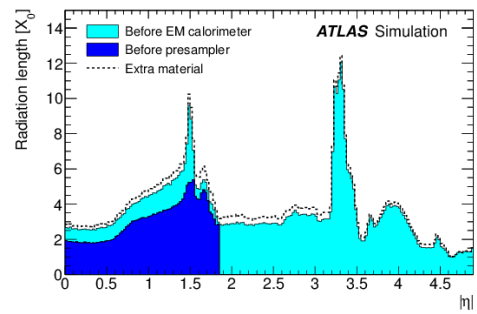


FIGURE 5: Distribution de la matière (en longueur de radiation) en amont du calorimètre électromagnétique, en fonction de la pseudo-rapidity η . Cette distribution représente la géométrie nominale, tandis que les traits pointillés montrent la distribution pour une géométrie déformée, dans laquelle de la matière est ajoutée dans plusieurs parties du détecteur.

Des études ont été menées pour tenter de déterminer avec précision la taille et la location de ces éventuelles déviations dans la distribution de matière. Pour cela, des variables de forme de gerbe sont utilisées, comme par exemple la fraction d'énergie déposée dans le presampler, f_0 ou la comparaison entre les énergies déposées dans la première et seconde couche, E_1/E_2 . Le détecteur est construit de telle sorte que le développement de la gerbe électromagnétique, avec la matière connue à la conception, se fasse entièrement dans le calorimètre et principalement dans la deuxième couche. Le presampler et les strips (back) servent donc essentiellement à recueillir le début (fin) des gerbes EM, comme montré en figure 3. Ce sont des variables sensibles à la matière : la présence de matière additionnelle initiera de façon prématurée la gerbe, qui déposera donc plus d'énergie dans le presampler et les strips.

L'exploitation de ce type de variable a permis de mettre en évidence des excès de matière localisés ou des mauvaises descriptions de certains éléments dans le détecteur. Leur correction devrait permettre d'améliorer la résolution en énergie.

Incertitudes sur l'échelle d'énergie L'incertitude sur l'échelle d'énergie provient de la dernière étape d'ajustement des données sur la simulation, grâce à la mesure de la masse invariante du boson Z. Les différentes sources d'incertitude sont les suivantes [9] :

1. la méthode d'extraction des facteurs de correction (fit, bruit de fond, test de fermeture, ...)
2. l'incertitude sur l'échelle d'énergie du presampler (incertitude de 5 à 10%)
3. l'incertitude sur la quantité totale de matière dans le détecteur, en amont du calorimètre

Pour les électrons, la taille de l'incertitude due à la quantité de matière en amont du calorimètre est obtenue en utilisant une simulation dans laquelle de la matière additionnelle est ajoutée dans plusieurs sous-systèmes du détecteur (voir figure 5). Cette simulation est comparée à la simulation nominale, où la description de la matière est la plus proche de celle connue dans le détecteur. Cette comparaison, s'appuyant encore une fois sur la masse du boson Z, fournit des coefficients d'étalonnage α_{mat} qui permettent de rétablir dans la simulation déformée la masse du Z observée avec la simulation nominale. Cette correction moyenne rétablira parfaitement l'énergie des électrons de 40 GeV environ. Si la réponse en énergie était parfaitement linéaire, cette correction appliquée aux données serait valable sur un grand intervalle en énergie. La déviation en énergie pour des électrons d'énergie différente est prise comme incertitude provenant de la matière.

Pour les photons, le calcul de l'incertitude sur l'échelle d'énergie est plus compliqué, car comme expliqué plus haut, l'étalonnage de la réponse en énergie des photons se base sur celle des électrons. Les sources d'incertitudes 2 et 3 décrites ci-dessus vont ainsi différer pour ces deux types de particules, puisque leur interaction avec la matière (et donc leur forme de gerbe EM) sont différentes. Pour obtenir l'incertitude sur l'échelle d'énergie des photons due à la présence de matière additionnelle, les coefficients α_{mat} sont appliqués à l'énergie des photons dans une simulation déformée. Comme les photons interagissent moins que les électrons dans la matière, ces coefficients vont sur-corriger leur énergie. C'est cette déviation par rapport à l'énergie obtenue avec la simulation nominale qui va être prise comme incertitude pour les photons.

Le même type de procédé est utilisé pour l'échelle d'énergie du presampler.

Ces incertitudes dépendent de la région en pseudorapidité et de l'énergie transverse de la particule étudiée. La figure 6 montre un exemple de l'incertitude totale sur l'échelle d'énergie des électrons en fonction de l'énergie transverse, pour la région $0.6 < |\eta| < 1.0$. C'est autour de $p_T = 40$ GeV que l'incertitude est la plus petite, comme attendu.

3 La mesure de la masse

Méthodologie pour la mesure de la masse Le signal observé est fitté avec un modèle composé d'une fonction gaussienne et d'une fonction Crystal Ball,

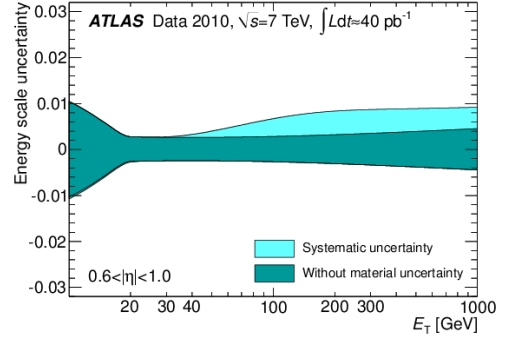


FIGURE 6: Evolution de l'incertitude sur l'échelle d'énergie en fonction de l'énergie transverse, pour la région $0.6 < |\eta| < 1.0$. La bande la plus claire montre l'incertitude totale tandis que la plus foncée représente le cas où on soustrait l'incertitude provenant de la matière.

comme illustré en figure 1.

Ensuite, le rapport de vraisemblance (likelihood) λ est calculé :

$$\lambda(m_H) = \frac{L(m_H, \hat{\mu}, \hat{\theta})}{L(\hat{m}_H, \hat{\mu}, \hat{\theta})}$$

où m_H est le paramètre d'intérêt représentant la masse du Higgs, μ est la force du signal ou encore le rapport du nombre de signal observé sur le nombre de signal attendu et enfin θ correspond à l'ensemble des paramètres de nuisance qui modélisent, dans la procédure statistique, toutes les incertitudes systématiques de l'analyse.

Le dénominateur correspond au cas où tous les paramètres sont libres, et \hat{m}_H , $\hat{\mu}$ et $\hat{\theta}$ représentent les valeurs de m_H , μ et θ qui minimisent le likelihood dans l'hypothèse d'un signal de type Modèle Standard. Le numérateur correspond au cas où tous les paramètres sont libres sauf un, en l'occurrence la masse m_H , et $\hat{\mu}$ et $\hat{\theta}$ correspondent aux valeurs que prennent μ et θ dans le likelihood, en ce point. Le rapport de ces deux quantités, lorsqu'il vaut 1, signifie que la masse fixée au numérateur correspond à celle qui donne la meilleure compatibilité avec l'hypothèse d'un signal. C'est donc pour $\lambda = 1$ qu'on obtient la masse la plus compatible avec l'hypothèse d'un Higgs Standard.

Résultats Le résultat de cette mesure pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est montré en figure 7. Dans cette figure, à la fois la masse (axe horizontal) et μ (axe vertical) sont scannés, et la valeur de λ en chaque point est calculée. Le point tel que $\lambda = 1$ est représenté par une croix et les intervalles de confiance de 68% et 95% pour λ sont représentés par les contours. Il s'agit de contours d'iso-vraisemblance dans le plan (m_H, μ) . Différentes courbes sont représentées : d'abord, le cas où aucune incertitude systématique n'est prise en compte dans le fit, ceci permettant d'estimer l'erreur purement statistique, ensuite, le cas où seules les incertitudes systématiques autres que celles reliées à l'échelle d'énergie ou à

la masse sont prises en compte, et enfin, les dernières courbes montrent le cas où toutes les incertitudes sont incluses dans le fit. Dans cette figure, on peut voir à quel point les incertitudes reliées à l'échelle d'énergie sont importantes, elles sont largement dominantes avec la statistique enregistrée en 2011 et 2012. Les incertitudes autres que celles reliées à l'échelle d'énergie ont un effet négligeable sur l'erreur sur la masse, en revanche elles ont un effet plus important sur la force du signal μ .

La masse mesurée est de :

$$m_H = 126.6 \pm 0.3 \text{ (stat)} \pm 0.7 \text{ (syst)} \text{ GeV}/c^2$$

Cette mesure est dominée par les erreurs systématiques, d'où l'importance de l'étalonnage de la réponse en énergie des photons et des systématiques reliées à l'échelle d'énergie.

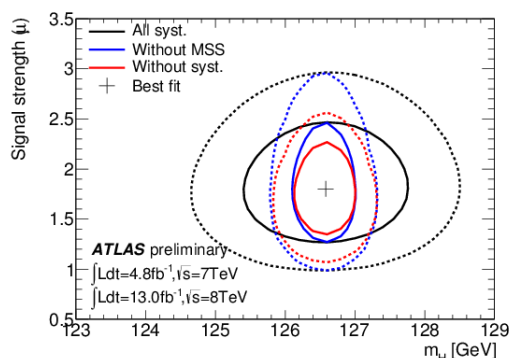


FIGURE 7: Contours d'iso-vraisemblance à 68% et 95% dans le plan (μ, m_H) . Voir texte.

4 Conclusion

La mesure de la masse de la particule Higgs-like a été faite en utilisant les données collectées avec le détecteur ATLAS en 2011 et 2012, dans le canal di-photon, ce qui implique que la mesure de la masse passe par la mesure de l'énergie des photons dans le calorimètre électromagnétique. Les performances de ce détecteur ont été décrites, et la question de l'échelle de la réponse en énergie des photons a été abordée, ainsi que toutes les incertitudes qui y sont rattachées. Le résultat de la mesure de la masse est : $m_H = 126.6 \pm 0.3 \text{ (stat)} \pm 0.7 \text{ (syst)} \text{ GeV}/c^2$. Ce résultat illustre bien l'importance des systématiques dans cette mesure, en particulier celles venant de l'échelle d'énergie.

Remerciement

Merci aux organisateurs des Journées des Jeunes Chercheurs pour cette semaine très réussie, pleine de partages et de discussions.

Références

- [1] Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B, 2012.
- [2] Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Englert, F. and Brout, R., Phys. Rev. Lett., 1964
- [3] Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Higgs, Peter W., Phys. Lett., 1964
- [4] Global conservation laws and massless particles, G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. 1964.
- [5] Symmetry breaking in non-Abelian gauge theories, T. W. B. Kibble, Phys. Rev., 1967
- [6] The pMSSM Interpretation of LHC Results Using Renormalization Group Invariants, Marcela Carena, Joseph Lykken, Sezen Sekmen, Nausheen R. Shah and Carlos E. M. Wagner, The European Physical Journal C (2012)
- [7] Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO, G. Degrossi, S. Vita, J. Elias-Mir, J. Espinosa, G. Giudice, G. Isidori, and A. Strumia, Journal of High Energy Physics 2012 (2012)
- [8] Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC, ATLAS-CONF-2012-168, 2012
- [9] Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data, Eur. Phys. J. C 72 (2012) 1909

τ lepton reconstruction and $H \rightarrow \tau\tau$ analysis with the CMS detector at the LHC

Ivo Nicolas Naranjo Fong

Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR), Ecole Polytechnique,
CNRS/IN2P3, Palaiseau, France



Résumé

Le lepton τ est le plus lourd des leptons ($1.777 \text{ GeV}/c^2$). Cette caractéristique lui permet de se désintégrer hadroniquement, et sa courte durée de vie ($87\mu\text{m}/c$) ne le rend détectable qu'à partir de ses produits de désintégration. Dans certains cas un électron peut être interprété comme un τ par l'algorithme de reconstruction. Un discriminateur électron- τ a donc été développé et ses performances sont montrées et comparées au précédent discriminateur. Les leptons τ sont utilisés dans de nombreuses analyses de physique. Dans le programme de physique de l'expérience CMS (*Compact Muon Solenoid*) [1] le canal $H \rightarrow \tau\tau$ est une recherche prioritaire. Elle a été présentée à la conférence HCP (Hadron Collider Physics) 2012, utilisant 17 fb^{-1} de données collectées pendant 2011 et 2012. Une brève description est faite.

1 Introduction

The τ lepton is the heaviest elementary particle in the leptonic sector. It is widely used in Physics analysis in the experiments operating at the LHC (Large Hadron Collider). Due to its high mass, it appears in many decay chains of heavier particles. The τ lepton is a main object in several physics analysis in high energy physics : Higgs boson search, top physics, supersymmetry, etc.

On 4 July 2012, the discovery of a new boson in the searches for the Standard Model Higgs boson with a mass around $125 \text{ GeV}/c^2$ was announced by the ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) and CMS (Compact Muon Solenoid) collaborations. One of the high priority channels of the Higgs boson searches is the $H \rightarrow \tau\tau$: it has the second highest branching ratio after $H \rightarrow b\bar{b}$. They are the only channels that can probe the Higgs coupling to fermions at LHC, and $H \rightarrow \tau\tau$ is the only one nowadays that can confirm its coupling to leptons.

2 τ lepton reconstruction in CMS

2.1 τ lepton physics

The τ lepton has a mass of $1.777 \text{ GeV}/c^2$, an elementary charge of ± 1 and a lifetime of $87\mu\text{m}/c$. As it is shown in figure 1, it decays into a τ -neutrino and a virtual W boson that subsequently decays into leptons (electron or muon plus neutrino) or into quarks. The

great mass of the τ make it the only lepton that can decay into hadrons.

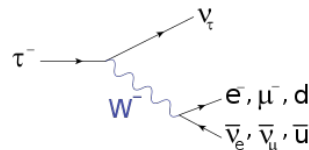


FIGURE 1: τ decay Feynman diagram

Table 1 shows the different hadronic τ decays, where h is a hadron (pion or kaon), the different resonances and masses from the τ decay and the branching ratio. A τ decays into hadrons in about 2/3 of the cases. It is very important to note that in an experiment as CMS we cannot directly detect neutrinos so an electron or muon from a τ decay are not discernible from other processes. So τ reconstruction refers specifically to the reconstruction of **hadronically decaying τ only**.

Decay Mode	Resonance	Mass (MeV/c^2)	Branching Ratio (%)
$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$	π	139.6	11.6 %
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$	ρ	770	26.0 %
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	a_1	1200	10.8 %
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \nu_\tau$	a_1	1200	9.8 %
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$			4.8 %

TABLE 1: Hadronic τ decays

2.2 Hadron Plus Strips (HPS) algorithm

τ reconstruction is based on the technique called Particle Flow [2][3]. All the informations collected by the sub detectors of CMS can be combined to reconstruct all the particles in the event using the Particle Flow algorithm. Thanks to the combination of tracks in the tracker, calorimeter clusters in the electromagnetic and hadronic calorimeters and segments or hits in the muon chambers we can reconstruct all the particles : muons, electrons, photons, charged hadrons and neutral hadrons. This makes the τ lepton reconstruction much easier.

The first step is just to collect jets of particles from the Particle Flow algorithm and look for decay products of τ decays. First, the most energetic charged hadron is selected as the leading one. Then π^0 s are reconstructed

from electromagnetic deposits producing a strip pattern in the electromagnetic calorimeter ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Finally, hadrons and strips are combined to match the different decay modes : single hadron, hadron plus one or two π^0 s and three hadrons. A mass cut is then applied in order to match the resonances appearing during the τ decay.

2.3 Electron discriminators

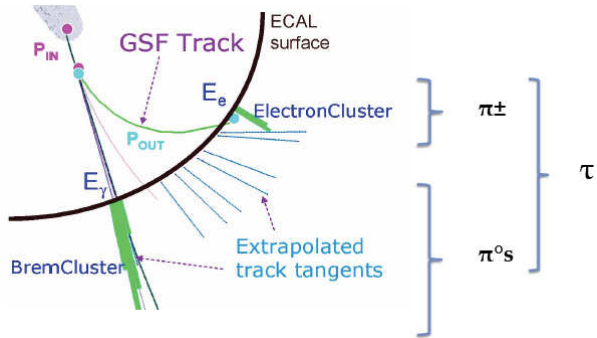


FIGURE 2: electron faking τ

Electrons are reconstructed in the Particle Flow algorithm by matching a track to an electron cluster in the electromagnetic calorimeter and adding some *bremstrahlung* clusters. As shown in the figure 2 this reconstruction is similar to a single hadron τ : the track and the electron cluster can fake a single hadron and the Brem cluster can be misidentified as one or many π^0 s. So if we want to best identify the τ leptons we need to develop a way to distinguish electrons from τ s and minimize the $e \rightarrow \tau$ fake rate.

3 AntiElectron MVA development

During my first year of PhD thesis my main work was to develop a new antielectron discriminator in order to better distinguish τ s decaying into one hadron from electrons. This discriminator, unlike the previous ones is based on a multivariate technique using a Boost Decision Tree (BDT).

3.1 MVA : Multivariate Analysis

Multivariate techniques are used to sort signal and background like objects when it is not easily feasible just by cutting on their variable distributions. So a MVA is useful when we have several distributions of variables being more or less correlated. The typical structure is a set of input variables that will be combined in different ways depending on the MVA algorithm to give as an output a single statistical variable ranging between -1 and 1. Signal like events will get an output near 1 and background like events will have an output distribution near -1.

The method used for the antielectron discriminator was a Boost Decision Tree (BDT). It is an iterative procedure where the data are split in many nodes after cutting on the input variables, developing a “tree” structure. The final node will then classify an event as signal or background. A BDT needs a training phase where the hypotheses are refined (the cuts are defined), and a weight is put in each node depending on the importance of the variable. A test phase is needed to avoid overtraining.

In this case the training is done using simulated $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow ee$ events, inclusive $t\bar{t}$ and several Higgs signal samples.

3.2 Input variables and categories for training

We have split the training of the anti electron discriminator in several categories in order to maximize the number of input variables in each one of the categories. Depending of the τ decay mode we have access to a given set of input variables. If a track is matched to the charged hadron of the τ then we can use track related variables in our training. It is the same case for the γ related variables coming from electromagnetic information. And also we checked if the τ is matched with an electron in which case we used also the electron variables as input for the BDT. So in total we trained over 8 categories that are also split in 2, for Barrel and End-cap regions of the detector giving in total 16 categories.

3.3 Working points and performances

A working point optimization is done for each of the categories using simulated events. Four working points are then defined : Loose, Medium, Tight and Very Tight, depending on the electron rejection. In table 2 we see the efficiency (the proportion of real τ s passing each working point) and the fake rate (the proportion of electrons passing each working point) for the old discriminator and the one I have developed. This measurements are done using $Z \rightarrow \tau\tau$ and $Z \rightarrow ee$ simulated events. We can see 4 times less expected fake rate for the same efficiency with the Very Tight working point.

Old discriminator	Efficiency (%)	Fake Rate (%)
HCP	80.17	8.43
New discriminator	Efficiency (%)	Fake Rate (%)
Loose	95.04	16.70
Medium	91.15	7.12
Tight	85.16	3.39
Very Tight	80.81	2.20

TABLE 2: Old and New antielectron discriminators

In figure 3 we can see the performances of the new discriminator compared to the one used previously. We see the efficiency and $e \rightarrow \tau$ fake rate versus the τ transverse momentum.

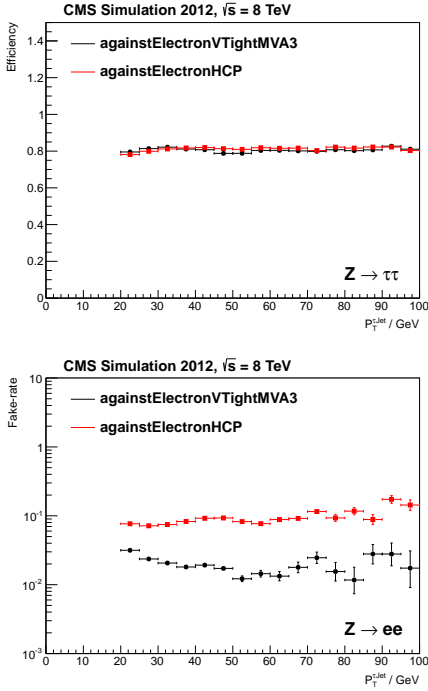


FIGURE 3: Efficiency (up) and fake rate (down) for the Old (black) and New (red) antielectron discriminators vs $P_T(\tau)$.

4 $H \rightarrow \tau\tau$ analysis

In this section we will describe the $H \rightarrow \tau\tau$ analysis showed at the HCP (Hadron Collider Physics) 2012 conference [4] using a total integrated luminosity of 17 fb^{-1} . I will focus on the semileptonic channel : $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e + \tau + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$, where the anti electron discriminator is useful in order to minimize $Z \rightarrow ee$ contribution coming from fakes τ s from misidentified electrons.

4.1 Selections

In the final state of this channel we look for a well reconstructed electron, missing energy carried by the neutrinos and a τ lepton decaying hadronically. One or two jets can also be present in the final state when we look for a boosted Higgs boson (one jet in the final state), or if the production mode is via vector boson fusion (presence of two forward jets). The electron is required to be isolated and with $P_T > 24 \text{ GeV}$ and $|\eta| < 2.1$. The τ has to be well isolated and with $P_T > 20 \text{ GeV}$ and $|\eta| < 2.3$ and also must pass an antielectron discriminator (the HCP working point in table 2) in order to reduce $Z \rightarrow ee$ background. In order to reduce W +jets background a cut is applied on the transverse mass of the electron and the transverse missing energy¹ $m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 20 \text{ GeV}$. Then a third lepton veto is applied to the event. Finally the mass of the ditau system is calculated using a maximum likelihood approach .

1. $m_T(e, E_T^{\text{miss}}) = \sqrt{2 \cdot P_T(e) \cdot E_T^{\text{miss}} (1 - \cos(\Delta\phi_{e, E_T^{\text{miss}}}))}$

4.2 Background estimation and categories

In this analysis we have several sources of background coming from different physical processes giving the same final topology.

The main background is **irreducible $Z \rightarrow \tau\tau$ coming from Drell-Yan processes**. This contribution is estimated from an observed sample $Z \rightarrow \mu\mu$ events. The reconstructed muons are then replaced by simulated τ decays using the so called *embedding* technique.

Other main source of background is **QCD multijet** events where a jet misidentified as an isolated electron and a second jet faking the τ . This contribution is estimated from like sign data events sideband.

W+jets background is also estimated using observed events in the high M_T sideband enriched in W . Here the electron and the E_T^{miss} come from the W and a jet is misidentified as the τ .

Another important background is **Drell-Yan $Z \rightarrow ee$ process**, particularly in the $e + \tau$ channel because, as showed in the previous section an electron can be misidentified as a τ lepton. This contribution is estimated using the *MADGRAPH* event generator.

Finally **inclusive $t\bar{t}$ and diboson production** are the smallest source of background. $t\bar{t}$ contribution is estimated using MC simulation and the events yield is estimated using the $t\bar{t}$ cross-section measured by CMS. Diboson production is estimated using simulated events also and normalized using the cross-sections from NLO calculations.

In figure 4 we have the invariant mass distribution of the diTau system showing each one of the backgrounds described before. The data are well described by our background estimation.

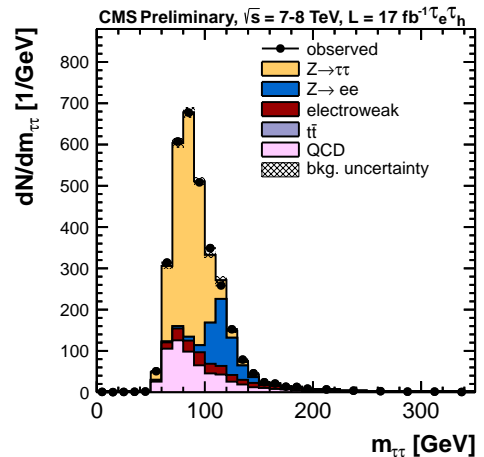


FIGURE 4: Distribution of the tau-pair invariant mass for the $e\tau + X$ channel in the 0 jet category. The background labeled 'electroweak' combines the contribution from W +jets and diboson processes.

In order to increase the sensitivity to a Higgs boson, the events are split in exclusive categories based on the number of jets in the event and the τ transverse momentum :

- **0 jet** : This category contains all the events without jets with $P_T > 30$ GeV and no b-tagged jets with $P_T > 20$ GeV. This category is not used for signal extraction, but only for background calibration and to constrain energy scales and identification efficiencies. It is split in High ($P_T(\tau) > 30$ GeV) and Low ($P_T(\tau) < 30$ GeV) subcategories.
- **1 jet** : Also called boosted category, in this category we require a jet with $P_T > 30$ GeV no b-tagged jets with $P_T > 20$ GeV. In addition, the event is required to not belong to the VBF category. This improves the mass resolution of the diTau system because here the Higgs boson is boosted. An additional cut is applied, $E_T^{miss} > 30$ GeV in order to reduce the $Z \rightarrow ee$ background. It is also split in High ($P_T(\tau) > 30$ GeV) and Low ($P_T(\tau) < 30$ GeV) subcategories.
- **VBF** : Here we ask for 2 'tag' jets with $P_T > 30$ GeV with an invariant mass $M_{jj} > 500$ GeV and $\Delta(\eta) > 3.5$. We apply a central jet veto rejecting events with a jet with $P_T > 30$ GeV between the 2 'tag' jets.

4.3 Results

The two last categories are used to extract signal and produce a 95 % upper limit on the Higgs boson production decaying to tau pairs with respect to the Standard Model expectation. They have a similar expected limit in the mass range between 110 GeV and 145 GeV. The driving channel is $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \tau$. It is followed by our $e + \tau$ channel and then by the fully leptonic $e + \mu$. The other less sensitive channels included for the combination are $\mu + \mu$ and the fully hadronic $\tau + \tau$.

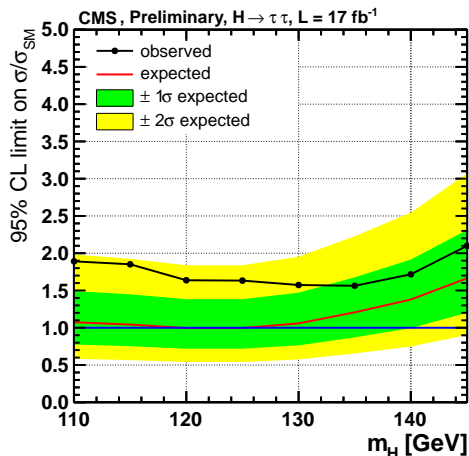


FIGURE 5: Expected and observed 95% CL exclusion limits on the SM signal strength modifier as a function of M_H from the combined $H \rightarrow \tau\tau$ searches.

In figure 5 we have the final limits with a sensitivity at 125 GeV of 1.05 and an observed limit of 1.66. This result is compatible with a Standard Model Higgs boson, but also compatible with the background only hypothesis.

In figure 6 we can see the compatibility of the different Higgs production and diTau decay modes and the estimation of the total signal strength, σ/σ_{SMH} , measured to 0.7 ± 0.5 at $M_H = 125$ GeV. This value is consistent with the Standard Model Higgs Boson.

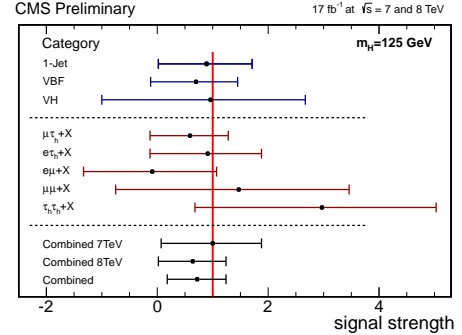


FIGURE 6: Best-fit value of the signal strength modifier μ for $M_H = 125$ GeV, split by category, by channel and by year.

5 Conclusion

The τ lepton reconstruction algorithm in the CMS detector has been described. In some cases an electron can easily be misreconstructed as a τ . So an anti electron discriminator needs to be included in the τ reconstruction. A new MVA based antielectron is described and its properties show an improvement of 4 times less electron fakes compared to the previous one.

The anti electron discriminator is useful in the analysis where a τ and an electron are in the final state. One example is the $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e + \tau + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$ analysis. $H \rightarrow \tau\tau$ analysis is the main channel to confirm the Higgs couplings to leptons. A brief description is given and the results presented on the HCP'12 conference are shown. The results are consistent with the Standard Model Higgs boson, but also with the background only expectation. At the end of 2012, a total of 25 fb^{-1} of data was taken, and a follow up of this analysis is being prepared.

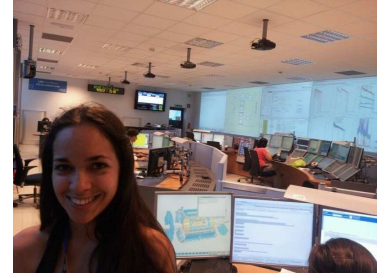
Références

- [1] "The CMS experiment at the CERN LHC", by the CMS collaboration, 2008, JINST 3 S08004
- [2] CMS Collaboration, "Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus and E_T^{miss} " CMS-PAS PFT-09-001 (2009).
- [3] CMS Collaboration, "Performance of τ -lepton reconstruction and identification in CMS" CMS-PAPER TAU-11-001 (2008).
- [4] CMS Collaboration, "Search for the Standard model Higgs boson decaying to tau pairs" CMS-PAS HIG-12-043 (2012).

Study of radiative Z decays and the search for the Higgs boson in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $Z\gamma$ decay channel

Camila Rangel Smith

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France



Résumé

In this proceeding three points will be outlined. Firstly, a photon calibration study, where the photon energy scale is extracted from a Z radiative decay sample of 13 fb^{-1} at 8 TeV. Secondly, an analytical model of the invariant mass signal PDF used in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ search. Finally, a simple analysis and a preliminary sensitivity projection for the $H \rightarrow Z\gamma$ search.

1 Introduction

Within the Standard Model (SM) of Electroweak interactions the Higgs boson decays to $\gamma\gamma$ and $Z\gamma$ via top and W-mediated loops (Figure 1). These two channels are therefore sensitive to new physics. Enhancement (or suppression) of these decays rates may occur via contributions from new heavy charged particles.

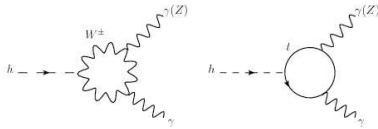


FIGURE 1: Leading Feynman diagrams for the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow Z\gamma$ decay.

The Higgs-like particle observed by ATLAS and CMS in 2012 [1], [2] may suggest a hint of an enhanced decay ratio in the $\gamma\gamma$ decay channel. In this context the search for the Higgs boson in the $Z\gamma$ channel will provide additional correlated information.

In both analyses the invariant mass is computed via reconstruction of particles in the final state, hence a precise knowledge of final particles is absolutely critical. For example, in the $\gamma\gamma$ and $Z\gamma$ channels a narrow resonance is looked over a large background, therefore the photon energy resolution plays a very important role; a good control of the photon energy scale is imperative for the Higgs mass measurement in the $\gamma\gamma$ and $Z\gamma$ channels.

Photon reconstruction

Photon candidates are reconstructed from energy clusters in the EM calorimeter with transverse energy larger than 2.5 GeV. They are classified as converted

photons if one or two tracks reconstructed in the inner detector and extrapolated to the calorimeter are matched to the cluster. If there are no matched tracks to the cluster the photon is classified as unconverted [3].

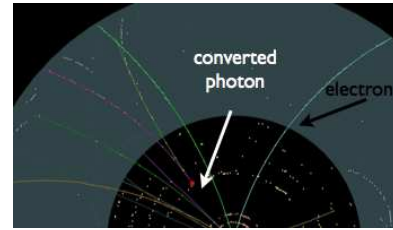


FIGURE 2: Example of a double track converted photon, and its difference with an electron for which the track is reconstructed from the first layer next to the beam pipe.

2 Photon calibration using Z radiative decays

The main source of photon calibration comes from measured $Z \rightarrow e^+e^-$ decays, with electron to photon extrapolation is performed using MC simulation [3]. Data-driven photon calibration studies using Z radiative decays in final state radiation are used to validate the calibration.

As photons are emitted through Bremsstrahlung, the three-body invariant mass follows the Z line shape.

Z radiative FSR events provide a high-purity data sample for photon calibration studies.

The value α defines the photon energy scale :

$$E_{reco} = E_{true}/(1 + \alpha). \quad (1)$$

The photon energy in data is shifted by α from -1% to 1% , in 0.1% size steps, and the three body invariant mass is recalculated. To extract the photon energy scale, the mean value in of the FSR Z peak is fitted in both data and MC, for each alpha and R is calculated :

$$R = \frac{M(ll\gamma(\alpha))_{Data}/M(ll)_{Data}}{M(ll\gamma)_{MC}/M(ll)_{MC}} \quad (2)$$

where $M(ll\gamma)$ and $M(ll)$ is the fitted mean value of

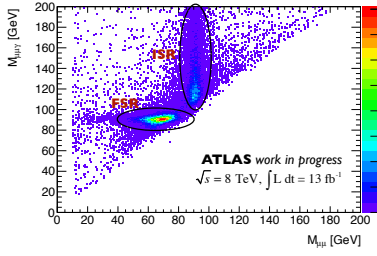


FIGURE 3: Scatter plot of three-body and two-body invariant mass for the Z radiative events in the 2012 muon sample with 13 fb^{-1} . The patterns of Initial and Final State Radiation are highlighted.

the three-body and two body invariant mass.

the value of alpha that provides better agreement in these distributions ($R = 1$) is the photon energy scale α .

This method is robust against lepton scale uncertainties (main systematic uncertainty) and bias in the kinematics, and is the baseline method for the photon scale evaluation.

The scale is evaluated separately for unconverted (unconv.) and the two kinds of converted photons (1-track-conv. and 2-track-conv.) using fully calibrated leptons.

Preliminary photon scale results

The photon scales were evaluated for the 8 TeV data sample with 13 fb^{-1} . In both muon and electron final states of the Z, the results are presented with the following uncertainties :

$$\underline{Z \rightarrow \mu^+ \mu^-} :$$

$$\alpha = \begin{cases} \pm 0.003 \text{ (stat.)} \pm 0.002 \text{ (sys.)} & \text{(unconv.)} \\ \pm 0.005 \text{ (stat.)} \pm 0.005 \text{ (sys.)} & \text{(1-track-conv.)} \\ \pm 0.008 \text{ (stat.)} \pm 0.005 \text{ (sys.)} & \text{(2-track-conv.)} \end{cases} \quad (3)$$

$$\underline{Z \rightarrow e^+ e^-} :$$

$$\alpha = \begin{cases} \pm 0.003 \text{ (stat.)} \pm 0.002 \text{ (sys.)} & \text{(unconv.)} \\ \pm 0.007 \text{ (stat.)} \pm 0.006 \text{ (sys.)} & \text{(1-track-conv.)} \\ \pm 0.007 \text{ (stat.)} \pm 0.005 \text{ (sys.)} & \text{(2-track-conv.)} \end{cases} \quad (4)$$

Uncertainties are dominated by statistics. This study is being performed with the complete 8 TeV data .

3 Signal modeling for $H \rightarrow \gamma\gamma$

The diphoton invariant mass is the dominant information to discriminate $H \rightarrow \gamma\gamma$ signal from background.

The mass distribution at a fixed Higgs boson nominal mass is well described by a composite model of a Crystal Ball function (CB) [5] (a gaussian core with a power law tail modeling the leakages), and a small

wide Gaussian component (GA) modeling the distribution outliers (Figure 4).

$$R(m_{ll\gamma}, \mu_{CB}, \alpha_{CB}, \sigma_{CB}, n_{CB}, f_{CB}, \mu_{GA}, \sigma_{GA}) = f_{CB} CB[m_{ll\gamma}, \mu_{CB}, \alpha_{CB}, f_{CB}, \sigma_{CB}, n_{CB}] + (1 - f_{CB}) GA[m_{ll\gamma}, \mu_{GA}, \sigma_{GA}] \quad (5)$$

Where σ_{CB} , μ_{CB} and σ_{GA} , μ_{GA} represents the invariant mass resolution and mean value of the core and the outliers respectively. Also n_{CB} and α_{CB} parameterize the non-Gaussian tail, f_{CB} is the fraction of Crystal Ball function in the composite model.

The formula of the CB function is given as follows :

$$N \cdot \begin{cases} e^{-t^2/2} & \text{if } t > -\alpha \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot e^{-|\alpha|^2/2} \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - t\right)^{-n} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (6)$$

where $t = (m_{\gamma\gamma} - m_H)/\sigma(m_{\gamma\gamma})$, N is a normalization parameter, m_H is the Higgs boson mass.

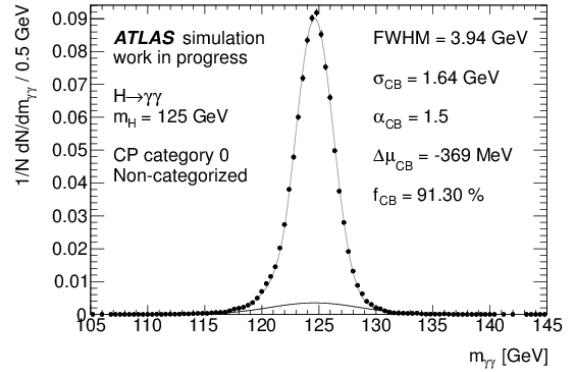


FIGURE 4: Invariant mass distribution for a Higgs at 125 GeV. The PDF parametrized by the sum of a Crystal Ball function and a broad Gaussian.

The $H \rightarrow \gamma\gamma$ search scans the mass range from 110 GeV to 150 GeV, the signal MC samples are available every 5 GeV of the Higgs mass, an interpolation of the invariant mass probability density function (PDF) is needed for the scan in the whole mass range.

The global resolution model is an analytical function of the mass provides a full description of the signal in the whole mass range.

From the available signal MC samples at different Higgs mass values, the parameters that depend on the nominal Higgs boson mass m_H are identified and extracted from a simultaneous fit. For example, the pdf width is expected to increase smoothly with the Higgs mass, a linear functionality as :

$$\sigma_{CB} = \sigma_{CB_{125\text{GeV}}} + \sigma_{CB_{slope}} \times (M(\gamma\gamma) - 125\text{GeV}). \quad (7)$$

is sufficient to accurately describe the complete mass function width from the range from 100, to 150 GeV. Similarly, linear dependence in the other PDF parameters were also tested.

In total, 7 parameters (4 shape parameters with linear dependence of the Higgs boson mass ($\mu_{CB} = \mu_{GA}, \alpha_{CB}, \sigma_{CB}$) and 3 global parameters ($f_{CB}, n_{CB}, \sigma_{GA}$), are extracted from a single fit to all available Monte Carlo samples, and are sufficient to provide a robust parametrization of the invariant mass probability density function (PDF) at any Higgs boson mass.

Observation of a new boson at a mass of 126.5 GeV

The $H \rightarrow \gamma\gamma$ analysis using data samples corresponding 5 fb^{-1} at 7 TeV and 6 fb^{-1} at 8 TeV observed a significant excess of events at a diphoton invariant mass of 126.5 GeV (Figures 7 and 6). The diphoton candidate sample was split into ten categories with different mass resolutions and signal-to-background ratios, improving the analysis sensitive. The events are classified following their position in the calorimeter, their conversion status and the transverse momentum of the diphoton pair.

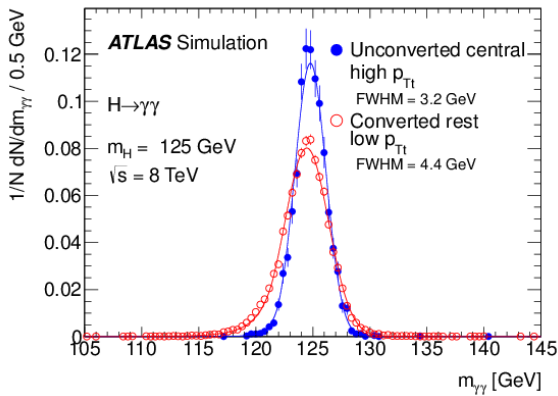


FIGURE 5: Invariant mass distributions for a Higgs boson with $m_H = 125 \text{ GeV}$, for the best-resolution category ($\sigma_{CB} = 1.45 \text{ GeV}$) shown in blue and for a category with lower resolution ($\sigma_{CB} = 1.93 \text{ GeV}$).

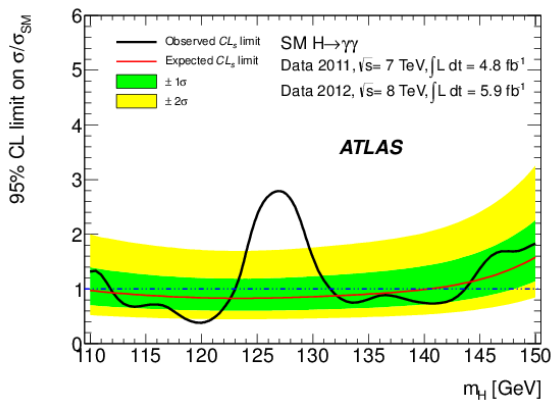


FIGURE 6: Expected and observed CLs limit on the normalized signal strength as a function of the assumed Higgs boson mass for the $H \rightarrow \gamma\gamma$ analysis.

The signal global parametrization was performed for each category and was an input for the statistical analysis of the data, an unbinned likelihood function constructed with the 10 categories of the 7 TeV and 8 TeV data samples. An excess of events was observed at 126.5 GeV with a local significance of 4.5σ . [1]

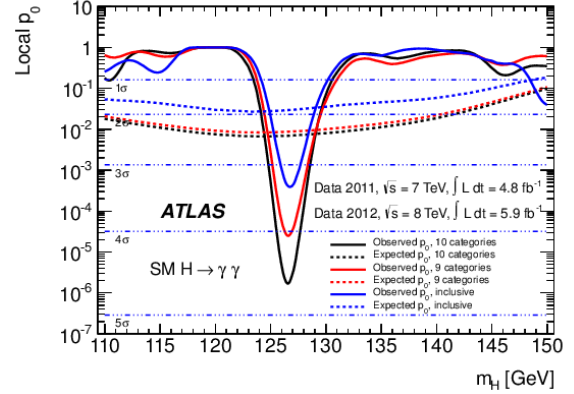


FIGURE 7: The local probability p_0 for a background-only experiment to be more signal-like than the observation. The solid curves give the observed p_0 . The dashed curves show the median expected value for the hypothesis of a SM Higgs boson signal at that mass.

The observed signal strength for the $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel is (1.8 ± 0.5) times SM for ATLAS. A similar feature is observed in the CMS experiment (Figure /reffig :atlas cmsbr). This effect is only seen in the $\gamma\gamma$ channel, the other channels have a smaller signal strength which is more compatible with the SM.

With the increased statistics from the full 2012 dataset, a more precise statement can be made, but as already stated before $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow Z\gamma$ decay in similar processes. This is a significant enough reason to study $H \rightarrow Z\gamma$ further.

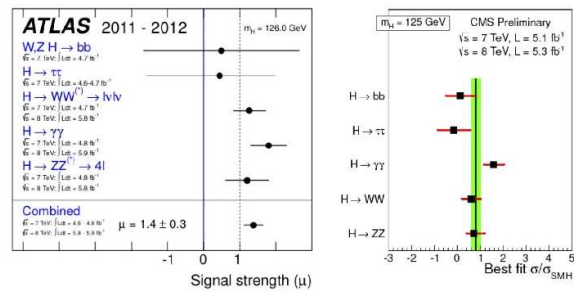


FIGURE 8: Measurements of the signal strength parameter μ for $m_H = 126 \text{ GeV}$ for the individual channels and their combination in the ATLAS and CMS experiments.

4 $H \rightarrow Z\gamma$ search

In the $H \rightarrow Z\gamma \rightarrow ll\gamma$ channel, the final state particles can be complete reconstructed. In the low mass

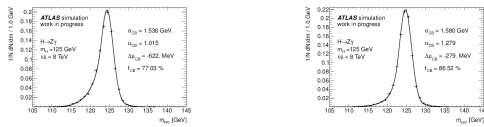


FIGURE 9: Reconstructed invariant mass distributions from the signal processes and the projection of the global fit in the 125 GeV mass point for electron and muon channel.

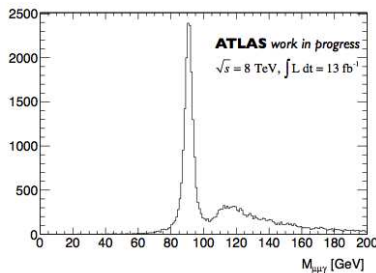


FIGURE 10: Distribution of three body invariant mass for $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ event candidates using 13 fb^{-1} of data at 8 TeV. This sample is dominated by radiative Z with a smaller contribution from Z +jets events and other processes.

range, the Higgs decay rate to $Z\gamma$ is in the same order of magnitude as the $\gamma\gamma$, but one needs to pay the penalty of the low branching fraction for the $Z \rightarrow ll$, hence the total expected Higgs events is small.

$H \rightarrow Z\gamma$ signal modeling

For this channel, many of the tools developed in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ analyses can be exploited. The three body invariant mass PDF for signal is again modeled as a sum of a Crystal Ball for the core plus a Gaussian contribution for the tails of the mass distribution. This parametrization both in both electron and muon final states are shown in Figure 9. And as in $H \rightarrow \gamma\gamma$, an analytical function for the signal resolution can be defined for the mass range scanned, as explained in section 3.

$H \rightarrow Z\gamma$ backgrounds

ISR $Z\gamma$ event which has been studied in [6] are the main background for this analysis (See figure 10). Smaller backgrounds come from production of a Z boson in association with jets, where the Z decays into leptons and the jets create a fake photon. Other contributions could also come from $t\bar{t}$ events, and WZ events.

Preliminary sensitivity projection

In a very simple analysis, the three body invariant mass $M(ll\gamma)$ is used as the only discriminant variable

to separate signal from background.

Extrapolating to a luminosity of 5 fb^{-1} of 7 TeV+20 fb^{-1} with 8 TeV and using toy MC, a rough estimation of an upper limit at 125 GeV with 90% CL was set. This resulted in 9 times the Standard Model cross section times branching ratio and an expected significance of 0.24σ .

As in $H \rightarrow \gamma\gamma$ the sensitivity can be improved by categorizing in the photon position that exploits the difference in resolutions, and signal to background ratios.

5 Conclusions

A good photon performance is crucial for the Higgs analysis in the $\gamma\gamma$ and $Z\gamma$ channels. A data-driven method using radiative Z decays was developed to extract the photon energy scale. Preliminary results using 13 fb^{-1} are presented here. The analysis of the complete 8 TeV data sample is ongoing.

In the $H \rightarrow \gamma\gamma$ analysis, an analytical model of the invariant mass signal PDF is used in the search of the $H \rightarrow \gamma\gamma$ in the range of 110 to 150 GeV. An excess of events at 126.5 GeV was observed in data with 4.5σ of statistical significance. The observed signal rate in $H \rightarrow \gamma\gamma$ is larger than SM expectation, this motivates the search of the Higgs boson in the $Z\gamma$ channel.

A preliminary estimation of the sensitivity sets an upper limit of $9 \times \text{SM}$ and expected significance 0.2σ for a 125 GeV Higgs. Higher luminosities and higher center of mass collision energies after the LHC shut down should allow us to reach observation sensitivity of the Higgs in this channel.

Références

- [1] ATLAS Collaboration, Physics Letters B 716 (2012) 1 - 29
Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC
- [2] CMS Collaboration, Physics Letters B 716 (2012) 30 - 61
Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC
- [3] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2010-005.
Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV
- [4] J. S. Gainer, W.-Y. Keung, I. Low, and P. Schwaller, Phys.Rev. D86 (2012) 033010
Looking for a light Higgs boson in the $Z\gamma \rightarrow ll\gamma$ channel
- [5] J.E. Gaiser's, 1982. *Charmonium spectroscopy from radiative decays* PhD thesis. Stanford University (SLAC-255)
- [6] ATLAS Collaboration, JHEP09(2011)072

Search for the standard model Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ with the ATLAS experiment and performance of the liquid argon calorimeter

Elodie Tiouchichine

Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), Université d'Aix Marseille, CNRS/IN2P3, Marseille, France

1 Introduction

ATLAS is one of the four main experiments at the Large Hadron Collider (LHC), the most powerful accelerator ever build in the world. Its main purpose is to discover and characterize the Higgs boson the last missing piece of the Standard model, predicted by the professors Englert, Brout [1] and Higgs [2] in 1964, to explain how each particle acquire their mass. I started my PhD thesis by October 2011, at the end of the first year of 7 TeV center of mass energy proton proton collision provided by the LHC. ATLAS had already recorded $4.7 fb^{-1}$ of data while the Tevatron accumulated $13 fb^{-1}$ in the last 20 years. On the 4th July 2012, after one year and a half of running, the ATLAS [3] and CMS [4] spokesperson announced the observation of a new particle consistent with the Higgs boson. Such a discovery in a short timescale depends on the performance of many different subgroups : the data taking, the data quality, the trigger, the grid computing, the reconstruction and the identification of physics objects such as electrons, muons, photons, missing transverse energy and the physics analysis groups. During my first year of PhD I contributed to different aspects of this long chain : from detector operations and performances to the analysis. I will go through these contributions in this report.

2 Data quality - Liquid Argon Calorimeter (LAr)

The ATLAS experiment [5] is like a huge microscope looking at the product of collision occurring in its center. Designed with an onion-like structure, from the center to the outside, one can find first, within a 2 Tesla magnetic field, the inner detector mainly based on semi conductor technology which allows to reconstruct charged particle tracks. Then there are the electromagnetic calorimeters followed by the hadronic calorimeters which reconstruct respectively the energy of the electromagnetic objects (electrons, photons) and the hadronic objects (pions...). Finally there are the muon chambers, within a toroidal magnetic field to detect the muons. The good quality of the ATLAS data relies on each sub-detector.

My contribution was focused on the reduction of the LAr calorimeter data taking inefficiencies. Figure 1 shows the LAr calorimeters. It is a sampling calorimeter with accordion-like shape which allow a 2π coverage in

the transverse plane. During the data taking, detector problems will obviously impact on the reconstructed objects and then on the related physics analysis.

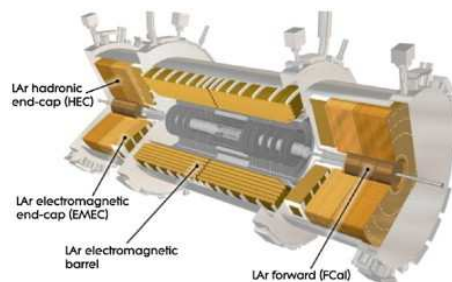


FIGURE 1: Liquid Argon calorimeters of ATLAS

In ATLAS, the data validation is done by the data quality groups. Their job is to scrutinize the data to see if there were problems during the recording and if it is recoverable. I was involved in the LAr data quality group, looking daily over the data. I also did a study on a specific problem affecting the LAr data. Before my study the LAr inefficiencies had different main sources : HV trip, data corruption and noise burst affecting respectively 4%, 2% and 6% of the data. I contributed to the reduction of the HV trip inefficiencies. Figure 2 shows a schematic view of the LAr showing the superposition of lead absorbers, liquid argon gap and electrodes. When a charged particle goes through the calorimeter it ionizes the liquid argon. The produced electrons then migrate to the readout electrodes due to a high voltage between the lead and the electrode (2000 Volts in the LAr barrel section). The energy of a particle crossing the detector is then reconstructed from the collected signal.

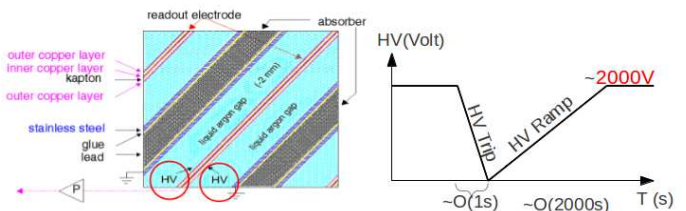


FIGURE 2: (left) Schematic view of the liquid argon calorimeters layers. (right) Evolution of the HV during a HV trip and HV ramp up

Sometimes a contact of few ohms is created by impurities or instabilities on the LAr gap. In order to keep

the HV stable, the HV module inject some current to compensate. Beyond a certain threshold of current increase, the HV line ramp down dramatically by safety measure (HV trip). It is then ramped back to its nominal value (HV ramp). Before my study the HV trip and the HV ramp were unusable for the data analysis but we know how to correct the energy when the HV has a slow monotonic variation.

In my study I used all the 2011 data taken during HV trip and HV ramp phases and within empty bunches to avoid any interference with particle production. These data are generally triggered by noise as there are no collisions, so they are used to troubleshoot detector problems. During the HV trips it was already clear that the data were unusable for physics analysis since each time there is a trip there is a high rate of events triggered in the empty bunch data. But it was not the case for the HV ramp as the HV varies more smoothly at 2V/sec. I compared the rate of physics objects like jets, electrons and photons reconstructed in events taken during three phases : the so called HV trip, HV ramp and the HV stable phases. I noticed that during the HV trip phases there are thirty times more reconstructed objects than during the HV stable phases. This means that the 400 Volt HV variation within seconds creates fake objects. However during the HV ramp phases, no such strange effect were detected : the data was usable for physics. The conclusion of this study among other lead to recover 2 % of the data previously not usable for data analysis.

3 Performance - Reconstruction of electrons in ATLAS

Because the LHC is a p-p machine, the QCD processes are dominant, and around 10^5 jets are produced for one electron. It is thus necessary to reconstruct and identify electrons correctly while having a large jet rejection. Identification criteria are based on the shower shapes of the electron deposit in the calorimeter and on the quality of the electron track in the inner detector. The analysis groups then choose which level of identification is needed for their analysis. They use the data as well as Monte-carlo simulation (MC) which is corrected from the data/MC differences. The ATLAS electron reconstruction is done in two steps : an electromagnetic cluster is first reconstructed in the LAr calorimeter and the track, reconstructed in the inner detector is matched to the cluster. If an electromagnetic cluster is matched, it belongs to an electron, otherwise to a photon. I measured the electron reconstruction efficiency ϵ_{reco} from 2012 data and Monte-Carlo following the previous measurement [6]. ϵ_{reco} is defined as the probability that an electromagnetic cluster is reconstructed and matched to a reconstructed track, using a *tag and probe* method. Tagging a clean $Z \rightarrow ee$ sample of events allows to measure the efficiency of a cut on an unbiased electron candidate called *probe*. We tag one electron with tight criteria and we measure the efficiency on the probe object forming a pair with the

tag with a reconstructed mass close to the Z one. The reconstructed efficiency is finally :

$$\epsilon_{reco} = \frac{N_{probes\ passing\ the\ cut}}{N_{probes}}$$

This is true only if we have a pure sample of electrons. As it is not the case we have to estimate the background contribution using the so-called *template method* and subtract it. To build the template we selected events enriched in background, mainly jets faking electrons, inverting criteria of electron identification on the probe, and renormalizing it to the high tail of the tag and probe mass distribution. The reconstructed mass of the tag and the probe is shown Figure 3 where we notice that the more the probe is energetic the less there is background to subtract. Finally the formula to use is :

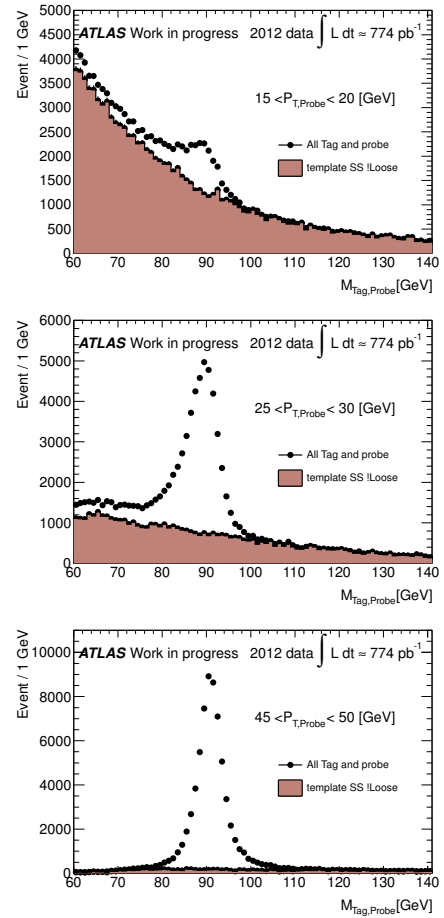


FIGURE 3: Reconstructed mass of the tag and probe on the first 2012 data for three different range in ET of the probe.

$$\epsilon_{reco} = \frac{N_{probes\ passing\ the\ cut} - N_{background\ passing\ the\ cut}}{N_{probes} - N_{background}}$$

Where the probes are the Electromagnetic clusters and the probes passing the cut are the reconstructed electrons. The Figure 4 shows the results of the electron reconstruction efficiency measurement of ATLAS.

The distributions are flat within 2%. We have good agreement between data and monte carlo within the error bars. We note a gain in 2012 compared to 2011, of up to 6% at low transverse energy. Such a gain in efficiency relies on many improvements of the algorithm which reconstructs electron. One of these improvements is that, in 2011, the algorithm did not take into account the bremsstrahlung photon that an electron emits going through the matter before the calorimeter. In 2012, the energy of the brem's photon is added to the electron energy and the direction of the electron is corrected for. Such improvements in the reconstruction of the electron have a direct impact on the potential of discovery of processes containing electrons in their final states, such as the Higgs boson in its decay $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$, with a global gain of 30% of sensitivity between 2011 and 2012.

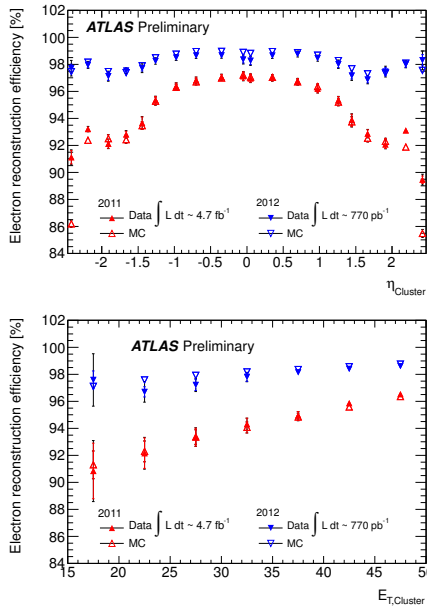


FIGURE 4: Electrons reconstruction efficiencies in 2011 and 2012 in η bins (top) and E_T bins (bottom)

4 Physics analysis - $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

A first observation of a new particle in the search of the standard model Higgs boson was announced by ATLAS and CMS collaborations [3] [4]. In high energy physics, the observation of a new particle can be quantified using the local p_0 value, defined as the probability of the background only hypothesis to reproduce the data. One can plot the p_0 value as a function of the hypothesized Higgs boson mass. The more the value is small the more the background does not reproduce well the data and therefore, at a such Higgs boson mass, the more the hypothesis to have events coming from a real Higgs boson is strong.

Figure 5 shows such results for the $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ used in the Higgs boson search on the 2011 and

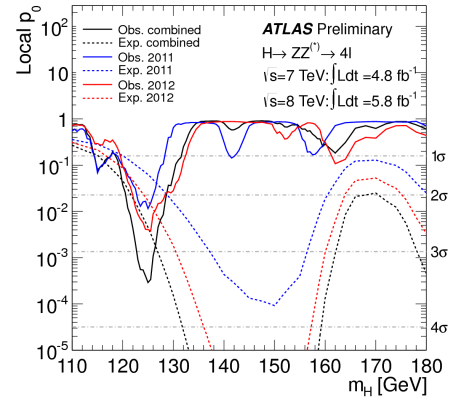


FIGURE 5: The observed and expected local p_0 value as a function of the hypothesized Higgs boson mass for the $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$.

$5.8fb^{-1}$ of 2012 data. The $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channel is called the golden channel because of its good sensitivity (ratio signal over background of about one) and a clean signature but suffer of low statistics. For example, for the data used for the discovery, for the events with a reconstructed 4-lepton invariant mass lower than 160 GeV 39 events was observed, when the expected background was 34 ± 3 . So it's important to well estimate the background. Roughly the selection of the Higgs boson in this channel is made selecting *good* electrons/muons, then we build two same flavor and opposite sign lepton pairs and we ask the leptons to have their track isolated and to be isolated in the calorimeter and finally we apply a cut on the impact parameter significance d_0 in order to reject the background. Table 1 shows the definition of the three additional cuts.

TABLE 1: Three additional cuts applied on muons and electrons to reject the background

Electron	
CaloIso	$\sum E_T^{\Delta R < 0.2} / P_T < 0.2$
TrkIso	$\sum P_T^{\Delta R < 0.2} / P_T < 0.15$
d_0 sig	$\frac{d_0}{\sigma_{d_0}} < 6.5$
Muons (Standalone)	
CaloIso	$\sum E_T^{\Delta R < 0.2} / P_T < 0.3(0.15)$
TrkIso	$\sum P_T^{\Delta R < 0.2} / P_T < 0.15$
d_0 sig	$\frac{d_0}{\sigma_{d_0}} < 3.5$

There are two kinds of background for this channel : the irreducible one coming from the standard model ZZ^* and the reducible one mainly composed by the $Z + jets$, $Z + b\bar{b}$ and $t\bar{t}$ process. The estimation of the irreducible background is done using the Monte-Carlo and the theoretical cross section. The reducible background estimation method are different whether the subleading Z is in 2μ or in $2e$.

Currently I am developing a data based method to estimate the reducible background coming from events

with the topology : $Z + e^\pm e^\mp$ with the 2 electrons coming from b-quarks or hadrons mis-identified as electrons. This method called the fake factor method is performed in three steps.

First we extract the efficiencies of the three additional cuts defined in Table 1 on background-like electrons using the abundant sample of on-shell Z decays accompanied by an electron candidate. We reject from this control region isolated electrons coming from W or Z boson applying a cut on the missing transverse energy to remove WZ events and we only select event with exactly one additional lepton in order to remove ZZ events. Table 2 shows the event yields for the 2012 data and MC statistics corresponding to 13 fb^{-1} . We can see that the data and the monte carlo are in fair agreement. Figure 6 shows the efficiencies of the 3 ad-

TABLE 2: Number of $Z(ee, \mu\mu)$ events accompanied exactly one additional electron satisfying the multilepton criteria. Data are in fair agreement with expectations from simulation

Events	$Z(ee) + 1e / Z(\mu\mu) + 1e$
Data	$16158 \pm 127 / 16828 \pm 130$
MC total	$16329 \pm 169 / 18744 \pm 181$
Z+light jets	$15237 \pm 169 / 17560 \pm 181$
Z+bb	$947 \pm 7.13 / 1037 \pm 7.49$
ZZ	$42.5 \pm 0.24 / 46.6 \pm 0.34$
WZ	$78.4 \pm 2.07 / 79.7 \pm 2.08$
tt	$23.0 \pm 1.70 / 20.4 \pm 1.60$

ditional cuts combined for the data and for the Monte Carlo on background-like electrons. One can see that combining the 3 additional cuts lead to a powerful discriminant against background-like electrons.

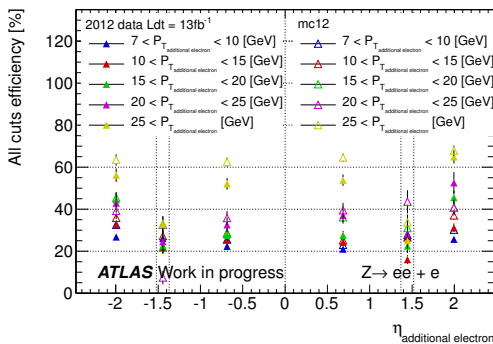


FIGURE 6: Efficiency as a function of the η and p_T of the electron accompanying a reconstructed Z decay in 2 electrons to survive to the additional calorimetric isolation, track isolation and d_0 significance cuts.

The second step of the method is to build reducible background enriched control region selecting on-shell Z decays accompanied by 2 electron candidates (CR0). In order not to have contamination of signal and ZZ^* irreducible background we use the CR0 requiring that

at least one of the 2 additional electrons fails one of the 3 additional cuts (CR4). One can find Table 3 the number of events in the different control regions in data and Monte-Carlo when the sub-leading Z is same sign. We can see that inverting cuts reject the contribution of the background ZZ between CR0 and CR4.

TABLE 3: Number of events in the different control region on data and Monte Carlo when the 2 additional electrons have opposite sign

	Control region 0 $Z(ee) Z(\mu\mu) + ee$	Control region 4 $Z(ee) Z(\mu\mu) + ee$
Data	$119 \pm 11 104 \pm 10$	$62 \pm 8 53 \pm 7$
MC Total	$106 \pm 9 114 \pm 10$	$58 \pm 9 64 \pm 10$
Z + light jets	$45 \pm 9 48 \pm 10$	$40 \pm 9 46 \pm 9$
Z+bb	$8 \pm 1 9 \pm 1$	$7 \pm 0 9 \pm 1$
ZZ	$46 \pm 0 51 \pm 0$	$5 \pm 0 4 \pm 0$
WZ	$2 \pm 0 2 \pm 0$	$1 \pm 0 1 \pm 0$
tt	$5 \pm 1 4 \pm 1$	$5 \pm 1 4 \pm 1$

Finally the third and last step of this method is to predict the yields of the background that we expect in the signal region, N_{SR} . For this we applying transfer factor weights to each event in the CR reflecting the probability of such event to be in the signal region, this transfer factor depends on the efficiencies previously computed.

5 Conclusion

In my first year of PhD thesis I had the chance to contribute to different levels to the ATLAS collaboration work. I started with the shifts performed at CERN, also I did a study on the HV ramp which qualified me as an author of ATLAS since July 2012. Then I contributed to the performance group measuring the reconstruction efficiency of the electrons. Finally I am presently working on the Higgs boson to 4 leptons group developing a new method to estimate the Z + ee reducible background for the $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ analysis.

Références

- [1] F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [2] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508.
- [3] ATLAS collaboration, Phys. Lett. B 716(2012) 1-29.
- [4] CMS collaboration, Phys. Lett. B 716(2012) 30-61.
- [5] ATLAS collaboration, JINST (2008) S08003.
- [6] ATLAS collaboration, The European Physical Journal C (March 2012), 72 :1909.

Troisième partie

QCD et ions lourds

session dirigée par Aurore Courtoy

L'interaction forte en quelques mots.

Aurore Courtoy

IFPA, AGO Department, Université de Liège, Belgium &
INFN-Laboratori Nazionali di Frascati, Italy



Résumé

L'interaction forte est un sujet passionnant et omniprésent en physique des particules. Depuis la description de la structure nucléaire jusqu'au diagramme de phase de la matière hadronique, autant de questions qui restent encore sans réponse. L'idée que les quarks sont les composants des hadrons remonte à 1964, avec les articles de Gell-Mann et Zweig [1]. En 1973, la formulation de la théorie de la Chromodynamique Quantique (QCD) en tant que théorie de l'interaction forte entre les quarks fut proposée par Fritzsche, Gell-Mann et Leutwyler [2]. La QCD a été adoptée il y a près de 40 ans, elle a été vérifiée moult fois dans le régime des hautes énergies. L'exemple le plus récent sont les mesures de précision de la QCD au LHC, ces tests de précision étant d'une extrême importance puisque le *background* à la détection du boson de Higgs est dominé par des processus de QCD. Malgré toutes ces confirmations que la QCD puisse être la théorie de l'interaction forte, nous ne sommes pas encore parvenus à révéler les détails de la structure des hadrons. On pourrait alors se demander le pourquoi. Ce sont les caractéristiques propres à la QCD qui rendent cette tâche très complexe.

Au-delà de la structure hadronique, la structure nucléaire contient elle aussi des questions irrésolues. Dans une description unifiée de la physique, ces questions sont associées.

1 Introduction

Avec les interactions électromagnétique, gravitationnelle et l'interaction nucléaire faible, l'interaction nucléaire forte forme l'ensemble des forces connues à ce jour. Par interaction forte, nous entendons l'interaction qui régit entre les quarks et les gluons. La QCD est la théorie des hadrons mais est décrite en termes de degrés de liberté de quarks et de ses bosons de jauge, c'est-à-dire, de gluons. Le nom "chromodynamique" vient de dynamique de la charge dite de *couleur* que portent les quarks et les gluons. Ainsi, l'une des particularités de cette théorie est qu'elle admet un couplage entre ses bosons de jauge¹. Les gluons peuvent donc interagir entre eux en s'échangeant d'autres gluons. D'un autre côté, aucun état lié ne porte une charge nette de couleur : les hadrons sont des singlets de couleur.

Une conséquence directe de ce phénomène est la variabilité de la constante de couplage de la QCD avec

1. La symétrie sous les transformations de laquelle le lagrangien de QCD est invariant est une symétrie dite non-abélienne.

la distance qui sépare les constituants des hadrons, illustrée sur la Fig. 1. L'interaction diminue comme la distance; c'est-à-dire que plus les quarks sont proches, moins ils interagissent entre eux. C'est ce qu'on appelle la *liberté asymptotique*. Or, les quarks libres, portant une charge de couleur, ne sont jamais observés. Ils sont plutôt soumis au phénomène d'hadronisation et forment des jets, qui, eux, ne portent pas de charge de couleur.

De même, à très grande distance, l'interaction est si forte qu'elle confine les quarks et gluons pour former les hadrons. Le phénomène de *confinement de couleur*, bien que son existence soit évidente dans la Nature, n'a pas encore été prouvé mathématiquement. La transition de degrés de libertés de quarks et gluons à degrés de liberté hadroniques est loin d'être un problème élucidé. Essayons d'aborder le problème!

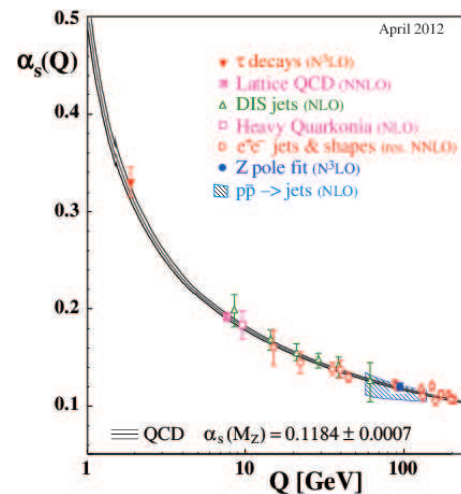


FIGURE 1: La constante de couplage de QCD [3].

2 Structure des hadrons

Dans un régime où le confinement commence à jouer un rôle important, la définition de constante de couplage change. Alors qu'à petites distances nous pouvons utiliser la théorie des perturbations, à grandes distances, nous nous trouvons dans un régime non-perturbatif. Les outils mathématiques habituellement développés ne sont plus applicables. Il nous faut trouver de nouvelles techniques et continuer à se rapporter autant que faire se peut aux *principes premiers* de la physique.

L'un des outils les plus élégants qui se soit développé dans les dernières années grâce, notamment, aux progrès technologiques, est la QCD sur réseau, la Lattice QCD. L'espace-temps est discrétisé et les calculs se font numériquement en se basant uniquement sur des *principes premiers*. La limite au *monde réel* nous donne des résultats pour un grand nombre d'objets non-perturbatifs. **Mariam Atoui** nous explique, dans cette contribution, comment elle utilise la LQCD pour calculer des facteurs de forme de transition entre des mésons B et D , autrement calculables uniquement à l'aide de modèles.

La plupart des processus physiques impliquent une partie dite *hard* car définie dans le régime perturbatif et une partie *soft* qui reflète un contenu physique à grandes distances. Il est heureusement possible, dans beaucoup de cas, de factoriser ces deux parties. Tel est le cas pour la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), c'est-à-dire $\gamma^*(q)P(P) \rightarrow \gamma(q')P(P')$. Le régime cinématique de ce processus est caractérisé par un grand transfert d'impulsion entre le photon initial et le photon final. Le photon (profondément virtuel) *frappe* un quark composant du proton. Cette partie de la réaction est dite perturbative, alors que la probabilité de frapper ce quark avec des caractéristiques données dans le proton P est un objet non-perturbatif appelé distribution de partons. Dans le cas de DVCS, nous avons à faire à des distributions de partons généralisées (GPDs). Les GPDs contiennent de l'information sur la structure tridimensionnelle du proton. **Marie Boër** et **Alejandro Martí** nous expliquent tous deux comment les GPDs sont extraites des mesures de la section efficace de DVCS par la collaboration COMPASS au CERN et au Hall A à JLab.

3 Plasma quark-gluon

Une autre approche à la structure de la matière hadronique se fait au travers de la prédiction que, dans des conditions extrêmes (hautes densité et température), la matière hadronique telle que nous la connaissons se transformerait en un plasma de quarks et gluons. En d'autres termes, il existerait une phase de déconfinement des hadrons. Comme nous l'avons dit ci-dessus, les charges de couleurs ne sont pas observées dans la Nature. Le plasma quark-gluon (QGP) est lui aussi caractérisé par une neutralité de couleur de par l'écrantage des charges de couleur.

Cet état, encore hypothétique, de la matière hadronique a été étudié au RHIC (BNL, USA). Des études approfondies des prémices de RHIC ont actuellement cours par les collaborations ALICE et CMS au LHC.

Deux types de collisions sont étudiées : les collisions proton-proton et les collisions de type nucléaire, à savoir plomb-plomb. Le premier type de collision permet de jauger l'influence du milieu sur les distributions de partons. Cette étape est importante pour pouvoir, dans le futur, interpréter les résultats où de grands effets dus au milieu sont attendus. **Alice Florent** nous

présente les résultats des collisions proton-proton et collisions plomb-plomb à CMS. Les bosons de jauge Z et W^+ , qui ne participent pas à l'interaction forte, sont produits dans une phase précédant la formation du QGP. En comparant les résultats pour des collisions proton-proton et nucléaires, il est possible d'étudier l'influence du milieu.

Au contraire des bosons de jauge de l'interaction faible, certaines sondes sont sujet à l'interaction forte et seraient donc modifiées par le QGP. C'est le cas des quarkonia (états liés de quarks lourds) et des jets, par exemple. **Antoine Lardeux** nous présente les résultats de l'étude du QGP par la production inclusive de J/ψ à ALICE.

4 Structure nucléaire

Nous avons parlé de la structure des hadrons, puisque nous pensons avoir trouvé la théorie qui régit l'interaction forte. En remontant de particules élémentaires à états liés, nous arrivons aux noyaux. La structure de la charte de nuclides est complexe, mais elle aussi associée à des symétries. Ces symétries reflètent souvent la notion de stabilité des noyaux. **Loïc Sengele** nous parle de l'existence de profils nucléaires avec une symétrie tétraédrique (et non pas sphérique).

5 Conclusions

L'interaction forte est un problème captivant, de par son aspect dual, de part ses contraintes et exigences. L'interaction forte est ce qui gouverne, en grande partie, la matière *ordinaire* qui nous constitue. En physique des particules, la QCD est omniprésente. Son comportement à basses énergies n'est encore totalement compris, là où s'entrecroisent confinement et symétrie chirale, là où les quarks se muent en objets structurés et les couleurs se confinent. Les exposés des étudiants ont démontré la grande diversité de recherches en interaction forte, comme vous pouvez le lire ci-après.

Références

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214, G. Zweig, In *Lichtenberg, D. B. (Ed.), Rosen, S. P. (Ed.): Developments In The Quark Theory Of Hadrons, Vol. 1*, 22-101 and CERN Geneva - TH. 401 (REC.JAN. 64) 24p; and CERN-TH-412.
- [2] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B **47** (1973) 365.
- [3] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.

**Spectroscopy of charmed D
meson and form factor of
 $B \rightarrow D^* \ell \nu$ in LQCD**

Mariam Atoui

*Laboratoire de Physique
Corpusculaire de Clermont-Ferrand
(LPC), Université Blaise Pascal
Clermont-Ferrand, CNRS/IN2P3,
Aubière, France*



Résumé

Semileptonic B decays are of primary importance since, for example, they participate very strongly in the accurate determination of the CKM matrix element V_{cb} which represents a test of the Standard Model. However, there are many puzzling features associated with the semileptonic $b \rightarrow c$ data, which have appeared during the last ten years such as the so-called "1/2 versus 3/2 puzzle" which corresponds to the difference between theoretical predictions and experimental measurements of semileptonic branching ratios of $\bar{B} \rightarrow D^{**} \ell \nu$.

In many theoretical approaches (HQET, heavy quark expansion, quark model, Lattice QCD with quenched calculation, etc...), branching ratios corresponding to the decay $\bar{B} \rightarrow D^{**} \ell \nu$ were calculated using the infinite mass limit. That is the reason why, in order to address the aforementioned questions, we propose to determine for the first time the physical parameters and then the branching ratios using "real" charmed quarks having a finite mass.

1 Spectroscopy

In a heavy meson rest frame, the total angular momentum reads :

$$\vec{J} = \vec{s}_h + \vec{j} \quad ,$$

where $\begin{cases} \vec{s}_h & \text{spin of the heavy quark} \\ \vec{j} & \text{angular momentum of the light cloud} \end{cases}$

In quark model, \vec{j} has the following expression

$$\vec{j} = \vec{s}_l + \vec{l} \quad ,$$

where $\begin{cases} \vec{s}_l & \text{spin of the light quark} \\ \vec{l} & \text{orbital angular momentum of the light cloud} \end{cases}$

In the infinite mass limit there are no interactions involving the heavy quark spin. Therefore s_h is a conserved quantity and since \vec{J} is also conserved, it is convenient to use j^P as an index to classify static-light meson states where P is the parity.

P wave states ($l = 1$) : This case gathers the first orbital excitations of heavy mesons M and they are represented as M^{**} . j has two values 1/2 and 3/2. Each of these values forms a doublet. In the case where the heavy quark is the charm c , we obtain the D^{**} represented in the following table :

doublet	J^P values	notation
$j^P = 1/2^+$	0^+	D_0^*
	1^+	D_1^*
$j^P = 3/2^+$	1^+	D_1
	2^+	D_2^*

S wave states ($l = 0$) : Heavy mesons satisfying this property are classified as :

doublet	J^P values	notation
$j^P = 1/2^-$	0^-	D
	1^-	D^*

Finite quark masses : a significant difference with respect to the static approximation is that there is no heavy spin degeneracy anymore, i.e. there are two S wave states and there are four P wave states (notation $D_J^j : D_0^{1/2}, D_1^{1/2}, D_1^{3/2}, D_2^{3/2}$). The angular momentum of the light cloud j is not a good quantum number anymore, i.e. states must be labeled by their total angular momentum J^P .

2 Lattice QCD (LQCD)

At short distances (or equivalently at high energies) the quarks interact weakly, so that it is possible to study the theory of the strong interaction (Quantum Chromodynamics QCD) with perturbative techniques. But the growth of the coupling constant in the infrared—the flip side of asymptotic freedom—requires the use of non-perturbative methods to determine the low energy properties of QCD. This is the case for many observables playing important role in the context of Flavor Physics, as for example the form factors, the decay constants, and numerous matrix elements involved in meson mixings.

The only way to determine physical observables in a non perturbative way and starting from first principles

is Lattice QCD or LQCD¹. Lattice gauge theory, proposed by Wilson in 1974, is a way to regularize Field Theory in which the continuum and infinite space-time is replaced with a discretized grid of points $x \in \{n\}$ in a finite volume, of extent L in space and T in time and a is the lattice spacing. Quark fields are placed on sites and gauge fields on the links between sites. These links represent the gluon field on the lattice (or “*gauge link*”) $U_\mu(x)$ which is an element of the group $SU(3)$.

The simplest expression which in the continuum limit reduces to the gluon action has been found by Wilson and expressed in terms of the *plaquettes* $U_{n;\mu\nu}$, defined as the ordered product of the four links variables lying over the border of the square defined by the points x and $x + \hat{\mu} + \hat{\nu}$,

$$U_{x;\mu\nu} \equiv U_{x;\nu} U_{x+\hat{\mu};\nu} U_{x+\hat{\mu}+\hat{\nu};\mu}^\dagger U_{x;\mu}^\dagger \quad ,$$

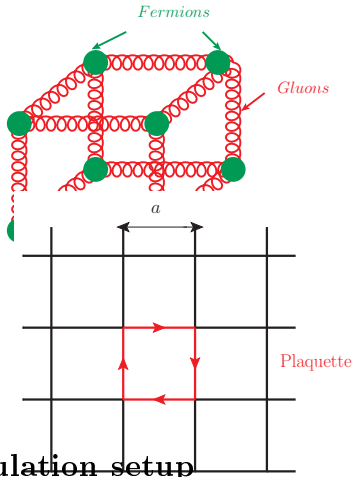
The Wilson action for gauge fields reads

$$S_G = \frac{\beta}{3} \sum_{x \in \{n\}} \sum_{\mu < \nu} \text{Re tr} [1 - U_{\mu\nu}(x)] \quad , \quad \beta = 6/g^2 \quad ,$$

which is a gauge invariant quantity. In general, Wilson discretized action of QCD is given by

$$S_{LQCD} \equiv \sum_f S_F + S_G \quad ,$$

where S_F and S_G are respectively the discretized *fermion* and the *gluon actions*.



2.1 Simulation setup

The *gauge action* used in our simulation is tree-level Symanzik improved [3] with $\beta = 3.9$ corresponding to a lattice spacing $a = 0.0855\text{fm}$,

$$S_G = \frac{\beta}{6} \left(b_0 \sum_{x,\mu,\nu} \text{Tr}(1 - P^{1 \times 1}(x; \mu, \nu)) + b_1 \sum_{x,\mu\nu} \text{Tr}(1 - P^{1 \times 2}(x; \mu, \nu)) \right) \quad ,$$

where $b_0 = 1 - 8b_1$ and $b_1 = -1/12$.

The *fermionic action* used in our simulation is Wil-

son Twisted-mass Lattice QCD (tmLQCD) with two flavors of mass-degenerate quarks, tuned at *maximal twist* in the way described in full details in Ref. [4],

$$S_F[\chi, \bar{\chi}, U] = a^4 \sum_x \bar{\chi}(x) (D_W + i\mu_q \gamma_5 \tau_3) \chi(x) \quad ,$$

where

$$D_W = \frac{1}{2} (\gamma_\mu (\nabla_\mu + \nabla_\mu^*) - a \nabla_\mu^* \nabla_\mu) + m_0 \quad ,$$

is the *Wilson Dirac operator*, $\chi = (\chi^{(u)}, \chi^{(d)})$ are the fermionic fields in the twisted basis. They are obtained from an axial rotation of $\psi, \bar{\psi}$ (fermion fields in the physical basis where the continuum QCD action takes the standard form) [5]. *TmLQCD action* reduces the discretization error and improves the current computation. ∇_μ and ∇_μ^* are the standard gauge covariant forward and backward derivatives, m_0 and μ_q are the bare untwisted and twisted quark masses.

We use an ensemble of 100, $N_f = 2$ flavor, $24^3 \times 48$ Wilson Twisted mass gauge configurations produced by the European Twisted Mass Collaboration (ETMC). We consider 5 valence quark masses : one light quark mass ($a\mu_l = 0.0085$), one corresponding to the charm quark ($a\mu_c = 0.25$) and the others to the beauty quark mass ($a\mu_b = 0.34, 0.45, 0.67$). Here, we perform *partially quenched* calculations since the masses of the valence quarks (u, d, c, b) and the sea quarks (u, d) differ.

3 Charmed meson masses in LQCD

The simplest quantities involving fermions that one can compute on the lattice are the masses of hadrons. I first discuss how to construct operators with the correct quantum numbers and their correlation functions. I continue with the analysis of the resulting mesonic correlation functions and discuss how to obtain the corresponding masses.

3.1 Meson creation operators

A meson creation operator has the following form,

$$\mathcal{O}(t) = \bar{\psi}(t, \vec{x}_Q) \mathcal{P}_t(\vec{x}_Q, \vec{x}_q) \Gamma \psi_q(t, \vec{x}_q) \quad ,$$

where $\bar{\psi}(t, \vec{x}_Q)$ creates an antiquark at position \vec{x}_Q , $\psi_q(t, \vec{x}_q)$ creates a quark at position \vec{x}_q and $\mathcal{P}_t(\vec{x}_Q, \vec{x}_q) \Gamma$ is a suitable combination of gauge links and γ matrices which defines the spin structure of the operator.

The simplest creation operators are called “*local operators*”,

$$\mathcal{O}(t) = \bar{\psi}(t, \vec{x}_Q) \Gamma \psi_q(t, \vec{x}_q) \quad ,$$

where the quantum numbers are determined by the choice of the gamma matrix Γ . Local operators allow access only to the set $J^{PC} = (0, 1)^{\pm\pm}$. In order to consider higher spins, one must consider “*nonlocal operators*” [6] and, to this end, one strategy is based on

1. For further reading about Lattice QCD, I refer the reader to [1, 2].

J	Subduced representations
0	A_1^\pm
1	T_1^\pm
2	$E^\pm \oplus T_2^\pm$
3	$A_2^\pm \oplus T_1^\pm \oplus T_2^\pm$

TABLE 1: Subduced representations tabulated up to $J = 3$ of O_h .

group theory and particularly on the irreducible representations of the cubic group O_h (the symmetry group on lattice) : 1-dimensional representation called A , 2-dimensional E and 3-dimensional T . The strategy aims to relate the total angular momentum of the state to the irreducible representations of O_h by looking for what we call the “*Subduced representations*” listed in table 1. Now, By choosing different path combinations and appropriate choices of Γ one can obtain, for example, different $J = 2$ states which transform under E^\pm and T_2^\pm representations. Thus, the appropriate operators for $J^P = 2^+$ charmed mesons are,

$$\boxed{E^+} : \begin{cases} \gamma_1 D_1 + \gamma_2 D_2 - 2\gamma_3 D_3 \\ \gamma_1 D_1 - \gamma_2 D_2 \end{cases} \quad \boxed{T^+} : \begin{cases} \gamma_1 D_2 + \gamma_2 D_1 \\ \gamma_1 D_3 + \gamma_3 D_1 \\ \gamma_2 D_3 + \gamma_3 D_2 \end{cases}$$

where D_i are the covariant derivative on lattice in direction i .

3.2 Two-point correlation functions

In Lattice QCD, the mesonic masses are determined from the exponential fall of the two-point correlation function (or vacuum expectation value) of appropriate meson creation operators $\mathcal{O}(t)$ at large time separation,

$$\begin{aligned} \mathcal{C}^{(2)}(T) &= \langle \Omega | \mathcal{O}_{t+T}^\dagger \mathcal{O}_t | \Omega \rangle \\ T \gg 0 &\approx \underbrace{|\langle 0 | \mathcal{O} | \Omega \rangle|^2}_{\mathcal{Z}_D} \exp(-\underbrace{(E_0 - E_\Omega)T}_{M_{meson}}) \end{aligned} \quad (1)$$

Masses of $D(J^P = 0^-)$ and $D_0^*(J^P = 0^+)$: when we are looking for charm scalar masses (D_0^*), we do not take into account the scalar correlators only because of the mixing between scalar and pseudoscalar states due a drawback of the tmLQCD action which is the parity violation. So instead, we consider a 2×2 correlation matrix $\mathcal{C}_{jk}^{(2)}(T)$ composed of scalar and pseudoscalar operators in the twisted basis, i.e $\mathcal{O}_j \in \{\bar{\chi}^{(c)}\gamma_5\chi^{(u)}, \bar{\chi}^{(c)}\chi^{(u)}\}$. Then, we resolve the **Generalized Eigenvalue Problem (GEVP)** [10] in order to find the corresponding eigenvectors and eigenvalues of the system,

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

Finally, we obtain the corresponding two masses as a function of time from the ratio of the eigenvalues at consecutive times,

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

The effective mass plateaus shown in figure 1 correspond to the sought meson masses. The difference be-

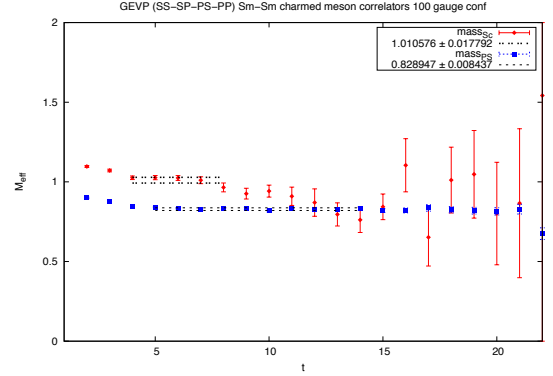


FIGURE 1: Effective masses, of scalar and pseudoscalar charm meson, as a function of time in lattice unit calculated at one value of lattice spacing a .

tween scalar and pseudoscalar masses ($M_{D_0^*} - M_D$), at this value of lattice spacing, differs about 30% to what was found experimentally. But when extrapolated to the continuum, the difference between masses is about 10% and this slight difference between LQCD and experiment comes from to finite lattice spacing effect in LQCD.

4 Hadronic matrix elements in LQCD

Hadron spectrum is explored by matrix elements of suitable operators between hadronic states or the vacuum. The matrix elements of vector or axial vector currents between single hadron states lead to the *weak form factor*. Further matrix elements provide information on semileptonic decays, quark and gluon structure functions, etc ... To access matrix elements on the lat-

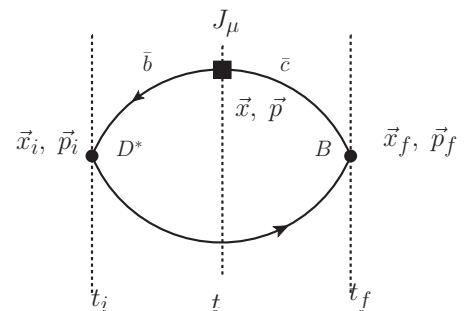


FIGURE 2: Sketch of the valence quark flow in the form factor of the $B \rightarrow D^* \ell \nu$.

tice, one computes the following three- and two-point correlation (1) functions

$$\mathcal{C}^{(3)}(t, t_i, t_f, \vec{p}_i, \vec{p}_f) = \sum_{\text{positions}} \langle \mathcal{O}_{D^*}^\dagger(t_f, \vec{x}_f) J_\mu(t, \vec{x}) \mathcal{O}_B(t_i, \vec{x}_i) \rangle \cdot e^{i(\vec{x}-\vec{x}_f)\cdot\vec{p}_f} \cdot e^{-i(\vec{x}-\vec{x}_i)\cdot\vec{p}_i} ,$$

where $\mathcal{O}_{D^*}^\dagger$, \mathcal{O}_B are respectively the creation and annihilation operators of D^* and B mesons, J_μ is the vector or axial current.

From the asymptotic behavior of the three-point correlation function, it is obvious that the removal of the exponential factors can be achieved by considering the ratio

$$\mathcal{R}(t) = \frac{\mathcal{C}^{(3)}(t, t_i, t_f, \vec{p}_i, \vec{p}_f)}{\mathcal{C}_{(B)}^{(2)}(t - t_i, \vec{p}_f) \cdot \mathcal{C}_{(D)}^{(2)}(t_f - t, \vec{p}_i)} \cdot \sqrt{\mathcal{Z}_B} \cdot \sqrt{\mathcal{Z}_D} , \quad (2)$$

where $\mathcal{Z}_M = |\langle 0 | \mathcal{O}_M | M \rangle|^2$ is obtained from the fit with asymptotic behavior of the two-point correlation functions,

$$\mathcal{C}^{(2)}(t) \xrightarrow[t \rightarrow \infty]{} \frac{\mathcal{Z}_M}{2E_M} e^{-E_M t} .$$

When the operators in the ratio (2) are sufficiently separated, one observes the stable signal (plateau), which is the desired matrix element,

$$\mathcal{R}(t) \xrightarrow[t \rightarrow \infty]{t_f - t \rightarrow \infty} \langle D(\vec{p}_f) | (A_\mu, V_\mu) | B(\vec{p}_i) \rangle .$$

Form factor of $B \rightarrow D^* \ell \nu$ at zero recoil ($\vec{p}_i = \vec{0}$) : In order to calculate the form factor at zero recoil of $B \rightarrow D^* \ell \nu$: $\mathcal{F}_0(1)$, we choose to work in the rest frame of D^* ($\vec{p}_f = \vec{0}$) . This form factor is an essential ingredient for the determination of the CKM matrix element V_{cb} in an exclusive way and is obtained from the corresponding hadronic matrix element $\langle D^*(\vec{0}) | (A_\mu, V_\mu) | B(\vec{0}) \rangle$.

So, using the ratio of the corresponding three point functions over the two-point functions of B and D^* mesons (2), we extract the plateaus of hadronic matrix element from the fit in $t \in [4, 9]$. Using [7, 8], the

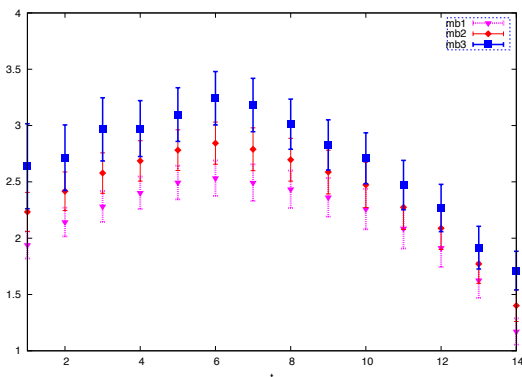


FIGURE 3: Plateaus of the hadronic matrix element for different b quark masses as a function of time in lattice unit calculated at one value of spacing a . *mb3* corresponds to the heaviest quark mass.

$a\mu_b$	$\mathcal{F}_0(1)$
0.35	0.94 ± 0.06
0.45	0.95 ± 0.06
0.67	0.96 ± 0.07

TABLE 2: $\mathcal{F}_0(1)$ for different values of b quark mass $a\mu_b$

expression of $\mathcal{F}_0(1)$ reads,

$$\mathcal{F}_0(1) = \frac{\langle D^*(\vec{0}) | A_i | B(\vec{0}) \rangle}{2\sqrt{M_B \cdot M_{D^*}}} .$$

Once calculated, this result should be multiplied by the renormalisation constant $Z_A = 0.730$ [9] in order to get the physical value of the form factor. At the moment, the result of table 2 has not yet been extrapolated but it does not show any contradiction with what was already found using Lattice QCD with a different fermionic action and different approximations.

Conclusion and perspective : In the last ten years, techniques and algorithms in LQCD had been developed and computing power had been increased and this is really encouraging for Lattice community where some important parameters in B physics are and will be calculated. In the near future, we aim to calculate the form factors of $B \rightarrow D_0^*, D_2^*$. We have some preliminary results, not refined yet. When finished, we hope to discuss their impact on the ‘‘puzzle 1/2 versus 3/2’’ and see if it is still confusing or not anymore.

Références

- [1] T. DeGrand and C. E. Detar, New Jersey, USA : World Scientific (2006) 345 p
- [2] C. Gattringer and C. B. Lang, Lect. Notes Phys. **788** (2010) 1.
- [3] P. Weisz and R. Wohlert, Nucl. Phys. B **236** (1984) 397 [Erratum-ibid. B **247** (1984) 544].
- [4] Ph. Boucaud *et al.* [ETM Collaboration], Phys. Lett. B **650** (2007) 304
- [5] A. Shindler, Phys. Rept. **461** (2008) 37
- [6] P. Lacey *et al.* [UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D **54** (1996) 6997
- [7] M. Antonelli, D. M. Asner, D. A. Bauer, T. G. Becher, M. Beneke, A. J. Bevan, M. Blanke and C. Bloise *et al.*, Phys. Rept. **494** (2010) 197
- [8] J. A. Bailey *et al.* [Fermilab Lattice and MILC Collaborations], PoS LATTICE **2010** (2010) 311
- [9] M. Constantinou *et al.* [ETM Collaboration], JHEP **1008** (2010) 068
- [10] B. Blossier, M. Della Morte, G. von Hippel, T. Mendes and R. Sommer, JHEP **0904** (2009) 094

La diffusion Compton profondément virtuelle à COMPASS

Marie Boër

CEA/DSM/IRFU, Service de Physique Nucléaire, Saclay, France



Résumé

L'étude des processus exclusifs en diffusion profondément inélastique apporte depuis une dizaine d'années une nouvelle vue sur la structure interne des hadrons. Ces processus permettent d'extraire les "Distributions de Partons Généralisées", observables contenant une information sur la position dans le plan transverse des partons en fonction de la fraction d'impulsion longitudinale du hadron qu'ils portent. Un projet d'expérience a été accepté pour réaliser de telles mesures auprès du spectromètre COMPASS et deux prises de données de test ont été menées. Les motivations physiques de cette étude, quelques résultats préliminaires d'analyse, ainsi que les perspectives pour le futur de l'expérience sont présentés ici.

1 Motivations

1.1 La physique hadronique

Au début du XX^e siècle, le proton était encore considéré comme ponctuel. Or, dans les années 1950, au cours des expériences de diffusion élastique d'électrons sur des cibles de protons a été observée une décroissance des sections efficaces mesurées en fonction de l'impulsion q^2 du photon virtuel échangé lors de la diffusion, qui est en fait la résolution de la sonde et qui dans ce cas particulier de la diffusion élastique est égale à la quadri-impulsion au carré échangée pour le proton t (figure 1). Le facteur $F(t)$, dit *facteur de forme élastique* a donc été introduit pour relier les sections efficaces de ces processus à la diffusion sur une particule ponctuelle. Il permet de tenir compte de la structure interne du hadron. Deux facteurs de forme interviennent dans l'expression de la section efficace de diffusion sur un nucléon (spin 1/2). Les facteurs de forme G_E , G_M sont les transformées de Fourier des distributions de charge électrique et magnétique dans le nucléon.

Les processus de diffusion profondément inélastique (DIS) (figure 2) ont été étudiés à partir des années 1970. Le terme "profondément" vient du fait que l'on sonde la structure interne du hadron avec une résolution permettant d'en voir les constituants ($q^2 = -Q^2$ grand). On définit la variable x comme étant la fraction de l'impulsion longitudinale du hadron portée par le constituant sondé. L'amplitude du DIS dépend de x car de plus en plus de constituants sont vus dans le hadron quand x devient petit. L'amplitude est donc paramétrée par des *fonctions de structure*, au nombre de deux pour le

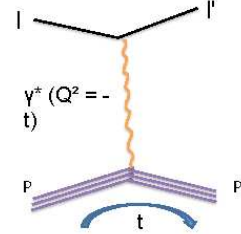


FIGURE 1: Diffusion élastique d'un lepton sur un proton via l'échange d'un photon virtuel d'impulsion au carré t .

nucléon. Dans le cadre du "modèle des partons", dans lequel les fonctions de structure ne dépendent que de x (invariance d'échelle), la diffusion a lieu sur un seul quark ponctuel et ceux-ci n'interagissent pas. L'observation d'une violation de l'invariance d'échelle en Q^2 prévoit que l'on voit plus de constituants en sondant de plus petites structures. Cela vient de la présence de gluons et de la possibilité de former des paires de quarks-antiquarks et des gluons. Les partons sont donc les quarks et les gluons.

Le parton sondé s'*hadronise* dans l'état final, c'est à dire que un ou plusieurs hadrons sont produits. L'état final est noté X quand il n'est pas résolu. L'étude du DIS permet d'accéder via les fonctions de structure non polarisées ou polarisée (en fonction de la mesure réalisée), aux distributions de partons non polarisées $q(x)$ et/ou polarisées $\Delta q(x)$ représentant la densité de probabilité de présence d'un parton portant une fraction d'impulsion x du hadron, et avec un spin aligné sur celui du hadron dans le cas polarisé.

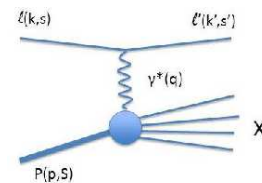


FIGURE 2: Diffusion profondément inélastique. On accède à l'impulsion portée par le parton sondé par la variable $x_{bj} = \frac{Q^2}{2M_P(E_l - E_l')}$ (cas cible fixe) avec $x_{bj} = x$ dans le cadre du modèle des partons ($Q^2 \rightarrow \infty$, $(E_l - E_l') \rightarrow \infty$, x fini. L'impulsion échangée est purement longitudinale.)

Les processus aux cours desquels une ou plusieurs particules de l'état final sont détectées permettent une séparation en saveur des fonctions de structure mais également la mesure d'observables liées à la répartition du spin dans les hadrons. L'expérience COMPASS a été initialement prévue pour l'étude de tels processus, dits de Diffusion Profondément Inélastique Semi Inclusive (SIDIS), pour mesurer la contribution des gluons au spin du nucléon au moyen de l'hadronisation des quarks charmés.

Quand l'état final d'une réaction est complètement déterminé, on parle de processus exclusif. Un cas particulier de DIS exclusive est le cas où un photon ou un seul hadron est généré au cours de la diffusion. Ces processus, respectivement la Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS, figure 3) et Production Exclusive Dure de Méson (HEMP), sont étudiés depuis une dizaine d'années. Il est question de leur intérêt dans le paragraphe suivant.

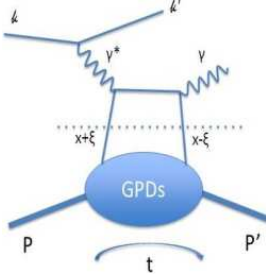


FIGURE 3: Diagramme contribuant à l'amplitude du DVCS sur un proton. L'impulsion longitudinale échangée 2ξ est liée à la variable x_{bj} accessible expérimentalement par $\xi \sim x_{bj}/2$. Contrairement au cas du DIS la composante transverse de l'impulsion du quark sondé est non nulle. Condition : $|t| \ll |Q^2|, t \neq 0$

1.2 Distributions de Partons

Contenu physique

Pour être calculée, l'amplitude du DVCS doit être factorisée. Une séparation est faite entre la partie "dure" du processus calculable perturbativement en QED (partie haute du diagramme 3) et la partie "molle" qui doit soit être mesurée expérimentalement, soit déterminée par un calcul exact (QCD sur réseau). La partie "dure" de la diffusion correspond à une échelle en énergie grande devant l'échelle de factorisation et donc à un temps d'interaction court entre les photons et le parton, tandis que la partie "molle" correspond aux interactions de basses énergies dans le nucléon. Une échelle d'énergie basse implique un intervalle de temps assez grand pour que les interactions entre les partons ne soient pas gelées.

La partie non perturbative de l'amplitude du DVCS est paramétrée par des fonctions dites *facteurs de forme Compton*. La transformée de Fourier de ceux-ci est une combinaison linéaire de Distributions de Partons Généralisées (GPD). Celles-ci dépendent de trois

paramètres et on les exprime usuellement en fonction de x, ξ, t . La dépendance en t des GPD permet d'accéder à l'information sur la position transverse des partons dans le nucléon tandis que la dépendance en x , impulsion longitudinale moyenne du nucléon portée par le parton, est caractéristique du type de parton sondé. En effet, les gluons et quarks de la mer portent une fraction d'impulsion du nucléon plus petite que les quarks de valence. Il est ainsi possible d'avoir une image de la "taille transverse" du nucléon pour différentes échelles de partons sondés.

Formalisme

- L'élément de matrice $\langle p' | \bar{\psi}_q(0) \mathcal{O} \psi_q(0) | p \rangle$ associé à la partie non perturbative de la diffusion élastique est dit "local-non forward" car il représente l'amplitude de probabilité de trouver un quark situé au même point espace-temps avant et après la diffusion dans un nucléon pour lequel l'impulsion a changé ($P' = P + \sqrt{|t|}$). Les éléments de matrice "vecteurs" et "axial-vecteur" ($\mathcal{O} = \gamma^+$ ($\gamma^+ \gamma^5$)) sont proportionnels à une combinaison linéaire de facteurs de forme élastiques.

- Dans le cas du DIS, le diagramme 2 est proportionnel à la partie imaginaire de la diffusion Compton doublement virtuelle (diagramme du DVCS 3 avec un photon virtuel aussi en sortie), à laquelle est associé l'élément de matrice $\langle p | \bar{\psi}_q(0) \mathcal{O} \psi_q(y) | p \rangle |_{y^+ = \bar{y}_1 = 0}$. Celui-ci est dit "non local-forward" et il représente la probabilité de trouver un parton en un point différent avant et après la diffusion dans un nucléon dont l'impulsion est inchangée. Les distributions de partons sont la transformée de Fourier des éléments de matrice "vecteurs" et "axial-vecteur". En sommant les distributions de partons des différentes saveurs, on accède aux fonctions de structure pour le DIS.

- Le DVCS peut être vu comme une généralisation de ces deux processus, pour le cas où à la fois la "position" du parton change mais aussi l'impulsion du nucléon. L'élément de matrice correspondant $\langle p' | \bar{\psi}_q(0) \mathcal{O} \psi_q(y) | p \rangle$ est alors dit "non local-non forward" et est lié aux distributions de partons généralisées (paragraphe précédent). Pour accéder expérimentalement aux différents types de GPD et à celles des différentes saveurs et des gluons, on mesure les amplitudes de plusieurs processus qui ne sont pas sensibles aux mêmes combinaisons, en effet ceci dépend de la parité et du contenu en quarks des particules impliquées.

Ainsi, pour les GPD, on retrouve à la limite cinématique du DIS ($\xi \rightarrow 0, t \rightarrow 0$) les distributions de partons ordinaires :

$$H^q(x, \xi \rightarrow 0, t \rightarrow 0) = q(x); \quad \tilde{H}^q(x, \xi \rightarrow 0, t \rightarrow 0) = \Delta q(x)$$

$$E^q(x, \xi \rightarrow 0, t \rightarrow 0) = 0; \quad \tilde{E}^q(x, \xi \rightarrow 0, t \rightarrow 0) = 0$$

et on peut relier les GPD aux facteurs de forme élastiques du nucléon en les intégrant sur tout le domaine en x (premier moment) :

$$(\forall \xi) \int H(x, \xi, t) dx = F_1(t); \quad \int \tilde{H}(x, \xi, t) dx = F_2(t)$$

Accéder expérimentalement aux GPD

L'amplitude du DVCS n'est accessible expérimentalement qu'à partir de la mesure de la section efficace de production d'un seul photon. Or celle-ci fait aussi intervenir un autre processus, le Bethe-Heitler (figure 4). Le Bethe-Heitler est un processus connu et calculable. Toutefois, comme le DVCS et le Bethe-Heitler interfèrent, l'extraction de l'amplitude du DVCS n'est possible qu'en faisant des sommes ou asymétries des amplitudes mesurées pour différentes configurations de charges et de spin du faisceau et de la cible. En fonction de ce qu'on mesure, on accède aux parties réelles ou imaginaires des GPD. La section efficace mesurée peut s'écrire :

$$\frac{d^4\sigma(\mu P \rightarrow \mu' P' \gamma)}{dx_{bj} dQ^2 dt |d\phi} = d\sigma^{BH} + (d\sigma_{unpol}^{DVCS} + P_\mu d\sigma_{pol}^{DVCS}) + e_\mu (\text{Re Int.} + P_\mu \text{Im Int.})$$

avec e_μ la charge du faisceau et P_μ l'hélicité. L'angle ϕ est l'angle entre le plan $\mu\gamma^*$ et le plan de diffusion du photon $\mu\gamma$. Pour le Bethe-Heitler, la diffusion du photon est collinéaire au faisceau et donc cet angle est petit. En revanche le DVCS est isotrope en ϕ . Cette dépendance angulaire permet de séparer les amplitudes.

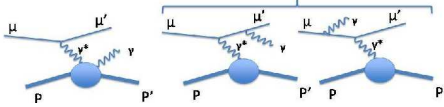


FIGURE 4: Processus DVCS et Bethe-Heitler contribuant à la production "exclusive" d'un seul photon.

2 Situation expérimentale

2.1 L'expérience COMPASS

L'expérience COMPASS (COMmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) est basée au CERN auprès du Super Proton Synchrotron et prend des données depuis 2002. Initialement cette expérience a été conçue dans le contexte de la "crise du spin" : les mesures de l'expérience EMC en 1989 révèlent que la contribution du spin des quarks au spin du proton est très inférieure au spin du proton. Un des objectifs premiers pour COMPASS a ainsi été la mesure de la contribution au spin du proton du moment orbital des gluons ΔG . Pour cela l'expérience utilise des faisceaux de muons et une cible nucléaire polarisée afin de mesurer des asymétries de spin, sensibles à ΔG .

Toutefois, COMPASS est active dans plusieurs activités en physique hadronique, telles que la spectroscopie des hadrons, grâce à l'utilisation de faisceaux de pions, et plus récemment l'étude des processus exclusifs avec notamment la diffusion Compton profondément virtuelle. Dans ce cadre il est important que les produits de réaction soient tous détectés. Ainsi, pour une meilleure herméticité du spectromètre, il a été prévu

d'ajouter un détecteur de proton de recul (CAMERA, présent dans la prise de données test en 2012) et un calorimètre électromagnétique à grand angle en plus des deux autres qui collectent les photons de plus grande énergie. Ceci est prévu dans le projet COMPASS-II [1] qui devrait être effectif dès 2015. La première phase prévoit la diffusion d'un faisceau polarisé de muons positifs et négatifs sur une cible d'hydrogène liquide non polarisée tandis que dans la seconde phase la cible sera également polarisée.

Les résultats d'analyse présentés ici concernent les données de l'acquisition test d'une semaine en 2009. Une cible non polarisée d'hydrogène liquide ($\ell = 40\text{cm}$, $r = 1.75\text{cm}$) avec un détecteur de recul court ont été utilisés (version simplifiée de ce qui est prévu dans le futur). Le but de cette analyse est de contraindre les problèmes expérimentaux.

2.2 Contexte mondial

D'autres expériences ont déjà étudié le DVCS. Au collisionneur HERA, les expériences H1 et ZEUS ont réalisé des mesures à des valeurs de x_{bj} petites. L'expérience HERMES (cible fixe) a permis l'étude du DVCS et du HEMP pour des valeurs de x_{bj} plus hautes que celles de COMPASS. Un détecteur de recul a été ajouté dans sa dernière phase. Ces expériences sont maintenant arrêtées mais les données de HERMES sont encore en cours d'exploitation. Le laboratoire JLab est le plus actif aujourd'hui pour l'étude des GPD. Beaucoup de statistique a été accumulée avec des faisceaux d'électrons polarisés et non polarisés de 6 GeV sur des cibles polarisées et non polarisées. Les mesures réalisées ont permis l'extraction des GPD. La GPD H est ainsi bien contrainte dans le domaine couvert par JLab, correspondant principalement à la diffusion sur les quarks de valence. Le projet de JLab d'étendre son domaine de couverture en doublant l'énergie des faisceaux sera bientôt effectif. Le domaine cinématique couvert par COMPASS viendra donc en complément de ce qui est couvert par les autres expériences (figure 5) et permettra de mieux contraindre les modèles pour les GPD.

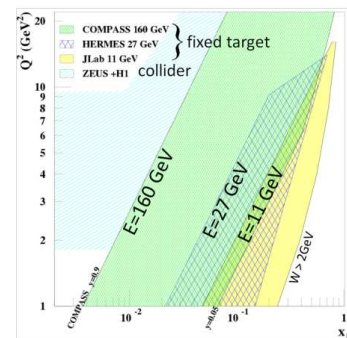


FIGURE 5: Domaine cinématique en x_{bj} et Q^2 couvert par les différentes expériences étudiant le DVCS.

3 Résultats d'analyse

3.1 Sélection

Nous souhaitons sélectionner un échantillon d'événements de production "exclusive" d'un photon. Les sélections sont faites sur la qualité de la reconstruction, sur le domaine cinématique qui nous intéresse et sur l'exclusivité de la réaction, c'est à dire la présence d'un état final à trois particules seulement avec un muon diffusé, un proton de recul et un photon. Nous demandons (par ordre de réduction) :

- la mesure de l'impulsion et de l'énergie du muon incident, le fait qu'il soit dirigé vers la cible,
- la détection du muon diffusé dans un hodoscope, scintillateur servant également à déclencher l'enregistrement de l'évènement,
- la présence du vertex dans la cible (à partir de la projection des quadri-vecteurs des muons),
- sélection du domaine cinématique :
 $1 \leq Q^2 \leq 12 \text{ GeV}^2$ (domaine du DIS et limite maximale à 12 GeV^2 pour cette analyse),
 $0.05 \leq \frac{E_\mu - E'_\mu}{E_\mu} \leq 0.9$ (qualité de la reconstruction),
 $0.005 \leq x_{bj} \leq 0.27$
 $0.06 \geq -t \geq 0.8$ (domaine étudié),
- un proton et un photon en coïncidence dans le détecteur de recul et dans un des deux calorimètres électromagnétiques.

Puis les sélections pour l'exclusivité sont appliquées, pour ne conserver que les événements avec deux particules dans l'état initial et trois dans l'état final :

- bilan en énergie et en masse de l'état final :
sélection sur la masse au carré et l'énergie de $(\mu'P) - (\mu'P'\gamma)$ qui doivent être nuls dans le cas qui nous intéresse (variables E_{un} et M_{un}^2),
- bilan en impulsion dans le plan transverse au faisceau : la somme des impulsions transverses doit être nulle ($\Delta P_T = P_T(P) - P_T(\mu') - P_T(\gamma) = 0$), et la somme des angles azimutaux des vecteurs impulsion doit être égale à 360° ($\Delta\phi = \phi(P) - \phi(\mu') - \phi(\gamma) \pm \pi = 0$).
- cinématique à deux corps si l'on considère la réaction $\gamma^*P \rightarrow \gamma P'$: l'angle entre le proton et le photon virtuel est déterminé à partir de la mesure des quadri-impulsions des photons virtuels et réels et est comparé à celui mesuré à l'aide du détecteur de recul. Ces cinq variables sont présentées sur la figure 6.

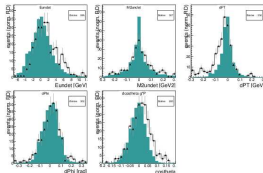


FIGURE 6: Variables d'exclusivité, pour les données réelles (noir) et simulées DVCS et Bethe-Heitler (bleu).

Afin d'étudier les évolutions de la section efficace du DVCS et d'effectuer une correction en *acceptance* permettant de tenir compte de la géométrie du spectromètre et des efficacités de détection, l'espace des

phases est divisé en intervalles en quatre dimensions. Comme la section efficace différentielle s'exprime simplement en fonction de x_{bj} , Q^2 , $|t|$, ϕ le choix a été fait d'utiliser ces dimensions. Le nombre d'événements mesuré dans chaque intervalle cinématique est ensuite corrigé d'une fonction d'*acceptance* telle que $\frac{1}{A_i} = \frac{MC_{generate}}{MC_{reconstruct i}}$, avec MC=événements simulés dans le spectromètre. La qualité des résultats obtenus repose donc aussi sur la qualité de la description du spectromètre. Les effets systématiques tels que les temps morts des détecteurs sont corrigés, et nous normalisons à la luminosité effective intégrée (qui tient compte des critères de mesure de la trace de faisceau).

3.2 Résultats et perspectives

Le modèle utilisé pour la simulation prévoit que le processus de Bethe-Heitler soit dominant aux petits x_{bj} . Nous avons défini trois intervalles en x_{bj} puis normalisé les quantités d'événements des deux intervalles à plus grand x_{bj} au rapport des quantités d'événements de Bethe-Heitler simulés reconstruits et des données réelles à petit x_{bj} (figure 7). Notons que cet exercice n'est valide que dans le cas où aucune erreur systématique dépendant de x_{bj} n'affecte la mesure, ce qui n'a pas encore été démontré. De plus, la largeur du pic en ϕ dans le premier intervalle pour les données réelles est supérieure à celle des données simulées. L'origine de cet effet est en cours d'investigation.

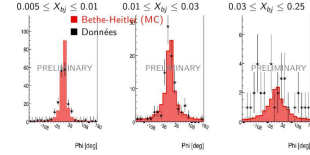


FIGURE 7: Evolution en ϕ et en x_{bj} avec une normalisation "au Bethe-Heitler" (intégrales du premier intervalle en x_{bj}), pour les données réelles (noir) et du Bethe-Heitler seul simulé (rouge).

Différents effets systématiques affectant la mesure sont étudiés. La mesure de processus connus (DIS, Bethe-Heitler) sert de "test" à la qualité de la reconstruction. Lorsque les résultats seront en accord avec ceux publiés en effectuant une normalisation à la luminosité intégrée et en appliquant les corrections en *acceptance*, il sera possible d'obtenir une estimation de la section efficace pour la production exclusive d'un photon. Une fois cette méthode validée avec les données de test utilisées ici, elle sera réappliquée en utilisant les données de la seconde prise de données de test de 2012. Comme des faisceaux de charge et de polarisation opposées ont été utilisés, il sera possible d'extraire la partie réelle de l'amplitude du DVCS.

Références

- [1] [COMPASS coll.], COMPASS-II proposal, CERN-SPSC-2010-014, EORC (2010).

Electroweak bosons in heavy-ion collisions with the CMS detector at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV

Alice Florent

*Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR), Ecole
Polytechnique, CNRS/IN2P3, Palaiseau, France*



Résumé

Electroweak gauge bosons W and Z , do not interact strongly, and thus constitute clean probes of the initial state of nucleus-nucleus collisions. The comparison of their production cross sections in pp and in nuclear collisions provides an estimate of the nuclear parton distribution functions. Despite the low production cross section of weak bosons compared to other nuclear processes, the relatively clean signal of their leptonic decay channel allows their detection. This paper reports measurements of W bosons, produced in $PbPb$ and pp collisions both at nucleon-nucleon center of mass energy $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the CMS detector. The search for W bosons has been performed in the muon plus neutrino channel, using the data sample with integrated luminosity of $7.2 \mu b^{-1}$ for $PbPb$ collisions. Event centrality and muon pseudorapidity dependencies are studied for the complete W candidate sample as well as samples separated by charge (W^+ and W^-).

1 Introduction

In particle physics, strong interaction and material structure are very challenging topics where research still needs to bring answers. Material, as it appears all around us, exists only as a bound state, meaning quarks are not free and they only exist in duo or trio (proton/neutron). In theory, we expect a phase change from the bound state towards a deconfined state, where quarks and gluons do not belong anymore to an entity such as proton but are able to evolve separately and freely from each other. Such a state is called a plasma of quarks and gluons (QGP) and can be created under extreme density of energy and temperature, identical to the ones that existed just after the creation of the universe.

Leptons cannot be affected by strong interactions. Hence if you produce a QGP during heavy ion collisions, such as lead, the leptons crossing this medium should not be affected. This is then a crucial point to check. If you want to prove the existence of such a medium you first have to verify that particles which should not be affected are indeed not affected.

The unprecedented high energies reached in heavy ion collisions at the LHC have opened the possibility of producing weakly interacting bosons, Z and W , with significant cross sections. These vector bosons are produced in the primary binary nucleon-nucleon collisions and decay before formation of the quark-gluon plasma.

Their leptonic decay products do not interact with the hot and dense coloured matter and they are sensitive only to the initial state of the collision and in particular to the parton distribution functions (PDF) in the nuclei. They can be used as a reference to normalize the production mechanisms for other processes.

2 Muon reconstruction

One of the particularly strong features of the CMS detector is its muon reconstruction [1]. The muon signature is extremely clear with a very good momentum resolution (1-2% up to 100 GeV/ c at mid-rapidity) due to the precise silicon tracking to which tracks in the muon chambers are matched. In addition the large rapidity coverage of the muon chambers results in large acceptance for single and di-muons. The results presented in this paper are for electroweak boson decays with muons in the final state. The dense environment produced in heavy ion collisions requires special care in particle reconstruction. The pp reconstruction algorithms were re-optimized for $PbPb$ using HYDJET simulations [2]. HYDJET is an event generator that simulates jet production, jet quenching and flow effects in ultra relativistic heavy ion collisions.

3 The $W \rightarrow \mu\nu$ analysis

Data collected in 2010 ($7.2 \mu b^{-1}$) was used to search for the W bosons decaying into muon and neutrino [3]. Only muons with p_T larger than 25 GeV/ c were considered in this analysis. The high p_T cut significantly increases the signal to background ratio. Dimuon events were rejected to remove Z decays. A missing transverse energy (MET) is calculated following the principle of energy balance in the transverse plane. Events containing undetected high energy neutrinos are expected to have non-zero MET.

In this analysis, a missing transverse momentum is calculated by summing all the transverse momenta of all charge particle tracks in the detector (p_T). To reduce the background fluctuations only tracks with a p_T above 4 GeV/ c are taken into account in the sum. From the muon energy and the obtained MET a transverse mass can be calculated. The distribution is shown in Figure 1 and compared with the W transverse mass obtained in pp collisions and Monte Carlo (MC) describing the W signal embedded in heavy-ion collisions

(HYDJET). The three distributions completely match between each other.

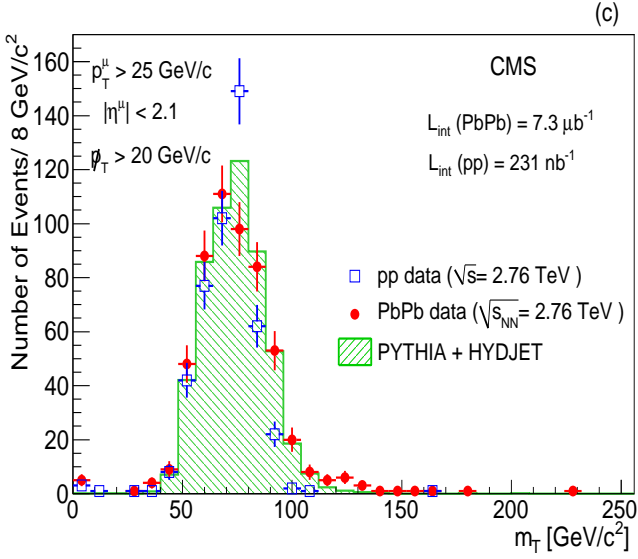


FIGURE 1: Distribution of transverse mass, m_T (colour online), for the selected PbPb data (red dots), the embedded W MC (green histogram) and pp data at 2.76 TeV after the same selection procedure as the one applied for PbPb (blue dots).

There are 539 W split into 275 W^+ and 264 W^- . These numbers have to be compared with the ones obtained in the pp sample at 2.76 TeV: 466 W with 301 W^+ and 165 W^- in the same window of pseudorapidity ($|\eta| \leq 2.1$). A W^+ (W^-) is produced at first order by the fusion of a valence quark u (d) and an anti-quark d (u) from the sea. Hence a pp collisions is expected to produce more W^+ than W^- . In PbPb collisions there are more d than u quarks because of the neutrons present in Pb nuclei so one would expect many more events containing W^- than W^+ , contrary to what we observe. This can be explained by the muon charge asymmetry.

When the W is produced, it is boosted in the direction of the valence quark. The neutrino is always left-handed and the anti-neutrino right-handed. Hence the μ^+ coming from W^+ is by preference right-handed because of spin and momentum conservation. It is then produced backward with respect to the W^+ , meaning mainly at central rapidity. The μ^- coming from W^- is this time left-handed and then produced in the W^- direction, at forward rapidity. By choosing $|\eta_{muon}| \leq 2.1$ in the analysis, the yield of W^+ relative to W^- is enhanced. Figure 2 represents the charge asymmetry $(\frac{N(W^+) - N(W^-)}{N(W^+) + N(W^-)})$ as a function of $|\eta|$, for pp data and PbPb data.

Once corrected for the efficiency and acceptance, the yield of W's can be described as a function of the collision centrality. In heavy ion collisions there are different possibilities for the ions to collide and recover, the way to scale the coverage is by counting the number of ions that participate to the collision (N_{part}). If the ions just brush past each other then the results is going to be

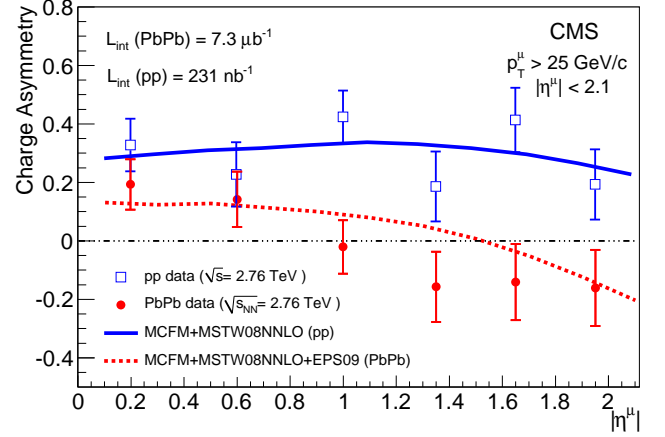


FIGURE 2: Muon charge asymmetry as a function of muon pseudo-rapidity for pp and PbPb collisions at 2.76 TeV.

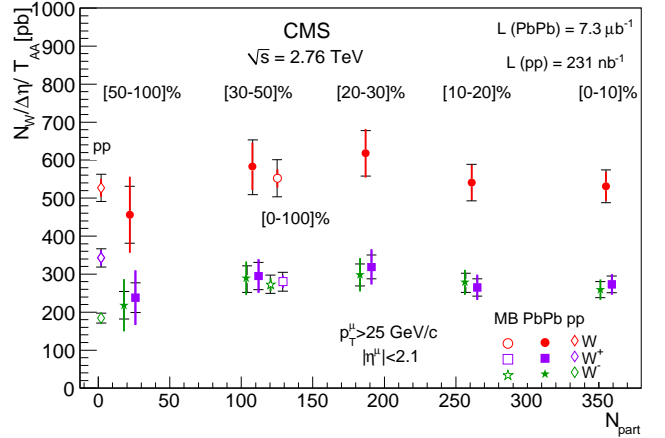


FIGURE 3: Collision centrality dependence of the $W \rightarrow \mu\nu$ yield per event divided by expected average nuclear function T_{AA} .

close to the one obtained in pp collisions, with N_{part} close to zero, no QGP is produced and the collision is classified as peripheral. If the ions totally cover each other then the collision is very central, N_{part} is high and QGP is formed. If the W boson is not affected by the dense medium then the yield per binary nucleon-nucleon collisions should not depend of centrality.

Figure 3 shows the W yield as a function of the number of participants in the collision. In this figure the W yield is divided by the average integral of nuclear overlap function (T_{AA}), which is the number of collisions divided by the cross section in pp collisions. The T_{AA} scaling is the natural scale to work with and allows to factor out the dependence of the pp cross section. Figure 3 shows that the binary-scaled yield of W^+ and W^- is independent of centrality. When no distinction of the W charge is made, the binary collision scaled yield in PbPb is compatible with pp.

The non-dependence on centrality is a first confir-

mation that W bosons are not affected by the dense medium. An absolute comparison to the pp production is provided by the nuclear modification factor (R_{AA}) which is the ratio between the W yield in PbPb and the W yield in pp collisions, scaled by the number of collisions. If the ratio is close to one then there are no significant changes between a pp and a PbPb collision. From these yields and from the pp data at 2.76 TeV, a R_{AA} has been calculated. Hence $R_{AA}(W)=1.04 \pm 0.07(stat) \pm 0.12(syst)$ with $R_{AA}(W^+)=0.82 \pm 0.07(stat) \pm 0.09(syst)$ and $R_{AA}(W^-)=1.46 \pm 0.14(stat) \pm 0.16(syst)$. These observed modifications are compatible with this muon charge asymmetry, also called *isospin* effect.

4 Conclusion

The main conclusion of the above studies can be summarized this way : W weak boson production is consistent with the binary-collision scaling hypothesis ($R_{AA}=1$) and can thus serve as reference to modified probes. The further analysis of the 2011 data of W boson and the $Z \rightarrow e^+e^-$ decay channels is in progress and we expect new results shortly. We already have comparable results with $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ [4, 5]. The improved statistics will improve significantly the precision of charge asymmetry and R_{AA} and it could reveal parton distribution functions modifications in the nucleus as compared to proton.

Références

- [1] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JINST **3** (2008) S08004.
- [2] I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **45** (2006) 211
- [3] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **715** (2012) 66
- [4] [CMS Collaboration], CMS-PAS-HIN-12-008.
- [5] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 212301

J/ψ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2.76$ TeV in the ALICE experiment

Antoine Lardeux

SUBATECH, Ecole des Mines de Nantes, Université de Nantes, CNRS/IN2P3, Nantes, France

Résumé

Quarkonium states are expected to provide essential information on the properties of the high-density strongly-interacting system formed in the early stages of heavy-ion collisions. In particular the J/ψ suppression via color screening is a direct consequence of deconfinement. ALICE is the LHC experiment specifically designed to study nucleus-nucleus collisions. The production of heavy quarkonium states is measured by ALICE down to zero transverse momentum via the $\mu^+\mu^-$ decay channel in the Forward Muon Spectrometer ($2.5 < y < 4$) and via the e^+e^- decay channel in the central barrel at mid rapidity ($|y| < 0.9$). The analysis of the inclusive J/ψ production in Pb-Pb collisions at a center of mass energy per nucleon pair $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2.76$ TeV is presented. The inclusive J/ψ nuclear modification factor as a function of centrality, transverse momentum and rapidity is shown and compared to similar measurements by other experiments and to theoretical predictions.

1 Charmonia status in heavy-ion collisions

For more than 25 years, J/ψ production in heavy-ion collisions has been a promising probe of Quark Gluon Plasma (QGP), motivated by the prediction of Matsui and Satz in 1986 [1] of J/ψ dissociation due to color-screening in the QGP. J/ψ suppression has been extensively studied experimentally in heavy-ion collisions, first at the SPS and then at RHIC and it was found to be significantly larger than the suppression expected from cold nuclear matter effects, such as shadowing and nuclear absorption. However, in spite of the different center of mass energy of the two accelerators, the observed suppression patterns present similar features. This could be explained by an additional J/ψ production mechanism in heavy-ion collisions via the combination of initially uncorrelated charm and anti-charm quarks [2, 3, 4, 5]. Another possibility is that directly produced J/ψ are not suppressed at both SPS and RHIC, and that the $\sim 40\%$ suppression due to hot matter is due to the suppression of the J/ψ coming from the decay of $\psi(2S)$ and χ_c quarkonia [6]. The measurement of J/ψ suppression is of special interest at the Large Hadron Collider (LHC), where the high energy density of the medium and the large number of charm quark pairs produced in central Pb-Pb collisions should

help to disentangle the suppression and recombination scenarios. In the following we describe the measurement by the ALICE experiment at the LHC of charmonium production at forward and mid-rapidity. The dependence of the J/ψ nuclear modification factor (R_{AA}) on centrality, transverse momentum and rapidity are compared to previous measurements and theoretical predictions.

2 ALICE apparatus and data sample

The ALICE experiment, described in detail in [7], is specifically designed to study nucleus-nucleus collisions. Heavy quarkonium states are measured via their $\mu^+\mu^-$ and e^+e^- decay channels in the Forward Muon Spectrometer ($2.5 < y < 4$) and the central barrel ($|y| < 0.9$), respectively.

The dielectron analysis is based on a data sample of 12.8 million Pb-Pb collisions (0-80% most central) from the 2010 runs and 17.5 million Pb-Pb collisions (10 million 0-10% and 7.5 million 10-40%) from the 2011 runs, both collected with a minimum bias (MB) trigger. This corresponds to an integrated luminosity $\mathcal{L}_{\text{int}} \sim 15 \mu\text{b}^{-1}$. Electrons are reconstructed in the central barrel using the high precision tracking and particle identification of the Inner Tracking System (ITS) and of the Time Projection Chamber (TPC). Particle identification (PID) is achieved via the measurement of the specific energy loss of particles in the TPC, with dE/dx resolution of $\sim 5\%$.

For the dimuon analysis at the same center of mass energy, 17.7 million Pb-Pb events were collected in 2011 with a dimuon trigger. This corresponds to an integrated luminosity $\mathcal{L}_{\text{int}} \sim 70 \mu\text{b}^{-1}$. Muons are reconstructed in the forward muon spectrometer, which consists of a front absorber to remove hadrons, followed by five tracking stations, the third one being embedded in a 3 Tm dipole magnet. The muon spectrometer also includes a triggering system located downstream of a 1.2 m iron wall, which absorbs secondary hadrons and low momentum muons, mainly from light hadron decays.

Two scintillator arrays (VZERO), located on either side of the interaction vertex, are used for triggering, centrality determination and background removal. To further reject electromagnetic interactions and satellite collisions, the two Zero Degree Calorimeters, placed at ± 114 m from the collision, are used. The analysis was limited to 90% most central collisions, for which the

MB trigger is fully efficient.

3 Signal extraction and inclusive J/ψ R_{AA} results

In both channels, the J/ψ yield is extracted from the invariant mass distribution of opposite sign (OS) lepton pairs.

In case of the dielectron channel [8], this distribution is dominated by the contribution of uncorrelated pairs, which is subtracted using an event mixing technique. The mixed event background distribution is scaled to match the integral of the signal distribution in the invariant mass range between 3.2 and 4.0 GeV/c^2 . The remaining contribution to the J/ψ signal from the correlated e^+e^- continuum is small and is included in the systematic uncertainty.

In the dimuon channel, an extended Crystal-Ball function (CB2), which consists of a gaussian core with two power law tails, is fit to the J/ψ signal. These CB2 tails are tuned on a Monte-Carlo (MC) production of J/ψ embedded into real events. The background contribution is described by a gaussian function with a mass-dependent width. Alternatively, an event mixing procedure has also been applied to subtract the background contribution, before fitting the signal. The residual background is then described by an exponential or a first order polynomial function. The raw J/ψ yield is then determined as the average of the results obtained with the two approaches, as detailed in [9].

In both cases, the extracted raw yield is corrected for the acceptance \times efficiency ($A\epsilon$) of the apparatus. This correction is evaluated, for the dielectron analysis using simulated Pb-Pb collisions generated by the HIJING event generator enriched with primary J/ψ , while for the dimuon analysis the correction is determined by embedding generated J/ψ particles into real events. The kinematic distributions of the simulated J/ψ are obtained from an interpolation of RHIC, Fermilab and LHC data [10]. For the dielectron channel, $A\epsilon$ is 8%, while for the dimuon channel it is about 14%. A weak dependence (not more than 12%) of the efficiency on the collision centrality is observed in both cases.

The in-medium modification of J/ψ production can be quantified through measurement of the nuclear modification factor, defined as the ratio of the inclusive J/ψ yield measured in Pb-Pb collisions to the expected yield, where the latter is obtained by scaling the pp J/ψ production cross section at the same center of mass energy per nucleon pair by the nuclear overlap function (T_{AA}). Details of pp reference in both rapidity intervals are found in [11]. These R_{AA} is measured separately for each kinematic bin under study. The main contribution to the systematic uncertainty for the dielectron channel results from the description of the combinatorial background. The main contribution to the global systematic uncertainty comes from the pp reference cross section.

The centrality dependence of the inclusive J/ψ R_{AA} , integrated over p_T and y , is shown in Fig. 1 (top). For the most central 0-10% collisions we obtain at mid-

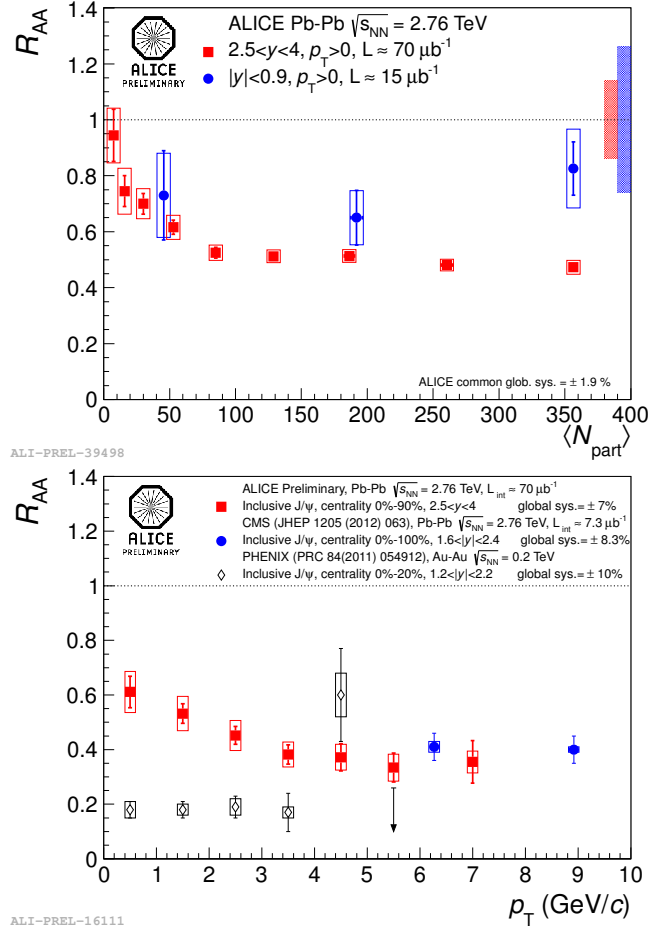


FIGURE 1: Top : J/ψ R_{AA} as a function of the number of participants at forward and mid-rapidity. Statistical errors are shown as lines, while systematic uncertainties are shown as boxes around the points. Bottom : J/ψ R_{AA} as a function of p_T at forward rapidity. Comparisons to the CMS and PHENIX results are shown.

rapidity an R_{AA} value of $0.83 \pm 0.09(stat) \pm 0.26(syst)$. At forward rapidity, the inclusive R_{AA} value averaged over centrality, p_T and y is $0.497 \pm 0.006(stat) \pm 0.078(syst)$, exhibiting less suppression than at RHIC energies. In addition, the observed pattern has weaker centrality dependence and a smaller suppression for central collisions than the PHENIX measurements [12]. The ALICE data suggest that the R_{AA} decreases with increasing rapidity (more details in [8]) and suggest a different interplay of suppression and regeneration mechanisms compared to PHENIX data. Fig. 1 (bottom) shows R_{AA} as a function of p_T as measured by ALICE, compared to CMS data [13] as well as to results from PHENIX [12]. R_{AA} is decreasing from 0.6 at low p_T to about 0.4 at higher p_T . The CMS results are in agreement with the ALICE measurements in their common p_T range. The lower energy results from PHENIX show a significantly smaller R_{AA} . The p_T dependence of J/ψ R_{AA} for different centrality classes is shown in Fig. 2. The data are fairly well reproduced by theoretical model predictions that include a large fraction of J/ψ produced from regenerated pairs [14]. This contri-

bution is expected to be dominant at low p_T , especially in central collisions. Additional results on the $\langle p_T \rangle$

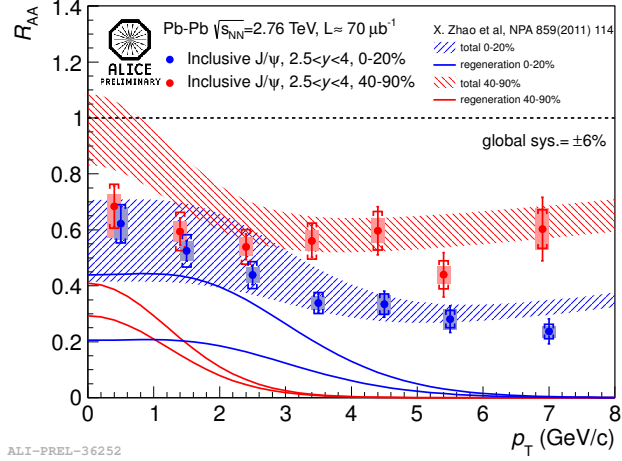


FIGURE 2: J/ψ R_{AA} p_T dependence at forward rapidity for two centrality classes. Systematic uncertainties are split between uncorrelated and partially correlated components, shown, respectively, as boxes and brackets around the points.

of the J/ψ as a function of the centrality [15] and on the J/ψ elliptic flow [16] are in agreement with such a scenario.

4 Conclusion

In summary, ALICE has measured J/ψ R_{AA} as a function of centrality, p_T and rapidity, in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. At mid-rapidity, the R_{AA} indicates a moderate J/ψ suppression, with no significant centrality dependence. At forward rapidity, the R_{AA} shows a clear reduction of the J/ψ yield, with negligible centrality dependence and clear p_T dependence, especially in central collisions. These features can be qualitatively described by theoretical models which include regeneration as an additional mechanism for J/ψ production in heavy-ion collisions. Further insight into J/ψ production and suppression still needs a precise knowledge of the cold nuclear matter effects, which will be studied with p-Pb collisions in early 2013.

Références

[1] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416.
 [2] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Phys. Lett. B **490** (2000) 196
 [3] R. L. Thews, M. Schroedter and J. Rafelski, Phys. Rev. C **63** (2001) 054905
 [4] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, Phys. Lett. B **652** (2007) 259
 [5] X. Zhao and R. Rapp, Phys. Lett. B **664** (2008) 253

[6] F. Karsch, D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B **637** (2006) 75
 [7] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], JINST **3** (2008) S08002.
 [8] I. -C. Arsene [ALICE Collaboration], [arXiv :1210.5818 [nucl-ex]].
 [9] B. Abelev [ALICE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 072301
 [10] F. Bossu, Z. C. del Valle, A. de Falco, M. Gagliardi, S. Grigoryan and G. Martinez Garcia, arXiv :1103.2394 [nucl-ex].
 [11] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **718** (2012) 295
 [12] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **84** (2011) 054912
 [13] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1205** (2012) 063
 [14] X. Zhao and R. Rapp, Nucl. Phys. A **859** (2011) 114
 [15] R. Araldi [ALICE Collaboration], arXiv :1211.2578 [nucl-ex].
 [16] L. Massacrier [ALICE Collaboration], arXiv :1208.5401 [nucl-ex].

Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS) at JLab

Alejandro Martí

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), Université Paris Sud, CNRS/IN2P3, Orsay, France et Universitat de València, UV, Spain



Résumé

In this presentation I try to give an overview of the E07-007 experiment [1] conducted at Jefferson Lab, which purpose is the extraction of Generalized Parton Distribution functions (GPDs) through Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS) processes. I explain the motivation of the study of GPDs, some of the information we expect to extract from them and how we intend to access these functions experimentally. I will also present my work in more detail, and focus on the analysis of the data collected by the electromagnetic calorimeter used in the experiment : the reconstruction of particles energy and momentum from photomultipliers current variation and π^0 subtraction from competing processes.

1 Introduction

Elementary particles are the constituents of matter not know to have any substructure. Historically, this term referred to every subatomic particle, including protons and neutrons, electrons, and particles found in cosmic rays and accelerators. Nowadays we know this is not the case neither for protons or neutrons, and the hadronic components receive the name of “partons”, also known as quarks and gluons. What we are trying to understand now is how these partons confere the hadrons their properties. The study of parton interactions is described by Quantum Chromodynamics (QCD), and more specifically parton properties can be enclosed in mathematical functions known as GPDs.

The study of the inner structure of hadrons can be tackled mainly through elastic or inelastic scattering. On one hand elastic processes lead us to nucleon form factors, the modification of the cross section due to the finite size of nucleons. On the other hand, deep inelastic processes (DIS) lead us to Parton Distribution Functions (PDFs), probability densities of finding a parton with a certain longitudinal momentum fraction. Both processes are complementary and from now on we will focus on scattering on the proton.

However, if we want to unify both concepts (momentum distributions and form factors) we must resort to GPDs, and we do so by studying exclusive processes like DVCS.

1.1 Experimental Set Up

The experiment was conducted at Jefferson Lab Hall A in 2010 during the months from October to December. Located in Newport News (Virginia, U.S.A.), Jefferson Lab produces a 6 GeV e^- beam (12 GeV upgrade ongoing).

The electron beam interacts with the LH2 or LD2 target, producing an electron, a proton and a photon. The electron is detected by a High Resolution Spectrometer while we use an electromagnetic calorimeter for the photon detection, which is the apparatus my work is related to. The proton goes undetected.

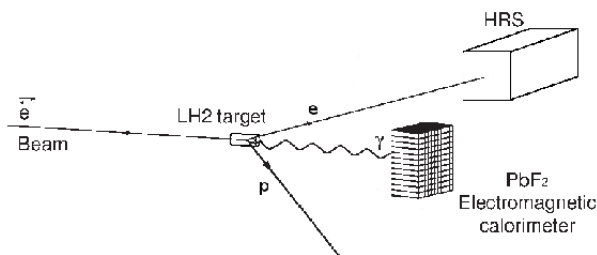


FIGURE 1: Hall A experimental set up.

The electromagnetic calorimeter is conformed by 208 blocks made of PbF_2 , each one with dimensions $3 \times 3 \times 18,6 \text{ cm}^3$. PbF_2 radiation length is 0.95 cm and its Molière radius is 2.2 cm. With these characteristics more than 99.9 % of the incident energy is absorbed.

2 Accesing GPDs

Thanks to the theoretical development of GPDs it is possible to access to information on the distribution of partons in both longitudinal (momentum) and transverse (charge) planes, making us capable of forming a three-dimensional picture of the proton. Figure 2 shows the probabilistic interpretation of GPDs in the infinite momentum frame $p_z \rightarrow \infty$ [2]. The longitudinal momentum fraction xp takes values between 0 and 1 along the z axis, while the charge distribution is shown as a function of r_\perp ,

The easiest way to access these GPDs is through DVCS, which is an exclusive channel of DIS. DVCS can be expressed as the scattering of an electron by a proton by means of a virtual photon with the result of the scattered initial particles plus a real photon ($p+e \rightarrow p'+e'+\gamma$). At high virtuality (Q^2) and energy

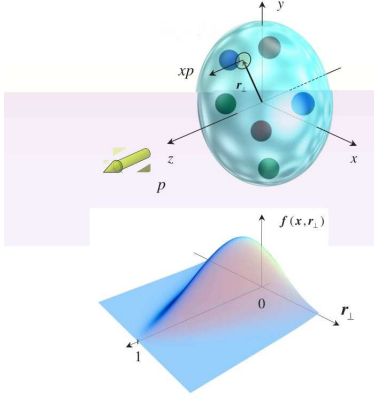


FIGURE 2: Longitudinal momentum fraction and charge distributions.

of the exchange photon we can describe the leading order interaction diagram as follows (Figure 3),

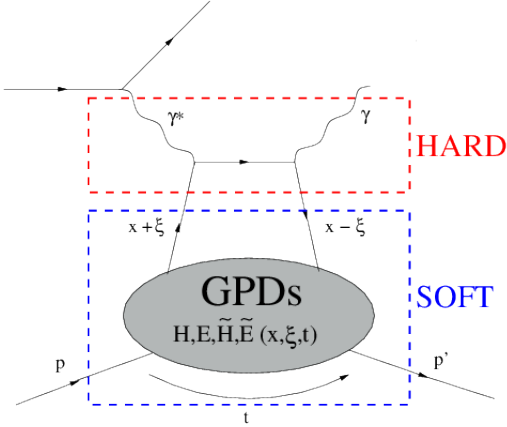


FIGURE 3: Leading order diagram in DVCS.

The interaction of the scattered electron with a parton (HARD) is calculable through perturbative QCD, whereas the parton interaction with the proton (SOFT) is described as a function of GPDs, which depend on the average parton longitudinal momentum fraction x , the generalized Bjorken variable ξ (related to photon virtuality), and the momentum transfer to the proton t .

In the energy region where the JLab experiment E07-007 was conducted, Bethe-Heitler (BH) processes compete with DVCS. In BH the final photon is emitted either by the initial or the final electron, not rendering information on GPDs. Our cross section will be modified to include this in the following way,

$$\sigma_{DVCS} = \Gamma_1 \times |\mathcal{T}_{BH}|^2 + \Gamma_2 \times |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \Gamma_3 \times \mathcal{I} \quad , \quad (1)$$

where \mathcal{I} stands for the interference term and Γ_i are kinematic factors which depend on the energy beam. The three amplitudes depend on the so called x Bjorken variable (x_B), Q^2 and t . The goal of the experiment is to isolate the $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$ and \mathcal{I} terms, both related to GPDs.

2.1 Data Analysis

Due to the high intensity of the electron beam at Jefferson Lab's Hall A it is necessary to deal with pile up and high noise. When there is a detection, signals from the calorimeter are digitized for 128 ns at 1 GHz. By visualizing these time windows we can observe the photomultipliers current variation as a response to deposited energy (Figure 4, black line) :

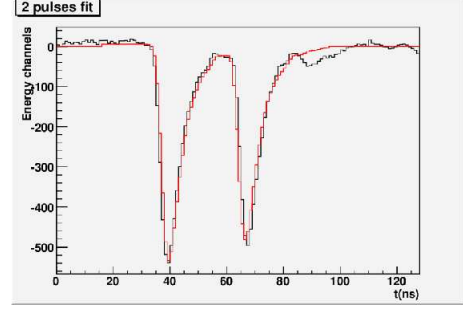


FIGURE 4: 128 ns time window, two pulses fit.

These signals are fitted (Figure 4, red line) to “reference shapes” to extract their amplitude and time of arrival in order to reconstruct the energy and momentum of the resulting photons from DVCS. Reference pulses are generated for each block conforming the calorimeter. We distinguish three different cases depending on the signal : one pulse shape when we have a hit, two pulses (piling-up) when we have two hits or just background noise. The amplitude of the pulses is calculated analytically by minimizing the χ^2 of these fits,

$$\chi^2(t) = \sum_{i=0}^{i=127} (x_i - a(t)h_{i-t})^2 \quad , \quad (2)$$

where x_i is the photomultipliers response for each of the 128 ns window, h_{i-t} corresponds to our reference shapes and $a(t)$ would be the amplitude we are looking for. The time of arrival would be selected from that matching the minimum χ^2 for the whole time window. To differentiate the three cases I mentioned before we set two energy thresholds as a function of χ^2 . One should also take into account the need of applying corrections to this time of arrival due to different set-up distances of the calorimeter during the experiment, differences in cable lengths and relative position of the blocks within the apparatus.

In order to reconstruct the incident particles energy we must select those blocks where energy was deposited. We would be taking too much noise contribution into our calculation if we took every block into account, moreover, we needed to know the exact point of impact if we want to obtain the particles momentum. Particles deposit energy in a few blocks (typically around 9 blocks). Block selection is performed by selecting combinations of adjacent blocks as a function of a pre-set energy threshold. After the selection we might have different combinations of adjacent blocks in different parts of the calorimeter. We call these combinations “clusters”. Here we are taking into account that

different particles can deposit energy in the calorimeter within the same time window.

The impact point is calculated by weighting the energy deposited on every block belonging to a single cluster.

2.2 π^0 Subtraction

We expect to detect some contribution from π^0 decays coming from the reaction ($e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$). Since we are only interested in DVCS events, we must subtract this contribution. A DVCS process results in a real photon creation, therefore one cluster events are more likely to contain data about them. Following the same reasoning we conclude that to look for π^0 decays ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) we should look into two cluster events. In the two cluster events we have two energies, one for each particle. We can reconstruct the π^0 mass through the expression,

$$\pi_M^0 = \sqrt{(\gamma_1 + \gamma_2)^2} \quad . \quad (3)$$

We find a peak around $M_{\pi^0} = 134.95 \pm 0.12$ MeV which is in agreement with the theoretical value. We are able to do this reconstruction because both photons coming from the decay were detected by the calorimeter, but this is not always the case. In some cases we will only detect one of those photons, and in those cases the event will be stored as one cluster event, along with the DVCS events. In order to subtract this contamination we use the very same photons we used to reconstruct M_{π^0} .

The procedure is the following [3], we simulate pion decays at the center of mass and randomize de decay angle with the z axis. Then we apply a boost to change our system to the laboratory frame. This boost is applied in the same direction as $(\gamma_1 + \gamma_2)$ from a two cluster event with a reconstructed M_{π^0} between 0.1 and

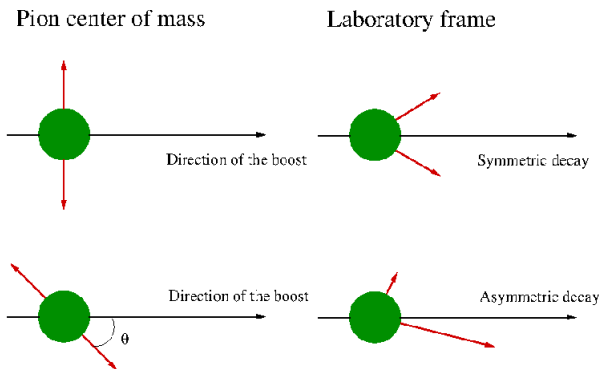


FIGURE 5: π^0 decays boosted to laboratory frame.

0.17 GeV (since we want to use real π^0 decays as generators).

For each π^0 decay we use as a generator we randomize the angle 5000 times. In the case we have a symmetric decay both photons will be detected (see Figure 5), but in most of the cases we will have asymmetric decays were one or both photons go undetected either because

they don't hit the calorimeter or because they energy is too low to pass the energy threshold.

If we keep the data for the detected photon (when there is only one hit) and apply the corresponding normalization we reproduce the π^0 background of one cluster events. Then the subtraction is straightforward.

Once the subtraction is done we must remember that we were not detecting the scattered proton during the experiment. Since the energies for the initial and final electron, as well as the photon, are known, we define a variable named "Missing Mass" $M_X^2 = (e' + \gamma - e - p)^2$. To make sure we had a proton in the final state we apply the cut,

$$M_X^2 < (M_p + M_{\pi^0})^2 \quad , \quad (4)$$

in order to select DVCS events.

3 Conclusions

The extraction of amplitude and time of arrival for all data in the calorimeter signals is finished. Note that this implies that the correction of the time of arrival for each block at different stages of the experiment has been successfully done.

M_{π^0} experimentally obtained tells us calorimeter calibration is reliable.

The subtraction of π^0 background is still ongoing, once this step is finished we will be able to start calculating cross sections.

Références

- [1] C. Muñoz Camacho *et al.*, Complete separation of deeply virtual photon and π^0 electro production observable of unpolarised proton. JLab Proposal E07-007
- [2] A. V. Belitsky and A. V. Radyushkin, Phys. Rept. **418** (2005) 1
- [3] C. Muñoz Camacho, PhD thesis, Université Paris VI.
- [4] M. Vanderhaeghen, P. A. M. Guichon and M. Guidal, Phys. Rev. D **60** (1999) 094017

**Experimental Research of the Tetrahedral Symmetry
in Nuclear Physics :
Lifetime Measurements in ^{156}Gd by Gamma Ray
Induced Doppler broadening,
with the Instrument GAMS6 @ ILL.**

Loïc Sengele

*Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC), Université
de Strasbourg, CNRS/IN2P3, Strasbourg, France*



Résumé

First, the links between theoretical predictions and experimental observables are related. The predictions from symmetry of nuclear mean-field within universal Woods-Saxon potential show that one parameter of deformation one nuclear shape. The full filling of one specific nucleonic shell is called magic numbers, in analogy with electronic magic numbers. One specific case of parameter of deformation shows new magic numbers, the so called Tetrahedral magic numbers $[Z,N]=[32,40,56,64,70,90/92,136/138]$ [1]. The map of total nuclear potential energy shows the tetrahedral minimum for weak quadrupole moment. Very new calculations show mixing symmetry as major tetrahedral symmetry with minor classical axial symmetry (to be published).

Then, the experimental part provides the first prove of the tetrahedral symmetry in the excited shape of the ^{156}Gd . The lifetime measurement by Gamma Ray Induced Doppler (GRID) with GAMS6 at ILL is selected. The nucleus ^{156}Gd is produced by neutronic capture by the reaction $^{155}\text{Gd}(n,\gamma)^{156}\text{Gd}$. For each double flat crystal angle the corresponding Ge spectrum is recorded. The total signal is a superposition of three input : $\Gamma = \Gamma_{ExcessWidth} + \Gamma_{ThermalVelocity} + \Gamma_{LifeTime}$. The data analysis enables us to extract five lifetimes! (to be published).

Finally, the calculations of the reduced transitions probabilities allow to give a first interpretation of the lifetime measurement. "Is there an evidence for the high-rank tetrahedral symmetry (α_{32} triaxial octupole deformation)?" The two negative parity bands are not partner bands (similary reduced transitions probabilities) as reported in the literature. Can the tetrahedral symmetry explain that? One point is positive : $B(E1)$ of even band are weaker than $B(E1)$ of odd band. One point is uncertain : the 2012 ILL experiment gives unexpected high value $B(E2)[4^- \text{ to } 2^-] = 911_{-342}^{303}$ W.u. See the reference [7].

1 Theoretical Predictions

The nuclear surface is developed on the spherical harmonics $Y_{\lambda\mu}$ with associated parameter of deforma-

tion $\alpha_{\lambda\mu}$ [1],

$$R(\theta, \varphi) = R_0 c(\{\alpha_{\lambda\mu}\}) \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (1)$$

The nuclear structure is probed with gamma ray emission of an excited nuclear state :

- Dipolar Electric Transition $B(E1)$: $I \rightarrow I - 1$ with parity change.
- Quadrupolar Electric Transition $B(E2)$: $I \rightarrow I - 2$ with parity conservation.

A nuclear shape is in relation with a parameter of deformation $\alpha_{\lambda\mu}$ involving :

- α_{20} : quadrupole : $\rightarrow B(E2) \neq 0$ W.u.
- α_{30} : octupole : $\rightarrow B(E1) \neq 0$ W.u.
- α_{32} : tetrahedron : $\rightarrow B(E2) = 0$ W.u. and $B(E1) = 0$ W.u.

The Tetrahedral symmetry involves four-fold degeneracy order bringing new gaps for $\alpha_{32} \neq 0$ [2] :

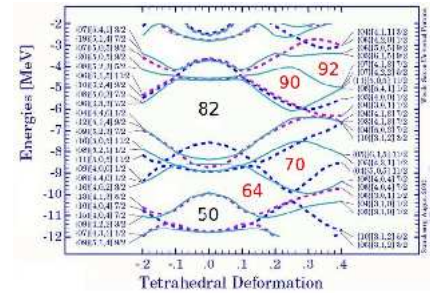


FIGURE 1: Large gaps in Single Particle Energies in relation with the Tetrahedral deformation α_{32} .

The Map of the Total Nuclear Potential Energy allow to predict the most likely deformation, e.g. ^{156}Gd :

The observables to bring out the Tetrahedral symmetry are itemized. The Tetrahedral shape is shape oriented asymmetric shape, therefore the experimental research is focused on the collective rotational spectrum with negative parity state. The total angular momentum of the band head is $K = \mu = 2$.

The following actions on the static nucleus modify the intitial research of the tetrahedral shape in nuclear structure :

- From static Tetrahedral shape to dynamic Tetrahedral shape : \rightarrow zero point motion involves residual $B(E1)$ and $B(E2)$,

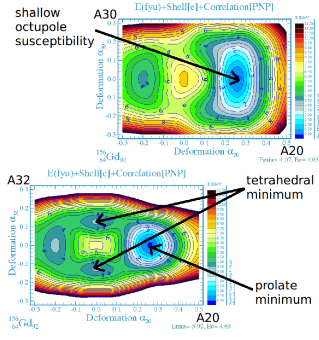


FIGURE 2: Left : Pear shape (α_{30}) vs. (α_{20}) Quadrupole deformation, Axial-octupole deformation is not well localised. Right : Tetrahedral shape deformation (α_{32}) vs. (α_{20}) Quadrupole deformation, Triaxial-Octupole deformation is well defined.

- Symmetry mixing = major Tetrahedral symmetry with axial symmetry (to be published) → Tetrahedral shape contribution for one specified state : $\Omega (T_d) = \langle \Phi_{Tetra} | \Psi_{total} \rangle$.

2 Experimental Review

The goal of the experimental set-up is to extract the lifetime measurement by Gamma Ray Induced Doppler (GRID) [3].

The nucleus ^{156}Gd is produced by neutron capture reaction $^{155}\text{Gd}(n,\gamma)^{156}\text{Gd}$:

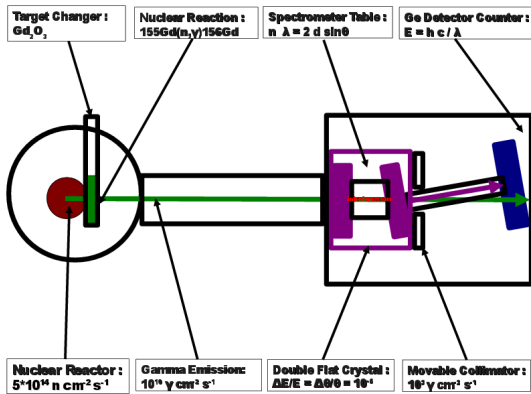


FIGURE 3: GAMS6 used to detect gamma emission after neutronic capture. The spectrometer table uses the Bragg diffraction to measure the Doppler broadening. Two contribution of the Doppler broadening : thermal velocity after prompt gamma emission and gamma from lifetime measurement.

The initial signal must be processed to substract the background signals [4] : The lifetime measurement is hidden, the total signal is a superposition of three input : $\Gamma_{Total} = \Gamma_{excesswidth} + \Gamma_{thermalvelocity} + \Gamma_{lifetime}$.

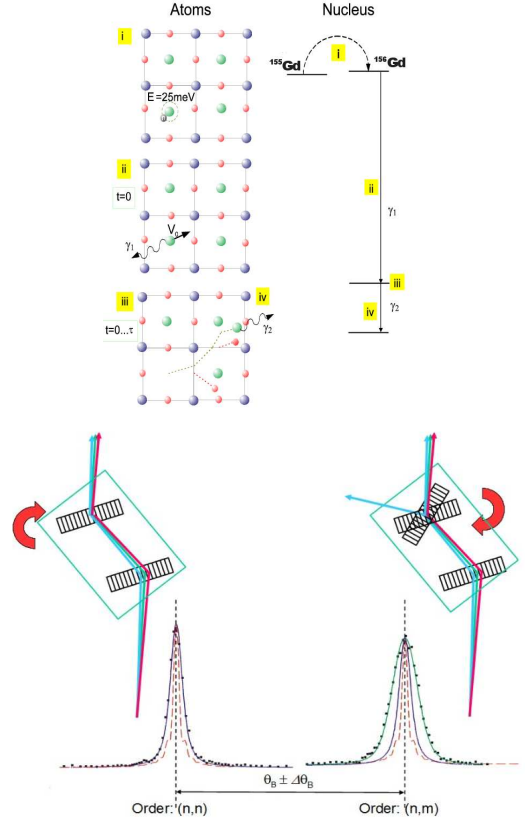


FIGURE 4: Left : Superposition of Atomic Signal (Thermal Velocity) and Nuclear Signal (Nuclear Lifetime) in Si double flat crystal spectrometer. Right : Non-dispersive (Excess Width) and dispersive signal (Nuclear Lifetime) to show broadening effect in relation with lifetime measure.

3 Data Analysis

First, we extract the excess width and the thermal velocity. These values are the same throughout the experiment.

The excess width enables us to extract the response function of the instrument, one intense gamma energy is used in the energy range of interest from ^{156}Gd .

The thermal velocity enables us to extract the nuclear recoil in the (n,γ) process, one level of very long lifetime is used in relation with GAMS6 lifetime sensitivity.

The four steps of the analysis are showed to extract the lifetime of the state $E_I(4^-)=1468\text{keV}$ at $E_\gamma=1180\text{keV}$ in ^{156}Gd .

The data analysis enables us to extract four lifetimes (to be published) !

The reference lifetime measurement in ^{158}Gd checks no systematic shift due to calibration problem [5] : $\tau(2^+ @ 1187\text{keV}) = 0.630(-0.100 + 0.200)$ ps.

Results from the analysis of data for the two most interesting lifetime 2^- and 4^- in ^{156}Gd :

- $\tau(2^- @ 1320\text{keV}) = 1.600(-0.600 + 2.000)$ ps.
- $\tau(4^- @ 1468\text{keV}) = 1.000(-0.250 + 0.600)$ ps.

The remeasurement of the lowest 1^- is interest-

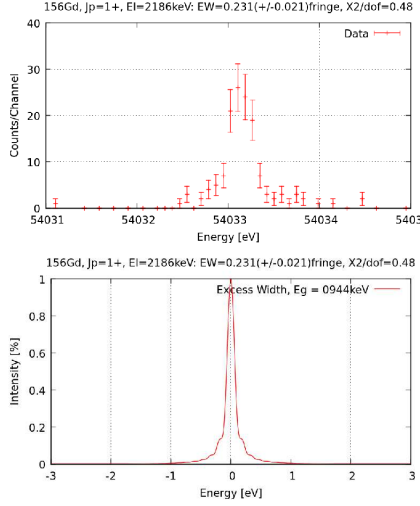


FIGURE 5: Excess Width. Left : $E_l(1^+)=2186\text{keV}$ @ $E_\gamma=944\text{keV}$ Right : Fit on data.

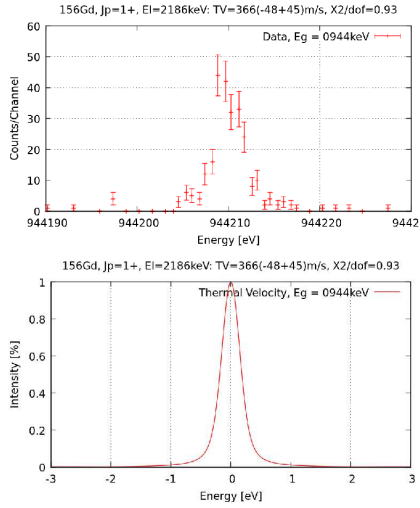


FIGURE 6: Thermal Velocity. Left : $E_l(1^+)=2186\text{keV}$ @ $E_\gamma=944\text{keV}$ Right : Fit on data.

ing because literature reports contradictory values : $\tau(1^-@1242\text{keV}) = 0.088(-0.038 + 0.012)$ ps.

The 6^- lifetime was not possible because this state is too weakly populated in (n,γ) process. The Likely states populated are : $J^\pi=[1^-5^-]$; because neutron s-wave reaction on $^{155}\text{Gd}(J^\pi=3/2^-)$.

4 Talking about Interpretation

The goal is to compute the Reduced Transition Probabilities (dipolar : $B(E1)$ and quadrupolar : $B(E2)$) : need level lifetime, branching ratio and gamma energy.

The Gamma width $\Gamma_\gamma[\text{eV}]$ is calculated thanks to Heisenberg uncertainty with branching ratio $I_\gamma[\%]$ and lifetime $\tau[\text{ps}]$,

$$\Gamma_\gamma = 6.582 \times 10^{-4} \times \frac{I_\gamma}{\tau} \quad (2)$$

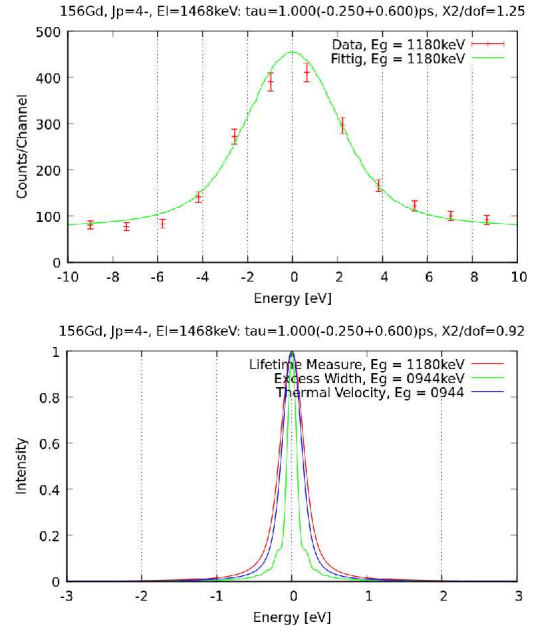


FIGURE 7: Left : Sum accurate data (no gain drift) for $E_l(4^-)=1468\text{keV}$ @ $E_\gamma=1180\text{keV}$ in ^{156}Gd . Right : Lifetime evaluation by fit after subtraction of the Excess Width and Thermal Velocity.

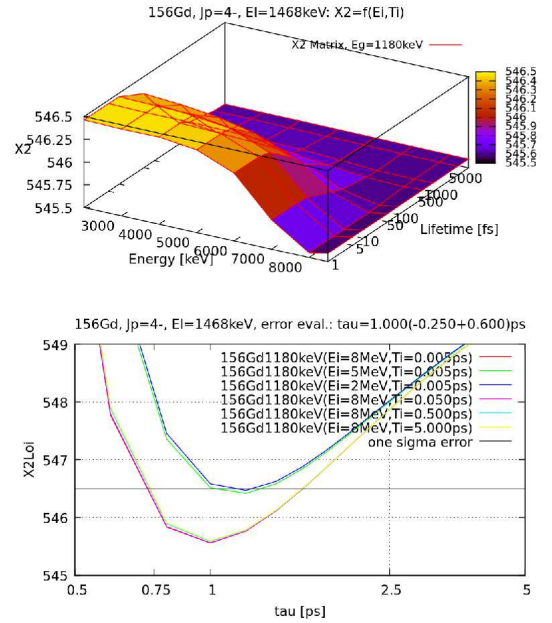


FIGURE 8: Left : Evaluation of the most probable lifetime by bidimensional (ϵ_i, τ_i) minimisation. Right : Error evaluation by plotting χ^2 for different pairs of values (E_{level_i}, τ_i) .

The Weisskopf estimate Γ_w [eV] with gamma energy E_γ [MeV] and mass number

$$\begin{aligned} \Gamma_W(E1) &= 6.8 \cdot 10^{-2} A^{2/3} E_\gamma^3, \\ \Gamma_W(E2) &= 4.9 \cdot 10^{-8} A^{4/3} E_\gamma^5. \end{aligned} \quad (3)$$

The strength of a transition in Weisskopf Units (Reduced Transition Probabilities) is defined as

$$B(E1) = \Gamma_\gamma / \Gamma_W(E1) \quad , \quad (4)$$

$$B(E2) = \Gamma_\gamma / \Gamma_W(E2) \quad . \quad (5)$$

The Weisskopf Units allow to compare the deformation in relation with the sphere : $B(E1) = 0$ and $B(E2) = 1$.

The main conclusion is the following : the magnitude of the $B(E1)$ and $B(E2)$ are different between the two negative parity bands.

Therefore, the two lowest N.P. bands are not signature partners as reported in the literature. An open question is : can the Tetrahedral symmetry explain that ?

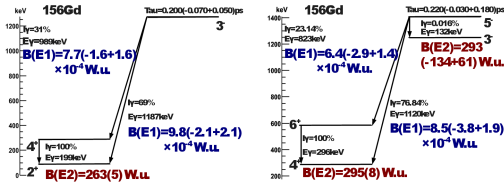


FIGURE 9: ^{156}Gd : from left to right. $J^\pi=3^-$, $J^\pi=5^-$.

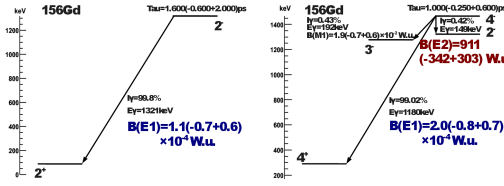


FIGURE 10: ^{156}Gd : from left to right. $J^\pi=2^-$, $J^\pi=4^-$.

5 Outlooks : New experiments and experimental evidence

The intermediates conclusion in the search of the tetrahedral symmetry in the ^{156}Gd are :

- One point is positive. $B(E1)$ of even band are weaker than $B(E1)$ of odd band. Vibrational pear-shape has strong $B(E1)$ because the motion of the center mass is important. But for the tetrahedral shape, no strong $B(E1)$ because the center mass moves little.
- One point is uncertain. First experiment on odd-negative band gives $B(E2)[5^- \rightarrow 3^-]=293(-134+61)\text{W.u.}$ [6]. New experiment on even-negative band gives $B(E2)[4^- \rightarrow 2^-]=911(-342+303)\text{W.u.}$ [7].
- No such states have ever been seen so this result must be counterchecked.

The ambiguous results of the 2012 GAMS experiment implies new experiments : accepted experiment proposal [8]. The GAMS5 with curved crystal for branching ratios measurement is viewed as one complemen-

tary experiment of GAMS6 with double flat crystal for lifetime measurement.

Références

- [1] J. Dudek, D. Curien et al., PRL 97, 072501 (2006). *Island of Rare Earth Nuclei with Tetrahedral and Octahedral Symmetries : Possible Experimental Evidence*
- [2] J. Dudek et al. J. Phys., G Nucl.Part. 37 (2010). *Mean-field theory of nuclear stability and exotic point-group symmetries.*
- [3] H. G. Börner and J Jolie., J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. 19 217-248 (1993). *Sub-picosecond lifetime measurements by gamma ray induced Doppler broadening.*
- [4] E.G. Kessler et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 457 187-202 (2001). *The GAMS4 flat crystal facility.*
- [5] H.G. Börner et al., Physical Review C Volume 59, Number 5 (1999) *Ultra-high resolution study of collective modes in 158 Gd.*
- [6] M. Jentschel et al., PRL 104 222502 (2010) *Ultra-high-Resolution γ -Ray Spectroscopy of 156 Gd : A Test of Tetrahedral Symmetry.*
- [7] L. Sengele, ILL Activity Report (2012) *Experiment 3-03-734 : Lifetime measurement of negative parity states in 156 Gd within GAMS4 at ILL.*
- [8] L. Sengele, accepted experiment proposal (2012). *Precise Branching Ratio Measurements of the first 2^- , 4^- and 6^- states in ^{156}Gd .*

Quatrième partie

Astroparticules

session dirigée par Matthieu Vivier et Pierre Barrillon

Petite introduction à la session astroparticules

Matthieu Vivier

*Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives, Centre de Saclay, IRFU
Service de Physique des Particules, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

1 Le contexte de la physique des astroparticules

La physique des astroparticules est un domaine en plein essor, décloisonnant de multiples disciplines telles que la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie. Elle étudie globalement l'ensemble des particules présentes dans le cosmos depuis leur création jusqu'à leur arrivée sur Terre. Cette discipline est souvent qualifiée d'astronomie multi-messagers : photons, neutrinos, noyaux et ondes gravitationnelles sont étudiés pour tenter de répondre à des questions fondamentales telles que la nature et l'origine du rayonnement cosmique, l'origine de l'Univers ou encore la nature de la matière noire. La physique des astroparticules complète les études menées dans les grands collisionneurs et autres expériences de physique des particules : elle a notamment permis d'ouvrir une toute nouvelle fenêtre sur l'Univers dans le domaine des très hautes énergies, un domaine inaccessible avec nos actuels collisionneurs de particules.

Dans cet article, nous ne détaillerons pas l'état des recherches en astroparticules, mais nous introduirons quelques éléments nécessaires à la compréhension des sujets abordés dans cette session astroparticules. Trois domaines prédominants, riches en découvertes et nouveaux résultats, seront ici discutés : l'observation des rayons cosmiques d'ultra hautes énergies, l'astronomie gamma des hautes et très hautes énergies et l'astronomie neutrino.

2 Les rayons cosmiques d'ultra hautes énergies

Les rayons cosmiques sont des particules chargées, généralement des protons et autres noyaux lourds, qui bombardent constamment la Terre depuis l'espace. Depuis leur découverte il y a de cela un siècle par Victor Hess, les rayons cosmiques sont étudiés intensivement avec des techniques expérimentales variées (électroscopes, compteurs Geiger-Müller, scintillateurs, cuves Cherenkov, etc). Leur spectre en énergie (voir figure 1) et leur composition ont été mesurés précisément. Cependant et malgré ces efforts, leur origine reste toujours inconnue.

L'accélération des rayons cosmiques de basses énergies (de 10^9 à 10^{16} eV) se fait dans des sources galactiques au travers des processus de Fermi, les champs magnétiques présents dans ces sources jouant le rôle

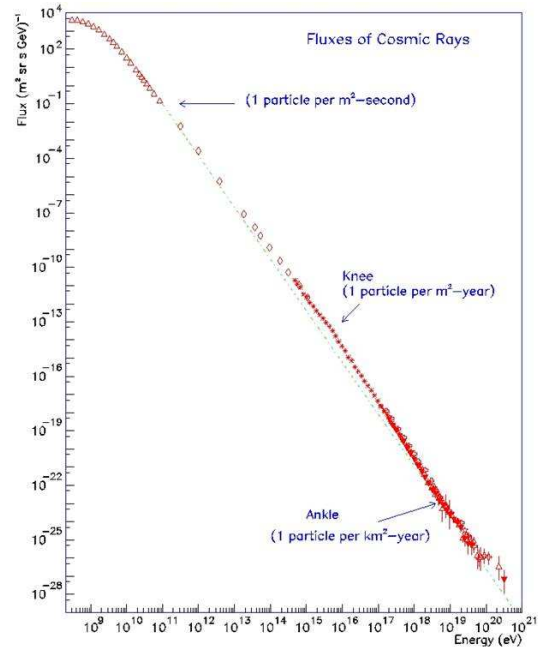


FIGURE 1: Le spectre en énergies des rayons cosmiques au voisinage de la Terre.

de "miroirs" et accélérant les particules chargées par changement de référentiel. L'accélération des rayons cosmiques de hautes énergies (au-delà de 10^{16-17} eV) se fait probablement dans des sources extra-galactiques, tels que les noyaux actifs de galaxie, les mécanismes d'accélération restant cependant très peu connus.

Les rayons cosmiques sont majoritairement des particules chargées et sont donc défléchies par les champs magnétiques galactiques et/ou inter-galactiques lors de leur propagation depuis leur lieu de création jusqu'à la Terre. Les rayons cosmiques chargés, particulièrement ceux de basses énergies, ne pointent donc pas directement vers leurs sources. Le rayonnement observé au voisinage de la Terre est anisotrope. Seules les particules les plus énergétiques peuvent garder une partie de l'information directionnelle car elles sont moins défléchies. Le flux du rayonnement cosmique diminue considérablement avec l'énergie ($\Phi \propto E^{-2.7}$, voir figure 1), une nouvelle génération de détecteurs installés sur de gigantesques surfaces (plusieurs milliers de km^2) a récemment vu le jour pour observer les rares rayons cosmiques les plus énergétiques de l'Univers ($> 10^{18}$ eV). L'observatoire Pierre Auger en est l'exemple le plus impressionnant. Ce détecteur, situé en

Argentine, s'étend sur plus de 3000 km² et utilise deux techniques complémentaires pour l'imagerie des cascades de particules se développant dans l'atmosphère : des cuves Cherenkov pour le déclenchement sur des gerbes de hautes énergies et un réseau de télescopes à fluorescence pour imagier le profil longitudinal des gerbes (voir figure 2). L'observatoire Pierre Auger est destiné à accumuler 300 événements au-dessus de 10²⁰ eV et 30000 événements au-dessus de 10¹⁹ eV en l'espace de 5 ans.

Cet observatoire teste différents aspects fondamentaux du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie, comme l'existence de la coupure Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) ainsi que la composition et l'anisotropie des rayons cosmiques à ces énergies extrêmes. Des comparaisons entre les directions d'arrivée des événements les plus énergétiques aux positions des sources extra-galactiques candidates à la production de ces rayons cosmiques permettent aussi de tester les différentes hypothèses sur l'origine de ces particules. Dans le cadre de ces études, Miguel Blanco nous présentera ses travaux sur la reconstruction du paramètre X_{max} , qui est la densité d'atmosphère traversée au maximum de développement d'une gerbe atmosphérique. Ce paramètre est fondamental pour déterminer la composition du rayonnement cosmique à ultra haute énergie.

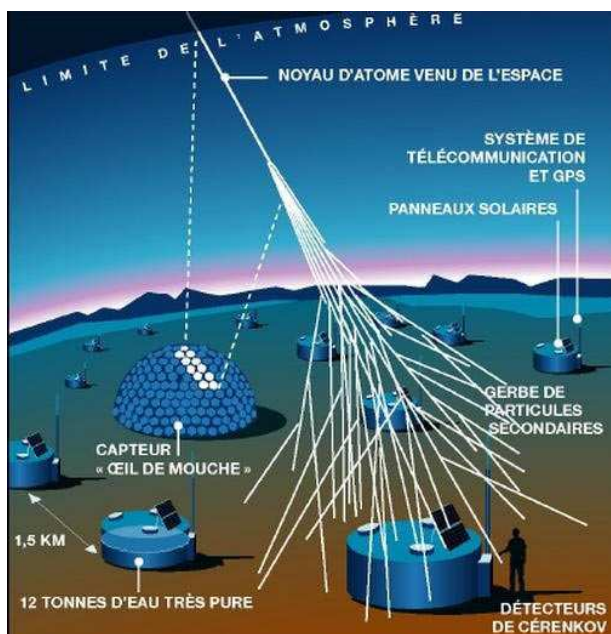


FIGURE 2: Schéma explicatif du principe de détection des gerbes atmosphériques dans l'observatoire Pierre Auger, avec les cuves Cherenkov et les télescopes à fluorescence "Fly's eye". Image tirée de [1].

3 L'astronomie gamma des hautes (> 100 MeV) et très hautes énergies (> 100 GeV)

L'astronomie gamma est une jeune branche de la physique des astroparticules qui étudie les photons gamma venant du ciel avec des énergies au-delà de 100 MeV. Elle a connu un grand essor à la fin des années 90 avec le satellite EGRET [2] dans le domaine du GeV et au milieu des années 2000 avec les réseaux de télescopes H.E.S.S. [4], MAGIC [5] et VERITAS [6] dans le domaine du TeV. Les photons gamma possèdent un avantage indéniable sur les autres messagers du cosmos : ils ne sont ni (où très peu) altérés ni déviés lors de leur propagation, à l'instar des rayons cosmiques chargés qui eux subissent les effets des champs magnétiques galactiques et inter-galactiques. Dans le domaine du GeV, les détecteurs sont satellisés et utilisent des techniques bien connues et maîtrisées par les physiciens des particules. Ces instruments possèdent un large champ de vue et rejettent très efficacement les bruits de fond hadroniques. A l'heure actuelle, plus d'un millier de sources ont été détectées, essentiellement grâce aux satellites EGRET et Fermi [3]. Dans le domaine du TeV, la technique de détection diffère sensiblement car les flux de gamma décroissent en loi de puissance avec l'énergie. Les surfaces de collection doivent donc drastiquement augmenter de façon à collecter suffisamment de photons. Les détecteurs sont basés au sol pour couvrir une large surface et ainsi augmenter la surface efficace de collection. La technique en vogue est celle de l'imagerie Cherenkov atmosphérique et est notamment utilisée par H.E.S.S. (voir figure 3), MAGIC et VERITAS. Les gerbes de particules initiées par les rayons cosmiques frappant les parties hautes de l'atmosphère sont imagées sur des caméras ultra-sensibles. Une analyse en forme des images permet la sélection des gammas et le rejet du bruit de fond hadronique. Les instruments actuels atteignent de très bonnes performances mais leur petit champ de vue ne permet pas de couvrir l'ensemble du ciel.

Bien que moins matures que l'imagerie Cherenkov atmosphérique, d'autres techniques proches de celles utilisées pour l'observation des rayons cosmiques au sol sont à l'étude pour l'observation du ciel dans le domaine des rayons gamma de très hautes énergies. Elle bénéficie d'un plus grand champ de vue au dépend d'une moins bonne discrimination du bruit de fond ainsi que d'une moins bonne résolution angulaire. On peut notamment citer les expériences MILAGRO [7] aux USA et HAWC [8] au Mexique, qui utilisent une grande piscine remplie d'eau et tapissée de photomultiplicateurs pour collecter la lumière Cherenkov émise par les gerbes de particules atmosphériques. Le détecteur hybride TIBET [9] en Chine utilise quant à lui simultanément des cuves Cherenkov et des scintillateurs pour la détection et l'imagerie des gerbes atmosphériques. LHAASO [10], le prochain détecteur hybride pour l'observation des gammas de très haute énergie et les rayons cosmiques galactiques est en phase



FIGURE 3: Le réseau d'imageurs Cherenkov atmosphériques H.E.S.S. en Namibie, avec au centre le tout nouveau télescope de 28 mètres de diamètre inauguré en 2012. Image tirée de [4].

de R&D et sera présenté par Diane Martraire.



FIGURE 4: La piscine de l'expérience MILAGRO aux USA, pour la détection des gammas de très hautes énergies. Image tirée de [7].

L'observation du ciel dans le domaine des photons gamma de hautes et très hautes énergies permet d'étudier les phénomènes les plus violents de l'Univers comme les explosions de supernovae ou encore la physique des trous noirs par l'observation des noyaux actifs de galaxie. L'astronomie gamma place ainsi l'étude de ces phénomènes astrophysiques violents au coeur d'une problématique tout juste vieille d'un siècle : l'origine et le transport des rayons cosmiques. Comment sont accélérés les rayons cosmiques galactiques et extra-galactiques, et comment arrivent-ils jusqu'à nous sont des questions qui mobilisent les physiciens depuis plusieurs décennies. Les pulsars et leurs nébuleuses, résidus de l'explosion d'une supernovae, sont par exemple des objets astrophysiques capables d'accélérer des particules chargées jusqu'aux énergies du TeV. Cependant, les mécanismes d'émission et d'accélération sont forts peu connus et nécessitent par exemple des études de population pour contraindre les modèles. Une telle étude sera présentée par Romain Rousseau à l'aide des

données du Large Area Telescope (LAT) à bord du satellite Fermi.

L'interaction de la composante hadronique du rayonnement cosmique sur des nuages de gaz ainsi que l'interaction de la composante leptonique par effet Compton inverse sur les champs de photons disséminés un peu partout dans notre Galaxie peuvent créer des gammas qui sont observés par nos instruments. Ainsi, l'émission diffuse observée le long du plan galactique dans le domaine du GeV par EGRET et Fermi-LAT (voir figure 5) pose le problème de la nature des rayons cosmiques à l'échappement des sources ainsi que de leur mécanismes de transport. Tania Garrigoux nous présentera à ce sujet une méthode pour distinguer les différentes composantes de l'émission diffuse dans le domaine du TeV en utilisant les données de H.E.S.S..

L'astronomie gamma ne se limite pas seulement à

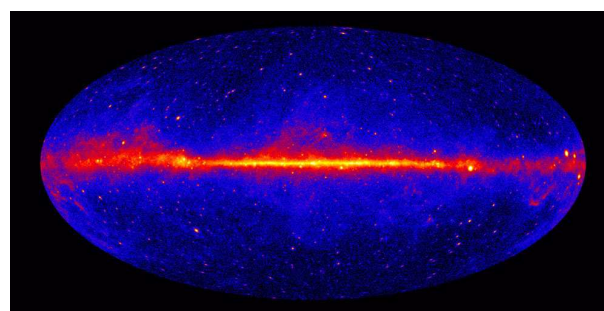


FIGURE 5: Une image de l'ensemble du ciel vu par Fermi-LAT dans le domaine des rayons gamma du GeV, après 3 années de prise de données. Image tirée de [3].

l'étude des rayons cosmiques. Elle permet aussi la recherche d'une multitude de phénomènes exotiques au-delà des processus (astro)physiques standards. Un champ de recherche mobilisant une grande communauté de physiciens est la recherche indirecte de matière noire, qui s'applique aussi à l'astronomie neutrino (voir section 4). Nous citerons aussi les recherches d'une violation de l'invariance de Lorentz, qui se traduit par une dépendance de la vitesse de propagation des photons en fonction de leur énergie. Ces recherches nécessitent des objets astrophysiques intenses et lointains présentant des variations rapides dans leur courbes de luminosité, tels que les blazars ou les sursauts gamma. Camille Couturier présentera une recherche de violation de l'invariance de Lorentz en utilisant les sursauts gamma observés par l'instrument Fermi-LAT.

4 L'astronomie neutrino

L'astronomie neutrino est une branche de la physique des astroparticules qui est encore plus jeune que l'astronomie gamma. Les neutrinos présentent à la fois un avantage et un désavantage comme particules messagers du cosmos : ils interagissent très faiblement ce qui rend leur détection difficile, mais offrent l'unique possibilité de sonder les processus astrophysiques directement au coeur des sources.

Les télescopes à neutrinos utilisent une technique développée par l'expérience Baikal Neutrino Telescope en Russie [11] utilisant des lignes équipées de photomultiplicateurs et déployées sous l'eau pour reconstruire la trace des muons ascendants qui sont issus de l'interaction de neutrinos dans la croûte terrestre. Les générations actuelles de télescopes à neutrinos sont les expériences ANTARES [12] en France, qui a déployé des lignes à 2.5 km de profondeur dans la mer Méditerranée et IceCube [13] au pôle Sud qui a déployé ses lignes dans la glace. Aucune source de neutrinos n'a pour l'heure été détectée, mais ces deux expériences ont déjà sévèrement repoussé les limites sur les prédictions du flux de neutrinos extra-terrestres et contraint les modèles de production des neutrinos atmosphériques (issus de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère) qui constituent le bruit de fond dominant de ces expériences.

Comme pour l'astronomie gamma, les champs d'étude de l'astronomie neutrino ne se limitent pas seulement à la recherche de sources astrophysiques de neutrinos. Nous pouvons citer parmi eux l'étude des anisotropies du rayonnement cosmique et de sa composition pour des énergies allant de 10^{12} à 10^{16} eV. D'autres champs d'étude intéressants sont aussi à signaler, comme l'étude des oscillations de neutrinos dans le domaine atmosphérique et la détermination de la hiérarchie de masse des familles de neutrinos. Enfin, l'astronomie neutrino se révèle utile pour la détection indirecte de matière noire dans différents objets astrophysiques, tels que les galaxies naines sphéroïdales orbitant autour de notre galaxie ou le Soleil, qui pourrait capturer des particules de matière noire par effet gravitationnel. La détection de neutrinos issus de l'annihilation de particules de matière noire avec un spectre bien particulier pourrait nous renseigner sur certaines extensions du modèle standard de la physique des particules qui expliquent la nature de la matière noire. A ce sujet, une recherche de matière noire vers les galaxies naines de la Voie Lactée avec ANTARES nous sera présentée par Alexis Dumas.

Références

- [1] Site web de l'observatoire Pierre Auger : <http://www.auger.org>
- [2] Site web du télescope EGRET : <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- [3] Site web du télescope Fermi-LAT : <http://www-glast.stanford.edu>
- [4] Site web de l'expérience H.E.S.S. : <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>
- [5] Site web de l'expérience MAGIC : <http://magic.mppmu.mpg.de>
- [6] Site web de l'expérience VERITAS : <http://veritas.sao.arizona.edu>
- [7] Site web de l'expérience MILAGRO : <http://www.lanl.gov/milagro/>
- [8] Site web de l'observatoire HAWC : <http://www.hawc-observatory.org>
- [9] Site web de l'expérience TIBET : <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/em/index.html>
- [10] Site web de l'expérience LhAASO : <http://english.ihep.cas.cn/ic/ip/LHAASO/>
- [11] Site web de l'expérience Baikal Neutrino Telescope : <http://baikalweb.jinr.ru>
- [12] Site web de l'expérience ANTARES : <http://antares.in2p3.fr>
- [13] Site web de l'expérience IceCube : <http://icecube.wisc.edu>

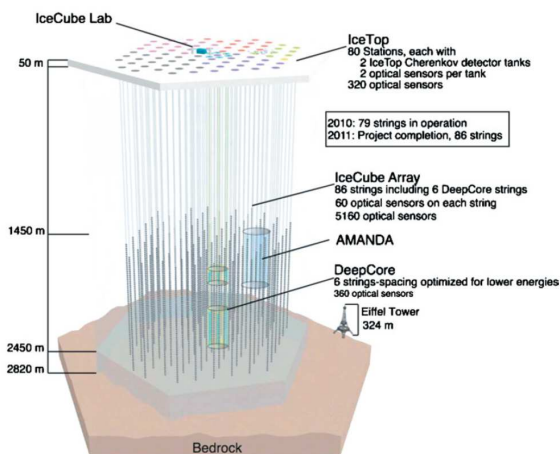


FIGURE 6: Un schéma du dispositif d'IceCube. Image tirée de [13].

Using the magnetic distortion of horizontal showers of cosmic rays in Pierre Auger Observatory

Miguel Blanco

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France

Résumé

Nearly horizontal Extensive Air Showers (EAS) produced by Ultra High Energy Cosmic Rays (10 EeV) are purely muonic at ground level, and muons coming from far away are deflected by the magnetic field of the earth. This distortion can give us information about the profile of production of the muons, leading to the mass composition parameter X_{max}^{μ} .

1 Introduction

There are still lots of questions to solve about Ultra High Energy Cosmic Rays and several experiments try to know more about the nature of these messengers. The composition of primary particles is one of the open questions in Pierre Auger Observatory : the biggest observatory for this kind of astroparticles. To distinguish proton from iron in the detection of these particles could be a very important step forward in the study of cosmic rays.

2 Extensive Air Showers

In the development of the Extensive Air Showers (EAS) numerous parameters can be observed, but one of them is very important for the composition : X_{max}^{μ} (the point of maximal production of muons), closely related to the usual X_{max} , one of the characteristics that differs most from the different kind of primary particles, as shown in fig. 1.

2.1 Inclined EAS and magnetic field

Nearly horizontal EAS have to pass through much more distance of atmosphere, much beyond the extension of the hadronic and electromagnetic cascades, so that only high energy muons arrive to the detector.

The muons will be deflected by the Earth magnetic field. The deflection is opposite for positive and negative muons and is larger for longer path in the atmosphere. Those muons more deflected will come from longer distances than those less deflected. See fig. 2.

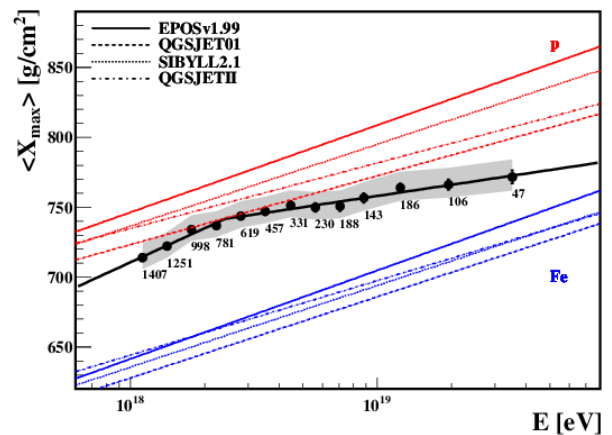


FIGURE 1: X_{max}^{μ} according to energy for different primary particles showed in [1].

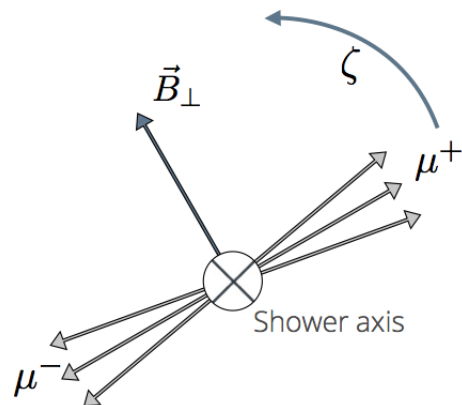


FIGURE 2: Schema of muon deflection by the magnetic effect.

3 Pierre Auger Observatory

3.1 The Surface Detector

The Surface Detector of the Pierre Auger Observatory is an array of 1600 water tanks with 1.5 km spacing, where the particles from an EAS produce Cherenkov light. To study the very low flux of cosmic rays at highest energies, its area was set to 3000 km². To trigger the acquisition, a quasi horizontal shower has to hit at least 4 tanks; at highest energies, the multiplicity may be as high as a few tens.

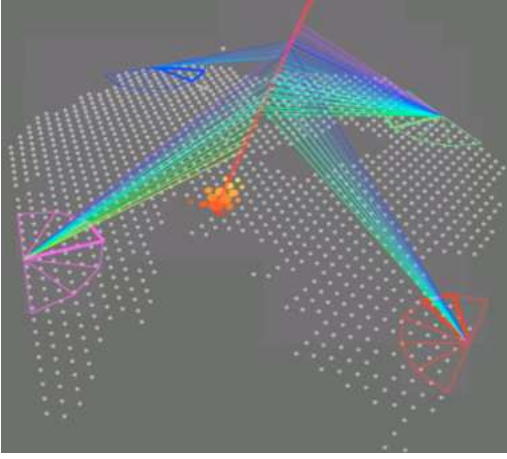


FIGURE 3: Pierre Auger Observatory Array Schema. Origin : Piere Auger Collaboration

3.2 Ground spot and detection

The method chosen to measure the effect of the deformation is to determine the shape of the ground spot by all the tanks hit in the event, ponderating the impact by the signal produced.

To ponderate the signal tank is a quick and direct method to determine the shape of the spot as the width and length (fig. 4). Its ratio Width/Length will be used as the first indicator in this study.

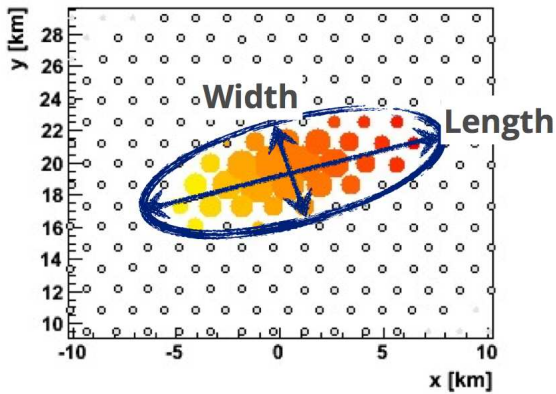


FIGURE 4: Footprint of an inclined event in SD array. Origin : Auger Event Browser Display

3.3 Developing the indicators

Considering that the array is limited and that inclined events are normally very large by geometry, many ground spots will be cut by the boundaries. Width/Length indicator can be strongly influenced by the edges so another better indicator has to be found.

The following parametrization is proposed :

$$S(r, \zeta) = S_{1000} * e^{-\lambda(\sqrt{\frac{r}{1000}} - 1)} * (1 + \alpha \cos[2(\zeta - \zeta_B)])$$

In which 5 parameters are fitted : X_c , Y_c (for the core position), S_{1000} , λ and α . From those : λ will

describe the lateral distribution and α the angular distortion. The selected events must have then 5 or more stations to allow these parameters to be fitted.

3.4 Tools for a fast simulation

A set of inclined showers ($\theta = 70, 74, 80$ and $E = 6, 10, 30$ EeV, 100 different interaction points for each case) have been simulated with AIRES discarding photons, electrons and positrons below 500 MeV, which have no chance to produce muons. The code has been modified to extract all muons at their production point ; this data does not depend on the orientation with respect to the magnetic field.

These extracted muons have been propagated to the ground accounting for magnetic deviation, multiple scattering, energy loss, decay. With one shower at fixed energy and zenith angle many muonic showers at (E, θ, ϕ) can be produced. A simplified simulation of tank response is also implemented.

4 Results

4.1 Simulations

As the α parameter plays a role similar to W/L, we focus from now on α and λ . Figures 5 and 6 show the results of α and λ obtained from simulations in different cases.

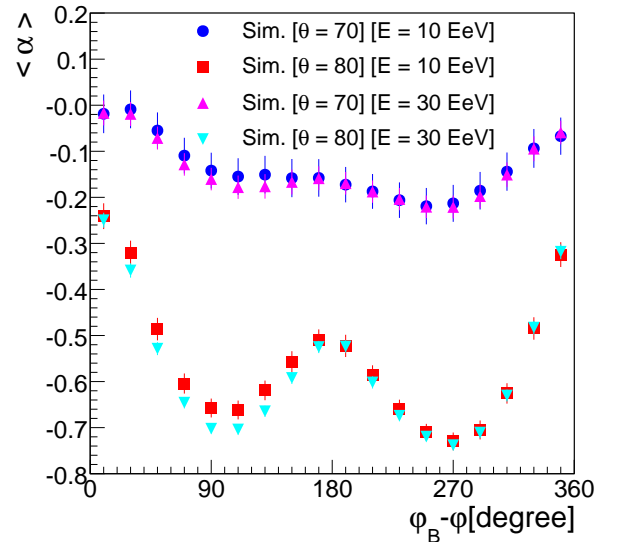
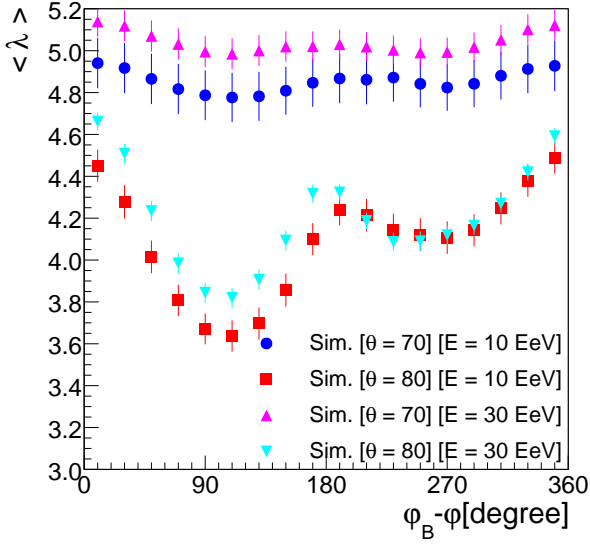
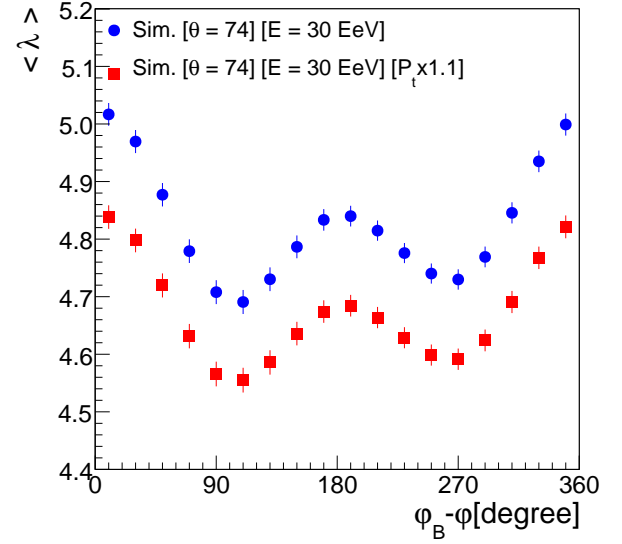
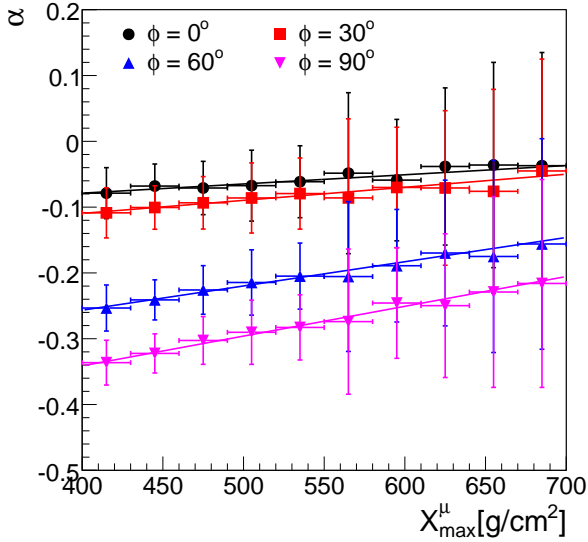


FIGURE 5: Angular distortion parameter : α .

θ and ϕ being measured using arrival times, sensitivity on X_{max}^μ appears, finding the correlation shown in fig. 7. The error bars shown in parameter α give the idea that an event by event basis analysis would be impossible, as they are bigger than the difference between proton an iron. But statistical basis analysis is still possible.

More information can be extracted from fig. 6, because λ parameter is, as explained, talking about the

FIGURE 6: Lateral distribution parameter : λ .FIGURE 8: λ parameter for two different P_t factors.FIGURE 7: Relation between second parameter α and X_{max}^{μ} .

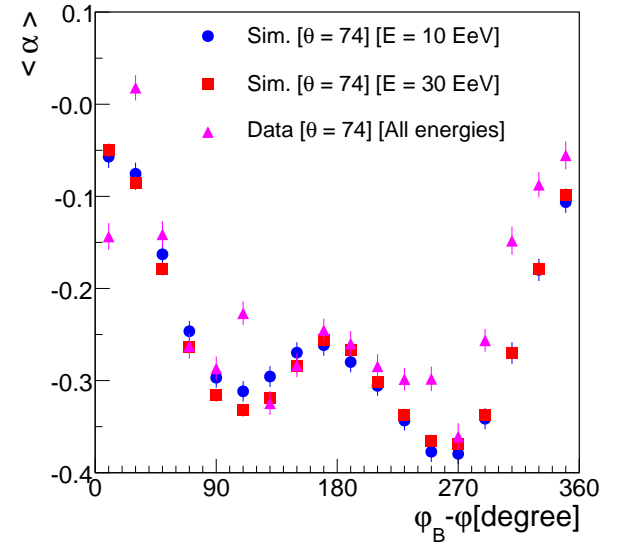
lateral distribution. That means to talk about the model. So different tests have been evaluated, repeating exactly the same simulation but changing only, inside the model, the lateral distribution factor : P_t has been increased in a 10%. The result is shown in fig. 8

4.2 Exploiting the data

The following results have been obtained using the data from events registered at the Pierre Auger Observatory between 2007 and 2010.

For the α case, as the energy is not an important effect, all events with θ between 72° and 76° have been considered, obtaining the fig 9, finding a reasonably good correlation between data and simulations.

For the λ case, as the energy is a value that has to be

FIGURE 9: α parameter for simulations and data.

fixed, a previous analysis to the S_{1000} has been done, in order to allow a selection in this parameter over the real events. See fig. 10.

The fig. 10 justifies the rank in S_{1000} between 3.0 and 3.5 VEM to select those data events with $E = 30$ EeV. The selected events are used in fig. 11.

5 Conclusions

5.1 Learnt from simulations

The shape of the ground spot, measured by two different parameters (α and λ) has been proved to be sensitive to different EAS observables.

α is sensitive to azimuth angle ϕ and zenith angle θ but not to energy. See fig. 5.

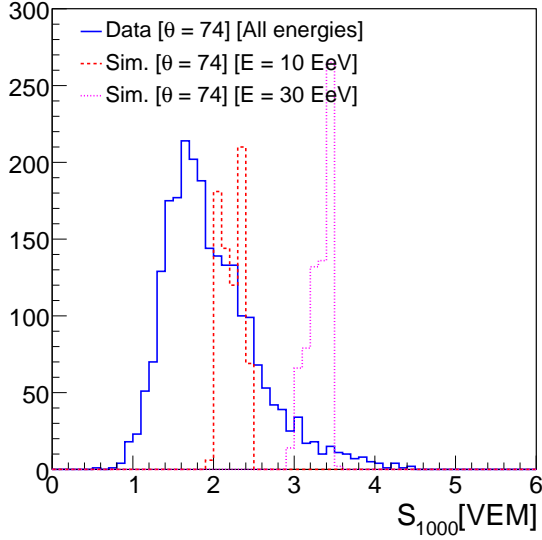


FIGURE 10: S_{1000} for different simulation energies and all data at 74° .

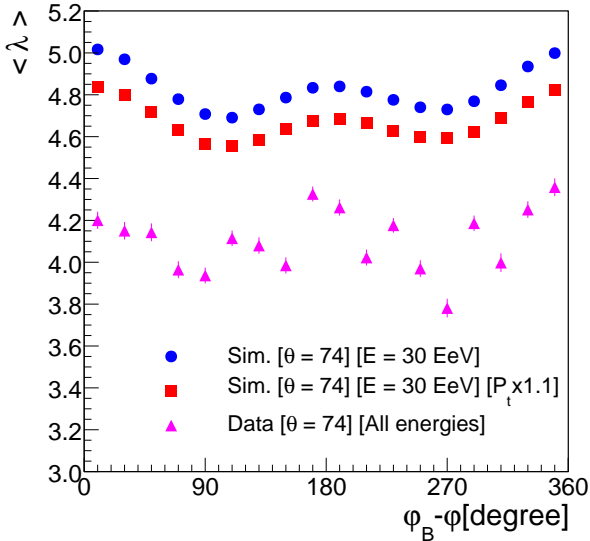


FIGURE 11: λ parameter for simulations and data.

λ is sensitive to azimuth angle ϕ and zenith angle θ , and also to the energy. See fig. 6.

But most important is the sensitivity of these parameters with more interesting and unknown observables :

α is correlated with X_{max}^μ , allowing to improve the composition analysis. See fig. 7.

λ is sensitive to the simulation model, expressed by its P_t , allowing to go deep into the cascade development. See fig. 8.

The effects observed are stronger for large zenith angles and large energies, however the stronger the effect the less events they are, due to the reduced statistic at large θ and higher energies. See fig. 10.

5.2 Learnt from data

α parameter behaves as expected in the simulations, but not λ . This second parameter λ , is considerably affected by the chosen P_t , so the model has to be tuned to find the best approximation to the real events. Different tests have to be done in this direction to continue the study.

5.3 Summary

An estimation of X_{max}^μ for an statistical basis analysis has been proposed. The relation between X_{max}^μ and the ground spot has been proved for simulations, finding a new approach to an observable used to composition. There is also a sensitivity for the lateral distribution in one of the analyzed parameters that can help to check the models.

Références

- [1] Pierre Auger Collaboration, Physical Review Letters 104 (2010).
Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV

Tests d'invariance de Lorentz avec les données de sursauts gamma observés par *Fermi*

Camille Couturier

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France



Résumé

Quatre sursauts gamma observés par Fermi-LAT ont été analysés par trois différentes méthodes dans le but de chercher un effet de violation d'invariance de Lorentz (LIV), c'est-à-dire une dispersion dépendant de l'énergie dans les distributions de photons. Aucun délai significatif n'a été mesuré; des limites solides sur les termes de délai linéaires et quadratiques ainsi que sur l'échelle d'apparition d'effets de gravité quantique sont dérivées.

Les analyses présentées ici succinctement sont décrites en détail dans l'article [1].

1 Contexte physique

1.1 Effets de violation d'invariance de Lorentz (LIV)

L'idée générale est de trouver une variation dépendant de l'énergie de la vitesse de la lumière autour de la constante c . On cherche des variations linéaires : $v(E) = c(1 + \xi_1 \frac{E}{E_{\text{Planck}}})$ ou quadratiques : $v(E) = c(1 + \xi_2 (\frac{E}{E_{\text{Planck}}})^2)$. Ces effets sont prédits par des théories de gravitation quantique, et sont supposés apparaître à une énergie E_{QG} de l'ordre de grandeur de la masse de Planck ($E_{\text{Planck}} \simeq 1.22 \times 10^{19}$ GeV).

Si de tels effets existent, ils s'additionnent sur le trajet de la source vers la Terre, on peut alors observer un décalage entre les temps d'arrivée de photons de haute et basse énergies reçus sur Terre :

$$\tau_n = \frac{\Delta t}{\Delta(E^n)} \simeq s_{\pm} \frac{(1+n)}{2E_{QG}^n H_0} \kappa_n \quad (1)$$

avec

$$\kappa_n = \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}}$$

et $s_{\pm} = -1$ (respectivement $+1$) dans le cas superlumérique (sublumérique), *ie* si les photons sont d'autant plus rapides que leur énergie est plus grande (petite). Les paramètres cosmologiques sont fixés à : $\Omega_m = 0.24 \pm 0.02$, $\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.03$, $H_0 = 70.4 \pm 1.4 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

1.2 Sursauts gamma

Les sursauts gamma sont des événements courts observés jusqu'à $z = 8$ et sont de ce fait les événements les plus brillants du ciel en gamma en-dessous 100 GeV.

Leur courbe de lumière (distribution des temps d'arrivée de photons) est caractérisée par un ou plusieurs pics, suivie d'une émission rémanente (*afterglow*). Ces sursauts durent de quelques millisecondes à quelques minutes : les sursauts gamma longs sont probablement des faisceaux de rayonnement fortement collimatés émis lors de l'explosion d'une supernovae; les sursauts gamma courts seraient des faisceaux collimatés provenant de la collision de deux étoiles à neutrons dans un système binaire ou bien entre une étoile à neutrons et un trou noir.

1.3 Le télescope spatial *Fermi*

Le télescope spatial gamma *Fermi* a été mis en orbite en 2008; il comporte deux instruments. Le Gamma-ray Burst Monitor (GBM) permet la détection, en dessous de 40 MeV, de sursauts dans toute la partie du ciel non cachée par la Terre. Il peut ainsi déclencher l'observation par le Large Area Telescope (LAT), sensible à des énergies de 20 MeV à 300 GeV. Le LAT possède un trajectomètre et un calorimètre qui lui permettent d'identifier le type de la particule primaire, sa direction et son énergie (voir FIGURE 1). Il a un champ de vue d'environ 70° , une résolution angulaire de $\sim 0.2^\circ$ à 1 GeV, une résolution en énergie de $\sim 15\%$ au dessus de 1 GeV. Le bouclier anti-coïncidence permet de discriminer une très grande part du bruit de fond.

En 3 ans, *Fermi* a détecté 21 sursauts émettant au-dessus de 1 GeV et 10 sursauts avec mesure de redshift (z compris entre 0.74 et 4.35).

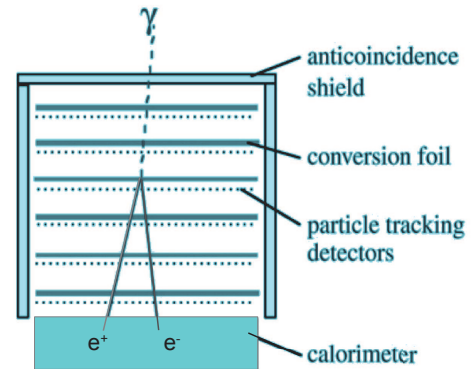


FIGURE 1: La structure en couche du *Fermi* LAT : le type de la particule primaire, sa direction et son énergie sont mesurés par le trajectomètre et le calorimètre. Le bouclier anti-coïncidence permet de rejeter une grande partie du bruit de fond.

2 Analyse avec maximum de vraisemblance

2.1 Méthode, définition de la PDF

Principe : on considère que, dans la distribution totale des photons, seuls les photons de haute énergie ont été avancés ou retardés par effet LIV. Les photons sont donc séparés en deux lots. Les photons de basse énergie ($E < E_{coupure}$), considérés comme non retardés servent à construire la fonction de densité de probabilité. Les photons de haute énergie ($E > E_{coupure}$) sont quant à eux utilisés dans la procédure : on calcule la probabilité que chacun de ces photons (t_i, E_i) ait été décalé d'un temps $\tau_n E^n$:

$$P(t_i, E_i | \tau_n) = N \int_0^\infty A(E_S) \Lambda(E_S) G(E_i - E_S, \sigma(E_S)) \times F_S(t_i - \tau_n E_S^n) dE_S$$

avec

- $\Lambda(E_S)$: spectre d'émission
- $G(E - E_S, \sigma(E_S))$: étalement en énergie
- $A(E_S)$: acceptation de Fermi
- F_S : paramétrisation de la courbe de lumière
- N : facteur de normalisation

En considérant $G(E - E_S, \sigma(E_S)) = \delta(E - E_S)$ (hypothèse de reconstruction en énergie parfaite), la formule peut être simplifiée en :

$$P(t_i, E_i | \tau_n) = N A(E_i) \Lambda(E_i) F_S(t_i - \tau_n E_i^n)$$

La vraisemblance est obtenue en faisant le produit de chaque contribution :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{n_{\text{photons}}} P(t_i, E_i | \tau_n)$$

La valeur τ_n qui maximise la quantité \mathcal{L} correspond à la meilleure estimation du paramètre LIV.

2.2 Données

Les sursauts suivants ont été analysés :

GRB 090510 Il s'agit d'un sursaut situé à un redshift $z = 0.903$, soit à environ 3800 Mpc, détecté par Fermi et Swift le 10 mai 2009. Le Fermi-LAT a détecté 191 événements au dessus de 100 MeV, dont 30 au dessus de 1 GeV, pendant 3 secondes après le déclenchement par le GBM. La FIGURE 2 montre sa courbe de lumière à basse énergie (F_S) et son spectre (Λ).

GRB 080916C, GRB 090902B et GRB 090926A Ces sursauts sont situés à $z = 4.35, 1.822$ et 2.1071 respectivement. Environ 150 événements ont été détectés par Fermi-LAT au dessus de 20 MeV pour chaque sursaut, pour des durées de plus de 15 s et des énergies allant jusqu'à environ 10 GeV.

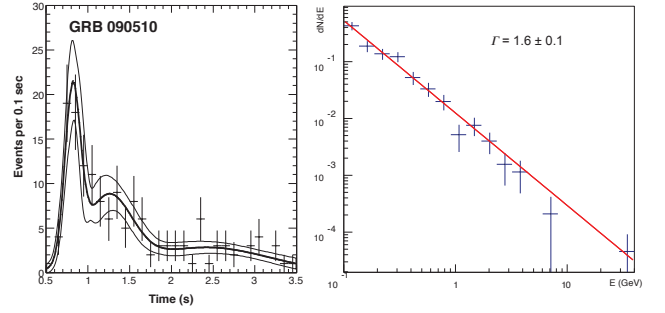


FIGURE 2: Courbe de lumière (à gauche), paramétrisée par la somme de 3 gaussiennes, et spectre (à droite), ajusté par une loi de puissance de GRB 090510.

Sélections Seules les données du LAT ont été utilisées. Les photons de moins de 30 MeV ont été écartés (mauvaise reconstruction angulaire et en énergie). Une coupure angulaire a été choisie de façon à inclure 95% des événements détectés par le LAT au dessus de 200 MeV.

Pour éviter des effets dus à une variation spectrale présente dans les sursauts, les intervalles de temps ont été choisis autour des pics principaux d'émission. Les intervalles ont ensuite été élargis de manière à ce qu'aucun des photons présents dans le pic principal à la source se retrouve à l'extérieur de l'intervalle de temps sélectionné, de fait d'un effet de LIV. Ces extensions d'intervalles ont été calculées à partir des temps d'arrivée et des énergies des photons détectés, pour une énergie $E_{QG} = 0.5 E_{\text{Planck}}$ pour le cas linéaire, et $E_{QG} = 1.5 \times 10^{10}$ GeV pour le cas quadratique.

2.3 Résultats avec maximum de vraisemblance

Les courbes de vraisemblance obtenues pour le sursaut 090510 sont données en FIGURE 3.

Les résultats obtenus par cette méthode sont reportés dans le TABLEAU 1. Les limites inférieures et supérieures "simples" à 99% ("two-sided") sont obtenues en faisant une coupure sur le profil de vraisemblance, assimilé à une distribution de χ^2 .

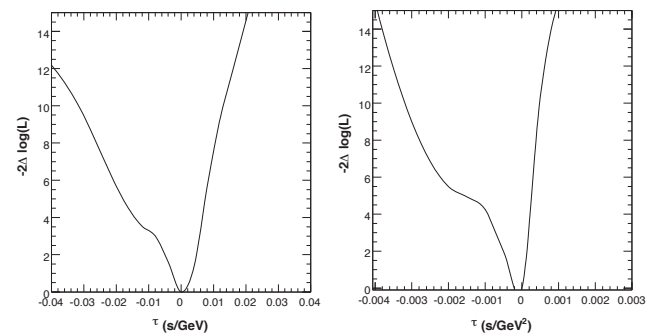


FIGURE 3: profils de vraisemblance pour GRB 090510, cas linéaire (à gauche) et quadratique (à droite)

Nom	τ_1	Lim. inf. "simple"	Lim. sup. "simple"	Lim. inf. calibrée	Lim. sup. calibrée
080916C	0.1	-0.75	0.72	-0.85	0.77
090510	0.001	-0.025	0.006	-0.0098	0.0086
090902B	0.25	-0.25	0.55	-0.63	0.96
090926A	0.18	-0.45	.02	-0.56	.18

Nom	τ_2	Lim. inf. "simple"	Lim. sup. "simple"	Lim. inf. calibrée	Lim. sup. calibrée
080916C	0.12	-0.90	1.1	-0.83	1.1
090510	0.0001	-0.0025	0.0003	-0.00032	0.0003
090902B	0.01	-0.06	0.045	-0.12	0.11
090926A	-0.06	-0.38	.11	-0.44	.14

TABLE 1: Résultats sur τ_1 (en haut, en $\text{s}\cdot\text{GeV}^{-1}$) et τ_2 (en bas, en $\text{s}\cdot\text{GeV}^{-2}$) pour la méthode de maximum de vraisemblance. Intervalles de confiance à 99%.

2.4 Calibration des intervalles de confiance

Les intervalles de confiance pour τ_n ont été obtenus à partir de la courbe de vraisemblance. Cependant, le profil en question n'est pas toujours assimilable à une distribution de χ^2 , et la couverture (*coverage*) n'est pas toujours exacte, c'est-à-dire que pour plusieurs réalisations de lots de photons similaires, le pourcentage des résultats obtenus appartenant à l'intervalle [Limite inf. ; limite sup.] n'est pas toujours de 99%.

C'est pourquoi des intervalles de confiance "calibrés" ont été calculés à partir de simulations Monte Carlo. Ces lots possèdent la même statistique, les mêmes modèles de courbe de lumière et de spectre que la distribution des données. Aucune dispersion intrinsèque n'a été rajoutée artificiellement. Chaque lot de données simulé produit une limite inférieure et une limite supérieure sur τ_n . Les valeurs moyennes de ces limites donnent l'intervalle de confiance.

Il est à noter que ces intervalles calibrés prennent en compte les erreurs dues à la paramétrisation de la courbe de lumière intervenant dans la définition de la PDF.

2.5 Tests systématiques

Les tests suivants ont été effectués pour évaluer la robustesse de la méthode.

Reconstruction d'une dispersion injectée

Quelques milliers de lots de photons pour des modèles simples de sursauts, ainsi que pour des lots similaires aux quatre sursauts étudiés, ont été simulés, avec injection artificielle d'un délai. La méthode a ensuite été appliquée sur chaque lot. Il a été vérifié que la méthode reconstruisait effectivement le délai préalablement injecté.

Un exemple pour des lots simulés similaires à GRB 090510 est donné en FIGURE 4.

Intervalles de temps L'influence de la sélection de l'intervalle de temps a été évaluée en refaisant l'analyse sur des intervalles élargis. Les intervalles de confiance sont stables, sauf pour 090510, où la limite supérieure pour le cas $n = 1$ est multipliée par 2.

Influence des photons les plus énergétiques En retirant pour chaque lot de donnée le photon le plus

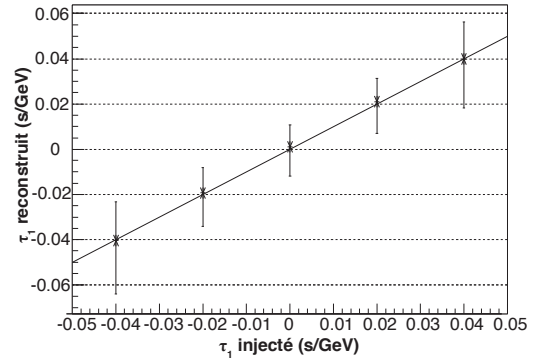


FIGURE 4: Reconstruction d'une dispersion injectée : les barres d'erreurs correspondent à un intervalle de confiance à 99%.

énergétique, on observe qu'il n'y a pas de changement significatif pour les sursauts 080916C et 090902B : les limites sont au plus multipliées par un facteur 3. Pour 090926A, la limite supérieure pour le cas $n = 1$ est multipliée par 8. La perte de sensibilité sur 090510 est plus nette, jusqu'à un facteur 17 pour la limite supérieure dans le cas quadratique.

Autres systématiques :

- Coupure en énergie : la sensibilité est d'autant plus grande que la coupure est plus haute.
- Influence de la précision de la reconstruction en énergie du LAT : $\sim 10\%$ ($n=1$) et $\sim 15\%$ ($n=2$)
- Incertitude sur le redshift : $\sim 1\%$ (080916C) et $\sim 0.1\%$ (autres)
- Incertitude sur les paramètres cosmologiques : $\sim 3\%$

Ces sources de systématiques sont prises en compte dans le calcul des limites finales.

3 Autres analyses

Au total, trois méthodes d'analyses ont été utilisées, de manière à tester plusieurs aspects des données et ainsi obtenir des contraintes solides. Les deux autres méthodes, SMM et PairView, sont ici présentées succinctement.

3.1 Sharpness maximization method

Principe : la durée apparente du pic est augmentée de la dispersion car les photons sont plus dispersés en temps à mesure qu'ils s'éloignent de la source. La valeur de τ_n qui maximise l'étroitesse de la distribution correspond à l'estimateur recherché.

3.2 PairView

Principe : calcule les décalages spectraux $L_{i,j;n} = \frac{t_i - t_j}{E_i^n - E_j^n}$ entre toutes les paires de photons dans un ensemble de données et identifie la valeur la plus

récurrente de $L_{i,j;n}$ comme la meilleure estimation du paramètre LIV τ_n .

3.3 Comparaison des méthodes sur lots simulés

10000 lots similaires à GRB 090510 ont été simulés avec une dispersion injectée nulle; les dispersions reconstruites, avec limites inférieures et supérieures sont obtenues pour chaque lot à partir des 3 méthodes. Ces résultats montrent une bonne concordance entre les différentes méthodes. La méthode de vraisemblance semble être un peu plus sensible (distributions plus piquées).

3.4 Résultats sur τ_n

Les résultats sur le degré de dispersion τ_n pour 090510 avec chaque méthode sont regroupés en FIGURE 5. Ils sont compatibles avec un effet nul (pas de dispersion). La méthode de vraisemblance donne les contraintes les plus strictes. Les limites obtenues sur les trois autres sursauts avec les trois différentes méthodes sont également compatibles avec une dispersion nulle.

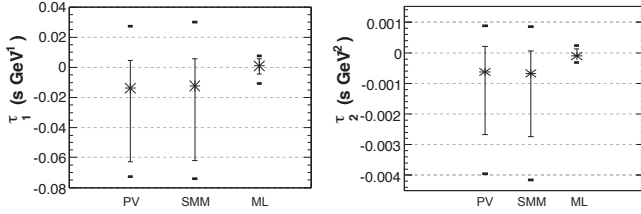


FIGURE 5: Meilleures estimations du paramètre τ_1 (à gauche) et τ_2 (à droite) pour 090510 avec chacune des méthodes : PairView, SMM et maximum de vraisemblance. Intervalles de confiance à 90% et 99%.

3.5 Limites sur l'échelle d'apparition d'effets de gravité quantique

Il est possible d'utiliser les limites sur une possible dispersions pour poser des limites sur l'échelle d'apparition d'effet de gravité quantique, en utilisant l'équation (1). Les limites inférieures à 95% sur E_{QG} dans le cas subluminaire ($s_{\pm} = +1$) favorisé par la théorie ont été calculées pour chaque sursaut; elles sont présentées en FIGURE 6.

La meilleure limite est obtenue pour 090510 et correspond à

$$E_{QG,1} > 7.6 E_{\text{Planck}}$$

pour un effet LIV linéaire et

$$E_{QG,2} > 1.3 \times 10^{11} \text{ GeV}$$

pour un effet LIV quadratique.

4 Conclusions

L'analyse des quatre sursauts n'a pas mis en évidence de dépendance en énergie de la vitesse de la lumière. En revanche, il a été possible de poser des limites robustes sur l'échelle d'apparition d'effets de gravité quantique.

Les meilleures limites ont été obtenues pour le sursaut court (090510), le plus proche. Les limites à grand redshift sont à confirmer; il faudrait pour cela observer des sursauts courts à grand redshift.

Par ailleurs, une discussion détaillée sur le délai d'émission entre les photons de basse et haute énergie à la source est nécessaire pour confirmer ces résultats.

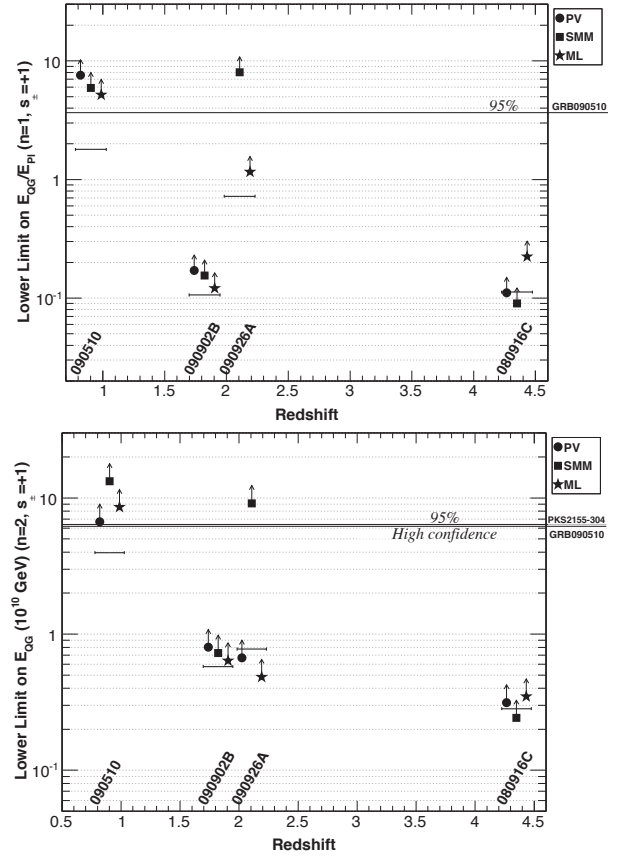


FIGURE 6: Limites inférieures à 95% sur E_{QG} pour un effet LIV linéaire (en haut) ou quadratique (en bas) dans le cas subluminaire ($s_{\pm} = +1$) en fonction du redshift; chaque triplet correspond aux résultats pour un sursaut, avec les méthodes PairView, SMM et maximum de vraisemblance.

Références

- [1] Constraints on Lorentz Invariance Violation from Fermi-Large Area Telescope observations of Gamma-Ray Bursts, V. Vasileiou, A. Jacholkowska, F. Piron, J. Bolmont, C. Couturier, J. Granot, F. W. Stecker, J. Cohen-Tanugi, and F. Longo, to be submitted to PRD.

Recherche indirecte de matière noire avec ANTARES en direction des galaxies naines

Alexis Dumas

Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand (LPC), Université Blaise Pascal Clermont-Ferrand, CNRS/IN2P3, Aubière, France

Résumé

Etant composées en grande partie de matière noire, les galaxies naines satellites de la Voie Lactée sont des cibles prometteuses pour la détection indirecte de matière noire. Afin de simuler le flux de neutrinos produit par l'annihilation de cette matière, nous devons connaître le profil de densité de matière noire au sein des galaxies naines ainsi que le spectre en énergie des neutrinos pour chaque canal d'annihilation de matière noire.

Introduction

La masse d'une galaxie peut être calculée par deux méthodes : la vitesse des étoiles qui la composent et l'évaluation de sa luminosité absolue. Une différence entre ces deux valeurs fut constatée pour la première fois en 1933 par Fritz Zwicky suite à l'observation des galaxies de l'amas de Coma. Il postula alors l'existence d'une matière indétectable par les instruments de l'époque : la matière noire. Cette matière est dite noire par analogie avec la couleur noire en optique : une matière qui n'émet ou ne renvoie aucune onde, là où la couleur noire n'émet ou ne renvoie aucune onde appartenant au spectre de lumière visible.

Hormis les collisionneurs comme le LHC qui utilisent des faisceaux de particules produites artificiellement, les expériences recherchant de la matière noire exploitent des sources astrophysiques et se distinguent en deux catégories. La première regroupe les expériences à détection directe comme EDELWEISS où les particules de matière noire interagissent faiblement sur les noyaux d'une cible par diffusion élastique, cédant une partie de leur énergie sous forme d'énergie de recul aux noyaux. La seconde catégorie est composée des expériences à détection indirecte comme ANTARES, HESS ou encore FERMI. Le principe de ces expériences est de détecter des particules du modèle standard produites par l'annihilation de matière noire dans les sources astrophysiques. Le photon et le neutrino sont les deux particules les plus exploitées par ce type d'expériences car elles présentent l'intérêt commun d'être peu déviées et de parcourir de longues distances dans l'espace.

Le détecteur ANTARES (figure 1) est l'un des deux principaux télescopes à neutrinos utilisés pour rechercher de la matière noire. Le principe de détection de ces expériences est de reconstruire la trajectoire du muon produit lors de l'interaction par courant chargé d'un neutrino muonique avec la Terre. Lorsque

cette interaction se produit à proximité du télescope, l'effet Cherenkov émis par le muon est détecté une ou plusieurs fois par les photomultiplicateurs qui composent l'appareillage.

Dans cet article, nous nous intéresserons aux sources

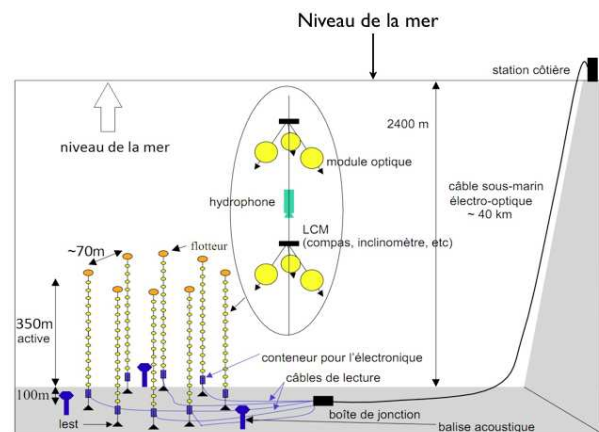


FIGURE 1: Dispositif de l'expérience ANTARES

astrophysiques les plus utilisées dans la recherche indirecte de matière noire : les galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée (figure 2). Ces objets célestes étant composés de 33 à 99% de matière noire [4], le bruit de fond intrinsèque de ces galaxies peut être négligé. D'autres sources sont actuellement étudiées par ces expériences comme le centre de la Voie Lactée ou le Soleil.

Le flux de matière noire provenant des galaxies naines est donné par l'équation 1. Elle est composée d'un terme de physique des particules et d'un terme astrophysique noté J .

$$\frac{d\Phi}{dE}(E, \Delta\Omega) = \Phi^{PP}(E)J(\Delta\Omega) \quad (1)$$

Nous étudierons dans un premier temps la répartition de matière noire au sein des galaxies naines puis nous évaluerons l'énergie des neutrinos créés en fonction de l'hypothèse de masse sur les particules de matière noire et leur canaux d'annihilation.

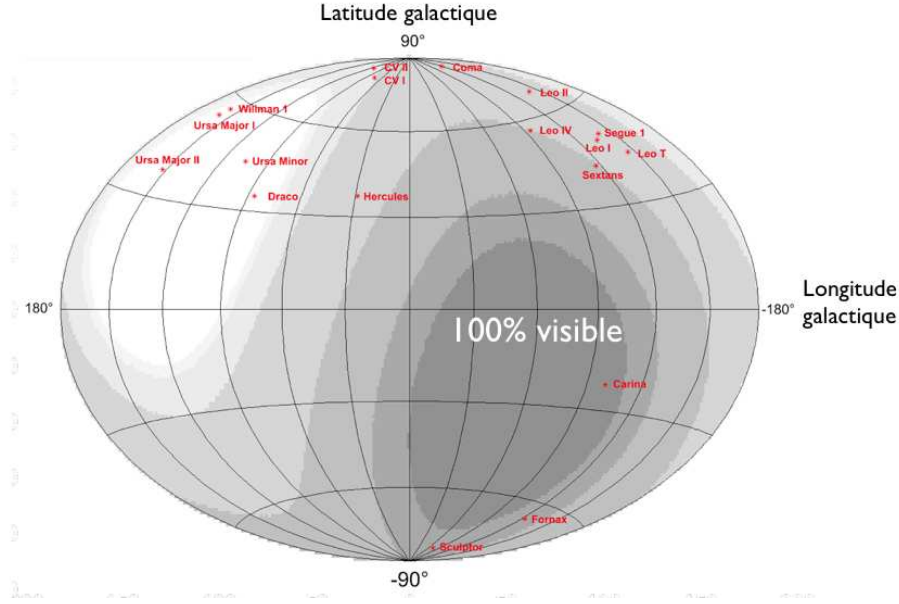


FIGURE 2: Répartition des galaxies naines sphériques satellites de la Voie Lactée

1 Répartition de la matière noire dans les galaxies naines

La première quantité à déterminer est le nombre d'annihilations de particules de matière noire par seconde dans la galaxie naine observée. Pour cela, nous utilisons le facteur astrophysique J :

$$J = \int_{\Delta\Omega} \int \rho^2(\ell, \Omega) d\ell d\Omega \quad (2)$$

où ℓ correspond à la distance entre un point de la galaxie et la Terre et Ω à l'angle d'intégration. Lorsque la précision du détecteur le permet, nous considérons un angle d'ouverture comprenant la totalité ou une partie de la galaxie ciblée. Cette dernière considération justifie d'autant plus la nécessité de connaître la répartition de matière noire au sein des galaxies naines.

Les simulations à N corps et l'observation de la dynamique des étoiles ne favorisent pas le même type de profil. L'étude théorique amène à utiliser des profils comportant une singularité au centre des galaxies tandis que les mesures de la vitesse des étoiles indiquent la présence d'une densité de matière noire uniforme à faible rayon (figure 3). Pour déterminer le profil adéquat, nous utilisons l'équation de Jeans [2] (équation 3).

$$\frac{d(\nu(r)\bar{v}_r^2)}{dr} + 2\frac{\beta(r)}{r}\nu(r)\bar{v}_r^2 + \nu(r)\frac{d\phi(r)}{dr} = 0 \quad (3)$$

Cette équation s'appliquant sur les étoiles, comme l'équation d'Euler s'applique sur un fluide parfait, nous retrouvons des termes analogues dans l'équation de Jeans : $\nu(r)$ la densité stellaire tri-dimensionnelle, \bar{v}_r^2 la dispersion radiale des vitesses, $\beta(r)$ le terme d'anisotropie des vitesses et $\phi(r)$ le potentiel gravitationnel. C'est ce dernier terme qui inclut la masse de la

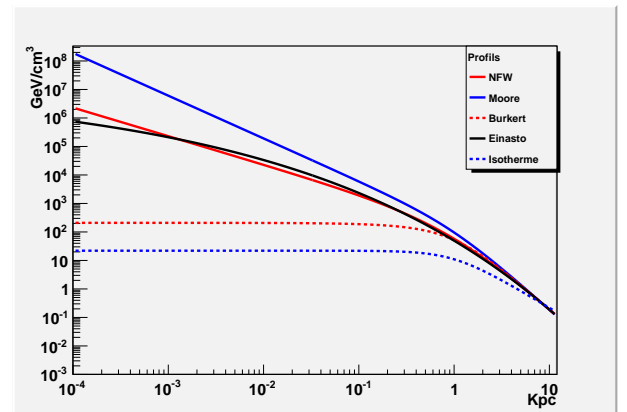


FIGURE 3: Profils de densité de matière noire ayant une singularité en son centre (trait plein) : NFW (rouge), Moore (bleu) et Einasto (noir) ou un cœur homogène (trait pointillé) : Burkert (rouge) et profil isotherme (bleu).

galaxie et par conséquent le profil de matière noire intégré. En résolvant l'équation de Jeans et en projetant la solution sur notre axe d'observation, nous obtenons σ_{los} : l'incertitude attendue des vitesses des étoiles par rapport à la ligne de visée.

$$\sigma_{los}^2(R) = \frac{2}{I(R)} \int_R^\infty \left(1 - \beta \frac{R^2}{r^2}\right) \frac{\nu(r) \bar{v}_r^2 r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr \quad (4)$$

Nous pouvons ainsi comparer ces valeurs attendues aux valeurs expérimentales de cette incertitude. Ces dernières sont obtenues par une fonction de vraisemblance (détaillée en [1]) :

$$L(v_1, \dots, v_n) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)}} e^{\left[-\frac{1}{2} \frac{(v_i - \langle u \rangle)^2}{(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)}\right]} \quad (5)$$

où $\langle u \rangle$ est la valeur moyenne des vitesses $v_i \pm \sigma_i$, en sup-

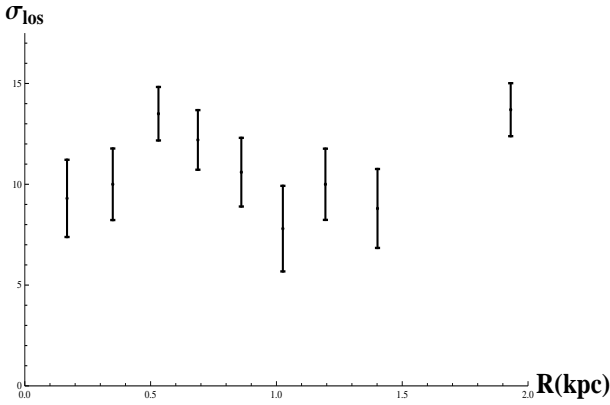


FIGURE 4: σ_{los} pour différents groupes d'étoiles en fonction de leur distance au centre de la galaxie Fornax.

posant que leur distribution est gaussienne. Le résultat de l'équation 5 est donné figure 4 pour une galaxie.

La valeur attendue de σ_{los} est calculée pour différents profils de matière noire dont le profil NFW :

$$\rho(r) = \rho_s \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} \quad (6)$$

Les deux paramètres définissant le profil d'une galaxie naine sont la densité caractéristique ρ_s et le rayon d'échelle r_s . Ce sont leurs valeurs, en plus du terme d'anisotropie β , que nous faisons varier pour obtenir le jeu de paramètres optimal pour chaque galaxie. Nous utilisons pour cela une seconde fonction de vraisemblance :

$$L(\sigma_{att,1}, \dots, \sigma_{att,n}) = \prod_{i=1}^n \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(\sigma_{cal,i} - \sigma_{att,i})^2}{\sigma_{cal,inc,i}^2} \right] \quad (7)$$

Nous recherchons ici à minimiser $B = \frac{(\sigma_{cal,i} - \sigma_{att,i})^2}{\sigma_{cal,inc,i}^2}$.

Les résultats (tableau 1) sont hétérogènes, mettant en évidence d'une part la différence d'anisotropie d'une galaxie à l'autre et d'autre part la différence de répartition de matière noire. Certains travaux [3] vont dans

Galaxies	β	$r_s(\text{pc})$	$\rho_s (M_\odot \text{ kpc}^{-3})$	B
Fornax	-0.5	622	5.16×10^8	6.16
	-1	355	1.52×10^9	6.60
Carina	1	> 2000	5.38×10^5	151.8
	0	1026	1.41×10^6	29.40
	-0.5	772	2.21×10^6	27.82
	-1	652	2.92×10^6	29.27
Sculptor	-2	524	4.20×10^6	33.33
	-0.5	1226	2.98×10^6	15.63
	-1	678	7.08×10^6	15.55
	-3	253	3.69×10^7	19.84
Sextans	-4	200	5.70×10^7	21.29
	-5	170	7.78×10^7	22.32
	0	> 2000	3.15×10^7	77.48
	-1	190	2.33×10^9	71.41
	-2	79	1.73×10^{10}	71.96
-3	39	9.57×10^{10}	71.07	
-4	27	2.45×10^{11}	71.00	

TABLE 1: Résultats pour quatre galaxies naines : Fornax, Carina, Sculptor et Sextans pour le profil de matière noire NFW.

ce sens, proposant une variation sur le profil NFW pour chaque galaxie naine. La possibilité d'un profil universel n'est toutefois pas à écarter et fera l'objet d'une étude future.

2 Facteur de physiques des particules

Le facteur de physique des particules (équation 8) est composé du spectre différentiel de neutrinos $\frac{dN_\nu}{dE_\nu}$, de la moyenne de la section efficace d'annihilation de matière noire multipliée par la distribution de sa vitesse $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ et de la masse m_χ au carré de la particule de matière noire.

$$\Phi^{pp}(E_\nu) = \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{2m_\chi^2} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \quad (8)$$

Le spectre en énergie des neutrinos dépend du canal observé ainsi que de l'hypothèse de masse sur le candidat matière noire (figure 5). Ces spectres sont observés en fonction de l'énergie emportée par le neutrino par rapport à la masse de la particule de matière noire ($x = \frac{E_\nu}{m_{MN}}$).

Nous dénombrons trois types de spectres en fonction du canal d'annihilation : les spectres des canaux de neutrinos primaires qui sont par construction des pics à $x = 1$, les spectres se concentrant essentiellement à faibles x (les canaux en gluons, en quarks ou en bosons de Higgs) et les spectres plus durs comme les canaux en W^+W^- , ZZ et $\tau^+\tau^-$, dû à la production directe de neutrinos par les bosons W et Z et le lepton τ . Aucun de ces canaux n'est favorisé a priori, une recherche indirecte étant indépendante de tout modèle.

La détection des muons produits par les neutrinos

muoniques n'étant possible que par effet Cherenkov, la particule doit avoir une énergie minimum d'une centaine de MeV. Parallèlement, les neutrinos reconstruits ne doivent pas avoir une énergie excédant l'ordre du PeV. Au-delà, la probabilité qu'ils interagissent avec la Terre avant d'atteindre le voisinage du détecteur est trop grande et les muons produits seraient trop énergétiques pour parcourir une distance suffisante pour être détectés. L'intervalle d'énergie n'en reste pas moins important, nous permettant de sélectionner des hypothèses de masse variées sur le candidat matière noire allant de $10 \text{ GeV}/c^2$ à $10 \text{ TeV}/c^2$. Nous ajoutons également des hypothèses correspondant aux masses de particules élémentaires incluses dans notre intervalle : $80.3 \text{ GeV}/c^2$, $91.5 \text{ GeV}/c^2$ et $173.5 \text{ GeV}/c^2$ (respectivement pour les bosons W, Z et le quark top). Enfin, nous prenons en compte une hypothèse de masse à $125 \text{ GeV}/c^2$ suite aux récentes publications d'ATLAS [6] et CMS [7] sur la découverte d'un nouveau boson ainsi qu'une hypothèse de masse à $130 \text{ GeV}/c^2$ correspondant à la publication d'une analyse indépendante des données de Fermi faisant l'état d'un signal pouvant être associé à de la matière noire [5].

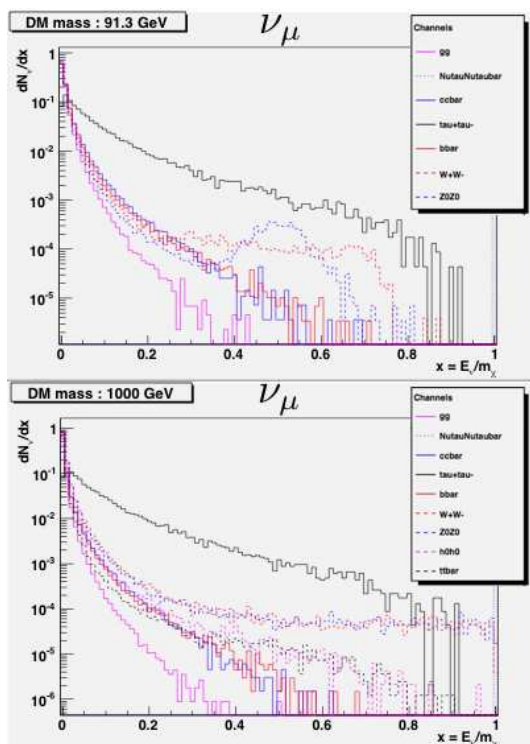


FIGURE 5: Spectres en énergie des neutrinos muoniques pour une hypothèse de masse du candidat de matière noire de $91.3 \text{ GeV}/c^2$ (en haut) et $1000 \text{ GeV}/c^2$ (en bas) et pour 9 canaux : gg (rose), $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ (points roses), $c\bar{c}$ (bleu), $\tau^+ \tau^-$ (noir), $b\bar{b}$ (rouge), $W^+ W^-$ (pointillés rouges), ZZ (pointillés bleus), hh (pointillés roses) et $t\bar{t}$ (pointillés noirs)

Conclusion

Nous avons vu que la simulation du flux de neutrinos produits par annihilation de matière noire au sein des galaxies naines était sensible à la fois à la structure de la galaxie naine observée et au canal d'annihilation considéré.

Pour améliorer le calcul du facteur astrophysique J, il est indispensable d'étudier la distribution de matière noire avec différents profils de matière noire. La sélection d'un profil différent pour chaque galaxie est une solution qui corrige en partie l'hétérogénéité des résultats du tableau 1 mais il est également envisageable d'utiliser un profil universel plus simple et plus élégant. Les spectres en énergie des neutrinos peuvent être contraints en se plaçant dans un modèle donné (supersymétrie ou théorie de Kaluza-Klein), certains canaux pouvant même être supprimés comme c'est le cas dans les modèles supersymétriques où les neutralinos ne peuvent produire directement des neutrinos.

Références

- [1] Louis E. Strigari, 2012. Galactic Searches for Dark Matter. arXiv :1211.7090
- [2] J. Binney et S. Tremaine, 1987. Galactic Dynamics
- [3] J. Wolf et James S. Bullock, 2012. Dark matter concentrations and a search for cores in Milky Way dwarf satellites. arXiv :1203.4240
- [4] Matthew G. Walker, 2012. Dark matter in the Milky Way's Dwarf Spheroidal Satellites. arXiv :1205.0311
- [5] C. Weniger, 2012. A tentative gamma-ray line from dark matter annihilation at the Fermi Large Area Telescope. arXiv :1204.2797
- [6] ATLAS Collaboration, 2012. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Phys. Lett. B 716
- [7] CMS Collaboration, 2012. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Phys. Lett. B 716

Étude des émissions diffuses avec l'expérience H.E.S.S.



Tania Garrigoux

*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies
(LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3,
Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France*

Résumé

Le spectre des émissions diffuses de photons gamma de hautes énergies pourrait présenter des excès dus à l'annihilation de particules de matière noire. Pour déceler ces éventuelles anomalies, il est nécessaire d'abord de savoir modéliser les autres sources d'émission. La méthode présentée ici a été développée dans ce but, en utilisant les données de l'expérience HESS.

1 Introduction

La masse des galaxies ou amas de galaxies peut être évaluée de deux façons. Une première méthode utilise la détection directe de la matière visible "lumineuse" présente. En parallèle, des études de dynamique (courbe de rotation des galaxies) ou de relativité générale (lentilles gravitationnelles) peuvent également fournir une bonne estimation de la masse. Cependant, ces deux approches donnent des résultats très différents. Il apparaît que 80% de la masse de l'univers soit sombre, soit 25% de son budget énergétique. En 1934, après avoir étudié le mouvement des galaxies dans l'amas de Coma, pour tenir compte de ces divergences, l'astrophysicien suisse Fritz Zwicky postula l'existence de la "matière noire", uniquement perceptible par ses effets gravitationnels. Bien qu'il s'agisse d'un des éléments principaux du modèle standard cosmologique, pour l'instant il n'y a aucune preuve directe de son existence et sa nature demeure inconnue.

Malgré cela, des bons candidats pour la matière noire peuvent être trouvés dans les modèles de physique des hautes énergies. En effet, certains prédisent l'existence de particules massives qui interagissent très faiblement avec la matière ordinaire : les WIMP's (Weakly Interacting Massive Particles). D'après ces modèles, les WIMP's s'annihilent ou, dans certains cas (si la R-parité n'est pas conservée), se désintègrent en particules du modèle standard, comme des photons gamma ou électrons/positrons de hautes énergies [1]. Si tel est le cas, ces signaux devraient pouvoir être vus dans le spectre, sous forme d'excès. Néanmoins, pour pouvoir identifier puis étudier ces anomalies, il est nécessaire d'abord de savoir discerner les autres sources qui contribuent au spectre, en particulier les émissions diffuses, qui sont encore très mal comprises.

Dans une première partie, les composantes du rayonnement gamma de hautes énergies ainsi que l'expérience HESS permettant de détecter ce rayonnement, seront présentées. Dans un second temps sera décrite

la méthode développée pour distinguer ces différentes composantes. Ensuite, les résultats préliminaires seront discutés avant de conclure et d'exposer la suite de ce travail.

2 Préambule

2.1 L'expérience HESS

La première étape avant de pouvoir commencer la reconstruction du spectre, est la prise de données. Comme cité auparavant, celles utilisées pour l'analyse expliquée dans ce proceeding proviennent de l'expérience HESS ou High Energy Stereoscopic System [2]. L'instrument consiste en un réseau de cinq télescopes à effet Cherenkov situé en Namibie, dans la région de Khomas Highland, connue pour son excellente qualité optique. Les quatre premiers télescopes forment un carré de 120 mètres de côté. Avec un seuil de déclenchement autour de 100 GeV, ils permettent de détecter des rayons gamma allant d'environ 200 GeV à quelques dizaines de TeV. L'ajout du cinquième télescope a permis d'augmenter la sensibilité et de diminuer le seuil de déclenchement jusqu'à près de 20 GeV, de manière à pouvoir explorer le domaine en dessous des 100 GeV.

HESS cependant, ne capte pas directement les photons gamma incidents. Ceux-ci interagissent avec l'atmosphère et produisent une cascade de particules secondaires tellement énergétiques qu'elles se déplacent plus vite que la lumière dans le milieu, émettant cette lumière bleue caractéristique de l'effet Cherenkov. C'est cette lumière Cherenkov que les télescopes vont détecter. D'une part, la particule initiale est déterminée à l'aide de critères de sélection sur la forme de l'image dans la caméra, typiquement une trace elliptique pour un photon gamma. D'autre part, la reconstruction de la géométrie de la gerbe [4] est possible grâce à la stéréoscopie. Ainsi, des informations sur la particule primaire, telles sa direction, son intensité, son paramètre d'impact au sol ou son point de première interaction avec l'atmosphère, peuvent être déduites. À leur tour, ces données permettent de remonter à l'énergie et à la position dans le ciel du photon gamma incident.

2.2 Les composantes du rayonnement

Une fois que les photons sont reconstruits et leur caractéristiques définies, avant de pouvoir entreprendre la recherche de signaux exotiques, il faudra abor-

der la question des émissions diffuses. Pour illustrer la problématique, ci-dessous est montrée une carte du ciel en gamma vue par Fermi (figure 1). Comme mentionné précédemment, il s'agit en fait d'une superposition de différentes sources d'émission. Cette décomposition est représentée au bas de la figure. Trois sont connues : les sources astrophysiques et les émissions diffuses, galactique et extragalactique. Toutefois, à ces trois composantes peuvent se rajouter des sources inconnues, comme par exemple un éventuel apport de photons gamma venant de la désintégration ou l'annihilation de matière noire, comme évoqué plus tôt. Ainsi, pour pouvoir étudier ces signaux inexplorés, il faut au préalable bien comprendre les autres composantes.

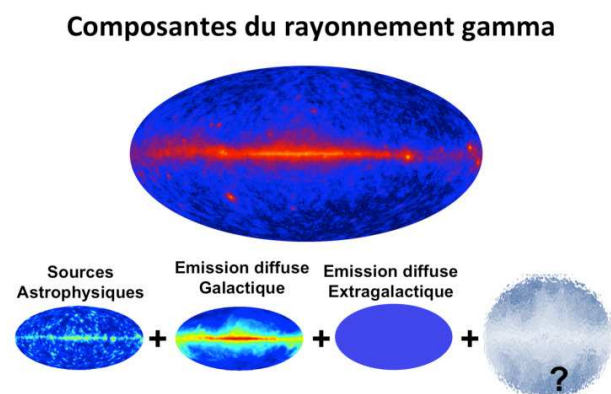


FIGURE 1: La carte du ciel en gamma vue par Fermi. Trois sources d'émission de photons gamma sont connues : les sources astrophysiques, actives et localisées, et les deux émissions diffuses : galactique et extragalactique, présentes partout mais dans des proportions différentes selon la région du ciel observée. Des éventuels signaux inexplorés peuvent se superposer à ces trois composantes connues.

Les sources astrophysiques sont des sources actives, c'est à dire elles sont directement le siège de l'accélération de rayons cosmiques qui produisent les gamma de hautes énergies [3]. Elles vont par conséquent être localisées et sont déjà amplement étudiées. Les émissions diffuses, en revanche, proviennent de la propagation et interaction des rayons cosmiques avec le milieu ou les champs magnétique du milieu. Il s'agit donc de sources passives [3]. Elles seront toutes deux présentes dans n'importe quelle région observée, mais en proportions différentes selon la position dans le ciel. Ci-après sont exposées les caractéristiques connues ou communément admises pour ces émissions.

Dans le cas du fond diffus galactique, c'est les gaz et les champs interstellaires qui vont jouer le rôle de cibles. Comme ceux-ci sont principalement localisés dans le plan galactique, on retrouve cette distribution pour l'émission diffuse galactique, plus concentrée dans ce plan. Le fond diffus extragalactique, quant à lui, est constitué essentiellement de gammas produits pendant la propagation des rayons cosmiques issus de sources très lointaines, à des échelles où l'univers est considéré

homogène. En conséquence, cette émission extragalactique est supposée uniforme. De plus, les rayons cosmiques qui la produisent, sont ceux qui ont eu suffisamment d'énergie pour échapper au champs magnétique de leur galaxie hôte, alors que la plupart des rayons cosmiques restent confinés dans leur galaxie. Ainsi, le fond diffus extragalactique est attendu à plus haute énergie, par rapport à l'émission diffuse galactique. Ces propriétés seront utiles par la suite dans l'analyse, car il sera possible de se placer dans des configuration où l'une ou l'autre dominera, et par un jeu de pondération arriver à séparer les deux composantes.

3 Étude des émissions diffuses

3.1 Présentation générale

Dans le but de déceler des éventuelles anomalies, il est nécessaire au préalable de savoir distinguer les autres contributions au spectre. Pour ce faire, après avoir sélectionné la région pour l'analyse, il faut commencer par modéliser les différentes sources de rayonnement gamma présentes. Cette modélisation permettra d'estimer la pondération de la contribution de chaque source au spectre, suite à quoi il sera possible de comparer aux modèles. Pour finir, s'il reste des excès par rapport à ce qui est attendu, des hypothèses sur leur origine pourront être formulées pour les étudier.

Il a été expliqué dans la section précédente que dans n'importe quelle région du ciel observée les deux composantes diffuses allaient être présentes. Il faudra donc les modéliser toutes les deux. Cependant, il ne s'agira pas des seules sources d'émissions de gamma connues dans le champs de vue. Une problématique importante de l'astronomie gamma au sol est le nombre réduit d'heures d'observation. En effet, l'observation n'est faisable que la nuit, alors que la lune est couchée, et avec une météo clémente, ce qui revient à environ 1000 heures. Il n'est, en conséquence, pas envisageable de balayer des zones étendues du ciel, comme le font les satellites. Le résultat est que les régions utiles pour un maximum d'études vont être privilégiées. En pratique, les télescopes vont toujours observer une source astrophysique d'intérêt général, qui sera donc présente quelque soit le champs de vue choisi et devra également être modélisée.

Ainsi, l'étape préliminaire est la modélisation de la source astrophysique superposée aux deux émissions diffuses. Il y a deux types de sources astrophysiques : ponctuelles et étendues. Pour les sources ponctuelles, une modélisation simple consiste à prendre directement la PSF (Point Spread Function ou Fonction d'étalement du point), qui est précisément la réponse simulée du système d'imagerie à une source ponctuelle. Les sources étendues, en revanche, n'ont pas de modèle commun. Elles devront être traitées au cas par cas, en prenant par exemple les contreparties dans d'autres longueurs d'onde. La méthode a d'abord été développée sur les sources ponctuelles, à l'évidence beaucoup plus faciles à modéliser.

3.2 Modélisation des sources

La PSF, qui va donc servir à modéliser les sources ponctuelles, est dépendante de plusieurs paramètres : l'angle zénithal, la distance au centre de la caméra et l'énergie des événements, plus particulièrement, l'indice spectral de la source prise comme une loi de puissance. Une fois ces paramètres définis, la PSF est générée avec une simulation. Malheureusement, il est difficile de prendre en considération toutes les imperfections de l'instrument. Pour y remédier, la PSF a été convoluée à une gaussienne, le but étant de l'élargir jusqu'à ce qu'elle ajuste au mieux les données. Pour cela, une méthode itérative jouant sur le paramètre libre introduit par la gaussienne, son écart type, a été développée.

Pour déterminer si la source est correctement représentée par la PSF, la méthode soustrait de manière répétée la PSF convoluée au champ de vue, à l'endroit où se trouve la source, en faisant varier sa largeur. La "meilleure" soustraction sera celle qui minimisera la variance entre la source et le niveau du fond autour de celle-ci. Qualitativement, cela revient à essayer de retrouver le niveau du fond à l'emplacement de la source. Une fois la source ponctuelle modélisée, il reste à savoir caractériser les autres émissions.

L'idée de ce travail est de simplifier le problème et le complexifier graduellement. Ainsi, pour commencer, il sera préférable, non seulement de prendre une région avec une seule source isolée et ponctuelle, mais également de se placer loin du plan galactique, de manière à pouvoir supposer, comme il a été expliqué, que le fond diffus est dominé par sa composante extragalactique.

3.3 Étude de la région de PKS 2155-304

Une région qui correspond parfaitement à ces critères est celle de PKS2155. Il s'agit de la source la plus brillante vue par HESS, un AGN (noyau actif de galaxie) à un "redshift" de 0.116, qui peut donc être considérée comme ponctuelle. De plus, elle est clairement située hors plan galactique, ce qui va permettre de supposer pour le spectre que seulement deux composantes sont prédominantes : la source et le fond extragalactique.

Ainsi, à chaque événement vont être associées une probabilité de provenir de la source et une probabilité de venir du fond, dépendantes de la position de l'événement et déterminées par la modélisation de la source. Avec ces probabilités, il sera possible de reconstruire deux spectres : un pour la source et un autre pour le fond. Autrement dit, la PSF convoluée obtenue pour PKS2155 va être prise comme carte de poids. Chaque photon selon sa position reconstruite dans le ciel, va participer en proportions différentes au spectre de la source et au spectre du fond. Ces deux spectres vont pouvoir ensuite être ajustés.

Pour cela, l'hypothèse testée pour les deux composantes est celle d'une loi de puissance, sachant que pour la source des études préalables appuient cette supposition :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (1)$$

Une méthode d'ajustement multiple a été développée pour cette partie, en employant la méthode du maximum de vraisemblance. Cet ajustement est "non binné" et pondéré, c'est à dire que les deux lois de puissance tentent d'ajuster chaque événement pris individuellement, avec un certain poids pour la source et un autre pour le fond. Les deux indices spectraux résultants vont caractériser les deux composantes.

4 Résultats et discussion

4.1 Sur la modélisation des sources ponctuelles

Pour vérifier la fiabilité de la méthode itérative de soustraction, celle-ci a été testée sur une autre source ponctuelle : Sagittarius A*. Il s'agit du trou noir central de notre galaxie, un fort émetteur en rayons gamma qui domine le champ de vue du centre galactique. Celui-ci peut être vu figure 2, avant (haut de la figure) et après (bas de la figure) soustraction, la position de la source étant signalée par un cercle. L'apparition du fond diffus galactique, fond dominant et non uniforme dans cette région, ainsi que celle de différentes sources astrophysiques, comme potentiellement le reste de supernovae Sagittarius A east, source étendue au centre maintenant de l'image, peuvent être remarquées.

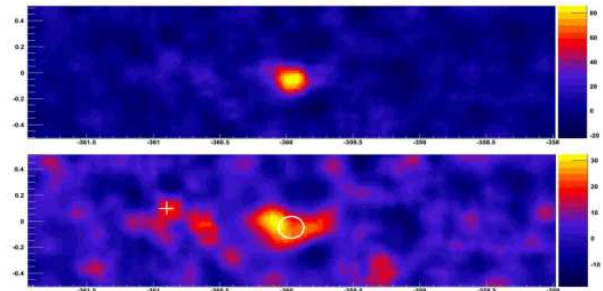


FIGURE 2: Le centre galactique avant (en haut) et après (en bas) soustraction de Sagittarius A*. L'endroit où il a été soustrait est représenté par un cercle. L'émission diffuse galactique et un excès significatif compatible avec la position du reste de supernovae Sagittarius A east apparaissent clairement. Peuvent être remarqués également deux autres excès du côté gauche, celui marqué par une croix est le reste de supernovae G0.9+0,1, l'autre, une source non identifiée. Une autre source, sans contrepartie dans les autres longueurs d'onde, peut être vue en bas à droite du centre galactique.

L'écart type de la PSF convoluée obtenue par la méthode itérative pour Sagittarius A* est de $\sigma_{SgrA*} = 0.052 \pm 0.005$, sachant que pour PKS2155, la largeur trouvée est de $\sigma_{PKS2155} = 0.053 \pm 0.005$. La compatibilité de ces résultats tend à confirmer deux points : les deux sources paraissent effectivement être de même nature (ponctuelles) et la méthode itérative de soustraction, permettant de modéliser les sources ponctuelles, semble fonctionner de façon satisfaisante.

4.2 Sur l'ajustement des spectres

En ce qui concerne l'ajustement multiple du spectre, ci-dessous (figure 3) sont montrés à titre indicatif, les spectres obtenus pour la source à gauche et à droite pour le fond, considéré comme étant l'extragalactique de part la position dans le ciel de PKS 2155, avec leur ajustements respectifs. Ceux-ci sont suivis du spectre global avec les deux ajustements précédents (vert pour la source, rouge pour le fond) ainsi que leur somme, en bleu. Un décrochement peut être constaté à hautes énergies, pour lequel plusieurs explications peuvent être avancées.

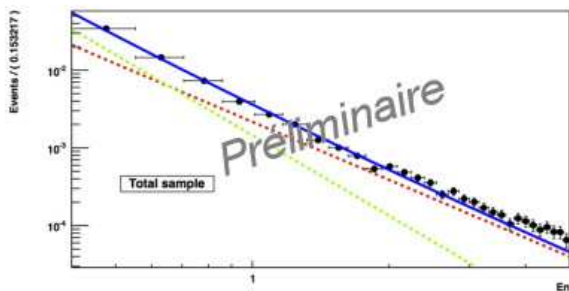


FIGURE 3: Le spectre global de la région de PKS2155-304 est représenté (points noirs). L'ajustement obtenu pour la source apparaît en vert, celui du fond en rouge et leur somme en bleu. Un décrochement à hautes énergies peut être observé.

Tout d'abord, pour reconstruire le spectre, il a été nécessaire de corriger les événements par la fonction d'acceptance. Celle-ci est encore mal comprise en bord de champs, il sera donc sûrement utile d'étudier sa dépendance à la distance au centre de la caméra. Par ailleurs, il est indispensable d'appliquer cette méthode à d'autres régions du ciel hors plan galactique. Ceci permettra d'un côté de vérifier si l'hypothèse de la loi de puissance est à remettre en cause pour le fond extragalactique, et d'un autre de tester l'isotropie de l'émission extragalactique. Finalement, la possibilité d'une éventuelle contribution du fond galactique ne doit pas être négligée et pourrait être envisagée en particulier si le décrochement n'est vu que dans certaines régions du ciel, attestant d'une distribution spatiale.

Malgré ce décrochement observé dans le spectre global, l'indice trouvé pour la source est en accord avec les études antérieures la concernant. L'autre distribution révèle un spectre plus dur, ce qui était de fait attendu pour l'émission diffuse extragalactique, plus présente à haute énergie. Les outils pour cet ajustement simultané des deux spectres semblent donc être en place.

5 Conclusions et perspectives

En résumé, la modélisation des sources ponctuelles ainsi que la méthode d'ajustement multiple pour le spectre ont l'air de fonctionner correctement. Cependant, ici n'a été traité que le cas du champs de vue de

PKS 2155, or celle-ci, même si elle contient théoriquement de la matière noire, n'est pas une des régions les plus intéressantes pour cette recherche. Ceci est dû au fait qu'il s'agit d'une galaxie très lointaine et qu'en conséquence une partie importante d'un signal potentiel est probablement perdue. La zone proche la plus dense en matière noire, d'après les modèles de distribution de celle-ci, est le centre galactique. Celui-ci, étant donc le candidat idéal pour sa recherche, constituera la suite de ce travail.

Le centre galactique, comme il a été remarqué dans la section précédente (bas de la figure 2), a une concentration importante de sources astrophysiques, ponctuelles comme étendues. Pour pouvoir appliquer la méthode d'ajustement multiple, il sera nécessaire de modéliser toutes ces sources, ce qui représente une entreprise considérable. De plus, ici au fond extragalactique supposé uniforme est superposé le fond diffus galactique, qui lui a un profil de densité apparaissant clairement (bas de la figure 2). Cette émission, découverte par HESS en 2006 [5], est spatialement corrélée avec un ensemble de nuages géants moléculaires présents dans les 200 parsecs centraux de la Voie Lactée. Ce complexe pourra servir de modèle pour l'émission diffuse galactique.

Les étapes pour la prochaine analyse seront donc, dans un premier temps, de modéliser les différentes sources astrophysiques et la distribution de l'émission diffuse galactique, avec quoi il sera possible d'élaborer une carte de poids pour appliquer la méthode d'ajustement multiple sur le spectre. L'étude préalable de PKS 2155 sera utile car elle fournit des informations sur le fond extragalactique, pris comme uniforme dans le ciel. Cette contrainte conservative supplémentaire est requise pour être capable de distinguer les deux fonds. Finalement, le but de ce travail étant de rechercher des anomalies pour les étudier, la dernière partie portera sur la confrontation des données ainsi analysées aux modèles.

Références

- [1] C.-H. Chen, C.-Q. Geng and D.V. Zhuridov. Resolving Fermi, PAMELA and ATIC anomalies in split supersymmetry without R-parity. arXiv :0905.0652v2 [hep-ph] 11 May 2009
- [2] J.A. Hinton [HESS Collaboration]. The Status of the H.E.S.S. Project. *New Astron.Rev.* 48 (2004) 331-337
- [3] A. Charbonnier. De la recherche de matière noire à l'émission diffuse de rayons gamma dans l'expérience H.E.S.S. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI-Pierre et Marie Curie soutenue le 26 novembre 2010
- [4] W. Benbow [HESS Collaboration]. The H.E.S.S. Standard Analysis Technique. *Proc. Conf. Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, Palaiseau, France, 2005, p. 163-172
- [5] F. Aharonian et al. Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature* Vol 439 (9 February 2006)

Sensibilité de LHAASO aux gammas de haute énergie

Diane Martraire

*Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), Université Paris Sud, CNRS/IN2P3,
Orsay, France*

1 Introduction

LHAASO est un projet en phase de R&D, mené par des chercheurs de l'IHEP en Chine, visant à étudier les gammas de haute énergie ainsi que les rayons cosmiques galactiques. Cet observatoire multi-hybride associe un grand nombre de techniques déjà maîtrisées afin de tirer parti des points forts de chacune et d'optimiser les performances. Une première partie est consacrée à la présentation du projet, à la problématique et à ses objectifs. La seconde partie présente les simulations du détecteur KM2A ainsi que les résultats obtenus. Enfin, une dernière partie apporte les premiers éléments pour le calcul de sensibilité du KM2A.

2 Le projet LHAASO

Cette partie présente le projet LHAASO : objectifs, problématique ainsi que le "design" actuel.

2.1 Physique de LHAASO

L'objectif de LHAASO est de mesurer les sources gamma au-delà de 100 GeV avec une couverture totale (full-sky), mais aussi les gammas au-delà de 100 TeV qui présente un intérêt particulier pour les rayons cosmiques. En effet, si l'on prend la nébuleuse du crabe (source standard en astronomie gamma), la mesure de gammas de haute énergie est interprétée en termes de contrepartie d'accélération d'électrons, mais ne renseigne pas sur l'accélération de rayons cosmiques. En revanche, une mesure de gammas de très haute énergie ($E > 100$ TeV) signerait, de manière univoque, l'accélération de rayons cosmiques (principalement des protons).

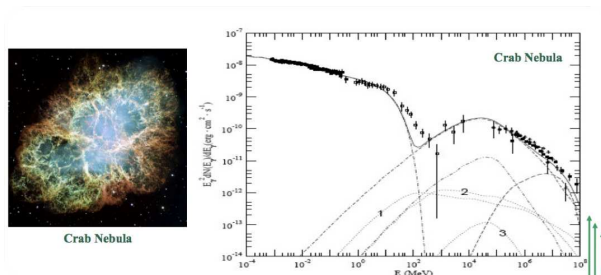


FIGURE 1: Flux des gammas mesurés dans la nébuleuse du crabe en fonction de leur énergie.

Les expériences actuelles parviennent à détecter des

gammas au-delà de 100 TeV, mais ont peu de statistique. LHAASO est conçu pour accéder à ce domaine en énergie donnant ainsi des informations indirectes sur les rayons cosmiques (position des sources,...). Malheureusement, de tels gammas sont atténués sur des distances intergalactiques, c'est pourquoi on se limitera à l'étude de sources galactiques. L'étude des rayons cosmiques au niveau du "genou" (10 TeV à 100 PeV) est le second objectif de LHAASO. En effet, cette région est à la frontière des mesures directes (ballon, satellite, ...) et indirectes (détection au sol), et marque une discontinuité du spectre des rayons cosmiques.

2.2 Problématique

La difficulté pour la mesure des gammas est de parvenir à isoler le signal mesuré du bruit de fond généré par les rayons cosmiques. Actuellement, il existe deux techniques pour la détection des gammas : les imageurs Cherenkov et les réseaux au sol. Dans le cas des imageurs (ex : HESS, MAGIC, CTA), on a une grande sensibilité donc une bonne discrimination GAMMA/HADRON, ainsi qu'une bonne résolution spatiale. En revanche, le champ de vue est limité et ils ne fonctionnent que de nuit. Dans le cas des réseaux au sol (ex : MILAGRO, HAWC), on a une couverture totale du ciel, ils fonctionnent tout le temps mais la discrimination GAMMA/HADRON est difficile. Avec LHAASO, l'association de divers détecteurs de grande surface de collection, optimisera le pouvoir de discrimination des gerbes détectées.

2.3 Présentation du projet

LHAASO sera situé à une altitude de 4300 m, dans la région du Yunnan en Chine. L'observatoire sera principalement composé de 3 détecteurs : KM2A, WCDA et WFCTA (Fig. 2).

Le détecteur Wide Fluorescence Cherenkov Telescopes Area (WFCTA) est un réseau de 24 télescopes Cherenkov. Ces télescopes mesurent le flux de particules, leur énergie ainsi que leur position. WFCTA détecte les gammas et les rayons cosmiques avec une bonne discrimination GAMMA/HADRON. Le détecteur Water Cherenkov Detector Array (WCDA) est composé de 4 grands bassins d'une surface de 150 m², une profondeur de 4 m chacun. WCDA mesurera les gammas entre 300 GeV et 10 TeV. Le dernier détecteur, le KM2 Array (KM2A), est composé de deux réseaux répartis sur une surface d'un kilomètre carré.

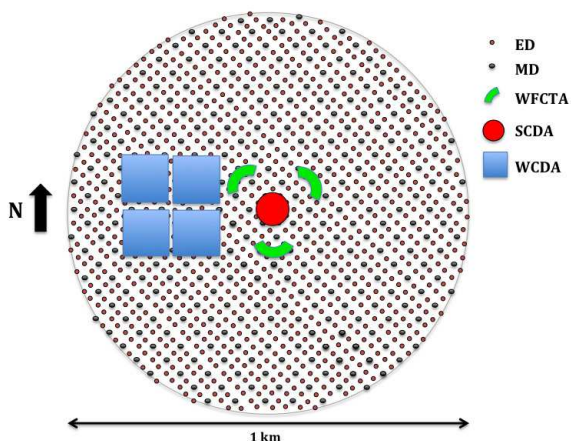


FIGURE 2: Design du futur observatoire LHAASO.

Le premier réseau (ED) comprend environ 5000 scintillateurs espacés de 15 m. Le second réseau (MD) est formé de 1200 cuves Cherenkov enterrées. L'intérêt du KM2A est qu'il permet de faire une discrimination GAMMA/HADRON. En effet, les cuves étant enterrées les particules électromagnétiques seront arrêtées à la surface et seuls les muons atteindront les cuves. Le KM2A est optimisé pour mesurer les gammas entre 10 TeV et 1 PeV.

3 Simulations et résultats

Dans cette partie, on s'intéresse plus particulièrement au détecteur KM2A. Plusieurs simulations et résultats seront présentés.

3.1 Étude de la taille des cuves et de la qualité de l'eau

Le projet LHAASO étant en phase de R&D, le prototype n'est pas définitif et peut encore évoluer. Une étude sur les dimensions des cuves Cherenkov ainsi que sur la qualité d'eau a été menée. En effet, pour les énergies concernées, il y a peu de muons. Des cuves de grandes surfaces semblent adéquates, cependant il faut vérifier que ce n'est pas au détriment du signal mesuré. Le signal d'un muon dans une cuve est proportionnel au trajet parcouru (nombre de photons Cherenkov créés), mais il dépend également de la propagation de ces derniers dans la cuve. Les cuves ont une hauteur de 1,2 m pour un diamètre variant de 3,6 à 7,2 mètres. Un photomultiplicateur est situé au centre de la cuve, à la surface de l'eau. La cuve est remplie d'eau pure (traitée) contenue dans un sac en tyvek, choisi pour ses propriétés réfléchissantes et diffusives, permettant ainsi la réflexion des photons sur les parois (Fig. 3).

Une simulation avec 10 000 muons d'un GeV est réalisée, avec un coefficient de réflectivité du tyvek de 0,94 et une efficacité quantique du PM à 0,24. Le rayon de la cuve est pris entre 1,8 m et 3,6 m, de même la longueur

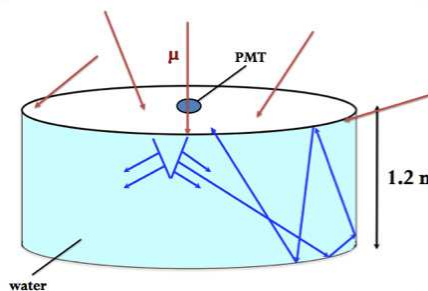


FIGURE 3: Cuve Cherenkov du réseau MD (KM2A).

d'absorption de l'eau varie entre 10 m et 100 m. Les résultats obtenus sont présentés en figure 4.

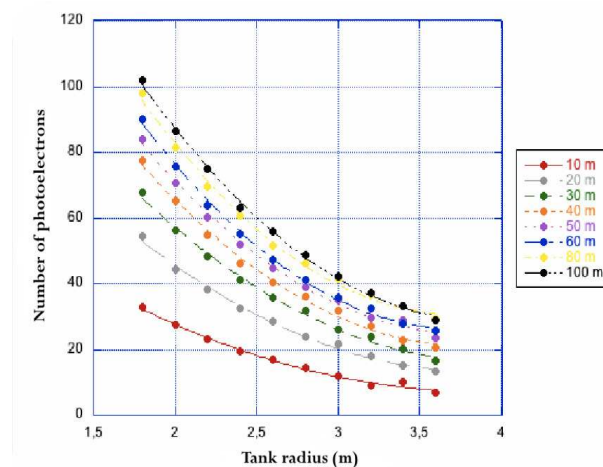


FIGURE 4: Nombre de photo-électrons en fonction du rayon de la cuve et de la qualité de l'eau. Simulation pour 10 000 muons, d'un GeV, de toute direction.

On constate que le nombre de photo-électrons diminue avec la taille de la cuve ou bien pour une eau ayant une faible longueur d'absorption. Par exemple, pour une longueur d'absorption de 100 m, on perd 70 % des photo-électrons entre une cuve de rayon 1,8 m et une de 3,6 m. En effet, pour une grande cuve les photons Cherenkov ont plus de distance à parcourir, ils ont donc plus de chance d'être absorbés par l'eau. Néanmoins, dans de très mauvaises conditions, avec une cuve de rayon 3,6 m et ayant une eau de mauvaise qualité, on détecte tout de même 10 photo-électrons.

3.2 Simulation KM2A

Les deux réseaux ED et MD ont été simulés, toutes les interactions (compton, bremsstrahlung, ionisation, delta rays, ...) possibles des différentes particules (gamma, électron, muon) ont été implémentées. Puis, nous avons généré à grande échelle une bibliothèque de gerbes avec la grille de l'IPN. Prenons l'exemple d'une gerbe de proton, la première interaction a lieu à 19 km, l'énergie du proton est de 1482 TeV, la gerbe est inclinée d'un angle $\theta = 11,31^\circ$. La figure 5 représente les

effets de cette gerbe sur le détecteur KM2A (ED et MD). Les différentes couleurs correspondent aux temps de détection des différentes stations (cuve ou scintillateur), ainsi on peut voir la direction de la gerbe (Fig. 5).

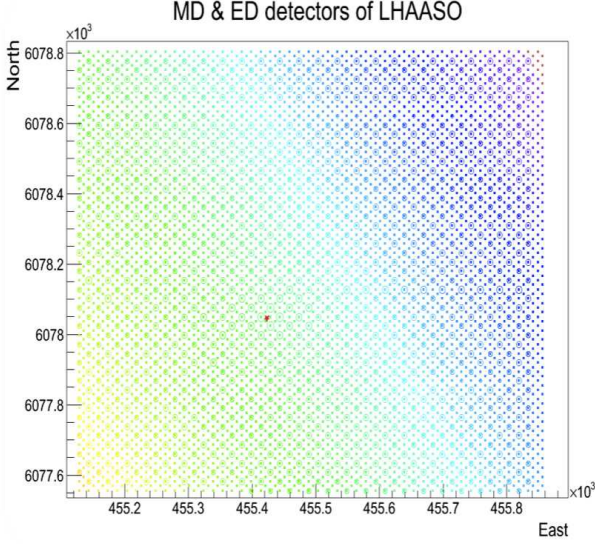


FIGURE 5: Exemple de détection d'une gerbe de proton par le KM2A.

Des exemples de profils en temps des photo-électrons, en sortie des PMs, sont représentés en figure 6.

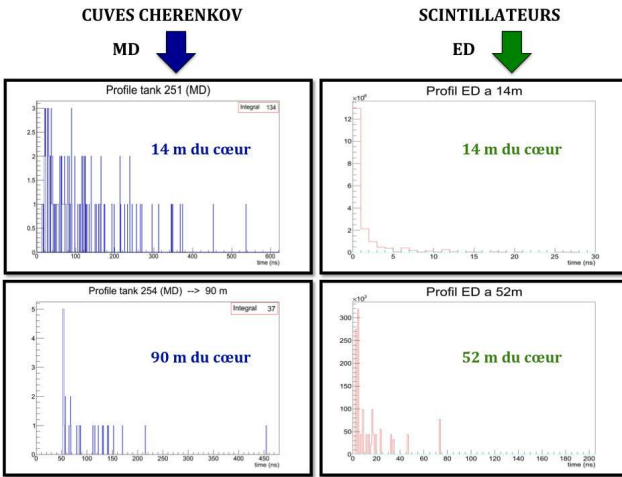


FIGURE 6: Exemples de profils en temps des photo-électrons, en sortie des PMs, pour les réseaux MD et ED, à différentes distances du cœur.

On constate que pour des cuves situées près du cœur de la gerbe, les profils mesurés sont concentrés sur une petite fenêtre en temps (jusqu'à 250 ns pour 14 m). En revanche, pour des cuves plus distantes, les profils sont plus étendus pouvant atteindre 450 ns. Ces signaux simulés sont importants pour la R&D de l'électronique, ils renseignent sur les fenêtres temporelles nécessaires à la détection.

4 Évaluation de la sensibilité de KM2A

La dernière étape est l'évaluation de la sensibilité de KM2A aux gammas de haute énergie. La sensibilité de LHAASO a été estimée, avec une simulation simplifiée, par les collègues chinois (Fig. 7). Maintenant que KM2A est simulé en détail, il serait intéressant de calculer cette sensibilité avec plus de précision.

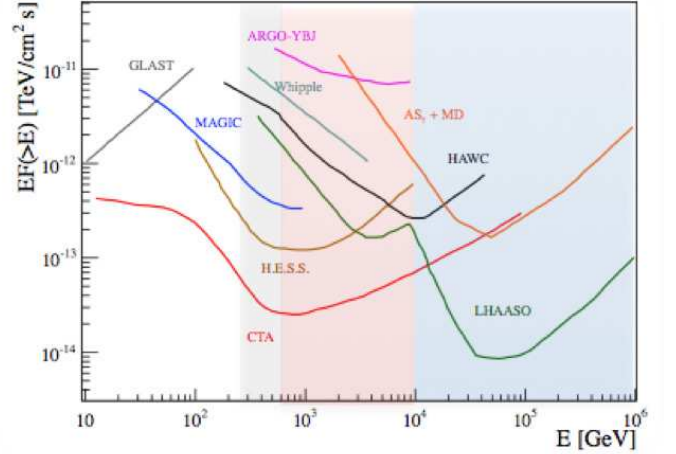


FIGURE 7: Comparaison de la sensibilité de LHAASO, estimée par les collègues en Chine (IHEP), avec d'autres projets. La partie bleue correspond à la gamme d'énergie de KM2A.

On s'intéresse à une source de gamma dont le bruit de fond est constitué par les rayons cosmiques, le signal de la source gamma s'écrit donc :

$$S = \frac{(N_\gamma + N_{RC}) - N_{RC}}{\sqrt{N_{RC}}} = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{RC}}} \quad (1)$$

soit le signal mesuré (gamma + rayon cosmique), auquel on retranche la composante rayon cosmique, puis on normalise. Il s'agit du cas où il n'y a pas de discrimination GAMMA/HADRON. Avec le KM2A, on sera capable d'effectuer une discrimination, on multiplie alors ce signal par un facteur Q (2).

$$S(> E) = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{RC}}} \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{1 - \epsilon_{RC}}} = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{RC}}} Q \quad (2)$$

avec ϵ_γ et ϵ_{RC} l'efficacité d'identification respectivement d'un gamma ou d'un rayon cosmique induit par une gerbe. Plus on distingue facilement les populations muonique et électronique (Fig. 8), plus le facteur Q est grand, et donc plus la sensibilité est bonne.

Les populations de gammas et de rayons cosmiques sont données, respectivement, par les relations 3 et 4.

$$N_\gamma(> E) = n_{1y} \int_{\Delta T} dt \int_{\Delta E} dEA_{eff}^\gamma(E, \theta(t)) \cos\theta(t) \Phi_\gamma^{crab}(E) \xi(\delta\Omega)$$

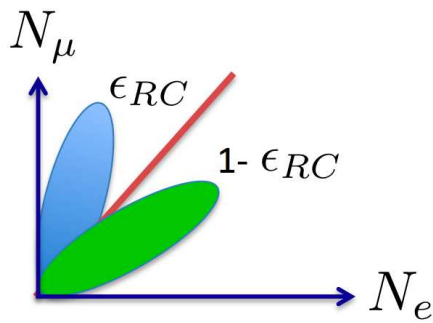


FIGURE 8: Composante muonique (bleue) en fonction de la composante électronique (verte). Plus les deux populations sont disjointes, plus le facteur Q est grand (bonne sensibilité).

$$N_{RC}(> E) = n_{1y} \int_{\Delta T} dt \int_{\Delta E} dEA_{eff}^{RC}(E, \theta(t)) \cos\theta(t) I_{RC}(E) \delta\Omega \quad (4)$$

Ces relations soulignent l'importance de la résolution angulaire (meilleur rapport signal/bruit), ainsi que de l'acceptance du détecteur, pour avoir une bonne sensibilité.

5 Conclusion

LHAASO est un projet d'observatoire, en Chine, qui mesurera les gammas de haute énergie et les rayons cosmiques galactiques. Cet observatoire multi-hybride utilisera diverses techniques de détection pour avoir un bon pouvoir de discrimination GAMMA/HADRON. Le détecteur KM2A est l'une des principales composantes de LHAASO, mêlant sur 1 km² deux réseaux : scintillateurs (ED) et cuves Cherenkov enterrées (MD), offrant la possibilité de discrimination. Une première étude a permis de voir l'influence de la taille des cuves ainsi que de la qualité d'eau sur les signaux mesurés. Ainsi, le signal diminue avec la taille des cuves, mais reste toutefois mesurable, dans de mauvaises conditions. La simulation du KM2A donne des informations précieuses pour la R&D de l'électronique. En effet, les profils en temps des photo-électrons en sortie des PMs renseignent sur la fenêtre en temps nécessaire pour la détection. Enfin, il reste à calculer de manière plus précise la sensibilité du KM2A aux gammas. La dernière partie montre que la sensibilité dépend du pouvoir de discrimination GAMMA/HADRON, de la résolution angulaire, ainsi que de l'acceptance du détecteur.

Références

- [1] HuiHai He et al., Proceedings of the 31th ICRC, LODZ (2009).
LHAASO Project : detector design and prototype.

- [2] S. Cui, Y. Liu, X. Ma et al., Proceedings of the 32th ICRC, Beijing (2011).
LHAASO-KM2A simulation.
- [3] Report for CST of IPN Orsay (2012).
The Large High Altitude Air Shower Observatory.

Recherche de nébuleuses de pulsar à l'aide du Large Area Telescope à bord de *Fermi*

Romain Rousseau

*Centre d'Études nucléaires de Bordeaux-Gradignan
(CENBG), Université Bordeaux 1, CNRS/IN2P3,
Gradignan, France*

*Funded by contract ERC-StG-259391 from the European
Community*



Résumé

Le rayonnement cosmique est un flux de particules chargées circulant dans l'espace. Les mesures ont montré que de telles particules arrivent sur Terre jusqu'à des énergies phénoménales, battant à plate couture les accélérateurs terrestres. Un siècle après leur découverte, leur origine reste encore à détailler.

À l'intérieur même de la Voie Lactée, les nébuleuses de pulsar sont reconnues comme des accélérateurs efficaces de particules. Cependant, les mécanismes d'accélération restent à détailler et nécessitent des contraintes observationnelles apportées par les études à plusieurs longueurs d'ondes. Dans ce cadre le Large Area Telescope (LAT) à bord du satellite *Fermi* observe le ciel dans le domaine des rayons γ à la recherche, entre autres, de nébuleuses de pulsar.

Ce travail vise à augmenter le nombre de nébuleuses détectées par le LAT afin de contraindre les modèles physiques et les mécanismes d'accélération mis en jeu dans chaque source individuellement. Un nombre plus grand de détections permet des études globales sur la population de nébuleuses présente dans la Galaxie.

1 Introduction

Le rayonnement cosmique est un flux de particules chargées, composé à plus de 90% de protons, circulant dans l'espace. Les mesures ont montré que de telles particules arrivent sur Terre de manière isotrope et à des énergies s'étalant sur plus de 12 ordres de grandeurs, battant à plate couture le LHC et les accélérateurs terrestres. Les lieux où sont accélérés ces particules chargées ainsi que les mécanismes d'accélération restent cependant à détailler. Ces particules accélérées émettent ensuite de la lumière du domaine radio aux rayons γ de haute énergie en passant par les rayons-X par différents processus non-thermiques. Les photons émis peuvent être récupérés afin de remonter au lieu d'accélération et d'aider à contraindre les mécanismes d'accélération.

Les observations ont montré qu'à l'intérieur même de la Galaxie il existe de nombreux accélérateurs cosmiques. Parmi eux, les pulsars ainsi que leur environnement sont la classe dominante d'accélérateurs. Les pulsars sont des étoiles à neutrons, i.e. un résidu compact du coeur d'une étoile de masse comprise entre 8 et 30-40 M_{\odot} . Ces objets sont fortement magnétisés et des

cônes d'émission se créent au niveau des pôles de champ magnétiques. L'axe magnétique n'étant pas aligné avec l'axe de rotation de l'étoile, les cônes d'émission se déplacent en fonction de la rotation de l'étoile à neutron. Si la Terre se retrouve dans la direction du cône pendant une partie de la rotation, le signal détecté prend la forme de pulses, d'où leur nom de pulsar.

Ils naissent lors de l'explosion de l'étoile en Supernova. Lors de cette explosion, la matière stellaire est projetée à des vitesses importantes dans le milieu environnant formant une onde de choc appelée le vestige de supernova. Mais le pulsar perd aussi de l'énergie et ralentit en émettant un vent de particules chargées (e^{\pm}) éjectées à des vitesses relativistes. Il se crée une nouvelle onde de choc proche du pulsar. Le vent alimente la nébuleuse de pulsar confinée par un second choc créé par l'interaction avec le milieu extérieur [5].

Après avoir décrit le LAT (Section 2), nous nous intéresserons à la recherche de nébuleuses individuellement (Section 3) avant de nous intéresser à une recherche massive dans le ciel observé par le LAT (Section 4).

2 L'instrument et le traitement des données

2.1 Le LAT

Le LAT, principal instrument du satellite *Fermi*, est un télescope qui observe les rayons γ entre 20 MeV et plus de 300 GeV [1]. Il parcourt tout le ciel en trois heures avec une exposition homogène. On le décompose en trois parties :

- Le trajectographe : sert à déterminer la direction de provenance d'un photon. Il est divisé en 16 tours de fonctionnement identiques, 16 plans de tungstènes sont intercalés avec 18 plans de 16 détecteurs à pistes de silicium. Le fonctionnement est simple : par interaction avec les couches de Tungstène, le photon incident se convertit en paires e^{\pm} qui sont détectés par les pistes de Silicium. L'enchaînement répété Tungstène, Silicium permet donc de remonter à la trajectoire de la paire et donc à celle du photon incident.
- Le calorimètre : sert à mesurer l'énergie du photon. Composé de Iodure de Césium dopé au Thallium, son principe est de créer une cascade électromagnétique. Chaque e^{\pm} de la cascade va ioniser

les cristaux de CsI qui vont rayonner de la lumière visible récupérée par des photodiodes.

- Le bouclier d'anti-coïncidence : sert à identifier les particules chargées entrant dans le LAT. Composé de tuiles de scintillateurs plastique il permet de rejeter les particules chargées venant de l'extérieur du capteur.

2.2 Étude des données

L'émission de rayons γ observée par le LAT peut être divisée en deux parties : l'émission provenant de sources que l'on peut résoudre spatialement et l'émission que le détecteur ne peut résoudre. On appelle ces dernières des émissions diffuses. Elles sont dues à l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz ou les photons interstellaires non plus au niveau de la source elle-même mais après avoir voyagé. Ce rayonnement peut encore être divisé en deux parties, l'émission diffuse Galactique et l'émission diffuse extra-Galactique.

L'analyse des données du LAT consiste à trouver une source "noyée" dans ce diffus. Pour cela on crée un modèle de la région que l'on veut observer. Ce modèle regroupe :

- les coordonnées de tous les accélérateurs connus pour émettre dans la région,
- leurs spectres observés, regroupés dans des catalogues de sources [9],
- un modèle de chacune des émissions diffuses décrites ci-dessus.

Ces modèles permettent de prédire une carte de photons observables que l'on compare à la carte de photons réellement observés. Un ajustement de la carte prédite à la carte de photons observée par méthode de maximum de vraisemblance permet de remonter aux paramètres physiques de la source.

3 Recherche de nébuleuses individuelles

Toutes les sources observées par le LAT ne sont pas des nébuleuses de pulsar. Une fois une nouvelle source détectée, il faut trouver des arguments afin d'associer la nouvelle source à une nébuleuse ou au contraire exclure l'hypothèse dans laquelle l'émission vient de la nébuleuse. Nous nous appuyerons sur deux exemples de sources étudiées pendant ma thèse : MSH 11–62 étudiée dans [12] et HESS J1857+026 [10].

3.1 Ce qu'on peut apprendre du pulsar.

Le premier argument pour trouver une nébuleuse de pulsar est la proximité d'un pulsar perdant assez d'énergie pour alimenter une nébuleuse visible en γ . Le domaine radio est le domaine où le plus de pulsar sont détectés¹, mais le LAT n'est pas en reste avec 117 détectés [2]. La source proposée pour être le pulsar alimentant la nébuleuse observée en radio et en X à l'intérieur

de MSH 11–62 n'est pas encore confirmée comme étant un pulsar. Dans le cas de HESS J1857+026, il existe un pulsar proche appelé PSR J1856+0245 détecté en radio par [6], qui peut alimenter la nébuleuse.

Si un pulsar est coïncident avec la source observée en rayons γ , on ne sait cependant pas si l'émission vient du pulsar, de la nébuleuse, du vestige de la supernova ou de n'importe quelle association des trois voire d'une source indépendante placée sur la ligne de visée. Il faut donc trouver d'autres arguments propres aux données du LAT.

Un argument temporel peut être la détection d'une pulsation de période régulière dans les données du LAT. Cette période temporelle est la preuve que le pulsar émet dans la gamme d'énergie observée par le LAT. On recherche cette période de deux manières : en utilisant la période et les paramètres de rotation trouvés à d'autres longueurs d'ondes, ou en cherchant des fréquences "à l'aveugle" [11]. Si des pulsations sont détectées en γ , cela prouve la présence d'un pulsar. Cependant, ne pas en trouver, ne permet pas d'exclure le cas où les rayons γ viennent du pulsar car ces recherches sont complexes et très sensibles aux variations aléatoires que peuvent présenter les paramètres de rotation des pulsars (appelées timing noise). Dans le cas de MSH 11–62 et HESS J1857+026 aucune pulsation n'a été détectée.

3.2 Ce qu'on peut apprendre des données du LAT

Un argument spatial peut être la détection d'une extension plus grande que la résolution angulaire de l'instrument. En effet les pulsars ont un rayon typique d'une dizaine de km alors que les vestiges peuvent s'étendre sur des parsecs (pc). Ces sources se trouvant à des kpc de la Terre, il ne sera jamais possible de trouver une extension au pulsar tandis que les nébuleuses et les vestiges peuvent être assez étendus pour que le LAT observe leur extension. Cependant, la détection d'une extension n'exclue pas l'hypothèse qu'une partie de l'émission vient du pulsar, elle implique uniquement que au moins une partie de l'émission est due au vestige ou à la nébuleuse. Dans le cas de MSH 11–62 et HESS J1857+026, aucune extension n'a pu statistiquement être prouvée.

Un dernier argument propre aux données du LAT est un argument spectral. Si les mécanismes d'accélération restent à détailler, on connaît le type de particules accélérées par chaque type de source ainsi que les mécanismes d'émission de ces sources. On sait par exemple que les rayonnements radio et X sont dus à l'émission synchrotron de particules tournant autour des lignes de champ magnétique du milieu dans lequel elles se propagent.

Dans le domaine des rayons γ , deux processus sont principalement utilisés. Le premier est appelé le scénario hadronique. Dans ce scénario, la source accélère principalement des protons qui vont venir collisionner avec des protons du milieu ambiant (par exemple dans un nuage moléculaire). Cette collision donne naissance

1. Voir par exemple le catalogue ATNF : <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

à un π^0 qui va décroître en deux photons γ de haute énergie. Ce processus est caractérisé par un spectre assez "plat". Il s'agit d'un spectre avec un indice Γ proche de 2 dans la gamme du LAT, ce qui lui donnerait l'aspect d'un plateau sur un graphique tel que celui présenté en Figure 1.

Au contraire, cette figure montre une tendance à "monter" dans la gamme de *Fermi* (les points rouges entre 10^8 et 10^{11} eV). Ce spectre, obtenu pour HESS J1857+026 se caractérise par un indice $\Gamma < 2$ et est plus cohérent avec le deuxième scénario appelé leptonique. Dans ce scénario, la source accélère principalement des électrons qui vont venir donner de l'énergie à des photons environnant (CMB, rayonnement IR des étoiles, ...) grâce au phénomène de diffusion Compton inverse.

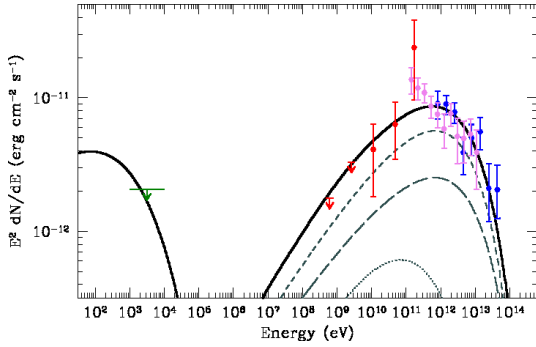


FIGURE 1: Distribution spectrale en énergie pour HESS J1857+026. Les points rouges correspondent aux points spectraux obtenus par le LAT dans 5 intervalles égaux en échelle logarithmique. Les points magentas, bleus et verts correspondent aux spectres obtenus par MAGIC [7], H.E.S.S. [4] et *Chandra* [10]. La courbe noire montre le résultat obtenu à partir d'un modèle de la nébuleuse et de son émission. En dessous de 10^5 eV, l'émission est due à des pertes synchrotron tandis que au dessus de 10^6 eV, il s'agit de rayonnement par diffusion Compton inverse.

Alors que le scénario leptonique peut aussi bien s'appliquer aux vestiges qu'aux nébuleuses, le scénario hadronique n'a été observé qu'au niveau des vestiges de supernova. L'observation de ce spectre "piqué" pour HESS J1857+026 en fait un bon candidat pour que le rayonnement observé par le LAT soit du à la nébuleuse.

En revanche, le spectre observé pour MSH 11–62 (voir Fig. 2) ne s'explique pas par un vestige ou une nébuleuse. Il s'agit d'un spectre piqué aux alentours de 5 GeV qui devient ensuite négligeable. Ce spectre est caractéristique d'un pulsar.

3.3 Ce qu'on apprend des modèles

Il existe des modèles physiques qui prédisent le rayonnement observé à toutes les longueurs d'onde en fonction des caractéristiques physiques de la nébuleuse, du vestige ou du pulsar (âge, champ magnétique,...). En ajustant le rayonnement prédit par ces modèles aux données, il est possible d'exclure des hypothèses.

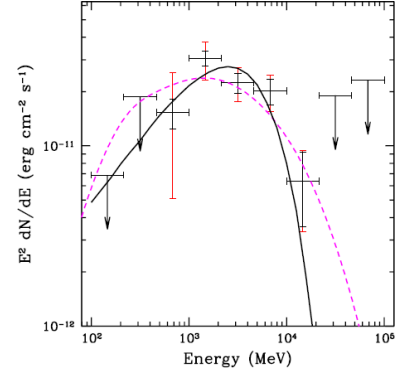


FIGURE 2: Distribution spectrale en énergie pour MSH 11–62. Les points noirs correspondent aux points spectraux obtenus par le LAT dans 9 intervalles en énergie égaux en échelle logarithmique. Les courbes correspondent aux modèles de spectres utilisés pour ajuster les données. La courbe magenta correspond à un modèle appelé parabole logarithmique tandis que la courbe noire est une extension de l'éq. ?? à laquelle on a ajouté une coupure exponentielle pour que le flux devienne négligeable au dessus de 10 GeV.

Dans le cas de HESS J1857+026, deux modèles leptoniques et un modèle hadronique ont été testés. La figure 1 montre le résultat d'un modèle leptonique qui ajuste les données pour une nébuleuse de 20 kyr avec un champ magnétique $\sim 4\mu\text{G}$. Ces paramètres sont tout à fait acceptables pour une nébuleuse de pulsar, suggérant que HESS J1857+026 en est une.

En revanche, dans le cas de MSH 11–62, seule l'hypothèse où l'émission observée par le LAT vient du pulsar permet d'ajuster les données tout en donnant des paramètres raisonnables. L'émission vue par *Fermi* est très certainement due au candidat pulsar au centre de MSH 11–62.

4 Recherche à plus grande échelle

Maintenant que l'on sait repérer les nébuleuses dans les données du LAT, le but du jeu est d'en repérer le maximum pour mieux les comprendre. Dans les données du LAT, deux types de recherches peuvent être menées. La première est une recherche systématique proche des pulsars en enlevant tous les moments où le faisceau du pulsar est dirigé vers la Terre.

La seconde, qui sera développé dans cette section se base sur le fait que les nébuleuses de pulsar sont le type dominant de sources détectées par les télescopes Cherenkov au sol tels que H.E.S.S. Le second type de sources le plus peuplé aux énergies du TeV est la classe de sources de nature inconnue. Parmi ces sources de nature inconnues, une part non négligeable pourrait être des nébuleuses que les observations ne permettent pas encore d'identifier. De plus, toutes les nébuleuses observées aujourd'hui par le LAT ont un spectre qui connecte aux spectres observés par les télescopes Cherenkov (par exemple, voir figure 1). Ces liens

fort entre les nébuleuses TeV et GeV suggère que les nébuleuses et les sources inconnues vues par les télescopes Cherenkov sont de bons candidats pour être détectés par le LAT.

En nous basant sur le TeV cat², qui est un catalogue des sources détectées dans la gamme du TeV, nous avons analysé les données du LAT à des énergies supérieures à 10 GeV afin de trouver de nouvelles nébuleuses pas encore détectées au GeV.

Sur les 58 sources que nous avons étudiées, 30 ont montré une émission significative. Parmi ces 30 détections :

- 9 sont cohérentes avec une émission venant d'un pulsar
- 7 restent sans explication ou ne sont pas associées à une nébuleuse
- 8 correspondent à des nébuleuses déjà détectées par le LAT
- 6 sont des candidats nébuleuses détectés pour la première fois par le LAT

Le nombre de candidats nébuleuse de pulsar est donc passé de 8 à 14 permettant ainsi d'avoir assez de statistique pour permettre une étude des nébuleuses de pulsar en tant que population.

Nous avons confronté les observations obtenues par notre analyse à des modèles d'évolution des nébuleuses de pulsar en fonction du temps. [8] prédit que le "pic" d'émission Compton inverse que l'on peut observer sur la figure 1 devrait se décaler vers les plus basses énergies en fonction de l'âge d'une nébuleuse à cause d'une variation du temps de refroidissement des électrons avec l'énergie. Pour l'ensemble des nébuleuses observées, ce pic se situe entre le domaine d'énergies couverts par les télescopes Cherenkov et celui couvert par le LAT. Nous avons donc pu ajuster la position de ce pic aux observations du LAT et des télescopes Cherenkov.

Cependant, nous n'avons pas pu montrer de corrélation de la position du pic avec l'âge de la nébuleuse. Cela peut s'expliquer par plusieurs raisons dont la principale est que l'âge d'une nébuleuse est dur à estimer. On prend en général l'âge caractéristique du pulsar qui est un estimateur obtenu à partir de la fréquence de rotation du pulsar et de sa dérivée. Cet estimateur a été montré comme ne donnant pas toujours le bon âge pour un pulsar et n'est peut être pas approprié pour les nébuleuses. Il reste néanmoins le plus précis que nous puissions utiliser.

Grâce à une estimation de la distance pour chacune de ces sources, nous avons pu calculer la luminosité de la nébuleuse dans la gamme du LAT, i.e. l'énergie totale rayonnée par seconde par la nébuleuse entre 10 et 316 GeV présentée en Figure 3. En comparant à l'énergie perdue par seconde par le pulsar, qui peut aussi être estimée grâce à la mesure de la fréquence rotationnelle du pulsar et à sa dérivée, nous avons montré que les nébuleuses observées par le LAT sont situées autour de pulsar jeunes, d'âge caractéristiques entre 1 et 30kyr, qui perdent beaucoup d'énergie, entre 10^{36} et 10^{39} erg/s à comparer à 10^{32} erg/s pour un pulsar moyen. Le rap-

port de l'énergie rayonnée entre 10 et 316 GeV est toujours inférieur à 10%, confirmant la faible efficacité de conversion de l'énergie en émission γ , déjà observée par [3].

La non détection par le LAT des nébuleuses âgées (> 30 kyr) détectées au TeV alors que leur émission devrait devenir plus importante au GeV est une énigme dont la résolution nécessitera une collaboration étroite entre *Fermi* et les télescopes Cherenkov, que ce soit de la génération courante comme H.E.S.S. II ou de la génération future comme CTA.

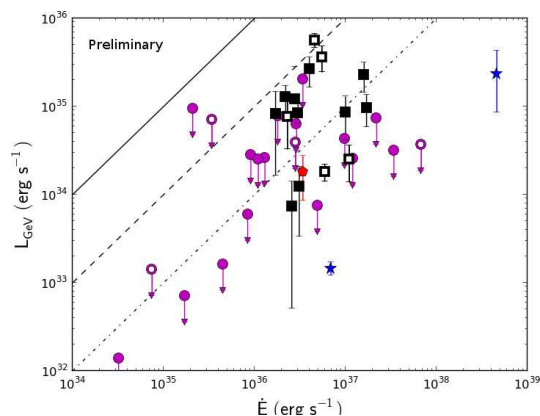


FIGURE 3: Luminosité de la nébuleuse dans la gamme du LAT en fonction de la perte d'énergie de rotation du pulsar. Les carrés noirs, pentagones rouge, disques magenta et étoiles bleues correspondent respectivement aux nébuleuses, aux pulsars, aux sources non détectées et à deux sources non analysées dans ce travail. Les lignes correspondent à une efficacité de 100% (ligne pleine), 10% (ligne tiretée), 1% (ligne pointillée-tiretée).

Références

- [1] Abdo, A. A., et al., *ApJ*, 696, 1084, 2009
- [2] Ackerman, M., et al., en préparation
- [3] Ackermann, M. et al., *ApJ*, 726, 35, 2011
- [4] Aharonian, F. et al., *A&A*, 477, 353, 2008
- [5] Gaensler, B. M. & Slane, P. O., *ARA&A*, 44, 17, 2006
- [6] Hessels J. W. T., et al., *ApJ*, 682, L41, 2008
- [7] Klepser, S., et al., proceedings of the 32th ICRC : arXiv :1109.6448v1, 2011
- [8] Mayer, M., et al., arXiv :1202.1455, 2012
- [9] Nolan, P. L. et al., *ApJS*, 199, 31, 2012
- [10] Rousseau R. et al., *A&A*, 544, A3, 2012
- [11] Saz Parkinson, P. M. et al., *ApJ*, 725, 571, 2010
- [12] Slane, P. et al., *ApJ*, 720, 266, 2010
- [13] Wilks, S., *Ann. Math. Stat.*, 9, 60, 1938

2. <http://tevcat.uchicago.edu/>

Cinquième partie

Neutrinos

session dirigée par Claudio Giganti

The neutrinos

Claudio Giganti

*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies
(LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3,
Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France*



1 Introduction

The neutrino physics has done impressive progresses in the last decades. From the first direct detection of neutrinos through the inverse β -decay process in 1956 with the experiment of Cowan and Reines to the discovery of neutrino oscillations in Super-Kamiokande in 1998 many important discoveries have been done in this field. Nowadays our knowledge of this unique particle is the following :

- neutrinos are the only fundamental fermions with no electric charge ;
- they take part only to weak processes with the exchange of virtual bosons (W and Z) ;
- there are three active neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) associated with the corresponding charged lepton ;
- in the Standard Model they are massless but the discovery of neutrino oscillations show that they have a tiny mass ;
- this mass is many order of magnitudes smaller than the one of the charged leptons or of the quark.

As we will briefly show in the following sections the neutrinos oscillation phenomenon is described by a mixing matrix has 3 angles (θ_{12}, θ_{23} and θ_{13}). The first two angles were measured to be different from 0 and large, by SNO [2] and Super-Kamiokande [1] respectively in the last decade but for the third angle, θ_{13} , we only had upper limits until 2011 [3] : in 2012 we were finally able to measure this last mixing angle, providing a fundamental piece of information in the field of the particle physics.

2 Neutrino oscillations

In 1957, when the second neutrino family had not yet been discovered, Bruno Pontecorvo suggested the possibility of having neutrino oscillations of the type $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ [4]. After the discovery of a second neutrino family, the ν_μ , different from the ν_e , Z. Maki, M. Nagakawa and S. Sakata considered the possibility of having an oscillation of neutrinos among the different families, introducing the concept of mixing [5].

The theory is based on quantum mechanical principles : if neutrinos have a nonzero mass and the mass eigenstates do not correspond to the flavor eigenstates, then neutrinos can mix. This is analogous to the mixing in the quark sector. The flavor states, $|\nu_\alpha\rangle$, are superpo-

sitions of the mass states, $|\nu_i\rangle$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1)$$

where $\alpha = e, \mu, \tau$ and $i = 1, 2, 3$ while U is the unitary mixing matrix and $|\nu_i\rangle$ are the mass eigenstates m_i .

The neutrinos are produced in a flavor eigenstate $|\nu_\alpha\rangle$ via weak interactions together with the corresponding lepton α .

To briefly describe the neutrino oscillation formalism we can assume that a neutrino ν_α is produced at time $t = 0$ by a weak interaction in a flavor eigenstate :

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2)$$

To understand how the state evolves in time, we apply the time dependent Schrödinger equation to each ν_i component of ν_α in the laboratory frame time t and position L ,

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i\rangle \quad (3)$$

where E_i and p_i are the energy and momentum of ν_i . Assuming highly relativistic neutrinos and small neutrino masses compared to the momentum the equation 3 becomes

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i\rangle \quad (4)$$

The initial state mass components, described by equation 2 evolve independently with the time, acquiring a phase $e^{-im_i^2 L/2E}$. Thus for a neutrino born as a ν_α that has propagated for a distance L , the state vector is :

$$|\nu(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i\rangle \quad (5)$$

The neutrino, produced at $t = 0$ in a pure flavor eigenstate $|\nu_\alpha\rangle$, after travelling a distance L it evolves into a different superposition of the mass eigenstates $|\nu(L)\rangle$.

The detection, as well as the production, occurs via a weak interaction, for example a charged current interaction in which a lepton is produced with a defined flavor corresponding to the one of the neutrino. The

probability of observing a neutrino that was in flavor state α at time $t = 0$ in flavor eigenstate β at time $t = L$ is

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 = |\sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} U_{\beta i}|^2 \quad (6)$$

To visualize the oscillation probability let us consider the simplest case in which only two neutrino families exist. In this case the matrix U can be written as a rotation

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (7)$$

where the mixing angle θ is the only parameter needed to describe the mixing. The probability of flavor change becomes

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E}\right) \quad (8)$$

while the survival probability is

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E}\right) \quad (9)$$

where Δm^2 is the difference between the squared masses of the two mass eigenstates and is measured in $(eV/c)^2$, L is measured in km, and E is measured in GeV. The factor 1.27 comes from including the relevant values of \hbar and c .

This equation means that, including only the first two families ($\alpha = \mu$ and $\beta = e$), if we produce a pure ν_μ beam, at the distance L it will be composed by a mixture of ν_μ and ν_e . The amount of the mixing, for fixed L and beam energy E , is given by two free parameters : the mass square difference Δm^2 and the mixing angle θ .

In the case of three neutrino families, the matrix U can be written as a 3×3 unitary matrix with four parameters describing the mixing : three angles, θ_{12} , θ_{23} and θ_{13} , and the CP violating phase δ .

The observation of the neutrino oscillations has two main consequences :

- the neutrinos have a mass different from zero ;
- the lepton flavor is not conserved if a neutrino can oscillate into another neutrino with a different flavor.

Notice that in the most general case, there is not only the phase δ , called Dirac phase, but there are two additional phases, called Majorana phases, that do not have effects on the neutrino oscillation.

3 Measurement of the last mixing angle : θ_{13}

Until recently the picture of the neutrino oscillation could be summarized in the following points :

- the atmospheric neutrino parameters have been measured by SuperKamiokande and long baseline experiments. ν_μ oscillate into a linear superposition of states mainly composed by ν_μ and ν_τ . The most stringent limits are $\sin^2 2\theta_{23} > 0.90$ (90% C.L.) and $\Delta m_{23}^2 = (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} eV^2$;
- the solar neutrino parameters were measured by SNO and KamLAND. ν_e produced in the Sun or in the reactor oscillate into a linear superposition of the three neutrino families (e , μ and τ) ; the angle θ_{12} is $\sim 32^\circ$ and $\Delta m_{12}^2 = 8.0_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{-5} eV^2$;

The mixing angle θ_{13} was known to be small [3] and was not measured until recently.

To measure this last angle, two experimental techniques have been used by different experiments :

- search for reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance at a distance of ~ 1 km using one (or more) near detectors and one (or more) far detectors to constrain the systematics related to the flux of anti-neutrinos produced in the reactor core. This technique is used by three experiments that presented results in 2012 (Double-Chooz, Daya Bay and RENO) ;
- search for the sub-leading ν_e appearance in a ν_μ beam with an L/E ratio optimized for Δm_{23}^2 : the ν_μ produced would oscillate into a superposition of ν_μ and ν_τ (according to θ_{23}) but if θ_{13} is different from 0 also some ν_e would appear and can be detected. This technique is used by T2K and in the future will be used by Nova experiment.

Results from T2K on the ν_e appearance can be found in this proceedings [6] and in [7].

For the reactor experiments, all the three experiments used Gadolinium loaded liquid scintillators, detecting $\bar{\nu}_e$ from reactor cores through inverse β -decay :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (10)$$

looking for the prompt signal of the positron and γ annihilation in coincidence with the delayed signal of the neutron capture from the Gadolinium.

In the case of reactor experiments the oscillation probability is given by the disappearance formula 9 with $\nu_\alpha = \bar{\nu}_e$, $\theta = \theta_{13}$ and $\Delta m^2 = \Delta m_{13}^2$. The most precise measurement of θ_{13} comes from the Daya Bay experiment. In this first phase Daya Bay was using neutrinos coming from 6 reactors with a set of three Near Detectors and three Far Detectors with all the detectors being identical (see Fig. 1). The mean distance between the Far Detectors and the reactors is 1.6 km and the measurement is based on the comparison of the number of events observed in the Near Detectors and the ones

observed in the Far Detectors.

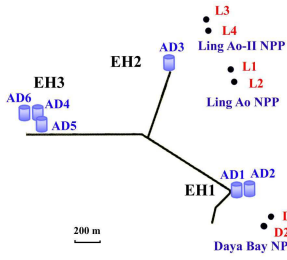


FIGURE 1: Layout of the Daya Bay experiment in the current configuration [8]

The spectrum of the events observed at Daya Bay is shown in Fig. 2.

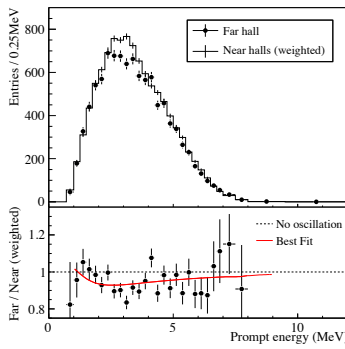


FIGURE 2: Prompt energy spectrum observed in the Daya Bay far hall compared with the no-oscillation prediction from the measurements of the two near halls [8]

The Daya Bay result is $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.089^\circ \pm 0.010^\circ(\text{stat.}) \pm 0.05^\circ(\text{syst.})$ providing a measurement of θ_{13} large and different from 0. Compatible results have been presented also by the other two reactor experiments (Double Chooz [10]) and RENO [9]) as well as the accelerator experiment T2K.

4 Future prospects in neutrino physics

The measurement of θ_{13} different from 0 open the way to the measurement of two important parameters that are still missing in our knowledge of neutrino oscillations :

- the CP violating phase δ ;
- the sign of Δm_{23}^2 . The sign of Δm_{23}^2 establishes the mass hierarchy of the neutrinos : a positive Δm_{23}^2 means that the neutrinos separated by the atmospheric mass splitting are heavier than those separated by the solar mass splitting (normal hierarchy) while a negative Δm_{23}^2 indicates the opposite situation (inverted hierarchy).

Indication on the sign of Δm_{23}^2 or on the value of δ might come in the next years from the combination of running experiments (reactors, T2K and Nova) but to firmly establish these fundamental parameters of the particle physics new dedicated long baseline based experiments will be needed.

But in the neutrino physics we are not only missing informations on oscillation parameters : many other important questions in the field of the neutrino physics need to be addressed in the next years :

- which is the absolute value of the neutrino masses ?
- is there any other neutrinos besides the three active ones ?
- is the neutrino its own antiparticle ?
- which is the mechanism that give the mass to the neutrinos ?

The first question might be addressed by the Katrin experiment from the observation of the end point of the β -decay. To reply to the second question there are several proposed experiments to search for oscillation besides the ones described by the PMNS matrix. The last two questions might be addressed from the observation of the $0\nu\beta\beta$ decay. Also the observation of the $\mu \rightarrow e$ conversions might allow to understand more about the neutrinos as it is shown in this proceedings [11].

Références

- [1] S. Fukuda *et al.* [SuperKamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001)
- [2] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001)
- [3] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration] Phys.Lett. B466 (1999) 415-430
- [4] B. Pontecorvo, J.E.T.P. 33 429 (1957)
- [5] Z. Maki, M. Nagakawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962)
- [6] B. Quilain, contribution to these proceedings
- [7] K. Abe et al. [T2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. 107, 041801 (2011)
- [8] F. P. An *et al.* [Daya Bay Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012)
- [9] J. K. Ahn *et al.* [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012)
- [10] Y. Abe *et al.* [Double Chooz Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 131801 (2012).
- [11] M. Dhen, contribution to these proceedings

Muon conversion to electron in nuclei in Type-I seesaw models

Mikaël Dhen

Université Libre de Bruxelles (ULB), Bruxelles,
Belgique



Résumé

We compute the $\mu \rightarrow e$ conversion in the type-I seesaw model, as a function of the right-handed neutrino mixings and masses. We determine the definite predictions resulting for the ratios between the $\mu \rightarrow e$ conversion rate for a given nucleus and the rate of two other processes which also involve a $\mu - e$ flavour transition : $\mu \rightarrow e\gamma$ and $\mu \rightarrow eee$. For a quasi-degenerate mass spectrum of right-handed neutrino masses -which is the most natural scenario leading to observable rates- those ratios depend only on the seesaw mass scale, offering a quite interesting testing ground. In the case of sterile neutrinos heavier than the electroweak scale, these ratios vanish typically for a mass scale of order a few TeV. Furthermore, the analysis performed here is also valid down to very light masses. It turns out that planned $\mu \rightarrow e$ conversion experiments would be sensitive to masses as low as 2 MeV.

1 Introduction

In the Standard Model of elementary particle, the neutrino is massless. However, we have observed that neutrinos oscillate when propagating, which means the mass eigenstates differ from flavor eigenstate. Thus, the recent experimental evidence for neutrino masses has shown that lepton flavour is violated in the neutrino sector. This inevitably leads, at the tree or one-loop level, to rare processes violating charged lepton flavour, such as $l \rightarrow l'\gamma$, $l \rightarrow 3l'$ or μ to e conversion in atomic nuclei. Current experimental bounds on the various rates are expected to be improved in the near future by a long series of new experiments. In particular, $\mu \rightarrow e$ conversion processes [1] will become especially competitive, as the sensitivities for various nuclei are expected to be improved by several orders of magnitude,

$$R_{\mu \rightarrow e}^{Ti} \leq 10^{-18} \quad [2, 3] \quad , \quad (1)$$

$$R_{\mu \rightarrow e}^{Al} \leq 10^{-16} \quad [2, 3, 4, 5, 6], \quad (2)$$

as compared to the present sensitivities

$$R_{\mu \rightarrow e}^{Ti} < 4.3 \times 10^{-12} \quad [7] \quad , \quad (3)$$

$$R_{\mu \rightarrow e}^{Au} < 7 \times 10^{-13} \quad [8] \quad , \quad (4)$$

$$R_{\mu \rightarrow e}^{Pb} < 4.6 \times 10^{-11} \quad [9]. \quad (5)$$

These rates can be predicted by neutrino mass models such as the seesaw models. For the right-handed neutrino models ("type-I" seesaw), a comparison of the various calculations shows that there is no agreement on what is actually the theoretical result of the conversion rate [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18]. Given both these experimental and theoretical situations, we recalculate the $\mu \rightarrow e$ conversion rate for the type-I seesaw model. We compare our results with previous calculations and determine the corresponding phenomenology it leads to. This proceeding is based on the paper [19], where the reader will find all the details of the calculation.

2 Type-I seesaw model Lagrangian in mass eigenstate basis

In the flavour basis, the Lagrangian of the type-I seesaw model with extra right-handed neutrinos N_R reads

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\overline{N}_R \not{\partial} N_R - \left[\overline{N}_R Y_N \tilde{\phi}^\dagger \ell_L + \frac{1}{2} \overline{N}_R M N_R^c + h.c. \right], \quad (6)$$

where the flavour indices have been left implicit. Here Y_N denotes the neutrino Yukawa coupling to the Standard Model (SM) scalar boson (so-called "Higgs boson" for short), ℓ_L denotes the left-handed lepton doublet, ϕ is the higgs doublet and $\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^*$ with τ_2 the second Pauli matrix,

$$\ell_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} \quad , \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi^- \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h + i\phi^3) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

and $v = 246$ GeV. The charged lepton Yukawa coupling is assumed diagonal without loss of generality. We define the unitary $(3+k) \times (3+k)$ mixing matrix U through

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ N_R^c \end{pmatrix} = U P_L n \equiv U P_L \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ N_1 \\ \vdots \\ N_k \end{pmatrix}, \quad (8)$$

where the vector n encodes all neutrino eigenstates in the mass basis, with N_i , $i = 1$ to k denoting the k extra

physical heavy neutrinos, and P_L is the left-handed projector $P_L \equiv (1 - \gamma_5)/2$. These mass eigenstates are Majorana fermions, $n = n^c$, that is $\nu_i = \nu_i^c$ and $N_i = N_i^c$. In the mass eigenstate basis, the various gauge boson and scalar interactions are modified and give rise to lepton flavor violation interactions. The neutrino masses are given by :

$$m_n = (m_{\nu_1}, m_{\nu_2}, m_{\nu_3}, m_{N_1}, \dots, m_{N_k}). \quad (9)$$

The first three entries in m_n denote the light neutrino masses, while the last k ones correspond to the heavy ones. From the expressions of the new interactions, one can calculate the μ to e conversion rates.

3 μ to e conversion rates

In the type-I seesaw framework, violation of charged lepton number arises at the one loop level. μ to e conversion is induced by a series of gauge boson mediated diagrams given in Fig. 1. The various contributions to the process can be divided in those in which the momentum is transferred by the photon, by the Z boson or via two W bosons. The first two proceed via penguin diagrams, whereas the latter processes corresponds to a box diagram. Alike to the quark case, the internal fermions in the loop must have non-degenerate masses and non trivial mixings, in order to avoid a GIM cancellation.

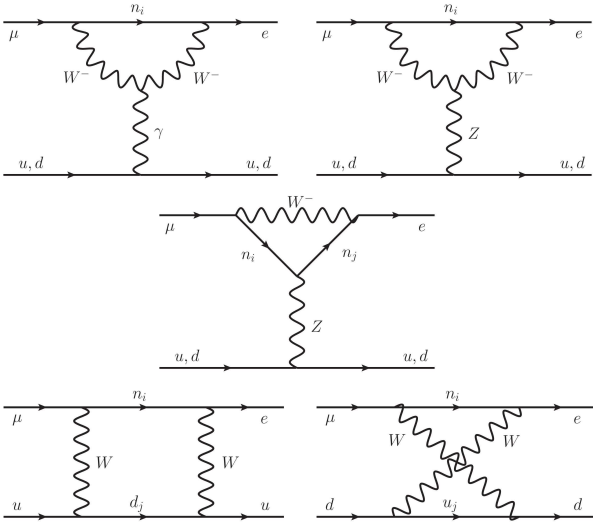


FIGURE 1: The five classes of diagrams contributing to μ to e conversion in the type-I seesaw model.

For a rigorous calculation of the rate, see [19]. Let's just show the final expression for the ratio of the $\mu \rightarrow e$ conversion over the capture rate Γ_{capt} :

$$R_{\mu \rightarrow e} = \frac{2G_F^2 \alpha_w^2 m_\mu^5}{(4\pi)^2 \Gamma_{capt}} \left| 4V^{(p)} \left(2\tilde{F}_u^{\mu e} + \tilde{F}_d^{\mu e} \right) + 4V^{(n)} \left(\tilde{F}_u^{\mu e} + 2\tilde{F}_d^{\mu e} \right) + s_w^2 G_\gamma^{\mu e} \frac{D}{2e} \right|^2 \quad (10)$$

where, as usual, $\alpha_W = g_W^2/(4\pi)$, $\alpha = e^2/(4\pi)$, and G_F

the Fermi constant. g_W is the weak isospin coupling constant, s_W is the sinus of the weak mixing angle. The nuclear information is encoded by D , $V^{(p)}$ and $V^{(n)}$ form factors whose values are shown in Table 1, taken from Ref. [20]. The coefficients $\tilde{F}_q^{\mu e}$ and $G_\gamma^{\mu e}$ encode all the dependence on the internal fermion masses and mixing angles. In type-1 seesaw models with the minimum of two extra right-handed neutrinos, this means there are at least 8 unknown parameters hidden in these coefficients.

Nucleus	$V^{(p)}$	$V^{(n)}$	D	$\Gamma_{capt} \left(\frac{10^6}{s} \right)$
$^{27}_{13}\text{Al}$	0.0161	0.0173	0.0362	0.7054
$^{48}_{22}\text{Ti}$	0.0396	0.0468	0.0864	2.59
$^{197}_{79}\text{Au}$	0.0974	0.146	0.189	13.07
$^{208}_{82}\text{Pb}$	0.0834	0.128	0.161	13.45

TABLE 1: Nuclear form factors and capture rates.

4 Phenomenology

The $\mu - e$ transition rates expected in the type-I seesaw framework are clearly highly model dependent. Nevertheless it turns out that the models which can naturally give measurable rates are models which involve two or more quasi-degenerate right-handed neutrinos and for these models one can make remarkably clear predictions on the ratios of two rates where a same flavour transition occurs, for example $R_{\mu \rightarrow e}/Br(\mu \rightarrow e\gamma)$ or $R_{\mu \rightarrow e}/Br(\mu \rightarrow eee)$. The point is simply that if the right-handed neutrinos are quasi degenerate, only one right-handed neutrino mass scale m_N is relevant in the rates and the dependence on the elements of the mixing matrix factorizes from the mass dependence. These ratios are shown in Fig. 2 below, for different nucleus.

These results imply that, from the experimental determination of two $\mu - e$ transition processes, and up to discrete degeneracies, it is possible to determine the scale m_N of the generic framework considered. That pair of processes could be any two among the four processes which will be probed with improved sensitivity in near future : $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow eee$, $R_{\mu \rightarrow e}^{Al}$ and $R_{\mu \rightarrow e}^{Ti}$.

To lift possible degeneracies a third measurement may need to be considered. As an example, assume that from the MEG and COMET experiments, $R_{\mu \rightarrow e\gamma}^{\mu-e(Al)}$ is measured to be ~ 0.1 : the values $m_N \approx 2.5$ TeV or $m_N \approx 16.5$ TeV would then be singled out, see Fig. 2. To lift this degeneracy the observation of a third $\mu \rightarrow e$ transition process would be necessary : for instance $R_{\mu \rightarrow e}^{Ti}$ at PRISM or $\mu \rightarrow eee$ at $\mu 3e - PSI$ [25]. Alternatively, the measurement of two rates might be incompatible with the upper bound or measurement of a third one, which would rule out the scenario¹. Similarly the measurement of a single rate, together with

1. Note also that, analogously, the measurement of $\tau \rightarrow l\gamma$ decay and of $\tau \rightarrow ll'l'$ decay would also allow to determine the m_N scale [21]. That determination could be compared with the $\mu \rightarrow e$ results above, to rule out or further confirm this scenario.

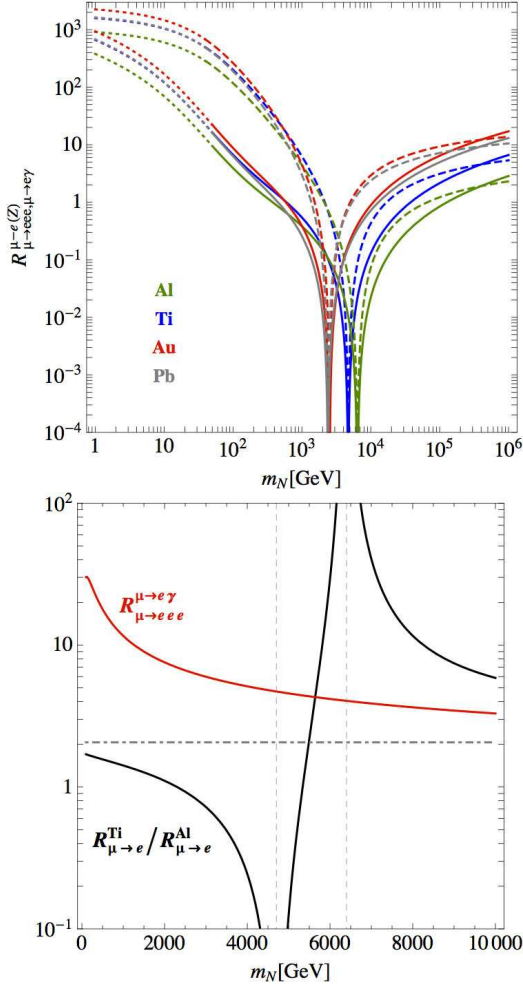


FIGURE 2: (Up) Ratio of the $\mu \rightarrow e$ conversion rate in Al (green lines), Ti (blue lines) and Au (red lines) to $Br(\mu \rightarrow e\gamma)$ (solid lines) and to $Br(\mu \rightarrow eee)$ (dashed lines) for the entire range in mass m_N here considered. Lines are dotted when they require, for $\mu \rightarrow e\gamma$ and $\mu \rightarrow eee$, a sensitivity better than the one expected at planned experiments. (Down) $R_{\mu \rightarrow e}^{Ti} / R_{\mu \rightarrow e}^{Al}$ (black) and $R_{\mu \rightarrow e}^{\mu \rightarrow e\gamma} / R_{\mu \rightarrow e}^{\mu \rightarrow eee}$ (red) as a function of m_N . The horizontal dashed line shows the large m_N asymptotic value of $R_{\mu \rightarrow e}^{Ti} / R_{\mu \rightarrow e}^{Al}$.

the upper bound or measurement of another one, could exclude this scenario for ranges of m_N values (eventually excluding the whole mass range).

Alternatively, the present and future bounds on the different rates allow us to put limits on the mixing parameters. Fig. 3 shows the lower bounds resulting for the mixing parameters, if the various rates are required to be large enough to be observed in planned experiments. It also shows the upper bounds which hold today on these quantities from the non-observation of these processes. This figure illustrates well the impact of future $\mu \rightarrow e$ conversion measurements/bounds, as they will become increasingly dominant in exploring flavor physics in the $\mu - e$ charged lepton sector.

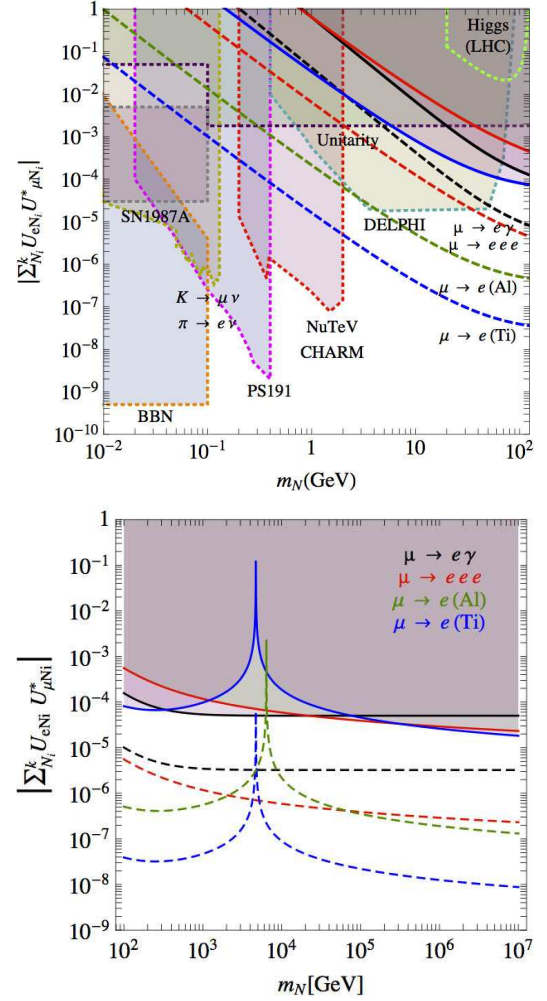


FIGURE 3: Bounds on $|\sum_i^k U_{eN_i} U_{\mu N_i}^*|$ for scenarios characterized by one right-handed neutrino mass scale. The solid lines are obtained from present experimental upper bounds : from Eq. (2) and $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 2.4 \cdot 10^{-12}$ [22], $Br(\mu \rightarrow eee) < 10^{-12}$ [23]. The dashed lines are obtained from the expected experimental sensitivities : from Eqs. (2) and $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 10^{-14}$ [24], $Br(\mu \rightarrow eee) < 10^{-16}$ [25]. In the left panel, the regions already excluded by non-unitarity limits, π and K peak searches, π , K , D , Z decay searches, BBN, SN1987A and LHC collider searches (dotted lines) are also indicated. Shaded areas signal the regions already excluded experimentally.

5 Conclusion

Future experiments aiming to detect $\mu \rightarrow e$ conversion in atomic nuclei are especially promising for the discovery of flavour violation in charged-lepton transitions. We have calculated the expression of the associated rates for the type-1 Seesaw models. The various possible ratios of rates involving the same charged $\mu - e$ flavour transition, have been determined. When a single heavy scale dominates, they depend exclusively on that unique scale.

The results are illustrated in Fig. 2. These results apply both in the limit of non-degenerate heavy neutrino

masses and in the hierarchical limit. We focused the discussion on the quasi-degenerate scenario, as it is the most natural one to allow for observable rates.

Since the various ratios exhibit a different mass dependence, they offer a particularly neat way to confirm/exclude possible scenarios. In the case of an agreement between theory and measurements, they would allow a determination of the right-handed neutrino mass scale. For right-handed neutrinos in the large mass regime, depending on the ratio which would be measured, one may have a degeneracy in the right-handed neutrino mass scale it could correspond to. This can be resolved by the measurement of another ratio. Furthermore, we find that the values of the heavy neutrino masses for which the ratios of $\mu \rightarrow e$ conversion to μ decays may vanish are around 2 – 7 TeV.

We have explored the sensitivity to the singlet fermion mass scale as a function of the mixing with the muon and electron sector of the SM. This sensitivity extends to very low masses, down to ~ 2 MeV for Titanium. When the stringent bounds coming from massive sterile neutrino searches (from the unitarity limits of the U_{PMNS} mixing matrix, from π , K and D meson decay searches, and other constraints) are taken into account, the expected impact in constraining the low mass regime is somewhat reduced.

Références

- [1] S. Weinberg and G. Feinberg, Phys. Rev. Lett. **3** (1959) 111.
- [2] E. V. Hungerford [COMET Collaboration], AIP Conf. Proc. **1182** (2009) 694.
- [3] Y. G. Cui *et al.* [COMET Collaboration], KEK-2009-10.
- [4] R. M. Carey *et al.* [Mu2e Collaboration], FERMILAB-PROPOSAL-0973.
- [5] R. K. Kutschke, arXiv :1112.0242 [hep-ex].
- [6] A. Kurup [COMET Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **218** (2011) 38.
- [7] C. Dohmen *et al.* [SINDRUM II. Collaboration], Phys. Lett. B **317** (1993) 631.
- [8] W. H. Bertl *et al.* [SINDRUM II Collaboration], Eur. Phys. J. C **47** (2006) 337.
- [9] W. Honecker *et al.* [SINDRUM II Collaboration], Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 200.
- [10] Riazuddin, R. E. Marshak and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. D **24** (1981) 1310.
- [11] L. N. Chang, D. Ng and J. N. Ng, Phys. Rev. D **50** (1994) 4589 [hep-ph/9402259].
- [12] A. Ioannian and A. Pilaftsis, Phys. Rev. D **62** (2000) 066001 [hep-ph/9907522].
- [13] A. Pilaftsis and T. E. J. Underwood, Phys. Rev. D **72** (2005) 113001 [hep-ph/0506107].
- [14] F. Deppisch, T. S. Kosmas and J. W. F. Valle, Nucl. Phys. B **752** (2006) 80 [hep-ph/0512360].
- [15] A. Ilakovac and A. Pilaftsis, Phys. Rev. D **80** (2009) 091902 [arXiv :0904.2381 [hep-ph]].
- [16] F. F. Deppisch and A. Pilaftsis, Phys. Rev. D **83** (2011) 076007 [arXiv :1012.1834 [hep-ph]].
- [17] D. N. Dinh, A. Ibarra, E. Molinaro and S. T. Petcov, arXiv :1205.4671 [hep-ph].
- [18] D. Aristizabal Sierra, A. Degee and J. F. Kamenik, arXiv :1205.5547 [hep-ph].
- [19] R. Alonso, M. Dhen, M. B. Gavela and T. Hambye, JHEP **1301** (2013) 118 [arXiv :1209.2679 [hep-ph]].
- [20] R. Kitano, M. Koike and Y. Okada, Phys. Rev. D **66** (2002) 096002 [Erratum-ibid. D **76** (2007) 059902] [hep-ph/0203110].
- [21] X. Chu, M. Dhen and T. Hambye, JHEP **1111** (2011) 106 [arXiv :1107.1589 [hep-ph]].
- [22] J. Adam *et al.* [MEG Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 171801 [arXiv :1107.5547 [hep-ex]].
- [23] K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group Collaboration], J. Phys. G G **37** (2010) 075021.
- [24] [MEG-II collaboration], see e.g. R. Sawada, talk at the Neutrino 2012 conference, Tokyo : http://meg.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/docs/talks/JPS/2012s/sawada_jps2012s.pdf.
- [25] N. Berger [$\mu 3e$ collaboration], arXiv :1110.1504 [hep-ex].

Apparition de ν_e dans T2K et dispositif d'étude du bruit de fond π^0

Benjamin Quilain

Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR), Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, Palaiseau, France



1 Introduction

Dans le modèle standard de la physique des particules, les neutrinos font partie des particules les plus étranges dont beaucoup de propriétés restent méconnues. D'une part, les neutrinos sont les seules particules à interagir avec le reste de la matière uniquement via l'interaction faible (et la gravitation). Cette particularité rend leur détection statistiquement improbable en comparaison avec les autres particules, mais possible au vu des importantes quantités dans lesquels ils sont produits dans les processus naturels (fusion solaire, rayons cosmiques, radioactivité terrestre...) ou non (réacteurs nucléaires, accélérateurs). Par ailleurs, ces particules possèdent une autre particularité étonnante dont le lien avec la première n'a pas été mis en évidence : une masse minuscule comparée aux autres leptons et hadrons connus. Cette masse, ou plutôt l'existence d'une différence de masse entre les différents saveurs de neutrinos (ν_e , ν_μ , ν_τ) a été mise en évidence par la découverte du phénomène d'oscillation de saveurs des neutrinos. Ce phénomène purement quantique repose sur le fait que les états de saveurs, c'est à dire de production/détection, des neutrinos ne sont pas identiques à leur états de masse (c'est à dire, de propagation), permettant ainsi la transformation d'un type de neutrino en un autre entre leur point de production et de détection ([1]). Dans un modèle à deux saveurs, la probabilité d'oscillation d'un saveur de neutrino d'énergie E et de masse m_1 vers une autre de masse m_2 lorsqu'on se place à une distance L du point de production peut s'écrire :

$$P_{\nu_1 \rightarrow \nu_2} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta(m_{12})^2 \cdot L}{4 \cdot E} \quad (1)$$

Ainsi, la différence de masse ($\Delta(m_{12})^2 = m_2^2 - m_1^2$) entre les deux saveurs est analogue à la fréquence de l'oscillation en $\frac{L}{E}$, tandis que l'angle de mélange θ est analogue à l'amplitude de cette oscillation. Un exemple d'une telle figure d'oscillation dans le cadre d'un modèle à trois saveurs peut être aperçu Figure 1. Violant explicitement la conservation du nombre leptonique, ce processus a pour la première fois été observé directement dans le détecteur SuperKamiokande, qui a pu identifier l'oscillation des ν_μ atmosphériques en ν_e . Par la suite, différentes expériences ont été menées pour déterminer les paramètres qui régissent ces oscillations à trois saveurs : trois angles de mélange et deux différences de masse. La mesure précise en 2012 de la valeur du dernier angle de mélange, θ_{13} , a signifié en

quelque sorte l'aboutissement de cette recherche précise de ces paramètres d'oscillation (exception faite du signe de $\Delta(m_{13})^2$ qui intervient dans l'oscillation dans la matière). Cependant, la valeur non nulle de θ_{13} a surtout ouvert la possibilité à une violation de la symétrie CP dans le secteur des leptons. Enfin, cela n'a aucunement refermé les autres problématiques majeures de la physique des neutrinos sur la possibilité d'une oscillation vers un neutrino stérile, ou quant à l'origine de la masse du neutrino (Majorana/Dirac).

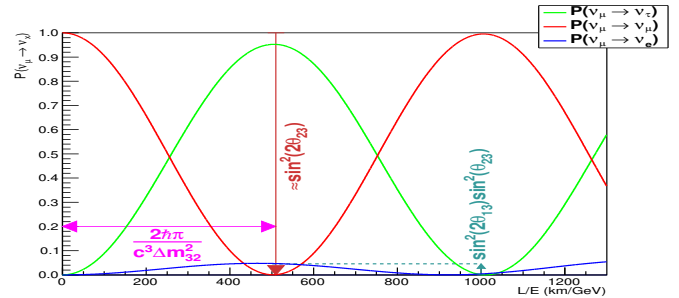


FIGURE 1: Oscillation à 3 saveurs pour un faisceau pur de ν_μ ($\sim T2K$), une hiérarchie normale ($\Delta(m_{13})^2 > 0$) sans violation CP. Dans T2K, $E_\nu \sim 600 MeV$, et l'oscillation est ainsi maximale pour $L \sim 300 km$

2 L'expérience T2K

2.1 Vue d'ensemble

T2K est une expérience à base longue ayant pour but de mettre en évidence l'oscillation de ν_μ en ν_e . La production de ν_μ est réalisée via un faisceau de protons accéléré à JPARC, à une énergie de 30 GeV (Figure 2). Ceux-ci heurtent une cible de graphite, produisant une gerbe de particules à forte composante mésonique (π , $K...$) plongées dans un champ produit par des cornes magnétiques autour de la cible, permettant de sélectionner la charge des particules et de passer ainsi d'un faisceau de ν_μ (produits par des particules chargées positivement) à un faisceau $\bar{\nu}_\mu$ relativement facilement. Par ailleurs, ces cornes focalisent le faisceau, dont les pions et kaons se désintègrent ensuite dans un tunnel de 100m rempli d'He gazeux, terminé par une structure faite d'acier, de cuivre et de carbone chargée d'arrêter les hadrons et la plupart des muons ([2]). A ces énergies, la majorité des ν_μ sont produits par désintégration des π^+ , tandis que les ν_e sont produits par les

désintégrations des μ^+ et des K^+ . On obtient ainsi une contamination intrinsèque du faisceau en ν_e de 1%. L'expérience T2K propose donc de se placer hors axe, i.e à 2.5° du faisceau, afin de diminuer d'un facteur deux la contamination par les ν_e provenant des désintégrations des μ^+ et des K^+ . Un autre avantage de se placer hors axe, est d'obtenir un spectre en ν_μ davantage piqué en énergie (Figure 3) autour de $E_\nu = 600 \text{ MeV}$, et de maximiser ainsi la probabilité d'oscillation dans le détecteur SuperKamiokande (Figure 1). Le faisceau de neutrinos est par la suite détectée à 280m de la cible par les détecteurs ND280 qui en déterminent la composition précise avant oscillation, puis 300km plus loin dans le détecteur SuperKamiokande situé au pic d'oscillation (Figure 2).

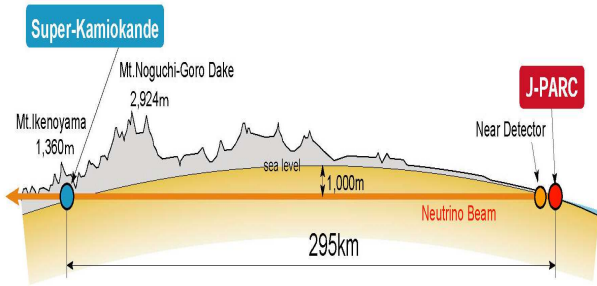


FIGURE 2: Vue de côté de l'expérience T2K. Les particules sont produites à JPARC et une mesure relative est réalisée entre les détecteurs proches et le détecteur lointain SuperKamiokande.

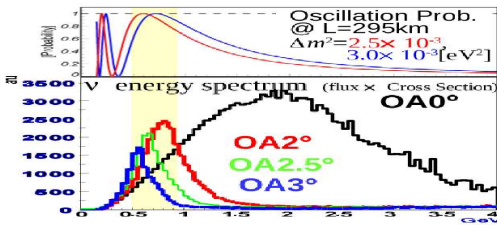


FIGURE 3: Spectre des neutrinos produits par le faisceau pour différents angles par rapport au faisceau. Bien que l'on perde en statistique, se placer à 2.5° du faisceau permet d'obtenir un spectre d'énergie très piqué autour de la valeur maximale d'oscillation.

2.2 Le détecteur lointain SuperKamiokande

Le détecteur SuperKamiokande est le détecteur lointain utilisé dans l'expérience T2K. Il fonctionne sur le principe du rayonnement Cerenkov : lorsqu'une particule chargée entre dans un milieu d'indice optique n à une vitesse $v > c/n$, elle interagit avec le milieu qui émet une radiation formant un cône de lumière. Si la particule est ultra relativiste ($v \sim c$), alors l'angle d'ouverture du cône de lumière produit dans un milieu ne dépend que de l'indice de celui ci (42° dans l'eau). Dans

le cas d'un neutrino, la plupart des détection sont issues d'une interaction à courant chargé du neutrino dans l'eau (Figure 4), provoquant l'apparition du lepton associé à la saveur du neutrino qui l'a produit. Dans le cas d'un ν_e par exemple, c'est donc l'électron associé qui sera détecté.

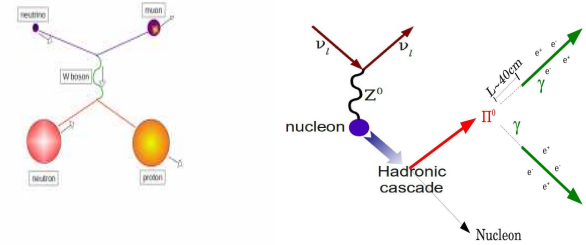


FIGURE 4: Interactions des neutrinos avec la matière : Par courant chargé (gauche) ou par courant neutre et production d'un π^0 (droite).

En outre, durant l'émission de leur gerbe Cerenkov, muons et électrons adoptent un comportement très différent qui rend l'identification possible : les muons ont une masse supérieure et ne subissent donc que peu de diffusion électromagnétique dans le milieu, formant donc un anneau net et large sur les parois du détecteur (Figure 5). Les électrons quant à eux, subissent de fortes diffusions, et forment ainsi un anneau flou, dont la largeur est souvent moins importante de part l'importante quantité d'énergie qu'ils perdent rapidement à chaque diffusion (Figure 5). De ce fait, le détecteur SuperKamiokande permet de distinguer électrons et muons, ainsi que de voir toute particule chargée suffisamment rapide, en combinant les informations sur le temps et la charge déposée dans le milieu. Afin de réduire la contamination par les neutrinos cosmiques et solaires, ainsi que les μ cosmiques, le faisceau est décomposé en paquets, et un système de GPS permet de ne sélectionner les données que dans la fenêtre de temps autour d'un paquet du faisceau.

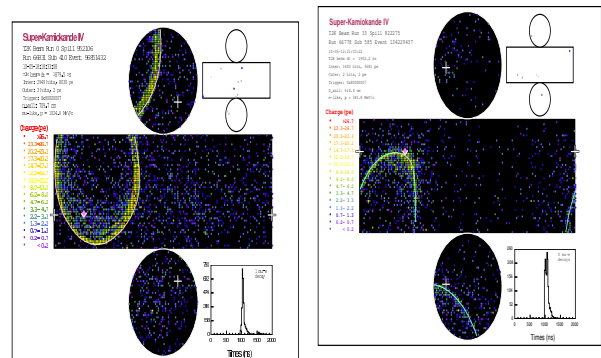


FIGURE 5: Evenement ν_μ (gauche) et ν_e (droite) candidats dans SuperKamiokande. L'angle d'ouverture moyen du cône de lumière les ayant généré est de 42° .

Par ce biais, la contamination finale est essentiellement due aux ν_e intrinsèques aux faisceau, tandis que

la deuxième source de bruit de fond se révèle être des π^0 mal reconstruits (Figure 4). En effet, les deux photons produits après désintégration du π^0 ne vont évidemment pas plus vite que la vitesse de la lumière dans le milieu, mais comportent assez d'énergie pour créer par ionisation ou production de paires, des électrons/positrons d'énergie suffisante pour créer un rayonnement Cerenkov et amplifier également la gerbe électromagnétique par bremsstrahlung. Ainsi, on estime qu'un anneau issu d'un photon est semblable à un anneau électron à plus de 99% dans SuperKamiokande. Dans le cas où les deux photons sont émis tous deux dans la direction du faisceau, ou lorsque l'un est émis dans la direction du faisceau et l'autre opposé (emportant très peu d'énergie), l'un des anneaux sera souvent manqué, et cet événement pourra être confondu avec un événement électron.

3 Réduction des erreurs du bruit de fond π^0 : le générateur de cône

3.1 Description

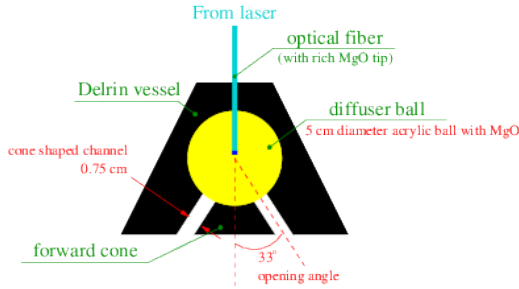


FIGURE 6: Vue schématique du générateur de cône.

Afin de réduire le bruit de fond créé par les π^0 dans l'analyse d'apparition, ainsi que son erreur systématique, on ne dispose d'aucune source naturelle de π^0 . On a donc mis en place un dispositif appelé générateur de cône. En effet, la forme de son motif de lumière est censé reproduire l'anneau de l'électron, et sa distribution temporelle peut être ajustée afin d'en reproduire également le comportement dans une certaine mesure. Le générateur de cône est composé simplement d'un laser à diode, dont la lumière est diffusée dans une sphère au centre d'un vaisseau (Figure 6) dont la forme permet de reproduire l'anneau issu de la lumière Cerenkov d'un électron. Ce dispositif est ensuite inséré dans le détecteur via des barres métalliques. Afin de réaliser sa simulation, on a décidé de part sa relative complexité de mesurer directement la lumière qu'il émet juste à sa sortie via un photomultiplicateur externe, et de ne simuler que la propagation de ces photons jusqu'au mur du détecteur. La forme de l'anneau créé par le cône actuel peut être visualisée sur la Figure 7. Par ailleurs, à SuperKamiokande, l'identification des particules est réalisée à l'aide d'un profil de charge,

qui consiste à afficher la charge déposée sur le mur en l'intégrant autour de la direction de l'anneau. Un tel profil de charge pour le cône peut être visualisé sur la Figure 8.

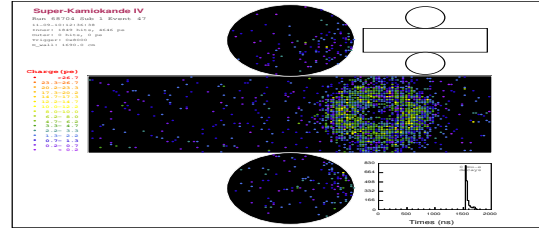


FIGURE 7: Événement générateur de cône, placé au centre de SuperKamiokande.

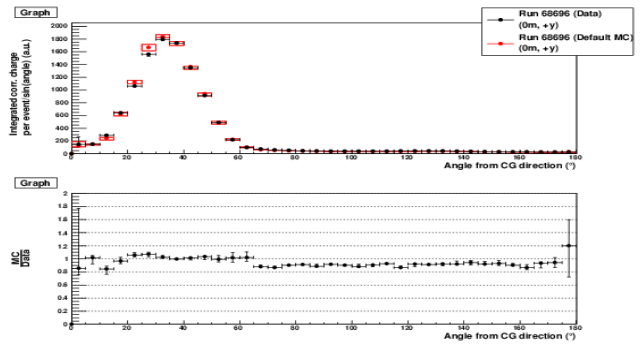


FIGURE 8: Profil de charge pour des données cône prises au centre du détecteur (0m). La région du pic est principalement constituée de lumière directe, tandis que la région sur les bords du pic comportent surtout de la lumière diffusée dans l'eau et/ou réfléchi sur les murs de SuperKamiokande. Dans la région arrière, le désaccord entre données et MC officiel est issu d'un bug ayant conduit à une mauvaise estimation du coefficient de réflexion sur les parois de SuperKamiokande.

Cependant, ce cône a été créé pour réaliser de premiers tests avec un angle d'ouverture de 33° et une ouverture du canal trop grande (Figure 7) et, ce qui le rend trop différent d'un événement électrons (Figure 5). C'est pourquoi, il a été décidé de l'utiliser dans le cadre d'une calibration du détecteur permettant de contraindre les résultats d'apparition de ν_e .

3.2 Calibration

Cette calibration consiste à mesurer une éventuelle variation de la qualité de l'eau avec la hauteur, dans SuperKamiokande. En effet, le système de filtre ne recycle l'eau qu'en bas du détecteur. Ainsi, il est important de déterminer si la qualité de l'eau, primordiale à la bonne identification des particules basée sur une reconnaissance du profil de charge, ne se dégrade pas trop avec la hauteur dans le détecteur. Bien que l'on ait déjà trouvée une telle dépendance dans l'absorption de l'eau, la diffusion n'avait jamais été étudiée. Le cône a donc été inséré à différentes hauteurs dans

SuperKamiokande (au centre du détecteur (0m), en haut du détecteur (16m) et entre deux à 8m) afin de tester cette éventuelle dépendance. En supposant que la diffusion augmente avec la hauteur, on a comparé les rapports $\frac{MC}{Data}$ à différentes hauteurs, afin de tenir compte des effets géométriques (distribution des PMTs, géométrie du détecteur...) via la simulation. Si la diffusion augmente avec la hauteur, ce rapport doit diminuer à mesure que celle-ci augmente, particulièrement dans la région arrière (loin du pic à 33°) ou davantage de lumière diffusée est présente. Le résultat, que l'on peut voir sur la Figure 9, n'indique aucune dépendance évidente du coefficient de diffusion avec la hauteur. En effet, dans la région arrière, les désaccords entre les différentes hauteurs sont en accord avec les systématiques, et aucun motif d'un changement continu de 0m vers 8m puis 16m ne semble se dégager. Afin d'apporter un supplément quantitatif à cette étude, on a décidé d'augmenter la valeur du coefficient de diffusion à 16m de 10%. Si une telle augmentation de la diffusion a réellement lieu dans le détecteur, alors les profils de charge à différentes hauteurs devraient être davantage en accord que précédemment. Et l'on peut voir sur la Figure 10 que le désaccord a augmenté entre les deux hauteurs présentées, confirmant l'uniformité du coefficient de diffusion dans le détecteur.

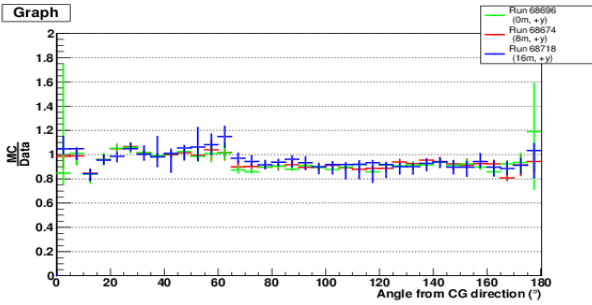


FIGURE 9: Ratio $\frac{MC}{Data}$ des profils de charge à différentes hauteurs : 0m, 8m et 16m.

Afin d'évaluer quantitativement à quel point cela contraint le coefficient de diffusion, on a tenu compte de la corrélation entre les bins. On évalue ainsi que le coefficient de diffusion ne varie pas de plus de 10% entre le centre et le haut de SuperKamiokande avec un niveau de confiance de 2.3σ . L'effet sur l'analyse d'apparition est en cours de traitement et ne sera pas présentée ici.

4 Apparition de ν_e

Afin de sélectionner des neutrinos électrons dans SuperKamiokande, plusieurs coupures sont mises en places et une séparation du signal avec le bruit de fond est réalisée. Une extrémisation de la variable de vraisemblance permet d'obtenir alors d'obtenir la valeur des paramètres du MC qui s'accordent au mieux avec les données (Figure 11), et d'en déduire la valeur de l'angle de mélange θ_{13} . Enfin, évaluer les erreurs systématiques associées à chaque bruits de fond permet

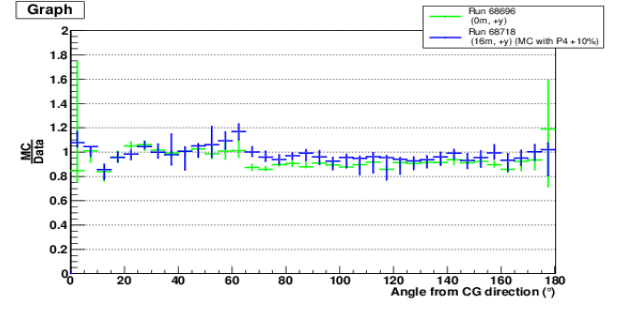


FIGURE 10: Ratio $\frac{MC}{Data}$ des profils de charge à différentes hauteurs. A 16m, on a augmenté le coefficient de diffusion de 10%.

d'obtenir les erreurs sur cet angle de mélange. Le résultat obtenu par T2K présenté ici confirme le phénomène d'oscillation, et propose une valeur pour le paramètre θ_{13} :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0.104^{+0.060}_{-0.045}$$

En effet, on y observe 11 événements ν_e issus de l'oscillation, contre 3.22 ± 0.43 si θ_{13} avait une valeur nulle, confirmant la valeur non nulle de θ_{13} avec un niveau de confiance de 3.2σ . Ce résultat important ouvre des possibilités futures à la mesure d'une éventuelle phase de violation CP dans le secteur leptonique, à laquelle T2K est sensible.

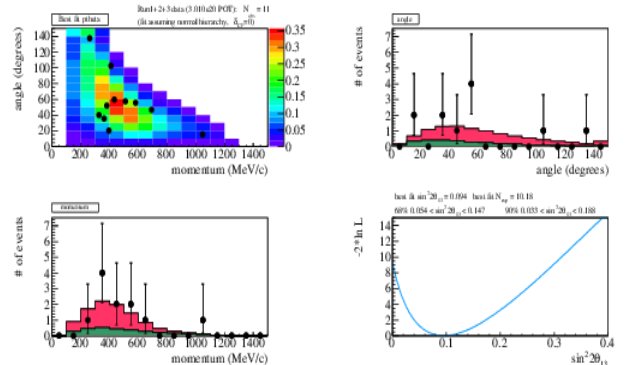


FIGURE 11: Résultats de l'extrémisation de la variable de vraisemblance. Les variables utilisées dans le cadre de cette étude sont l'impulsion et l'angle reconstruits du neutrino avec le faisceau. On a fixé ici une hiérarchie normale et une phase de violation CP nulle.

Références

- [1] Neutrino Physics, E.Kh.Akhmedov
arxiv.org/abs/hep-ph/0001264
- [2] The T2K experiment, N.Abgrall et al.
arxiv.org/abs/1106.1238

Sixième partie

Cosmologie

session dirigée par Francesca Villa

Introduction au contexte cosmologique

Francesca Villa

*Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
(LPSC), Université Joseph Fourier, Grenoble Institute of
Technology, CNRS/IN2P3 INSU et INSIS, Grenoble,
France*



Résumé

La Cosmologie a pour but de décrire notre Univers et d'en comprendre l'origine et l'évolution. Aujourd'hui, les modèles d'Univers, construits sur les bases théoriques de la Relativité Générale et théorie quantique des champs sont de plus en plus contraints grâce à la combinaison des observations de différentes sondes cosmologiques.

Il sera ici brièvement présenté le cadre général dans lequel s'inscrivent les travaux présentés aux JJC 2012. Tout d'abord nous donneront un aperçu de la théorie du Big Bang. Ensuite le Modèle Standard de la Cosmologie sera exposé en rappelant les énigmes encore non résolues à ce jour.

1 La théorie du “Big Bang”

L'Univers proche est caractérisé par une abondance de structures (systèmes complexes et sur-densités locales). Cependant, à plus grande échelle l'Univers devient uniforme. Ce fait semble respecter le “Principe Cosmologique” qui est la transposition moderne du principe Copernicien : l'Univers est isotrope et homogène.

Cette hypothèse a été confirmée d'une part grâce aux observations du rayonnement fossile des photons de l'Univers primordial (en premier par le satellite COBE en 1996 [1]), et d'autre part la mesure de la distribution de la densité de matière à l'aide des grands relevés de galaxies, comme par exemple le 2dF [2].

D'après le Principe Cosmologique et dans le cadre de la Relativité Générale, la géométrie de l'espace-temps de notre Univers peut être décrite seulement par la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker qui s'écrit (pour $c=1$) :

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

où r , θ et ϕ sont les coordonnées spatiales et t est le temps. Le facteur d'échelle $a(t)$ décrit la dynamique de l'Univers. La quantité k est la courbure de l'espace à 3 dimensions qui vaut $-1, 0, 1$ selon que l'espace soit ouvert, plat ou fermé.

La Relativité Générale décrit *a priori* l'Univers comme statique ou dynamique. En 1929, grâce aux observations de Hubble [3], il a été possible de répondre à ce dilemme. Hubble observe que les galaxies s'éloignent d'une de l'autre avec une vitesse qui est proportionnelle

à leur distance. Ceci est la preuve que l'Univers est en expansion. A partir de cette découverte, il est possible de conclure que notre Univers était plus dense et chaud dans le passé.

Cette idée est avancée en premier par Lemaître qui suggère que l'Univers a émergé à partir d'une singularité. En 1946, Gamov et ses collaborateurs corroborent la théorie de Lemaître en développant, grâce à leurs connaissances de physique nucléaire, les bases physiques du processus de nucléosynthèse primordiale et en prédisant l'existence du fond diffus cosmologique. Ce modèle décrivant l'évolution de l'Univers depuis ses premiers instants est connu comme la théorie du “Big Bang”.

L'Univers à ses tous premiers instants de vie était caractérisé par une densité d'énergie extrêmement élevée qui ensuite a commencé à décroître du fait de l'expansion. La première conséquence de l'expansion est donc la brisure des symétries et le découplage des forces fondamentales. Au cours des moments qui vont suivre cette phase, les différentes particules/antiparticules, quarks, gluons, puis baryons et leptons sortent de l'équilibre thermodynamique, et éventuellement s'annihilent. La compréhension de ces phases est un des domaines d'expertise de la physique en accélérateur.

Environ 3 minutes après le Big Bang, la diminution de l'énergie rend possible le déclenchement des réactions de synthèse nucléaire. Pendant cette phase, les noyaux plus légers jusqu'au ^8Be sont formés.

A la fin de la nucléosynthèse primordiale, l'univers se constitue d'un plasma chaud de noyaux, d'électrons et de photons. Du fait de l'expansion la température continue à chuter. Vers $t \sim 380\,000$ ans la température a baissé au point de permettre la recombinaison des électrons aux noyaux. Le libre parcours moyen des photons augmente considérablement : c'est la phase appelée “recombinaison”. L'Univers auparavant opaque devient transparent. Les photons qui ont subi cette transition rapide peuvent encore être observés aujourd'hui et emportent avec eux une excellente image de l'Univers au moment de la recombinaison. Ce radiation venue de l'Univers primordial est appelée le fond diffus cosmologique. La confirmation de l'existence de cette radiation de fond par le satellite COBE a été une preuve considérable de la pertinence de la théorie du Big Bang.

Suite à la recombinaison, l'Univers connaît une âge “sombre”, car aucune source de lumière est présente. Cette âge se termine après environ 150 millions d'années quand les premières proto-étoiles s'allument. Ce

phénomène est connu sous le nom de “réionisation” car la radiation émise par les premiers corps célestes ionise l’hydrogène neutre créée lors de la recombinaison. Ceci est le début de la formation des grandes structures (étoiles, galaxies, amas de galaxies) et l’Univers prend l’aspect que l’on connaît aujourd’hui.

2 Le Modèle de Concordance

Dans le cadre du modèle du Big Bang, l’expansion de l’Univers évolue sous l’influence du contenu de l’Univers (matière, radiation) et de sa courbure. En 1998,

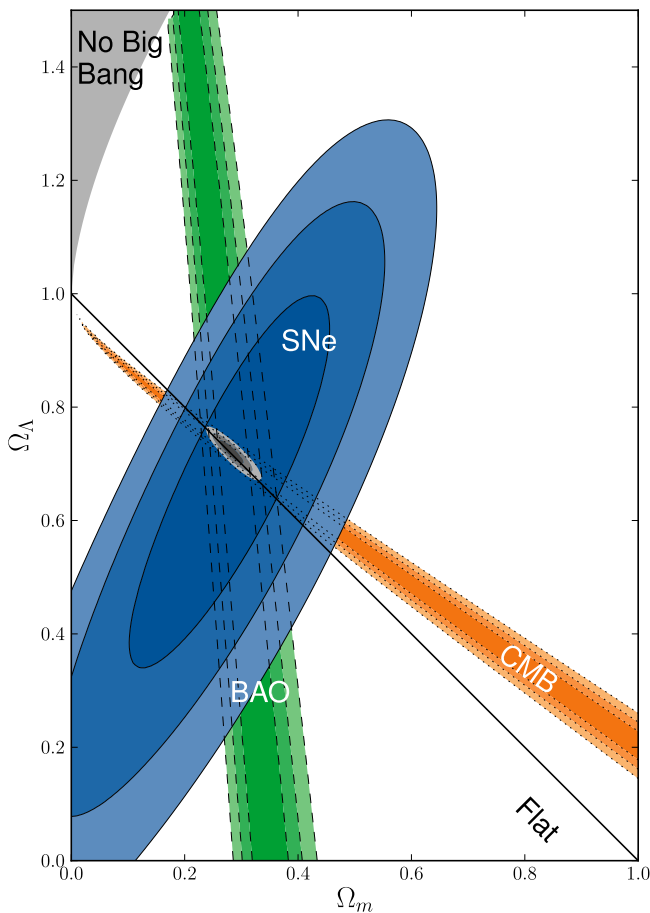


FIGURE 1: Contraintes dans le plan Ω_M - Ω_Λ obtenues en combinant les observations du fond diffus cosmologique (CMB), des oscillations acoustiques des baryons (BAO) et des supernovæ de type Ia (SNeIa). L’Univers est quasi-plat, à faible contenu en matière, en expansion accélérée sous l’action de l’Énergie Noire. Le modèle résultat de l’accord des mesures de plusieurs sondes cosmologiques est appelé “Modèle de Concordance”. Figure extraite de [6].

après presque dix ans d’observations, deux équipes, le *Supernova Cosmology Project* et le *High-z Supernova Team*, ont présenté les résultats de leurs mesures [4, 5]. Selon ces expériences, les supernovæ de type Ia étaient environ 25% moins lumineuses que ce qui est attendu dans le cas d’un Univers critique, dominé par la matière non relativiste et en expansion décélérée, ce qui était le

modèle standard de l’époque. Le scénario invoqué pour expliquer cet effet est celui d’un Univers en expansion accélérée sous l’effet d’un fluide inconnu de pression négative, appelée “Énergie Noire”.

L’observation des SNe Ia, les mesures des anisotropies du fond diffus cosmologique et l’étude des oscillations acoustiques de baryons donnent des résultats concordant qui sont résumés par les contraintes sur les valeurs de deux paramètres cosmologiques, la densité de matière Ω_M et la densité d’Énergie Noire Ω_Λ , montrées sur figure 1. L’Univers est quasi-plat composé de 27% de matière non relativiste et de 73% d’Énergie Noire. Ce modèle, appelé “Modèle de Concordance”, est le nouveau Modèle Standard de la Cosmologie.

3 Les questions ouvertes

D’après les mesures des sondes cosmologiques, le 95% de ce qui “gravite” dans l’Univers est à ce jour invisible. En effet, la nature physique de l’Énergie Noire est inconnue. Par ailleurs, seulement 5% de la matière présente dans l’Univers est composée de matière baryonique ordinaire, le restant étant de la “Matière Noire” qui n’émet pas de radiation détectable. L’existence de cette forme de matière est connue grâce à la mesure de ses effets gravitationnels. A ce jour, la détermination de la nature de ces deux composantes comptent parmi les défis majeurs pour la cosmologie observationnelle.

Afin de résoudre l’énigme de l’Énergie Noire, plusieurs modèles ont été proposés. La solution privilégiée par les observations indique que l’Énergie Noire pourrait être une Constante Cosmologique. Cette constante, introduite par Einstein pour rendre compte d’un Univers statique, a été ensuite considérée comme explication pour l’accélération de l’expansion. D’autres théories proposent une Énergie Noire caractérisée par une densité dynamique, modélisée par un champ scalaire, ou encore ils l’identifient avec l’énergie du vide. Une approche alternative pour expliquer l’expansion accélérée de l’Univers consiste à proposer une modification de la théorie de la Relativité Générale (qui ne serait pas adaptée à décrire l’Univers à grande échelle) ou à remettre en cause le principe cosmologique. Chacun de ces modèles présente des avantages bien qu’aucun ne soit satisfaisant et montre des contradictions.

Certaines solutions envisagées pour le problème de la Matière Noire font appel soit à une composante matérielle réelle mais obscure sous une forme connue et ordinaire mais non/peu lumineuse (naines brunes, trous noirs, neutrinos). D’autres modèles introduisent des particules encore inconnues et exotiques, les WIMPs¹. Enfin, une modification des lois qui régissent l’interaction gravitationnelle a été proposée.

Les efforts pour l’amélioration de la précision des contraintes sur les paramètres cosmologiques ainsi que les lots de données de plus en plus conséquents permettront dans le futur de trancher parmi les différents modèles.

1. Weakly Interactive Massive Particles

4 La cosmologie aux JJC

Les JJC 2012 ont été l'occasion pour connaître les contributions apportés par trois étudiants aux études menées sur la nature de l'Energie Noire et la Matière Noire.

Plus particulièrement, les travaux de P. El Hage et P.F. Rocci s'inscrivent dans le cadre des mesures de cosmologie à l'aide des supernovæ Ia. Ces objets sont des indicateurs standards de distance et, à aujourd'hui, sont parmi les sondes les plus sensibles pour comprendre la nature de l'Energie Noire. La relation entre la distance de luminosité de ces objets, mesurée via leurs flux, et le décalage vers le rouge nous renseigne sur les valeurs des paramètres cosmologique. Les études présentées portent le développement des techniques de photométrie de précision pour la détermination des flux des supernovæ Ia ainsi que les effets systématiques reliés à l'étalonnage des grands imageurs utilisés pour la détection et le suivi de ces objets.

Enfin F. Capela nous présente son travail théorique qui explore la possibilité que la Matière Noire soit composée par des trous noirs primordiaux en posant des limites sur la masse de ces candidats.

Références

- [1] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer and E. L. Wright, "The Cosmic Microwave Background spectrum from the full COBE FIRAS data set," *Astrophys. J.* **473** (1996) 576 [astro-ph/9605054].
- [2] M. Colless, B. A. Peterson, C. Jackson, J. A. Peacock, S. Cole, P. Norberg, I. K. Baldry and C. M. Baugh *et al.*, "The 2dF Galaxy Redshift Survey : Final data release," astro-ph/0306581.
- [3] E. Hubble, "A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae," *Proc. Nat. Acad. Sci.* **15** (1929) 168.
- [4] S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project Collaboration], "Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae," *Astrophys. J.* **517** (1999) 565 [astro-ph/9812133].
- [5] A. G. Riess *et al.* [Supernova Search Team Collaboration], "Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant," *Astron. J.* **116** (1998) 1009 [astro-ph/9805201].
- [6] N. Suzuki, D. Rubin, C. Lidman, G. Aldering, R. Amanullah, K. Barbary, L. F. Barrientos and J. Botyanszki *et al.*, "The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey : V. Improving the Dark Energy Constraints Above $z > 1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample," *Astrophys. J.* **746** (2012) 85 [arXiv :1105.3470 [astro-ph.CO]].

New constraints on primordial black holes as dark matter candidates

Fabio Capela

Service de Physique Théorique, Université Libre de Bruxelles (ULB), Belgium



Résumé

We put constraints on primordial black holes (PBHs) as dark matter candidates by considering their capture by a neutron star (NS) or white dwarf (WD). If a PBH is captured by a NS/WD, the latter is accreted onto the PBH in a very short time leading to the star's destruction. Mere observations of NSs/WDs put limits on the abundances of PBHs. Two processes of capture are considered : direct capture and capture during star formation leading to the sinking of the PBH inside the future remnant. We are able to exclude PBHs as dark matter from observations of NSs/WDs in globular clusters for PBHs masses $10^{16}\text{g} \lesssim m_{\text{BH}} \lesssim 2 \times 10^{24}\text{g}$.

1 Introduction

The dark matter (DM) has been established so far only through its gravitational interaction. Therefore, little is known about its nature apart from being non-baryonic, non-relativistic, weakly interacting and constituting about 23% of the total energy budget of the Universe (for a recent review see, e.g., [1, 2]).

Several candidates for the DM have been considered in the literature. Usually, in particle physics we associate them with a new stable particle beyond the Standard Model, like the so-called Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs). However, other type of candidates are still viable. An attractive candidate is primordial black holes (PBHs) [3, 4], since it doesn't involve any new particles beyond the Standard model. This is the possibility we consider.

Such PBHs are considered to be produced from the collapse of some primordial density fluctuations. They possess properties that make them viable DM candidates : they are non-relativistic and have a microscopic size of the order $r \sim 10^{-8}\text{cm}$ ($m_{\text{BH}}/10^{20}\text{g}$), which makes them effectively collisionless. The initial mass function of PBHs depends on the way they are produced in the early universe and is, essentially, arbitrary.

2 Existing Constraints

There exists a number of observational constraints on the total amount of PBHs. First, PBHs with masses $m_{\text{BH}} \leq 5 \times 10^{14}\text{g}$ evaporate due to Hawking radiation [5] in a time shorter than the age of the Universe and cannot survive until today. At slightly larger masses, the PBHs emit γ -rays with energies around 100MeV

[6]. Observations of the extragalactic gamma-ray background with the Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET) [7] set an upper limit on the cosmological density Ω_{PBH} of such PBHs as a function of their mass, e.g. $\Omega_{\text{PBH}} \leq 10^{-9}$ for $m_{\text{BH}} = 10^{15}\text{g}$ [8]. These observations show that PBHs with masses $m_{\text{BH}} \leq 10^{16}\text{g}$ can not constitute more than 1% of DM. However, the constraints coming from the process of Hawking evaporation disappear for PBH masses larger than $m_{\text{BH}} \gtrsim 7 \times 10^{16}\text{g}$.

The PBHs in the mass range $m_{\text{BH}} \lesssim 10^{19} - 10^{20}\text{g}$ can be constrained with the so-called “femto-lensing” of the gamma-ray bursts [9]. Present day observations of gamma-ray bursts constrain the mass fraction of PBHs in the narrow mass range around $m_{\text{BH}} \sim 10^{18}\text{g}$ at several percent level [10]. The abundance of more massive PBHs can be constrained from microlensing surveys. The EROS microlensing survey and the MACHO collaboration set an upper limit of 3% on the fraction of the Galactic halo mass in the form of PBHs with masses in the range $6 \times 10^{25}\text{g} < m_{\text{BH}} < 3 \times 10^{34}\text{g}$ [11]. At even higher mass scales, $10^{33}\text{g} < m_{\text{BH}} < 10^{40}\text{g}$, the analysis of the Cosmic Microwave Background can be used to constrain PBHs at the level of 10^{-7} [12]. The range of PBH masses from roughly 10^{17}g to 10^{26}g remains essentially unconstrained. These constraints are shown in Fig. 1. They leave open the window of masses $(\text{a few}) \times 10^{16}\text{g} < m_{\text{BH}} < 6 \times 10^{25}\text{g}$.

3 Star Formation

Star formation occurs mainly in giant molecular clouds (GMCs). GMCs are dense regions of the interstellar medium composed primarily of molecular hydrogen (H_2) with typical mass $M \sim 3 \times 10^5 M_{\odot}$ and average density $\rho \sim 550\text{GeVcm}^{-3}$, which would imply a radius of 17pc in the case of spherical shape. A GMC is usually composed of smaller overdense sub-clouds, i.e. clumps. In gravitationally bound cores inside the clumps, individual stars are formed. We will not discuss the details of the star formation process. What is important to know is that the main mechanism of the capture of DM by stars at the time of formation is the adiabatic contraction. Consider first this mechanism in general terms.

Since the system we are analyzing is dominated by baryons, adiabatic contraction is easy to understand. When baryons contract losing energy by non-gravitational mechanisms, their time-dependent gravitational potential pulls the DM particles along. The

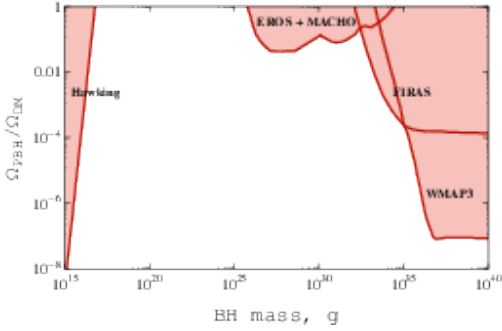


FIGURE 1: Constraints on the fraction of PBHs in the total amount of DM. Shaded regions are excluded. PBHs with masses $m_{\text{BH}} \lesssim 10^{16}$ g would have evaporated by now or overproduced γ -rays. EROS microlensing survey and the MACHO collaboration put limits on the contribution to DM consisting of PBHs in the mass range 10^{26} g $< m_{\text{BH}} < 3 \times 10^{34}$ g from microlensing. The analysis of [12] constrains the mass range 10^{33} g $< m_{\text{BH}} < 10^{40}$ g from measurements of the cosmic microwave background by FIRAS and WMAP3.

DM distribution thus develops a peak centered at the baryon distribution.

If the change of the baryonic gravitational potential is slow, that is, if the characteristic time of the baryonic contraction is much larger than the free fall time $t_{\text{ff}} = (G\rho_0)^{-1/2}$, where ρ_0 is the baryonic density of a cloud, the DM distribution is determined by the (approximate) conservation of the adiabatic invariant

$$\oint pdq = ET \quad (1)$$

where p and q are the phase space coordinates of a DM particle of energy E and orbital period T . Moreover, the angular momentum is conserved for each DM particle as long as the potential is central. From these conserved quantities, a relation between the initial orbital radius and the final one can be derived.

In the case of circular orbits the conservation of the angular momentum and the adiabatic invariant 1 implies the conservation of the quantity $rM(r)$, where $M(r)$ is the mass within the radius r . Suppose a baryonic cloud, which was initially a uniform sphere of radius \bar{R} , contracts to a compact object of a negligible size. Assuming that the DM particles move on circular orbits, the initial uniform DM density $\bar{\rho}_{\text{DM}}$ is modified as follows :

$$\rho_{\text{DM}} = \frac{1}{4}\bar{\rho}_{\text{DM}} \left(\frac{\bar{R}}{r}\right)^{9/4}, \quad (2)$$

provided the adiabatic approximation holds. Since, in realistic cases, the orbits of DM particles are not circular we have performed a semi-realistic numerical simulation. For the baryonic distribution that is responsible for the time-varying external gravitational potential we took the sum of a uniform spherical cloud and a point

mass in the center. The point mass was zero at the initial moment of time and then increased linearly with time, while the mass of the spherical part, always uniform in density, decreased in such a way that its sum with the point mass remained constant. The time t_c over which all the mass was transferred from the cloud to the central object was treated as a free parameter.

For random initial velocities, we found the initial profile to have a slope close to $-3/2$,

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{1}{2}\bar{\rho}_{\text{DM}} \left(\frac{\bar{R}}{r}\right)^{3/2}. \quad (3)$$

Since random initial velocities appear to be a better approximation to realistic initial conditions than the circular ones, and because the profile 3 gives more conservative estimates, we use the profile 3.

As is clear from the above discussion, only DM gravitationally bound to a baryonic cloud is subject to the adiabatic contraction when the cloud collapses. Therefore, we need to estimate the amount of DM gravitationally bound to a cloud before the star formation happens. We will assume that originally the DM particles have a Maxwellian distribution in velocities with the dispersion \bar{v} . After the formation of a baryonic cloud, the gravitational potential felt by DM particles becomes of the order

$$\phi \sim \phi_0 = 2\pi G\rho_0 R_0^2.$$

Those particles with kinetic energies smaller than ϕ_0 become gravitationally bound. Putting all the previous ingredients together, we obtain the density of DM bound to the cloud, $\rho_{\text{DM, bound}}$, given the mean density of DM, $\bar{\rho}_{\text{DM}}$:

$$\rho_{\text{DM, bound}} = \bar{\rho}_{\text{DM}} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{6G\rho_0 R_0^2}{\bar{v}^2}\right)^{3/2}, \quad (4)$$

The mean density of DM $\bar{\rho}_{\text{DM}}$ changes as one changes of location in the Universe. Therefore, we need to find a location that maximizes the amount of DM, minimizes the dispersion \bar{v} from 4 and where NSs are still observed. Globular Clusters (GCs) turn out to be the perfect location.

GCs are gravitationally bound systems consisting of 10^4 to 10^7 stars with average diameters ranging from 20 pc to 100 pc. The age of GCs is about 8 to 13.5 Gyr, and as such they are the oldest surviving stellar subsystems in the galaxy, made up of the population II stars, white dwarfs, neutron stars and black holes. The DM density in the central regions of GCs has been estimated in Ref. [13] by making use of the formalism developed in Refs [14, 15]. The conclusion was that the present-day DM density close to the core of a GC is of order $\bar{\rho}_{\text{DM}} \sim 2 \times 10^3$ GeV cm^{-3} and $\bar{\rho}_{\text{DM}} \sim 10^4$ GeV cm^{-3} in the evolution stage prior to the star formation, the estimate being rather insensitive to the original halo mass. Another important parameter is the value of the DM velocity dispersion in GCs. As stars in the GC are collisionless and behave essentially as DM particles, this

parameter can be extracted directly from observations. Although there is quite a bit of scatter, typical observed GCs have the velocity dispersion around $\bar{v} = 7 \text{ km s}^{-1}$.

Now that we have all the needed parameters, let's consider that DM is made up of PBHs. The PBHs that end up inside a star when the latter is formed start accreting and gravitationally pulling on the surrounding matter, lose their momentum and gradually sink to the center. The sinking process is slow, so that the characteristic time may exceed the age of the star. Because of their slow accretion and small number, the presence of BH has no observable effects on the star evolution at this stage.

When a star polluted by PBHs evolves into a compact object (WD or NS), some of the BHs get inside the compact remnant. Because of a much higher density, the accretion is now more efficient and the PBHs, if present inside the remnant, rapidly consume the latter. The observation of WDs and NSs thus implies constraints on the abundance of PBHs, which has to be such that the probability to get a PBH inside NS or WD is much less than 1.

To quantify this statement we calculate the number N_{BH} of BHs that would sink down to the future radius r_f of the compact remnant by the end of the star evolution and, thus, would end up inside the star remnant. If $N_{\text{BH}} < 1$ no constraints arise. If $N_{\text{BH}} > 1$, the maximum allowed fraction of BHs in the total amount of DM is

$$\frac{\Omega_{\text{PBH}}}{\Omega_{\text{DM}}} \leq \frac{1}{N_{\text{BH}}}. \quad (5)$$

Thus, in the range of PBH masses where $N_{\text{BH}} > 1$, PBHs cannot constitute all of the DM.

The PBHs that are eventually trapped by the compact remnant initially occupy some spherical volume of radius r_c which we call the ‘‘collection region’’. Knowing r_c as a function of the PBH mass m_{BH} and the DM distribution inside the star at the time of formation allows one to calculate N_{BH} as follows,

$$N_{\text{BH}} = M_{\text{DM}}(r_c)/m_{\text{BH}}, \quad (6)$$

where $M_{\text{DM}}(r)$ is the DM mass contained in the radius r at the time of the star formation.

The sinking of the PBH inside the star has been considered in Ref. [16]. The dynamical friction force per unit PBH mass is given by the Eq. (16) of Ref. [16]. Multiplied by the PBH velocity, this gives the PBH energy loss rate dE/dt . On the other hand, assuming circular orbits, dE/dt can be expressed in terms of the change of the orbit radius. Equating the two gives a closed first order differential equation for the orbit radius as a function of time, $r(t)$. We derived and solved the corresponding equation numerically in Ref. [17], assuming the star model with the polytrope index $n = 3$.

The resulting constraints on the fraction of PBHs in the total amount of DM are shown in Fig. 2. Purple shading shows the region excluded by the observations of WDs and NSs in the globular clusters. Thin curves show the exclusion regions resulting from different star masses. One can see that the constraints from WDs

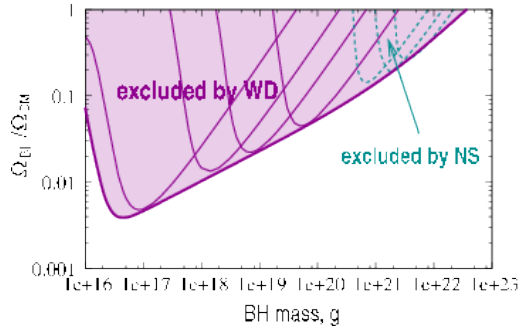


FIGURE 2: Constraints on the fraction $\Omega_{\text{PBH}}/\Omega_{\text{DM}}$. Purple shaded region is excluded by observations of WDs and NSs in the centers of globular clusters. Thin curves show the exclusions from different star masses.

and NSs complement each other and together cover the range of masses from 10^{16} g to $3 \times 10^{22} \text{ g}$.

4 Direct Capture

Let's now consider the direct capture of PBHs by already existing NSs. The origin of the constraints is the same as for the case of star formation: even a single PBH captured by a compact star rapidly destroys the latter, so the existing observations of the NSs and WDs require that the probability of capture is much less than one. Assuming that, we put constraints on the PBH abundance.

A PBH is captured if, during its passage through a star, it loses its initial energy and becomes gravitationally bound. From this moment every subsequent PBH orbit will again pass through the star, so that finally the PBH will lose all its energy and will remain inside the star all the time. Therefore, the criterion of capture of a PBH is $E_{\text{loss}} > m_{\text{BH}}v_0^2/2$ with E_{loss} being the energy loss during the collision and v_0 the PBH asymptotic velocity. Two mechanisms of energy loss are operating during the collision: deceleration of the PBH due to the accretion of star's material and the so-called dynamical friction. In the relevant mass range of PBHs the former mechanism is inefficient compared to the latter. We, therefore, focus here on the energy loss due to the dynamical friction.

As a PBH passes through the star, it transfers momentum and energy to the surrounding matter. The result, called the dynamical friction, is a net force that is opposite to the direction of motion of the PBH. As long as the PBH velocity v during the collision is larger than the velocity of the particles constituting the compact object (which is a good approximation for compact stars), one may take the total BH energy loss

$$E_{\text{loss}} = \frac{3Gm_{\text{BH}}^2 \ln \Lambda}{R}, \quad (7)$$

the factor $\ln(\Lambda) \simeq \ln(M/m_{\text{BH}}) \simeq 30$ is the so-called Coulomb logarithm, M and R are respectively the mass

and radius of the compact remnant (WD or NS).

As one can see, the energy loss depends on two parameters : the PBHs mass and the radius of the compact object. Since E_{loss} is inversely proportional to the radius of the star, NSs induce a larger energy loss during one collision compared with WDs. Thus, we will only consider the case of NSs from now on.

It remains to be checked that, once the PBH becomes gravitationally bound, multiple collisions rapidly bring the PBH inside the NS. A straightforward computation leads to the conclusion that PBHs heavier than $m_{\text{PBH}} \gtrsim 3 \times 10^{17}$ g end up inside the NS in a time shorter than 10^{10} yr.

In order to compute the constraints, we need to calculate the capture rate that takes the form

$$F = \frac{\Omega_{\text{PBH}}}{\Omega_{\text{DM}}} F_0, \quad (8)$$

where

$$F_0 = 2\sqrt{6\pi} \frac{\bar{\rho}_{\text{DM}}}{m_{\text{BH}}} \frac{GMR}{\bar{v}} \left(1 - \exp\left(-\frac{3E_{\text{loss}}}{m_{\text{BH}}\bar{v}^2}\right) \right) \quad (9)$$

is the capture rate assuming PBHs comprise all of the DM, and E_{loss} is given by eq. 7.

Two different regimes are possible. In the case when the energy loss is small, $E_{\text{loss}} \ll m_{\text{BH}}\bar{v}^2/3$, the exponential can be expanded and one gets at the leading order

$$F_0 = 6\sqrt{6\pi} \frac{\bar{\rho}_{\text{DM}}}{m_{\text{BH}}} \frac{GMR}{\bar{v}^3} \frac{E_{\text{loss}}}{m_{\text{BH}}}. \quad (10)$$

In view of eq. (7) the capture rate is independent of m_{BH} in this regime. In the opposite case $E_{\text{loss}} \gg m_{\text{BH}}\bar{v}^2/3$ the exponent in eq. (9) can be neglected and

$$F_0 = 2\sqrt{6\pi} \frac{\bar{\rho}_{\text{DM}}}{m_{\text{BH}}} \frac{GMR}{\bar{v}}, \quad (11)$$

so that the capture rate decreases with increasing m_{BH} . In both cases the capture rate is inversely proportional to some power of velocity and is thus maximum for sites with high dark matter density $\bar{\rho}_{\text{DM}}$ where the velocity dispersion \bar{v} is small.

Given a NS of the age t_{NS} , the probability of its survival is $\exp(-t_{\text{NS}}F)$ with F given by eqs. (8) and (9). Requiring that the survival probability is not small leads to the constraint

$$\frac{\Omega_{\text{PBH}}}{\Omega_{\text{DM}}} \leq \frac{1}{t_{\text{NS}}F_0}. \quad (12)$$

We find that the argument based on the capture of PBHs by the existing NSs allows one to extend the constraints to larger PBH masses and exclude PBHs as comprising 100% of the DM up to $m_{\text{BH}} \lesssim 2 \times 10^{24}$ g, leaving open only a small window of about an order of magnitude. Also, the constraints on the fraction $\Omega_{\text{PBH}}/\Omega_{\text{DM}}$ of PBHs in the total amount of DM at large PBH masses become tighter as compared to the star formation case. The final situation is summarized in Fig. 3.

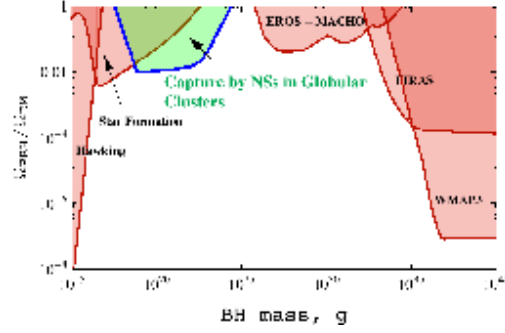


FIGURE 3: Constraints on the fraction of PBHs in the total amount of DM. Shaded regions are excluded. The amount of DM adiabatically contracted during star formation constrains PBHs in the mass range 10^{16} g $< m_{\text{BH}} < 3 \times 10^{22}$ g. The green shaded region is excluded by capture of PBHs by NSs in GCs.

5 Conclusions

We have derived constraints on the fraction of PBHs in the total amount of DM from observations of NSs and WDs in globular clusters. These constraints arise from the requirement that PBHs are captured by NSs/WDs with probability much less than one, since capture of even a single PBH leads to a rapid accretion of the star matter onto the PBH and eventual star destruction.

The resulting constraints exclude PBH as the only DM candidate for masses $10^{16}\text{g} \lesssim m_{\text{BH}} \lesssim 2 \times 10^{24}\text{g}$. Taking into account the previously existing constraints, only a small (about an order of magnitude) window of masses around 10^{25} g remains where PBHs can still constitute all of the DM. Note however that this would require a PBH production scenario capable of creating a very narrow PBH mass distribution function. Those scenarios where the PBH mass function is wider than an about order of magnitude are altogether excluded.

Références

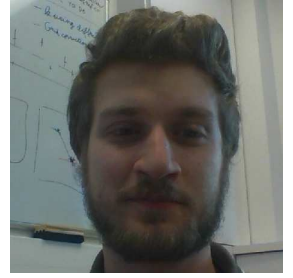
- [1] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, “Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints,” *Phys. Rept.* **405** (2005) 279 [hep-ph/0404175].
- [2] L. Bergstrom, “Dark Matter Evidence, Particle Physics Candidates and Detection Methods,” *Annalen Phys.* **524** (2012) 479 [arXiv :1205.4882 [astro-ph.HE]].
- [3] P. H. Frampton, M. Kawasaki, F. Takahashi and T. T. Yanagida, “Primordial Black Holes as All Dark Matter,” *JCAP* **1004** (2010) 023 [arXiv :1001.2308 [hep-ph]].
- [4] M. R. S. Hawkins, “The case for primordial black holes as dark matter,” arXiv :1106.3875 [astro-ph.CO].
- [5] S. W. Hawking, “Black hole explosions,” *Nature* **248** (1974) 30.

-
- [6] D. N. Page and S. W. Hawking, “Gamma rays from primordial black holes,” *Astrophys. J.* **206** (1976) 1.
- [7] P. Sreekumar *et al.* [EGRET Collaboration], “EGRET observations of the extragalactic gamma-ray emission,” *Astrophys. J.* **494** (1998) 523 [astro-ph/9709257].
- [8] B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda and J. i. Yokoyama, “New cosmological constraints on primordial black holes,” *Phys. Rev. D* **81** (2010) 104019 [arXiv :0912.5297 [astro-ph.CO]].
- [9] A. Gould, “NGC-1407 : Center of a dark, massive cluster?,”
- [10] A. Barnacka, J. F. Glicenstein and R. Moderski, “New constraints on primordial black holes abundance from femtolensing of gamma-ray bursts,” *Phys. Rev. D* **86** (2012) 043001 [arXiv :1204.2056 [astro-ph.CO]].
- [11] P. Tisserand *et al.* [EROS-2 Collaboration], “Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds,” *Astron. Astrophys.* **469** (2007) 387 [astro-ph/0607207].
- [12] M. Ricotti, J. P. Ostriker and K. J. Mack, “Effect of Primordial Black Holes on the Cosmic Microwave Background and Cosmological Parameter Estimates,” arXiv :0709.0524 [astro-ph].
- [13] G. Bertone and M. Fairbairn, “Compact Stars as Dark Matter Probes,” *Phys. Rev. D* **77** (2008) 043515 [arXiv :0709.1485 [astro-ph]].
- [14] S. Mashchenko and A. Sills, “Globular clusters with dark matter halos. 1. Initial relaxation,” *Astrophys. J.* **619** (2005) 243 [astro-ph/0409605].
- [15] S. Mashchenko and A. Sills, “Globular clusters with dark matter halos. 2. Evolution in tidal field,” *Astrophys. J.* **619** (2005) 258 [astro-ph/0409606].
- [16] C. Bambi, D. Spolyar, A. D. Dolgov, K. Freese and M. Volonteri, “Implications of primordial black holes on the first stars and the origin of the super-massive black holes,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **399** (2009) 1347 [arXiv :0812.0585 [astro-ph]].
- [17] F. Capela, M. Pshirkov and P. Tinyakov, “Constraints on Primordial Black Holes as Dark Matter Candidates from Star Formation,” *Phys. Rev. D* **87** (2013) 023507 [arXiv :1209.6021 [astro-ph.CO]].

Photometry in the SNLS (Supernova Legacy Survey)

Patrick El-Hage

*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes
Énergies (LPNHE), UPMC, Université Paris
Diderot, CNRS/IN2P3, Institut Laplace de Paris
(ILP), Paris, France*



Résumé

The Supernova Legacy Survey (SNLS) is a 5 year survey of distant supernovæ. Its aim is to construct a Hubble diagram in a redshift range from 0.2 to 1. Photometry is the fundamental analysis tool of supernova cosmology, allowing us to compute the flux of the objects using the images obtained during the survey. In this article, after giving a brief overview of supernova cosmology, we introduce the concept of PSF photometry, then move onto its validation using simulations. We then address issues relating to calibration of the obtained fluxes. We conclude with a brief discussion on flux calibration uncertainty.

1 Supernova Cosmology

1.1 From Hubble Diagrams To Cosmology

A Hubble diagram relates redshift and distance. In a cosmological context, redshift is due to a difference of the scale factor of the universe at observation and emission. The increase of this scale factor with time is referred to as *expansion*. Explicitly, the redshift z of a given object is related to the scale factor a such that :

$$1 + z = \frac{a_{today}}{a_{emitted}} \quad (1)$$

We are interested in constraining cosmological parameters through their effect on the evolution of the scale factor. To this effect, we compare the *luminosity distance*, noted d_L , of distant objects and their corresponding redshift. d_L can be directly inferred by our observations because, as the name implies, the amount of flux observed by our instruments from a given object of a given absolute luminosity is inversely proportional to the square of the luminosity distance :

$$F = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (2)$$

In order to use this information to constrain the expansion of the universe we must relate the luminosity distance to the scale factor. In a flat universe, they can be related using the following formula :

$$d_L(z) = \frac{c}{H_0} \int \frac{dz}{H/H_0} \quad \text{where } H = \frac{\dot{a}}{a} \quad (3)$$

H is known as the Hubble parameter, and H_0 its

value today. It corresponds to the expansion rate of the universe. For a given model of the evolution of H this function will yield a corresponding Hubble diagram. In a homogeneous and isotropic universe, H is entirely determined by the energy content of the universe through the Friedmann equations. As such, models predicting different values of these will modify H and its evolution through time, which in turn will affect the resulting Hubble diagrams¹. By comparing these with those obtained by our observations, we can constrain various cosmological models.

1.2 Why Supernovae ?

For these constraints to be important the diagrams need to extend to high redshift. This requires distance indicators that can be seen up to these high redshifts. The most mature method of doing this today is using Type Ia Supernova (SNIa). These are chosen for multiple reasons.

The first and most important reason is that SNIa have a luminosity that is always approximately the same. This type of object is referred to as a *standard candle*. As such, we can easily relate the observed luminosity of such an object with its distance. The second is that SNIa are exceptionally bright objects (about as bright as a galaxy at peak brightness) allowing for observations to be made up to very high distances.

1.3 Dark Energy & The Accelerated Expansion Of The Universe

In 1998, Hubble diagrams obtained through the use of SNIa completely invalidated standard ideas regarding the evolution of the scale factor[1][2]. In particular, measurements seemed to suggest that the expansion of the universe was actually accelerating, rather than decelerating as expected. To understand why this is so surprising, we need to look at the basic equations of modern cosmology.

In a homogeneous and isotropic universe, the only dynamical variable in our model is the scale factor itself. The Friedmann equations that describe its evolution are :

1. Looking further in redshift also means looking back in time. Therefore, observations are not only sensible to H_0 but to the value of H at all redshifts up to the one observed.

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} \quad (4)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) \quad (5)$$

Where ρ is the energy density of the universe and p is pressure. ρ and p may be related by the equation of state of the perfect fluid described by ρ and p . Of particular interest to us is how this affects equation 5 :

$$p = w\rho c^2 \quad (6)$$

$$\Rightarrow \frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3}[(1 + 3w)\rho] \quad (7)$$

Prior to the discovery of acceleration, only 2 forms of energy were thought to populate the universe, namely matter and radiation, both of which have positive w^2 . Consequently, \ddot{a}/a should be negative and the expansion of the universe should be decelerating at any time. This is contrary to observations, and the supernova data clearly indicates an acceleration. This requires $w < -1/3$, indicating the presence of new and exotic physics. While not all proposed explanations are physically equivalent to a perfect fluid, their effect on the expansion is almost always equivalent to a corresponding effective fluid with either a constant or time varying equation of state. A cosmological probe's ability to constrain w is therefore considered its benchmark quality test as a dark energy probe.

2 Supernova Survey

2.1 General Outline of a SN survey

In a few simple steps a SN survey consists of :

Searching for SNIa : New point like sources from one image to the next indicate the possibility of a SNIa.

Spectroscopy : Spectra are obtained for appealing SNIa candidates, in order to conclusively type the transient, and to obtain its redshift.

Compute photometric light curve : For confirmed SNIa, we compute their light curves using the photometric data obtained. In this article we focus on this step.

Fit light curve to model : Standard candles are only guaranteed to have the same luminosity when compared at the same phase and wavelength. To this end, we fit the light curve to a model that spans both wavelength and time.

Construct Hubble diagram : Using the light curve's fitted parameters, we fit a Hubble diagram to the data thus constraining cosmological models.

2. For non relativistic matter we have $w = 0$ and for ultra-relativistic radiation we have $w = 1/3$.

2.2 SNLS

The photometric observations of the SNLS took place at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) as part of the CFHT Legacy Survey (CFHTLS) deep field observations. By the end of its 5 year run, the SNLS had gathered data on 450 spectroscopically confirmed SNIa. These SN range in redshift from 0.2 to 1. Only the Hubble Space Telescope provides higher redshift data, though in far smaller statistics.

3 PSF Photometry

3.1 Method

Photometry is the process of transforming an object in an image, to a data point corresponding to the total amount of flux received. There are 2 main methods of doing this. Aperture photometry consists in simply summing the values in a vignette around the object. PSF photometry consists of fitting the expected shape of a point source (the Point Spread Function or PSF for short) to the observations. For reasons of statistical optimality, we opt to use PSF photometry when processing the SN data. The fitted model is :

$$M_{i,p} = \{[f_i \times \phi_{ref}(\vec{x}_p - \vec{x}_{SN}) + gal_{ref}] \otimes K_i\}_p + s_i \quad (8)$$

Where $M_{i,p}$ is the model at pixel p for image i , f is the flux of the object, ϕ_{ref} the PSF of the reference image centered on the fitted object, gal_{ref} the galaxy model on the reference image, K_i the convolution kernel from the reference image to the image i , and s_i the sky level.

3.2 Calibration Scheme

Light emitted from an object varies in luminosity from one wavelength to another, as encoded by its spectrum, denoted $\phi(\lambda)$. The collected light passes through the atmosphere and a *filter*, whose opacity is wavelength dependent, as characterized by its transmission function $T(\lambda)$. The actual photometric measurement will therefore correspond to the integral :

$$F = \int \phi(\lambda)T(\lambda)\lambda d\lambda \quad (9)$$

To calibrate such a flux we must compare it to a flux of a known object, called a standard, in the same photometric conditions. The calibrated magnitude is defined as :

$$m = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int \phi(\lambda)T(\lambda)\lambda d\lambda}{\int \phi_S(\lambda)T(\lambda)\lambda d\lambda} \right) \quad (10)$$

Where $\phi_S(\lambda)$ is the standard star's spectrum. Such a comparison would be unproblematic if both the standard and the SN are in the same field. The issue is that they are not, and only on photometric nights (nights with particularly good viewing conditions) can we reasonably compare the flux of 2 different objects in 2 dif-

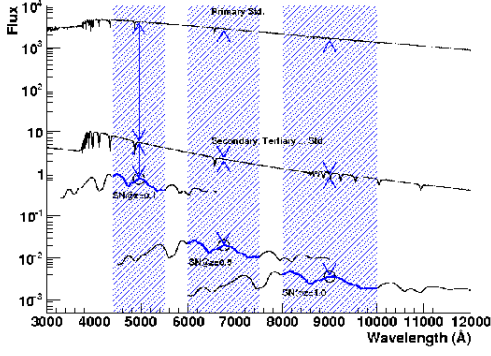


FIGURE 1: For non photometric nights to be calibrated, we calibrate field stars that are present in all images. They serve as a link between the SN and the primary standards.

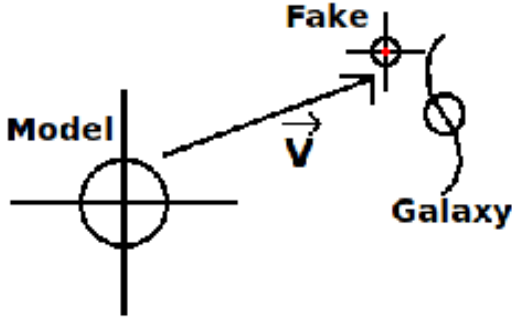


FIGURE 2: By cutting and pasting real point sources, the simulation reproduces realistic observation data.

ferent images. To avoid losing observations of SN on non photometric nights, we implement a tiered calibration scheme. We begin by calibrating the field stars, which are present in all images. Then, even on non photometric nights, we can calibrate SN by comparing their flux to those of the surrounding field stars. This comparison scheme is presented diagrammatically in figure 1. Note that the only meaningful value when comparing the photometry of SN and field stars is their flux ratio. The only requirement of our PSF photometry is therefore its linearity.

3.3 Validation with Simulations

We use Monte Carlo simulations to validate the linearity of our photometric algorithms. The basic idea is to cut and paste a bright field star, dubbed a *model star*, onto a nearby galaxy, all the while diminishing its flux by a known photometric factor noted r , therefore constructing a *fake star*, as illustrated in figure 2. By construction, we have that :

$$F_{Fake} = r \times F_{Model} \quad (11)$$

Our own photometry will produce estimators of F_{Fake} and F_{Model} noted \hat{F}_{Fake} and \hat{F}_{Model} . From them we construct an estimator of r using :

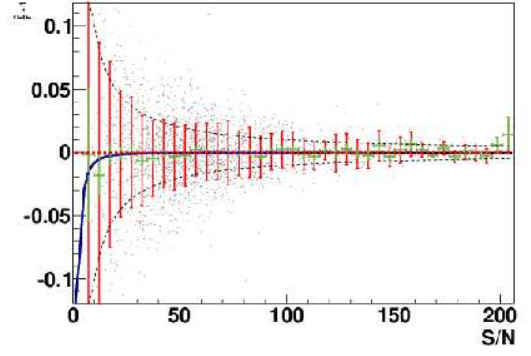


FIGURE 3: The offset beyond the S/N bias is fitted as $(-1.34 \pm 2.72) \times 10^{-4}$, compatible with no offset.

$$\hat{r} = \frac{\hat{F}_{Fake}}{\hat{F}_{Model}} \quad (12)$$

We therefore test our simulation by comparing our own estimate of \hat{r} to the input value r . There are 2 main differences between SN and field star photometry :

- For SN we fit a galaxy in addition to a PSF.
- The SN are at significantly lower S/N ratios.

The point of the simulation is mainly to test that these differences do not lead to any significant biases. Our results show that the accuracy of the reconstructed photometric factor does not depend on galactic flux. To better quantify the overall precision of the photometry, we need to take into account the fact that PSF photometry induces a bias at low S/N such that :

$$\frac{E[\hat{f}]}{f} \simeq \left\{ 1 - \frac{Var[\hat{f}]}{f^2} \right\} \quad (13)$$

For the S/N of typical SN, we do not expect this bias to be significant. To detect any remaining biases, we fit equation 13 with an additional constant offset term. Equation 13 becomes :

$$\frac{E[\hat{f}]}{f} \simeq f \left\{ 1 - \frac{Var[\hat{f}]}{f^2} \right\} + b \quad (14)$$

b is the fitted offset parameter. In figure 4, we see the result of this fit. We find that $b = (-1.34 \pm 2.72) \times 10^{-4}$ i.e. compatible with no offset beyond the 3×10^{-4} level.

3.4 Chromatic Calibration Bias

To understand the process used to calibrate each of the science images, recall equation 10. Using equation 9, it's easy to see that the numerator of the logged quantity is actually the observed flux, and the denominator is the flux the standard would have if it were present in the image (this is a fixed quantity). Equation 10 can therefore be rewritten as :

$$m = -2.5 \log_{10} F + zp \quad (15)$$

Where zp is known as the zero point. Computing a zero point is therefore equivalent to calibrating an

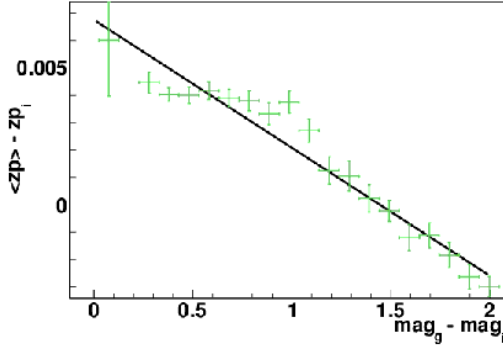


FIGURE 4: The zero point averaging residues evolve linearly with color.

image since it allows us to go from flux to calibrated magnitude. In SNLS, a comparison of standard stars and field stars yields their magnitudes. The zero point can then be computed using this catalog of field star magnitudes :

$$zp = \langle m + 2.5 \log_{10} F \rangle_{\text{over all field stars}} \quad (16)$$

The magnitude catalog is obtained using aperture photometry, because even on photometric nights we can only compare aperture fluxes from different images. Because the SN fluxes will be measured using PSF photometry, we must also compute the zero point using the PSF fluxes of the field stars so as to be able to expect linearity between tertiary and SN photometry. To compute a zero point we must therefore compare aperture magnitudes and PSF fluxes. This could lead to a bias if certain effects exist only in one photometry and not in the other. Indeed, many such effects do arise. Here we consider only one of these, namely the issue of PSF chromaticity.

PSF chromaticity arises from the simple fact that refraction depends on λ , and that the PSF will therefore be more or less spread out depending on the object's spectrum. Our own PSF model is not chromatic by construction, and will therefore correspond to the PSF of stars of average color. If the modeled PSF and real one are different, our flux estimate is biased. Indeed, as seen in figure 4, the residues when computing the zero point using equation 16 are found to depend on color. We call α the slope of this bias.

We cannot simply use the fitted value of α to correct an object's PSF flux, as this would require prior knowledge of the object's color, which we do not have for SN. Instead, we aim to construct a new magnitude system for PSF fluxes, such that we can write :

$$m_{PSF} = -2.5 \log_{10} (\hat{f}_{PSF}) + zp \quad (17)$$

In such a magnitude system interpreting a flux as magnitude requires no prior knowledge of color. It's clear therefore that the aperture magnitude system and the PSF one will differ such that :

$$m_{PSF} = m_{APER} + \alpha(c - c_S) + \epsilon \quad (18)$$

Where c is the star's color, and α and ϵ are the parameters of the linear discrepancy between m_{PSF} and m_{APER} . To construct this new PSF magnitude system, we introduce an effective filter $C(\lambda)$. We therefore have 2 clearly defined magnitude systems, one for PSF fluxes and one for aperture fluxes :

$$m_{APER} = -2.5 \log_{10} \frac{\int \phi(\lambda) T(\lambda) \lambda d\lambda}{\int \phi_S(\lambda) T(\lambda) \lambda d\lambda} \quad (19)$$

$$m_{PSF} = -2.5 \log_{10} \frac{\int \phi(\lambda) T(\lambda) C(\lambda) \lambda d\lambda}{\int \phi_S(\lambda) T(\lambda) C(\lambda) \lambda d\lambda} \quad (20)$$

We then construct $C(\lambda)$ such that the difference between equations 19 and 20 has the same chromatic dependence as equation 18. We can then interpret the observed chromatic dependence of the residues not as a bias, but as the difference between two magnitude systems. Note that, by definition, $\phi_S(\lambda)$ should yield the same magnitude for both systems. However, due to the spectroscopic peculiarity of the standard, this is not true of all stars with the same color as the standard. This offset corresponds to the ϵ term in equation 18. Knowing this, we can now fit the zero point using :

$$zp = \left\langle m_{APER} + 2.5 \log_{10} (\hat{f}_{PSF}) + \alpha(c - c_S) + \epsilon \right\rangle \quad (21)$$

The systematic uncertainty introduced by this correction is the uncertainty of ϵ . It is estimated to be on the order of 3×10^{-4} .

4 Conclusion

The calibration catalogs provided deliver a precision on the order of the 3 per mil level. All corrections applied in comparing aperture magnitudes with PSF fluxes, be they the one discussed above or the others applied, are below the per mil level, and do not significantly affect our calibration precision. The same can be said of the linearity of our photometry, tested using simulations.

Références

- [1] Riess et al., *Observational Evidence From Supernovæ for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. The Astronomical Journal, 116 : 1009-1038, September 1998.
- [2] Perlmutter et al. *Measurements of Ω and Λ From 42 High-Redshift Supernovæ* The Astrophysical Journal, 517 : 565-586, June 1, 1999

The DICE Experiment : The SkyDICE System

Pier-Francesco Rocci

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE), UPMC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, Institut Laplace de Paris (ILP), Paris, France

Résumé

Over the last years, supernovae have become one of the most important tool to constrain cosmological parameters. The main difficulty remains the photometric calibration of the CCD cameras that leads systematic uncertainties affecting the measurements. The aim of my thesis is to calibrate imagers using a different approach from the classical one, based on stellar flux standards. The idea is to characterise the instrument throughput using an artificial flux standard. Here I present the basic concepts, the design of the instrument as well as the preliminary results.

1 Introduction

The expansion rate of the Universe would be expected to be slowing down because the gravitational force between galaxies opposes the expansion. In another way, the expansion of the Universe should be decelerating. In 1998, two different groups managed to map the expansion history of the Universe, using type Ia supernovae as distance indicators [1, 2]. The results indicated that the expansion of the Universe was accelerating. They discovered that the supernovae were fainter (more distant), that could be expected from a matter dominated Universe. This meant that at some point in the history of the Universe, the expansion has been accelerating (see Fig. 1). The consequence of this is a Universe with low matter density, dominated by a fluid with negative pressure : the dark energy. Nowadays comparing different studies (see for example [3, 4]), we are able to say that $\sim 74\%$ of the observable Universe is made by this unknown kind of energy.

The study of the equation of state $w = p/\rho$, allows us to discriminate between different dark energy models.

2 Type Ia Supernovae and Cosmology

A supernova is the phenomenon that occurs when a star ends its life in a violent and spectacular explosion. This is one of the most energetic events in the universe, creating a new short lived object in the sky, that outshines its host galaxy during a time-frame of a few weeks (about 30 days).

Supernova classifications have been based on their spectral features. Divided them into two groups, depending on the existence of hydrogen lines on their

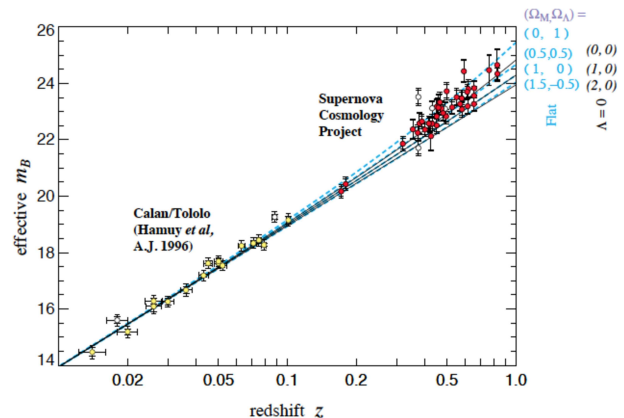


FIGURE 1: Hubble diagram for 42 high-redshift Type Ia supernovae from the Supernova Cosmology Project, and 18 low-redshift Type Ia supernovae from the Calan/Tololo Supernova Survey, after correcting both sets for the SN Ia light-curve width-luminosity relation [1].

spectra at maximum light : type I supernovae do not show H lines, whether type II do. Type Ia supernovae (SNe Ia) present an overall homogeneous spectroscopic and photometric behaviour. Observationally, SNe Ia are defined as supernovae without any hydrogen lines in their spectrum, but with a prominent, broad silicon absorption line (Si-II) at about 400 nm in the supernova rest frame. The progenitor of SNe Ia is understood to be a binary system in which a white dwarf accretes material from a companion star (or another white dwarf). Unlike most supernovae which are the result of the gravitational collapse of a massive ($> 8M_\odot$) star having burned all its fuel, SNe Ia are thought to result from the thermonuclear runaway of a CO white dwarf having reached a threshold limit. Supernovae play a vital role in creating elements heavier than iron and distributing these elements widely through space; more importantly, their extreme intrinsic luminosity and great homogeneity make SNe Ia observable up to cosmological distances, and thus standardisable probes for dark energy.

Measuring cosmological distances is one of the most difficult task. To do that we need to know precisely the flux of the object (and so its absolute magnitude), the redshift (from spectroscopy), and fundamental parameters as the Hubble constant H_0 . For an object of intrinsic luminosity L , the measured energy flux F defines the luminosity distance d_L to the object, for exam-

ple, the distance inferred from the inverse square law. The luminosity distance is related to the cosmological model through :

$$d_L(z) = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}} = (1+z)r(z) \quad (1)$$

where $r(z)$ is the co-moving distance to an object at redshift z . $r(z)$ is a function of the cosmological parameters, i.e. the densities and equations of state of the constituents of the Universe (matter, radiation, dark energy). If we eliminate, as a first approximation, the small contribution of radiation, $\Omega_r \sim 0.8 \times 10^{-4}$, to the present energy density from radiation and relativistic neutrinos, then we can write $r(z)$ as :

$$r(z) \simeq \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z^{1/2})^3 + (\Omega_\Lambda)(1+z^{1/2})^{3(1+w)}}} \quad (2)$$

where Ω_M is the present fraction of critical density of non-relativistic matter. In this model, the dependence of cosmic distances and dark energy is controlled by the parameters Ω_M and w .

The luminosity distance is related to the distance modulus μ by :

$$\begin{aligned} \mu(z) &\equiv m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10 \text{ pc}} \right) = \\ &= 5 \log_{10} \left[\frac{(1+z)r(z)}{\text{pc}} \right] - 5 \end{aligned} \quad (3)$$

where m is the apparent magnitude of the object and M is the absolute magnitude. Standard candles are objects of fixed absolute magnitude M , and measurements of the logarithmic energy flux m . We can use them to study the expansion history of the Universe through this magnitude-redshift relation, known as the Hubble diagram (see Fig. 1 or 2), and therefore bring on constrains to the cosmological parameters.

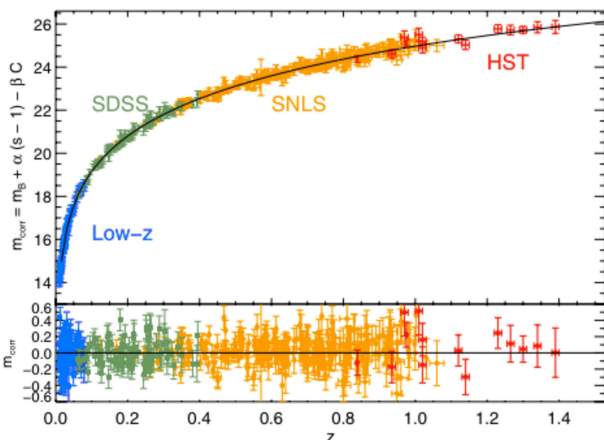


FIGURE 2: Hubble diagram of the combined SNLS3, SDSS, HST and Low-z sample. The residuals from the best fit are shown in the bottom panel [3].

3 Systematic uncertainties and Calibration

Fig. 2 shows the last Hubble diagram from the SNLS 3 years data [3]. This result allowed the team to constrain the EoS of dark energy $w = -1.0430^{+0.0543}_{-0.0546}$ with only the statistical uncertainties and $w = -1.0676^{+0.0799}_{-0.0821}$ adding all the systematic (included the calibration). As we can see the amount of uncertainty coming from calibration and systematic is slightly larger than the statistical one. This means that calibration of CCD imager is a big concern if we want a precise measure of the dark energy equation.

The current photometric calibration techniques rely on observations of spectrophotometric stellar calibrators. Establishing such primary standards is difficult, as one has to anchor astronomical observations to a physical flux scale. The SNLS and SDSS-II surveys have chosen to anchor their flux calibration on so-called HST white dwarf flux scale; however, the uncertainty the spectrum of the primary standards is difficult to assess. As the precision of the calibration efforts improves, it seems really important to check these stellar calibrators using laboratory standards. Several groups are building calibrated light sources (see for example [9]), as the one proposed by our laboratory [7, 8].

4 SkyMapper and the Southern Sky Survey

SkyMapper is one of a new generation of dedicated, wide-field survey telescopes based in the Siding Spring Observatory (NSW, Australia). The 1.3 m SkyMapper telescope features a 5.7 deg^2 field-of-view Cassegrain imager and is operating since 2010. The facility operates in an automated way and requires minimal operational support.

The primary goal of the facility is to conduct the Southern Sky Survey (S3), a six epoch survey of the southern sky. The survey will provide photometry for objects between 8th and 23rd magnitude with global photometric accuracy of 0.03 magnitudes and astrometry to 50 mas [6].

5 Photometric Calibration with SkyDICE

In order to photometrically calibrate of the SkyMapper Wide Field Camera, our group has created a second generation of instrumental calibrator called SkyDICE (SkyMapper Direct Illumination Calibration Experiment). A first prototype was installed at the Canada France Hawaii Telescope (CFHT) in order to calibrate the 1 deg^2 MegaCam imager [7, 8]. This second demonstrator was recently installed in the enclosure of the 5.7 deg^2 SkyMapper Imager.

The SkyDICE system is a point-like source, installed few meters above the the telescope. The source gen-

erates a quasi-lambertian beam. This type of configuration allows to uniformly illuminate the focal plane. Even though the image that we obtained is totally different from a typical science image, the first is more simple to predict and analyse than the latter.

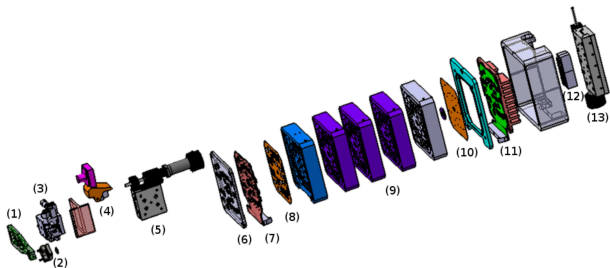


FIGURE 3: Overview of the LED head components. From left to right : (1) - lens arm (2) - manual tip-tilt lens support (3) - manual X-Y support (4) - webcam (5) - focus DC motor (6) - LED head front panel (7) - photodiode board (8) - cache (9) - LED head elements (10) - holes (11) - LED board and radiator (12) - LED support (13) - LED DC motor.

5.1 SkyDICE Design & Operation

The device (see Fig. 3), is a $130 \times 150 \times 227$ mm box consists in 5 identical anodised aluminium blocks. It is hooked on a motorised structure, itself attached to one of the dome arch-beams. It can rotate around two axes, so that its optical axis can be aligned with the telescope axis. The front side of the LED head presents 24 holes, one for each isotropic channel. These channels implement conical uniform beams, resulting in a quasi-uniform illumination of the focal plane. The isotropic beam are generated by a 2 mm diameter hole, placed in front of each LED. The light propagates from each LED to the front side through 150 mm long tubes drilled in the LED head structure. The front side aperture of each channel is a 9 mm hole. Hence, the beam has an aperture $\theta = 3.42^\circ$, covering the entire field of view of the imager. An additional channel generates a pencil beam, that results in a spot on the focal plane. The planet light may be produced by 9 different LEDs, covering the 350 – 910 nm spectral range.

The 24 LEDs cover all passbands of the SkyMapper imager as shown in Fig. 4. They are mounted on a board placed on the back of the device and thermalised with an external radiator. The flux emitted by each LED is sensed by an off-axis photodiode to control the stability of the emitted beam.

During a typical data taking session SkyDICE points to the primary mirror with its source. The relative alignment of both instruments is controlled by the pencil beam. At this point we take a sequence of exposures to cover all the imager passband. Then we move the source in a different position to cover another area of the primary mirror. The images resulting from these exposures are similar to a typical flat-field. Fig. 5 shows one of the image in false-colours, taken during the first

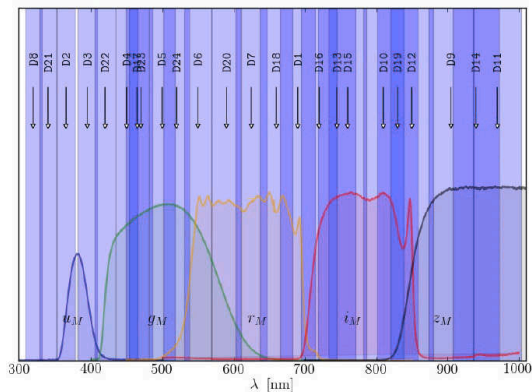


FIGURE 4: Overview of the SkyMapper sampling by the SkyDICE LEDs. (N. Regnault and SkyDICE Team)

run. Analysing those data allows us to reconstruct all the different patterns coming from the direct light and the reflected lights (called ghosts). These ghosts are the main source of systematic errors in the photometric calibration of the imager. Adding images taken from the parallel beam leads us to have a complete knowledge of the different source of errors and eliminate them from science images.

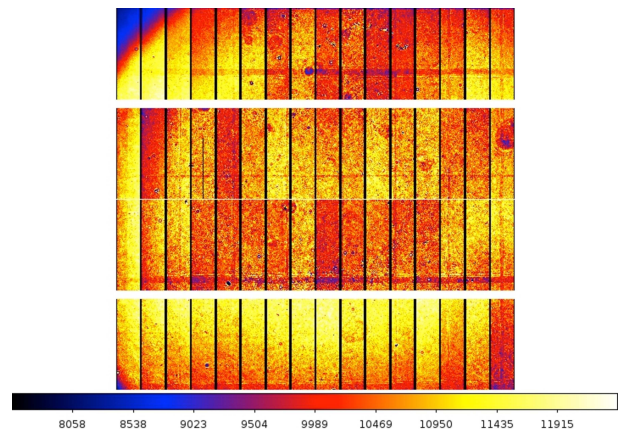


FIGURE 5: Image in false-colours taken using the LED 12 with a z filter and 15 s of exposure. We can see clearly the pattern of the CCD imager reflected by the filter.

6 First Data and Results

Before to installation, the light source was characterised on a spectrophotometric bench-test using a primary standard calibrator (NIST photodiode). The goal was to study the spectral distribution of each LED as a function of the temperature and the input current, and to map the beam radiant intensity (W/sr) to photometrically calibrate the LEDs flux. A pre-analysis of all data was performed before shipping the instrument to the Siding Spring Observatory.

During the installation we did a series of test to check the integrity of mechanics and electronics. The led-head

was mounted on the enclosure of the telescope and we implemented, supported by the ANU technical team, a remote control system that allows us to control the led-head and monitor all the SkyMapper-SkyDICE parameters remotely.

We have taken a series of data using all the filters from 4 different positions on the primary mirror. At the same time we have studied reflections using the parallel beam (see Fig. 6).

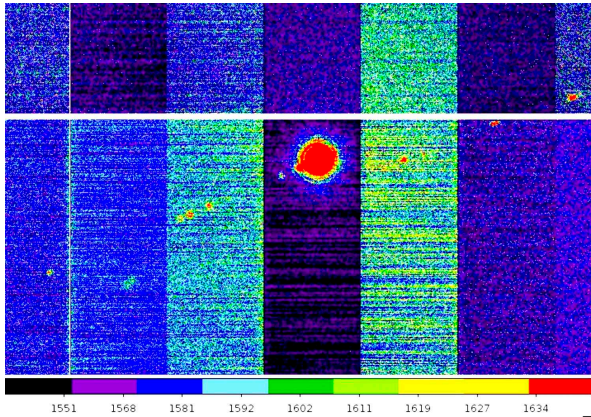


FIGURE 6: Image taken with the g filter in place and 5 s of exposure. As we can see there are different patterns(ghosts) created by the reflection of light through the optical elements of SkyMapper.

7 Conclusions

We have installed and commissioned the SkyDICE system inside the enclosure of the telescope at the Siding Spring Observatory. We have taken a full series of data in the 4 main position of the mirror that will allow us to perform a first complete photometrically analysis of the throughput of the SkyMapper imager. At this stage we are analysing the spectroscopic data and beam maps taken from the test-bench to model and to intercalibrate the LEDs source. The next step is to analyse the calibration frames taken with SkyMapper in order to determine the throughput of the camera.

Références

- [1] Perlmutter, S. et al., Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, 1998.
- [2] Riess, A. G. et al., Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116 :1009.1038, 1998.
- [3] Komatsu, E. et al., Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 192 : 18, 2011.
- [4] Hinshaw, G, et al., Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Parameter Results. ArXiv e-prints, 2012.

- [5] Conley, A. et al., Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey. *ApJS*, 192 :1, 2011.
- [6] Keller, S. C., Schmidt, B. P. et al., The SkyMapper Telescope and The Southern Sky Survey. *PASA*, 24 :112, 2007.
- [7] Villa F., Calibration photométrique de l'Imageur MegaCam. Analyse des données SnDICE. PhD thesis, UPMC - LPNHE, 2012.
- [8] Guyonnet A., Etalonnage Photométrique des Imageurs Grand Champ par Illumination Directe. PhD thesis, UPMC - LPNHE, 2012.
- [9] Doi M. et al., *AJ*, 139, 1628.1002.3701, 2010.

Septième partie

Au delà du Modèle Standard

session dirigée par Arnaud Gay

Introduction à la physique au-delà du Modèle Standard

Arnaud Gay

Université Libre de Bruxelles (ULB), Bruxelles, Belgique



Résumé

Le Modèle Standard de la physique des particules est un outil très performant pour décrire nos connaissances sur les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. On sait cependant qu'il doit être remplacé par une théorie plus complète, car il présente de nombreux défauts. Nous décrivons ici ces imperfections et les principales théories cherchant à le dépasser.

1 Les insuffisances du Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules [1] décrit de manière impressionnante les données expérimentales actuellement disponibles [2] et n'a encore jamais été vraiment mis en défaut. Il s'est également avéré capable de prédire l'existence de particules avant leur découverte, c'est le cas du quark top et du neutrino τ . Il semble même que le seul ingrédient pas encore mis en évidence expérimentalement, le secteur de Higgs [3], qui permet de briser la symétrie électrofaible et de générer les masses des particules, soit effectivement réalisé dans la nature. En effet, la nouvelle particule découverte au LHC en juillet 2012 [4, 5] ressemble de plus en plus furieusement au boson de Higgs du MS au fur et à mesure que les données de 2012 sont analysées (les résultats ne sont cependant pas définitifs et les analyses continuent). Ce modèle n'est néanmoins pas satisfaisant à bien des égards. Citons en exemple les points suivants. Il ne prend pas en compte la gravitation, il possède 19 paramètres libres (26 si les neutrinos sont massifs), il n'explique pas pourquoi il n'existe que trois générations de particules ni l'assymétrie matière/antimatière (il n'y a en effet pas assez de violation de la symétrie CP (charge-parité) dans le MS) ni la matière et l'énergie noires qui composent à elles deux environ 95% de l'univers. Si on extrapole les constantes de couplages des trois interactions décrites par le MS vers les très hautes énergies, elles ne se croisent pas toutes les trois à la même valeur, comme illustré sur la figure 3. Certains phénomènes sont inclus *ad hoc* sans explication de leur origine, comme par exemple, la violation de CP. Le MS n'explique pas non plus pourquoi il existe une telle disparité entre les masses des fermions, on a en effet $\frac{m_{top}}{m_e} \approx 3 \cdot 10^5$, et entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck, qui est de l'ordre de 10^{-17} . Le secteur de Higgs est complètement introduit *ad hoc*. Une autre insuffisance du MS est le problème de natu-

ralité : considérons les corrections radiatives dues aux fermions à la masse du boson de Higgs dont le diagramme est représenté à la figure 1. Cette correction s'écrit :

$$\delta M_H^2 = N_f \frac{g_f^2}{8\pi^2} \left[-\Lambda^2 + 6m_f^2 \log \frac{\Lambda}{m_f} - 2m_f^2 \right] + \mathcal{O}(1/\Lambda^2) \quad (1)$$

où N_f est le nombre de fermions, g_f le couplage de Yukawa du fermion considéré, m_f sa masse et Λ la limite de validité du MS. La masse du boson de Higgs diverge donc quadratiquement et la divergence est dominée par les effets de la masse élevée du quark top. La correction est donc beaucoup plus élevée que la masse elle-même pour des valeurs élevées de Λ . Par exemple, si on place Λ à l'échelle de grande unification, Λ_{GUT} , on a $M_H \sim 10^{14} \text{ GeV}/c^2$. La masse du boson de Higgs est donc de l'ordre de Λ_{GUT} , c'est le problème de la hiérarchie. Cependant, on sait que M_H doit être inférieure à $\sim 1 \text{ TeV}/c^2$ pour des questions d'unitarité et de triviale. On peut y arriver mais il faut ajuster les paramètres de la théorie jusqu'à la trentième décimale. On rencontre ainsi un problème de réglage fin qui ne semble pas "naturel". Notons que ceci est évité si la nouvelle physique est présente à l'échelle d'énergie du TeV. Notons également que, si le nouveau boson est bien le boson de Higgs du MS, la valeur particulière de sa masse (125 GeV) induit que la stabilité du potentiel de Higgs jusqu'à l'échelle de Planck est exclue à 98%. Ceci est une indication que la nouvelle physique doit exister à une échelle inférieure.

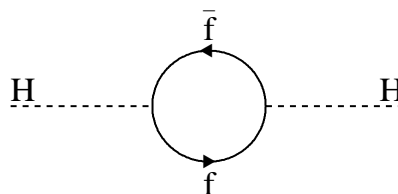


FIGURE 1: Corrections radiatives à la masse du boson de Higgs dues aux fermions.

Pour toutes les raisons que l'on vient d'évoquer, on pense que le Modèle Standard n'est que l'approximation à basse énergie d'une théorie plus générale. Un aperçu des extensions possibles du Modèle Standard est présenté à la section suivante.

2 Les principales théories au-delà du Modèle Standard

2.1 La Supersymétrie

Une extension intéressante du MS est réalisée par l'introduction de la Supersymétrie (SUSY) [6] [7] [8]. C'est une symétrie qui relie les bosons et les fermions : à chaque particule du MS correspond une particule supersymétrique possédant les mêmes nombres quantiques, à part le spin, qui diffère d'une demi-unité. Les partenaires supersymétriques des fermions du MS sont génériquement appelés sfermions (*e.g.* stop, smuons). Les partenaires supersymétriques des bosons du MS sont génériquement appelés jauginos (*e.g.* photino, wino). Les partenaires des bosons chargés se mélangent pour donner quatre charginos, également chargés, et les partenaires des bosons neutres, mis à part le gluino et le gravitino¹, se mélangent pour donner quatre neutralinos, également neutres.

Afin de distinguer les particules connues de leurs partenaires supersymétriques, un nouveau nombre quantique est introduit : la R-parité. Elle est définie par $R_p = (-1)^{3B+2S+L}$ où B est le nombre baryonique, S le spin et L le nombre leptonique. R_p est donc égale à 1 (-1) pour les particules connues (pour les partenaires supersymétriques). Afin d'éviter les échanges de sfermions entre leptons et quarks (et donc la désintégration du proton, voir figure 2), on impose en général la conservation de la R-parité. Il n'existe cependant aucun argument irréfutable (théorique ou expérimental) qui impose cette conservation et, si l'on ne l'impose pas, la désintégration du proton peut toujours être interdite (ou fortement supprimée) par un choix judicieux des couplages.

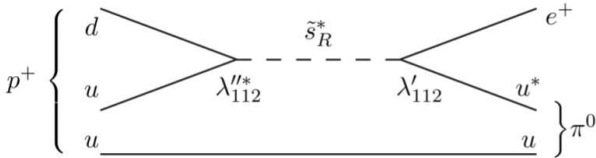


FIGURE 2: Désintégration du proton par échange de sfermions.

On voit tout de suite que la SUSY ne peut pas être une symétrie exacte puisque l'on n'a pas observé les partenaires des particules du MS. Elle doit donc être brisée.

L'extension supersymétrique minimale du MS est le MSSM (Modèle Standard Supersymétrique Minimal). Celui-ci contient deux doublets de champs scalaires Φ_1 et Φ_2 d'hypercharges opposées et s'appuie sur l'hypothèse de conservation de la R-parité. La composante neutre du champ Φ_2 (de valeur attendue dans le vide v_2) se couple seulement aux quarks de type haut alors que Φ_1 (de valeur attendue dans le vide v_1) se couple aux quarks de type bas et aux leptons chargés.

1. Le gravitino est le partenaire supersymétrique du graviton, qui est le boson médiateur de la gravitation.

Cette extension du secteur de Higgs introduit cinq particules de Higgs : deux bosons neutres et pairs sous une transformation CP, h^0 et H^0 (on prendra h^0 pour la plus légère) ; un boson neutre A^0 impair sous une transformation CP (appelé pseudo-scalaire) et deux bosons chargés de même masse, H^+ et H^- . Outre les quatre valeurs de masse de ces états physiques, deux paramètres additionnels définissent les propriétés de ces particules scalaires et leurs interactions avec les bosons de jauge et les fermions : le rapport des deux valeurs attendues dans le vide des deux doublets, $\tan\beta = \frac{v_1}{v_2}$, et l'angle de mélange, α , dans le secteur CP-pair neutre. Cependant, la Supersymétrie impose différentes relations entre ces paramètres et seuls deux d'entre eux sont finalement indépendants. Dans le MSSM, il existe une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs le plus léger : $M_{h^0} \lesssim 130 \text{ GeV}/c^2$ [9].

Il existe d'autres modèles supersymétriques plus complexes. Le NMSSM (Next to MSSM) [10] possède un singulet de superchamp de plus que le MSSM, ce qui permet, tout en conservant les avantages de ce dernier, de résoudre le problème (présent dans le MSSM) lié au paramètre μ (la valeur requise phénoménologiquement de la masse μ du Higgsino de l'ordre de l'échelle électrofaible n'est pas expliquée). Le modèle SUGRA (Super GRAVity) [11] combine la relativité générale et la SUSY. Il existe également des modèles qui ont un mécanisme particulier pour briser la SUSY, tels que AMSB (Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking) [12] et GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) [13]. Des modèles qui n'imposent pas la conservation de la R-parité existent également, on parle de modèles RPV.

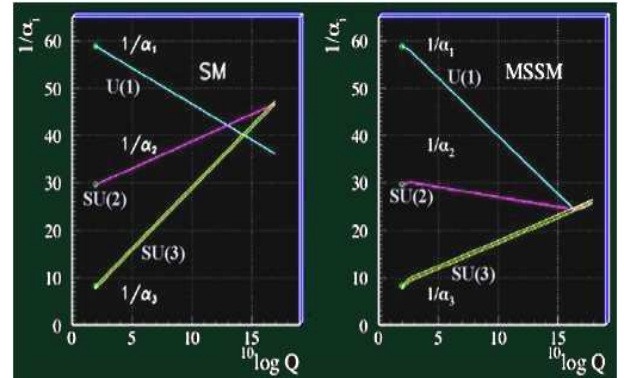


FIGURE 3: Evolution des constantes de couplage dans le SM et dans le MSSM.

La SUSY se révèle intéressante pour les raisons suivantes [14] :

- C'est une théorie des champs renormalisable.
- A chaque fermion f du MS correspondent deux scalaires \tilde{f}_1 et \tilde{f}_2 possédant les mêmes nombres quantiques. Ceci permet d'éliminer les divergences quadratiques correspondantes de la masse des bosons de Higgs. Si de plus l'ordre de grandeur

de la masse des particules supersymétriques est inférieur au TeV, il n'y a plus de problème de réglage fin.²

- Pour briser la symétrie électrofaible dans le MS, on impose *ad hoc* $\mu^2 < 0$ dans le potentiel de Higgs $V(\Phi) = \mu^2|\Phi^\dagger\Phi| + \lambda(|\Phi^\dagger\Phi|)^2$. Dans le MSSM, on a $M_{H_i}^2 > 0$ à haute énergie mais à basse énergie (M_Z), on a $M_{H_i}^2 < 0$ grâce à la contribution de boucles top/bottom et des partenaires supersymétriques. On est donc en présence d'une brisure de symétrie électrofaible radiative, plus naturelle et reliée à la SUSY.
- Elle permet l'unification des constantes de couplage. Dans le MSSM, celle-ci peut être réalisée à l'énergie de grande unification $\Lambda_{\text{GUT}} \sim 10^{16}$ GeV, comme on le voit sur la figure 3.
- Les modèles avec R-parité conservée fournissent un candidat à la matière noire puisque la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable.

Il est difficile ici de faire la liste de toutes les conséquences de la découverte du boson de Higgs (si elle se confirme) sur la SUSY mais nous pouvons faire les remarques suivantes. Très peu de modèles sont infirmés et on peut régler la plupart des modèles pour qu'ils s'accommodent du boson. Le MSSM, notamment, est compatible avec un boson de Higgs de 125 GeV mais cela nécessite de grandes corrections, ce qui implique que le stop est lourd et que $\Lambda_{\text{SUSY}} \gg m_{\text{top}}$, ce qui fait réapparaître le problème de réglage fin et donc de naturalité. Dans le NMSSM, qui est également compatible avec le boson, ce problème serait moins prégnant. Il y a également de nombreux scénarios compatibles avec l'existence d'un Higgs de 125 GeV ressemblant à celui du MS dans les modèles SUSY plus complexes. Il se peut aussi que le boson découvert soit en fait le boson de Higgs neutre le plus lourd, et non pas le plus léger comme en général postulé. Des modèles avec un secteur de Higgs plus complexe sont également possibles.

2.2 Théorie des cordes et dimensions additionnelles

En théorie des cordes, les particules élémentaires ponctuelles expriment différents modes de vibration d'un objet unique et étendu, une corde. On ne peut construire ces théories que dans un espace-temps avec des dimensions supplémentaires. Celles-ci seraient compactifiées à une échelle inférieure au millimètre, et n'auraient donc pu être observées jusqu'à présent. Un attrait des théories des cordes réside dans l'unification des particules (il n'existe plus qu'un seul type d'objet fondamental) et des forces puisque la gravitation est automatiquement incluse grâce à la présence obligatoire

dans la théorie d'un boson vecteur de spin 2, qui est le spin du graviton.

Si la théorie des cordes impose l'existence de dimensions supplémentaires, la réciproque n'est pas forcément vraie. On peut construire des théories avec dimensions additionnelles sans postuler l'existence des cordes.

L'idée qu'il existe des dimensions supplémentaires de dimension finie en plus des trois connues fut proposée en 1998 par Arkani-Hamed, Dimopoulos, and Dvali (ADD) [15] afin de résoudre le problème de la hiérarchie dans le SM. Dans la théorie ADD, les particules du SM sont confinées dans un espace-temps à 4 dimensions et la gravité peut se propager dans toutes les $4 + n_{ED}$ dimensions, n_{ED} est le nombre de dimensions supplémentaires. Dans ADD, les interactions de jauge et la gravitation sont unifiées à l'échelle électrofaible et cette échelle est la seule échelle courte fondamentale de la nature. La faiblesse de l'interaction gravitationnelle est due au fait qu'elle peut se propager dans toutes les dimensions, ce qui conduit à sa dilution.

Proposés par Randall-Sundrum en 1999 également pour résoudre le problème de la hiérarchie, le modèle RS [16] décrit un univers à cinq dimensions dans lequel la cinquième dimension est voilée (*warped*), ce qui a pour effet de rapprocher les deux échelles. Le graviton se propage dans la dimension supplémentaire, ce qui donne naissance à une tour d'états de Kaluza-Klein qui peuvent être détectés comme des résonances massives de spin 2. La première résonance est appelée graviton RS, G^* . Phénoménologiquement, le modèle a deux paramètres : la masse du graviton et le rapport entre la courbure de la cinquième dimension et la masse de Planck réduite, qui est la constante de couplage du modèle.

2.3 Groupes de jauge additionnels

Une motivation sous-jacente aux tentatives d'extension du MS est l'unification des forces, comme nous avons pu le constater dans le cas des théories présentées précédemment, où cette unification apparaît comme une conséquence des hypothèses de base.

Inversement, on peut postuler que la caractéristique de base de la nouvelle théorie que l'on construit soit l'unification des forces. Ceci est le cas dans les théories de grande unification (GUT pour *Grand Unified Theories*). Ces théories postulent que le groupe de jauge du MS est inclus dans un groupe plus vaste qui se réduit à celui du MS à basse énergie. De la sorte, les interactions sont unifiées à haute énergie et il n'existe plus qu'une seule constante de couplage.

Le groupe minimal pour unifier les forces électrofaible et forte est le groupe $SU(5)$ [17]. Il est cependant infirmé par l'expérience. Par exemple, il prédit que la durée de vie du proton est comprise entre 10^{28} et 10^{30} ans alors que l'on a pas encore observé sa désintégration, ce qui se traduit par une limite inférieure de 10^{33} ans. On est donc amené à élargir le groupe. Tous les groupes d'unification plus larges que $SU(5)$ contiennent des bosons supplémentaires, aussi bien chargés que neutres. Le groupe minimal après $SU(5)$ est $SO(10)$ [18].

2. Il convient cependant de noter que la Supersymétrie introduit de nouvelles divergences - provenant des gluinos - qui ne sont pas compensées.

La présence de bosons supplémentaires n'est cependant pas exclusive aux théories de GUT. En effet, diverses extensions du MS prédisent l'existence de groupes de jauge additionnels. Il est impossible d'en faire une liste exhaustive ici mais nous pouvons citer quelques exemples.

Les théories des cordes ou les théories postulant des dimensions additionnelles sont un premier exemple.

Le modèle BESS (Breaking Electroweak Symmetry Strongly), dans lequel la brisure de symétrie électrofaible est dynamique, prédit également l'existence de nouveaux bosons de jauge [19].

Les modèles postulant une symétrie gauche-droite [20] prédisent la présence d'un boson chargé droit. Ces modèles cherchent à fournir une explication naturelle à la violation de parité dans les interactions faibles.

Tout boson chargé (neutre) additionnel est génériquement appelé W' (Z').

2.4 Compositeness

La variété des masses et saveurs des quarks et leptons suggère une sous-structure [21]. Afin de confiner les constituants (souvent appelés préons) et d'expliquer les propriétés des quarks et leptons, une nouvelle interaction forte, appelée metacolor, est introduite. Pour les énergies d'interaction de partons faibles, la metacolor se comporte comme une interaction de contact, testable expérimentalement.

Ces modèles prédisent des états excités des quarks et leptons à l'échelle caractéristique de la nouvelle interaction, également testable expérimentalement.

3 Introduction à la session

Les recherches de nouvelle physique ont jusqu'ici été infructueuses mais elles se poursuivent, notamment au LHC et auprès des expériences d'astroparticules.

On peut rechercher dans l'espace la matière noire dans ses désintégrations en photons et gluons. C'est l'objet de la contribution de Tiziana Scarnà.

Pour les recherches de SUSY, il est important de prédire les spectres de masses des nouvelles particules. Par ailleurs, certaines signatures contiennent des quarks b et les outils d'étiquetage des b (b -tagging) sont donc cruciaux. Ces deux sujets sont détaillés par Michaël Ughetto.

Afin de déterminer l'énergie des particules le traversant, il est indispensable de connaître la relation entre la réponse du calorimètre hadronique et l'énergie déposée. Par ailleurs, les quarks top permettent de tester la validité du MS mais aussi de rechercher de la Nouvelle Physique, par exemple la production de paires de quarks top de même signe. Ces deux sujets sont développés par Emmanuelle Dubreuil.

Certains modèles de SUSY et de dimensions supplémentaires prévoient l'existence de particules scalaires, appelées sgluons. Leur recherche est présentée par Loïc Valéry.

Enfin, la SUSY peut être cherchée dans les évènements avec des paires de leptons (electron, muon) de même charge électrique, de l'énergie transverse manquante et des jets de haute énergie. Julien Maurer nous en dit plus.

Références

- [1] S.L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics **B 22** (1961), 579-588 ; S. Weinberg, *A model of leptons*, Physical Review Letters **19** (1967) 1264-1266 ; A. Salam, *Weak and electromagnetic interactions in Elementary particle theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell) Stockholm (1968), 367-377.
- [2] W. Hollik, *Standard Model Theory*, hep-ph/9811313.
- [3] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964), 132
P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 508
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966), 1156
F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett **13** (1964), 321
T.W.B Kibble, Phys. Rev. **155** (1967), 1554
- [4] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv :1207.7235 [hep-ex]].
- [5] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv :1207.7214 [hep-ex]].
- [6] S. Martin, *A Supersymmetry Primer in Perspectives on Supersymmetry*, G. L. Kane editor, (1997).
- [7] H. P. Nilles, Phys. Rep., **110**, 1 (1984).
- [8] H. E. Haber & G. L. Kane, *The Search for Supersymmetry : probing physics beyond the Standard Model*, Physics Reports **117**, 75-263, (1985).
- [9] M. Carena and C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. **B452**, 45 (1995).
- [10] Fayet, P. (1975). Nucl. Phys. **B90** 104.
- [11] Physical Review **D13** (1976) pp 3214-3218.
- [12] L. Randall and R. Sundrum, Nucl. Phys. **B557**, 79 (1999), hep-th/9810155
- [13] G.F. Giudice and R. Rattazzi, Phys. Rept. **322**, 419 (1999), hep-ph/9801271
- [14] A. Djouadi, *Le(s) Higgs Supersymétrique(s)*. Ecole d'été de physique des particules de GIF (2001).
- [15] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. **B429** (1998) 263.
- [16] L. Randall, R. Sundrum, Phys.Rev.Lett. **83** (1999) 3370.
- [17] H. Georgi, S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438.
- [18] H. Fritzsch P. Minkowski, Ann. Phys. (NY) **93** (1975) 193.
- [19] R. Casalbuoni et al., Phys. Lett. **B435** (1998) 396
- [20] J.C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. **D10** (1974) 275.
- [21] E. Eichten, K. Lane and M. Peskin, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 811.

Recherche de quarks top de même signe auprès du détecteur ATLAS

Emmanuelle Dubreuil

Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, Université Blaise Pascal Clermont Ferrand II, CNRS/IN2P3, Aubière, France



Résumé

Le détecteur ATLAS enregistre des millions de collisions de protons produites par le LHC (Large Hadron Collider), au CERN à Genève. Le calorimètre hadronique d'ATLAS participe à la mesure de l'énergie des particules produites par les collisions. Pour connaître la relation entre la réponse du détecteur et l'énergie déposée par les particules, on étalonne celui-ci grâce à un système LASER. Lors de ces collisions, de nombreuses particules sont produites, dont des quarks top. Ces quarks top permettent de tester la validité du Modèle Standard de la physique des particules, via par exemple la mesure de section efficace de production de paires de top-antitop, ou bien la recherche de processus de Nouvelle Physique impliquant le quark top, par exemple la recherche de paires de quarks top de même signe.

1 Introduction

Les briques élémentaires de la matière ainsi que leurs interactions sont décrites par le Modèle Standard de la physique des particules. Ainsi, on dénombre 6 leptons et 6 quarks pour les composants élémentaires de la matière et 5 bosons qui permettent la médiation des forces fondamentales (exceptée la gravitation). S'ajoute à cela le boson de Higgs qui donne une masse aux particules. Pour tester ce modèle, on utilise des collisions de protons grâce à des accélérateurs, qui vont créer des centaines de particules. Afin d'étudier le résultat de ces collisions, des détecteurs sont contruits autour du point d'interaction.

2 Contexte expérimental

2.1 Le LHC et le détecteur ATLAS

Le LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur de particules situé au CERN à Genève. Il mesure 27 km de circonférence. Il est composé de deux anneaux où circulent des faisceaux de protons. Le LHC fonctionne avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV (7 TeV en 2011). Sur cet anneau sont placés quatre détecteurs : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.

Le détecteur ATLAS [1] est le plus grand détecteur installé auprès du LHC. Il mesure 44 m de long, 25 m de diamètre pour une masse de 7500 tonnes. Il est composé de 3 parties :

- les détecteurs internes, permettant la mesure des propriétés des particules chargées,
- les calorimètres, permettant de mesurer l'énergie des particules,
- les chambres à muons qui permettent de mesurer les propriétés des muons.

La partie calorimétrique se décompose en 2 parties : le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique.

2.2 L'étalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS

Le calorimètre hadronique [2] permet de mesurer l'énergie des hadrons comme les protons ou les pions chargés. Il est composé d'une succession de plaques de fer et de tuiles scintillantes reliées à des canaux (photomultiplicateurs + électronique associée).

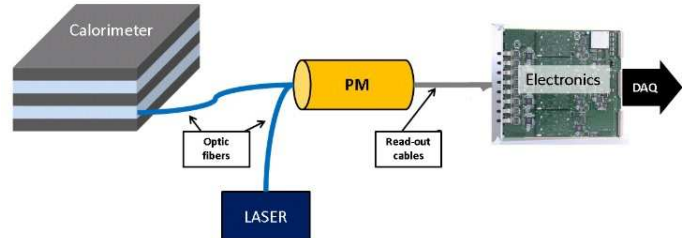


FIGURE 1: Schéma du système de calibration du calorimètre hadronique d'ATLAS

La figure 1 montre le fonctionnement de la chaîne complète de mesure du calorimètre hadronique. Au passage d'une particule chargée, les tuiles scintillantes vont émettre de la lumière qui va être envoyée sur des photomultiplicateurs. Ces photomultiplicateurs vont convertir la lumière reçue en signal électrique qui sera analysé par l'électronique. Pour connaître la relation entre réponse du détecteur et énergie déposée, on étalonne celui-ci.

Le gain d'un canal est défini comme le rapport entre sa réponse numérisée sur l'énergie déposée dans le calorimètre.

Le calorimètre hadronique d'ATLAS est étalonné par trois systèmes différents : le système Cesium pour une calibration complète de toute la chaîne, cette calibration est lente et n'est faite qu'une fois par mois. Le LASER calibre les photomultiplicateurs et leur électronique associée (canaux) tandis qu'un système d'in-

jection de charge calibre l'électronique uniquement. Les canaux reoivent des pulses de lumière envoyés par le système LASER puis les variations de gain sont mesurées et analysées.

Le but de cette analyse est de corriger les canaux dont le gain dérive. Des prises de données avec le système LASER sont effectuées deux fois par semaine. Un facteur correctif (ou constante de calibration) est calculé pour chaque canal en tenant compte de la précision et des variations de lumière propres au dispositif. Pour déterminer cette précision et valider ces constantes de calibration, des comparaisons entre les différents systèmes sont faites.

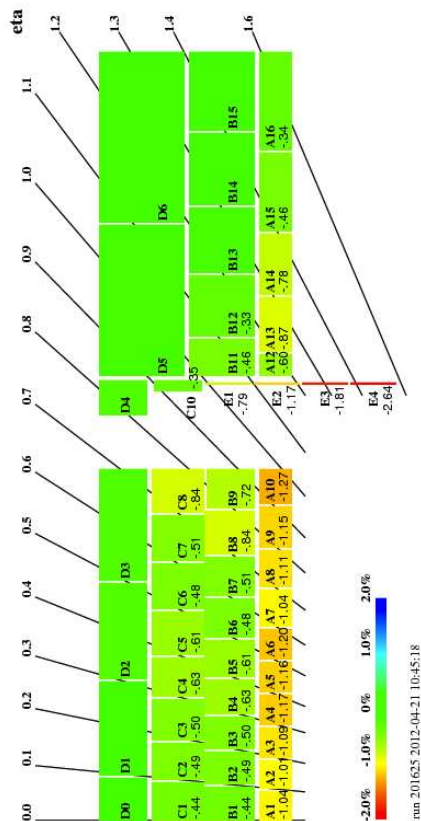


FIGURE 2: Variation moyenne du gain des canaux, cellule par cellule, du calorimètre hadronique d'ATLAS

Les canaux sont regroupés par cellule (en moyenne 2 canaux par cellule). La figure 2 montre un quart du calorimètre hadronique d'ATLAS en coupe longitudinale. Pour chaque cellule, la variation moyenne des canaux liés à cette cellule est calculée et affichée. Une échelle de couleur montre la variation. L'ordre de grandeur des corrections est de quelques pourcents sur une période d'un mois. Ainsi, les 10000 canaux du calorimètre hadronique d'ATLAS sont étalonnés avec le système LASER avec une précision de l'ordre de 0.5 %. Un biais de 10 % sur la calibration se traduirait, par exemple, par un biais de 1 % sur l'énergie d'un électron provenant de la désintégration d'un boson Z.

Sur l'ensemble de l'année 2012, 10 % des canaux du calorimètre hadronique ont nécessité une correction.

3 Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$

3.1 Le quark top dans le Modèle Standard

Le quark top a été découvert en 1995 au Tevatron. La théorie prédit qu'il est de spin $\frac{1}{2}$ et de charge $+\frac{2}{3}$. Il est la particule élémentaire la plus lourde, sa masse étant de l'ordre de 173.5 GeV. Ce qui le différencie des autres quarks est qu'il se désintègre avant de s'hadroniser puisque son temps de vie est inférieur au temps d'hadronisation. Le quark top se désintègre à près de 100 % en un quark b et un boson W : $t \rightarrow W^+b$.

Etudier le quark top permet d'abord de tester le Modèle Standard en effectuant des mesures de précision sur les paramètres prédits par ce modèle comme par exemple, la section efficace de production de paires top-antitop. L'intérêt du quark top se justifie aussi dans la recherche de Nouvelle Physique où le top sera soit un bruit de fond dominant, soit une signature. Une analyse montrant la recherche de processus avec une paire de quarks top de même signe dans l'état final sera montrée dans la Section 4.

Le boson W peut se désintégrer soit de manière leptonique (un lepton et un neutrino), soit de manière hadronique (deux quarks). On distingue alors trois canaux de désintégration pour les paires $t\bar{t}$, classés en fonction du nombre de leptons dans l'état final :

- le canal dileptonique : les deux bosons W se désintègrent de manière leptonique. Ce canal représente 11 % des désintégrations des paires $t\bar{t}$. Sa signature particulière fait qu'il y a peu de bruit de fond mais la reconstruction est complexe dû à la présence des deux neutrinos.
- le canal semi-leptonique : l'un des bosons W se désintègre en quarks et l'autre en lepton et neutrino. Ce canal représente 44 % des désintégrations des paires $t\bar{t}$. Sa signature caractéristique rend la sélection des événements pure. De plus, la difficulté d'appariement des jets est faible.
- le canal tout hadronique : les deux bosons se désintègrent de manière hadronique. Ce canal représente 45 % des désintégrations des paires $t\bar{t}$. Cependant, discriminer cette signature du bruit de fond multijets est extrêmement difficile. De plus, l'appariement des jets est compliqué et rend la reconstruction des événements difficile.

Malgré la difficulté d'étudier le canal tout hadronique, il a été choisi car il est complémentaire aux autres canaux de désintégration et bénéficie d'un grand rapport d'embranchement permettant d'avoir un grand nombre d'événements.

Pour sélectionner les événements du canal tout hadronique en éliminant le plus de bruit de fond, on utilise les propriétés de notre signal. On va donc demander à avoir au moins 6 jets, dont 2 jets proviennent de quarks b. De plus, ces jets devront être assez énergétiques puisqu'ils proviennent d'un quark top. Enfin, l'événement ne devra avoir ni lepton, ni énergie man-

quante due à des neutrinos.

3.2 Estimation du bruit de fond multi-jets

La section efficace de production des événements multijets est de l'ordre de 10^6 pb alors que la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique prédite est de 75 pb. Le bruit de fond multijets est donc largement dominant, même après sélection. Cependant, l'incertitude sur sa section efficace est importante, on utilise alors les données pour estimer le nombre d'événements multijets. Pour cela, on utilise la méthode ABCD.

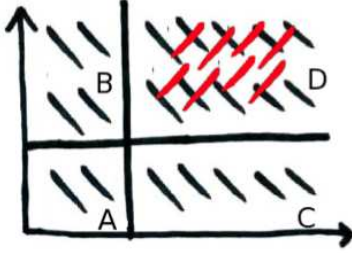


FIGURE 3: Schéma illustrant la méthode ABCD

Soit deux variables discriminantes v_1 et v_2 utilisées lors de la sélection des événements. On divise le plan v_1v_2 en quatre zones A, B, C et D définies par les coupures sur v_1 et v_2 (voir Figure 3). Si v_1 et v_2 sont décorréelées, alors la distribution de v_2 aura la même forme quelque soit le sous-ensemble défini par v_1 . Alors la distribution des événements dans le plan vérifie la relation :

$$(N_D - n_D - \epsilon_D^{t\bar{t}} \sigma L) = \frac{(N_B - n_B - \epsilon_B^{t\bar{t}} \sigma L)(N_C - n_C - \epsilon_C^{t\bar{t}} \sigma L)}{(N_A - n_A - \epsilon_A^{t\bar{t}} \sigma L)} \quad (1)$$

où N_A, N_B, N_C et N_D sont respectivement les nombres d'événements observés dans les zones A, B, C et D. n_A, n_B, n_C et n_D sera la zone enrichie en signal. n_A, n_B, n_C et n_D représentent respectivement la contamination (bruits de fond autres que multijets) dans les zones A, B, C et D. Ils sont déterminés à partir de la simulation. Les $\epsilon^{t\bar{t}}$ sont les efficacités de sélection du signal dans chacune des zones (déterminés à partir de la simulation), σ est la section efficace que l'on cherche à mesurer et L est la luminosité.

Dans le cas de cette analyse, v_1 est la centralité, une variable topologique caractérisant le caractère frontal de la collision. v_2 est une variable logique : elle est égale à 1 si le nombre de jets de b est supérieure à 2 et la distance¹ entre ces deux jets de b est plus grande que 1, sinon cette variable logique est égale à 0.

On peut mesurer la section efficace totale de production des paires $t\bar{t}$. La section efficace est définie par la

1. La distance est définie comme $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$, où η est la pseudo-rapacité et ϕ est l'angle azimutal.

solution d'une équation du second degré :

$$\sigma = \frac{-b \pm \sqrt{\Delta}}{2a} \quad (2)$$

où $a = L^2(\epsilon_D^{t\bar{t}}\epsilon_A^{t\bar{t}} - \epsilon_B^{t\bar{t}}\epsilon_C^{t\bar{t}})$, $b = \epsilon_B^{t\bar{t}}(N_C - n_C) + \epsilon_C^{t\bar{t}}(N_B - n_B) - \epsilon_D^{t\bar{t}}(N_A - n_A) - \epsilon_A^{t\bar{t}}(N_D - n_D)$, $c = (N_D - n_D)(N_A - n_A) - (N_B - n_B)(N_C - n_C)$

Le résultat obtenu est : $\sigma = 167 \pm 18$ (stat.) ± 78 (syst.) ± 6 (lumi.) pb

Tous les effets systématiques affectant cette mesure ont été considérés, le plus important étant l'efficacité d'étiquetage d'un jet provenant qu'un quark b. Ce résultat est compatible avec la valeur prédite par le Modèle Standard (164 pb). Cette valeur a été obtenue avec les premières données enregistrées en 2011 [3], correspondant à une luminosité de 1.02 fb^{-1} .

4 Recherche de processus avec une paire de top de même signe

4.1 Propriétés du signal

Avec le quark top, on peut tester les prédictions du Modèle Standard mais aussi rechercher d'autres phénomènes. La production de paires de top de même signe est supprimée dans le Modèle Standard mais d'autres théories prédisent ce processus. Dans le cadre de notre étude, on considère seulement la production de paires de quarks top de même signe par interaction de contact, en prenant en compte uniquement le vertex $uu \rightarrow t\bar{t}$. Les quarks top se désintègrent de manière leptonique pour avoir une signature claire. L'état final est donc composé de deux leptons de même signe ($e^+e^+, e^+\mu^+, \mu^+\mu^+$), 2 neutrinos (de l'énergie transverse manquante notée MET) et 2 jets provenant de quarks b.

4.2 Données et simulation MC

Le signal a été généré à partir d'un modèle phénoménologique, avec hadronisation et cascade partonique. Trois configurations de chiralité existent : LL, LR et RR. Les sections efficaces de production pour le signal (pondérées par le rapport d'embranchement) sont :

- LL : 1.77 pb
- LR : 0.22 pb
- RR : 1.77 pb

Différents processus peuvent mimer l'état final de notre signal. Ces processus peuvent être classés en deux catégories :

- les bruits de fond estimés par simulation : WZ/ZZ +jets, $W^\pm W^\pm$ +2jets, $t\bar{t}W$ (+jet), $t\bar{t}Z$ (+jet), $t\bar{t}WW$
- les bruits de fond estimés avec les données : fakes (électron pris pour un jet ou *vice versa*) et misid (mauvaise identification de la charge des leptons)

Les données utilisées pour cette analyse sont les données enregistrées en 2011, ce qui représente une luminosité intégrée de 4.7 fb^{-1} .

4.3 Sélection des événements

La sélection permet de distinguer le signal recherché des bruits de fond. Pour cela, on va se servir des propriétés de notre signal. Les critères de sélection utilisés pour cette analyse sont :

- 2 leptons de même charge car l'état final du signal contient 2 tops de même signe
- 2 jets, dont au moins 1 jet de b car l'état final de notre signal contient 2 jets de b
- Z-veto car il n'y a pas de Z dans notre état final
- MET > 40 GeV car 2 neutrinos sont produits
- HT > 550 GeV car 2 tops sont produits²
- 2 leptons positifs car 2 tops sont produits

La fraction d'événements qui passent cette sélection est de l'ordre du pourcent.

4.4 Résultat

Les nombres d'événements attendus et observés après sélection pour le signal, les bruits de fond et les données sont résumés dans le tableau 1 :

	ee	eμ	μμ
BdF total	0.63 ± 0.59	1.49 ± 0.55	0.84 ± 0.21
Signal LL	39.53 ± 2.70	117.88 ± 4.80	94.96 ± 4.18
Signal LR	4.31 ± 0.30	13.19 ± 0.53	9.39 ± 0.46
Signal RR	30.61 ± 2.23	97.68 ± 4.08	65.88 ± 3.44
Observés	0	2	0

TABLE 1: Nombre d'événements attendus et observés après sélection

On n'observe aucun excès dans les données. La section efficace du signal est trop faible pour qu'il soit vu. On pose donc une limite avec une probabilité de 95 %. Les résultats présentés dans le tableau 2 sont les limites supérieures à 95 % de degré de confiance sur la section efficace de production des paires de top de même signe pour chaque configuration de chiralité.

	Attendue	Observée
LL	0.35 pb	0.26 pb
LR	0.41 pb	0.30 pb
RR	0.45 pb	0.35 pb

TABLE 2: Limites observées et attendues pour notre signal

5 Conclusion

ATLAS est un ensemble de détecteurs installé auprès du LHC. Son calorimètre hadronique joue un rôle important dans la mesure de l'énergie des jets. Le système LASER permet de suivre l'évolution des 10 000 canaux de ce calorimètre. Une procédure a été mise en place

pour produire et appliquer les constantes de calibration. La précision du système LASER est de l'ordre de 0.5 %.

Le quark top a un rôle privilégié dans le Modèle Standard de part sa grande masse. Il permet de faire des mesures de précision pour tester la théorie ou de chercher de nouveaux phénomènes.

Dans le cadre de mesures de précision dans le Modèle Standard, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique a été mesurée et est compatible avec la valeur prédite.

Dans le cadre de la recherche de nouvelles signatures exotiques, une étude est menée sur la production de paires de top de même signe. Une limite a été mise sur la section efficace de production avec les données de 2011. Les données de 2012 permettront d'améliorer cette limite ou de voir un signal dans les données.

Références

- [1] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST, S08003(3), 2008.
- [2] ATLAS Collaboration. ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN-LHCC-96-42, 1996.
- [3] ATLAS Collaboration. Measurement of $t\bar{t}$ production in the all-hadronic channel in 1.02 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2011-140, 2011.

2. HT est défini comme la somme scalaire des impulsions transverses de tous les objets de l'événement

Search for SUSY with same-sign dilepton pairs, jets and MET at ATLAS experiment

Julien Maurer

Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), Université d'Aix-Marseille, CNRS/IN2P3, Marseille, France

Résumé

A search for Supersymmetry in events with lepton pairs (electron, muon) of identical electric charge, high missing transverse momentum, and additional high energy jets is presented. It uses a data sample of 5.8 fb^{-1} of proton-proton collisions at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, collected by the ATLAS detector at LHC in the first half of 2012. No excess of events is observed with regards to the expectation from Standard Model processes.

1 Motivations

The Standard Model of particle physics has proven to be a successful theory to describe the features observed in the various particle physics experiments that have probed energies up to the TeV scale. Its different predictions have been verified with a high degree of precision, notably by the discovery of electroweak bosons, heavy flavor quarks, Ω^- baryon. . . Despite its tremendous success, the Standard Model suffers from several problems, making it an incomplete theory. The most evident are the complete lack of description of gravitational interactions, the source of dark matter, and the observed non-zero mass of the neutrinos. Some theoretical considerations also raise several questions : hierarchy problem (Higgs mass divergence through virtual loop corrections requiring unnatural fine tuning), presence of 19 free parameters (their values are not provided by the model), no explanation for the number of fermion generations (only 3 observed). . . The consistency of the Standard Model seems though to be valid until the weak scale, beyond which some manifestations of yet unknown physics are expected.

Supersymmetry [1] is an extension of the Standard Model, that introduces a new symmetry between bosons and fermions. Each Standard Model particle gets associated to a new partner of the opposite statistics, sharing the same quantum numbers, with the exception of the spin that differs by a half unit. Theories built on this framework can provide answers to several of the Standard Model issues. Notably, the hierarchy problem disappears in a natural way thanks to the cancellation of divergent terms with the additional super-partners loops. They can include a description of gravity, and contain stable neutral weakly interacting particles that may explain dark matter. Furthermore, the gauge coupling constants of the strong and electroweak interactions converge to a single value at the

hypothetical Grand Unification energy scale, which is not the case in the Standard Model. Until now though, none of the various super-partners has been observed. This can only be explained if the masses of the partners are much higher than their Standard Model equivalents; consequently, Supersymmetry must be broken at the electroweak scale. The breaking mechanism can be parametrized by adding appropriate terms in the lagrangian; the resulting high number of free parameters can be strongly reduced by observations : lepton/baryon number conservation, highly suppressed flavor changing neutral currents. . . One important constraint comes from the observed lifetime of the proton ($> 10^{34}$ years), whereas faster decays ($p \rightarrow e^+ \pi^0$) would be expected in SUSY scenarios. The introduction of a new conserved discrete symmetry called R-parity – (+1) for Standard Model particles, (–1) for the super-partners – allows to suppress such kind of non-observed decays (although it's not the only possibility). One major consequence of R-parity conservation, is that super-partners can only be created or annihilated in pairs. Another consequence is that the lightest super-partner (LSP) has to be stable. It should furthermore be weakly interacting, otherwise it would already have been detected. In most of R-parity conserving SUSY models, the LSP is either the lightest neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, or the gravitino \tilde{G} .

1.1 SUSY at LHC

The proton-proton collisions generated by LHC favor processes mediated by strong interaction. The pair productions of colored sparticles (squarks, gluinos) have consequently the largest cross-sections. These particles decay in cascade to give final states with several quarks and LSPs. Therefore, the typical inclusive SUSY signature consists in several jets and high missing transverse momentum, since the LSPs escape the detector without interacting. Leptons can however also occur in the final states, through electroweak decays of gauginos involved in the cascade, as well as tops or sleptons. Despite the significantly lower cross-section of processes involving leptons, searches dedicated to these final states are still interesting since the main background (electroweak Standard Model processes) is by several order of magnitudes smaller than the QCD background involved in the inclusive search. Therefore, looser kinematic cuts can be involved in the event selection, opening access to SUSY scenarios with compressed mass spectra. In this context, a search with 2 leptons of same charge in the fi-

nal state is particularly interesting since the associated Standard Model background is extremely low, making this analysis very sensitive to signs of new physics.

2 Analysis overview

2.1 Event selection, signal target

One of the possible sources of events with same-sign leptons in SUSY processes is provided by gluino pair production. In the MSSM, gluinos are Majorana particles. If the gluino decay involves one lepton, final states with opposite or same-charge leptons are equiprobable. The described version of this analysis has been optimized for a model in which gluinos decay in top pair and neutralino through the mediation of a virtual stop, $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$. In this simplified model, all other sparticles are decoupled. The final state features the presence of 4 tops and 2 neutralinos, that can give a signature with several jets, missing momentum and a same-sign lepton pair. The event selection has been chosen to maximize the sensitivity to this model. It requires :

- A pair of leptons (electrons, muons) of same charge
- A missing transverse momentum above 150 GeV
- At least 4 jets with $p_T > 50$ GeV
- An invariant mass $m_{\ell\ell} > 12$ GeV to reject hadron resonances

2.2 Background sources

The signature targeted by this analysis is particularly interesting thanks to the very low expected Standard Model contribution. The background can be classified in 3 main categories :

- Irreducible background : processes that result in a final state containing two genuine same-sign leptons. The main contribution in the signal region comes from associate production of top-antitop pair with a vector boson (W,Z), that feature true missing momentum (neutrino from top and/or W decays) and several jets. Processes with diboson pair production (WZ,ZZ) represent only a minor additional source, because of their low jet multiplicity.
- Events with opposite-sign leptons, but in which the charge of one lepton is reconstructed incorrectly. This so-called charge flip occurs almost only for electrons, the main cause being the radiation of a photon by the original lepton interacting with the detector material, that further converts into an electron-positron pair. During the lepton reconstruction, the track of one of the electrons issued by the photon conversion can then be used instead of the original track, leading to an error on the charge. Despite the good performance of lepton reconstruction in the ATLAS experiment, this still represents a non-negligible contribution to the signal region, due to the large abundance of processes with opposite-sign lepton final states ($Z \rightarrow \ell^+\ell^-, t\bar{t}$). The main contribution to the signal region is coming from dileptonic top decays

from $t\bar{t}$ pair production, that features in addition to the leptons missing energy and several jets.

- Events with fake leptons. In the ATLAS terminology, real leptons are only electrons or muons that originate from leptonic decays of electroweak bosons, and identification algorithms are tuned to reject any other source. These sources of fake leptons include light hadrons stopped early in the calorimeter and mis-reconstructed as leptons, in-flight decays of kaons to muons... Another important source consists in semi-leptonic decays of heavy-flavour hadrons (like $B^\pm \rightarrow \ell^\pm\nu + X$), that produce leptons surrounded by hadronic activity. In this analysis, the dominant source of event with fake leptons corresponds to $t\bar{t}$ pair production, in which one top undergoes a leptonic decay, and a non-isolated lepton of the same charge is obtained from the b quark issued by the other top.

Estimations of the contributions of these various backgrounds in the signal region are performed with different methods that are detailed in the following subsections.

2.3 Irreducible background

The contribution of events with final states involving 2 same-sign leptons ($t\bar{t} + V, WZ, ZZ$) is estimated by the Monte-Carlo simulation prediction. Uncertainties account for possible discrepancies in object reconstruction between data and simulation, mainly on the scale and resolution of the jet energy calibration and missing transverse momentum. The Monte-Carlo prediction is normalized to data by using the theoretical NLO-computed cross-section of the different processes. The associated uncertainties are sizable for the dominant $t\bar{t} + V$ contributions, that are rare and unknown processes : errors of respectively 30% ($t\bar{t}W$) and 50% ($t\bar{t}Z$) have to be included.

2.4 Charge flip background

Only electrons are affected in a significant way by reconstructed charge flip, due to their much larger interaction with detector material. Background contribution from opposite-sign dilepton pair with one electron enduring charge flip is estimated in a semi data-driven way. The probability for one electron to be reconstructed with the wrong charge is measured in data as a function of the electron transverse momentum (impacts on track curvature, brehmstrahlung rate) and pseudorapidity (spatial distribution of material in detector). Starting from an event with 2 genuine opposite-sign leptons, one can then express the probability to obtain a reconstructed same-sign event :

$$\mathcal{P} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 2\varepsilon_1\varepsilon_2 \quad (1)$$

The required background estimate is then obtained by taking the Monte Carlo prediction for opposite-sign events ($Z, t\bar{t}$), and assigning events a weight corresponding to 1, where ε is the charge flip rate.

The charge flip probability is measured using selected electron pairs with an invariant mass close to the Z boson's, which allows to build in data a sample of real electrons with very high purity.

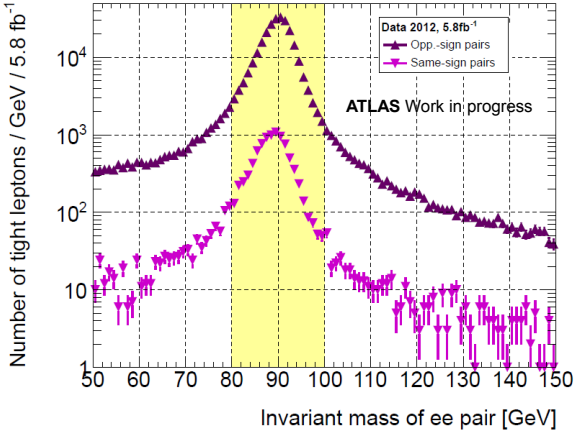


FIGURE 1: Invariant mass distribution of selected electron-positron pairs with one lepton in the region $|\eta| < 1.37$ and the other in the region $2.1 < |\eta| < 2.47$.

The flip rate can then be estimated by looking at the charges of the two selected electrons, and comparing the yields of opposite-sign and same-sign pairs. There is an ambiguity in this computation since there are two electrons in each event : to perform a binned measurement, it is necessary to know which of them was reconstructed with the wrong charge. This ambiguity can be overcome by requiring that one of the electrons originates from the central region of the detector ($|\eta| < 1.37$), where the charge flip rate is much lower. The measurement can then be made safely on the other electron, that has higher probability to have the wrong charge. The values taken by the charge flip rate range from about 0.1% in the central region up to 3% at the edge of the tracker ($|\eta| \sim 2.5$). The validity of the method is probed by performing a closure test on simulated $Z \rightarrow e^+e^-$ events, using truth matching information. This allows to set an uncertainty on the measurement between 10 and 30%.

2.5 Fake lepton background

The background contribution due to fake leptons is estimated with a full data-driven procedure, that has been widely used to estimate QCD background in many analyses involving leptonic final states. It uses the property that fake leptons are always produced in a hadronic environment hence surrounded by other particles, when real leptons from electroweak boson decays are produced in an isolated way. An upper cut can therefore be applied on the amount of energy deposited around the lepton, by summing either the energies of the neighboring calorimeter cells or the impulsions of the tracks close to the lepton's. If ε, ζ are respectively the probabilities that a real/fake lepton satisfies this isolation

criterion, relations can be expressed between the number of dilepton events with real/fake leptons (R/F) and the number of events with leptons passing/failing the criteria (denoted as *tight/loose*, T/L) :

$$N_{LT} = (1 - \varepsilon_1)\varepsilon_2 N_{RR} + (1 - \varepsilon_1)\zeta_2 N_{RF} \\ + (1 - \zeta_1)\varepsilon_2 N_{FR} + (1 - \zeta_1)\zeta_2 N_{RR} \quad (2)$$

Similar equations can be written for N_{TT}, N_{TL}, N_{LL} . This allows to build a system of 4 linear equations that can be inverted to retrieve the number of events with fake leptons ($N_{FR} + N_{RF} + N_{FF}$) as a function of the observed number of events with tight/loose leptons.

This so called matrix-method requires as input the probabilities ε, ζ , that require dedicated measurement. The efficiency of the isolation cut on real leptons ε is obtained from pure samples of electron or muons built with a tag-and-probe selection of $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ events. With the isolation requirement used for this analysis, the efficiency is higher than 90% for both lepton flavors.

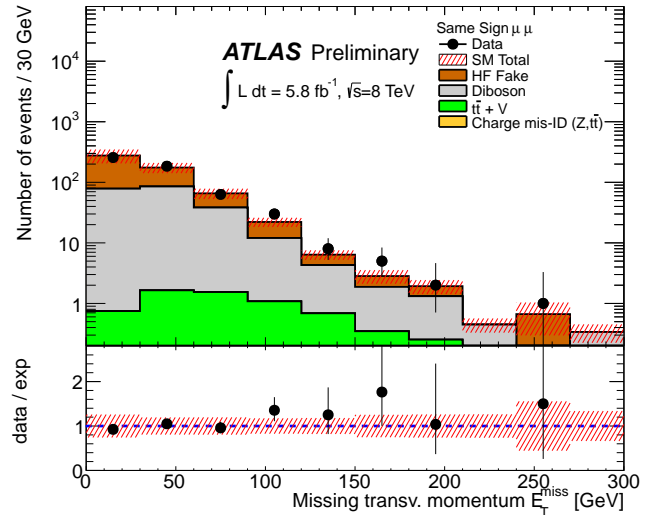


FIGURE 2: Missing transverse momentum distribution for same-sign muon pairs, no requirement on jets.

The fake rates ζ are measured in samples enriched in events with one real and one fake lepton. The selection for the electron case requires same-sign pairs of one electron and one muon, in which the muon identification is reinforced by applying tight isolation requirements and a $p_T > 40$ GeV cut; the electron is therefore likely to be fake. The presence of at least one b-tagged jet is also required, to suppress diboson events that feature true same-sign lepton pairs. The fake rate is then computed simply as :

$$\zeta_e = \frac{N_{\text{pass}}}{N_{\text{pass}} + N_{\text{fail}}} \quad (3)$$

The muon selection is different : it requires two same-sign muons in the range $20 < p_T < 40$ GeV, and the presence of one jet to reduce diboson contribution. Assuming all events contain one real and one fake lepton,

the fake rate can then be derived by :

$$\zeta_\mu = \frac{\varepsilon N_{\text{pass}}}{2\varepsilon(N_{\text{pass}} + N_{\text{fail}}) - N_{\text{pass}}} \quad (4)$$

The available numbers of events passing the selection are not extremely large, both in the electron and muon case, therefore the measurements are performed in only one bin. For both flavours, the measured fake rates are around 20%. The contributions to the samples from processes with 2 real same-sign leptons, are removed by subtracting the Monte-Carlo prediction for these events. An associate uncertainty of 30% on the normalization of the simulated events is considered. Other systematic uncertainties account for the nature of the fakes in the sample, by varying the selection (adding MET cut, higher jet multiplicity), and the different kinematics in the signal region, by comparing the fake rate for simulated $t\bar{t}$ events in the measurement and signal regions. The total uncertainty on the fake rate is around 30% for both lepton flavors. Figure 2 shows the missing transverse momentum distribution for same-sign muon pairs. The background prediction fairly describes the observed data.

3 Results

The following table holds the number of observed events in data and the different background contributions, for a data sample of 5.8fb^{-1} collected by the ATLAS detector between March and May 2012.

Channel	All	Chan. ee	Chan. $e\mu$	Chan. $\mu\mu$
Data	4	1	2	1
Total bkg	3.4 ± 1.1	1.1 ± 0.5	1.8 ± 0.7	0.5 ± 0.3
Fakes	2.14 ± 1.08	0.74 ± 0.53	1.16 ± 0.70	0.25 ± 0.30
$t\bar{t}V$	0.84 ± 0.34	0.17 ± 0.08	0.44 ± 0.18	0.23 ± 0.10
Ch. flip	0.27 ± 0.10	0.13 ± 0.06	0.14 ± 0.06	-
Diboson	0.18 ± 0.07	0.04 ± 0.04	0.10 ± 0.05	0.03 ± 0.03

The predicted background agrees well with the observed data, hence no additional contribution to Standard Model processes is present.

This absence of excess in data is interpreted in terms of 95% exclusion limits in CL_s formalism on two SUSY scenarios. The first one, described above, models the gluino decay in a top pair and neutralino. The obtained limits can be seen on figure 3. Some improvement with respect to other existing limits has been reached, in the region near the diagonal where the particles constituting the final state are less boosted due to the reduced mass gap between the neutralino and gluinos. This confirms the interest of searches involving leptons, to access compressed regions of the phase space.

Limits are also obtained for mSUGRA/cMSSM, a complete SUSY theory that involves a description of gravity. In this model, same sign lepton pairs are produced mainly through gluino pair production, that decay in gauginos, e.g. $\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow qqW^\pm\tilde{\chi}_1^0$. These production modes are enhanced in the high unified scalar mass m_0 region parametrizing the model, and the exclusion limits obtained by this analysis, visible on figure

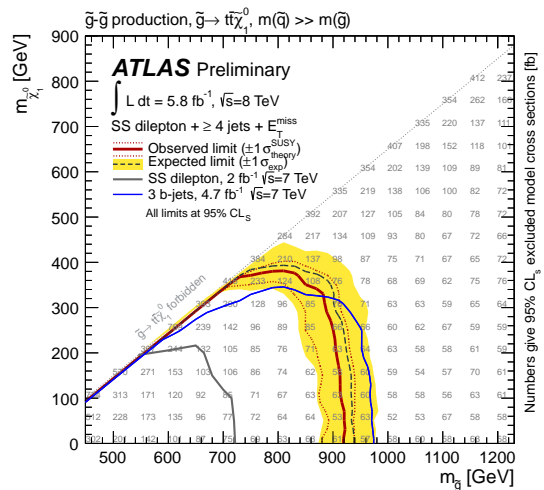


FIGURE 3: Exclusion limits for $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ simplified model.

4, are mostly competitive with other existing limits in this region.

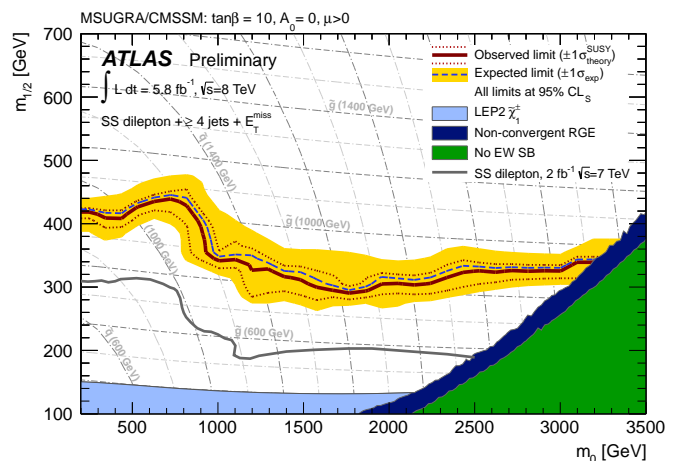


FIGURE 4: Exclusion limits for mSUGRA/cMSSM model.

4 Conclusion

A search for Supersymmetry in events with same-sign lepton pairs, missing transverse momentum, and several jets, has been performed on a data sample of 5.8fb^{-1} collected by the ATLAS detector in spring 2012. No excess of event over the expected Standard Model contribution has been observed. This allowed to set limits on two SUSY models. These results have been released by ATLAS at the SUSY12 conference [2].

Références

- [1] Martin S., A SUSY primer, arxiv :hep-ph/9709356
- [2] CERN, ATLAS-CONF-2012-105

Photon and Gluon Lines as Dark Matter Signature

Tiziana Scarnà

Service de Physique Théorique, Université Libre de Bruxelles, Brussels

Résumé

The emission of a monochromatic line is considered to be a "smoking-gun" for dark matter (DM). The production of a γ line (or of a "box-shaped" γ -ray spectrum) from DM annihilation proceeds in general from a loop diagram involving a heavy charged particle. We address the issue of deriving constraints on models where the charged particle in the loop carries also a color charge. This leads inevitably to DM annihilation to gluons, with a naturally larger rate. We consider a scenario in which DM candidates annihilate dominantly into gluon pairs, and determine (as far as possible, model-independent) bounds from a variety of observables : a) the dark matter relic density, b) the production of anti-protons, c) DM direct detection and d) gluon-gluon fusion processes at LHC. Among other things, we show that this scenario together with the recent claim for a possible γ line from the Galactic center in the Fermi-LAT data, leads to a relic abundance of DM that may be naturally close to the cosmological observations.

1 Introduction

Some evidence, ranging from extragalactic to cosmological scales, points towards the existence of an unseen component of matter, the so-called dark matter (DM). This dark matter accounts for the majority of the matter energy budget in our Universe. Whereas the existence of DM is well established, its nature remains totally unknown. This is due to the fact that no explicit (non-gravitational) manifestation of DM has been revealed so far. Making the usual assumption that DM is made of an exotic particle that might annihilate or decay, some non gravitational signatures might arise, for example the production of cosmic rays. Those signatures are not easy to deal with, because of astrophysical processes producing the same kind of particles, and thus constituting a background often poorly understood. This problem is avoided in the case of the signature we will focus on, namely a monochromatic photon line. This is considered as a potential striking signal for DM, because no known astrophysical process produces monochromatic photons [1]. Another interest of photon lines resides in the fact that many experiments are looking at the gamma-ray sky, and some hints for a line have already been discussed in the literature [2], without any conclusive result so far.

We studied a type of model in which the charged par-

ticle inside the loop producing the photon also carries color. The mechanism responsible for the photon line is then unavoidably also producing gluon lines. This is interesting because some features of such type of scenarios do not depend on the topologies considered, like for example the gluon-to-photon production ratio. Moreover, the gluon production is naturally larger than the photon one. This scenario is also phenomenologically rich for indirect detection of DM, as well as direct detection and collider searches.

2 The Model

Rather than a specific model, we focus on the consequences of having a colour charged particle responsible for the emission of the photon line. As mentioned before, this means that the γ -line comes with a gluon line. So if we limit ourselves to the case in which the DM couples only to this colored particle (and to the messenger in the case of a box-shaped spectrum) we are left with four possible loop-mediated decay channels : $DM \rightarrow \gamma\gamma$, $DM \rightarrow gg$, $DM \rightarrow \gamma Z$ and $DM \rightarrow ZZ$. The last two will be in general largely subdominant, so we will neglect them in the following. The ratio between the total annihilation cross section and the annihilation cross section into photons is determined by the quantum numbers of the particles running into the loop. In the case of a "true" line-spectrum, it can be quantified in terms of $C = \frac{\langle\sigma v\rangle_{gg}}{\langle\sigma v\rangle_{\gamma\gamma}}$ whereas in the case of a box-shaped spectrum the relevant ratio is $C = \frac{\Gamma_{S \rightarrow gg}}{\Gamma_{S \rightarrow \gamma\gamma}}$. We then get a total annihilation cross section over annihilation into photons cross section ratio of

$$\frac{\langle\sigma v\rangle_{tot}}{\langle\sigma v\rangle_{\gamma\gamma}} = 1 + C \quad . \quad (1)$$

To illustrate what kind of value for the ratio can be obtained, let us take the case of a new heavy vector quark Q running into the loop, of electric charge Q_e and with no weak isospin. In such a case, for a line-spectrum the ratio C takes the value

$$C = \frac{2\alpha_S^2}{9Q_e^4\alpha^2} \simeq 44 \quad (2)$$

This shows that the value of the annihilation into gluons is indeed dominant, and the total annihilation cross section is almost equal to $\langle\sigma v\rangle_{gg}$. An interesting fact about this example is that it could roughly accommodate the tentative result of [2], taking the canoni-

cal thermal freeze-out (FO) value for the annihilation cross-section into gluons (the typical value obtained for WIMP produced thermally in the early Universe, and corresponding to the observed relic density of DM),

$$\langle\sigma v\rangle_{gg} = \langle\sigma v\rangle_{FO} = 3 \cdot 10^{-26} \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \quad (3)$$

and

$$\langle\sigma v\rangle_{\gamma\gamma} = 1.2 \cdot 10^{-27} \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \quad (4)$$

which is the best-fit value obtained in [2]. In most scenarios where the dominant annihilation channel is expected at tree-level, it is a difficult task to obtain a ratio of this order of magnitude.

3 Indirect Detection

3.1 Antiprotons

As a consequence of the production of gluons from the annihilation of DM with a mass superior to 1 GeV, an antiproton flux will be associated to the photon line signal in the scenario described earlier. Upper limits on a DM originated \bar{p} flux may be derived from the measurements of the PAMELA telescope [3], taking into account the astrophysical background for secondary antiprotons [4]. These bounds are determined by the value of C only, the knowledge of the specific topology of the production process of gluon and photon lines or of the fermionic or bosonic nature of the DM particle is not required to derive them. The constraints coming from antiprotons depend on the astrophysical setup considered for the propagation of charged particles in our Galaxy. Following a semi-analytical approach summarized in [5], we considered three different setups allowing to span the range of possible propagation models, the hereafter called "MIN", "MED" and "MAX" models. The antiproton fluxes also slightly depend on the DM density profile, we used the popular NFW and Einasto profiles to estimate this variation. The results for the constraints on the cross section of the annihilation into gluons alone are presented in Fig. 1. If the MIN propagation setup is assumed, Fig. 1 shows that a DM annihilating dominantly into gluons cannot constitute the main component of the DM in the Universe for DM masses below $\simeq 40$ GeV. The same holds for masses below $\simeq 200$ GeV and 400 GeV for the MED and MAX models respectively. This is because the cross section of the annihilation into gluons allowed for these ranges of masses is such that the relic abundance of DM would be bigger than the one observed. Of course these conclusions are valid assuming no extra decay channels are allowed, and if no kind of astrophysical or particle physics boost for the annihilation cross section is assumed.

3.2 Photon Line

Although it is completely straightforward to map the constraints from antiproton to constraint on a photon line for a given value of the constant C , it is interest-

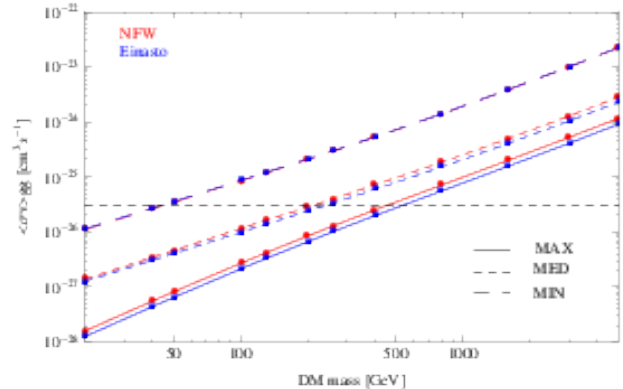


FIGURE 1: Upper bounds on the annihilation cross section of DM into gluon pairs as set by the PAMELA anti-proton flux measurements for Einasto and NFW profiles, and three sets of propagation parameters, for the gluon line case. The horizontal line corresponds to the standard thermal freeze-out annihilation cross section.

ing to plot these limits separately to see where they lie with respect to experimental limits. In Fig. 2, we show the maximum annihilation cross section in gamma-ray lines from Fermi-LAT (at 95 % C.L.) and the estimation from [6] of the potential reach of the HESS experiment. In case of a confirmed detection of a line, such a kind of plot would also be a hint for model building, because it gives an idea of what is the required value of C that allows us to accommodate the present bounds. As an example, Fig. 3 shows the limits obtained in the case of $C = 25$. We see that adopting propagation parameters between MIN and MED, for such a value of C Fermi-LAT should already have seen a slight excess, and the 130 GeV tentative line corresponds to such a case along our scenario. We observe that roughly, for low values of C ($C \leq 25$) Fermi-LAT is the most constraining with its direct line search while for large C ($25 \leq C \leq 500$) PAMELA put the strongest constraints on the cross section of the annihilation into gluons.

4 Direct Detection and Colliders

The DM coupling to gluons allows to have a sizeable nucleon scattering cross-section. Unlike the indirect detection constraints, this cross-section is not model-independent, and will change according to the details of the gluon production mechanism and to the fermionic or bosonic nature of DM. In the more involved cases there is no one-to-one correspondence between the gluon cross section and the direct detection rate. Indeed, the detection rate will depend on parameters such as the messenger mass and couplings to the DM and to the gluons or its lifetime. In the following only the most straightforward case will be described, namely an effective quartic coupling between a bosonic DM and the gluons, controlled by only one scale Λ uniquely linking gluon cross-section to direct detection rate. A more detailed discussion can be found in [8].

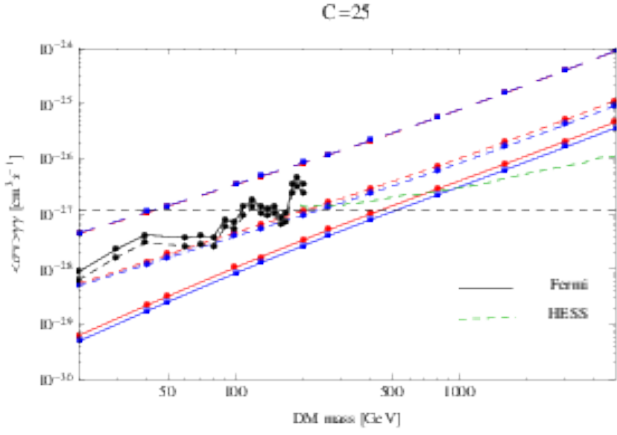


FIGURE 2: From the results of Fig. 4, upper bounds on the DM annihilation cross section into gamma ray lines, for $C = 25$. The solid (dashed) black line gives the experimental upper bounds from Fermi-LAT assuming a NFW (Einasto) profile [7]. The green line is an estimate of the possible reach of the HESS experiment (taken from [6]). The horizontal lines are defined as in Fig.1.

This quartic coupling may be represented by the operator

$$O = \frac{1}{\Lambda^2} \chi \chi^\dagger \frac{\alpha_s}{12\pi} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (5)$$

where χ is the DM field and $G_{\mu\nu}$ is the gluon field strength. This effective operator leads to the following annihilation cross section into gluon pairs :

$$\langle\sigma v\rangle_{gg} = \alpha_s^2 m_\chi^2 / (9\pi^3 \Lambda^4) \quad (6)$$

It also leads to a Spin Independent (SI) cross section on nuclei. We get

$$\sigma_{SI}^{(N)} = \frac{f_N^2 m_N^2 \mu^2}{4\pi \Lambda^4 m_\chi^2} \quad (7)$$

where μ is the χ_S/N reduced mass. In Fig.3, Eqs.(6) and (7) have been used to constrain cross section of the annihilation into gluons using the exclusion limits set by Xenon100 [9]. The horizontal band corresponds to the standard freeze-out annihilation cross section (see [10] for a recent re-appraisal of $\langle\sigma v\rangle_{FO}$). The other band corresponds to the Xenon100 exclusion limits. The width of the band corresponds to a 2- σ variation of the parameter f_N . The vertical line corresponds to $m_{DM} = 130$ GeV. Also, we have allowed, in the relation between the annihilation cross section and the elastic SI scattering cross section, for the possibility of next-to-leading corrections in α_s to the annihilation cross section, which may amount to a factor ~ 2 , based on the expression for Higgs decay in gluon-gluon (see for instance [11]). The (corresponding) corrections to the elastic cross section are more difficult to assess, as the expression is non-perturbative in nature. We conclude that the Xenon100 data exclude all the candidates below ~ 130 GeV (except for light, \sim few GeV, candidates, which we do not address here) : hence a candidate with $m_{DM} = 130$ GeV will be tested by the

forthcoming Xenon100 data. The future Xenon1T experiment may probe candidates up to ~ 385 GeV.

As for collider constraints, like for direct detection the operator of Eq.(5) is the most relevant in the simplest case. The constraints on such operators rest on the possibility of creating DM pairs in collisions, the most obvious signature being the production of jets + missing energy. Taking into account the Standard Model background, limits may be set on the scale parameters, for each effective operator [12, 13, 14, 15, 16]. We refer to the analysis of Ref.[15], where the collider constraints have been studied. In Fig.3, we have reported the bounds from [15], both from the Tevatron and the prospect for the LHC (*i.e.* for $E_{CM} = 14$ TeV, and 30 fb^{-1}). The bottom line is that the current collider limits are less constraining than those from direct detection searches, but are independent from them. On the long run, the LHC may exclude candidates $m_{\chi_S} \lesssim 100$ GeV, but these will be superseded by Xenon1T (if no DM events are observed).

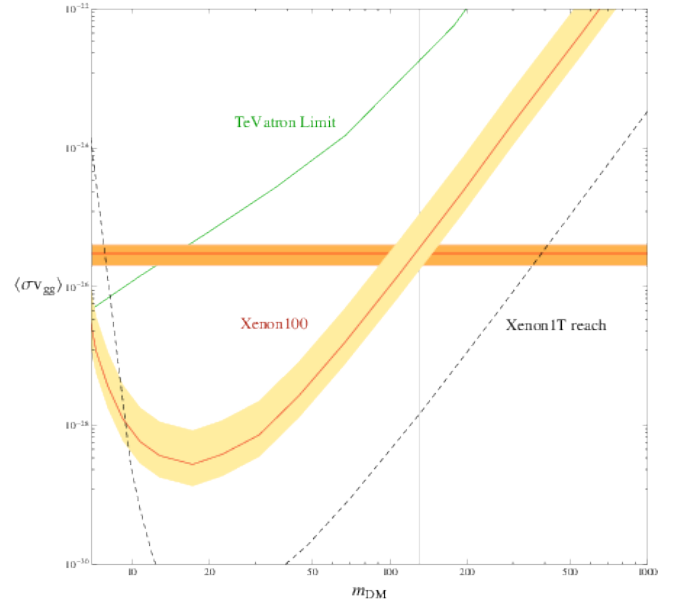


FIGURE 3: Bounds from Xenon100 (solid) on a scalar candidate (masses in GeV) with coupling to gluons through the operator of Eq.(5), (annihilation cross section in $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), the Tevatron limits (solid) from jets + missing energy, and the prospects for Xenon1T (dashed, adapted from [17]) and the LHC (dashed, adapted from [15]). For $\sigma v \sim 1 \text{ pb}$ (horizontal line), candidates heavier than ~ 130 GeV (vertical line) are allowed by current data.

5 Summary and Outlook

The observation of a sharp γ feature at the level of sensitivity of the Fermi-LAT (or future Cerenkov telescope arrays) could be explained by annihilation of dark matter particles. Such a process is expected to occur through loop diagrams, and may be associated to various topologies. Such a signal would obviously point to a relatively large annihilation cross section into γ ,

which could be explained either through large couplings and/or the proximity of a resonance (gamma-line) or, without the need of any of such features, through a secluded dark matter candidate (box-shaped spectrum). A natural question one may ask is : what if the heavy charged particles in the loop, which emit the photons, also carry color charge? After all this is the case for the classic instances : π_0 , Higgs and axions. Annihilation in gluon pairs is allowed in many dark matter models (in particular the MSSM), but suppressed. Here we consider the simple possibility that the annihilation is mostly into gluons. This may arise in a framework in which the dark matter particle (and its siblings) lives in a hidden sector, and interacts with the visible sector only through heavier particles. In this work we have studied several aspects of such a scenario in a model independent way (as far as possible). In particular, Fermi-LAT is currently probing annihilations into gamma ray lines that are 1 or 2 orders of magnitude below the freeze-out cross section. If a line is observed in the near future, then the hypothesis of annihilation into gluon pairs could naturally explain the observed relic dark matter density. This holds in particular for the tentative 130 GeV γ line claimed in Ref. [2, 18].

If DM annihilates dominantly into gluon pairs, an inevitable by-product is a large flux of anti-protons, which is constrained by PAMELA. The upper bounds on the annihilation cross section of DM into gluon pairs depend only on the propagation setup, and not on specific particle model considerations. Using a standard semi-analytical approach, we give in Fig.1 the bounds on $\langle\sigma v\rangle_{gg}$ for three sets of CR propagation parameters (MIN, MED and MAX) and two DM profiles (NFW and Einasto, but the dependence on the profile is mild). The bounds are very sensitive to the choice of propagation parameters : a thermal relic candidate is allowed for $m_{DM} \gtrsim 180$ GeV in the MAX setup, $m_{DM} \gtrsim 80$ GeV for MED, and $m_{DM} \gtrsim 16$ GeV for MIN. More generally, and independently of the relation with thermal freeze-out, but assuming specific values for the gluon-to-gamma emission ratios, the anti-protons data set upper bounds on the annihilation cross section into γ , see Fig.2.

Annihilation into gluons also opens the possibility for direct detection. The connection between direct detection rates and the gluon/photon cross sections is more model dependent, as it depends on the topology of the process and the nature of the DM candidate. For γ -ray lines through a quartic interaction, the direct detection rate is in one-to-one correspondence with $\langle\sigma v\rangle_{gg}$. For a scalar DM candidate with WMAP abundance, Xenon100 excludes candidates below $m_{DM} \lesssim 130$ GeV, see Fig.3. In particular, the predicted rate for the 130 GeV line is at the edge of the current exclusion limits whereas for the other topologies, the connection is looser.

A DM candidate that couples to gluons is constrained by collider searches, through jets + missing energy signals. Again, the correspondence is most straightforward for quartic effective operators. Using the results of Ref.[15], we put in perspective the current and forth-

coming constraints from colliders. As far as we know, the impact of the current data on the operators of Eq.5 has not yet been shown by the LHC experiments. It would be interesting to do so. Even if the current bounds (Tevatron and LHC prospect) are weaker than the current direct detection exclusion limits for a scalar candidate, they provide independent constraints.

Références

- [1] L. Bergstrom and H. Snellman, Phys. Rev. D **37** (1988) 3737.
- [2] C. Weniger, arXiv :1204.2797 [hep-ph].
- [3] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 121101 [arXiv :1007.0821 [astro-ph.HE]].
- [4] F. Donato, D. Maurin, P. Salati, A. Barrau, G. Boudoul and R. Taillet, Astrophys. J. **563** (2001) 172 [astro-ph/0103150].
- [5] M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hutsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal and F. Sala *et al.*, JCAP **1103** (2011) 051 [arXiv :1012.4515 [hep-ph]].
- [6] T. Bringmann, F. Calore, G. Vertongen and C. Weniger, Phys. Rev. D **84** (2011) 103525 [arXiv :1106.1874 [hep-ph]].
- [7] F. M. Ackermann *et al.* [LAT Collaboration], arXiv :1205.2739 [astro-ph.HE].
- [8] X. Chu, T. Hambye, M.H.G Tytgat and T. Scarna, arXiv :1206.2279 [hep-ph].
- [9] E. Aprile *et al.* [XENON100 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 131302 [arXiv :1104.2549 [astro-ph.CO]].
- [10] G. Steigman, B. Dasgupta and J. F. Beacom, arXiv :1204.3622 [hep-ph].
- [11] A. Djouadi, Phys. Rept. **457** (2008) 1 [hep-ph/0503172].
- [12] A. Birkedal, K. Matchev and M. Perelstein, Phys. Rev. D **70** (2004) 077701 [hep-ph/0403004].
- [13] Y. Bai, P. J. Fox and R. Harnik, JHEP **1012** (2010) 048 [arXiv :1005.3797 [hep-ph]].
- [14] P. J. Fox, R. Harnik, J. Kopp and Y. Tsai, Phys. Rev. D **85** (2012) 056011 [arXiv :1109.4398 [hep-ph]].
- [15] J. Goodman, M. Ibe, A. Rajaraman, W. Shepherd, T. M. P. Tait and H. -B. Yu, Phys. Rev. D **82** (2010) 116010 [arXiv :1008.1783 [hep-ph]].
- [16] K. Cheung, P. -Y. Tseng, Y. -L. S. Tsai and T. -C. Yuan, JCAP **1205** (2012) 001 [arXiv :1201.3402 [hep-ph]].
- [17] E. Aprile, talk at UCLA Dark Matter, February 2010.
- [18] T. Bringmann, X. Huang, A. Ibarra, S. Vogl and C. Weniger, arXiv :1203.1312 [hep-ph].

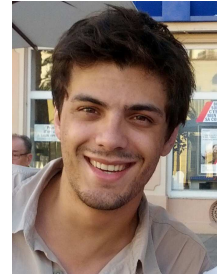
Computing Supersymmetric spectra
&
B-tagging in 2012 with ATLAS

Michaël Ughetto

Laboratoire Charles Coulomb, Montpellier

&

*Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM),
Université d'Aix Marseille, CNRS/IN2P3, Marseille, France*



Résumé

I'll briefly discuss two aspects of my thesis which focuses on the search for weak SUSY production with the ATLAS detector, assuming the following cascade decay :

$$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W^\pm (\rightarrow l^\pm \nu) + h^0 (\rightarrow b\bar{b}) + 2\tilde{\chi}_1^0$$

The first part of this proceeding describes how to compute a SUSY mass spectrum through the example of the SuSpect code. Then I'll discuss the b-tagging algorithms used in the ATLAS collaboration, the progress which was made in 2012 and the forthcoming updates for 2013 analyses.

1 Predicting SUSY

Weak scale supersymmetry [1] has been one of the most studied Beyond the Standard Model theories of the last decades. While not being the only BSM candidates, SUSY models remain very appealing thanks to their extremely rich phenomenology. Whether SUSY is a symmetry of Nature or not, the predictivity of SUSY theories allows us to make precise phenomenological predictions both for colliders and cosmological observables. A key aspect of this predictivity is the SUSY theory mass spectrum. SuSpect [2] is a package that computes such spectra as well as other constraining physical values.

1.1 Computing spectra

The main SuSpect's algorithm, see fig. 1, is based on the Renormalization Group Equations (RGE). SuSpect uses the general MSSM RGEs to evolve the MSSM Lagrangian parameters between different scales and to constrain them via a set of boundary conditions determined by the Standard Model properties, the SUSY-breaking mechanism, or more generally, the user's imagination.

Here we will follow the example of one of the simplest SUSY model, mSUGRA, minimal supergravity. In this model the SUSY-breaking parameters are defined at high scale and the masses prediction is made at low scale. Since SUSY affects SM predictions, this procedure must be iterative.

The starting point of all SUSY spectrum calculation is the Standard Model at the M_Z scale. The Standard

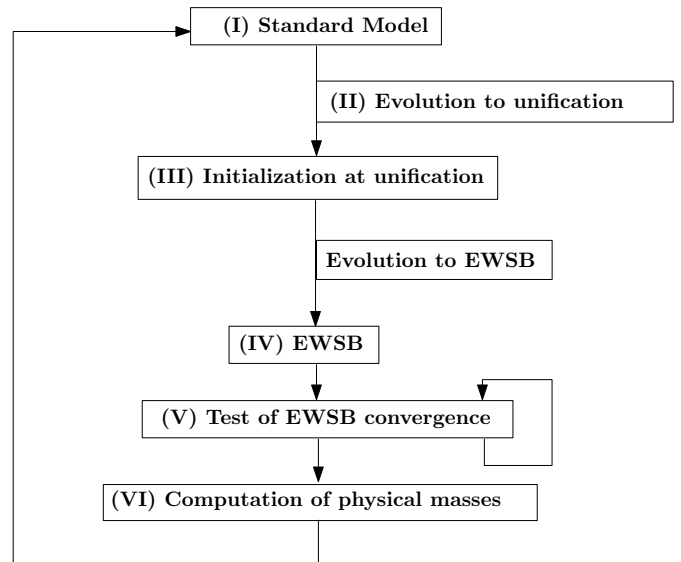


FIGURE 1: Global SuSpect algorithm.

Model gauge couplings g_1 , g_2 and g_3 , the Z boson mass M_Z , the higgs vev v , and the heavy yukawa couplings y_τ , y_b and y_t are the essential parameters used to describe the SM. All the other parameters of the Lagrangian such as SUSY-breaking parameters are still unknown and must be set to non-running values.

Once properly initialized, SuSpect uses 1-(2-)loop RGEs to run those parameters up to high energy, searching for the gauge couplings unification. When gauge couplings unify, the running stops. It defines the high scale (eventually Grand Unification Theory scale) which is typically around 10^{16-17} GeV.

When the high scale is reached, one usually assumes that due to some unknown spontaneous symmetry breaking mechanism, SUSY is broken and breaking terms are defined by only a few parameters induced by a higher scale theory. In mSUGRA, one assumes that some higher energy theory gives birth to SUSY-breaking terms at high scale such that all fermions have a mass $m_{1/2}$, bosons have mass m_0 and trilinear couplings are fixed to A_0 .

Once this high scale boundary condition is applied, almost all the Lagrangian parameters are set. We can now run down in energy, but this time, the SUSY parameters being non-zero, they modify the running of the standard model parameters, incorporating the first SUSY effects to our model.

This running goes down to an arbitrary scale where

the effective scalar potential, V_{eff} , of the theory is broken, triggering the ElectroWeak Symmetry Breaking mechanism. There are several definitions for this M_{SUSY} or M_{EWSB} , but a typical value is 1 TeV. There, the remaining undefined parameters, soft SUSY-breaking masses for Higgs doublets in pMSSM and the so-called μ -term, are recursively determined to minimize V_{eff} and to have a M_Z and a vev compatible with the electroweak measurements.

At this stage, all the terms of the Lagrangian are known and pole masses can be computed, including SUSY radiative corrections.

Of course this first spectrum is an approximation, because, among other things, the first run to high scale didn't take into account SUSY contributions.

To minimize the error due to that initial step, we repeat the process until the SUSY spectrum converge to a stable state, consistent with the SM essential properties and with in addition a completely coherent SUSY particles spectrum (masses and couplings).

1.2 SuSpect3

SuSpect3 [3] has been developed by A.Djouadi, J-L. Kneur, G.Moultaka, M.Ughetto and D.Zerwas and is a major upgrade of the current FORTRAN package SuSpect2. Entirely rewritten from scratch, using an object-oriented architecture and C++, SuSpect3 aims at a reasonable mix of flexibility and ease-of-use to ensure that whatever the future experimental results may be, the tool will be able to quickly adapt and produce phenomenological studies.

Of course one should not be confined to a small family of simple models and to supersymmetry, that's why SuSpect3 divides the overall computation routine in many subroutines that can be changed at will by the user. It can be to introduce new fields into the theory, to modify the EWSB mechanism or simply to add a new intermediate physics scale in the running. SuSpect3 is in its late development stage and the first public release is expected for March 2013.

Références

- [1] S. P. Martin, [arXiv :hep-ph/9709356], and references therein.
- [2] A. Djouadi, J. L. Kneur and G. Moultaka, Comput. Phys. Commun. 176, 426 (2007) [arXiv :hep-ph/0211331].
- [3] G. Brooijmans, B. Gripaios, F. Moortgat, J. Santiago, P. Skands, D. Albornoz Vasquez, B. C. Allanach and A. Alloul *et al.*, arXiv :1203.1488 [hep-ph].

2 B-Tagging with ATLAS

B-tagging is the set of techniques that aims to identify jets originating in the fragmentation of b-quarks. Among notable physics cases involving b-quark in final state there are :

- top physics
- higgs physics
- variety of BSM scenarios coupling to the third generation of quarks

The identification of such jets rely on the hard b-quark fragmentation and on the relative long lifetime of B-hadrons.

$$\text{for B-hadrons : } c\tau = 450\mu\text{m} \quad (1)$$

$$\text{for D-hadrons : } c\tau = 330\mu\text{m} \quad (2)$$

It's worth noticing that D-hadrons, containing a c-quark, also have a lifetime comparable with the B-hadrons. This may be a difficulty for b-tagging as we will see later.

The initial boost due to the hard b-quark fragmentation combined with the lifetime of B-hadrons will cause the B-hadrons to fly a significant distance before they decay. This will result in a jet containing a secondary vertex displaced of a few millimeters with respect to the primary vertex of the collision. The whole goal of b-tagging is to identify and characterize those jets.

2.1 Standard Taggers

A variety of basic taggers were used and developed in ATLAS. They use three characteristics of b-jets :

- tracks coming from the secondary vertex are displaced
- secondary vertices from B-hadrons have different masses, energy fractions. . .
- the B-hadrons have different decay chains topologies

The fact that tracks are displaced in a b-jet is used in the IP3D tagger. Tracks associated to a jet are extrapolated toward the primary vertex. For a light-jet they will mostly come from the primary vertex, whereas for a b-jet the closest approach distance of tracks will be non-zero. A likelihood is built from the 3D impact-parameter for b, c and light-jet hypotheses. Using a log-likelihood ratio, an impact parameter-based discriminant is obtained for b-tagging.

One can also try to inclusively reconstruct the decay of the B-hadron in a secondary vertex. The reconstruction of this secondary vertex is successful in 70% of cases. In these cases, the mass, the energy fraction and other properties of this vertex are used to build another likelihood ratio, giving a new tagger, SV1.

Finally the decay chain can be reconstructed and exploited by the JetFitter tagger. It's a Kalman filter which tries to reconstruct different B-hadron decay topologies and exploit this information to tag jets.

For a b-tagging efficiency of 70%, the mis-identification rate of light-jets is for these taggers :

- $\sim 3.5\%$ for IP3D

- ~4.5% for SV1
- ~2% for JetFitter

2.2 Advanced taggers

Being built on top of different b-jets characteristics, we expect the IP3D, SV1 and JetFitter discriminants to be uncorrelated. This is the case as shown in fig. 2.

In early 2012, those taggers were combined in an Artificial Neural Network (ANN). The output of this ANN is the so-called MV1 [1][2][3]. MV1 is the most advanced tagger available at the moment, see figure 3. For example for a b-tagging efficiency of 70%, MV1 has :

- ~0.7% light jets mistag rate
- ~20% c-jets mistag rate

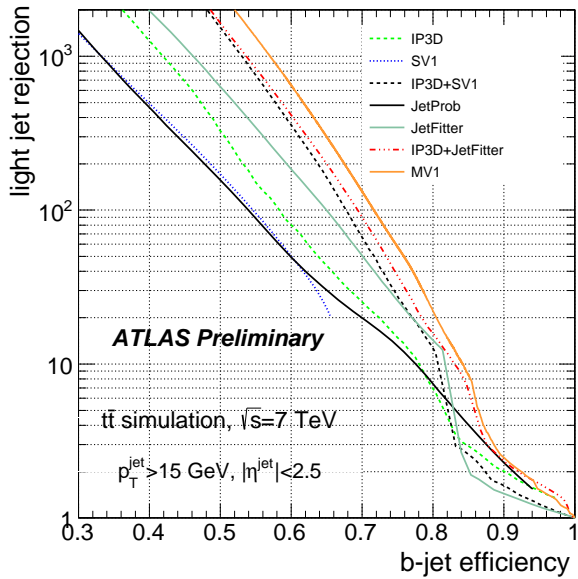


FIGURE 3: Light-jet rejection versus b -jet tagging efficiency, for various tagging algorithms and for simulated $t\bar{t}$ events. Jets must fulfil $p_T > 15$ GeV and $|\eta| < 2.5$.

The large c-jets mistag rate is a consequence of the high-performance of MV1. MV1 was trained to disentangle b-jets from light jets, but the sizable lifetime of D-hadrons make them look like b-jets for MV1.

This is why we designed MV3, the next advanced tagger. It's a large Boosted Decision Tree increasing the b-tagging performance as shown in fig. 4 and moreover exists in three flavors, to disentangle :

- light-jets from b-jets
- light-jets from c-jets
- b-jets from c-jets

Given the performance of MV3 and its capabilities to take into account more than two flavors at a time, MV3 should become the baseline tagger for the 2013 summer analyses.

Références

[1] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-039

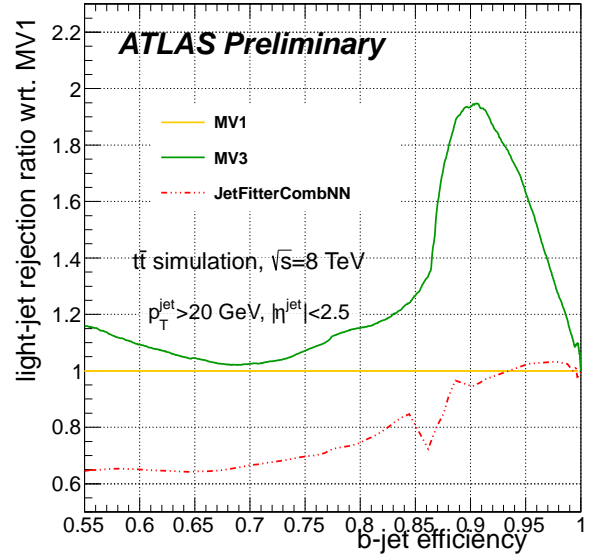


FIGURE 4: Light-jet rejections ratio with respect to MV1. Preliminary studies for MV3 show an O(10%) improvement with respect to MV1.

[2] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-040

[3] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-043

Conclusion

In the near future, the b-tagging performance of the MV3 taggers will help to increase the sensitivity of analyses searching for final states containing b-jets. In particular, we plan to use these taggers in our search for a higgs boson in SUSY cascades.

In parallel we'll start to distribute SuSpect3 to the phenomenologists and experimentalists communities. We also plan to use it to explore alternative SUSY models in the prospect of the LHC restart planned for 2015.

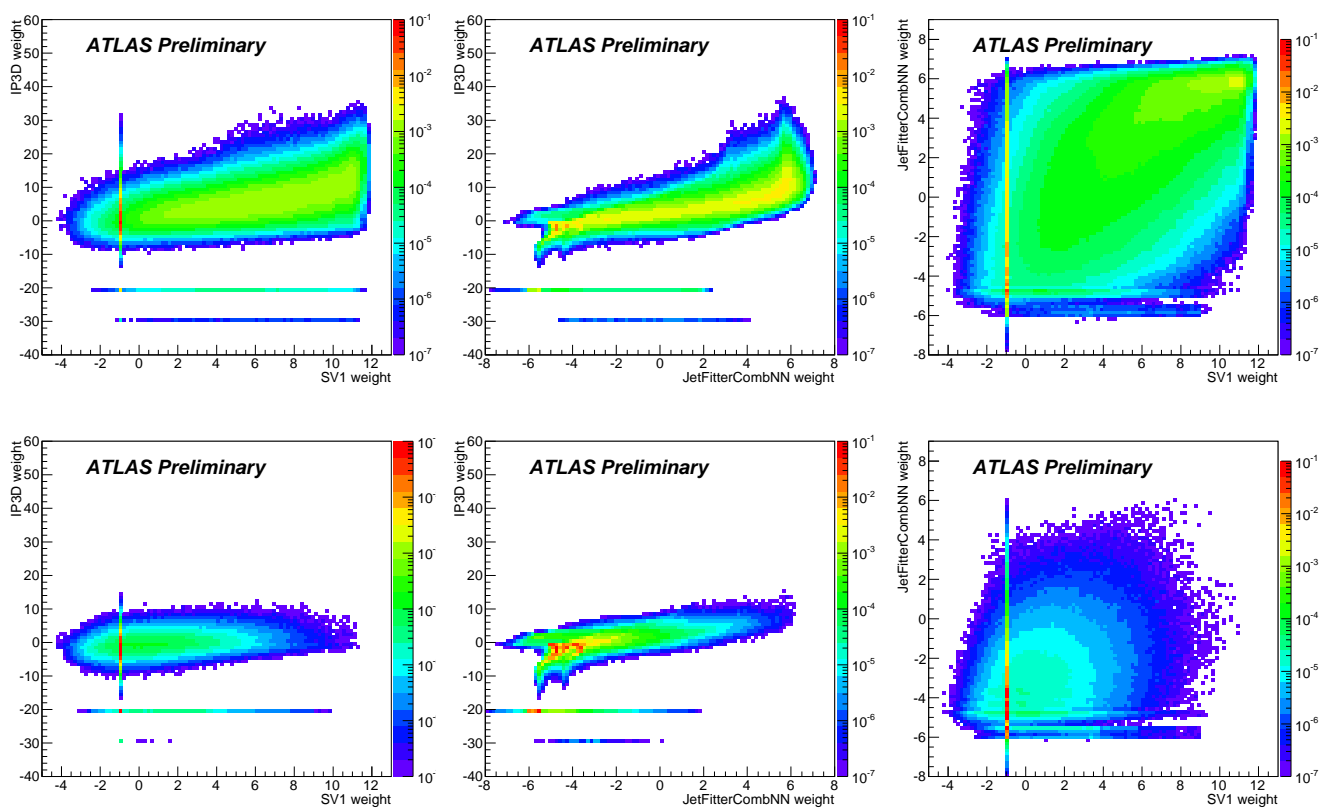
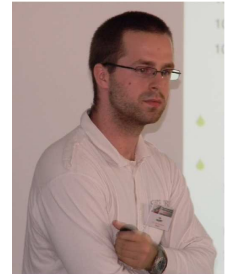


FIGURE 2: Distributions of the correlations between the IP3D, SV1 and IP3D+JetFitterCOMBNN weights, for b -jets (top) and light jets (bottom) from $t\bar{t}$ simulated events.

Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals contenant plusieurs quarks top

Loïc Valéry

Laboratoire de Physique Corpusculaire de
Clermont-Ferrand, Université Blaise Pascal Clermont
Ferrand II, CNRS/IN2P3, Aubière, France



Résumé

Ce document présente brièvement la recherche phénoménologique menée pour étudier le potentiel de découverte de particules scalaires colorées (appelées *sgluons*) dans le contexte expérimental du LHC et de l'expérience ATLAS ainsi que ses principaux résultats, détaillés dans [1]. Cette recherche permet de prendre en compte de nombreux modèles de physique au delà du Modèle Standard comme des modèles de supersymétrie, ou de dimensions supplémentaires. Cette étude a notamment montré que l'expérience ATLAS pouvait être sensible à de telles particules jusqu'à des masses de plus de 600 GeV.

1 Contexte théorique

1.1 Du Modèle Standard ...

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit avec une grande précision la plupart des observables accessibles expérimentalement aux énergies atteintes par les accélérateurs / collisionneurs de particules comme le LHC. Néanmoins, certaines limitations du Modèle Standard nous laissent penser que cette théorie n'est pas la théorie ultime décrivant la physique des particules. En particulier, deux limites peuvent être évoquées :

- La masse du boson de Higgs est particulièrement sensible aux corrections radiatives. La masse de cette particule diverge ainsi quadratiquement avec la limite de validité du Modèle Standard.
- Les observations astrophysiques relatives aux mouvements des galaxies peuvent seulement s'expliquer si l'on postule l'existence d'un type de matière inconnue (et non observée directement à l'heure actuelle) : la matière noire. Cette matière noire n'est pas prévue dans le Modèle Standard.

De nombreuses théories se proposent de combler ces lacunes en étendant le Modèle Standard, par l'ajout de symétries, ou par le changement de nature des particules qu'il contient, on parle de théories de **Nouvelle Physique**.

1.2 ... au sgluon ...

Parmi les théories de Nouvelle Physique, on trouve la supersymétrie [2, 3] qui supplée au Modèle Standard par l'ajout d'une symétrie entre les bosons et les fermions. Le modèle le plus simple de supersymétrie

est appelée MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*). Cette théorie propose une solution pour l'existence de la matière noire, et supprime les divergences quadratiques que l'on observait par exemple dans la masse effective du boson de Higgs. Cependant, elle pourrait permettre une violation de la conservation de la saveur dans le secteur des quarks supérieure à celle observée expérimentalement. Pour pallier cette difficulté, des modèles plus complexes peuvent être proposés, comme le MRSSM (*Minimal R-symmetric Supersymmetric Standard Model*) [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10] qui prévoit l'existence de particules scalaires, octets de couleur, appelées *sgluons*, et notées σ dans la suite de ce document. Par ailleurs, d'autres théories au-delà du Modèle Standard, comme les dimensions supplémentaires prévoient des particules similaires.

Une telle recherche devra donc comprendre une approche effective afin de ne pas s'inscrire dans le cadre d'un modèle donné.

1.3 ... par un modèle effectif simplifié

L'établissement de ce modèle est nécessaire pour décrire le comportement des sgluons indépendamment d'une théorie ou d'un modèle. En effet, les couplages du sgluon aux particules du Modèle Standard diffèrent selon les modèles. De plus, au sein d'un même modèle (comme le MRSSM), ce couplage peut dépendre de paramètres libres de la théorie (comme les masses des squarks et des gluinos par exemple).

Le modèle effectif simplifié considéré au cours de cette étude est constitué de la façon suivante :

- On étend de façon minimale le Modèle Standard (on ne rajoute qu'un seul champ scalaire au contenu en champs du Modèle Standard).
- Les interactions entre ce champ et les particules standards sont inspirées de celles présentes dans le MRSSM.

Le terme cinétique décrivant le nouveau champ est donné par :

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = \frac{1}{2} D_\mu \sigma^a D^\mu \sigma_a - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^a \sigma_a$$

avec D_μ la dérivée covariante standard de QCD (*Quantum Chromodynamics*) donnée par :

$$D_\mu \sigma^a = \partial_\mu \sigma^a + g_s f_{bc}^a G_\mu^b \sigma^c$$

Enfin, le lagrangien effectif permettant de décrire les interactions entre les particules du Modèle Standard et

le sgluon est :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{eff}} = & \sigma^a \bar{d} T_a \left[a_d^L P_L + a_d^R P_R \right] d + \\ & \sigma^a \bar{u} T_a \left[a_u^L P_L + a_u^R P_R \right] u + \\ & a_g d_a^{bc} \sigma^a G_{\mu\nu b} G^{\mu\nu c} + \text{h.c.}\end{aligned}$$

Finalement, les interactions entre le sgluon et les particules du Modèle Standard considérées dans le modèle sont résumées par la Figure 1.

2 Phénoménologie du sgluon au LHC

2.1 Production

Dans la plupart des modèles prédisant l'existence d'un (ou plusieurs) octets de couleur scalaire, celui-ci est produit de façon prédominante par paire, *via* des processus QCD conduisant à une section efficace de production du sgluon importante au LHC, qui pourrait le rendre observable.

2.2 Désintégrations du sgluon

Le couplage effectif du sgluon aux quarks (voir Figure 1) permet de prendre en compte la désintégration d'un sgluon en une paire quark anti-quark. On peut alors discerner deux types de topologies de désintégration : le sgluon peut se désintégrer *via* un vertex violant la saveur en une paire tq (ou $t\bar{q}$), q étant un quark léger (u ou c), ou en conservation de saveur $t\bar{t}$. De telles désintégrations conduisent à trois topologies, que nous considérerons au cours de l'étude :

- $tjtj$ lorsque les deux sgluons se désintègrent en un quark top et un quark q donnant un jet j .
- $tjtt$ lorsqu'un sgluon se désintègre en une paire $t\bar{t}$ et l'autre en tj .
- Enfin, la topologie $tttt$ lorsque tous deux se désintègrent en une paire top-antitop.

Deux scénarios seront considérés : le scénario I, dans lequel les couplages $\sigma \rightarrow t\bar{u}$, $\sigma \rightarrow t\bar{c}$ et $\sigma \rightarrow t\bar{t}$ sont égaux tandis que dans le scénario II, seule la désintégration en $t\bar{t}$ est permise. Dans chacun des deux scénarios, on tient également compte de la désintégration du

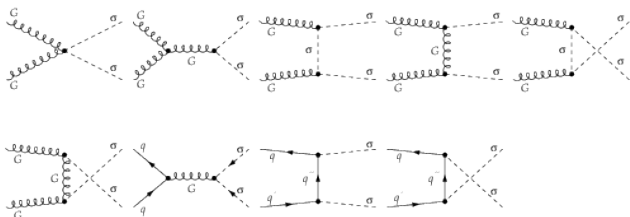


FIGURE 1: Diagrammes de Feynman des interactions entre le sgluon σ et les particules du Modèle Standard autorisées dans le cadre du modèle effectif.

sgluon en deux jets ($\sigma \rightarrow gg$). L'évolution du produit entre la section efficace et le rapport d'embranchement de chacune des topologies est présentée sur la Figure 2. Il apparaît que la topologie $tjtj$ est celle qui présente le produit section efficace par rapport d'embranchement le plus élevé.

2.3 Canaux d'étude

Les états finals présentés plus tôt peuvent contenir 2, 3 ou 4 quarks top, chacun de ceux-ci pouvant se désintégrer leptoniquement ou hadroniquement. Afin de privilégier les signatures expérimentales les plus claires, les états finals leptoniques seront considérés, et scindés en deux études différentes mais complémentaires : une étude monoleptonique (requérant un lepton dans l'état final) et une étude multileptonique (requérant au moins deux leptons dans l'état final). On peut noter que l'étude multileptonique permet d'accéder à des états finals présentant plusieurs leptons de même signe, signature rare dans le Modèle Standard.

3 Recherche du sgluon dans les états finals multitops au LHC

3.1 Échantillons Monte Carlo

Pour étudier la sensibilité du LHC aux particules du type sgluon, nous considérons aussi les processus du Modèle Standard qui conduisent à des états finals analogues, comme la désintégration de paires $t\bar{t}$, associée à la création de bosons Z ou W^\pm (bruits de fond $t\bar{t}W$, $t\bar{t}WW$, $t\bar{t}Z$ par exemple). Ces bruits de fond sont générés par MADGRAPH5 [12], à une énergie de 8 TeV dans le référentiel du centre de masse au LHC, puis les étapes de fragmentation et d'hadronisation sont simulées par PYTHIA6.4 [13]. Pour les échantillons Monte Carlo décrivant le signal, la même procédure est appliquée, le lagrangien effectif considéré étant injecté dans FEYNRULES puis exporté au format UFO [14].

Le programme DELPHES v1.9 [15] permet la simulation rapide du détecteur ATLAS au moyen d'une carte publique.

3.2 Analyses monoleptoniques

Dans un premier temps, des critères doivent être définis pour sélectionner les événements de signal, et ceux qui appartiennent à des bruits de fond. Ces critères de sélections tiennent compte du contenu attendu de l'état final déduit des paragraphes précédents.

Dans cette analyse, pour être sélectionné, un événement doit contenir exactement un lepton (électron ou muon) de $P_T \geq 25$ GeV et $|\eta| \leq 2.5$, une énergie transverse manquante supérieure à 40 GeV, ainsi qu'une masse transverse pour le boson W leptonique supérieure à 25 GeV. Enfin, une sélection additionnelle est réalisée sur le nombre de jets présents dans l'événement. Ainsi, au moins 6 (resp. 7 et 8) jets sont demandés dans la topologie $tjtj$ (resp. $tjtt$ et $tttt$). Pour

terminer, la désintégration du quark top étant en quasi-totalité selon le processus $t \rightarrow Wb$, une caractéristique supplémentaire est de demander que chacun des événements contienne au moins un (resp. deux) jets étiquetés b dans la topologie $tjtj$ (resp. $tjtt$ et $tttt$).

Malgré cette sélection, il subsiste des événements de bruit de fond parmi les événements sélectionnés. Pour affiner la discrimination entre le signal et le bruit de fond, une reconstruction du sgluon est réalisée. Cette reconstruction a pour but de sélectionner les leptons et les jets issus de la désintégration des sgluons, et est faite au moyen du calcul d'une variable (de type χ^2) dont le minimum est atteint lorsque les objets sélectionnés sont les objets issus des désintégrations des sgluons sans hypothèses sur la masse de ces derniers. Le spectre de masse reconstruite obtenu par cet algorithme est présenté sur la Figure 3.

Dans le cadre des topologies $tjtt$ et $tttt$, une autre variable que la masse invariante est utilisée pour discriminer le signal et le bruit de fond : la variable H_T définie comme :

$$H_T = \sum P_T(\text{jets}) + P_T(\text{lepton}) + MET$$

Finalement les formes des variables discriminantes (masse invariante et H_T) sont utilisées pour calculer le potentiel de découverte, ou limite attendue, du sgluon. La limite attendue correspond à la section efficace au delà de laquelle les événements de type sgluon deviendraient visibles en dépit des bruits de fond subsistant après sélection. Cette limite est calculée au moyen du programme MCLIMIT (00-04-00) [16].

Les sections efficaces du sgluon qui pourraient être exclues à 95% de degré de confiance au LHC dans une expérience généraliste comme ATLAS, avec des collisions $p-p$ à une énergie de 8 TeV dans le référentiel du centre de masse, et en supposant une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} sont représentées sur la Figure 2, en fonction de la masse générée du sgluon. Une telle analyse permettrait d'exclure des sgluons dont les masses seraient situées entre 200 et 550 GeV (topologie $tjtj$), 400 et 500 GeV (topologie $tjtt$) ou entre 400 et 660 GeV (topologie $tttt$, scénario II). Il est à noter que le scénario I ne conduit à aucune exclusion possible du fait du très faible produit section efficace par rapport de branchement. Finalement, la topologie $tttt$ (dans le scénario II) est celle à laquelle est le plus sensible le LHC.

3.3 Analyses multileptoniques

Pour cette étude, les événements doivent contenir au moins deux leptons (exactement deux leptons dans la topologie $tjtj$) de même signe. On demande également à ce que l'énergie transverse manquante soit supérieure ou égale à 40 GeV, et que le nombre de jets soit supérieur ou égal à 3 (resp. 4 et 5) dans la topologie $tjtj$ (resp. $tjtt$ et $tttt$). De la même façon que dans l'étude précédente, on attend que certains jets soient issus de l'hadronisation de quarks b et soient étiquetés comme tels grâce à la longueur de vol des hadrons B

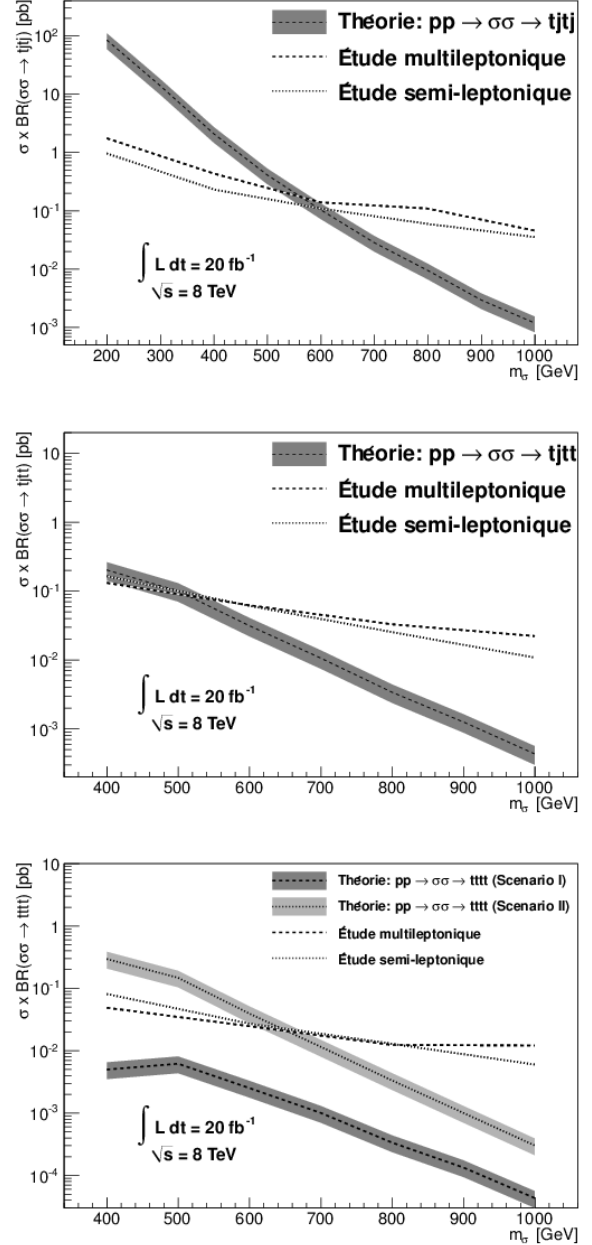


FIGURE 2: Limites attendues (lignes pointillées) sur le produit section efficace par rapport d'embranchement du sgluon en fonction de sa masse générée. Les bandes représentent les sections efficaces théoriques NLO affectées de leurs incertitudes (30%).

(efficacité fixée à 60%). Pour cela, au moins 1 jet de b est requis dans la topologie $tjtj$, 2 en $tjtt$ et 3 dans la topologie $tttt$.

Après sélection, la discrimination entre le signal et le bruit de fond peut être améliorée en prenant en compte une variable discriminante, comme H_T définie plus haut. Finalement, les distributions en H_T sont utilisées pour extrapoler la limite attendue du sgluon dans le cadre de l'analyse dileptonique, et les résultats sont présentés dans la Figure 2. Ces études montrent que les analyses multileptoniques conduisent à des résultats comparables à ceux obtenus par l'analyse monop-

tonique en terme de potentiel de découverte.

4 Conclusion

L'étude phénoménologique présentée au cours de ce document a permis d'étudier le potentiel de découverte du sgluon dans les états finals pouvant contenir jusqu'à 4 quarks top. Elle a notamment montré que de telles particules pourraient être observées au moyen d'expériences généralistes comme l'expérience ATLAS.

Plus précisément, deux types d'études pourraient être envisagés : une étude mono-leptonique et une étude multi-leptonique, conduisant toutes deux à des sensibilités comparables. Parmi les différents états finals auxquels la désintégration de sgluons pourrait conduire, ceux contenant 4 quarks top semblent offrir la meilleure sensibilité. En étudiant cette topologie, on peut atteindre une limite en masse de plus de 660 GeV, dépassant les limites existantes dans ATLAS (obtenues en considérant la désintégration de sgluons en une paire de gluons) [11] de plus de 300 GeV.

Toutefois, il est à noter que cette étude ne prend pas en compte la dégradation des résultats qui pourrait résulter du phénomène d'empilement des événements, ni d'éventuelles erreurs dans l'identification des signes des leptons dans l'état final. Une étude plus raffinée, utilisant les données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2012, et basée sur les résultats préliminaires présentés ici, est en cours.

Remerciements

Un grand merci à tous les organisateurs et coordinateurs de sessions qui ont permis de faire de cette semaine un très bon moment. Merci également à tous les autres participants pour les échanges passionnants que l'on a pu avoir, sans oublier les nombreux "meurtres" qui rythmaient nos soirées.

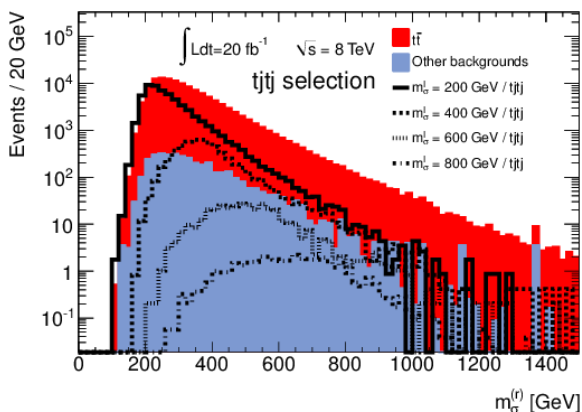


FIGURE 3: Spectre de masse reconstruite des sgluons dans la topologie $ttjtj$ par l'algorithme du χ^2 . Les surfaces pleines correspondent aux bruits de fond physique et les lignes au signal pour différents points de masse.

Références

- [1] S. Calvet, B. Fuks, Ph. Gris et L. Valéry arXiv:1212.3360 [hep-ph]
- [2] H. P. Nilles, Phys. Rept. **110** (1984) 1.
- [3] H. E. Haber et G. L. Kane, Phys. Rept. **117** (1985) 75.
- [4] L. Alvarez-Gaume et S. F. Hassan, Fortsch. Phys. **45** (1997) 159.
- [5] T. Plehn et T. M. P. Tait, J. Phys. G G **36** (2009) 075001.
- [6] S. Y. Choi, M. Drees, A. Freitas et P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **78** (2008) 095007.
- [7] S. Y. Choi, M. Drees, J. Kalinowski, J. M. Kim, E. Popena et P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **672** (2009) 246.
- [8] S. Y. Choi, M. Drees, J. Kalinowski, J. M. Kim, E. Popena et P. M. Zerwas, Acta Phys. Polon. B **40** (2009) 1947.
- [9] S. Y. Choi, D. Choudhury, A. Freitas, J. Kalinowski, J. M. Kim et P. M. Zerwas, JHEP **1008** (2010) 025.
- [10] S. Y. Choi, D. Choudhury, A. Freitas, J. Kalinowski et P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **697** (2011) 215 [Erratum-ibid. B **698** (2011) 457].
- [11] S. Schumann, A. Renaud et D. Zerwas, JHEP **1109** (2011) 074.
- [12] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, JHEP **1106** (2011) 128.
- [13] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, JHEP **0605** (2006) 026.
- [14] C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, D. Grellscheid, O. Mattelaer and T. Reiter, Comput. Phys. Commun. **183** (2012) 1201.
- [15] S. Ovnyn, X. Roubly and V. Lemaitre, arXiv :0903.2225 [hep-ph].
- [16] MCLIMIT website, www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/production/mclimit.html

