

*THESE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE*

Spécialité
PHYSIQUE DES PARTICULES

Présenté par
M Baudrand-Ouadi Sylvestre
Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

**Mesure de la polarisation
longitudinale de faisceaux de
positons et d'électrons à HERA par
effet Compton à l'aide d'une cavité
Fabry-Perot de haute finesse**

Soutenance le 22 janvier 2007, devant la commission d'examen :

MM.	M. Costa	Rapporteur
	L. Favart	Rapporteur
	O. Hamon	
	B. Laforge	
	G. Wormser	Président du jury
	F. Zomer	Directeur de thèse

Table des matières

1	Polarisation d'un faisceau d'électrons et polarimétrie	11
1.1	Intérêts de la polarisation longitudinale et de sa mesure précise pour la physique	11
1.2	La polarisation d'un faisceau d'électrons	17
1.2.1	La mise en place de la polarisation dans les anneaux de stockage	18
1.2.2	Effets de dépolarisation	19
1.2.3	Rotateurs de spin et polarisation longitudinale à HERA	20
1.2.4	L'optimisation de la polarisation à HERA	21
1.2.5	Les procédures de polarisation à HERA	22
1.2.6	Polarisation et analyses de physique	25
1.3	La mesure de la polarisation : la diffusion Compton	27
1.3.1	Les paramètres de Stokes en optique	28
1.3.2	Interaction faisceau laser-faisceau d'électrons	29
1.3.3	Les modes de mesure de la polarisation	30
2	Description de l'appareillage	37
2.1	L'accélérateur HERA	37
2.2	Utilisation d'une cavité FabryPerot pour la polarimétrie	38
2.2.1	Principe des cavités Fabry-Perot	38
2.2.2	Choix de la géométrie de la cavité pour HERA	41
2.3	Conception mécanique de la cavité	43
2.3.1	Contraintes	43
2.3.2	Conception mécanique	43
2.3.3	Mise en place de la cavité sur le site d'HERA	50
2.4	Présentation du système optique	54
2.4.1	Le système optique d'entrée	54
2.4.2	Miroirs de la cavité	54
2.4.3	Système optique de sortie	56
2.5	Système d'asservissement	56
2.6	Les calorimètres	61
2.7	Conclusion	67
3	Environnement expérimental et mise en route	69
3.1	Introduction	69
3.2	Description de la ligne de faisceau	69
3.2.1	Le voisinage immédiat de l'expérience HERMES	70
3.2.2	De la cible d'HERMES jusqu'au voisinage immédiat du polarimètre	71

3.2.3	Ligne de faisceau utile à l'évaluation de la stabilité de l'orbite au niveau du point d'interaction électron laser	74
3.2.4	Modélisation des éléments de la ligne	75
3.3	Stabilité de l'orbite à moyen et long terme	80
3.3.1	Variations entre positions mesurées et calculées au niveau du point d'interaction du LPOL	81
3.3.2	Stabilité au niveau du point d'interaction du LPOLcav	84
3.4	Radiation Synchrotron	93
3.4.1	Origine et transport des radiations	93
3.4.2	Evidences expérimentales de la présence de radiations	95
3.4.3	Effets des radiations	104
3.4.4	Solutions apportées	107
3.4.5	Conclusion	110
3.5	ANNEXE : Calcul du taux de radiations synchrotron généré par les aimants de la ligne d'HERMES	111
3.5.1	Energie critique	111
3.5.2	Energie moyenne	112
3.5.3	Puissance rayonnée	112
3.5.4	Puissance acceptée par la fenêtre en cuivre	114
3.5.5	Puissance transmise au travers de la fenêtre cuivre	114
4	Polarisation de la lumière	123
4.1	Introduction	123
4.2	Introduction du formalisme de Jones	123
4.2.1	Représentation de Jones	123
4.2.2	Matrices de Jones	124
4.3	Comportements cristallins	125
4.3.1	Généralités sur les comportements cristallins	125
4.3.2	Applications à notre système optique	126
4.4	Modélisation des composants optiques	128
4.4.1	Lame de retard	128
4.4.2	Polariseur	130
4.4.3	Rotateurs	132
4.5	Théorèmes de Jones	133
4.5.1	Théorèmes d'équivalence généraux	133
4.5.2	Théorème de réversibilité d'un système optique	133
4.6	Ajustement des paramètres aux intensités de l'ellipsomètre	134
4.6.1	Présentation	135
4.6.2	Bruits laser coupé	138
4.6.3	Bruits lorsque le laser est en marche	139
4.6.4	Estimation à l'aide d'une simulation du nombre minimal de points de mesure à prendre en compte lors d'un ajustement	141
4.6.5	Vérification de la stabilité d'un modèle destiné à décrire les intensités mesurées par l'ellipsomètre à l'aide d'une simulation.	148
4.6.6	Applications à l'ajustement sur des données réelles.	156
4.6.7	Résultats	157
4.7	Ajustement aller-retour	169

4.7.1	Présentation	169
4.7.2	Estimation des erreurs qu'il faut introduire lors de la minimisation .	171
4.7.3	Résultats	173
4.8	Ajustement aller-retour cavité asservie	177
4.9	Ajustement des paramètres de STOKES	182
4.9.1	Présentation	182
4.9.2	Stabilité des valeurs déterminées par l'ajustement des paramètres de Stokes	188
4.10	Transport de la polarisation	194
4.11	Conclusion	197
5	Mesure de la polarisation des électrons	199
5.1	Introduction	199
5.2	Présentation de l'électronique d'acquisition DAQ	199
5.2.1	DRIVER, SHAPER et ADCs	201
5.2.2	Module de Service MdS	204
5.2.3	MultiFunction Computing Core (MFCC)	206
5.3	Problèmes rencontrés	210
5.3.1	Perturbations électromagnétiques	212
5.3.2	Mise en route du système d'acquisition (DAQ)	218
5.4	La couche logicielle	221
5.4.1	Le protocole TCP/IP	221
5.4.2	Tine et PVSS	221
5.4.3	LPOLAR	224
5.4.4	LPOLARGATE	224
5.5	Description du programme d'ajustement	225
5.5.1	Modélisation du signal et du bruit	226
5.5.2	Simulation du détecteur	228
5.5.3	Données entrant dans l'ajustement et procédures d'ajustement . .	229
5.6	Mesure de la polarisation et études des systématiques	231
5.6.1	Détermination des paramètres du détecteur	232
5.6.2	Incertitudes statistiques	232
5.6.3	Corrections de la puissance du laser et systématiques associés . . .	232
5.6.4	Détermination du paramètre rad_{cut}	241
5.6.5	Ajustement des flux des photons Compton et du bruit de fond faisceau-gaz	241
5.6.6	Variations de la durée de la DAQ (nombre d'entrées par histogramme.)	246
5.6.7	Etudes systématiques	247
5.6.8	Variation de la polarisation du laser	247
5.6.9	Estimation des autres sources d'erreurs systématiques et résumé . .	250
5.6.10	Longs runs et comparaison avec le TPOL	250
5.7	Conclusion	250
5.8	ANNEXE	254
5.8.1	Notations	254
5.8.2	Probabilité du nombre de photons par croisement de paquets	255
5.8.3	Probabilité d'une mesure de l'énergie par croisement de paquets . .	255
5.8.4	Estimateur du maximum de vraisemblance des distributions en énergie	257

Remerciements

Pour commencer, je tiens à remercier les membres de mon jury : Marco Costa, Laurent Favart, Odile Hamon, Bertrand Laforge, Guy Wormser et Fabian Zomer.

Je remercie Fabian Zomer d'avoir encadré cette thèse. J'ai dû faire face à de nombreuses difficultés, notamment de santé au cours de cette thèse, et je pense que je n'y serais pas arrivé sans son soutien indéfectible. Il est pour moi le meilleur encadrant qu'un étudiant puisse avoir. J'éprouve à son égard une gratitude éternelle.

Je remercie les membres du groupe H1 au LAL : Violette Brisson, André Reboux, Marie Jacquet-Lemire, Ronic Chiche, Christian Pascaud, et Zhiqing Zhang, pour leur aide et pour le savoir qu'ils m'ont communiqué.

Je remercie Achille Stocchi pour son assistance et pour s'être rendu toujours disponible pour moi.

Je tiens à remercier tous ceux qui ont passés du temps pour relire ce document et pour y dénicher les innombrables fautes d'orthographe : Violette Brisson, Odile Hamon, Malika Ouadi, Tanina Ouadi.

Un grand merci à Nicolas Kerschen pour son soutien permanent ainsi que son aide précieuse dans les moments difficiles.

Merci à Yves Charon qui m'a ouvert la porte du DEA et par voie de conséquence celle de la thèse.

Merci à tout les Zippo's and co : Emmanuel Fevre, Gregory Félix, Lugiery Jean-Baptiste, Ransac Pierre-Yves, Obadia Michael, Patrice Tudesque. C'est avec vous que je me suis construit.

Je remercie aussi tout mes amis parisiens et d'ailleurs : Renaud Antoine, les Arditti, Nejma et Stephane Anketil, Gregory Breslau, Eric Bonnet, Azza Chalouf, Christophe Chapillon, Loïc Chantrenne et Julie, Clémence Connangle, Yasmina Fedala, Zakia Fevre, toute la famille Fevre, Gérard Guitton, Meriem Hallouz, Joachim de Lataillade, la famille Massat, Rebecca Lahey et Augustin, Marine Michaut, les petites soeurs de Nazareth, Rachid Ouadi, Yasmine Ouadi, Jérôme Simonds, Jean-Louis Rancoux, Stéphane Tourneur, toute l'équipe de Saint-Bernard, ainsi que tout ceux dont j'ai oublié de mentionner le nom (j'espère qu'ils me pardonneront)...

Enfin, je tiens à remercier ma femme, l'ensemble de ma famille et de ma belle famille, dont les Ouadi d'Alger. Plus particulièrement ma mère qui s'est sacrifiée pour ses enfants et à qui je dois tout. Je remercie Liliane pour tout ce qu'elle a fait et qu'elle fait encore pour moi. Mes deux frères m'ont toujours soutenu je les en remercie. Je voudrais remercier mon oncle Henri Baudrand qui m'a donné le goût de la physique et qui m'a encouragé dans cette voie.

Introduction

Le cadre du travail de la thèse présentée dans ce document est l'accélérateur HERA situé à Hambourg. Cet accélérateur est un synchrotron de 6 km de circonférence dans lequel circulent des électrons et des positrons de 27.5 GeV d'énergie et des protons de 920 GeV d'énergie. Des collisions électrons-protons ou positrons-protons ont lieu dans les expériences H1 et ZEUS de HERA depuis 1992. Cet accélérateur a été amélioré en 2001-2002 afin d'augmenter la luminosité électron/positron-proton, et afin que les faisceaux d'électrons ou de positrons soient polarisés au niveau des deux expériences H1 et ZEUS. La troisième expérience qui fonctionne actuellement sur cet accélérateur est l'expérience HERMES. C'est une expérience de cible fixe gazeuse qui utilise des faisceaux d'électrons/positrons polarisés longitudinalement depuis 1995.

L'intérêt de l'utilisation de faisceaux d'électrons ou de positrons polarisés est par exemple dans l'étude de la structure du spin des nucléons (dans l'expérience HERMES) ou dans la détermination de la section efficace de courant chargé droit (expériences H1 et ZEUS). Dans ce type d'études, c'est la polarisation longitudinale (orientée suivant l'axe de vol des électrons/positrons) qui est importante pour la physique sous-jacente.

Le sujet de cette thèse est la mesure précise de la polarisation longitudinale, des électrons ou des positrons circulant dans l'accélérateur HERA. La mesure de cette polarisation se fait par l'intermédiaire de photons issus de la diffusion Compton entre le faisceau de leptons et un faisceau de photons provenant d'un laser Nd :YAG. Afin d'augmenter la luminosité faisceau électrons-faisceau photons, et donc d'obtenir une mesure rapide et précise de la polarisation, nous utilisons une cavité Fabry-Perot qui joue le rôle d'amplificateur optique du laser Nd :YAG.

Pour permettre une bonne optimisation de la polarisation, et pour les études de physique évoquées plus haut, un polarimètre précis et rapide est nécessaire. Le polarimètre que nous présentons ici est le candidat retenu afin de remplir toutes ces exigences. Dans ce document nous décrirons sa mise en route ainsi que les premiers résultats retournés par cet appareillage.

Nous expliquerons dans le premier chapitre par quelle méthode naturelle on obtient des faisceaux polarisés d'électrons ou de positrons. Cette polarisation naturelle étant transverse, nous expliquerons le principe par lequel les rotateurs de spins la transforment en polarisation longitudinale. La méthode de mesure de la polarisation en utilisant l'effet Compton est décrite dans ce premier chapitre.

Les difficultés techniques lors de la mise en route, issues de l'environnement expérimental qu'est l'accélérateur HERA sont évoquées dans le deuxième chapitre. Il s'agit essentiellement des radiations synchrotron. Leurs origines, leurs effets, ainsi que les solutions adoptées pour s'en protéger sont également précisés dans ce chapitre.

Dans le troisième chapitre nous décrirons notre polarimètre, notamment la cavité

Fabry-Perot qui le compose. Dans ce même chapitre nous résumerons les problèmes expérimentaux auxquels nous avons dû faire face au niveau de l'électronique d'acquisition.

Une mesure précise de la polarisation du faisceau laser à l'intérieur de la cavité étant importante pour la détermination de la polarisation des électrons, nous précisons dans le quatrième chapitre la méthode que nous avons employée afin d'estimer la polarisation à l'intérieur de la cavité Fabry-Perot. Pour cela nous avons modélisé le transport de la polarisation à travers l'ensemble du dispositif optique du polarimètre.

Enfin, dans le dernier chapitre nous présenterons notre analyse permettant de déterminer la polarisation des leptons à partir de ce polarimètre. Nous décrivons dans un premier temps le programme qui nous a permis de réaliser les ajustements dans mode quelques photons, au regard de la puissance du laser (5 kW environ) et de la taille du faisceau (300 μm environ). Les spectres en énergie dépendent de la polarisation de façon non linéaire. Il est donc possible d'extraire la polarisation à l'aide d'un ajustement de ces spectres en énergie. Les différents bruits de fond, ainsi que certaines sources des erreurs systématiques sont donc également présentés dans ce chapitre.

Chapitre 1

Polarisation d'un faisceau d'électrons et polarimétrie

1.1 Intérêts de la polarisation longitudinale et de sa mesure précise pour la physique

L'accélérateur HERA à été terminé dans le courant de l'année 1991, et des collisions leptons-protons ont eu lieu en nombre raisonnable à partir de Juin 1992. Cet accélérateur a subi une amélioration importante durant les années 2000. L'arrêt de la machine afin de permettre les différentes modifications de ses nombreux éléments (voir la référence [9]) a commencé en Septembre 2000. Ce n'est que durant l'automne 2003 que cet accélérateur a pu reprendre un fonctionnement régulier, dans la deuxième phase de son programme de collision électron/positron proton.

Le but principal de cette amélioration était d'augmenter par un facteur allant de 4 à 5 la luminosité de la première phase (voir figure 1.1).

L'une des origines du choix de ce facteur d'augmentation est l'élargissement des domaines de physique qui étaient accessibles lors de la première phase du collisionneur. Lors du workshop de 1995/1996 intitulé « Future Physics at HERA », qui a permis d'étudier le programme de physique de la deuxième phase du collisionneur [8], des études ont permis de déterminer quels étaient les thèmes de physiques potentiellement atteignables avec une machine améliorée, c'est-à-dire avec une luminosité intégrée égale a $1fb^{-1}$ sur une période de cinq ans. Il en est ressorti, entre autre, qu'une telle luminosité permettrait de tester de manière précise la physique électrofaible, la Chromodynamique quantique (QCD), la physique au delà du modèle standard. De plus, il fut souligné que le fait d'avoir des faisceaux d'électrons/positrons polarisés longitudinalement permettrait d'augmenter de manière importante l'intérêt pour la physique de ce nouvel accélérateur.

Rappelons que la première fois dans l'histoire où il y eu des faisceaux d'électrons polarisés longitudinalement dans un anneau de stockage ce fut à HERA, en 1994, au niveau du point d'interaction de l'expérience HERMES [7]. L'amélioration de la machine a donc permis pour la première fois de réaliser et d'étudier le produit de collisions entre leptons polarisés et des protons non polarisés (l'expérience HERMES étant une expérience sur cible fixe).

Parmi les thèmes de physique accessibles dans la deuxième phase de l'accélérateur HERA, de nombreux sujets tels que le couplage des quarks au Z^0 dans le modèle standard,

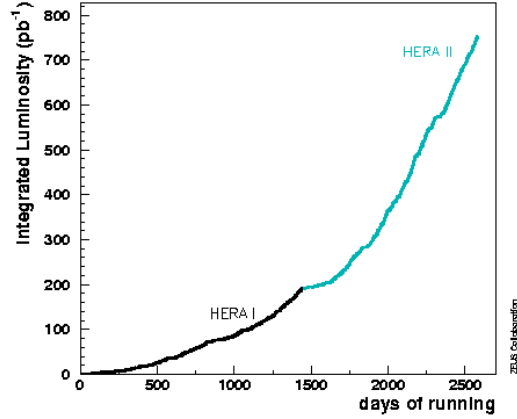


FIG. 1.1 – Luminosité intégrée délivrée par l’accélérateur HERA en fonction du nombre de jours de fonctionnement

les contraintes sur les distributions de partons, la limite sur l’existence de courants chargés droits au delà du modèle standard, les éventuels couplages de théories également au delà du modèle standard telles que les modèles de lepto-quarks, ou les théories de supersymétrie incluant la violation de la R-parité, dépendent de la polarisation du faisceau de leptons. Par conséquent, ces mesures seront affectées par l’incertitude sur la mesure de la polarisation.

Nous nous proposons ici, au travers de l’exemple des courants chargés droits (physique au delà du modèle standard), d’illustrer l’importance d’une mesure précise de la polarisation. Pour une introduction plus détaillée sur les courants chargés, nous invitons le lecteur à consulter la référence [5].

Les sections efficaces différentielles des interactions par courants chargés entre positrons et protons ou électrons et protons, qui correspondent respectivement aux réactions $e_R^+ + p \rightarrow \bar{\nu}_e + X$ et $e_L^- + p \rightarrow \nu_e + X$ (voir figure 1.2), s’écrivent dans le cadre du modèle standard comme suit :

$$\frac{d^2\sigma_{CC}^{e^\pm}}{dx dQ^2} = (1 \pm P) \frac{G_F^2}{2\pi x} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 [Y_+ F_2^{CC} \mp Y_- x F_3^{CC} - y^2 F_L^{CC}] \quad (1.1)$$

où x est la variable de Bjorken et ou y caractérise l’inélasticité de la réaction. Q^2 est le carré du moment transféré du lepton vers un quark lors de la réaction. G_F est la constante de Fermi, définie dans [1] à l’aide des masses des bosons faibles. Les autres quantités dans cette équation sont la masse M_W du bosons W, et F_2^{CC} , F_L^{CC} et F_3^{CC} , sont les fonctions de structure des courants chargés. L’hélicité dépendant des interactions faibles est contenue dans $Y_\pm = 1 \pm (1 - y)^2$. Les fonctions de structure s’expriment en fonction des densités de partons du proton [3].

Les sections efficaces totales courants chargés observées, prenant en compte l’existence de courants chargés droits prédits par des théories au delà du modèle standard peuvent

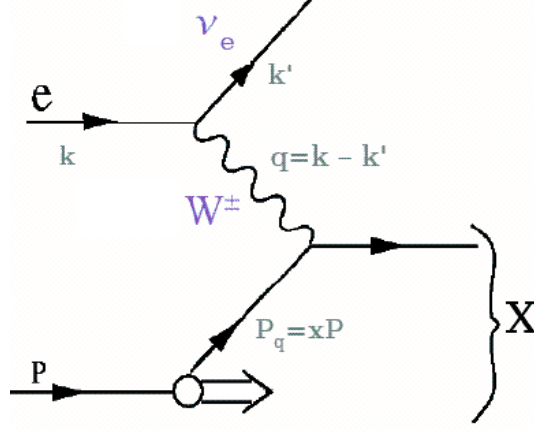


FIG. 1.2 – Diagramme de Feynman des interactions par courants chargés entre leptons et protons.

s'écrire :

$$\sigma_{obs,CC}^{e^+}(P) = \frac{1+P}{2}\sigma_{CC}^{e^+} + \frac{1-P}{2}\sigma_{LH}^{e^+} \quad (1.2)$$

$$\sigma_{obs,CC}^{e^-}(P) = \frac{1-P}{2}\sigma_{CC}^{e^-} + \frac{1+P}{2}\sigma_{RH}^{e^-} \quad (1.3)$$

Où P est la polarisation du faisceau de leptons et, $\sigma_{LH}^{e^+}$ ou $\sigma_{RH}^{e^-}$ sont nuls dans le cadre du modèle standard et représentent la section efficace des courants chargés droits; $\sigma_{CC}^{e^+}$ et $\sigma_{CC}^{e^-}$ sont donnés par l'équation 1.1 intégrée suivant x et Q^2 et sont les sections efficaces courants chargés du modèle standard.

D'après les équations 1.2 et 1.3 on constate que la section efficace totale observée dépend de la valeur de la polarisation. Comme le montrent les figures 1.3 et 1.4, des données comprenant plusieurs valeurs de la polarisation des leptons sont disponibles pour des collisions électrons-protons et positrons-protons. Dans ces figures les luminosités totales dépendent seulement du temps de faisceau alloué aux électrons et aux positrons. Il est alors possible de représenter la section efficace courants chargés observée en fonction de la polarisation de ces leptons (cf. figure 1.5).

Les valeurs des sections efficaces au delà du modèle standard présentes dans les équations 1.2 et 1.3, et qui traduisent l'existence de courants chargés droits, sont estimables à l'aide d'une extrapolation de la section efficace observée au niveau de la polarisation $P_{e^+} = -1$ ou $P_{e^-} = 1$, selon que les particules mises en jeu sont des électrons ou des positrons.

Dans le cadre de collisions positrons-protons le résultat de l'extrapolation d'un ajustement linéaire de $\sigma_{obs,CC}^{e^+}$ au point $P_{e^+} = -1$, qui correspond à la valeur du terme $\sigma_{LH}^{e^+}$ dans l'équation 1.2 vaut [3] :

$$\sigma_{obs,CC}^{e^+}(P_{e^+} = -1) = -3.9 \pm 2.3_{stat} \pm 0.7_{sys} \pm 0.8_{pol} \text{ pb} \quad (1.4)$$

Où l'indice *stat* indique la fraction des erreurs liées aux statistiques, l'indice *sys* réfère aux erreurs d'origine expérimentale, et l'indice *pol* indique la fraction liées aux incertitudes systématiques de la mesure de la polarisation. Le résultat est compatible avec zéro.

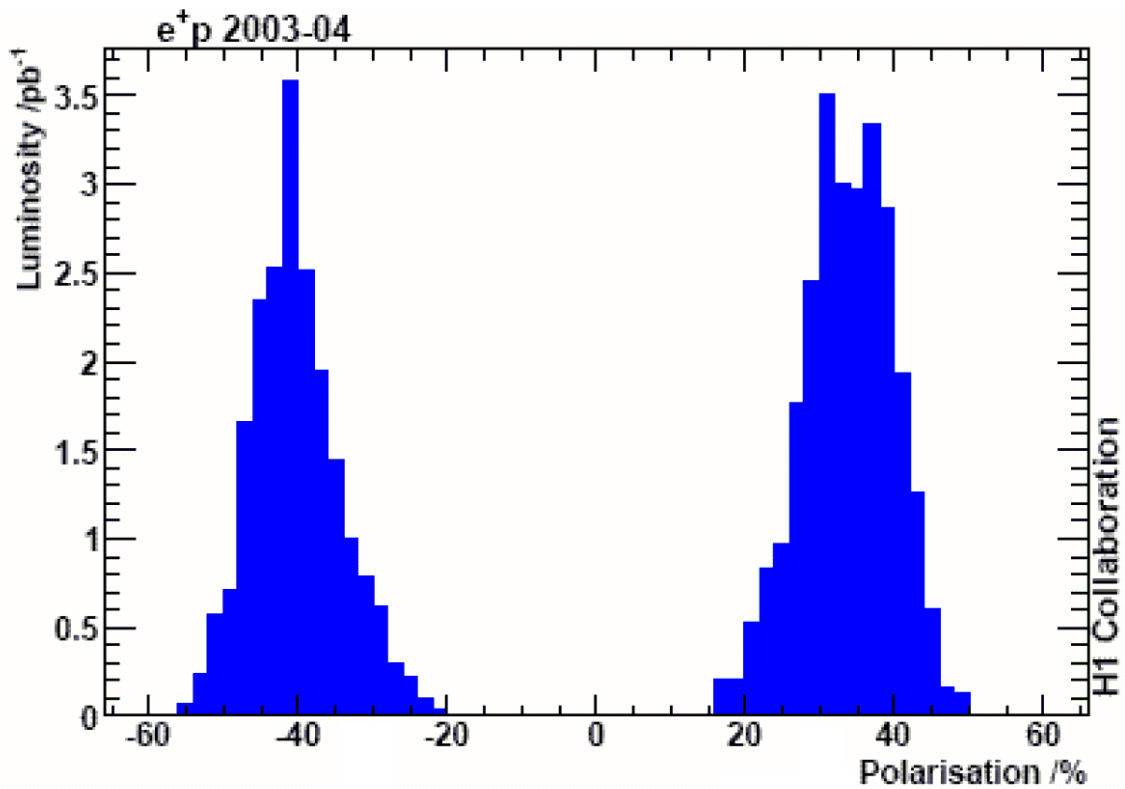


FIG. 1.3 – Luminosité intégrée en fonction de la polarisation durant les années 2003 2004 à HERA. Les particules mises en collision sont des positrons gauches (polarisation <0) et droits (polarisation >0). La luminosité obtenue pour les positrons gauches est de 27.7 pb^{-1} avec une polarisation moyenne de $(-40.2 \pm 1.1)\%$. Pour les positrons droits la luminosité récoltée vaut 26.9 pb^{-1} la polarisation moyenne étant de $(33.6 \pm 0.7)\%$. D'après [4].

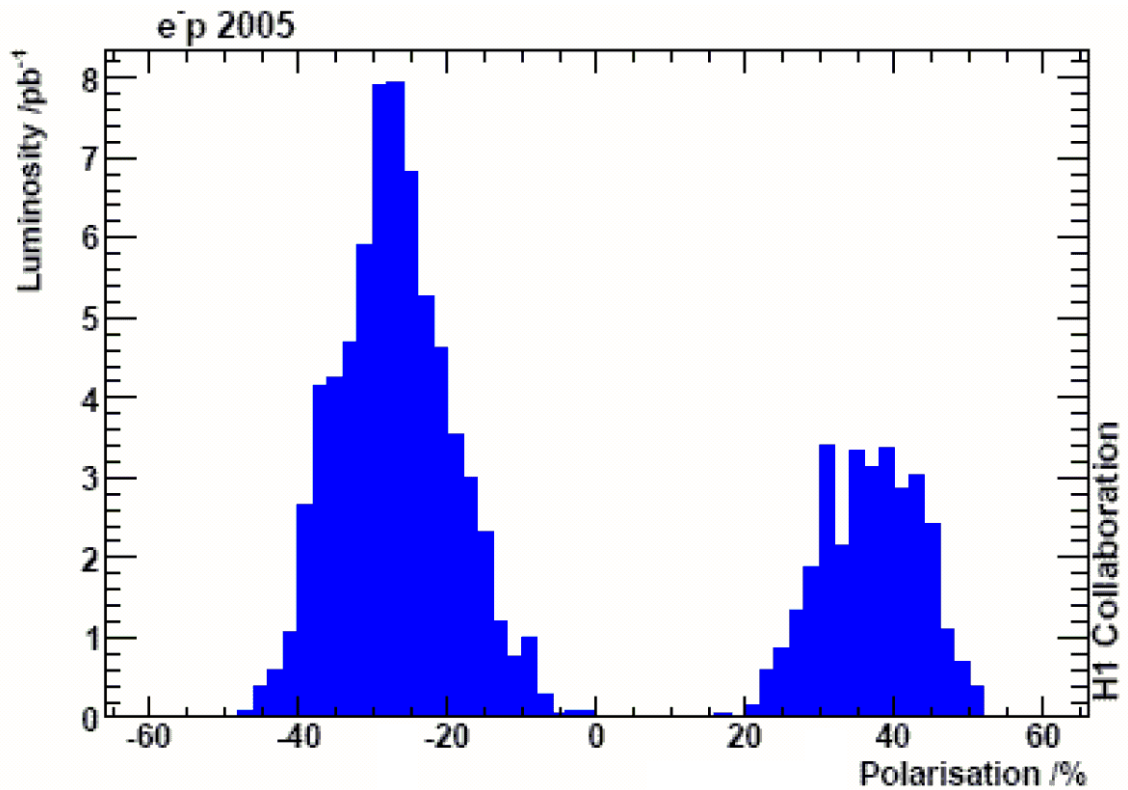


FIG. 1.4 – Luminosité intégrée en fonction de la polarisation durant l’année 2005 à HERA. Les particules mises en collision sont des électrons gauches (polarisation < 0) et droits (polarisation > 0). La luminosité obtenue pour les électrons gauches est de 68.6 pb^{-1} avec une polarisation moyenne de $(-27.0 \pm 1.3)\%$. Pour les électrons droits la luminosité récoltée vaut 29.6 pb^{-1} la polarisation moyenne étant de $(37.0 \pm 1.8)\%$. D’après [4].

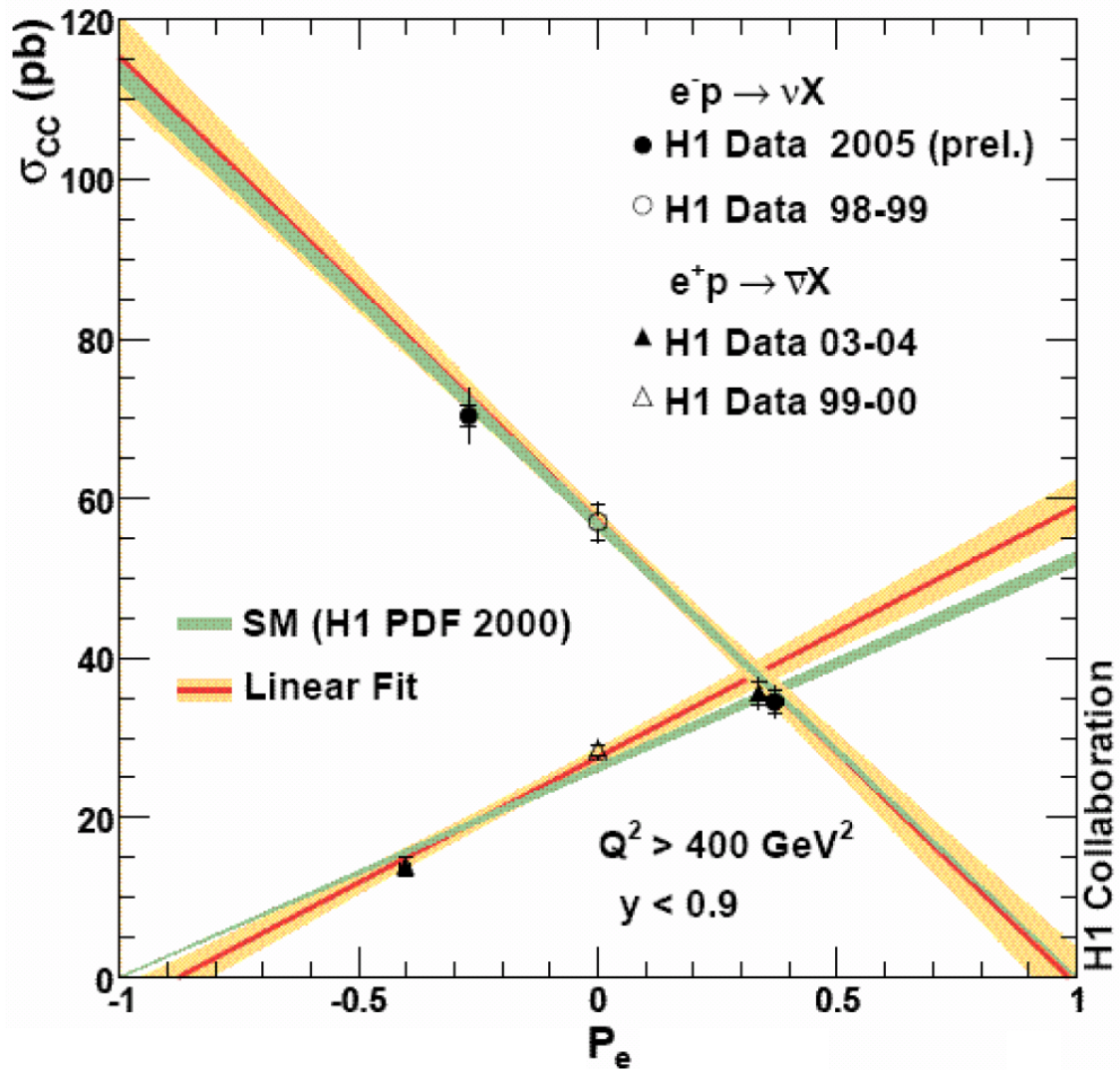


FIG. 1.5 – Diffusion électrons/positrons-proton par l’intermédiaire de courant chargé. Ce graphe montre l’évolution de la section efficace courant chargé observée en fonction de la polarisation P_e du lepton interagissant avec le proton. On distingue également sur cette figure un ajustement linéaire aux données, ainsi que les prédictions du modèle standard. D’après [4]

Dans le cas des collisions électrons-protons, l'extrapolation de $\sigma_{obs,CC}^{e^-}$ en $P_{e^-} = +1$ nous renseigne sur la valeur de $\sigma_{RH}^{e^-}$ dans l'équation 1.3. On obtient alors [3] :

$$\sigma_{obs,CC}^{e^-}(P_{e^-} = +1) = -0.9 \pm 2.9_{stat} \pm 1.9_{sys} \pm 2.9_{pol} pb \quad (1.5)$$

Les indices se référant aux mêmes quantités que dans l'équation (1.4).

Dans ces deux exemples d'extrapolation (équations 1.4 et 1.5) l'incertitude importante autre que statistique est la polarisation des leptons. Dans le cas de collisions électrons polarisés protons, c'est cette quantité du même ordre que la statistique qui domine quand dans un très proche avenir l'erreur statistique aura beaucoup diminué. En raison de la quantité de données qui est accumulée à l'heure où ce document est rédigé, il est raisonnable que ce soit l'erreur liée à l'incertitude sur la mesure de la polarisation qui vienne à dominer sur la statistique également dans le cas de collisions positrons polarisés-protons.

On voit sur ces deux exemples la raison pour laquelle une mesure précise de la polarisation est déterminante pour l'amélioration des contraintes s'appliquant sur l'existence d'objets au delà du modèle standard. Il importe donc d'accorder beaucoup de soin à la manière dont est mesurée la polarisation.

Pour ces raisons, mais également afin d'améliorer les contraintes sur les couplages du Z^0 aux quarks « up » et « down », ainsi que la mesure de certaines asymétries de spin pour des événements DVCS, une étude visant à mettre à jour les précédentes conclusions de travaux tels que ceux du workshop intitulé « Future physics at HERA » [2], préconise une précision relative sur la polarisation de l'ordre de 1%. Comme les polarimètres existant avant l'amélioration ont une systématique de l'ordre de 3%, nous avons mis en place un nouveau polarimètre basé sur une cavité Fabry-Perot, dont la mise en route et les premiers résultats sont décrits dans ce document.

1.2 La polarisation d'un faisceau d'électrons

Définir la polarisation d'un paquet d'électrons n'est pas si évident. Nous allons pour cela commencer par une expression simple permettant de déterminer précisément ce qu'est la « polarisation » que nous mesurons dans le collisionneur HERA.

Comme nous le verrons dans ce chapitre, la polarisation d'un paquet d'électrons peut être mesurée par diffusion Compton, c'est-à-dire par des interactions entre un faisceau laser et le faisceau d'électrons. La mesure nous donne ainsi une valeur moyenne de la polarisation. En mécanique quantique, cette mesure correspond à un système de nature statistique avec de l'information manquante (c'est-à-dire l'état de spin de tous les électrons à un temps donné). Pour décrire un tel système, le formalisme de la matrice densité [10] est le plus utile ref[11].

Intéressons nous d'abord à la définition du « vecteur spin » \vec{S}_k d'une particule seule circulant sur une trajectoire donnée et ayant une énergie donnée. En considérant $|\Psi_k\rangle$ comme étant l'état quantique décrivant le système, on obtient, dans le centre de masse de l'électron :

$$\vec{S}_k = \langle \Psi_k | \vec{\mathcal{S}} | \Psi_k \rangle$$

où $\vec{\mathcal{S}} = (\mathcal{S}_X, \mathcal{S}_Y, \mathcal{S}_Z)$ est l'opérateur de spin vectoriel (dans la base des vecteurs propres de la troisième matrice de Pauli, $\vec{\mathcal{S}}$ est représenté par les trois matrices de Pauli $\vec{\sigma}$).

Le système de coordonnées direct est choisi de telle façon que l'axe Z coïncide avec la direction du mouvement et Y avec l'axe vertical, voir figure 1.6).

On peut maintenant définir la polarité de spin d'un paquet d'électrons mono-énergétiques :

$$\vec{P} = \frac{2}{\hbar} \sum_k p_k \langle \Psi_k | \vec{S} | \Psi_k \rangle \equiv \left\langle \frac{2}{\hbar} \vec{S} \right\rangle,$$

où p_k est la probabilité d'avoir un état $|\Psi_k\rangle$ correspondant à une particule seule. Ainsi, le bracket représente la moyenne de tous les états de spin possible des particules seules (c'est-à-dire moyenne d'ensemble).

1.2.1 La mise en place de la polarisation dans les anneaux de stockage

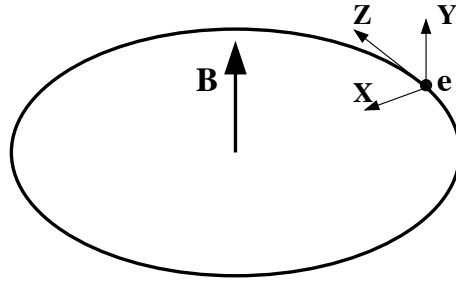


FIG. 1.6 – Système de coordonnées et orbite circulaire parfaite autour d'un champ magnétique

Dans les accélérateurs linéaires, les électrons sont créés et leur polarisation maintenue jusqu'au point d'interaction. Dans les anneaux de stockage en revanche, la polarisation est établie progressivement grâce à la radiation synchrotron dans les aimants de courbure.

Un faisceau d'électrons est dévié dans un champ magnétique. La projection du spin de l'électron sur l'axe Y peut alors changer de sens. La probabilité d'un « spin-flip » par unité de temps $w_{\uparrow\downarrow}$ (spin haut \rightarrow spin bas) et $w_{\downarrow\uparrow}$ (spin bas \rightarrow spin haut), correspondant à un spin de l'électron aligné respectivement anti-aligné avec le champ magnétique, a été calculée dans la référence [12]. On a en effet :

$$w_{\uparrow\downarrow} = \frac{5\sqrt{3}}{16} \left(1 + \frac{8}{5\sqrt{3}}\right) c\lambda_c r_0 \frac{\gamma^5}{\rho^3}, \quad w_{\downarrow\uparrow} = \frac{5\sqrt{3}}{16} \left(1 - \frac{8}{5\sqrt{3}}\right) c\lambda_c r_0 \frac{\gamma^5}{\rho^3}$$

Où $w_{\uparrow\downarrow}$ est la probabilité de passer d'un état « up » à un état « down » ,

$w_{\downarrow\uparrow}$ la probabilité de passer d'un état « down » à un état « up »

γ est le facteur de Lorentz de l'électron,

ρ le rayon de courbure du champ magnétique

$\lambda_c = \hbar/(m_e c) = 3.8616 \cdot 10^{-13}$ m est la longueur d'onde réduite de Compton et,

$r_0 = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2.8179 \cdot 10^{-15}$ m est le rayon classique de l'électron.

Le fait que $w_{\downarrow\uparrow} \neq w_{\uparrow\downarrow}$ implique que la radiation synchrotron polarise transversalement un faisceau non-polarisé. Asymptotiquement, cette polarisation est donnée par :

$$P_{ST} = \frac{w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}}{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \sim 92.4\%$$

et l'évolution en fonction du temps s'exprime par

$$P_Y(t) = -P_{ST} \left(1 - e^{-t/\tau_{ST}} \right)$$

avec

$$\tau_{ST} = \frac{1}{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}} = \frac{8\rho^3}{5\sqrt{3}c\lambda_c r_0 \gamma^5},$$

où P_{ST} est souvent appelé polarisation asymptotique ou polarisation à l'équilibre et l'indice inférieur ST se réfère à l'effet Sokolov-Ternov. Il est à noter que la polarisation asymptotique est une constante, inférieure à 1 et anti-parallèle au champ magnétique (elle est parallèle pour des faisceaux de positons). A HERA, pour une énergie du faisceau d'électron de $E_e \approx 27$ GeV, on a $\tau_{ST} \approx 40$ min. Ce temps très long, reflétant la faible probabilité de « spin-flip », doit être comparé à l'intervalle entre deux émissions de photons $\sim 10^{-8}$ s.

Ces résultats sont valides si on fait les hypothèses suivantes : le champ magnétique est homogène ; après radiation l'électron reste sur son orbite circulaire parfaite ; la radiation synchrotron est un processus aléatoire. Même si la dernière hypothèse est justifiée, ceci n'est évidemment pas le cas pour les autres. Il faut donc étudier les effets de couplage spin-orbite.

1.2.2 Effets de dépolarisation

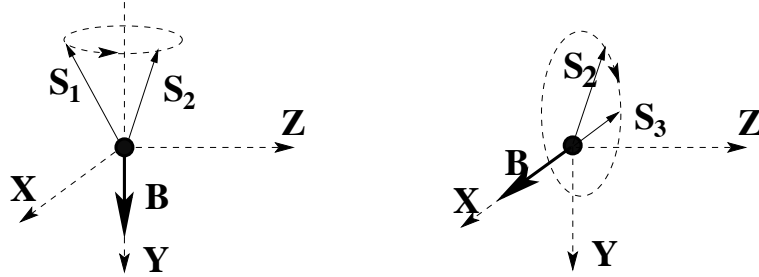


FIG. 1.7 – *Illustration naïve des effets de dépolarisation. Figure de gauche : précession du vecteur de spin autour d'un champ magnétique perpendiculaire au plan du mouvement. Figure de droite : précession autour d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du faisceau et à l'intérieur du plan du mouvement.*

L'évolution de \vec{S} dans des champs électromagnétiques homogènes et inhomogènes est décrite par une équation différentielle du premier ordre, appelée équation T-BMT (pour plus d'information voir [13]). Une des caractéristiques principales du mouvement de spin dans un champ magnétique est la précession de spin. La figure 1.7 en donne une illustration : quand le champ magnétique, agissant sur l'électron, est perpendiculaire au plan du mouvement, la direction du spin change mais sa projection sur Y reste constante. Quand le champ est dans le plan du mouvement, la précession réduit la projection du spin sur Y .

L'équation T-BMT étant une équation différentielle contenant le produit croisé des vecteurs de champ électromagnétique et du vecteur de spin, les champs électriques et magnétiques changent la direction du vecteur de spin mais pas sa valeur absolue, c'est à dire

qu'il y a précession du spin. Nous avons vu que la radiation synchrotron dans des dipôles polarise le faisceau par l'effet Sokolov–Ternov. En revanche, cela peut aussi conduire à un phénomène de dépolarisation. Après l'émission d'un photon de radiation, une particule passe de son orbite initiale à une autre. Le spin « ressent » alors le champ magnétique dans les quadripôles, qu'il n'aurait pas senti en l'absence d'émission de photon, et, par l'équation T–BMT, sa précession est modifiée. Ensuite, comme l'émission de photon est stochastique, les spins « diffusent » dans les paquets. En présence de dépolarisation, la polarisation asymptotique est réduite par rapport à P_{ST} .

Pour avoir une idée de ces dynamiques, il faut étudier les échelles de temps. La période de révolution à HERA est de $\sim 10^{-5}$ s, et la fréquence des oscillations betatrons et synchrotrons sont de $\sim 10^{-6}$ s et $\sim 10^{-4}$ s respectivement. Une fois excitées, ces oscillations sont typiquement amorties en $\sim 10^{-2}$ s. Si maintenant on compare ces échelles de temps à l'échelle de temps des émissions synchrotrons $\sim 10^{-8}$ s, on voit qu'un paquet d'électrons correspond à une superposition d'un grand nombre d'orbites.

L'effet principal induit par des champs magnétiques perturbant transversalement est la dépolarisation résonante. Dans une machine parfaitement plate, le nombre de précessions de spin de 2π radian autour de la direction verticale est donnée par $\nu_0 = a\gamma$ par tour avec $a = (g - 2)/2$ l'anomalie gyromagnétique de l'électron. Ceci est ce qu'on appelle le « spin tune » naïf [11] ($\nu_0 = 62.5$ à HERA). Dans une machine réelle, le « spin tune » est également approximativement proportionnel à l'énergie du faisceau [11] mais le point important est que, quand le « spin tune » et la fréquence du champ magnétique perturbateur sont égaux, alors le spin est entraîné de manière cohérente à chaque tour. Pour optimiser la polarisation du faisceau, il faut bien évidemment choisir une énergie loin de la résonance de dépolarisation.

Une autre source de dépolarisation est l'effet de la charge du paquet de protons sur la polarisation du paquet d'électrons. Ce phénomène appelé effet faisceau-faisceau peut être assimilé à l'effet d'un aimant quadripôle sur le faisceau d'électron. Il n'y a pas de communiqué clair sur l'importance de cette source de dépolarisation pour HERA-II. Néanmoins, une certaine expérience a été acquise après l'amélioration de la focalisation du faisceau de protons en 2000.

En comparant le temps caractéristique de mise en place de la polarisation (≈ 40 mn) aux échelles de temps d'autres processus, on voit que la polarisation varie très lentement et est pour cela égale, en valeur absolue, dans tout l'anneau de stockage.

1.2.3 Rotateurs de spin et polarisation longitudinale à HERA

D'après ce qui a été décrit dans les sections précédentes, on constate que le faisceau d'électrons est polarisé verticalement à HERA. Pour convertir cette polarisation en une polarisation longitudinale, des rotateurs de spin doivent être appliqués.

En principe, un rotateur de spin est un appareil simple. En utilisant la précession de spin, on peut se servir d'un jeu de champs magnétiques transverses pour transformer une polarisation transverse en une polarisation longitudinale. Ces rotateurs de spin sont localisés autour des points d'interaction électron-proton (dans les arcs d'HERA) et la polarisation longitudinale doit être retransformée en polarisation transverse dans les arcs afin de ne pas dépolariser le faisceau. C'est pour cette raison que les rotateurs sont toujours utilisés par paire.

En pratique, on rencontre un certain nombre de problèmes dans la conception des

rotateurs. Il s'agit tout d'abord de contraintes de place car les solénoïdes, contrairement aux aimants de courbure, prennent beaucoup de place et ont un effet relativement faible sur le spin. Ensuite il y a des contraintes liées à la stabilité de l'orbite du faisceau, à la sensibilité du champ à l'énergie du faisceau, aux changements de particules (e^- à e^+), et à l'optimisation de la polarisation du faisceau.

La solution pour HERA est d'utiliser des mini-rotateurs, qui consistent en trois séries d'aimants de courbure horizontale, entrelacés d'aimants verticaux. La figure 1.8 en est une représentation.

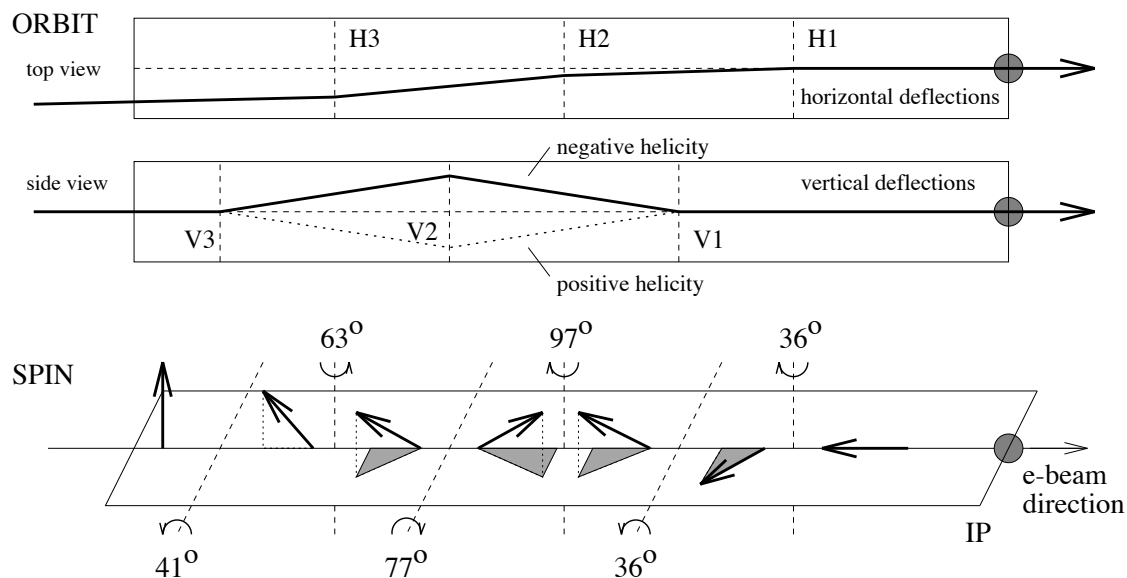


FIG. 1.8 – Mini rotateur utilisé au sein de l'accélérateur HERA. Une vue schématique du mouvement orbital est montrée sur les deux figures du haut. Les deux figures du bas montrent les changements de direction du spin. Les symboles V et H désignent les aimants de courbures verticaux et horizontaux respectivement. La longueur totale du rotateur de spin est de 56 m.

1.2.4 L'optimisation de la polarisation à HERA

Si rien n'est fait pour contrecarrer les effets de dépolariation, la polarisation transverse à l'équilibre, noté ici P_∞ avec $P_\infty < P_{ST}$, est très faible. Une description des techniques complexes utilisées pour optimiser la polarisation dans un anneau comme HERA va au-delà du cadre de ce document.

En rapport aux performances du polarimètre, il est toutefois important de mentionner une de ces techniques, le « spin matching » en orbite fermée [14]. A HERA, huit ensembles d'aimants (appelés « harmonic bumps ») sont localisés dans les sections droites de HERA et permettent de minimiser les effets de distortion des orbites fermées sur la polarisation.

Pour optimiser les « harmonic bumps », une procédure empirique est adoptée : un opérateur fait varier les amplitudes des champs communiqués au faisceau à l'intérieur des aimants, en observant l'évolution de la polarisation asymptotique attendue. Si la polarisation augmente, le changement d'amplitude est poursuivi, sinon, il est arrêté (voir

figure 1.14). Une mesure précise et rapide de la polarisation aiderait donc à optimiser la polarisation à HERA.

1.2.5 Les procédures de polarisation à HERA

Jusqu'en 2000, HERA fonctionnait avec deux rotateurs de spins autour de l'expérience HERMES. Après l'amélioration de HERA, des rotateurs de spin ont été installés autour des expériences H1 et ZEUS (voir figure 1.9). L'anneau de HERA contient ainsi trois paires de rotateurs de spin.

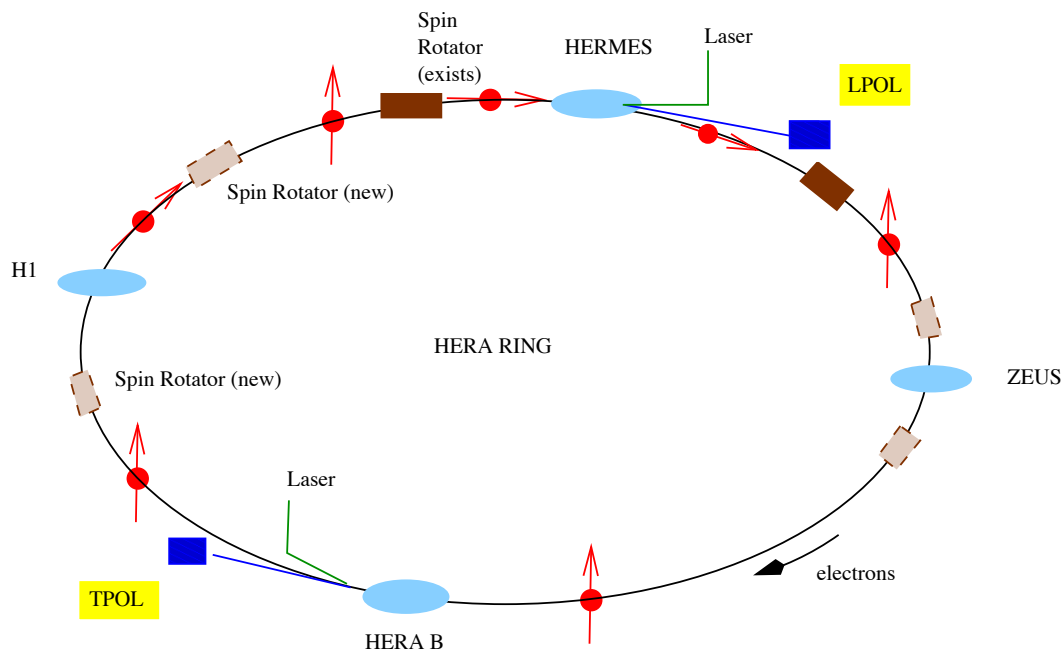


FIG. 1.9 – Vue schématique de l'anneau de stockage HERA. Avant 2000, deux rotateurs de spin furent installés autour de HERMES. Depuis l'arrêt de la machine en 2000, des paires de rotateurs ont été installées autour des expériences H1 et ZEUS. Les emplacements des polarimètres à effet Compton TPOL et LPOL sont également indiqués.

Deux mesures de polarisation sont actuellement effectuées à HERA. La mesure de la polarisation longitudinale est réalisée après le point d'interaction d'HERMES, et la polarisation transverse est mesurée dans le hall ouest proche de l'expérience HERA B.

La variation de la polarisation avec le temps est montrée dans la figure 1.10 pour trois remplissages de la machine. Ces mesures donnent une idée du comportement de la polarisation à HERA. On observe sur cette figure que le temps de montée de la polarisation est de l'ordre de 40 min et que les variations de polarisation d'un remplissage à l'autre ne sont pas reproductibles.

Il y a approximativement 200 paquets d'électrons circulant dans l'anneau HERA (le courant du faisceau est d'environ 40 mA), dont certains n'interagissent pas avec les protons. Ces paquets ne subissent pas l'effet faisceau-faisceau, et leur polarisation est souvent différente de celle des paquets entrant en collision. Les différences typiques entre les paquets entrant en collisions et les paquets n'interagissant pas, sont montrées dans la figure 1.11. Les deux figures correspondent à différents remplissages de la machine et on peut

	Puissance faisceau laser	$\Delta P_{stat.}$	$\Delta P_{syst.}$
LPOL	33 MW (pulsé)	1%/min (tous les paquets) 1%/paquet au dessus de 30 min	$\approx 2\%$
TPOL	10 W (continu)	1%/min (tous les paquets)	$\approx 2\%$

TAB. 1.1 – Caractéristiques principales des polarimètre existants : puissance du faisceau laser, incertitudes statistiques et systématiques

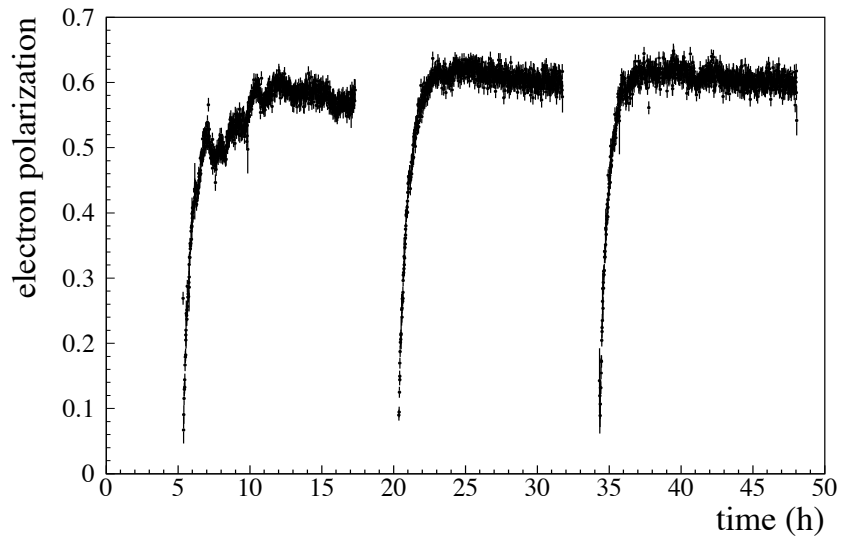


FIG. 1.10 – La montée de la polarisation à HERA pour trois remplissage de machine.

voir que la différence relative entre la polarisation d'un faisceau entrant en collision et d'un faisceau non-interagissant peut atteindre de 10 à 50 %, et varie de remplissage en remplissage.

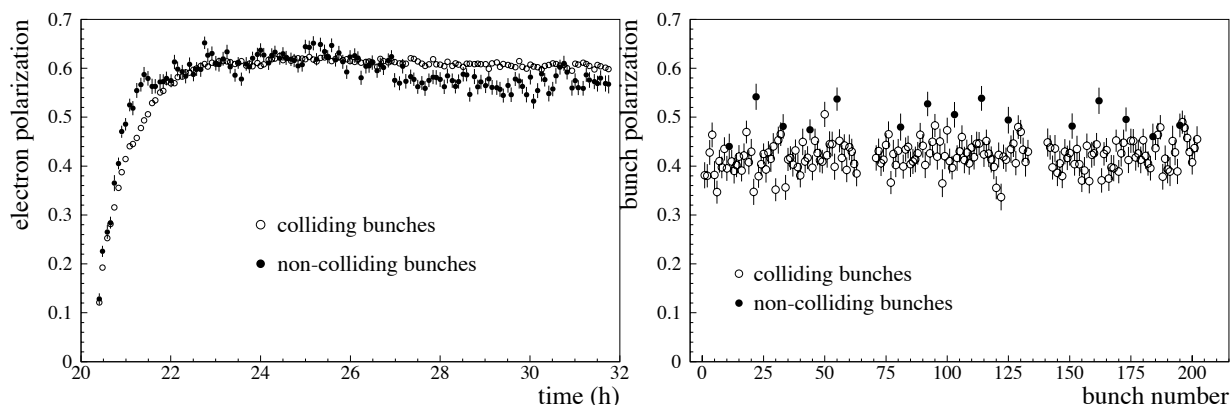


FIG. 1.11 – *Figure de gauche : polarisation mesurée par le LPOL en fonction du temps. Figure de droite : polarisation mesurée par le LPOL en fonction du numéro de paquets. Les polarisations des paquets interagissant et non-interagissant sont montrées séparément sur les deux figures.*

Pour illustrer plus en détail le côté aléatoire du comportement de la polarisation, la figure 1.12 montre une mesure en ligne effectuée après l'amélioration de l'acquisition des données par le TPOL.

La structure des trois trains de paquets est clairement visible et la variation de la polarisation d'un paquet à l'autre est attribuée à l'interaction entre le champ de sillage associé aux électrons du faisceau et les cavités RF (disparaissant après deux trains de paquets). La variation de la polarisation à l'équilibre apparaît naturellement à cause de la dérive de l'orbite pendant la durée d'un run, ce qui entraîne une modification des champs magnétiques qui sont appliqués au niveau du faisceau.

La figure 1.13 montre que ces variations peuvent atteindre $\sim 10\%$.

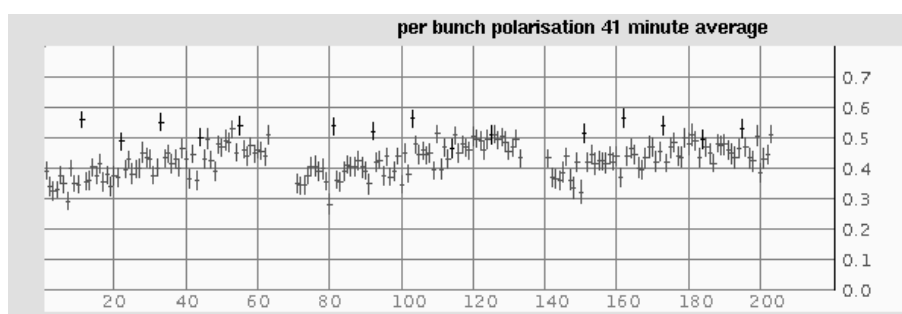


FIG. 1.12 – *La mesure de polarisation en ligne en fonction du numéro du paquet. Les données viennent du TPOL après son amélioration. Les points d'isolation au dessus de 0.5 correspondent à des paquets non-interagissant.*

Enfin, la figure 1.14 montre une illustration du réglage des « harmonic bump ». Ce réglage à été effectué après un changement de l'optique du faisceau. Les étapes d'optimisation sont clairement visibles (« bosses » dans la montée de la polarisation). Comme il

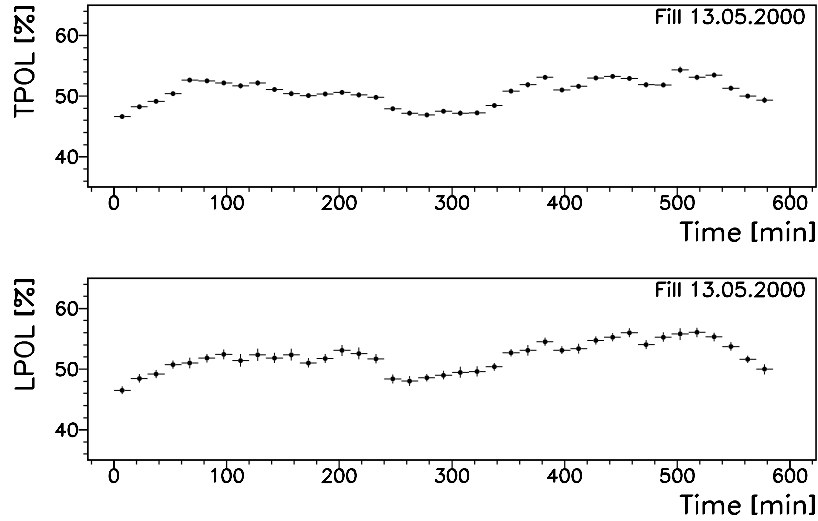


FIG. 1.13 – La mesure hors ligne de la polarisation TPOL et LPOL en fonction du temps. La polarisation est moyennée sur l'ensemble des paquets.

a déjà été mentionné précédemment, un polarimètre rapide et précis aiderait à empêcher la décroissance de la polarisation à l'équilibre.

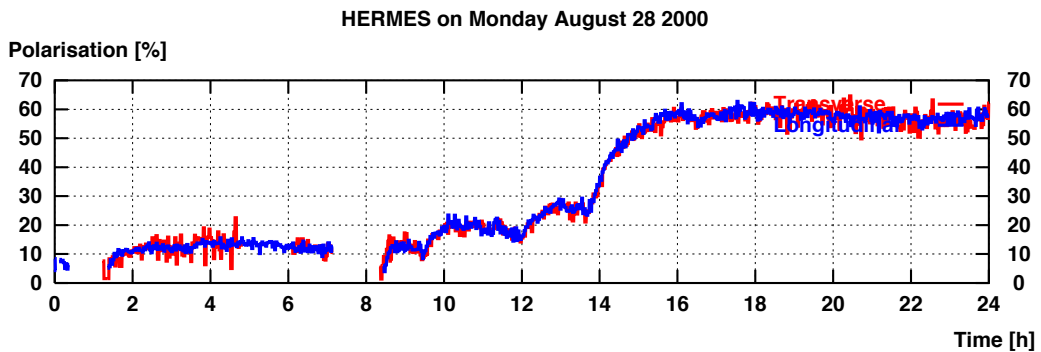


FIG. 1.14 – Optimisation des « harmonic bump » après modification de la machine. La procédure de réglage est clairement visible.

1.2.6 Polarisation et analyses de physique

Dans cette partie nous discuterons de la valeur de la polarisation longitudinale au point d'interaction de H1 et des incertitudes systématiques sur les mesures de physique provenant de l'incertitude sur la connaissance de la polarisation.

L'augmentation de la luminosité à HERA est obtenue en focalisant davantage les faisceaux d'électrons et de protons au point d'interaction. Cette focalisation plus importante est obtenue en installant d'autres éléments d'optique, dont deux aimants supraconducteurs permettant une focalisation verticale et une séparation électron-proton, à

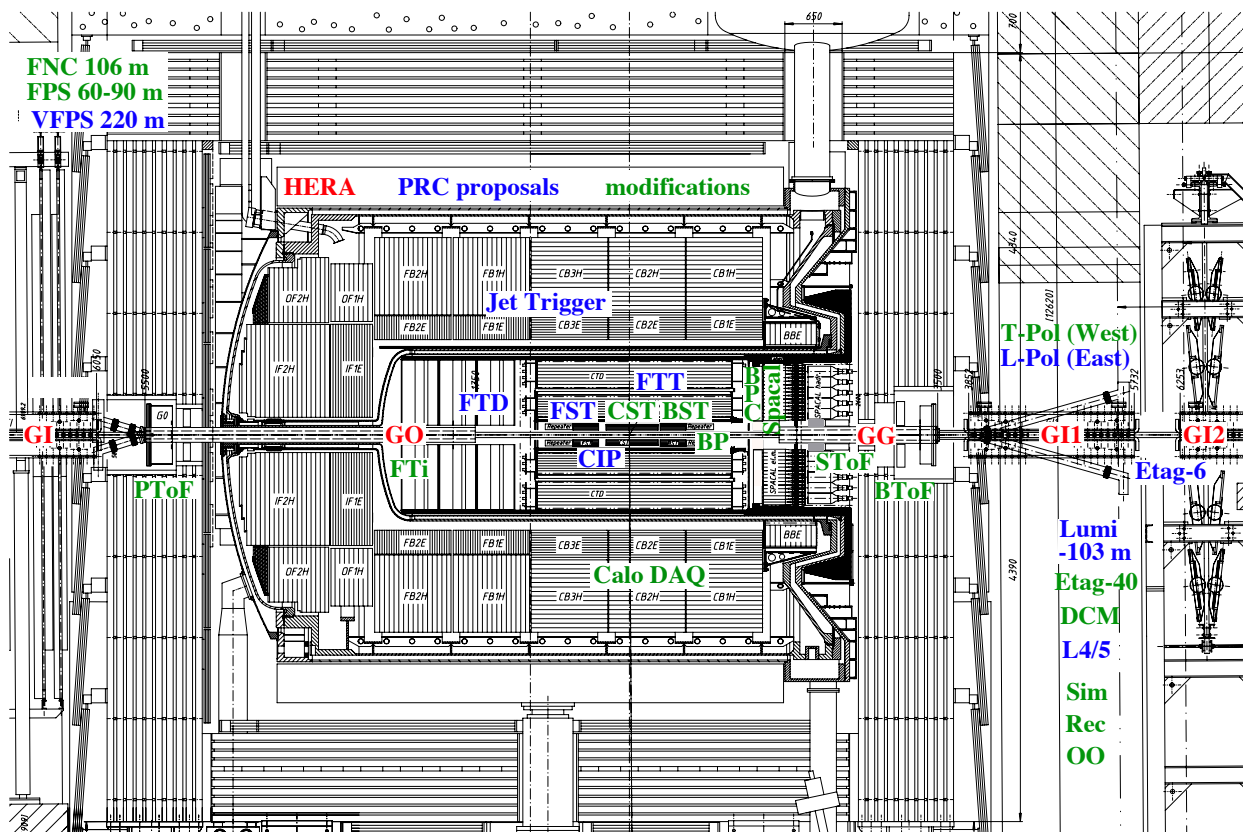


FIG. 1.15 – Vue latérale du détecteur H1. Les différentes améliorations effectuées pour HERA-II sont indiquées. Les deux nouveaux éléments, permettant d’augmenter la luminosité, sont les supra-conducteurs GG et GO.

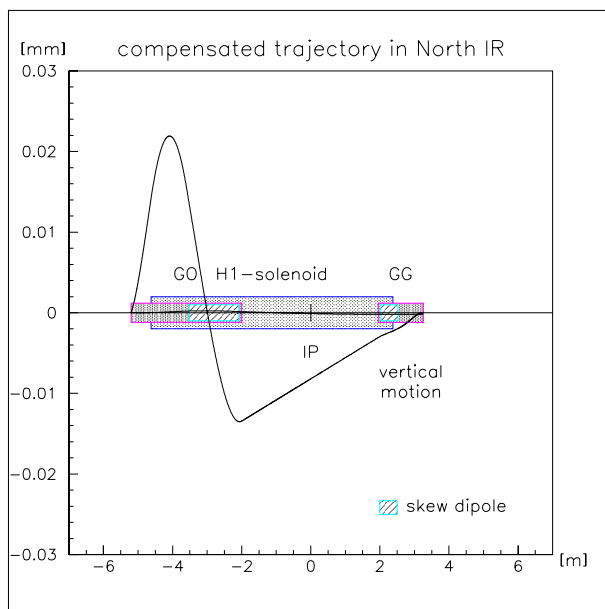


FIG. 1.16 – Vue schématique de l’orbite corrigée dans le plan horizontal à l’intérieur du solénoïde de H1. GO et GG sont les deux aimants supra-conducteurs.

l'intérieur des expériences ZEUS et HERA [15]. Alors que ces aimants de ~ 2 m de long se placent facilement en dehors du solénoïde de l'expérience ZEUS, la situation est différente dans H1 où un des aimants (du côté faisceau d'électrons) est localisé à l'intérieur du solénoïde (voir figure 1.15). La direction de polarisation varie donc entre l'entrée de H1 et le point d'interaction (voir figure 1.16). Les rotateurs doivent alors être réglés de façon à garantir que l'axe de polarisation reste vertical dans les arcs afin d'éviter une dépolarisation supplémentaire

Cette nouvelle configuration exclue l'utilisation de solénoïdes de compensation. Ainsi, certains effets de l'optique du faisceau ont été neutralisés par des quadropôles. Ceci, en plus de la présence de champs supplémentaires plus complexes, est une source de dépolarisation supplémentaire.

Intéressons nous maintenant aux informations sur la polarisation nécessaires aux analyses de physique. Quand N_{run} remplissages de machine sont combinés, l'information utile n'est pas la polarisation absolue mais la polarisation pondérée par la luminosité :

$$\bar{P} = \frac{\sum_{r=1}^{N_{run}} \int_{t_{min,r}}^{t_{max,r}} \sum_{b=1}^{N_{bunch}} P(r, b; t) \mathcal{L}(r, b; t) dt}{\sum_{r=1}^{N_{run}} \int_{t_{min,r}}^{t_{max,r}} \sum_{b=1}^{N_{bunch}} \mathcal{L}(r, b; t) dt} \quad (1.6)$$

D'après l'équation (1.6) il paraît que deux sources d'incertitude systématique peuvent se propager aux mesures de physique : la corrélation d'espace et de temps entre la luminosité et la polarisation. L'effet de corrélation dans le temps est importante quand des données prises en début de remplissage de la machine sont incluses dans l'analyse. Pendant cette période, le courant du faisceau d'électrons est maximal mais la luminosité et la polarisation sont anti-corrélées à 100% : La luminosité décroît avec le temps tandis que la polarisation augmente. Néanmoins, comme il a été montré dans la section 1.2.5, il n'est pas possible de corriger correctement la montée en polarisation en utilisant un modèle théorique. C'est pour cette raison qu'un polarimètre rapide doit être utilisé pour contrôler précisément les corrélations entre la polarisation et la luminosité durant cette période. Une estimation précise du temps nécessaire à la mesure de la polarisation dépend fortement de la forme de la montée en polarisation non-reproductible et du « t_0 », c'est-à-dire le démarrage du système d'acquisition des données de H1 et ZEUS.

La luminosité et l'intensité du courant sont mesurées toutes les 10 s et la polarisation correspond à une moyenne sur 10 min. Bien qu'il semble y avoir des corrélations dans les premiers instants du remplissage aucune conclusion ne peut être faite avec le niveau actuel de précision atteignable.

1.3 La mesure de la polarisation : la diffusion Compton

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer la polarisation d'un faisceau d'électrons à haute énergie. La plus précise à haute énergie est la polarimétrie Compton. C'est donc cette méthode qui fera l'objet de notre étude. Comme cette mesure se fait par interactions entre électrons et lumière polarisée, on commence par une brève définition des paramètres de Stokes. Ces notions seront reprises dans l'étude de la polarisation de la lumière dans le chapitre 4.

1.3.1 Les paramètres de Stokes en optique

Pour une introduction détaillée à l'optique et en particulier la polarisation de la lumière voir [92, 93]. Nous donnons simplement ici l'expression des paramètres de Stokes.

Le vecteur champ électrique \mathbf{E} d'une onde électromagnétique est obtenu en résolvant les équations de Maxwell avec les conditions aux limites appropriées. Pour des ondes monochromatiques et pas trop divergentes, l'approximation de l'onde plane est valide : dans un milieu isotrope, \mathbf{E} est localisé sur un plan perpendiculaire au vecteur d'onde \mathbf{k} , avec $|\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda$ et λ la longueur d'onde.

En introduisant un système de coordonnées direct $\{x, y, z\}$ et une base de vecteur unitaire $\{\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}\}$ tels que $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{z}}$, on peut écrire $\mathbf{E} = E_x\hat{\mathbf{x}} + E_y\hat{\mathbf{y}}$ et définir la polarisation par l'évolution temporelle de (E_x, E_y) . L'intensité du faisceau est défini par le vecteur de Poynting. On obtient, pour des ondes planes dans un milieu homogène et non-absorbant

$$I = I_x + I_y = \frac{1}{2}n\epsilon_0c(|E_x|^2 + |E_y|^2)$$

Avec, n l'indice du milieu,
 ϵ_0 la constante dielectrique du vide et,
 c la vitesse de la lumière.

La quantité I représente l'énergie par unité de surface par unité de temps. Comme nous allons considérer exclusivement des intensités de faisceau dans l'air, le terme constant dans l'expression de l'intensité sera négligé et on peut donc écrire :

$$I = I_x + I_y = |E_x|^2 + |E_y|^2$$

Pour décrire la polarisation de la lumière il est possible d'utiliser le vecteur de Stokes défini par :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 \\ S_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ S_2 = E_x E_y^* + E_x^* E_y \\ S_3 = i(E_x E_y^* - E_x^* E_y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ I_x - I_y \\ I_{+\pi/4} - I_{-\pi/4} \\ I_L - I_R \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Où le symbole $*$ se réfère au conjugué complexe,
 I est l'intensité du faisceau,
 $I_x, I_y, I_{+\pi/4}$ et $I_{-\pi/4}$ sont les intensités mesurées après un polariseur linéaire orienté selon $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}}$ et $\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{y}}$ respectivement,
 I_L et I_R sont les intensités après les polariseurs gauches et droits respectivement.

Pour la lumière polarisée, on utilise la relation :

$$S_0 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}.$$

Dans les chapitres suivants, S_3 sera souvent désigné comme étant le degré ou niveau de polarisation circulaire.

La relation entre le vecteur de Stokes avant et après l'élément optique est également linéaire et est décrit par une matrice 4×4 appelée matrice de Mueller.

1.3.2 Interaction faisceau laser-faisceau d'électrons

L'interaction entre un électron libre et un photon libre est décrite par l'effet Compton. Néanmoins, passer de ce processus élémentaire à l'interaction faisceau laser – faisceau d'électrons n'est pas si simple. Pour bien comprendre ce point, il faut se référer à des études faites dans le passé (voir [17, 18, 19] par exemple). En résumé :

- Les deux états d'hélicité ± 1 du photon correspondent à des polarisations circulaires gauche et droite. En Théorie Quantique des Champs (TQC), l'opérateur de champ du photon peut être modifié par une transformation avec une matrice unitaire 2×2 matrix décrivant la radiation elliptique polarisée (voir par exemple l'effet Zeeman dans un champ magnétique orienté arbitrairement par exemple).
- Les paramètres de Stokes ont la même forme en optique et en TQC. Néanmoins l'interprétation physique est différente : en TQC, $|E_x|^2/\hbar\omega$ et $|E_y|^2/\hbar\omega$, avec ω la fréquence angulaire de la lumière, est le nombre de photons par unité de surface et par unité de temps observés quand le faisceau passe à travers les polariseurs linéaires (c'est-à-dire des filtres) orientés selon \hat{x} et \hat{y} respectivement. En optique, $|E_x|^2$ et $|E_y|^2$ sont les intensités de lumière comme indiqué plus haut.
- Pour les faisceaux laser utilisés actuellement, on peut supposer que les photons sont indépendants et tous dans le même état quantique. L'interaction faisceau laser-faisceau d'électrons peut alors être réduite au processus élémentaire photon-électron.

Pour simplifier notre modèle de l'interaction faisceau laser-faisceau d'électrons, on supposera un faisceau d'électrons mono-énergétique et mono-directionnel. De cette façon, et d'après les points précédents, la section efficace Compton électron-photon sera utilisée pour décrire l'interaction des deux faisceaux mono-énergétiques. La dispersion en énergie du faisceau d'électrons (de l'ordre de un pour mille de l'énergie nominale à HERA) et la dispersion angulaire seront prises en compte dans le futur.

Le nombre de photons diffusés par unité de temps d'angle solide dans le référentiel de l'électron (l'axe Z étant dans la direction du mouvement des électrons) est donné par [20] :

$$\begin{aligned} \frac{d^3n_\gamma}{dt d\Omega} = \mathcal{L}_{\gamma e} C \left\{ \right. & [1 + \cos^2 \theta + 2(k_i - k_f) \sin^2 \frac{\theta}{2}] \\ & - [S_1 \cos 2\phi + S_2 \sin 2\phi] \sin^2 \theta \\ & - 2 \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} S_3 [P_Y \sin \phi - P_X \cos \phi] \\ & \left. - 2 \cos \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} (k_f + k_i) S_3 P_Z \right\}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Où $\mathbf{k}_i = k_i \hat{\mathbf{k}}_i$ et $\mathbf{k}_f = k_f \hat{\mathbf{k}}_f$ sont les moments
à photon diffusé incident dans le référentiel de l'électron,
 ϕ est l'angle azimuthal (c'est à dire l'orientation de la projection de
 \mathbf{k}_f dans le plan XY),
 $\vec{P} = P_X \hat{\mathbf{x}} + P_Y \hat{\mathbf{y}} + P_Z \hat{\mathbf{z}}$ est le vecteur de polarisation introduit dans
la section 1.2,
 S_3 est le niveau de polarisation de la lumière laser,
 $\mathcal{L}_{\gamma e}$ est la luminosité pour l'interaction faisceau laser-faisceau
d'électrons (voir équation (1.9) dans la prochaine section),
 C Le facteur global est exprimé par : $C = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2 k_f}{m_e c^2 k_i} \right)^2$
 e est la charge électrique de l'électron,
 m_e la masse de l'électron et,
 c la vitesse de la lumière.

Pour des raisons cinématiques, l'énergie des électrons étant très largement supérieure à celle des photons (27.5 Gev en comparaison de 1.19 ev pour les photons) les photons sont diffusés presque colinéairement à la vitesse des électrons, dans un cône de quelques centaines de μ rad dans la direction du faisceau d'électrons. C'est pour cette raison que la distribution en énergie peut être mesurée totalement à l'intérieur d'un petit calorimètre.

Etant donné que la diffusion compton est un processus à deux corps la distribution de $\cos \theta$, θ étant l'angle entre l'électron et le photon mesuré dans référentiel de l'électron, est reliée linéairement à la distribution en énergie du photon diffusé dans le référentiel du laboratoire. Ainsi, d'après l'équation (1.8) on voit que :

- Il faut maximiser le niveau de polarisation circulaire du laser pour atteindre la meilleure détermination possible des composants de \vec{P} (c'est-à-dire $S_3 \rightarrow \pm 1$) et ainsi minimiser le niveau de polarisation linéaire (c'est-à-dire $\sqrt{S_1^2 + S_2^2} \rightarrow 0$).
- Connaissant la polarisation du faisceau laser, la polarisation longitudinale peut être déterminée par un ajustement de la distribution du photon diffusé (après intégration sur l'angle azimutal). Pour déterminer la polarisation transverse, il faut mesurer à la fois l'énergie et l'angle azimutal ϕ . Cet angle est faible dans la région où la polarisation longitudinale est mesurée (entre une paire de rotateurs de spin).

Pour des raisons évidentes, la polarisation longitudinale est plus simple à mesurer.

1.3.3 Les modes de mesure de la polarisation

La luminosité totale faisceau laser-faisceau d'électrons pour une forme gaussienne du faisceau d'électrons et du faisceau laser, et pour un angle de croisement électrons-laser non-nul est donnée par :

$$\mathcal{L}_{\gamma e} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \cos \alpha}{\sin \alpha} \frac{I_e}{ec} \frac{P_{laser} \lambda}{hc} \frac{1}{\sigma_{ex}^2 + \sigma_\gamma^2} \quad (1.9)$$

Où σ_{ex} est la déviation standard du faisceau d'électrons selon l'axe des x ,
 σ_γ est la déviation du faisceau laser suivant l'axe des x ,
 P_{laser} est la puissance du faisceau laser,
 I_e est le courant du faisceau d'électrons.

Il est à noter que l'équation 1.9 suppose que le plan dans lequel le faisceaux d'électrons et du laser interagissent est vertical (selon y).

Dans un anneau de stockage où les paquets d'électrons sont séparés de Δt en temps, le nombre de photons rétro-diffusés par paquet est donné par

$$n_\gamma/bunch = \Delta t \iint \frac{d^3n_\gamma}{dt d\Omega} d\Omega.$$

Selon la valeur de n_γ , on peut définir trois différents modes de mesure :

- Le mode « Single » photon : $n_\gamma \ll 1$
- Le mode « Few » photons : $n_\gamma \approx 1$
- Le mode « Multi » photons : $n_\gamma \gg 1$.

Quand $n_\gamma \gg 1$, l'incertitude statistique sur la mesure de la polarisation longitudinale ainsi que le rapport signal sur bruit sont meilleurs. Par contre, de large valeur de n_γ induisent de larges systématiques sur la mesure de l'énergie du photon diffusé. C'est pour cela que le mode « few » photons paraît être un bon compromis entre le mode « single » et le mode « multi » photons. De plus, un faisceau laser pulsé de haute énergie est nécessaire pour le mode « multi » photons. Le transport du faisceau laser ainsi que les diagnostics ne sont pas simples pour de tels faisceaux et des biais systématiques additionnels peuvent alors apparaître.

Les détails de l'analyse statistique de la détermination de P_Z dans ces trois modes sont donnés dans [80]. Dans cette section, nous allons discuter brièvement des avantages et désavantages de ces trois modes. Une description détaillée de la mesure de polarisation par le mode « few » photon est donnée dans le chapitre traitant de la mesure de la polarisation (chapitre 5).

Pour les trois modes, il faut utiliser un dispositif expérimental similaire à celui représenté sur la figure 1.17. Cela comprend : une ligne d'extraction pour les photons et un calorimètre pour mesurer l'énergie et la position du faisceau si on prévoit la détermination de P_X et P_Y . Dans de telles expériences, les bruits de fond principaux sont : le Breemstrahlung faisceau-gaz et la radiation de corps noir du faisceau par effet Compton (voir chapitre 5 pour plus de détails).

1.3.3.1 Le mode « single » photon

Dans ce mode, la probabilité que deux diffusions de photon Compton se produisent par croisement de paquets est négligeable. C'est pour cette raison que l'équation (1.8) peut être utilisée pour être ajustée aux données.

La figure 1.18 montre la distribution en énergie calculée en utilisant l'équation (1.8) pour $P_Z = 0.5$ et $S_3 = \pm 1$ avec le faisceau d'électrons d'HERA (27.5 GeV) et la longueur d'onde $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ du laser ND :YAG. D'après cette figure, on voit que la sensibilité en P_Z est principalement localisée dans la région du spectre correspondant aux énergies comprises entre 1 et 10 GeV. Il est donc nécessaire d'utiliser un calorimètre fonctionnant dans cette fenêtre d'énergie. Dans la figure 1.18, la chute brutale du pic de la distribution en énergie de Compton vient de la limite cinétique de la diffusion de Compton.

Pour discuter des performances du mode « single » photon, il est instructif de décrire le dispositif de mesure du TPOL à HERA [20]. Ce polarimètre utilise un laser de lumière verte de 10 W, et $n_\gamma \approx 0.01/bunch$. Le calorimètre est segmenté en deux compartiments

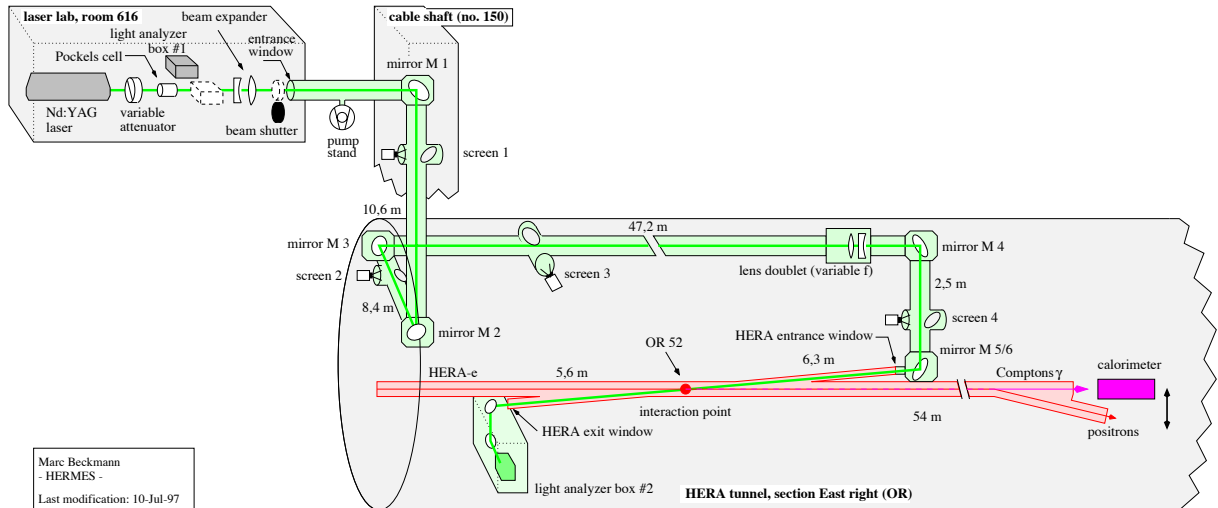


FIG. 1.17 – Disposition du premier polarimètre longitudinal installé à HERA (LPOL). Le faisceau laser est dirigé à l'intérieur du tube à vide du faisceau d'électrons dans un cône angulaire très étroit. Les photons rétro-diffusé qui s'échappent du tube à vide à travers une fenêtre située à l'extrémité de la section droite se dirigent vers le calorimètre qui se situe à environ 60 m en aval du point d'interaction faisceau laser-faisceau d'électrons. Un banc optique est situé de l'autre côté du point d'interaction pour arrêter le faisceau laser et pour mesurer la polarisation de la lumière.

dans la direction verticale. De cette manière il est possible de reconstruire l'énergie totale du photon et la position verticale de l'impact simultanément.

La précision statistique sur la mesure de la polarisation du TPOL est d'environ 10 % par paquet et par minute.

L'avantage du mode « single » photon est qu'il est possible de calibrer le calorimètre en absolu à partir des pics Compton et du pic de bremsstrahlung. Avec l'amélioration du système d'acquisition du TPOL, la précision sur la calibration absolue est inférieure à 0.5% et est contrôlée une fois par minute. Le désavantage de ce mode est la faible statistique due à la faible luminosité. Il est possible, lorsque les bruits de fond sont importants, que le signal soit dilué, entraînant ainsi une réduction de la précision sur la mesure de la polarisation.

D'après les performances de la mesure TPOL, on voit que c'est la statistique qui limite la précision sur la mesure de la polarisation longitudinale dans le mode « single » photon.

1.3.3.2 Le mode « few » photon

Pour extraire la polarisation longitudinale dans le mode « few » photon, on procède comme dans le mode « single » . Il faut toutefois dans ce cas considérer une superposition poissonnienne des photons retro-diffusés, puisque dans ce cas la probabilité que deux diffusions de photons Compton se produisent pour un même paquet d'électrons n'est plus négligeable. L'ajustement aux données expérimentales impose donc de calculer de multiples convolutions de l'équation (1.8). La figure 1.19 donne la distribution en énergie dans ce mode. La comparaison avec avec le mode « single » photon fait ressortir que dans le

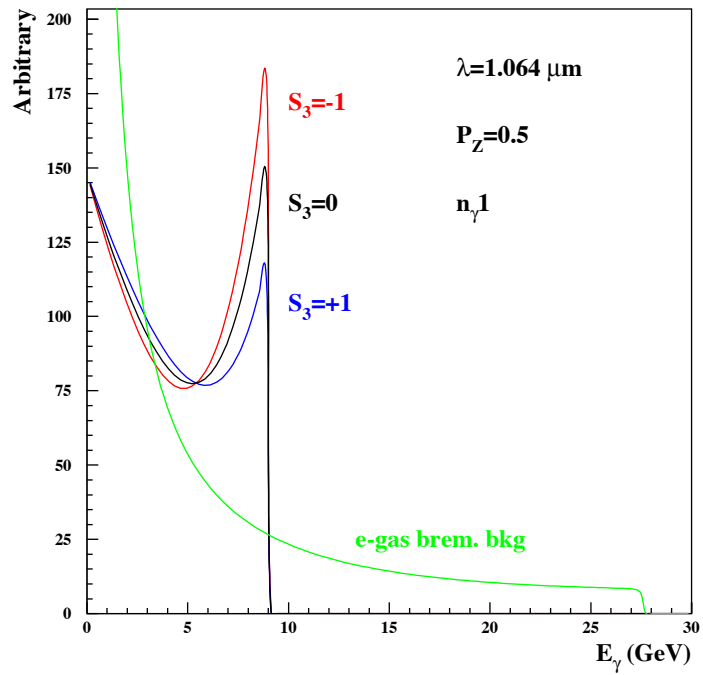


FIG. 1.18 – Spectre en énergie des photons Compton rétro-diffusés pour trois valeurs du degré de polarisation circulaire du laser $S_3 = 0, \pm 1$. La courbe en vert représente le bruit de fond bremsstrahlung (interaction faisceau d'électrons - gaz) lorsque l'énergie du faisceau d'électrons est de 27.5 GeV. La normalisation relative entre les spectres Compton et bremsstrahlung est arbitraire. D'autre part aucun effet lié au détecteur n'a été pris en compte.

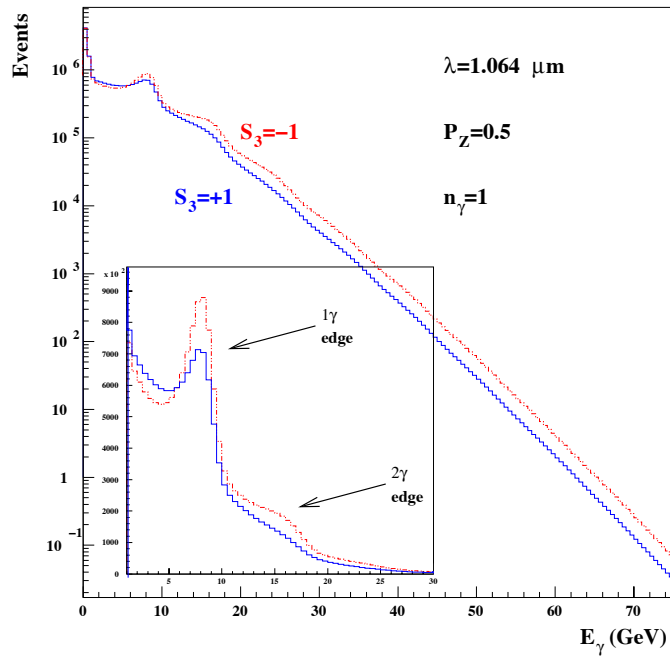


FIG. 1.19 – Spectre en énergie obtenue à l'aide du mode « few » photon pour $S_3 = \pm 1$ ($n_\gamma/\text{bunch} = 1$). Les distributions sont comparées en échelle linéaire et logarithmique, on met ainsi en évidence la décroissance logarithmique de la queue de la distribution. Afin de rendre compte de l'action du calorimètre une convolution avec un étalement gaussien de l'énergie du photon a été appliquée.

mode « few » il existe un double pic Compton et que la distribution comporte une queue à haute énergie. Cela veut dire qu'on a trois points pour la calibration absolue du calorimètre : les deux pics de Compton et le pic de Bremsstrahlung (voir figure 1.18). C'est un avantage pour le contrôle de la linéarité du calorimètre.

Expérimentalement il faut utiliser un laser continu de haute puissance (typiquement quelques kW) pour atteindre $n_\gamma/bunch \approx 1$. Néanmoins, des dispositifs expérimentaux spéciaux sont réalisables comme on le montrera dans le chapitre 2.

Le mode « few » photon possède de nombreux avantages sur le mode « single » photon. En effet le mode « few » possède une statistique importante, et donc une meilleure précision sur la mesure de la polarisation. Ensuite, le rapport signal sur bruit est plus important dans le cas du mode « few » photon, ce qui permet de limiter le temps d'accumulation des données nécessaires à l'extraction de la Polarisation, et donc de s'affranchir de systématiques qui pourraient apparaître. De plus il est possible d'utiliser les deux pics Compton (simple et double) pour la calibration du calorimètre. Une mesure très précise de la polarisation longitudinale (inférieure à 1%/paquet/min) peut être atteinte en principe.

Le seul inconvénient du mode « few » par rapport au mode « single » est qu'il est nécessaire de faire un ajustement non-linéaire. C'est plus une difficulté numérique qu'un réel désavantage.

1.3.3.3 Le mode « multi » photon

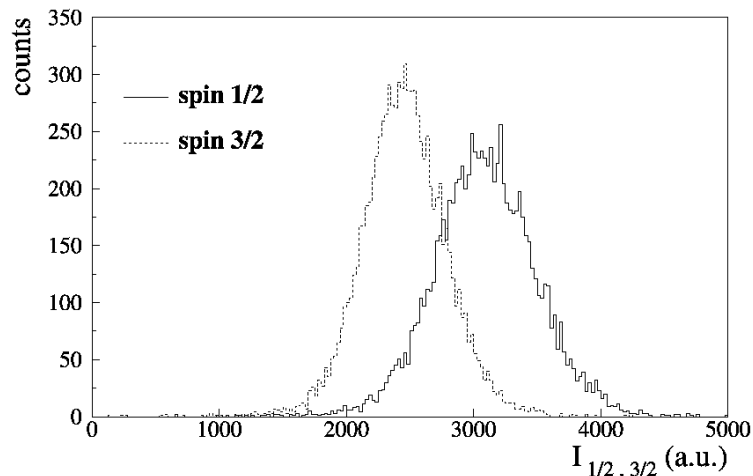


FIG. 1.20 – Distribution énergétique des photons rétrodiffusés, puis mesurés par le calorimètre du LPOL. La polarisation circulaire $S_3 = +1$ correspond au spin 3/2 et $S_3 = -1$ au spin 1/2 sur la figure. Figure extraite de [56].

Lorsque le bruit de fond est important, ou lorsque la polarisation doit être connue après un seul croisement de paquet (comme c'est le cas dans les collisionneurs linéaires), des lasers pulsés à haute énergie sont utilisés. Lors d'une interaction paquet-faisceau laser, un grand nombre de photons sont rétro-diffusés, typiquement $\approx 1000/paquet$.

On peut alors appliquer le théorème central limite et obtenir \vec{P} à partir de la mesure de l'énergie moyenne et de la position moyenne de l'impact dans le calorimètre. Les moyennes sont des combinaisons linéaires des composants de \vec{P} . Pour illustrer la mesure

de P_z dans ce mode, les distributions en énergie expérimentale prise par le LPOL sont données dans la figure 1.20. La polarisation est linéairement proportionnelle à la différence entre les deux distributions obtenues avec un faisceau laser polarisé circulairement à gauche, puis à droite.

Le désavantage de cette méthode est qu'une énergie totale d'environ 10 TeV est vue par le calorimètre. Comme la calibration en énergie du calorimètre est faite en utilisant des faisceaux d'électrons de basse énergie (et le pic de Compton d'un photon seul), la mesure de la polarisation subit une incertitude systématique de quelques pour cents. Une autre différence avec les deux autres modes, est qu'on ne peut pas extraire la polarisation sans combiner les deux spectres en énergie correspondants à la polarisation gauche et droite du faisceau laser. D'autre part La statistique est limitée par la fréquence de pulsation du laser (100 Hz au maximum pour le LPOL).

D'après ce que nous venons de dire, il est naturel que notre choix se soit porté sur le mode « few » photon pour atteindre une précision statistique et systématique de l'ordre du pour mille sur la mesure de la polarisation longitudinale. Une description plus détaillée du mode « few » est présente dans le chapitre 5.

Chapitre 2

Description de l'appareillage

Ce chapitre contient une description de l'appareillage que nous avons utilisé afin de mesurer la polarisation des électrons (évoquée en partie dans le chapitre 1).

Pour schématiser nous pouvons dire que le polarimètre Compton se compose d'une cavité Fabry-Perot, d'un calorimètre, ainsi que d'un système d'acquisition, dont le but est de déterminer la distribution en énergie des photons Compton issus de l'interaction photons-électrons. Ce chapitre sera essentiellement centré sur la cavité Fabry-Perot que nous utilisons. Nous évoquerons donc dans une première partie le principe général de fonctionnement des cavités, en justifiant la géométrie choisie. Nous parlerons ensuite de la conception mécanique de cette cavité ainsi que de sa mise en place sur le site d'HERA. Enfin, nous terminerons par la description du système d'asservissement de cette cavité.

2.1 L'accélérateur HERA

L'accélérateur HERA (Hadron Electron Ring Anlage) situé sur le site de DESY (Deutsches ElektronenSYnchrotron à Hambourg en Allemagne) est le seul accélérateur électron-proton ou positron-proton du monde. Il est en fonctionnement depuis 1992 et possède une circonférence de 6336 m. La figure 2.1 présente les quatre expériences : H1 au Nord, HERMES à l'Est, ZEUS au Sud et HERA-B à l'Ouest. Les différentes étapes d'accélération successives nécessaires à l'obtention du faisceau de proton de 920 GeV y figurent également. Des anions H^- , qui deviendront plus tard par ionisation des protons, sont fabriqués puis accélérés dans le linac III jusqu'à 50 MeV. Ils seront ensuite accélérés par la machine DESY II/III jusqu'à 6.6 GeV, puis par PETRA II à 40 GeV, et enfin par HERA. Les électrons suivent ont eux à peu près la même progression : de 500 MeV à leur sortie du LINAC ils passent par DESYII/III qui les amène à 7.5 GeV, puis par PETRA II où ils sont accélérés jusqu'à 12 GeV avant d'être transférés vers HERA. Du fait des propriétés des cavités accélératrices les particules se regroupent en paquets. La figure 2.1 illustre aussi l'agencement de ces paquets pour les différentes machines.

Nous appellerons « fill » l'ensemble des paquets (électrons/positrons et protons) accélérés à l'énergie nominale d'HERA. Ces fills deviennent potentiellement exploitables par les expériences à partir du moment où la phase de luminosité (lumi) à été déclarée. Les performances de l'accélérateur peuvent se résumer à la luminosité produite, qui décrit le nombre de collisions électrons protons attendues. La luminosité instantanée pour un point d'interaction où les tailles des faisceaux d'électrons et de protons sont respectivement σ_{xy}^e

et σ_{xy}^p peut s'écrire :

$$\mathcal{L} = \frac{f N_e N_p}{2\pi \sigma_{xy}^p{}^2 \sigma_e^e{}^2} \quad (2.1)$$

N_p et N_e étant respectivement le nombre de protons et d'électrons dans les paquets, et f la fréquence de collision et vaut 10,4 Mhz. Au niveau du point d'interaction de l'expérience H1, les paquets d'électrons ont une taille longitudinale de l'ordre de 2cm et une taille transverse de $0.25 \times 0.02mm^2$, alors que les paquets de protons ont une taille longitudinale de 11cm et une taille transverse de $0.3 \times 0.06mm^2$

Depuis l'amélioration des années 2000 la machine HERA est capable de fournir un faisceau d'électrons polarisés au niveau des expériences ZEUS et H1, l'expérience HERMES étant déjà dans cette configuration avant l'amélioration. Afin de mesurer cette polarisation longitudinale, deux polarimètres sont installés à proximité de l'expérience HERMES. Le plus ancien des polarimètres sera noté par la suite LPOL, celui décrit dans ce manuscrit sera appelé LPOLcav. Ce dernier comporte une cavité installée dans une cabine en plomb destinée à la protéger des influences extérieures. La mesure de la polarisation se fait à l'aide d'un calorimètre situé à environ 40 m de la cavité. Ce polarimètre peut fournir une mesure de la polarisation par l'analyse des photons issus de l'interaction entre les électrons du faisceau et les photons du laser à l'intérieur de la cavité, en un point que nous appellerons point d'interaction électron-laser. Afin de permettre l'interaction entre le laser et les électrons il convient de réaliser un balayage, durant lequel la position du faisceau au niveau de la cavité est parcourue, éventuellement dans les deux directions (horizontale et verticale), mais également selon deux angles si nécessaire. La position optimale correspond à celle où le nombre de photons diffusés par les électrons/positrons est maximal.

2.2 Utilisation d'une cavité FabryPerot pour la polarimétrie

Les aspects formels des résonateurs optiques ont été largement traités dans la littérature scientifique. Afin de ne pas répéter ici ce qui a déjà été décrit ailleurs nous invitons le lecteur à consulter les refs. [45, 46].

Les détails de l'utilisation d'une cavité Fabry-Perot sont disponibles dans la ref. Ref [47] (voir également [48]) ainsi que dans les notes techniques du CEA de Saclay [62].

2.2.1 Principe des cavités Fabry-Perot

Dans sa version la plus simple une cavité Fabry-Perot est composée de 2 miroirs sphériques posés face à face. Lorsqu'une onde plane incidente arrive dans la cavité et que celle-ci se trouve en phase avec l'onde plane y circulant déjà, l'interférence est constructive et la puissance à l'intérieur de la cavité augmente. Ceci correspond à un phénomène de résonance et puisque le décalage de phase de l'onde plane après un aller-retour entre les 2 miroirs est $k \times 2L$, où L est la distance entre les deux miroirs et k le vecteur d'onde, la condition de résonance peut s'écrire :

$$\lambda = \frac{2L}{q} \iff \nu = q \frac{c}{2L} \quad (2.2)$$

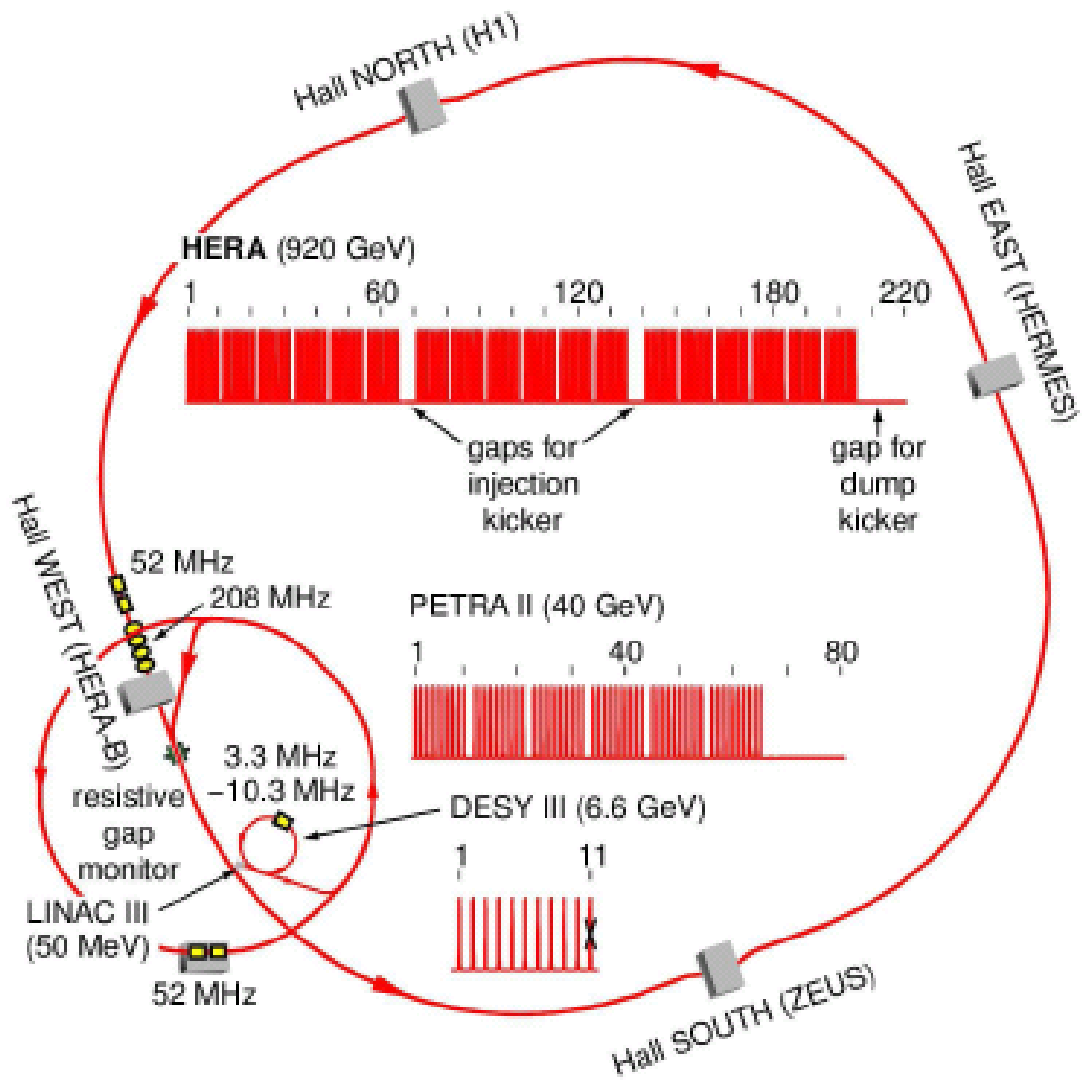


FIG. 2.1 – La flèche rouge indique le sens de rotation des protons, les électrons tournant naturellement en sens inverse.

Pour $q \in \mathbf{N}^*$ et où $\lambda = 2\pi/k$ et $\nu = kc/2\pi$ sont respectivement la longueur d'onde et la fréquence du laser.

En pratique, il faut prendre en considération le fait que des faisceaux laser ne sont pas des ondes planes mais plutôt des faisceaux gaussiens. Heureusement, les modes propres des résonateurs sphériques ne sont pas non plus des ondes planes. Ceux-ci sont déterminés par les solutions des équations paraxiales de Maxwell avec des conditions aux limites spécifiques. Le mode fondamental de ces solutions est gaussien, de sorte que dans le cas où des faisceaux de laser gaussien se propagent à l'intérieur de la cavité, il faut absolument ajouter aux conditions de l'équation eq. 2.2, les conditions concernant les modes spatiaux (c'est-à-dire qu'il faut adapter la taille et la position de la cavité et du laser).

Si l'axe du faisceau laser coïncide avec celui de la cavité optique et si le faisceau laser est parfaitement gaussien et adapté au mode il n'existe alors qu'une seule fréquence de résonance et toute la puissance du laser est efficace. Si le mode n'est pas parfaitement adapté (ex : ellipticité du faisceau laser) et/ou si l'alignement de la cavité ou du laser n'est pas parfait alors la symétrie cylindrique est brisée et des modes d'ordre supérieur peuvent se propager en fonction de la nouvelle configuration géométrique.

Les fréquences de résonance associées à ces modes excités sont toutes différentes dès lors qu'il s'agit de cavités stables, l'effet de tels défauts est alors une perte de puissance du mode fondamental de la cavité.

En appliquant les conditions de continuité du champ électromagnétique aux miroirs de la cavité, on obtient l'expression du champ de la cavité et donc la puissance correspondante :

$$P_{in} = P_0 \times G, \quad G = \frac{T}{(1-R)^2} \times \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{2\pi\Delta\nu L}{c}},$$

où P_0 est la puissance incidente, G est le gain de la cavité, $\Delta\nu$ est la différence entre les fréquences de résonance de la cavité et du laser, R and T sont les coefficients de réflexion et de transmission (de l'intensité) de la couche réfléchissante du miroir. La variation du gain G en fonction de $\Delta\nu$ est représentée sur la figure 2.2 pour une cavité de 2 m de long.

A partir de cette figure et de l'expression ci-dessus, on peut définir les quantités utiles suivantes :

- L'intervalle de spectre libre $FSR = c/(2L)$ (l'écart en fréquence entre les deux modes longitudinaux de la cavité) ;
- La largeur à mi-hauteur $FWHM$ (largeur du pic de résonance).
- la Finesse $F = FSR/FWHM \approx \pi\sqrt{R}/(1-R)$ (Le nombre d'allers et retours d'ondes planes à l'intérieur de la cavité est donné par $F/2\pi$)
- Temps de remplissage de la cavité. Pour une finesse élevée, il s'écrit [47]

$$\tau \approx \frac{LF}{\pi c}.$$

Pour une cavité de 2 m de long et pour un laser Nd :YAG ($\lambda = 1064$ nm) On obtient

$$\frac{FWHM}{\nu} \approx 10^{-11}$$

Avec la formule ci-dessus on obtient le temps de remplissage de cavité $\tau \approx 60\mu s$.

En d'autres termes, si l'on désire maintenir une telle cavité en résonance, Il faudra adapter la longueur de la cavité et la fréquence du faisceau laser à 10^{-11} près. Un asservissement rapide du système sera donc nécessaire pour remplir cette condition.

Une boucle d'asservissement peut modifier la fréquence du faisceau laser (fréquence du laser ajustable de manière continue).

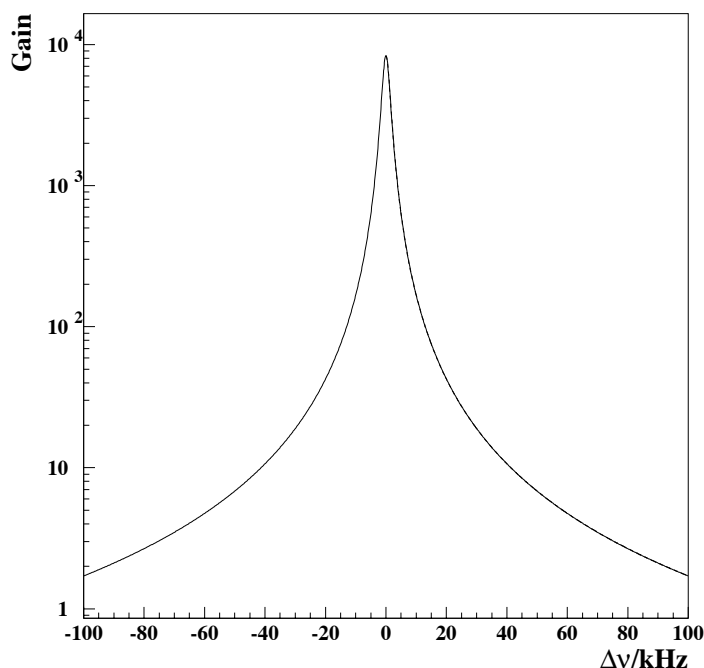


FIG. 2.2 – Le Gain d'une cavité de 2 m de long en fonction de la différence entre les fréquences de résonance de la cavité et du laser.

2.2.2 Choix de la géométrie de la cavité pour HERA

La mise en place de la cavité autour du tube du faisceau d'électrons est décrite figure 2.3. Les miroirs de la cavité sont introduits à l'intérieur de la cavité près du tube du faisceau d'électrons et du laser. Tous les autres composants optiques sont situés sur la table optique près de la cavité.

Comme les miroirs sont situés dans une zone où le vide est extrêmement important ($\approx 10^{-9}$ mbar), il serait inopportun d'utiliser un actionneur pour l'asservissement. La solution de cavité monolithique a ainsi été choisie. Ce type d'agencement expérimental a été effectué avec succès au Jefferson Laboratory de l'accélérateur CEBAF [47, 49, 50].

L'agencement exact de la cavité est déterminé par la distance totale entre les deux miroirs, le rayon de la courbure des miroirs et l'angle formé par le croisement du faisceau laser et d'électrons. La valeur de cet angle est donnée par l'expression $\alpha \approx \frac{d+\Phi}{L/2}$, où L est la longueur de la cavité, d est le rayon du tube faisceau (27mm) Φ est le rayon du miroir et l est la distance minimum mécaniquement entre le bord du miroir et le tube (1,8mm).

Afin d'éviter les radiations synchrotron, le laser doit traverser le faisceau d'électrons sur un plan vertical, c-à-d le long de l'axe des ordonnées (voir figure 3.6 du chap. 3).

Considérant une cavité confocale avec $d + l = 4.5$ cm et $2\Phi = 25.6$ mm et en utilisant l'éq. 1.9 du chap. 1 pour la luminosité des faisceaux laser et d'électron, il est possible de

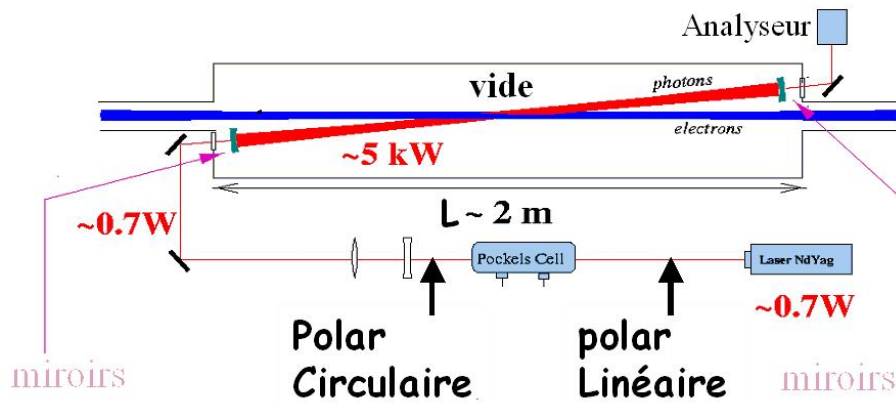


FIG. 2.3 – Schéma simplifié de la mise en place d'un tube du faisceau d'électrons. Les éléments optiques et laser sont situés près de la cavité. Ref. [47].

déterminer le taux d'évènements de Compton en fonction des paramètres libres restants, la longueur de la cavité et la puissance de la lumière dans la cavité. Nous pouvons observer ce taux sur la figure 2.4 pour une valeur d'intensité du faisceau d'électrons de 1 mA et différentes valeurs de puissance lumineuse dans la cavité.

La zone hachurée en jaune correspond au taux de photons diffusés, de 1 à 2 par interaction pour un courant d'électrons de 40mA (valeur spécifique obtenue pour un run d'HERA)

Ainsi, à partir de cette figure nous pouvons voir qu'une cavité de 2m de long croisant un faisceau de Lepton en formant un angle de 3.3 degrés (58mrad) permettrait d'obtenir la luminosité nécessaire pour un faisceau laser d'une puissance stockée de quelques kW. Cette puissance a été fixée à 3kW obtenue avec un laser continu de 0,7W.

En résumé, les contraintes mécaniques et de luminosité ont conduit à choisir une cavité confocale de 2m pour HERA. Cette longueur est égale à deux fois celle de la cavité CEBAF.

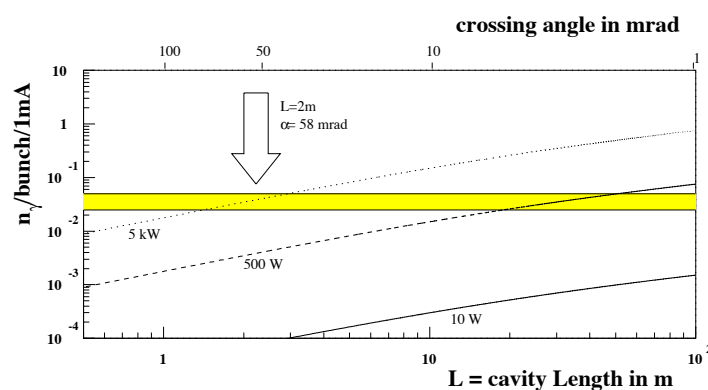


FIG. 2.4 – Taux d'évènements par paquets normalisé à un courant d'électrons de 1 mA en fonction de la longueur de la cavité (échelle du bas) et de l'angle de de croisement (échelle du haut). Dans cette figure on admet que la séparation entre l'axe du faisceau et le centre du miroir est maintenue constante à 5.75 cm.

2.3 Conception mécanique de la cavité

2.3.1 Contraintes

Une des considérations principales lors de la conception de la cavité était que les champs de sillage issus des électrons de la machine ne devait pas perturber le fonctionnement de la cavité, et que réciproquement, la cavité ne devaient pas perturber le faisceau d'électrons. Afin de minimiser cette perturbation mutuelle un tube de 15 mm de diamètre est introduit afin de supprimer la propagation des modes de haute fréquence issus des électrons passant.

Les calculs numériques indiquent que ce tube devait s'étendre de ± 80 cm de chaque coté du centre du tube du faisceau (voir figure 2.5 et 2.6).

En réduisant au maximum la taille du trou du tube du faisceau prévue pour le faisceau du laser, on obtient une perte de puissance par échauffement électromagnétique quasi-négligeable (18 W durant l'injection et moins de 0.1 W durant le fonctionnement normal de l'accélérateur)

La présence du petit tube autour du faisceau laser à l'intérieur de la cavité représente une nouvelle contrainte. En effet, le faisceau laser doit passer "loin" de la surface du tube afin d'éviter les pertes d'intensité par diffraction. La taille du tube du faisceau laser définit en effet les valeurs tolérables maximales du désalignement angulaire et axiale entre les deux miroirs de la cavité. Pour un diamètre de 15 mm, il faut exiger des incertitudes d'angle et de position de 1 mrad et 1 mm. Si ces conditions sont respectées l'axe optique de la cavité croise les miroirs à moins de 3 mm de leur centre. Bien entendu, une fois les miroirs alignés mécaniquement, il est nécessaire d'aligner et d'adapter le mode du laser. Cependant avec ces tolérances, nous sommes assurés que les pertes induites par diffraction sont négligeables.

Une autre contrainte est reliée au laser, dont la fréquence ne peut être modifiée de plus de ≈ 70 GHz. Au dessus de ce seuil, le mode longitudinal du laser change, ce qui peut induire des perturbations dans les opérations d'asservissement.

Ce seuil de fréquence induit une contrainte de variation maximale de la distance entre les deux miroirs qui ne doit pas excéder $70 \mu\text{m}$ après que la cavité ait été lockée.

2.3.2 Conception mécanique

Selon les contraintes énoncées ci-dessus, la cavité doit être une enceinte cylindrique vide entourant le tube du faisceau sur laquelle deux petits tubes sont soudés.

Les miroirs doivent également être dans le vide et donc dans l'enceinte mais ceux-ci ne peuvent être montés de manière rigide sur cette enceinte à cause des effets de chaleur et de la propagation des vibrations le long du tube du faisceau. La solution choisie a été de monter les miroirs sur un support fixé à une plaque s'appuyant sur deux pieds cylindriques fixés à la table optique. (voir figure 2.11).

Les supports des miroirs sont liés à l'enceinte par le biais de soufflets métalliques permettant de filtrer les vibrations restantes. Ainsi, les miroirs de la cavité font partie intégrante de la table optique qui porte tous les éléments optiques.

Le schéma mécanique est représenté sur la figure 2.5 et 2.7. La figure 2.8 est une image prise durant l'installation. Tous les composants sont fabriqués en acier inoxydable. Afin de réduire les vibrations venant du tube du faisceau, la partie de ce dernier se trouvant dans

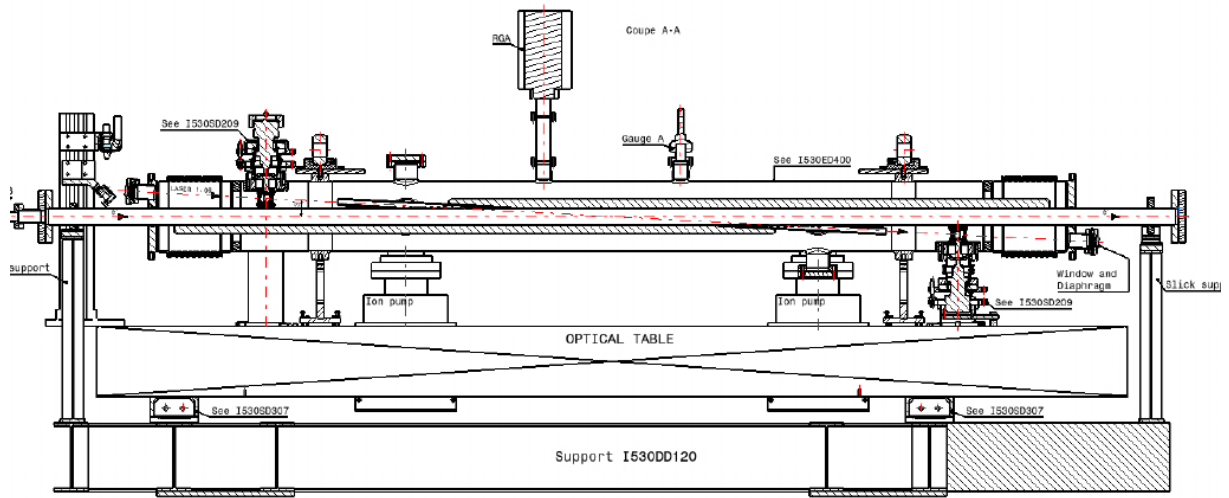


FIG. 2.5 – Dessin technique (vue longitudinale) de la cavité. Voir texte pour le commentaire. From [90].



FIG. 2.6 – Image du tube du faisceau à l'intérieur de la cavité. Un tube circulaire est soudé au dessus du tube du faisceau d'électrons hexagonal afin de réduire les excitations du champs de sillage.

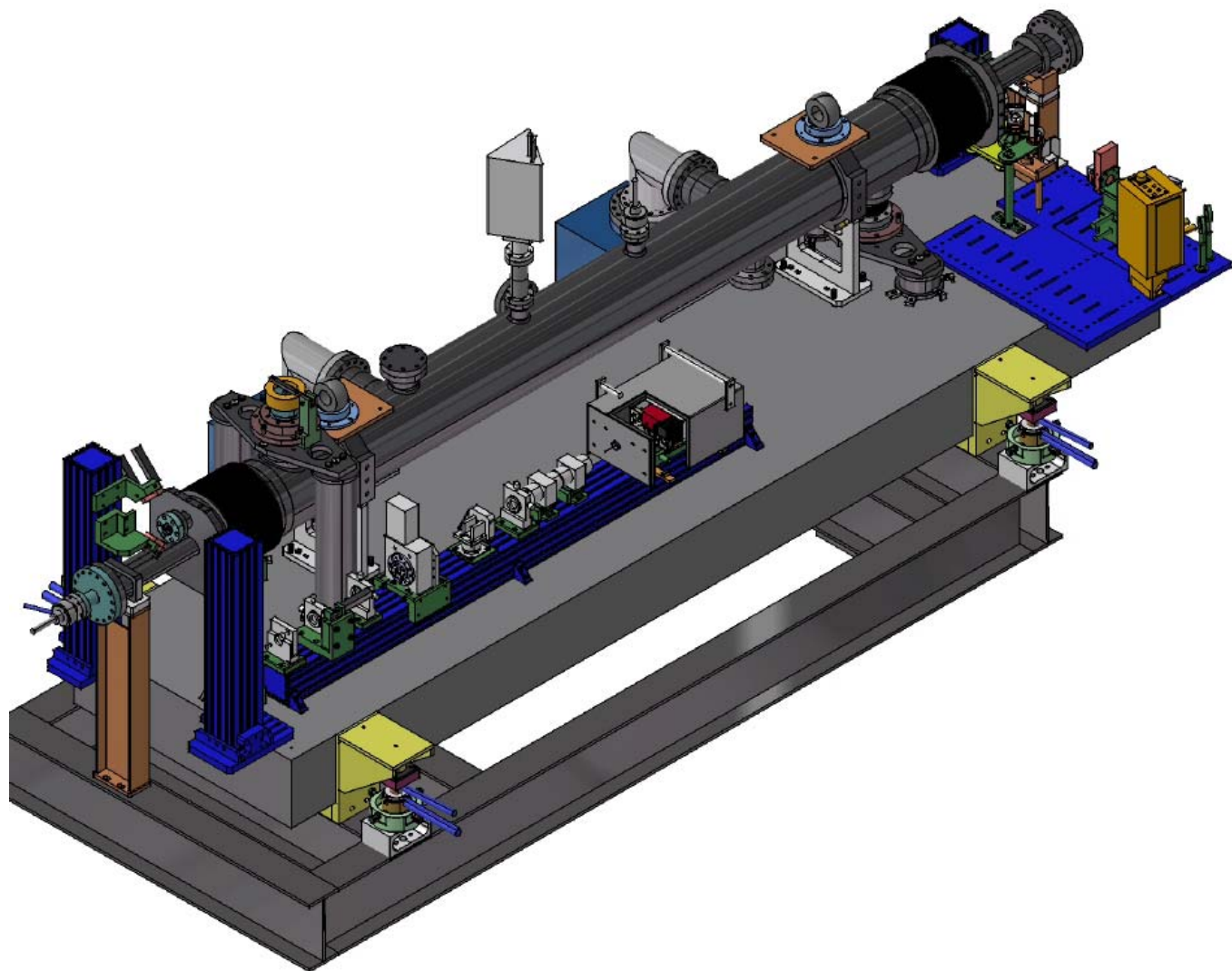


FIG. 2.7 – Dessin technique en trois dimensions de la cavité et du chemin optique. Voir texte pour commentaire. Ref. [90].



FIG. 2.8 – Image de la cavité prise durant l'installation. Les éléments laser et optique avant l'introduction dans la cavité sont situés sur des bancs parallèles à l'enceinte de la cavité. Le faisceau issu de la diode laser rouge, utilisé pour aligner les miroirs de la cavité, pénètre à l'intérieur de la cavité par l'entrée opposée. Ce laser de taille réduite est présent sur cette image. Il se situe entre le banc d'optique et l'enceinte de la cavité, sur un support qui dépasse en hauteur le banc.

la cavité à été isolée du reste du tube circulant dans HERA par deux soufflets standard, utilisés et fournis par HERA (ceux-ci ne sont pas visibles sur les figs 2.5 et 2.7)

L'enceinte de la cavité est isolée du tube du faisceau à l'intérieur de la cavité par deux autres gros soufflets. L'enceinte est finalement montée sur la table via deux absorbeurs passifs (voir figure 2.9). La table optique est ainsi isolée du tube à vide par trois étages de filtre : deux paires de soufflets et 2 paires d'absorbeurs.

Le tube du faisceau à l'intérieur de la cavité est montré figure 2.6 (voir également figure 2.5). Afin d'augmenter la conductance du gaz entre l'enceinte et le tube du faisceau, des trous ont été ajoutés durant la soudure du tube du faisceau laser. Afin de réduire les effets de chaleur induits par les radiations synchrotron, la taille du tube du faisceau a été augmentée. Les tubes sont portés par des plaques rectangulaires, leur assemblage a été effectué de manière à respecter scrupuleusement les incertitudes données dans la partie précédente.

Les fenêtres étanches de la cavité sont des plaques de silices épaisses de 3 mm et d'un diamètre de 30 mm. Afin de limiter les effets biréfringents, les fenêtres ont été recouvertes d'une couche anti-réflexion et soudées aux rebords d'acier inoxydable par une procédure spéciale (soudure verre métal). Comme l'inclinaison du faisceau laser est de 58 mrad par rapport à l'axe du faisceau d'électron, les fenêtres sont également inclinées.

La table optique doit être maintenue dans le plan de la machine, tout en restant isolée des vibrations du sol. L'accélérateur HERA est incliné de respectivement 8 mrad et 3 mrad autour des axes horizontaux x et z (les axes sont définis sur la figure 3.6), Les fortes variations de température dans le tunnel d'HERA (plus de 10K d'écart de température entre les condition de fonctionnement et de repos de la machine) rendent impossible l'utilisation d'isolateurs actifs qui auraient entraîné une instabilité de la table. En conclusion il faut retenir que seuls des absorbeurs passifs peuvent être utilisés afin d'isoler la table du sol. Une interface mécanique a été spécialement conçue afin d'aligner la table et la cavité sur le plan d'HERA.

A l'intérieur de la cavité, le vide est maintenu par deux pompes ioniques visibles sur la figure 2.7, la pression étant mesurée par une jauge de pression (pentaèdre situé sur le haut de l'enceinte de la cavité, voir figure 2.5).

Les montures du miroir sont illustrées figure 2.11. Il est important de pouvoir aligner les deux miroirs avec la précision déterminée dans la partie précédente. Pour ce faire la rotation autour de la normale de la table optique est assurée en utilisant une platine tournante sous vide réglable de l'extérieur. Les réglages des orientations des miroirs dans les autres directions sont effectués par une technique d'optique standard utilisant une monture dite « gimbal »). Dans ce type de monture le miroir est accroché à une plaque qui est déplacée via trois vis micrométrique agissant sur un plan, une ligne et un point. Avec cette technique le centre du miroir est fixe durant les opérations d'alignement.

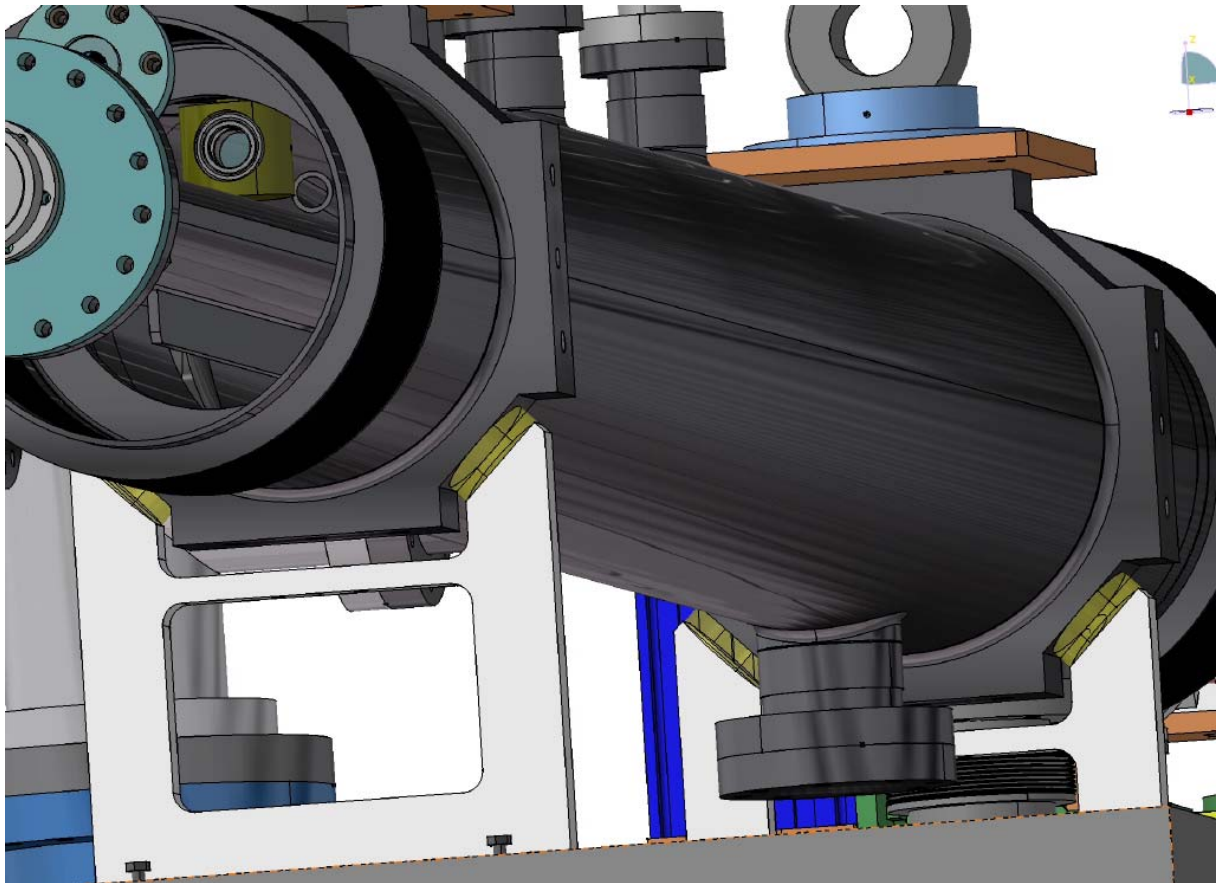


FIG. 2.9 – *Dessin technique des montures de l'enceinte de la cavité [90].*

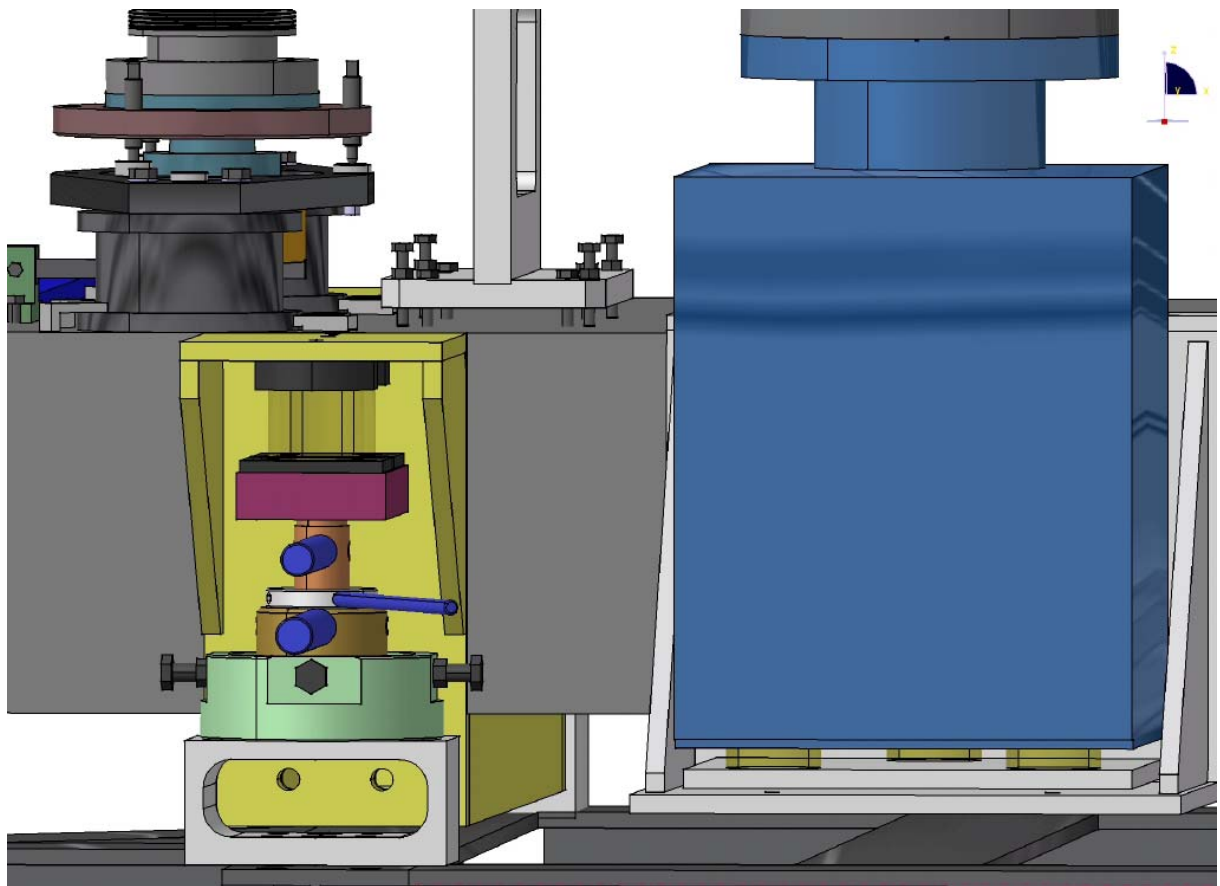


FIG. 2.10 – Dessin technique de la pompe ionique (cube bleu à droite sur la figure) et support de la table optique [90].

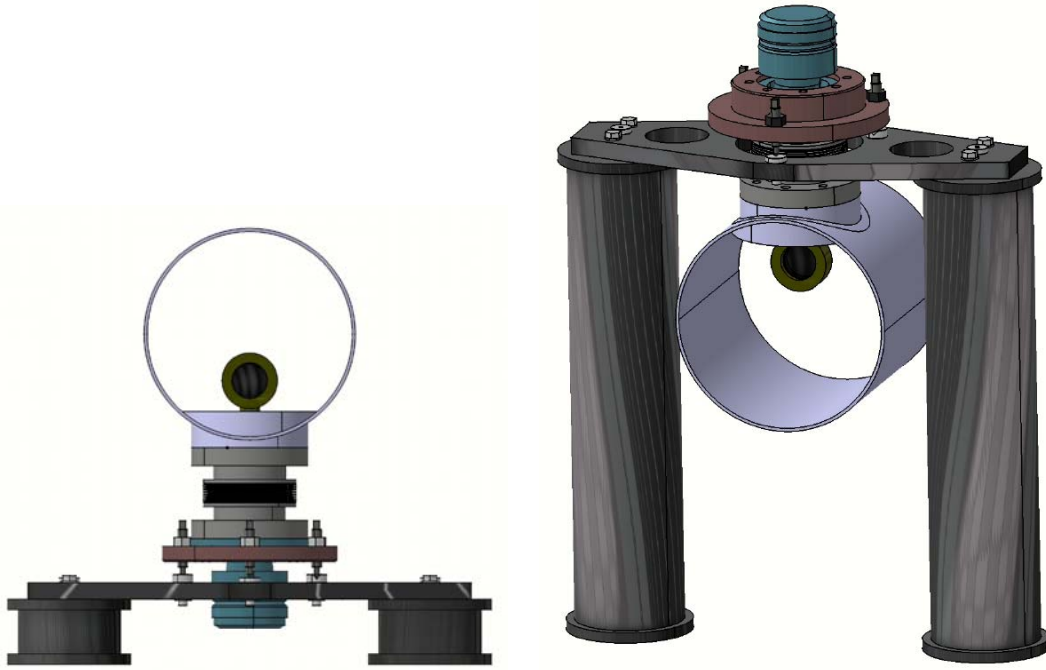


FIG. 2.11 – *Dessin technique des montures des miroirs de la cavité Le cylindre entourant le miroir est l'enceinte de la cavité. Les soufflets, utilisés pour isoler la monture du miroir de l'enceinte de la cavité, sont visibles sur la partie gauche de la figure (sous l'enceinte). Image provenant de [90].*

2.3.3 Mise en place de la cavité sur le site d'HERA

Afin de contrôler les dilatations thermiques de la cavité et de la table optique, la totalité du système est entourée d'une enceinte isotherme (voir l'image de la figure 2.12) que nous dénommerons par cahute ou cahute en plomb dans le reste de ce document. A l'intérieur de cette cahute, la température est contrôlée et maintenue constante dans l'intervalle de $\pm 1^\circ$. Ceci est suffisant au regard des modes du laser longitudinaux puisque tous les composants mécaniques, table optique comprise, sont fabriqués en acier inoxydable (dilatation lié à la température = $36 \mu\text{m}$ par degré).

La cahute était également sensée protéger la cavité des radiations, ainsi que le matériel optique se trouvant à proximité tel que le laser. Pour ces raisons un blindage consistant en une feuille de plomb de 3 mm d'épaisseur a été inséré à l'intérieur des plaques en aluminium qui constituent la cahute. Cette épaisseur n'était absolument pas adaptée au taux de radiation important auquel fut soumis l'ensemble du matériel quelque mois après son installation. L'origine de ces radiations, leur influence sur notre appareillage et les solutions envisagées pour remédier à ces problèmes sont discutés dans le chapitre 3.

La plupart des changements effectués sur le polarimètre après son installation sont liés à la présence de radiations électromagnétiques, sauf ceux qui concernent les câbles de chauffage et l'ellipsomètre.



FIG. 2.12 – Image de la cahute en plomb de la cavité. Les éléments électroniques sont situés en haut de la cahute en plomb.

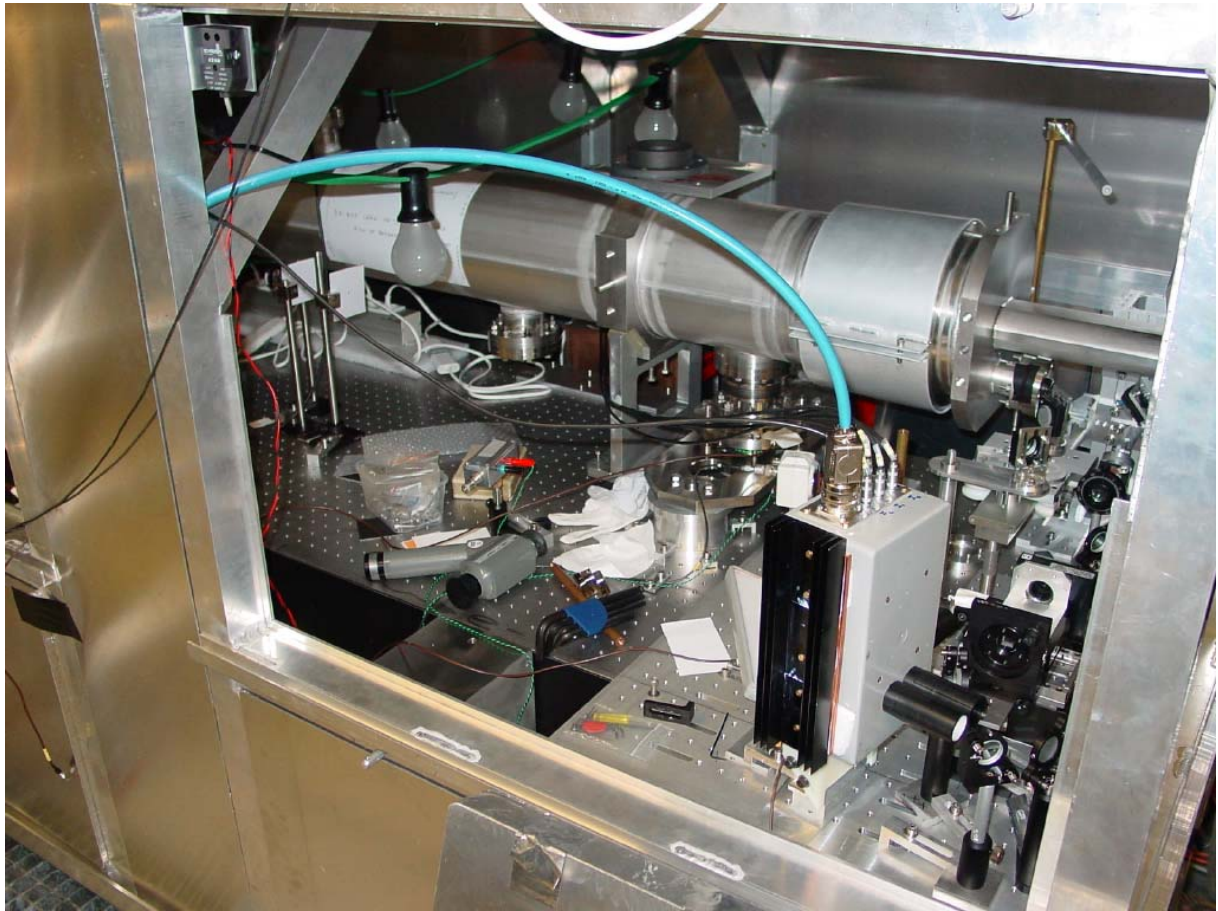


FIG. 2.13 – Ancienne configuration de l'ellipsomètre. Au premier plan il est possible d'observer l'ancienne boîte contenant les photodiodes de l'ellipsomètre remplacé à l'heure actuelle par trois boîte 2.14. Les lampes qu'on distingue à proximité de l'enceinte utilisées pour chauffer la cavité et la table optique ont été remplacées par des cables chauffant[97].

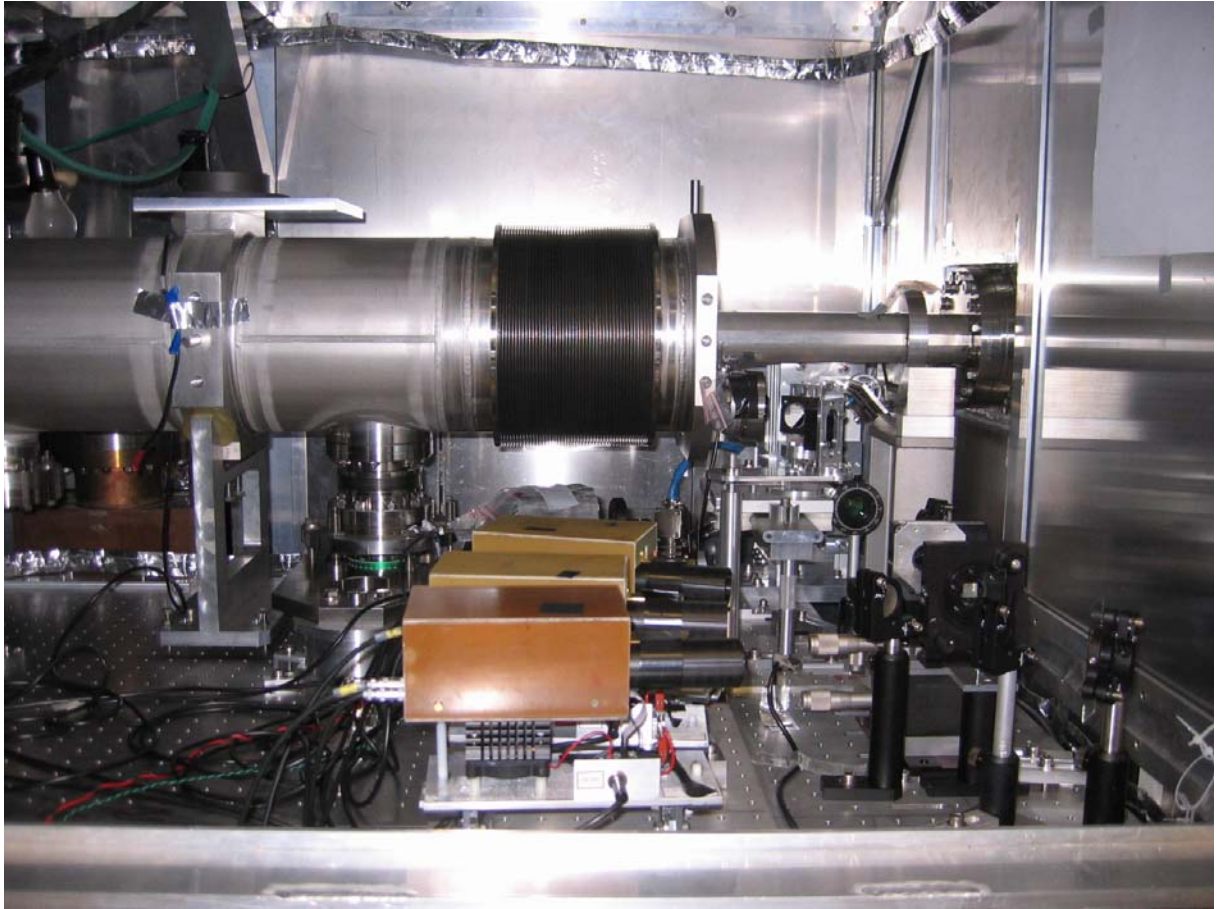


FIG. 2.14 – Nouvelle configuration de l'ellipsometre.

2.4 Présentation du système optique

Dans cette partie nous présentons le système optique du polarimètre. La fonction de chacun des éléments est précisée. Dans une autre section nous modéliserons, à l'aide du formalisme de JONES, les éléments présentés ici, et qui ont une influence sur la polarisation du faisceau laser. Le système optique du polarimètre peut se décomposer en trois parties : le système optique d'entrée, les miroirs de la cavité, le système optique de sortie.

2.4.1 Le système optique d'entrée

La figure 2.15 résume les principaux éléments composant le système optique d'entrée. On trouve tout d'abord le laser Nd :Yag protégé par un boîtier de protection refroidi par un flux d'azote gazeux. Si l'on emprunte le chemin décrit par le faisceau laser on trouve ensuite les isolateurs de Faraday qui ont pour but d'empêcher que les réflexions du faisceau par la face extérieure d'un des miroirs de la cavité ne pénètre à l'intérieur de la tête du laser. Juste après ces deux isolateurs de Faraday se trouve une lentille dont le but était d'adapter la taille du faisceau issu du laser aux exigences de la cellule de pockel. Cette cellule a été remplacée par un système plus robuste : le MOCO. Nous avons indiqué dans le chapitre 3, qu'il s'agissait d'un rotateur très performant qui agissait sur une lame quart d'onde traitée antireflet. Cette lentille est cependant toujours en place puisque le réglage des deux autres lentilles, adaptant la taille du faisceau au mode de la cavité, en est fonction. Le prisme de Glan-Thomson, situé juste après la première lentille renforce la polarisation linéaire du laser. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 1, c'est une polarisation circulaire plutôt que linéaire qui nous intéresse à l'intérieur de la cavité. Ce changement est effectué à l'aide du MOCO, qui est une lame quart d'onde montée dans une monture tournante, qui permet en plus de choisir le type de polarisation circulaire (gauche ou droite) selon les besoins. La lame à face parallèle située à l'extrémité du banc optique de la figure 2.15 permet d'extraire une partie du signal qui a été réfléchi par la face extérieure d'un des miroirs de la cavité. Ce signal est mesuré par une photodiode située derrière un diffuseur afin de produire le signal d'asservissement de la cavité. Une autre extraction du signal est également réalisée au niveau du Glan, la manière dont cette extraction est faite, ainsi que son intérêt seront discutés plus en détail au cours de ce chapitre. Le système optique d'entrée se termine par les quatre miroirs permettant l'injection du faisceau laser dans la cavité.

2.4.2 Miroirs de la cavité

Nous avons déjà présenté brièvement les miroirs de la cavité dans le chapitre 2, la figure 2.11 de ce chapitre est d'ailleurs un dessin technique de la monture des miroirs. Nous pouvons ajouter qu'il s'agit de miroirs sphériques dont le substrat est constitué de silice (SiO_2) et le revêtement réfléchissant d'un empilement quart d'onde [94] SiO_2/Ta_2O_3 . La figure 2.16 est un schéma simplifié récapitulant les caractéristiques principales de ces miroirs fournis par la LMA/IN2P3 qui est un laboratoire situé à Lyon.

Quatre coefficients caractérisent les miroirs : A le coefficient d'absorption qui est de l'ordre de $1.1 \cdot 10^{-6}$, D le coefficient de diffusion, qui est de l'ordre de $1.1 \cdot 10^{-6}$, R le coefficient de réflexion, et T le coefficient de transmission, de l'ordre de 10^{-5} . D'après le principe de conservation de l'énergie on a : $P + R + T = 1$, avec $P = A + D$ représentant

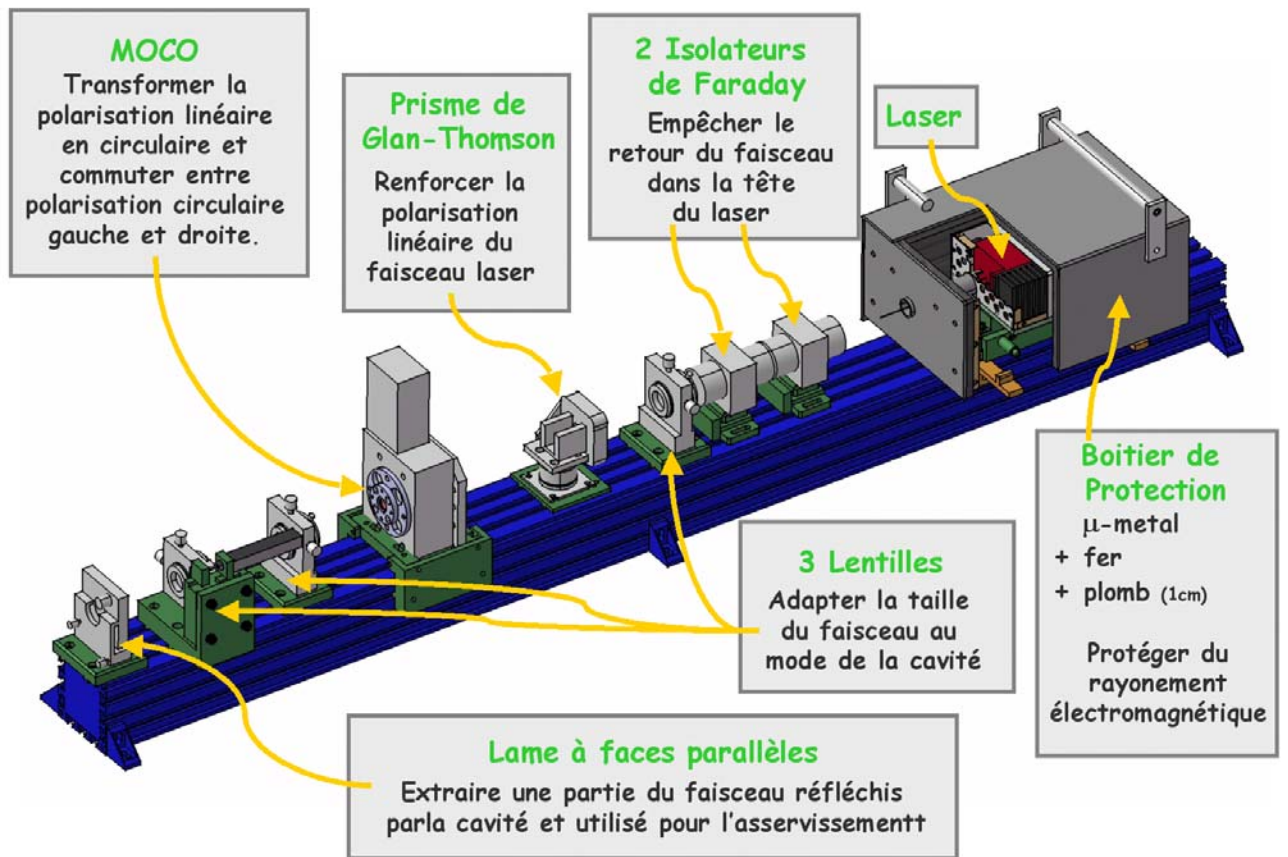


FIG. 2.15 – Description des principaux éléments composant le système optique d'entrée

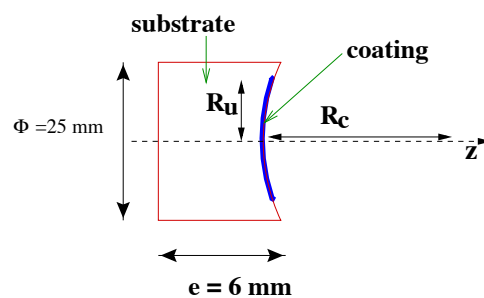


FIG. 2.16 – Schéma simplifié des miroirs. R_u est la taille du revêtement réfléchissant, R_c est le rayon de courbure du miroir, e est l'épaisseur du miroir et Φ son diamètre.

les pertes.

Les miroirs de la cavité sont alignés l'un par rapport à l'autre en utilisant la technique d'auto-collimation avec une diode laser rouge. Cette diode laser est visible sur la figure 2.7. Le faisceau laser issu de cette diode est introduit dans la cavité par deux miroirs (voir figure 2.17) fixés sur un banc déplaçable situé dans le système optique de sortie.

2.4.3 Système optique de sortie

L'élément principal du système optique de sortie est l'ellipsometre dont la photographie est donnée au chapitre 2, figure 2.14. Le schéma technique du système optique de sortie est présenté sur la 2.17. Sur ce schéma figure l'ancien système de thermalisation des photodiodes constitué d'une boîte unique, maintenant remplacé par trois boites thermostatées, comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 2.

Intéressons nous maintenant au parcours emprunté par le faisceau émergent de la cavité. Le faisceau laser issu de la cavité est tout d'abord guidé par l'intermédiaire de deux miroirs vers un séparateur de faisceaux que nous nommerons par la suite HBS (Holographic Beam Sampler). Cette lame de verre possède un revêtement qui a pour effet d'extraire plusieurs parties du faisceau incident, ces petits faisceaux étant tous situés dans un même plan. Les deux premiers faisceaux latéraux sont émis à 10° de part et d'autre du faisceau principal, et contiennent 1% de la puissance totale. Un de ces faisceaux latéraux est dirigé vers une caméra CCD qui permet de contrôler le mode spatial de la cavité (utilisé lors de l'alignement des miroirs), l'autre étant dirigé vers une photodiode de l'ellipsometre. Le faisceau principal en sortie de l' HBS arrive sur une lame quart d'onde motorisée que nous nommerons par la suite QWP. Enfin, le prisme de WOLLASTON sépare le faisceau selon deux axes de polarisation, chacun des faisceaux émergents étant dirigés par une jeu de miroirs vers une photodiode de l'ellipsometre.

La modélisation de tous ces composants, la mesure de la polarisation du laser et toutes les difficultés seront exposées au chapitre 4

2.5 Système d'asservissement

La technique « Pound-Drever » [51, 52] est utilisée pour contrôler l'asservissement du laser en fonction de l'état de la cavité. Cette méthode est illustrée sur la figure 2.18. La fréquence du faisceau laser est modulée par l'application sur le piezo d'un signal périodique de 50 mV d'amplitude et d'une fréquence de $\Omega = 930$ kHz au travers d'une voie que nous nommerons voie rapide du laser. L'effet de cette modulation est de générer deux bandes latérales de fréquences $\nu_L \pm \Omega$, de chaque cotés de la fréquence du faisceau laser ν_L .

Le champ électrique comporte ainsi trois fréquences. Le signal réfléchi, mesuré par la photodiode située en entrée de cavité, est construit à partir de l'interférence entre les bandes centrales et latérales. Il peut être démontré (voir détails en ref. [47]) que la démodulation de ce signal à la fréquence Ω permet d'obtenir un signal d'erreur utilisable pour la boucle d'asservissement. A proximité de la fréquence de résonance de la cavité ν_c , le signal d'erreur est linéairement proportionnel à la différence $\nu_L - \nu_c$ (voir figure 2.19).

Afin de d'adapter et de maintenir la cavité à la fréquence de résonance (cavité asservie), un système d'asservissement électronique a été développé et mis en place par le groupe

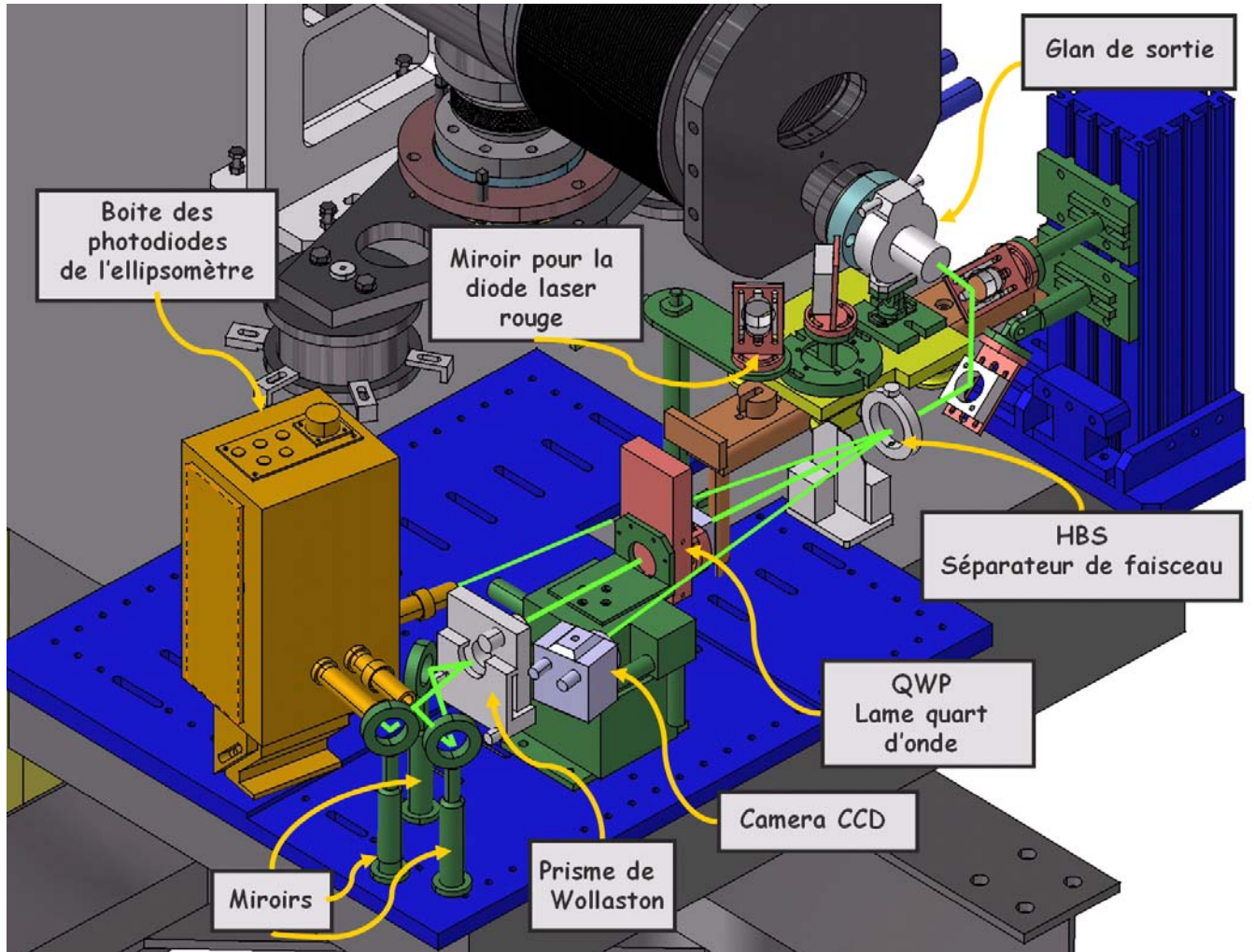


FIG. 2.17 – Dessin technique du système optique de sortie. Sur ce dessin on peut également observer les 2 miroirs utilisés pour l'alignement des miroirs de la cavité. Ces miroirs fixés sur un banc rigide situé à ≈ 24.7 cm au dessus de la table, sont utilisés pour introduire le faisceau laser issu de la diode rouge dans la cavité. Le Glan de sortie n'est pas présent au cours de l'utilisation normale et n'est utilisé qu'à des fins de diagnostic. Il Pour des raisons de clarté le tube à vide du faisceau d'électrons a été retiré du dessin. L'image provient de [90].

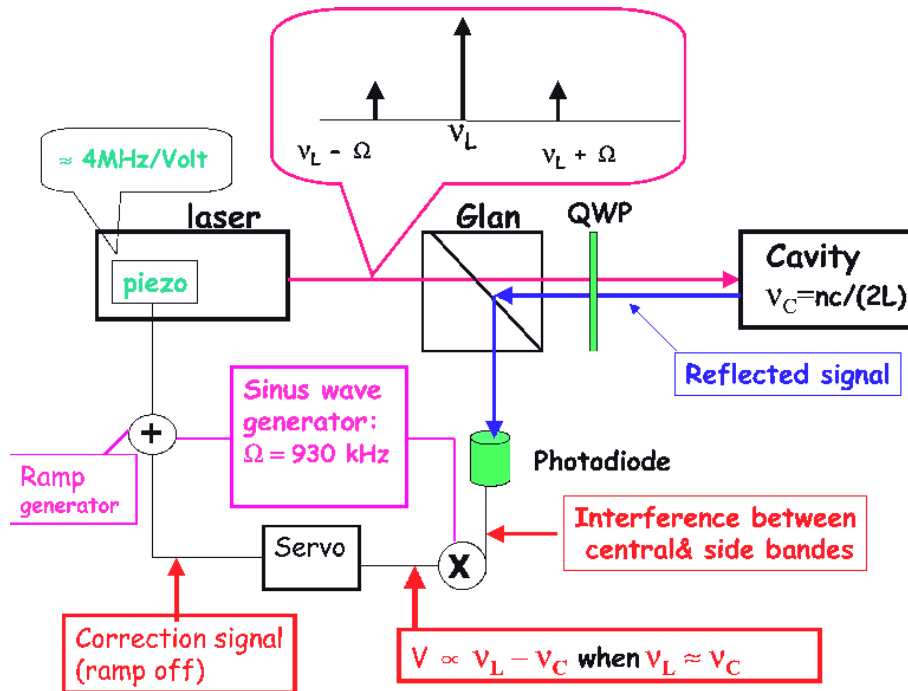


FIG. 2.18 – Vue simplifiée du système d'asservissement (voir texte).

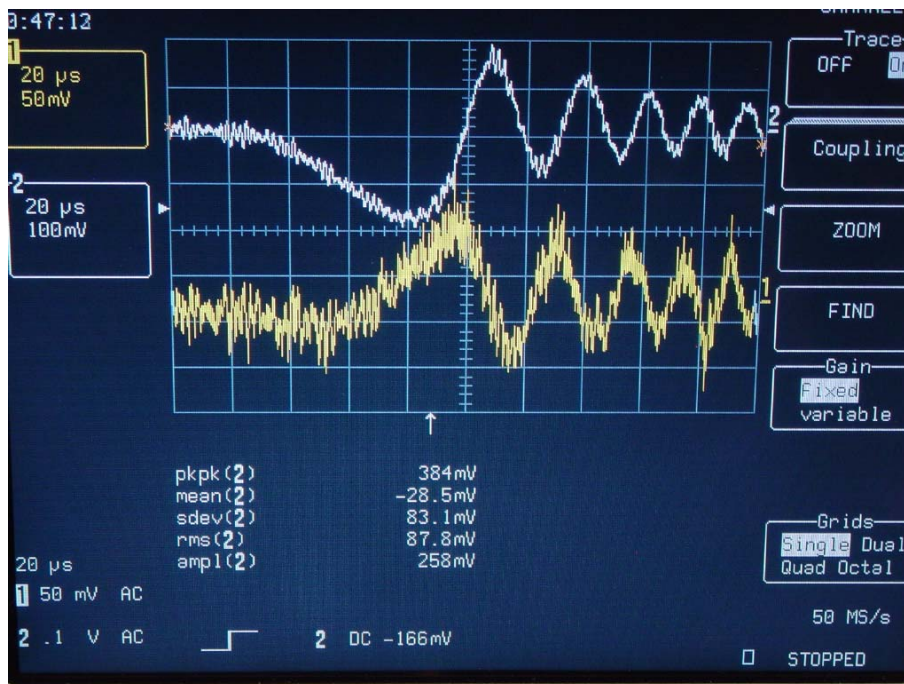


FIG. 2.19 – Capture d'écran d'oscilloscope permettant d'observer le signal réfléchis par la cavité (courbe du haut) ainsi que le signal d'erreur (courbe du bas), lorsque le système est proche de la fréquence de résonance. A proximité de la fréquence de résonance (minimum de la courbe du haut), le signal d'erreur est linéaire. Ces résultats sont obtenus lorsque le mode d'asservissement est en boucle ouverte(voir texte)

SIG de Saclay. Il s'agit d'une copie du système utilisé par la cavité CEBAF (lui-même inspiré du système de l'expérience PVLAS[54]).

Ce système est représenté en figure 2.20. Un signal triangulaire (« rampe ») de 20 V crête à crête additionné au signal de modulation à 930 kHz est connecté au module piézoélectrique du laser agissant sur la fréquence du faisceau via la voie rapide. L'effet de la rampe est de balayer la fréquence du laser, et lorsque la fréquence du laser correspond à la fréquence de résonance de la cavité, le signal réfléchi passe par un minimum. Lors de la procédure d'asservissement le signal réfléchi est préamplifié et envoyé à un premier module d'où le signal d'erreur est produit. Le signal d'erreur est ensuite utilisé pour fabriquer les signaux de correction appliqués sur la voie rapide et lente du laser. Cette voie lente du laser permet d'ajuster la température du laser, l'effet est complémentaire à celui du piézoélectrique. La fabrication des deux signaux de correction qui seront appliqués sur les deux voies du laser, se déroule tout d'abord suivant une série d'étapes communes de mise en forme et d'amplification. Ensuite, deux filtres de fréquence différents sont appliqués afin de distinguer entre les composantes de corrections de basse et de haute fréquence, il s'agit des signaux de corrections appliqués respectivement sur les voies lentes et rapides du laser. La bande passante est de ≈ 0.16 Hz à ≈ 30 kHz pour la voie rapide et la voie lente).

Bien entendu, ces signaux de correction doivent être transmis au laser uniquement lorsque la fréquence du faisceau est proche de celle de la résonance de la cavité. Afin de savoir à quel moment les corrections doivent être appliquées, le signal réfléchi envoyé en parallèle à un autre module où, en fonction de son amplitude, le système est basculé du mode « boucle ouverte » où les corrections ne sont pas appliquées, au mode « boucle fermée » où elle le sont. Lorsque l'on se trouve au voisinage de la fréquence de résonance il faut arrêter le balayage en fréquence du laser et donc le signal rampe qui était appliqué sur le piézoélectrique n'est plus appliqué (voir figure 2.21).

Comme indiqué figure 2.20, un filtre passe bande est appliqué sur le signal réfléchi avant démodulation. Ce filtre, centré sur Ω , élimine toutes les harmoniques de la fréquence de modulation Ω à l'exception de la fréquence fondamentale. La valeur de Ω est déterminée par la minimisation de la modulation d'amplitude résiduelle (noté RAM dans la suite) [53, 47, 55]. Lorsque le piézoélectrique est modulé, en plus de la modulation de la phase, l'amplitude est également modulée. Cet effet parasite peut également induire un biais dans le signal d'erreur.

Une mesure de la densité spectrale du signal réfléchi en fonction de la modulation de fréquence a été effectuée et les résultats obtenus sont très similaires à ceux de la ref. [55]. A partir de ces résultats $\Omega = 930$ kHz a été choisi.

L'étude de la stabilité de l'asservissement en fonction des variations de la température a été effectuée et n'a montré aucune modification des performances d'asservissement.

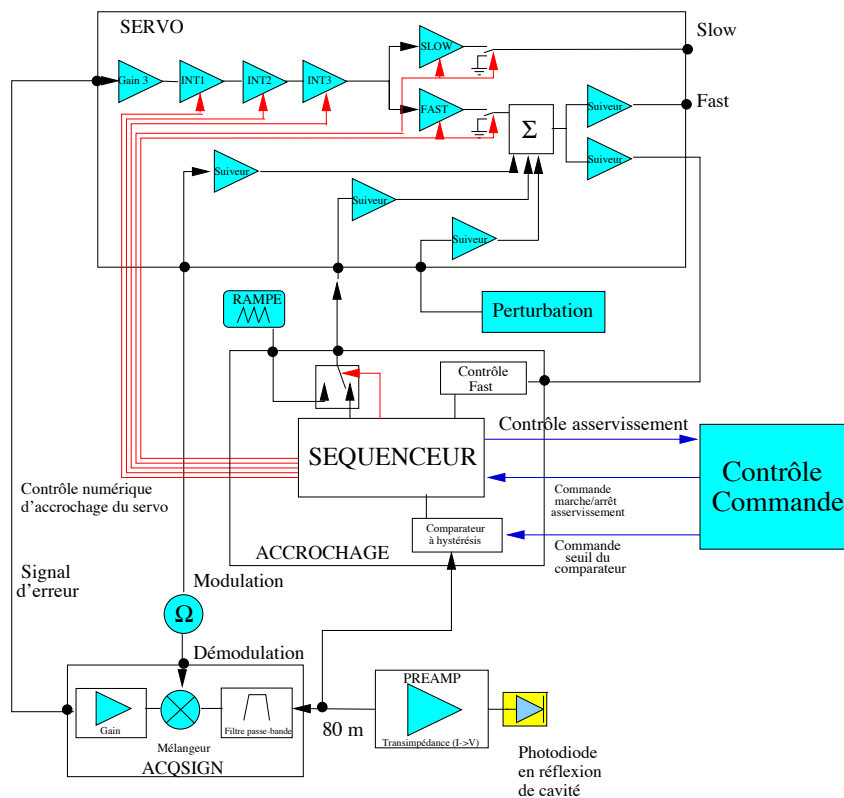


FIG. 2.20 – Vue fonctionnelle de l'électronique d'asservissement. Le module de contrôle de commande est une partie du programme du control de la voie lente. La carte ACQSIGN crée le signal d'erreur. La carte SERVO crée les signaux de correction lents et rapides. La carte ACCROCHAGE bascule entre le mode boucle ouverte et le mode boucle fermée. Sur cette figure INT signifie une étape d'intégration et Σ l'opération de sommation. Ref. [47]

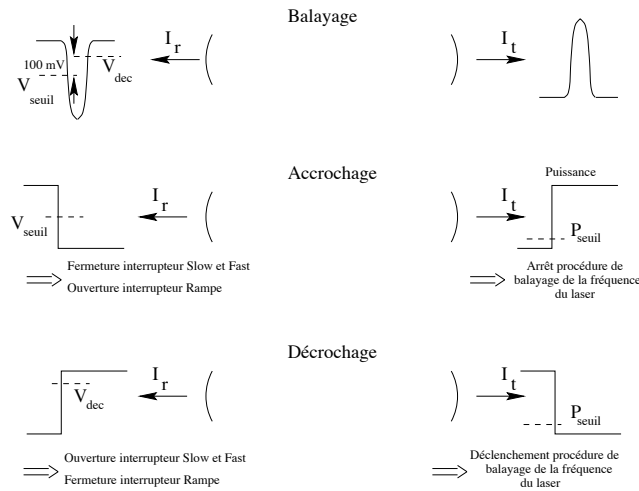


FIG. 2.21 – Illustration schématique de la procédure d’asservissement automatique. Ref [47]

2.6 Les calorimètres

La figure 2.22 est une vue d’ensemble des éléments qui constituent le polarimètre. Sur cette figure un calorimètre est utilisé pour mesurer l’énergie des photons Compton diffusés, c’est donc un élément déterminant de notre appareillage. En effet, c’est l’analyse du signal produit par ce détecteur qui va nous permettre de déterminer la polarisation du faisceau de leptons présents dans la machine.

Comme nous l’avons indiqué au début du chapitre 3, le polarimètre situé au voisinage de l’expérience HERMES, et qui existait avant l’amélioration d’HERA, s’appelle le LPOL, car il mesure la polarisation longitudinale du faisceau de positrons ou d’électrons. Le nouveau polarimètre à cavité (LPOLcav), développé lors de l’amélioration de la machine, est également un polarimètre longitudinal. Ces deux polarimètres ayant été conçu pour mesurer la même chose, occupent une position voisine dans le tunnel. Pour ces raisons les deux polarimètres peuvent utiliser les même calorimètres situés à une centaine de mètres de l’expérience HERMES. Cette configuration permet en théorie de faire l’économie de calorimètres supplémentaires ainsi que de la table mouvante sur laquelle repose les calorimètres. Cette table permet de déplacer les calorimètres, loin du faisceau par exemple, lorsque les conditions ne sont pas propices aux bon fonctionnement des instruments.

Trois calorimètres sont actuellement installés dans le tunnel au voisinage de l’expérience HERMES :

- Le calorimètre sandwich scintillateur / plaques de tungsten.
- Le calorimètre utilisant quatre cristaux « radiation hard » de $NaBi(WO_4)_2$.
- Le calorimètre « radiation hard » à fibre de quartz.

Le calorimètre que nous avons utilisé pour produire nos résultats est le calorimètre

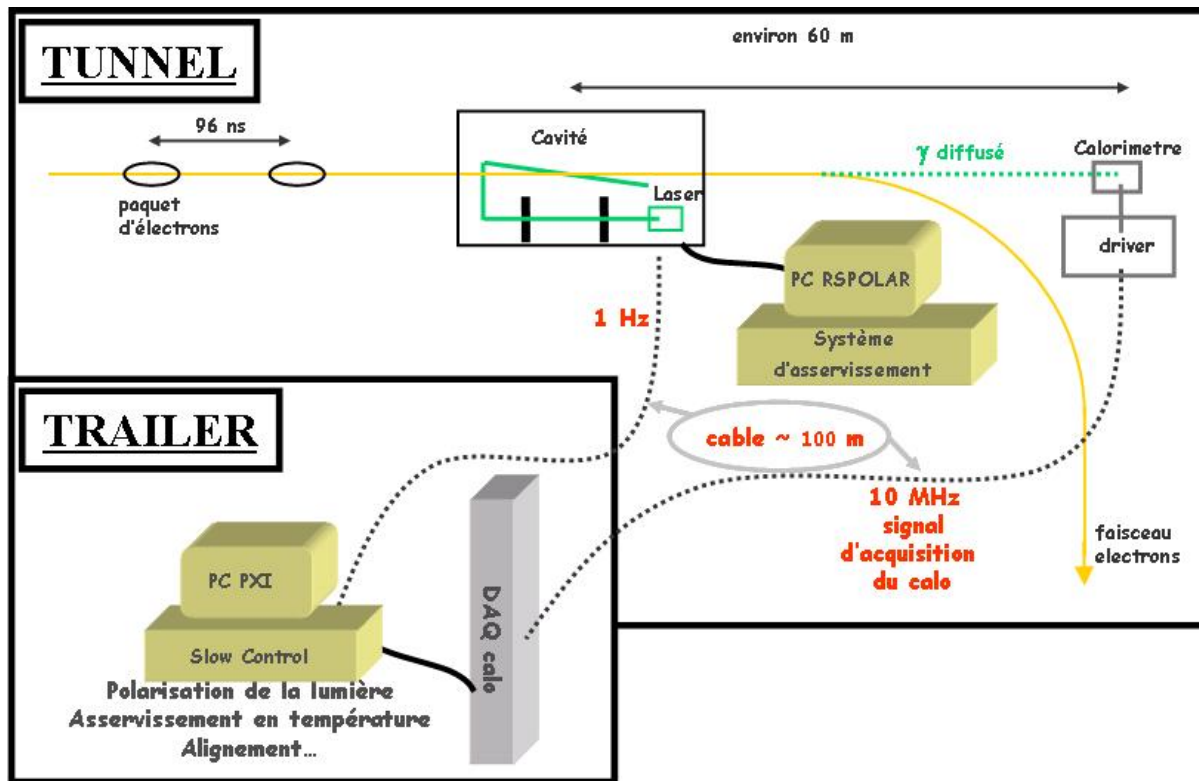


FIG. 2.22 – Vue d'ensemble des éléments qui constituent le polarimètre.

sandwich scintillateur / plaques de tungstène. Ce calorimètre est constitué de 24 plaques de scintillation de 2.63 mm d'épaisseur alternées avec 24 plaques de tungstène de 6.0 mm d'épaisseur. Le signal est lu par un PM au travers de quatre « shifters » de longueur d'onde (voir figure 2.23).

Ce calorimètre dispose d'une bonne linéarité puisqu'elle est de 0.2% de 1 à 6 GeV (voir figure 2.6). La résolution en énergie de ce calorimètre en fonction de l'énergie du photon incident est donné sur la figure 2.6. L'expression de la résolution en fonction de l'énergie du photon incident E en GeV est :

$$\frac{\sigma}{\sqrt{E}} = \frac{\alpha}{\sqrt{E(GeV)}} + \beta$$

Avec $\alpha = 16.0\% \pm 0.17\%$ et $\beta = -0.31\% \pm 0.11\%$ [58].

La réponse de ce calorimètre est tout à fait satisfaisante du point de vue de notre utilisation. Son principal désavantage est qu'il n'est pas « radiation hard » et qu'il se détériore progressivement à cause des doses importantes qu'il reçoit. Cet effet est accentué en raison du taux de radiation synchrotron important (cf. chapitre 3). Les scintillateurs doivent donc être changés dès qu'ils sont altérés, une couleur brune apparaît alors dans le matériau.

Pour éviter ces problèmes de temps de vie un calorimètre utilisant des fibres de quartz et des plaques de tungstène a été développé par DESY spécialement pour le LPOLcav.

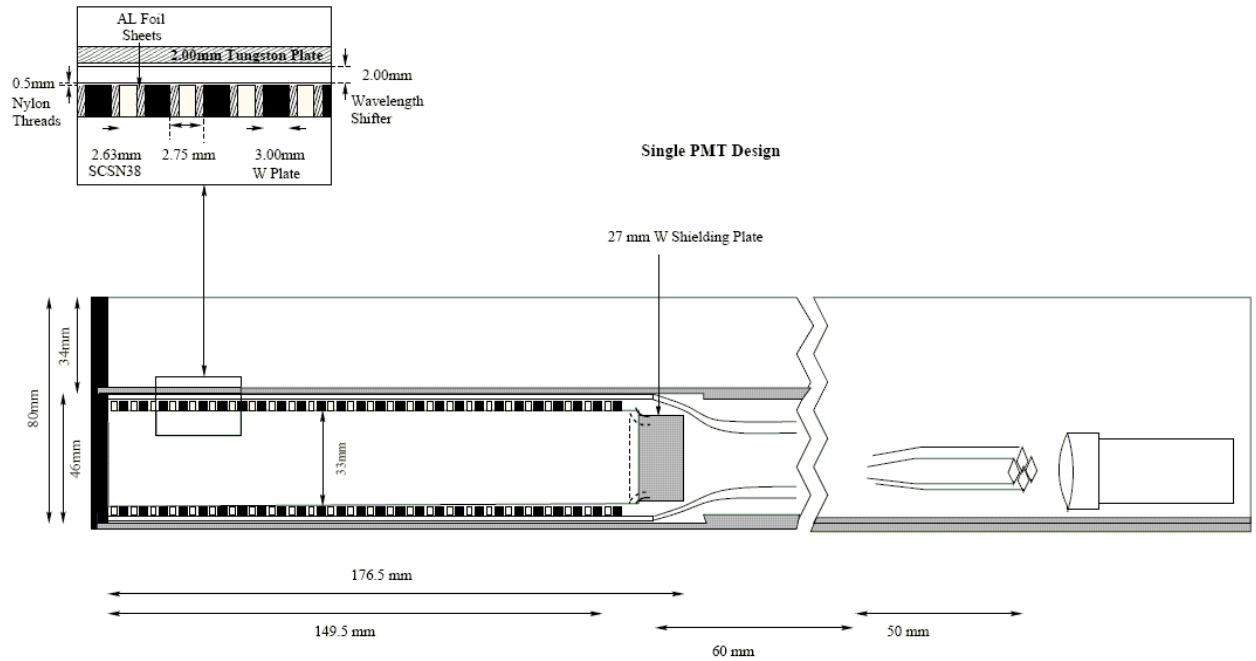


FIG. 2.23 – Vue de dessus du calorimètre sandwich. D'après [58]

Ce calorimètre s'est révélé avoir une résolution bien inférieure à celle escomptée et a du être finalement abandonné.

Le dernier calorimètre, le calorimètre à cristaux possède une résolution inférieure à celle du sandwich. Ce calorimètre est la propriété exclusive du LPOL et nous ne l'avons jamais utilisé. De toute manière il n'a pas été conçu pour notre application, la sensibilité des photomultiplicateurs est trop faible pour que nous puissions nous en servir.

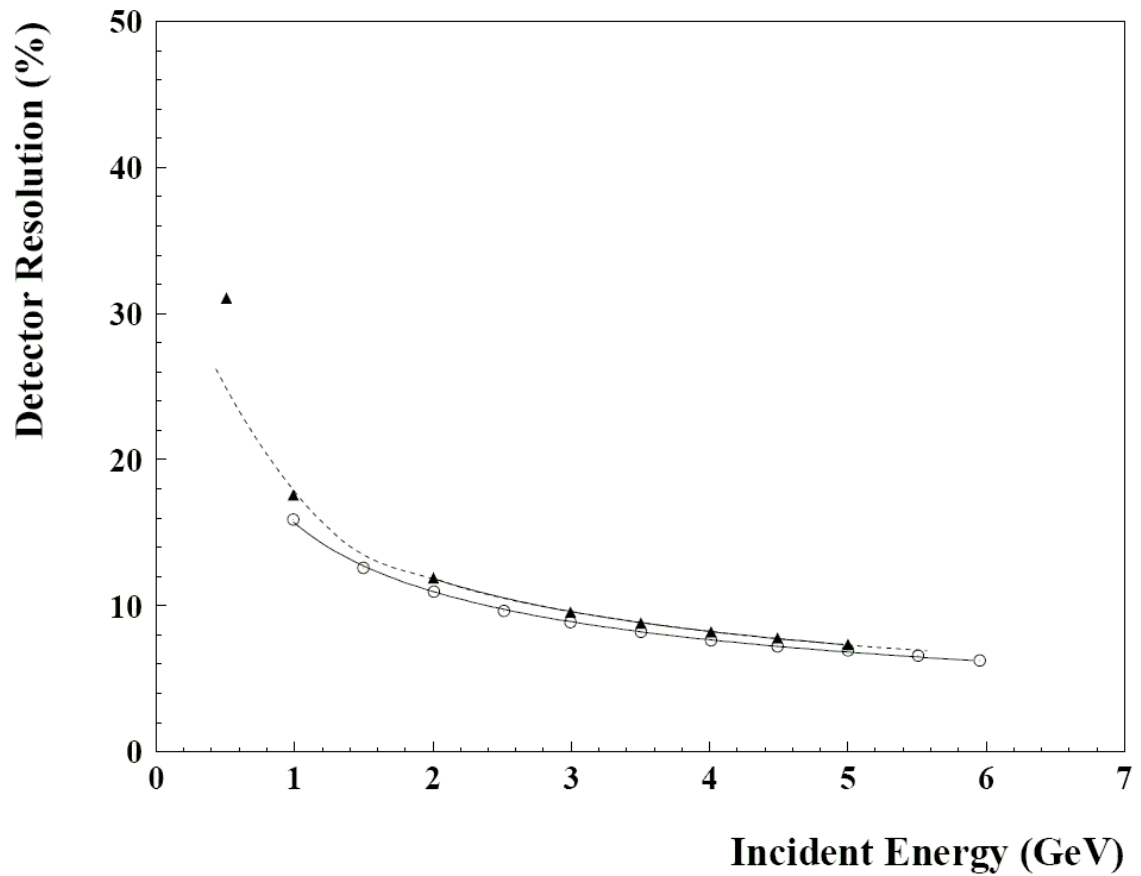


FIG. 2.24 – Résolution du calorimètre sandwich en fonction de l'énergie du photon incident. Les triangles pleins sont une mesure de la réponse du calorimètre lorsque un « preshower » d'une longueur de radiation d'épaisseur à été rajouté devant le calorimètre. Les cercles ouverts représentent les données sans ce « preshower » . D'après [58]

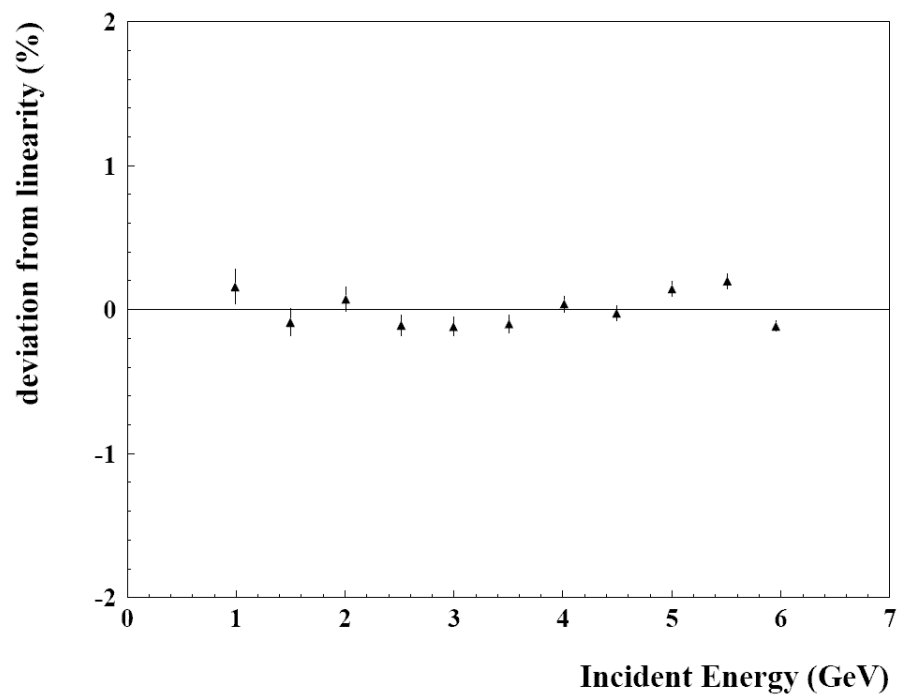


FIG. 2.25 – Linéarité en énergie du calorimètre sandwich. Déviation de la linéarité en fonction de l'énergie du photon incident. D'après [58]

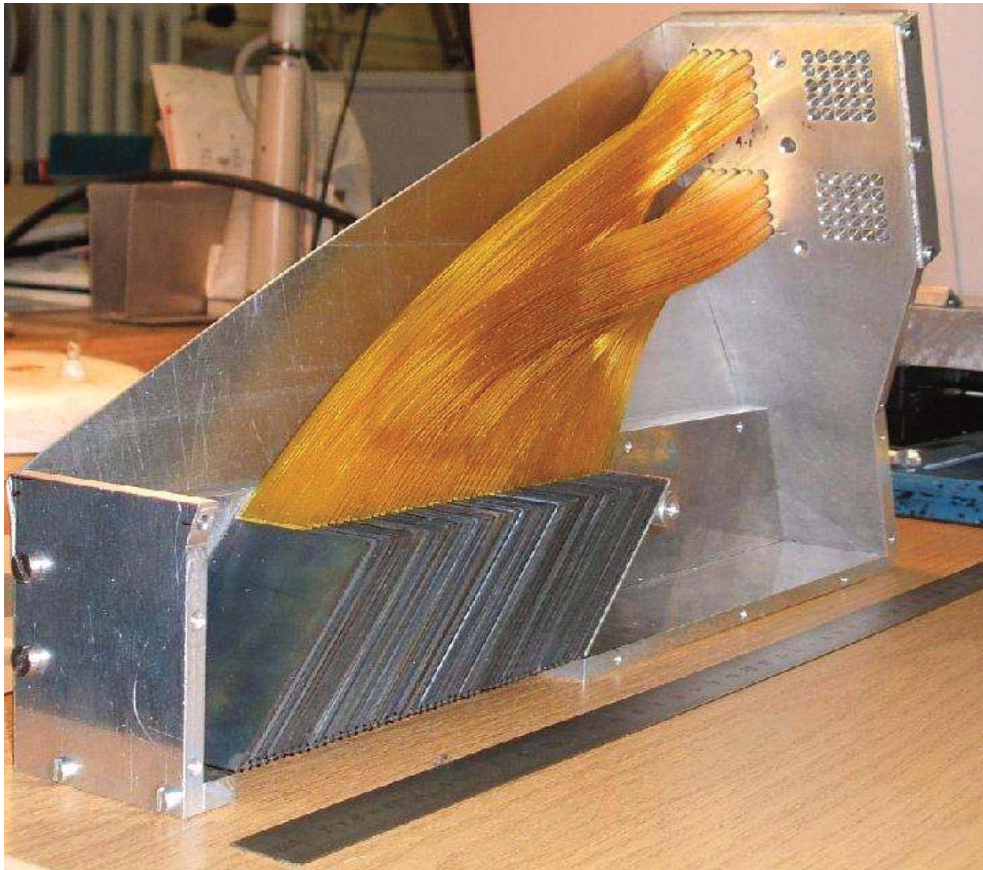


FIG. 2.26 – Photographie du calorimètre à fibres de quartz développé par DESY.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit la cavité Fabry-Perot que nous utilisons, en justifiant sa géométrie.

A l'aide d'un tube présent autour du faisceau d'électrons il est possible de diminuer les perturbations créées par les champs de sillages des électrons. La courbe de résonance étant très étroite, nous sommes obligés d'utiliser un système d'asservissement. Ce système chargé de maintenir la cavité à la fréquence de résonance est basé sur la technique « Pound-Drever ». Les radiations synchrotron sont probablement à l'origine de la dégradation de la qualité du système d'asservissement, que nous avons rétablie en installant le module d'asservissement dans le tunnel de l'accélérateur, sous une dalle de béton armé.

Chapitre 3

Environnement expérimental et mise en route

3.1 Introduction

Ce chapitre se propose de décrire la mise en route du polarimètre dont une description est faite dans le chapitre 2. Pour que cet appareil soit en mesure de fournir des résultats corrects, il nous faut premièrement aligner le faisceau d'électrons avec le faisceau laser circulant dans la cavité. Il faut ensuite être en mesure de garantir que cet alignement se maintienne à plusieurs échelles de temps : entre deux acquisitions, tout au long d'un run, au long cours sur plusieurs jours. Afin d'étudier cette stabilité nous présenterons puis modéliserons une partie de la ligne de faisceau de l'accélérateur d'électrons. Dans un deuxième temps, nous nous concentrerons sur les caractéristiques de cette ligne de faisceau, et plus particulièrement sur le rayonnement de radiations synchrotron engendrées par le passage d'électrons dans certains éléments composant cette ligne. Dans cette partie nous déterminerons tout d'abord les origines de ces radiations, et donnerons des évidences expérimentales signant leur présence. Ces radiations ont eu d'énormes conséquences sur la mise en route du polarimètre. Les difficultés rencontrées ainsi que les solutions apportées sont donc présentées. Nous avons participé de manière active à tout les points développés dans ce chapitre.

3.2 Description de la ligne de faisceau

Afin de comprendre quelles sont les influences de la ligne faisceau sur notre système ce chapitre se propose de la décrire. Le polarimètre étant situé près de l'expérience HERMES (Hall est), nous nous limiterons bien entendu à cette partie de l'accélérateur. La direction des photons Compton issus de l'interaction électron laser à l'intérieur de la cavité Fabry Perrot dépend de la position (x,y) et des angles (x',y') que fait le faisceau d'électrons par rapport à des axes fixes, et par conséquent de la nature des éléments qui composent la ligne de faisceau. Nous porterons plus particulièrement notre attention sur trois types de conséquences liés au mouvement du faisceau :

- Variations à cours terme, liées aux mouvements du faisceau durant la durée d'une acquisition (entre 4 et 20 secondes)

- Variations à moyen terme, liées aux mouvements du faisceau à l’intérieur d’un fill (durée typique de l’ordre d’une dizaines d’heures). Si l’orbite au point d’interaction électron laser varie beaucoup durant un fill, il faudra alors effectuer un balayage, durant lequel la polarisation ne peut être mesurée, afin de trouver la position correcte.
- Variations à long terme, liées à la reproductibilité d’un fill à l’autre. Si l’orbite change de manière trop importante il faudra alors effectuer un balayage en positions du faisceau au niveau du point d’interactions à chaque début de fill.

Les variations à long et moyen terme seront discutées en détail dans la section 3.3, les variations rapides dans la sections 5.

Un autre problème important, également relié à la ligne de faisceau, est la présence de dysfonctionnement d’un certain nombres composants appartenant au polarimètre, en relation avec une activité de la machine d’électrons. A cause de l’émission de radiations synchrotron, qui sont fonction de l’état de l’accélérateur, nous observions des dysfonctionnements de la machine uniquement dans certains états de l’accélérateur. Nous reviendrons plus en détails sur les interactions des radiations avec les différent éléments du polarimètre dans la section 3.4.

3.2.1 Le voisinage immédiat de l’expérience HERMES

HERMES est une expérience sur cible fixe utilisant une cible d’hydrogène et de deutérium polarisé 3.5. Elle est constituée d’une source de faisceau atomique (ABS), d’un polarimètre Breit-Rabi pour mesurer la polarisation atomique et d’un analyseur du gaz de la cible (TGA) (figure 3.4)[21, 23]. Si les sextupôles présents sur la figure 3.4 ont une influence négligeable pour notre système, en revanche le dipôle situé de part et d’autre des cellules de stockage a une influence déterminante sur notre appareillage. Cet aimant, noté « T » par la suite, est absolument nécessaire à l’expérience HERMES, il a plusieurs fonctions dont celle de définir un axe de quantification des spins, de maintenir une polarisation importante, ainsi que d’éviter le mélange des états hyperfins. Du fait de sa relative importance (386 mT) il faut apporter une correction géométrique de bump. C’est pour cela que cet aimant T est encadré par deux dipôle C1 et C2 respectivement 1.270 m vers le Nord (c’est-à-dire en direction de H1) et 2.189m vers le Sud (en direction de Zeus) voir figure 2.1. Cette association d’aimants est une source importante de radiations sychrotron puisque le champ créée par C1 vaut 240 mT et celui de C2 110 mT voir figure 3.1 pour les valeurs des puissances générées par ces aimants. Les effets de ces radiations seront discutés plus en détail dans la section 3.4.

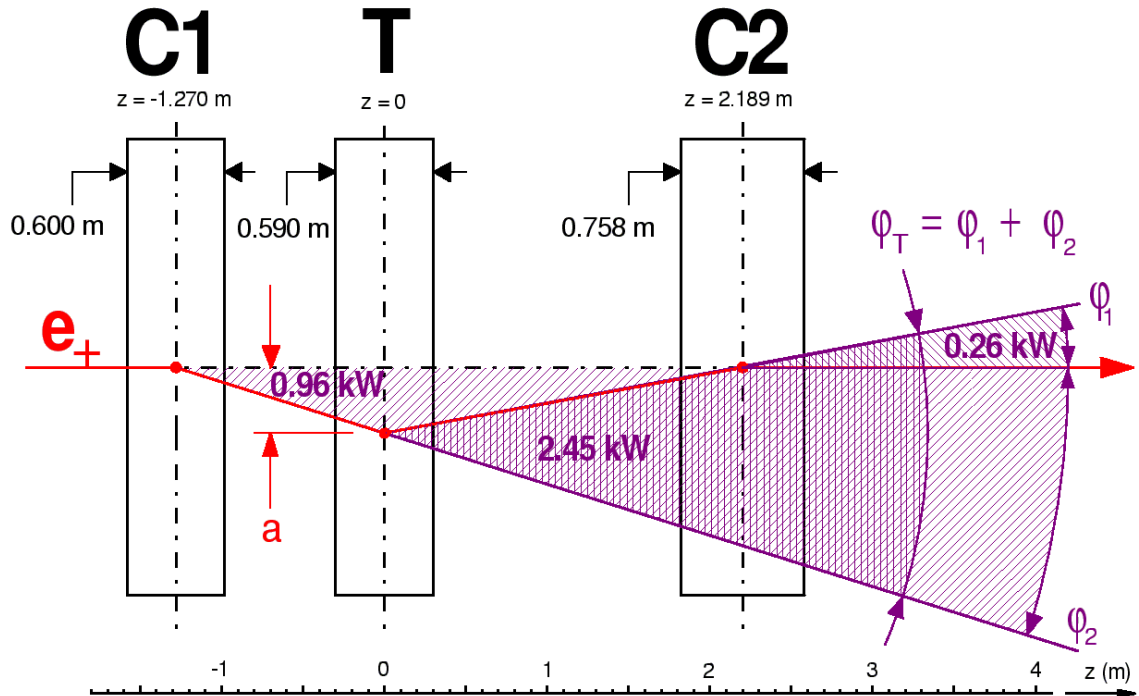


FIG. 3.1 – Aimants présents autour de la cible d’HERMES et géométrie de la correction du bump créé par T. Puisqu’il s’agit d’une correction de bump $\phi_T = \phi_1 + \phi_2$, avec, $\phi_T = 2.485$ mrad $\phi_1 = 1.571$ mrad et $\phi_2 = 0.912$ mrad. Les valeurs présentes sur cette figure sont une estimation de la puissance rayonnée lors du passage d’un faisceau d’électrons de 30 mA au travers des différents aimants.

3.2.2 De la cible d’HERMES jusqu’au voisinage immédiat du polarimètre

L’origine des distances est choisie comme étant le point d’interaction d’HERMES, c’est-à-dire le centre de l’aimant T, et la direction étant celle de HERMES vers ZEUS. Le polarimètre se trouve à 60 mètres environ de ce point d’interaction. Sur cette section on trouve des pompes ioniques en grand nombre de manière à garantir un vide uniforme. On trouve également des quadripôles de type QC ou QL voir figure 3.2, dont le but est d’apporter des corrections linéaires par rapport à la distance qui sépare une particule de l’orbite idéale.

Les autres aimants présents sur cette ligne sont des dipôles. On trouve des dipôles « classique » de type BH [24] (voir figure 3.3) qui sont responsables de la trajectoire circulaire des électrons, leur taille est d’ailleurs relativement importante, de l’ordre de 5 mètres de long. A coté de ces aimants dits classiques, on trouve des aimants dits de correction, de taille beaucoup plus modestes, voir le dessin technique sur la figure 3.3, c’est-à-dire de l’ordre d’une vingtaine de centimètres. Ces aimants peuvent apporter des corrections verticales ou horizontales. Dans le premier cas ils sont alors nécessairement de type CV (comme sur la figure 3.3), pour la section qui nous concerne. S’il s’agit en revanche de corrections horizontales ils peuvent être de type CH ou CI [24].

Les derniers éléments présents sont des moniteurs de position du faisceau (BPM) [25]. En mesurant le champ électrique des particules en mouvement, ces moniteurs permettent

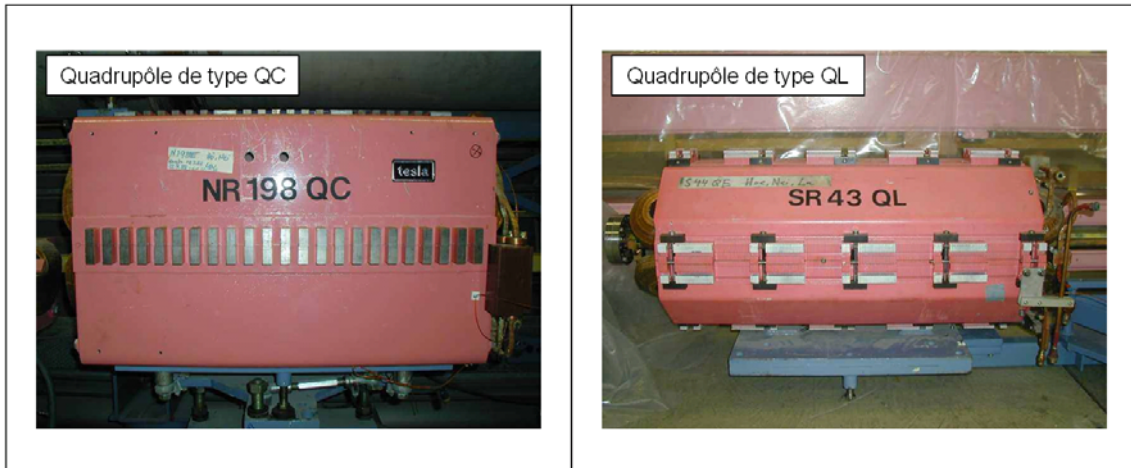


FIG. 3.2 – Quadripôles présents sur la ligne

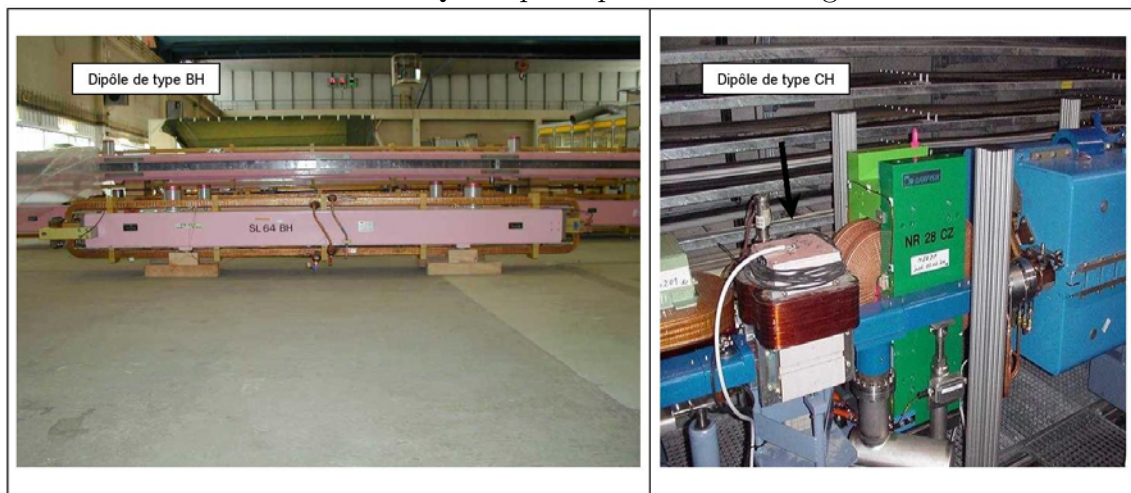


FIG. 3.3 – Dipôles présents sur la ligne.

d'obtenir une position relative du faisceau de particules. La résolution des BPM est de 0.1 mm, néanmoins si le faisceau est à plus de 10mm de son axe, l'erreur sur la mesure augmente très rapidement. A l'intérieur de ces 10 mm la résolution ne change pas énormément. Il y a cependant des erreurs qui se superposent à celles précédemment évoquées et qui sont reliées à l'adaptation du système à l'intensité d'un paquet de particules. Pour une intensité de 10^{10} particules il n'y a aucun problème, mais si il y en a 10 fois moins, les erreurs systématiques deviennent plus importantes que 0.1 mm.

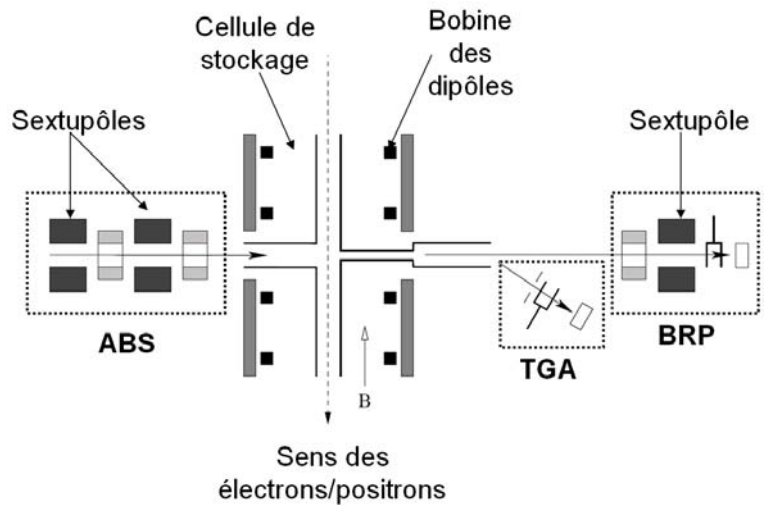


FIG. 3.4 – Schéma de la cible d'HERMES

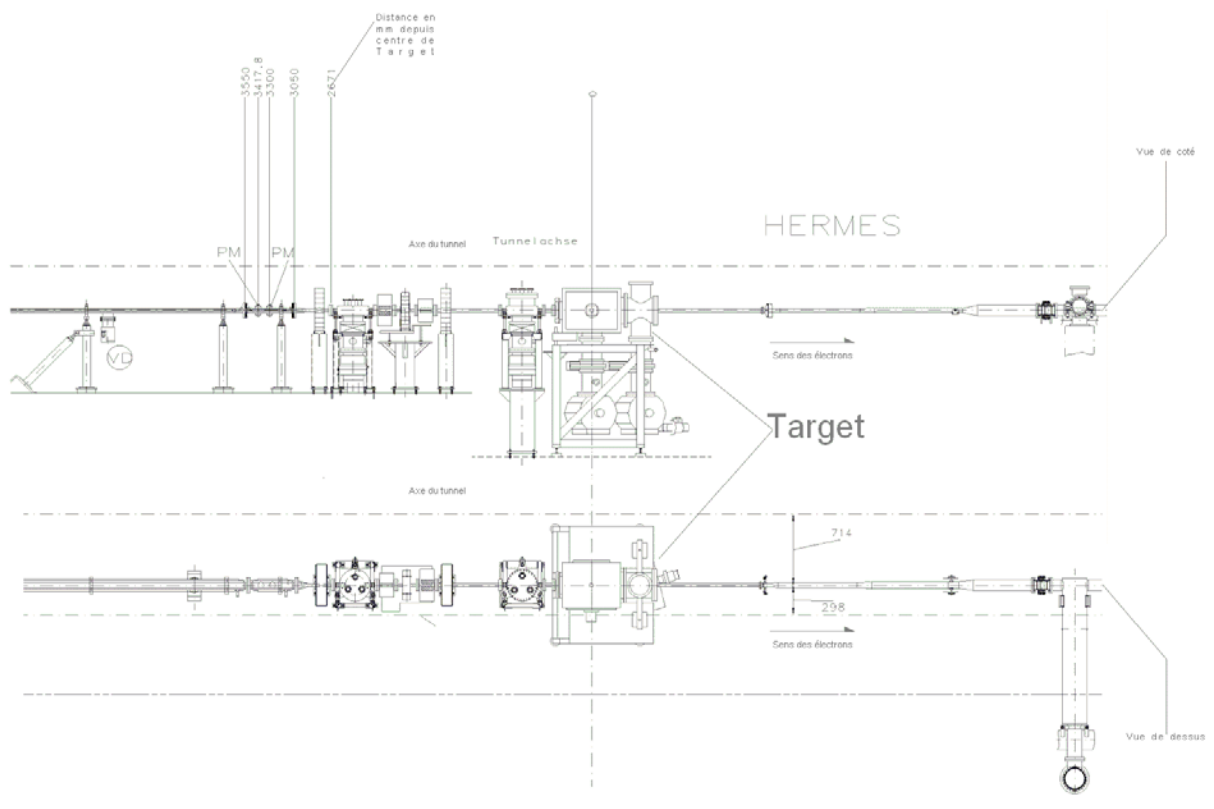


FIG. 3.5 – Dessin technique de la beamline au voisinage de la cible d'HERMES. La partie supérieure représente la vue de côté, celle inférieure étant une vue de dessus.

3.2.3 Ligne de faisceau utile à l'évaluation de la stabilité de l'orbite au niveau du point d'interaction électron laser

Comme nous l'avons déjà précisé il est important que la position du faisceau d'électrons au point d'interaction ne change pas selon une fréquence trop importante, entre deux acquisitions (variations à court terme), et à l'intérieur d'un fill (variations à moyen terme). Il n'est cependant pas immédiat d'apporter une réponse à ce problème. La première difficulté est que nous nous intéressons à une direction absolue reliée à la position du calorimètre, or, comme nous l'avons vu les BPMs ne sont pas adaptés pour fournir une position absolue, mais une position relative, par rapport à une orbite de référence dont on ne connaît pas l'emplacement exact. En effet, l'erreur reliée à cette mesure de position absolue est de l'ordre d'un millimètre, c'est-à-dire dix fois supérieur à la valeur de référence concernant le pas des déplacements du faisceau au niveau du calorimètre (environ 0.1mm). Il nous faudra donc accepter le fait qu'on ne puisse pas déterminer quantitativement la position du calorimètre d'après les mesures de position du faisceau (en les extrapolant). La seule méthode pour trouver le point d'interaction consiste à balayer une série de positions, en déplaçant le faisceau d'électrons jusqu'à obtenir un signal dans le calorimètre. Comme nous l'avons déjà remarqué dans le chapitre 1, la position des photons issus de l'interaction entre le faisceau d'électrons avec ceux du faisceau laser à l'intérieur de la cavité, au niveau du calorimètre, ne dépend presque exclusivement que de la position des électrons. L'énergie des photons du laser qui vaut 1.19 eV est complètement négligeable comparée au 27.5 GeV des électrons. Les photons Compton qui résultent alors de l'interaction sont diffusés à l'intérieur d'un cône de quelques centaines de micro radians dans la direction du faisceau d'électrons [40].

Une autre difficulté pour estimer la position du faisceau d'électrons au niveau du point d'interaction électron-laser est que nous ne disposons pas de BPM à cet endroit précis. La solution consiste alors à modéliser les différents éléments de la ligne faisceau. Si nous connaissons une position et un angle du faisceau à un endroit précis, il est alors possible en théorie de connaître la position et l'angle du faisceau à un autre endroit. Il y a bien sûr une limite à tout cela, elle dépend du raffinement de la modélisation et du nombre de mesures qui seront utilisées pour faire la propagation à travers les différents éléments.

Encore une fois, le fait que les BPMs ne mesurent pas une position absolue complique les choses et ne garantit pas qu'une telle méthode fonctionne. Pour modéliser les différents éléments de la chaîne il nous faut prendre en compte des mesures de nature absolue, telle que la déviation créée par un champ magnétique qui dépend de la position réelle par rapport à l'axe de l'aimant. En conséquence il n'est pas assuré que les informations fournies par les BPMs du fait de leur nature relative soient compatibles avec l'utilisation qu'on veut en faire, c'est-à-dire avoir une estimation d'une position fût elle même relative à un endroit différent de la mesure.

Pour vérifier la compatibilité des mesures relatives et de leur interpolation à partir d'éléments modélisés il nous suffit de trois BPMs.

Avant toute chose il nous faut préciser que les BPMs ne mesurent que des positions (x et y). Si nous utilisons un seul BPM il nous manque deux données qui sont l'angle x' que fait le faisceau avec l'axe x dans le plan (x, z) , et l'angle y' que fait le faisceau avec l'axe y dans le plan (y, z) voir figure 3.6, pour être complet sur la trajectoire. Pour combler ce manque il nous suffit d'utiliser un deuxième BPM.

Le calcul de la trajectoire au niveau du troisième BPM nous permettra d'évaluer la

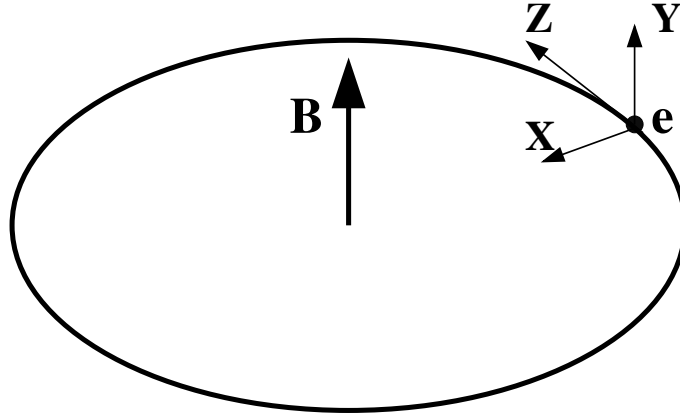


FIG. 3.6 – Coordonnées utilisées pour décrire la trajectoire des particules orbitant sous l’effet du champ magnétique B . Le plan vertical définis par les axes X et Z est transverse à la trajectoire, l’axe X et l’axe Z sont dans le plan horizontal, X étant orienté vers le centre de l’accélérateur.

compatibilité de cette mesure relative avec la position calculée à partir des deux BPM comportant un mélange de mesure relative et de grandeur de nature absolue.

D’après ces constatations il nous est possible de déterminer la partie de la ligne de faisceau qu’il sera nécessaire de modéliser si nous voulons nous assurer de la stabilité de la trajectoire au voisinage du point d’interaction électron-laser. Cette partie devra nécessairement comporter 3 BPMs dont celui se trouvant le plus près possible du point d’interaction pour que les mesures soient le plus fiables possible. On veillera à ce qu’elle contienne le moins d’éléments possibles de sorte que notre modélisation soit la plus fiable possible. Les éléments présents sur cette ligne et ayant une influence non négligeable sur la trajectoire sont représentés sur la figure 3.7. Il s’agit de la partie comprise entre 45.871 m et 81.117 m après le centre de la cible d’HERMES.

3.2.4 Modélisation des éléments de la ligne

Le formalisme que nous utilisons nous permet de décrire le comportement d’un élément de la ligne du faisceau dans un plan à l’aide de matrices 3×3 . Connaissant trois conditions initiales condensées sous la forme d’un vecteur, il est possible de connaître la position du faisceau à la traversée d’un élément en effectuant un produit vecteur matrice. Ce vecteur décrit l’état du faisceau dans un plan donné (dont une base est donnée par les vecteurs \vec{x}_1 et \vec{x}_2 voir figure 3.8), à Z fixé. Ce vecteur s’écrit de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \alpha' \\ d \end{pmatrix}_Z \tag{3.1}$$

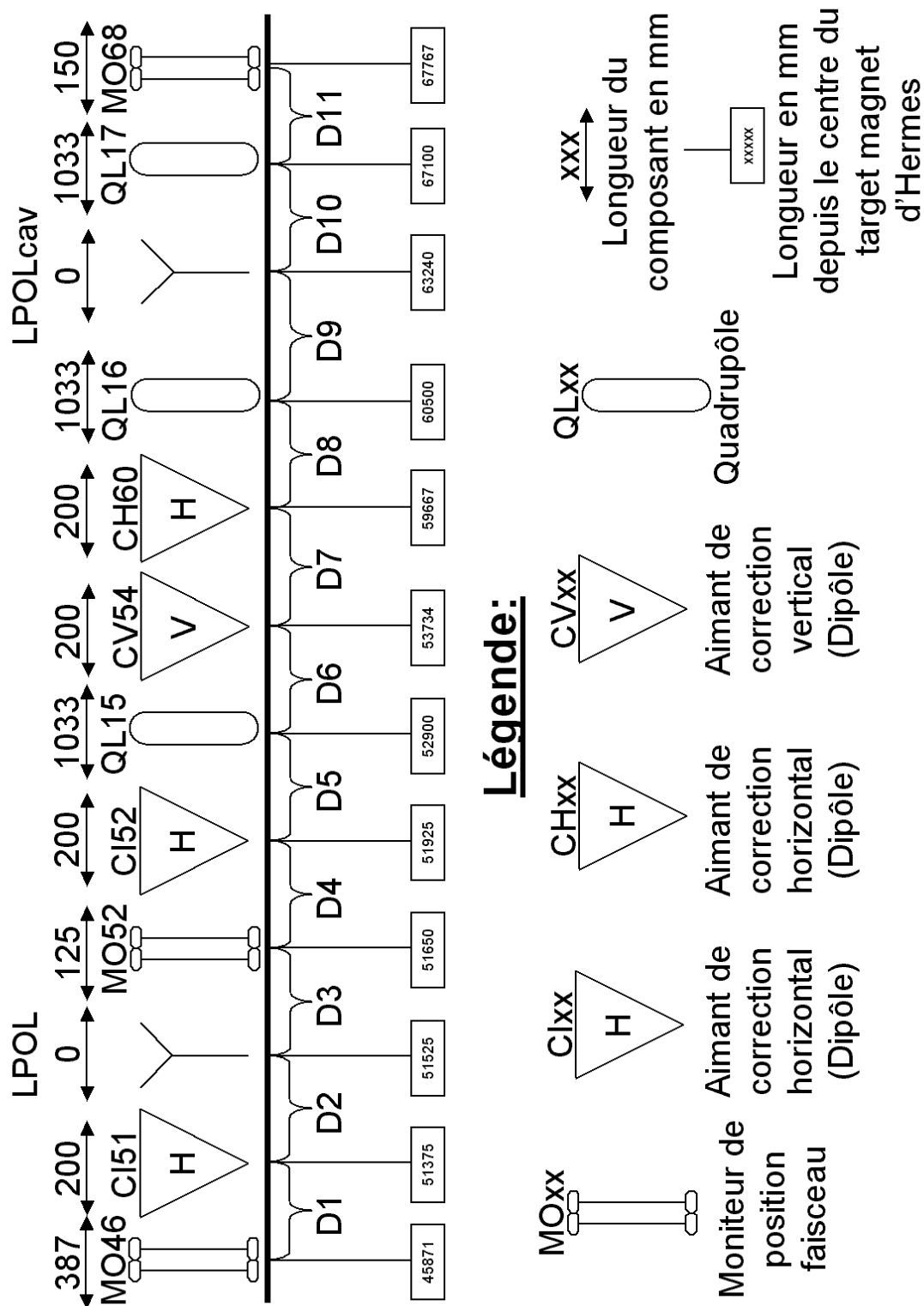


FIG. 3.7 – Partie de la ligne faisceau utilisée pour le calcul de la position du faisceau d'électrons. La signification de chaque symbole est précisée dans la légende située à l'intérieur de la figure.

Où α est la position du faisceau de particules dans le plan transverse suivant l'axe défini par la direction du vecteur \vec{x}_1 ,
 α' est l'angle que fait le faisceau de particules avec le vecteur \vec{x}_2
 d est l'écart quadratique moyen de la dispersion en impulsion des particules qui composent le faisceau
 Z est la position du plan transverse le long de la trajectoire.

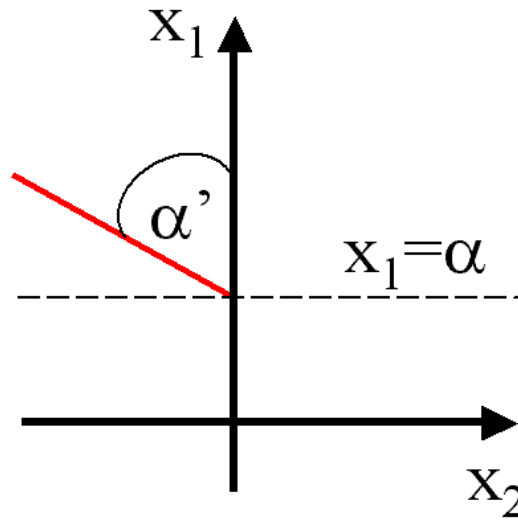


FIG. 3.8 –

Pour obtenir une description complète du comportement du faisceau, nous décrivons chacun des éléments constituant la ligne dans le plan vertical puis horizontal. Si nous utilisons les coordonnées de la figure 3.6, le plan horizontal contient les demi droites (O, X) et (O, Z) . Nous définirons par plan vertical, le plan contenant l'axe (O, X) et l'axe (O, Y) .

Chacun de ces composants sera décrit à l'aide de matrices agissant sur des vecteurs tel que ceux figurant dans l'équation 3.1. Si on connaît toute les composantes de ce vecteur à Z_1 , il est alors possible de connaître ses composantes à Z_2 à l'aide de la matrice de transformation \mathcal{M} qui décrit l'espace entre Z_1 et Z_2 :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ d \end{pmatrix}_{Z_2} = \mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \\ d_x \end{pmatrix}_{Z_1} \quad (3.2)$$

En plus de cette approximation nous supposons également que le barycentre du faisceau se comporte comme une particule sous l'effet d'un champ magnétique. Pour plus d'informations le lecteur est invité à consulter les références [34] et [35]. Afin de modéliser la ligne décrite sur la figure 3.7 nous allons devoir décrire le comportement des principaux éléments qui la composent : les aimants quadripolaire, les aimants dipolaires et l'espace vide, encore appelé espace de dérive.

3.2.4.1 Quadripôle

Les matrices de transformation M'_X et M'_Z d'un quadripôle dans le plan horizontal et vertical sont données par l'équation (3.14) de la référence [36] :

$$M'_X = \begin{pmatrix} \cosh(\phi) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh \phi & 0 \\ \sqrt{|k|} \sinh(\phi) & \cosh(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$M'_Z = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \phi & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin(\phi) & \cos(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

où $\phi = l\sqrt{k}$, l étant la longueur active de l'aimant. Si nous supposons que le champ d'un quadripôle \vec{B} s'écrit :

$$\vec{B} = -\overrightarrow{\text{grad}} V(x, z) \text{ avec } V(x, z) = gxz \quad (3.5)$$

k s'exprime en fonction de la constante g , de la charge e , de la masse m et de la vitesse v des particules en mouvement :

$$k = \frac{eg}{mv}$$

Dans notre cas k est fixé pour un aimant donné, ses dimensions sont des m^{-2} . Cette quantité permet donc de prendre en compte les caractéristiques du champ de l'aimant associé et l'énergie du faisceau.

Pour établir ces équations on suppose que la norme du champ magnétique B_Z suivant l'axe Z (cf. figure 3.6) est nulle et que la norme du champ B_X suivant l'axe X est nulle dans le plan de symétrie $Z = 0$ de l'accélérateur, et qu'il n'y a pas de dispersion. Les deux hypothèses simplificatrices sur B_Z et B_X sont en pratique une bonne approximation dans un accélérateur [36]. Les matrices (3.3) et (3.4) sont en fait l'expression des équations de base de la trajectoire d'une particule dans l'approximation linéaire.

Soit \mathcal{Q}_1 et \mathcal{Q}_2 les fonctions décrivant les matrices de transformation d'un quadripôle en fonction de ses paramètres, d'après les équations 3.3 et 3.4 on pose :

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_1 : \quad \mathbb{R}^2 &\rightarrow \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}^3 \\ (k, l) &\mapsto \mathcal{Q}_1(k, l) = \begin{pmatrix} \cosh(\phi) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh \phi & 0 \\ \sqrt{|k|} \sinh(\phi) & \cosh(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_2 : \quad \mathbb{R}^2 &\rightarrow \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}^3 \\ (k, l) &\mapsto \mathcal{Q}_2(k, l) = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \phi & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin(\phi) & \cos(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Si nous voulons décrire un aimant qui est défocalisant dans le plan horizontal (HDF), et donc focalisant dans le plan vertical, k sera positif, $\mathcal{Q}_1(k, l)$ décrira la traversée de l'aimant dans le plan horizontal et $\mathcal{Q}_2(k, l)$ celle dans le plan vertical. Dans le cas contraire ou nous voudrions décrire un aimant défocalisant dans le plan vertical (VDF), et donc focalisant

dans le plan horizontal, k sera négatif, la traversée du plan horizontal resp. vertical est décrite par $\mathcal{Q}_2(k, l)$ resp. $\mathcal{Q}_1(-k, l)$.

Soit k_{15} la constante associée au quadripôle QL15 qui est HDF

Soit k_{17} la constante de associée au quadripôle QL16 qui est VDF

Soit k_{18} la constante de associée au quadripôle QL17 qui est HDF

L'alternance entre éléments focalisant dans un plan et des éléments défocalisant dans ce même plan n'est pas un hasard, c'est le principe utilisé dans les accélérateurs, il permet de produire des orbites fermées.

3.2.4.2 Espace de dérive

La limite $k = 0$ (pas de champ magnétique) dans l'équation 3.4 correspond à l'expression de la matrice de transformation dans le cas ou il n'y a pas d'éléments le long de la trajectoire.

Soit D la fonction décrivant le passage à travers l'espace libre entre deux éléments d'après l'équation 3.4 on pose :

$$\begin{aligned} \mathcal{D} : \mathbb{R} &\rightarrow \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}^3 \\ l &\mapsto \mathcal{D}(l) = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

l étant la longueur de l'espace libre.

3.2.4.3 Dipôle

Les matrices de transformation dans le plan horizontal et vertical, permettant de décrire l'action d'un dipôle sur une particule chargée en mouvement, sont données par l'équation (3.16) de la référence [36]. Soient M_X et M_Z les matrices de transformation dans le plan horizontal et vertical respectivement. En supposant que le champ magnétique du dipôle est suivant l'axe Z on a d'après [36] :

$$M_X = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \rho \sin \phi & \rho(1 - \cos(\phi)) \\ -\frac{1}{\rho} \sin(\phi) & \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$M_Z = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Dans les équations 3.8 et 3.9 la quantité ϕ est la mesure de l'angle décrit par chacune des faces de l'aimant, ρ est le rayon de courbure, et l est la longueur de la trajectoire à l'intérieur de l'aimant (voir figure 3.9). On à donc : $\phi = \frac{l}{\rho}$.

Pour établir les équations 3.8 et 3.9, nous avons supposé, comme le montre la figure 3.9, que les faces de l'aimant sont perpendiculaires à la trajectoire. On a également supposé, comme dans le cas des quadripôles, que la norme du champ magnétique B_Z (cf. figure 3.6) est nul et que la norme du champ B_X suivant \vec{e}_r est nul dans le plan de symétrie $Z = 0$ de l'accélérateur, et qu'il n'y a pas de dispersion. On remarque qu'un dipôle se comporte comme un espace de dérive dans le plan (vertical ou horizontal) qui contient le champ magnétique de cet aimant.

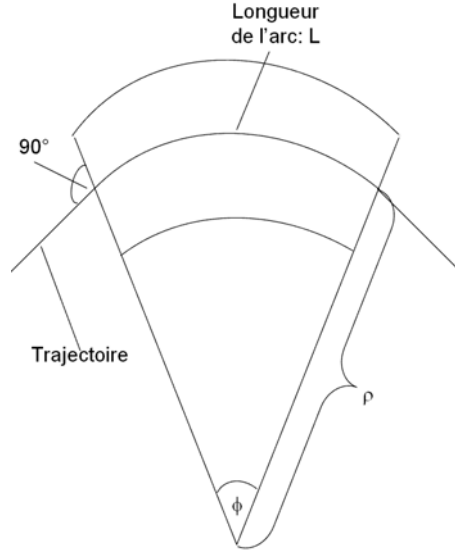


FIG. 3.9 – Dipôle dont les sections sont normales à la trajectoire. ρ est le rayon de courbure de la trajectoire.

Si maintenant nous supposons $l \ll \rho$ l'équation 3.8 devient :

$$M_X = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 \\ 0 & 1 & \phi \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

On définit \mathcal{C} la fonction décrivant la matrice de transformation dans le plan horizontal d'un dipôle dont le champ magnétique est orienté suivant l'axe Z en fonction de ses paramètres :

$$\begin{aligned} \mathcal{C} : \quad \mathbb{R}^4 &\rightarrow \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}^3 \\ (I, E, l, C) &\mapsto \mathcal{C}(I, E, l, C) = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 \\ 0 & 1 & \phi \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.11)$$

où I est l'intensité qui traverse la bobine de l'aimant, E l'énergie de la particule, et l la longueur active de l'aimant. C est la constante de calibration associée à un dipôle et est définie par :

$$\phi = \frac{IE}{C}$$

La valeur de C et de l sera différente selon qu'il s'agisse d'un aimant de type CH, CV ou CI voir figure 3.7.

3.3 Stabilité de l'orbite à moyen et long terme

Dans ce chapitre nous utiliserons les informations de la section 3.2 afin de déterminer à partir de plusieurs mesures de position du faisceau réalisées par des BPMs, la position du faisceau au niveau du point d'interaction LPOLcav. Comme nous l'avons déjà précisé, il nous faut d'abord nous assurer que les mesures sont compatibles entre elles avant de

pouvoir regarder la stabilité du faisceau au niveau du point d'interaction électron-laser de notre polarimètre. Nous regarderons donc dans un premier temps la variation entre position mesurée et calculée au niveau du point d'interaction du LPOL, puisqu'il existe un BPM à cet endroit, avant celle de l'orbite au niveau du point d'interaction du LPOLcav.

3.3.1 Variations entre positions mesurées et calculées au niveau du point d'interaction du LPOL

Soit \mathcal{M}_h resp. \mathcal{M}_v la matrice décrivant le passage dans le plan horizontal resp. vertical à travers toute la ligne décrite figure 3.7

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_h = & \mathcal{D}(D11).\mathcal{Q}L17_h.\mathcal{D}(D10).\mathcal{D}(D9).\mathcal{Q}L16_h.\mathcal{D}(D8). \\ & \text{CH60}.\mathcal{D}(D7).\mathcal{D}(D6).\mathcal{Q}L15_h.\mathcal{D}(D5).\text{CI52}.\mathcal{D}(D4). \\ & \mathcal{D}(D3).\mathcal{D}(D2).\text{CI51}.\mathcal{D}(D1) \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_h = & \mathcal{D}(D11).\mathcal{Q}_1(k_{17}, l_{17}).\mathcal{D}(D10).\mathcal{D}(D9).\mathcal{Q}_2(k_{16}, l_{16}).\mathcal{D}(D8). \\ & \mathcal{C}(I_{\text{CH60}}, E, l_{\text{CH}}, C_{\text{CH}}).\mathcal{D}(D7).\mathcal{D}(D6).\mathcal{Q}_1(k_{15}, l_{15}).\mathcal{D}(D5). \\ & \mathcal{C}(I_{\text{CI52}}, E, l_{\text{CI}}, C_{\text{CI}}).\mathcal{D}(D4).\mathcal{D}(D3).\mathcal{D}(D2).\mathcal{C}(I_{\text{CI51}}, E, l_{\text{CI}}, C_{\text{CI}}) \\ & .\mathcal{D}(D1) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Les courant I_{CH60} et I_{CI51} sont fournis en ligne.

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_v = & \mathcal{D}(D11).\mathcal{Q}L17_v.\mathcal{D}(D10).\mathcal{D}(D9).\mathcal{Q}L16_v.\mathcal{D}(D8). \\ & \mathcal{D}(D7).\text{CV54}.\mathcal{D}(D6).\mathcal{Q}L15_v.\mathcal{D}(D5).\mathcal{D}(D4). \\ & \mathcal{D}(D3).\mathcal{D}(D2).\mathcal{D}(D1) \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_v = & \mathcal{D}(D11).\mathcal{Q}_2(k_{17}, l_{17}).\mathcal{D}(D10).\mathcal{D}(D9).\mathcal{Q}_1(k_{16}, l_{16}).\mathcal{D}(D8). \\ & \mathcal{D}(D7).\mathcal{C}(I_{\text{CV54}}, E, l_{\text{CV}}, C_{\text{CV}}).\mathcal{D}(D6).\mathcal{Q}_2(k_{15}, l_{15}).\mathcal{D}(D5). \\ & \mathcal{D}(D4).\mathcal{D}(D3).\mathcal{D}(D2).\mathcal{D}(D1) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Le courant I_{CV54} est fourni en ligne.

Pour alléger l'écriture, les distances inter-composants sont éventuellement redéfinies de manière à prendre en compte un élément n'ayant pas d'influence.

D'après l'équation 3.2 et en utilisant 3.13 pouvons écrire dans le plan horizontal :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ d \end{pmatrix}_{\text{MO68}} = \mathcal{M}_h \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \\ d_x \end{pmatrix}_{\text{MO46}} \quad (3.16)$$

Où x est la position dans le plan horizontal du faisceau de particules,
 x' l'angle que fait le faisceau de particules avec l'axe x dans le plan(x,z)
 d_x la dispersion en impulsion suivant l'axe x
MO68,MO46 désigne l'abscisse cuviligne des BPMs.

De même dans le plan vertical, d'après les eq. 3.2 et 3.15 on a :

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \\ d_y \end{pmatrix}_{\text{MO68}} = \mathcal{M}_v \cdot \begin{pmatrix} y \\ y' \\ d_y \end{pmatrix}_{\text{MO46}} \quad (3.17)$$

Où y est la position dans le plan vertical du faisceau de particules,
 y' l'angle que fait le faisceau de particules avec l'axe y dans le plan (y,z)
 d_y la dispersion en impulsion suivant l'axe y

x dans l'équation 3.16 étant mesuré à l'aide des BPMs il vient immédiatement :

$$\begin{cases} x'_{\text{MO46}} = \frac{x_{\text{MO68}} - \mathcal{M}_{h11} x_{\text{MO68}} - \mathcal{M}_{h13} d_x}{\mathcal{M}_{h12}} \\ x'_{\text{MO68}} = \mathcal{M}_{h21} x_{\text{MO46}} + \mathcal{M}_{h22} x'_{\text{MO46}} + \mathcal{M}_{h23} d_x \end{cases} \quad (3.18)$$

On obtient la même chose pour y à condition de faire l'échange dans 3.18 :

$$\begin{cases} x' \rightleftharpoons y' \\ \mathcal{M}_h \rightleftharpoons \mathcal{M}_v \\ d_x \rightleftharpoons d_y \end{cases} \quad (3.19)$$

Une fois que $\{x_{\text{MO46}}, x'_{\text{MO46}}\}$ et $\{y_{\text{MO46}}, y'_{\text{MO46}}\}$ sont connus il est alors immédiat de trouver $\{x_{\text{MO52}}, x'_{\text{MO52}}\}$ et que $\{y_{\text{MO52}}, y'_{\text{MO46}}\}$ en utilisant la formule 3.2 :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ d_x \end{pmatrix}_{\text{MO52}} = \mathcal{N}_h \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \\ d_x \end{pmatrix}_{\text{MO46}}, \quad \begin{pmatrix} y \\ y' \\ d_y \end{pmatrix}_{\text{MO52}} = \mathcal{N}_v \cdot \begin{pmatrix} y \\ y' \\ d_y \end{pmatrix}_{\text{MO46}} \quad (3.20)$$

Avec,

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_h &= \mathcal{D}(D3) \cdot \mathcal{D}(D2) \cdot \mathcal{C}(I_{\text{CI51}}, E, l_{\text{CI}}, C_{\text{CI}}) \cdot \mathcal{D}(D1) \\ \mathcal{N}_v &= \mathcal{D}(D3) \cdot \mathcal{D}(D2) \cdot \mathcal{D}(D1) \end{aligned}$$

Pour avoir une estimation de la compatibilité de nos prévisions avec une mesure provenant de BPM, il nous suffit de comparer la position du faisceau calculée à l'aide de l'équation 3.20 et la position mesurée par le BPM MO52.

Cette comparaison montre que les valeurs moyennes ne sont pas en accord. Il y a une différence d'un millimètre environ entre la valeur mesurée et la valeur calculée. En revanche les variations sont elles relativement bien décrites, comme on peut le constater sur la figure 3.10. Sur cette figure on superpose les valeurs des positions calculées avec celle mesurées de sorte que leur valeur moyenne soient égales. Nous allons indiqués pourquoi on ne s'attend pas à un bon accord pour toute la période où il y a du courant dans la machine.

Comme nous l'avons déjà précisé dans le chapitre 2.1 l'obtention du faisceau d'électrons s'effectue par étapes successives. Sur la figure 3.10 il y a trois zones indiquées : I II et III. La première zone I correspond à l'injection puis à l'accélération d'électrons de 12 Gev, on voit d'ailleurs la présence de marches successives sur la courbe décrivant le courant. Dans cette partie on ne s'attend pas à un bon accord entre calculs et mesures. Premièrement

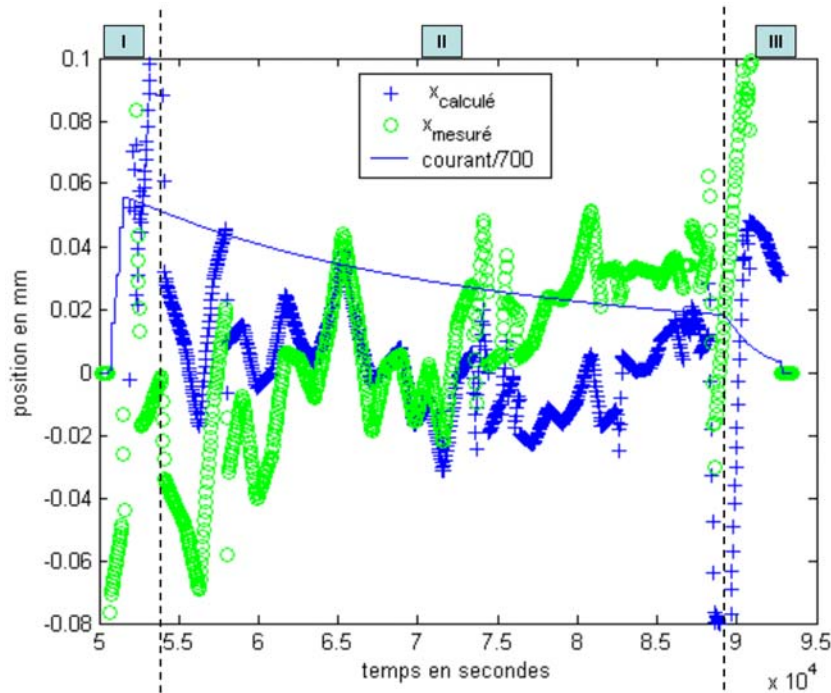


FIG. 3.10 – Évolution des positions mesurées et calculées au niveau du BPM MO52 dans le plan horizontal au cours d'un fill typique. Le courant des électrons figure en traits continus. Les trois zones I II et III matérialisent différents moments du run. La zone I contient l'injection l'accélération et l'optimisation de la luminosité. La zone II est appelée run de lumi et correspond à des conditions standard. Enfin la zone III est la phase de run haute densité.

parce que comme le décrit l'équation 3.11, la réponse des aimants dipolaires dépend de l'énergie du faisceau, et pour des raisons évidentes l'énergie utilisée pour les calculs est l'énergie nominale, c'est-à-dire 27.6 GeV, le système n'étant pas stable avant. D'autre part, même lorsque le palier des 27.6 GeV est atteint, il reste à optimiser la luminosité. Cette opération est susceptible de provoquer d'importants déplacements du faisceau d'électrons voir même d'être responsable de la perte du faisceau. Notre simple modèle n'est pas adapté pour décrire de telles situations qui ne sont par définition que temporaires, et qui ne présentent pas de réel intérêt puisque de toute façon, tout comme les différentes expériences de HERA qui n'enregistrent pas de données à cet instant, le calorimètre n'est pas opérationnel.

La zone II de la figure 3.10 correspond à la période où le run de lumi est déclaré, c'est-à-dire quand les expériences peuvent mettre sous tension leurs détecteurs et commencer à prendre des données. Dans cette zone, l'écart entre les mesures et les calculs est satisfaisant, puisqu' à l'intérieur d'un run typique comme celui présenté sur les figures 3.11 et 3.12, on constate en effet que l'écart est inférieur à 0.1 mm, ce qui est compatible avec la résolution attendue et avec la distance minimale utilisée lors du balayage en position. Ces résultats ont été vérifiés pour de nombreux runs en 2005.

La phase de haute densité, décrite dans la zone III, est généralement présente en fin de run, lorsque le courant d'électrons arrive au niveau des 14 mA. Durant cette phase la densité du gaz situé dans la cible d'HERMES est augmentée, au point que l'effet en est

visible sur l'évolution du courant sur la figure 3.10. Les électrons rencontrant beaucoup de matière voient leur durée de vie diminuer de façon importante, on voit la courbe représentant l'intensité en fonction du temps s'infléchir nettement. Durant cette phase les variations de position peuvent être importantes et parfois pas très bien décrites. On évitera donc de formuler des conclusions concernant cette partie. Heureusement, cela n'est pas d'une grande importance en raison de la durée relativement courte de cette phase (environ heure).

En conclusion nous pouvons dire, au vue des figures 3.11 et 3.12, qui comparent la position mesurée à l'aide du BPM MO52 avec les positions calculées à l'aide des BPMS MO46 et MO68, que nos prévisions sont compatibles avec les valeurs mesurées sous deux conditions. Premièrement il ne faut pas tenir compte de la valeur absolue des positions calculées, mais de se concentrer uniquement sur les variations de ces positions. Deuxièmement, il est nécessaire de se placer dans la zone de fonctionnement appelée run de luminosité.

Le fait de ne pas connaître la quantité à soustraire peut sembler être un problème puisque nous désirons déterminer les variations de position du faisceau au niveau du LPOLcav, qui est un endroit où il n'y a pas de moniteur.

Pour contourner ce problème il nous suffit de regarder l'évolution de ce coefficient de correction en fonction du temps. Pour cela nous comparerons les valeurs moyennes entre positions mesurées et positions calculées au niveau du LPOL au cours d'un fill. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la figure 3.13 pour les corrections concernant le plan horizontal, et sur la figure 3.14 pour celle du plan vertical. Chaque point correspond à une moyenne effectuée sur un fill complet dans la zone de lumi. On observe que ces variations sont très lentes puisque l'amplitude des oscillations vaut environ 0.2 mm pour le plan horizontal et 0.5 mm pour le plan vertical, pour une période de trente jours environ.

La variation de cette quantité est uniquement liée à la non reproductibilité de l'orbite des électrons d'un fill à l'autre. On peut d'ailleurs observer que la variation la plus importante d'un fill à l'autre sur la figure 3.13, située entre le dixième et le quinzième jour, correspond à une optimisation de la machine. Lors de cette optimisation l'orbite à été déplacé de 0.1 mm dans le plan horizontal, la variation dans le plan vertical pour ce fill sur la figure 3.14 est d'ailleurs moins importante, alors que ce n'est pas le cas pour les autres fill. Il est probable que ce comportement est du à des effets non linéaires des BPMS, la précision de la mesure au niveau des BPMS étant comme nous l'avons déjà énoncé en rapport avec la position du faisceau au niveau de ces BPMS.

La méthode d'interpolation que nous avons développée dans cette partie est donc applicable pour connaître la position et l'angle du faisceau au niveau du point d'interaction du LPOLcav à condition de ne regarder que les mouvements de faisceau dans la phase de lumi, et de comparer des données séparées dans le temps d'au maximum 30 jours. La précision que nous attendons sur cette mesure ne sera pas meilleure que les variations que nous avons observées sur la figure 3.13 et 3.14 c'est à dire de l'ordre de 0.2 mm dans le plan horizontal et 0.5 mm dans le plan vertical.

3.3.2 Stabilité au niveau du point d'interaction du LPOLcav

Convaincus que nos calculs sont compatibles avec les mesures effectuées à l'aide des BPMS sous certaines conditions et si nous limitons nos prévisions à une durée de 30 jours,

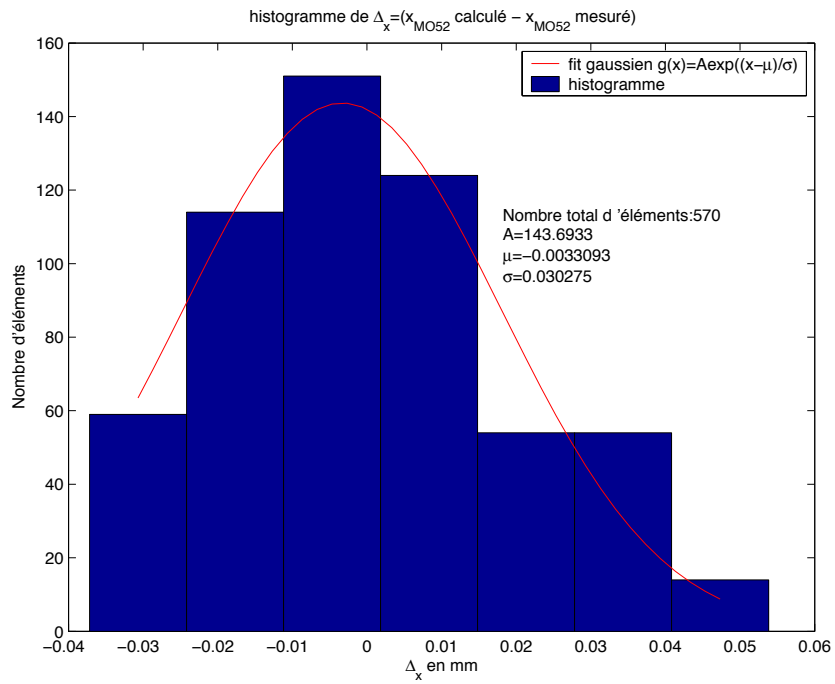


FIG. 3.11 – Comparaison des positions mesurées et calculées au niveau du BPM MO52 dans le plan horizontal.

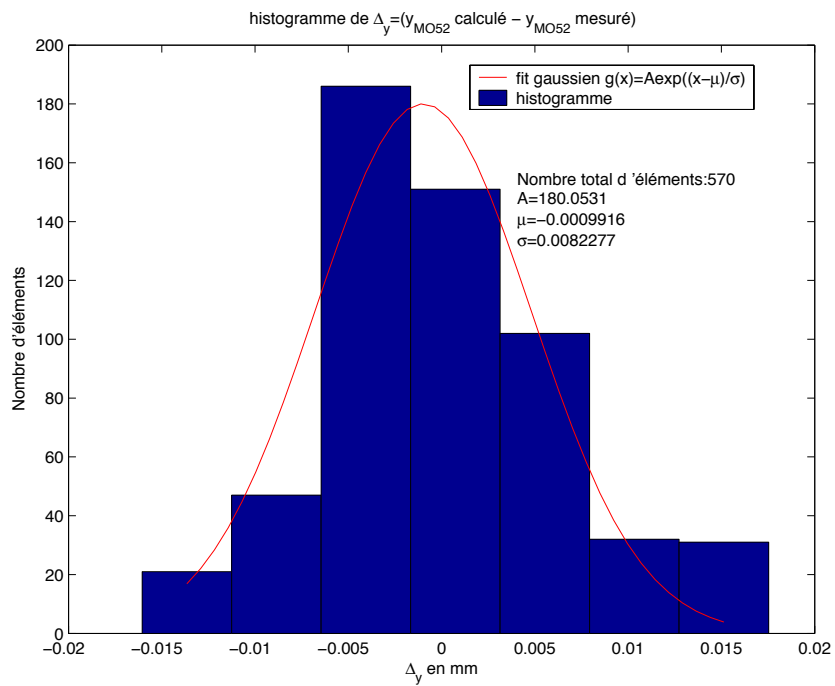


FIG. 3.12 – Comparaison des positions mesurées et calculées au niveau du BPM MO52 dans le plan vertical.

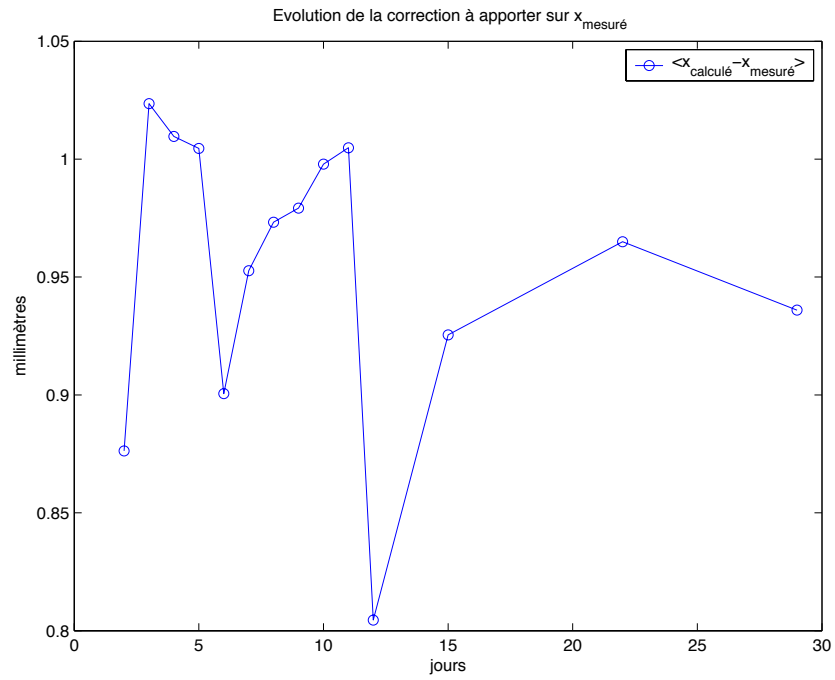


FIG. 3.13 – Différence entre les valeurs moyenne, effectuée durant un fill pendant la phase de lumi run, des positions mesurée et calculées au niveau du BPM MO52 (voisinage du LPOL) dans le plan horizontal.

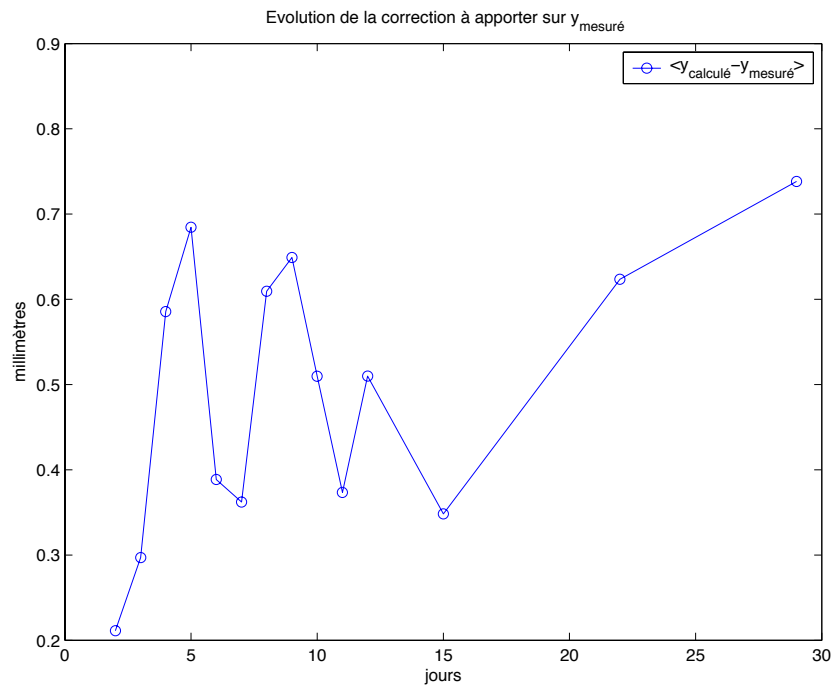


FIG. 3.14 – Différence entre les valeurs moyenne, effectuée durant un fill pendant la phase de lumi run, des position mesurée et calculée au niveau du BPM MO52 (voisinage du LPOL) dans le plan horizontal.

il nous est possible d'étudier les variations au niveau du point d'interaction. Toujours d'après l'équation 3.2, on a :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ d_x \end{pmatrix}_{\text{LPOLCav}} = \mathcal{L}_h \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \\ d_x \end{pmatrix}_{\text{MO46}}, \quad \begin{pmatrix} y \\ y' \\ d_y \end{pmatrix}_{\text{LPOLCav}} = \mathcal{L}_v \cdot \begin{pmatrix} y \\ y' \\ d_y \end{pmatrix}_{\text{MO46}} \quad (3.21)$$

Avec,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_h &= \mathcal{D}(D9) \cdot \mathcal{Q}_2(k_{16}, l_{16}) \cdot \mathcal{D}(D8) \cdot \\ &\quad \mathcal{C}(I_{\text{CH60}}, E, l_{\text{CH}}, C_{\text{CH}}) \cdot \mathcal{D}(D7) \cdot \mathcal{D}(D6) \cdot \mathcal{Q}_1(k_{15}, l_{15}) \cdot \mathcal{D}(D5) \cdot \mathcal{C}(I_{\text{CI52}}, E, l_{\text{CI}}, C_{\text{CI}}) \cdot \\ &\quad \mathcal{D}(D4) \cdot \mathcal{D}(D3) \cdot \mathcal{D}(D2) \cdot \mathcal{C}(I_{\text{CI51}}, E, l_{\text{CI}}, C_{\text{CI}}) \cdot \mathcal{D}(D1) \\ \mathcal{L}_v &= \mathcal{D}(D9) \cdot \mathcal{Q}_1(k_{16}, l_{16}) \cdot \mathcal{D}(D8) \cdot \\ &\quad \mathcal{D}(D7) \cdot \mathcal{C}(I_{\text{CV54}}, E, l_{\text{CI}}, C_{\text{CV}}) \cdot \mathcal{D}(D6) \cdot \mathcal{Q}_2(k_{15}, l_{15}) \cdot \mathcal{D}(D5) \cdot \\ &\quad \mathcal{D}(D4) \cdot \mathcal{D}(D3) \cdot \mathcal{D}(D2) \cdot \mathcal{D}(D1) \end{aligned}$$

L'évolution des positions du faisceau d'électrons en x et en y au cours du fill typique des figures 3.11, 3.12 et 3.10, au niveau du point d'interaction électron laser est représentée sur les figures 3.16 et 3.17 respectivement. On remarque que le faisceau bouge légèrement plus au niveau du point du point d'interaction électron-laser, qu'au niveau du BPM MO52. Sachant que le nombre de photons Compton arrivant sur le calorimètre est proportionnel à la surface de recouvrement entre le faisceau laser et le faisceau d'électrons, il est important que le faisceau d'électrons ne bouge pas de manière trop rapide. Pour estimer si les valeurs de la figure 3.16 et 3.17 sont accord avec nos besoins, nous avons utilisé un modèle simple décrivant l'interaction du faisceau d'électrons avec le faisceau laser. Dans ce modèle nous utilisons l'approximation réaliste que la forme du faisceau d'électrons et celle du faisceau laser est gaussienne. La largeur du faisceau laser est de $290\mu\text{m}$ dans le plan vertical et horizontal tandis que celle des paquets du faisceau d'électrons ont pour largeur $730\mu\text{m}$ dans le plan vertical $200\mu\text{m}$ dans le plan horizontal et 1cm de longueur. Pour avoir une estimation de l'effet produit par un mouvement de Δx mètres il suffit de calculer le recouvrement entre les deux gaussiennes. La variation d'un tel recouvrement en fonction du mouvement du faisceau d'électrons Δx est tracée sur la partie du bas de la figure 3.15. Sachant d'autre part qu'une variation du flux de photons Compton inférieur à 5 % ne présente pas de problème, on s'aperçoit que les mouvements, du faisceau d'électrons de l'ordre de 0.12mm dans le plan horizontal sont tout à fait compatible avec une mesure correcte de la polarisation puisqu'une variation de 5 % représente un déplacement de l'ordre de 0.12mm . Concernant les mouvements dans le plan vertical les choses sont nettement plus simples puisque le faisceau laser qui fait 2 mètres de long se situe dans ce plan et que l'angle entre le faisceau d'électrons et le faisceau laser est de 3.2° . La taille apparente du faisceau laser devient alors 0.1116 mètres, ce qui garantit un parfait recouvrement dans cette direction.

L'évolution des angles du faisceau est elle aussi satisfaisante, car la fenêtre d'entrée du calorimètre de 2cm de diamètre est située à moins de 100m du point d'interaction. Il faut donc des variations angulaires de l'ordre de plusieurs milliradians, ce qui est nettement inférieur aux valeurs des figures 3.18 et 3.19.

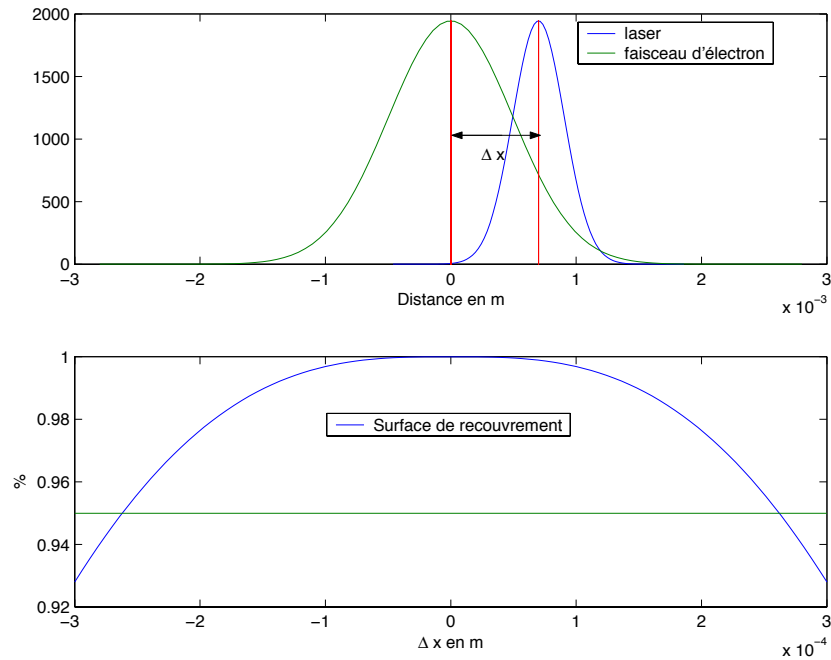


FIG. 3.15 – Figure du haut : exemple de recouvrement entre le faisceau laser et le faisceau d'électron. Figure du bas : Variation du recouvrement du faisceau laser et du faisceau d'électrons en fonction du mouvement du faisceau Δx .

Ces résultats nous permettent de statuer sur les variations que nous avons qualifiées de moyen terme. La variation à l'intérieur d'un fill typique est satisfaisante et ne nécessite pas de refaire un balayage de la position du faisceau en cours de fill.

Concernant les variations à long terme, il nous faut cette fois étudier la variation de la position moyenne d'un fill au niveau du LPOLcav au cours du temps. Ces variations sont représentées sur la figure 3.20 pour les positions en x et en y et sur la figure 3.21 pour les angles x' et y' . Les variations sur la figure 3.20 sont importantes puisqu'elle peuvent atteindre 1 mm au bout de 15 jours. La précision attendue sur ces mesures étant de 0.2 mm, on peut en conclure puisque 1mm représente une variation en nombre de photons Compton relativement importante (d'au moins de 10 % d'après la figure 3.15), et vu qu'un changement de 0.1 mm est visible et peut être corrigé par le balayage en position, qu'un ballayage de la position horizontale est nécessaire à chaque fill. Cette procédure est relativement rapide à exécuter (quelques minutes) si le faisceau n'a pas trop bougé entre deux positions, ce qui est le cas, même si plusieurs dizaines de jours s'écoulent entre deux balayages.

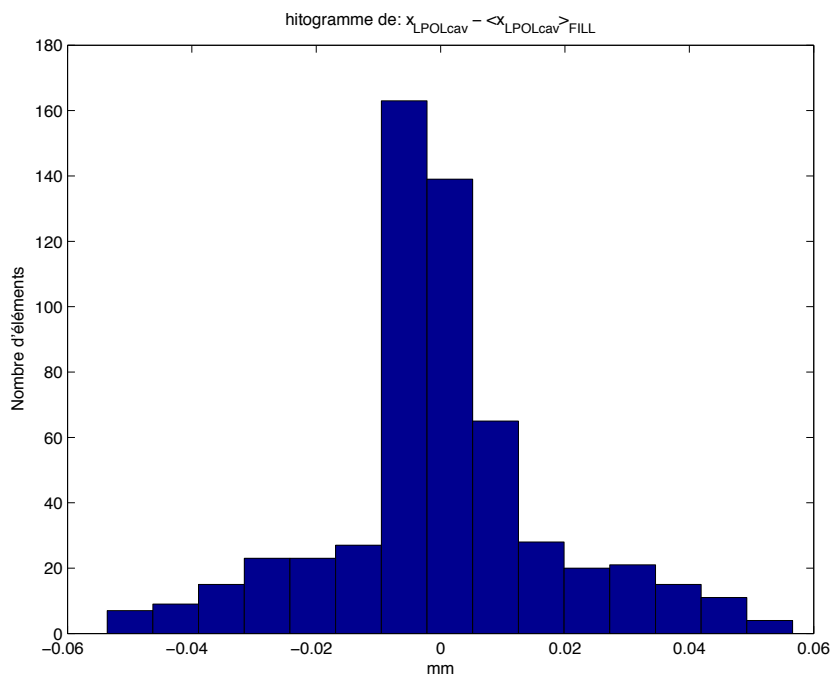


FIG. 3.16 – Distribution des positions du faisceau suivant l'axe x dans le plan (x,z) , calculées au niveau du point d'interaction électron/positron laser.

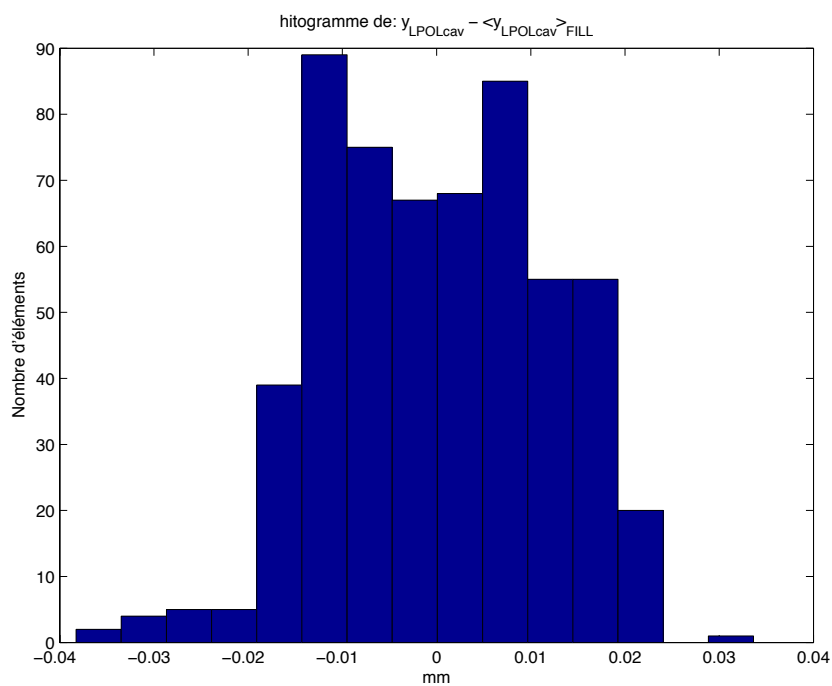


FIG. 3.17 – Distribution des positions du faisceau suivant l'axe y dans le plan (y,z) , calculées au niveau du point d'interaction

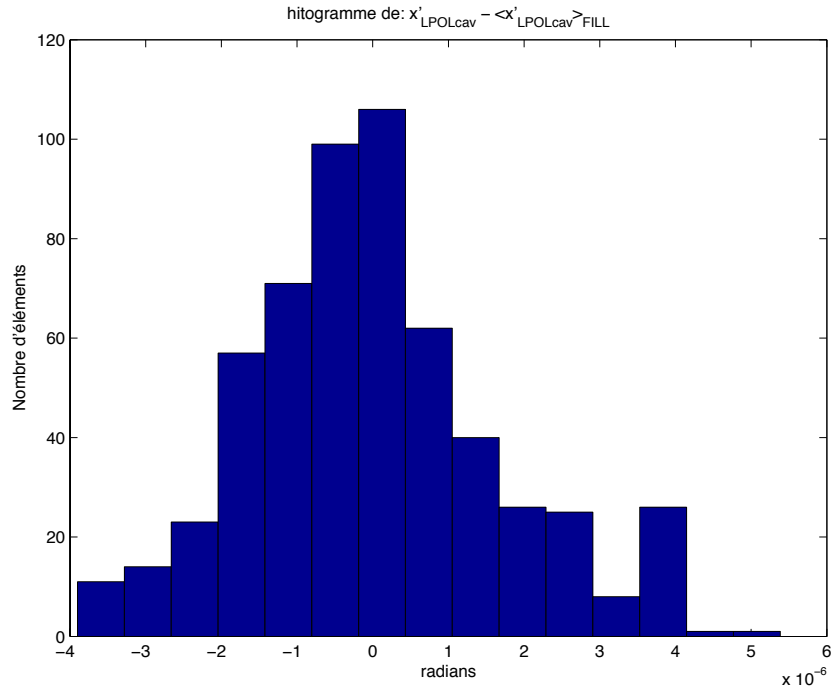


FIG. 3.18 – Distribution des angles du faisceau avec l'axe x dans le plan (x,z) , calculés au niveau du point d'interaction électron/positron laser.

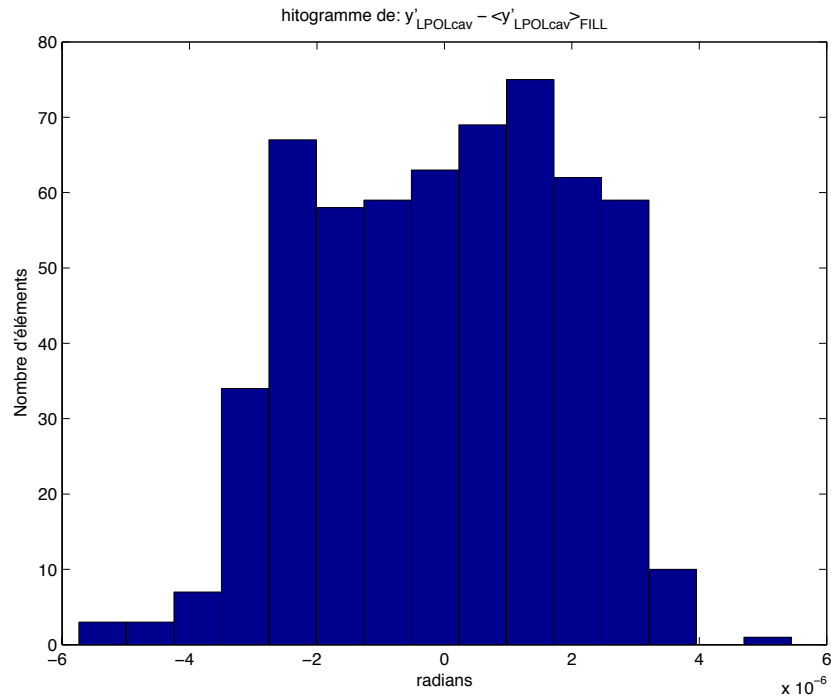


FIG. 3.19 – Distribution de l'angle du faisceau avec l'axe y dans le plan (y,z) calculés au niveau du point d'interaction dans le plan vertical.

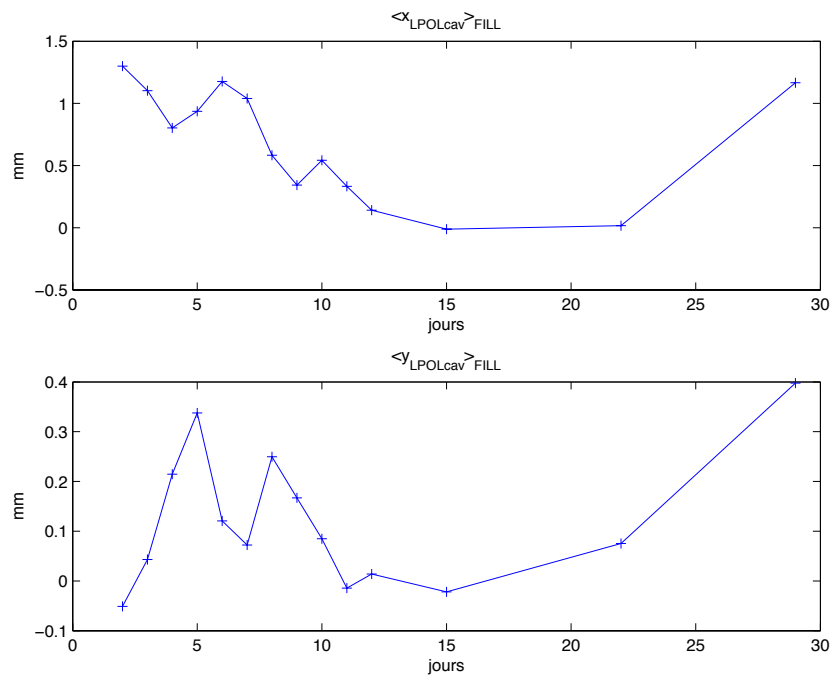


FIG. 3.20 – Figure du haut : variation de la position moyenne au cours d’un fill dans le plan horizontal au niveau du point d’interaction du LPOlcav en fonction du temps. Figure du bas : variation de la position moyenne au cours d’un fill dans le plan vertical au niveau du point d’interaction du LPOlcav en fonction du temps.

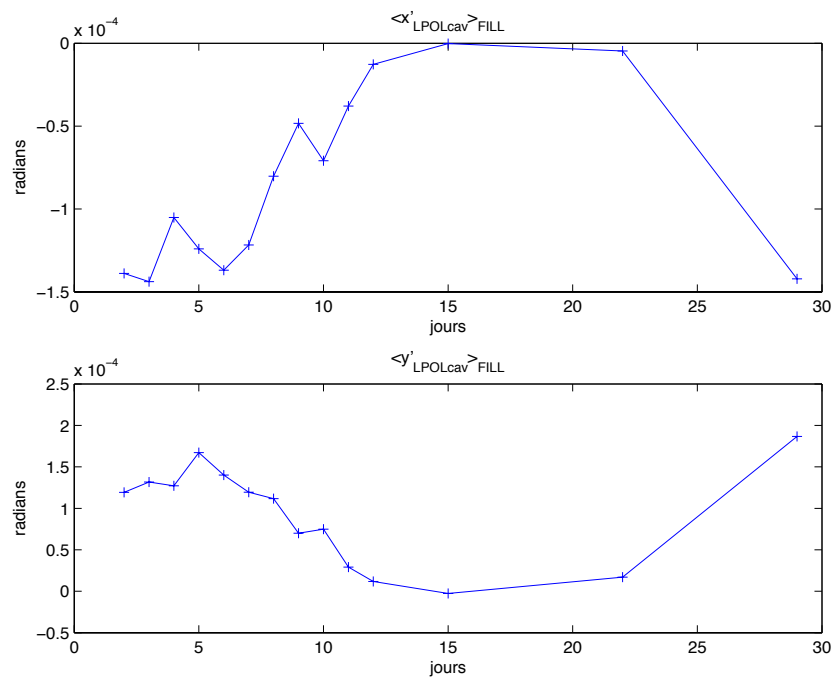


FIG. 3.21 – Figure du haut : variation de l’angle moyen au cours d’un fill dans le plan horizontal au niveau du point d’interaction du LPOLcav en fonction du temps. Figure du bas : variation de l’angle moyen au cours d’un fill dans le plan vertical au niveau du point d’interaction du LPOLcav en fonction du temps.

3.4 Radiation Synchrotron

Avant l'installation de la cavité au niveau de sa position actuelle, des mesures du niveau de radiations synchrotron ont été effectuées, afin de statuer sur le caractère acceptable de cet emplacement. Ces tests se sont révélés concluants, et la position située à 62 m de l'aimant cible de l'expérience HERMES a été retenue. Une fois installé puis mis en route, le système a commencé à poser des problèmes. C'est à ce moment que nous nous sommes aperçus compte que la configuration des aimants de l'expérience HERMES avait changée.

Nous désirons dans ce chapitre mettre en évidence les dégâts causés par les radiations sur notre électronique. Pour cela nous analyserons dans un premier temps quelles sont les sources de ces radiations et comment celles-ci peuvent atteindre notre système. Ensuite nous donnerons quelques exemples de la présence réelle de ces radiations au niveau de nos équipements. Enfin nous exposerons les effets causés par ces radiations et les solutions expérimentales adoptées pour contrebalancer les effets.

3.4.1 Origine et transport des radiations

Avant de nous poser la question des effets éventuels de ces radiations, il nous faut nous assurer qu'au moins une partie non négligeable de ces radiations ont une chance d'atteindre soit la cabine en plomb, où se trouvent la cavité et le laser, soit le calorimètre, sachant qu'ils sont situés respectivement à environ 60m et 110m de la cible d'HERMES, et qu'en conséquence une série d'obstacles se trouvent dans l'intervalle.

Nous avons en effet déjà identifié plusieurs sources de radiation. La partie 3.2.1, montre que l'environnement proche de la cible HERMES est riche en radiations. Les valeurs calculées dans l'annexe 3.5 et présentées sur la figure 3.1 sont colossales car elles sont l'ordre du kilo Watt.

Les particules chargées qui sont accélérées par une force macroscopique émettent des radiations électromagnétiques, le champ associé à ces radiations est proportionnel au carré de l'accélération [27]. Il est donc naturel que les aimants C1,T et C2 de la figure 3.1 soient identifiés comme source de radiations. Le taux d'émission dépend, en plus du carré de la force, de l'angle entre cette force et la vitesse de l'électron, il s'augmente d'un facteur $\gamma^2 = \frac{E^2}{(m_0 c^2)^2}$ (E étant l'énergie de la particule, m_0 sa masse au repos et c la vitesse de lumière) quand la force est perpendiculaire à la vitesse de l'électron par rapport au cas où elle est parallèle. On s'attend donc à un effet plus important dans les dipôles que dans les cavités accélératrices.

Une description plus complète de ces effets est donnée dans l'annexe 3.5. Retenons simplement qu'en raison de la vitesse importante des électrons/positrons l'émission des radiations se fait pratiquement suivant la vitesse des électrons, c'est-à-dire tangentielle-ment à la trajectoire.

La fréquence critique ω_c est donnée par la formule 3.23 de l'annexe 3.5. La moitié de la puissance des radiations synchrotron est rayonnée par des photons d'énergie inférieure à l'énergie critique $E_c = h\omega_c$ (équation 3.24 de l'annexe 3.5). L'énergie moyenne des radiations valant environ $1.32 E_c$ (voir équation 3.25). Le spectre des photons rayonnés n'est pas très resserré autour de la fréquence centrale comme en témoigne la figure 3.22. En effet, si au delà de la fréquence critique, la distribution est une exponentielle décroissante, la partie basse fréquence elle n'est qu'en $x^{1/3}$. Cette diminution très lente (par rapport à l'exponentielle décroissante) de la distribution lorsque l'on tend vers les petites valeurs de

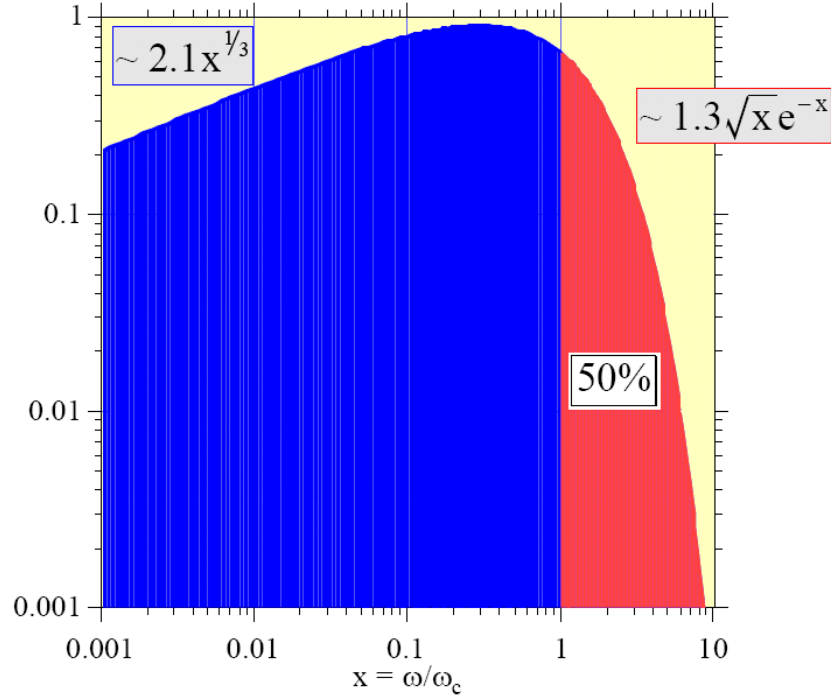


FIG. 3.22 – Fraction de la puissance en fonction des fréquences du rayonnement synchrotron émis. Pour grader une portée générale on se réfère au rapport x de la fréquence de rayonnement ω sur la fréquence critique ω_c .

x , élargit énormément le spectre des radiations en direction des petites énergies.

Dans notre cas la fréquence caractéristique moyenne des principales sources de radiations se situe autour d'une centaine de keV voir table 3.1, cette énergie correspond à la région des rayons X (énergie allant de quelques eV à plusieurs dizaines de MeV). A ces énergies, les radiations peuvent passer au travers du tube métallique entourant le faisceau. L'interaction de ces radiations avec l'air du tunnel provoque l'apparition de gaz nocif tel que O_3 ou NO_x . Avec l'humidité de l'air NO_x peut former de l'acide nitrique qui peut donner lieu à de la corrosion. Pour ces raisons un puissant système de ventilation chargé de sécher l'air a été installé dans le HALL.

La figure 3.23 présente les éléments jouant un rôle dans la production et le transport de ces radiations. On y trouve l'ensemble des sources : C1, T, C2, BH39 et BH90 qui sont toutes des dipôles, ainsi que les différents collimateurs. Le détail des calculs concernant les valeurs indiquées sur la figure se trouve dans l'annexe 3.5. La partie gauche de la figure reprend les valeurs du schéma 3.1, les valeurs des puissances rayonnées sont très grandes puisqu'elles sont de l'ordre du kilowatt. Heureusement, grâce au collimateur en $z=61.5m$, une partie de la puissance rayonnée, listée sur la table 3.2, n'arrive pas jusqu'à la cavité. Néanmoins 54% de la puissance provenant de C1, 13% de la puissance induite par T, et 36% de celle provenant de C2 font tout de même un total de 950 W, avec la participation de BH39, au voisinage de la cavité (matérialisée par le point d'interaction électron/positron-laser à $z=62m$), ce qui reste colossal.

En ce qui concerne le calorimètre, la situation est légèrement meilleure en raison de la présence de nouveaux collimateurs en $z=97$, et d'une fenêtre en cuivre de 2mm d'épaisseur.

Cette fenêtre rend les calculs plus difficiles puisque l'atténuation du cuivre dépend de la fréquence de radiation, et comme nous l'avons vu le spectre des radiations s'étend sur une large bande d'énergie, disons de 6 keV à 574 keV. Il nous faut donc sommer chacune des contributions aux différentes énergies. C'est ce que se propose de faire le tableau 3.5. L'énergie totale étant la somme des trois colone P_{out} sur ce tableau. On obtient au total 292.5 W.

3.4.2 Evidences expérimentales de la présence de radiations

D'après ce qui à été dit plus tôt, le voisinage de la cavité et du calorimètre devrait normalement être irradié par les photons issus du rayonnement synchrotron. Plusieurs expériences menées à ces endroits confirme cette hypothèse. Le premier élément qui nous a alerté sur la présence de radiation a été la présence d'un trou voir figure 3.24 sur une plaque de plomb sensée protéger les calorimètres.

On observe bien évidemment des effets dans le spectre mesuré par les calorimètres. Le taux de radiations synchrotrons étant dépendant du nombre d'électrons présents dans un paquet, on observe, comme décrit sur la figure 3.25, une énergie supplémentaire dans les calorimètres qui se superpose à celle des spectres, les décalant en direction de la zone de plus haute énergie. Ces effets sont à prendre en compte lors de la mesure de la polarisation qui est extraite de ces spectres.

3.4.2.1 Installation de détecteurs instrumentés

La première solution pour vérifier la présence de radiations est d'utiliser des détecteurs instrumentés. Deux tests ont été menés conjointement, l'un utilisant un détecteur incorporant des scintillateurs plastiques, l'autre est un petit détecteur à base de PIN-DIODE (qui est en fait un moniteur de perte de faisceau) interfacée par une électronique maintenue par le groupe de l'accélérateur.

3.4.2.1.1 Scintillateurs plastiques Le schéma de la figure 3.26 décrit chacun des éléments de ce détecteur. Ce détecteur comporte deux scintillateurs plastiques distincts, accolés chacun à un photomultiplicateur. Ce système dispose donc de deux voies d'acquisition. Pour des raisons pratiques le système d'acquisition de ce détecteur est le même que celui du calorimètre, il n'est donc pas tout à fait optimal. Le principe de fonctionnement est le suivant : lorsqu'un photon, dans notre cas, possédant une énergie suffisamment élevée pénètre le scintillateur il peut ioniser ou exciter le milieu. Le milieu se désexcite ensuite en émettant une myriade de photons, d'énergie inférieure à celle d'excitation, évitant ainsi le piégeage de ces photons par le milieu. Ces photons sont ensuite guidés (l'indice du scintillateur étant plus élevé que celui de l'air) vers le photomultiplicateur placé en sortie, où ils interagissent avec une photocathode, afin de produire des électrons (photoélectrons), par effet photoélectrique. Ces photoélectrons sont multipliés par des dynodes qui sont des électrodes à émission secondaire, afin de produire un signal électrique mesurable.

Le scintillateur utilisé est le SCSN81 fabriqué par une marque japonaise : Kuraray. Ce scintillateur organique a l'avantage d'avoir des transitions de l'état excité vers l'état fondamental avec une durée de vie moyenne de l'ordre de $10^{-8}s$. Il est donc adapté à nos mesures puisque les photons émis arrivent par paquets d'une durée inférieure à $96ns$. Cela n'aurait pas été le cas pour d'autres scintillateurs tels que les scintillateurs minéraux

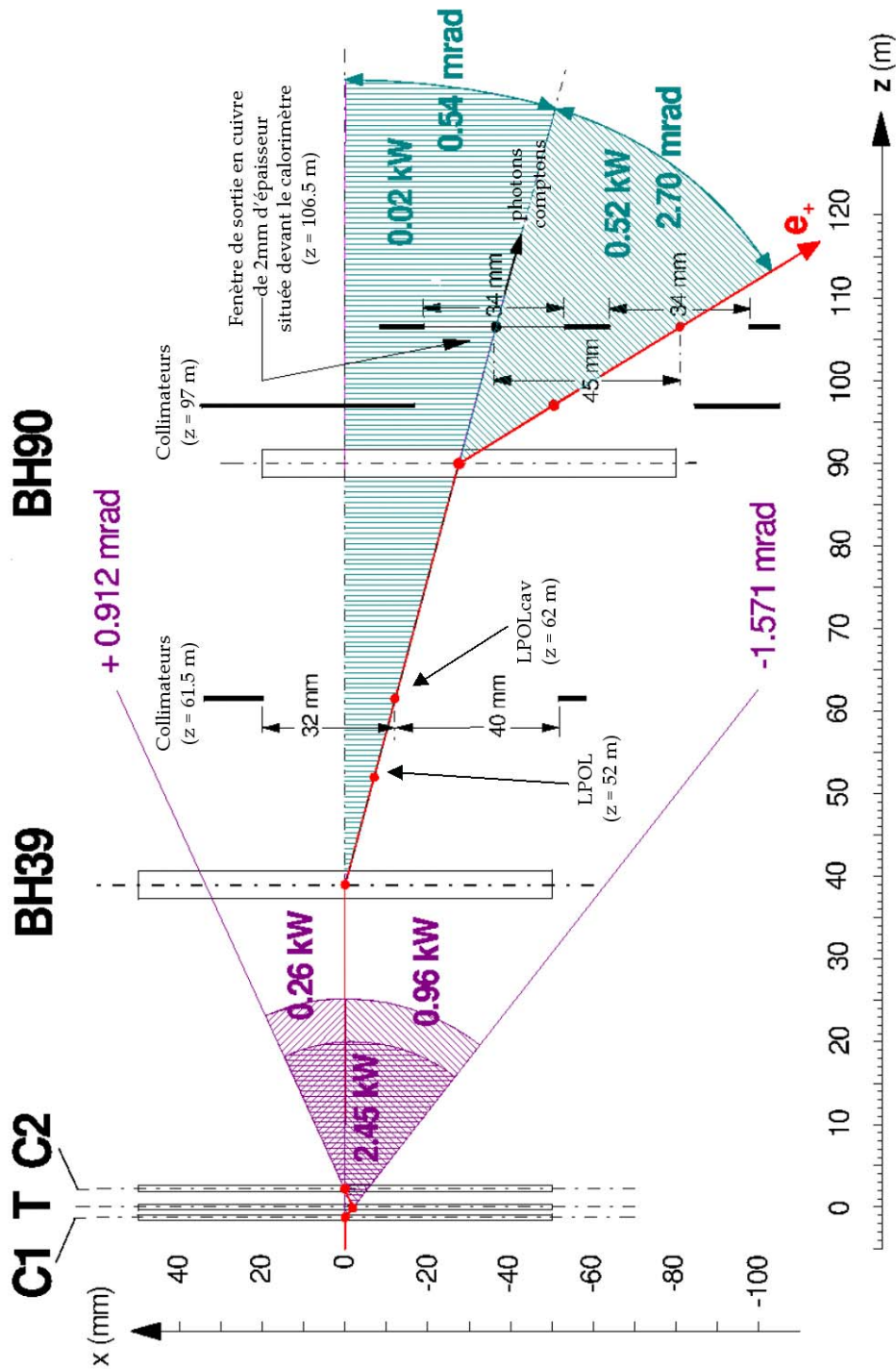


FIG. 3.23 – Description des sources des radiations synchrotrons et de leur transport depuis la cible d'HERMES jusqu'au calorimètre. Chaque fois qu'un électron/positron passe par un dipôle, il dévie de sa trajectoire initiale en émettant des radiations synchrotron. On voit une succession de dipôles : C1, T, C2, BH39 et BH90 ainsi que les différents collimateurs symbolisés par des traits noirs épais. Les chiffres figurant sur cette figure ont été calculés dans l'annexe 3.5.



FIG. 3.24 – Trou sur une plaque de plomb, située devant les calorimètres, causé par des radiations synchrotron.

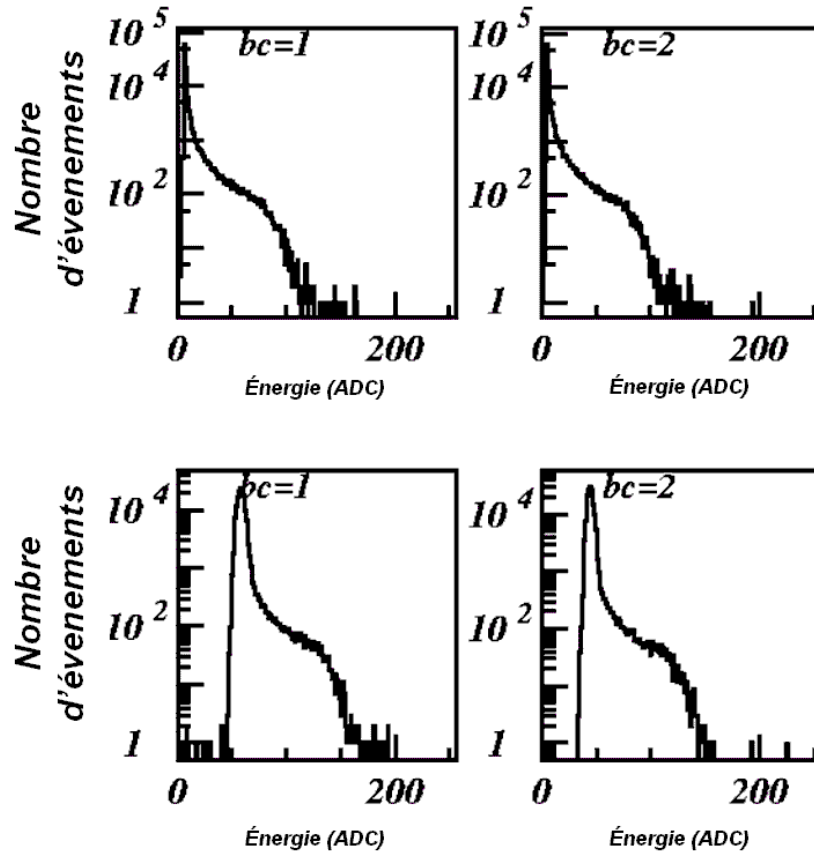


FIG. 3.25 – Comparaison des spectres en énergie mesurés par le calorimètre lorsque l'aimant d'HERMES est inactif (figures du haut) et lorsqu'il est en opération (figures du bas). On observe un décalage des spectres selon le nombre d'électrons présents dans le paquet associé au spectre mesuré (bc étant une indication de la valeur du courant). Ce décalage est lié à la présence de radiations lorsque l'aimant est en fonction.

qui ont un temps de réponse de l'ordre de $96\mu s$. Un autre type de scintillateurs, les scintillateurs gazeux, ne sont pas non plus adaptés, leur installation est délicate car il faut une tension très élevée, ils nécessitent de plus une électronique très performante.

Les photomultiplicateurs sont des R5505 de Hamamatsu, les mêmes que ceux utilisés dans le SPACAL d'H1 [28]. Ils peuvent fonctionner dans un champ magnétique important, jusqu'à 1.5 teslas. Ils sont de type mesh, en raison de la structure en filet des dynodes.

Ce détecteur, comme indiqué sur la figure 3.26, comporte une succession de couches parallèles. La feuille extérieure de 2 mm de d'épaisseur est en aluminium, on trouve ensuite le premier scintillateur de deux centimètres d'épaisseur, une deuxième feuille de 2 millimètres d'aluminium, 4 millimètres de feuille en plomb, 2 millimètres d'aluminium, le deuxième scintillateur identique au premier, et une dernière couche de 2mm d'épaisseur. Cette succession de couches permet d'avoir un gain différent sur chacune des deux voies dans le cas où des particules entrent sur une face et ressortent par une autre. C'est d'ailleurs bien ce que l'on observe, le signal et donc l'énergie associée au scintillateur le plus proche du tube à vide est deux fois plus important que pour celui du scintillateur le plus éloigné.

Comme le montre la figure 3.27 la présence de signal à l'intérieur de la cahute en plomb est nécessairement reliée au fonctionnement de l'aimant cible d'HERMES. En effet les deux premier fils sont de courant tout à fait comparable, et ce n'est que seulement dans le deuxième, où l'aimant fonctionnait, qu'on observe une activité au niveau du détecteur. Cela permet donc sans surprise de constater que la contribution de BH39 est limitée ainsi que d'écarter la responsabilité du quadripôle QL16, situé à proximité de la cavité, dans la production de radiations [33]. On confirme ainsi que la présence de radiations est due à l'aimant cible d'HERMES.

Un autre test effectué à l'aide de scrapers (plaques de cuivre qu'on approche très près du faisceau) confirme le rôle majeur joué par C1, T et C2. L'opération qui consiste à déplacer un scraper est délicate car elle peut entraîner la perte du faisceau. Il faut donc s'assurer lors de la manoeuvre que le faisceau d'électrons/positrons est suffisamment stable et que le courant est relativement peu important. Ces scrapers sont situés juste avant (dans le sens des électrons qui vont de HERMES vers la cavité) l'aimant BH39 voir figure 3.23, de sorte qu'ils puissent bloquer les radiations provenant d'HERMES.

Les résultats de ce test sont présentés sur la figure 3.28. Sur cette figure on voit l'évolution en fonction du temps du signal mesuré par le scintillateur et produit par 7 paquets de positrons, chacun ayant un courant différent. On a choisi comme référence le courant du plus important des 7 paquets, qui est de l'ordre de la centaine de μA . On observe que lorsque les scrapers sont éloignés du faisceau, les réponses du détecteur pour chacun des paquets sont identiques. En revanche lorsque les scrapers sont en position on observe une nette diminution des radiations induites à l'intérieur de la cahute en plomb. Cette diminution dépend visiblement du courant. Les raisons de cette diminution en fonction du courant ne sont pas tout à fait claires. Si l'angle d'ouverture des radiations est lié à la taille du paquet, ce qui est vrai dans une certaine limite, les effet des scrapers devraient être plus importants pour les paquets contenant plus d'électrons, car ils raclent les bords du faisceau. On devrait donc réduire de manière plus visible les radiations créées par les paquets contenant le plus d'électrons. C'est ce qu'on observe sur la figure 3.28, sauf pour les deux paquets les plus remplis. Les choses semblent donc en réalité plus compliquées, et il est possible qu'il faille prendre en compte des effets non linéaires tels que ceux créés par le rayonnement de sillage perturbé par un obstacle. Ces scrapers ne

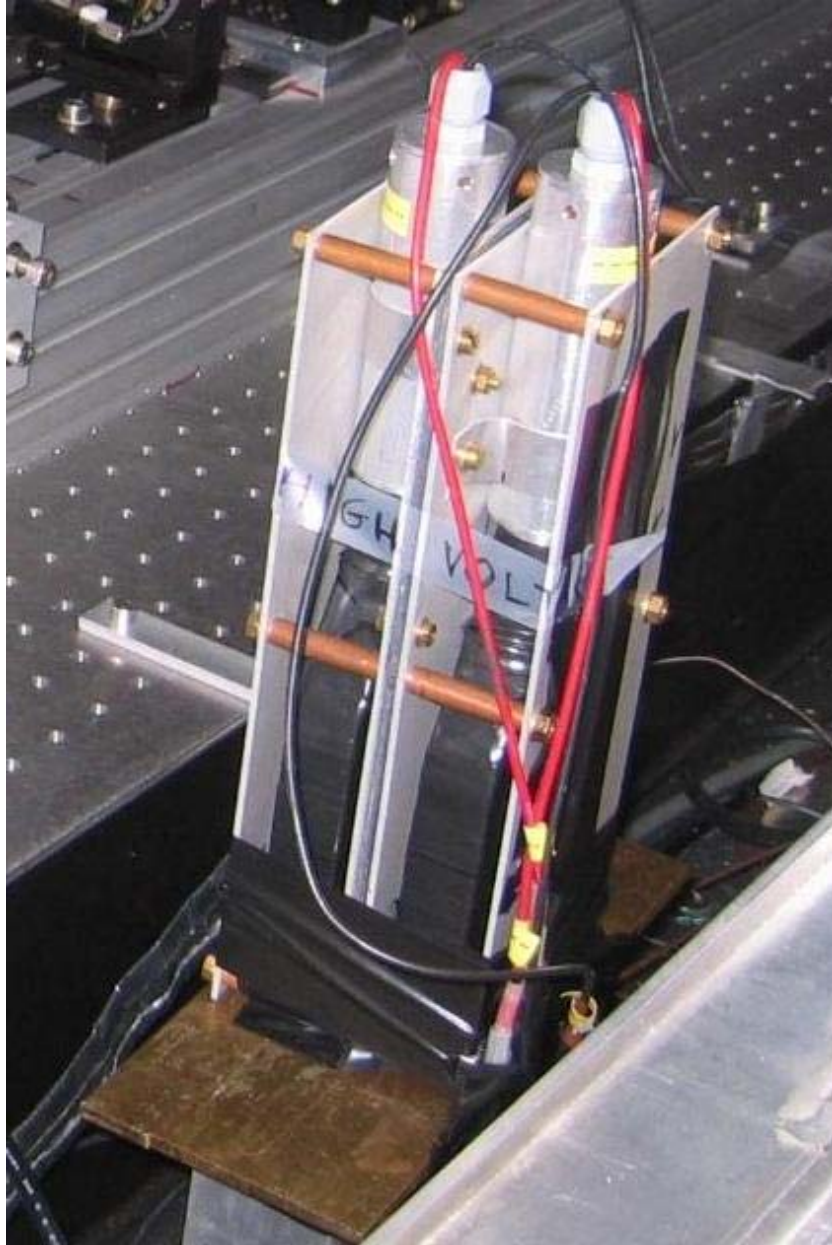


FIG. 3.26 – Images du détecteur à scintillateurs plastique situé à l'intérieur de la cahute en plomb de la cavité, et instrumenté par la DAQ du calorimètre. Sur cette image les scintillateurs sont entourés de scotch noir.

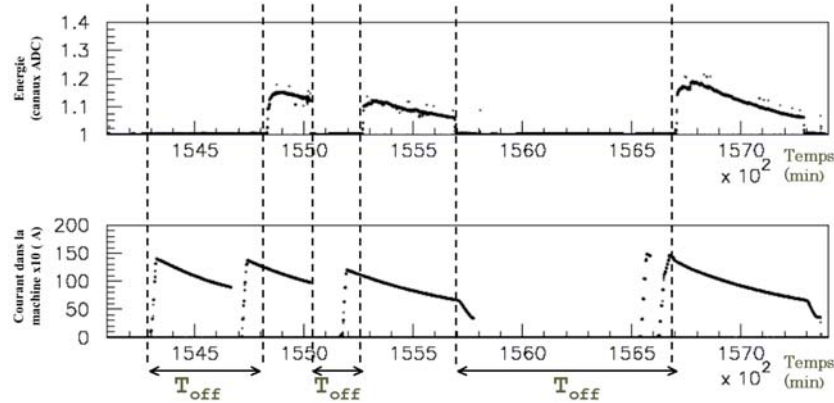


FIG. 3.27 – En haut : énergie mesurée à l’aide du détecteur à scintillateurs plastique en fonction de l’activité de l’aimant cible d’HERMES noté T . On n’observe aucune activité au niveau du détecteur quand l’aimant ne fonctionne pas T_{off} . En bas : représentation du courant des électrons dans la machine en fonction du temps.

peuvent pas rester en place de façon permanente car leur élévation de température est trop importante en dépit du système de refroidissement existant. L’intérêt de ce test est de montrer que la mise en place d’obstacles derrière l’aimant BH39 ne génère pas de radiations supplémentaires au niveau de la cavité. Il a donc été installé des collimateurs aux mêmes endroits. Ces collimateurs peuvent contrairement au scrapers rester en place de façon permanente.

3.4.2.1.2 PIN-DIODE Les PIN-DIODES sont des moniteurs de perte de faisceau (BLM = Beam Loss Monitor) dont le but premier était de mesurer les pertes de faisceau de manière suffisamment précise, afin d’éviter que celles-ci n’entraînent un quench des aimants supraconducteurs (faisceau de protons). En 1994, 214 PIN-DIODEs ont été installées tout autour de l’anneau d’électrons de manière à diagnostiquer les causes de pertes du faisceau. Ces éléments ont permis d’augmenter de manière satisfaisante le courant de faisceau stocké et le temps de vie des électrons [29].

Une gerbe de particules chargées ou neutres est créée lorsque une particule perdue par le faisceau à haute énergie atteint le tube à vide. A très haute énergie comme c’est le cas pour HERA, la gerbe pénètre dans le tube à vide ainsi que dans les aimants l’entourant, les particules quittent par la suite la surface des matériaux. Une petite partie de ces particules atteint les BLMs qui sont généralement positionnés au dessus des aimants, et qui peuvent ainsi les détecter.

Les moniteurs sont constitués de deux photodiodes renversées face à face (cf. figure 3.29). Les particules chargées qui traversent les deux diodes produisent un signal en coïncidence avec une efficacité importante, tandis que l’efficacité de coïncidence d’un signal produit par des photons provenant de radiations synchrotron est plus faible. Ce système n’est donc pas lui non plus adapté aux mesures de radiation synchrotron. Néanmoins il a l’avantage d’être indépendant, le détecteur et l’électronique étant tout deux différents de ceux du détecteur à scintillation. La figure 3.30 montre la linéarité de ce type de détecteur par rapport au courant présent dans la machine. Si maintenant on compare le signal obtenu par une PIN-DIODE située à 44 mètres, c’est-à-dire après l’aimant BH39, avec celui

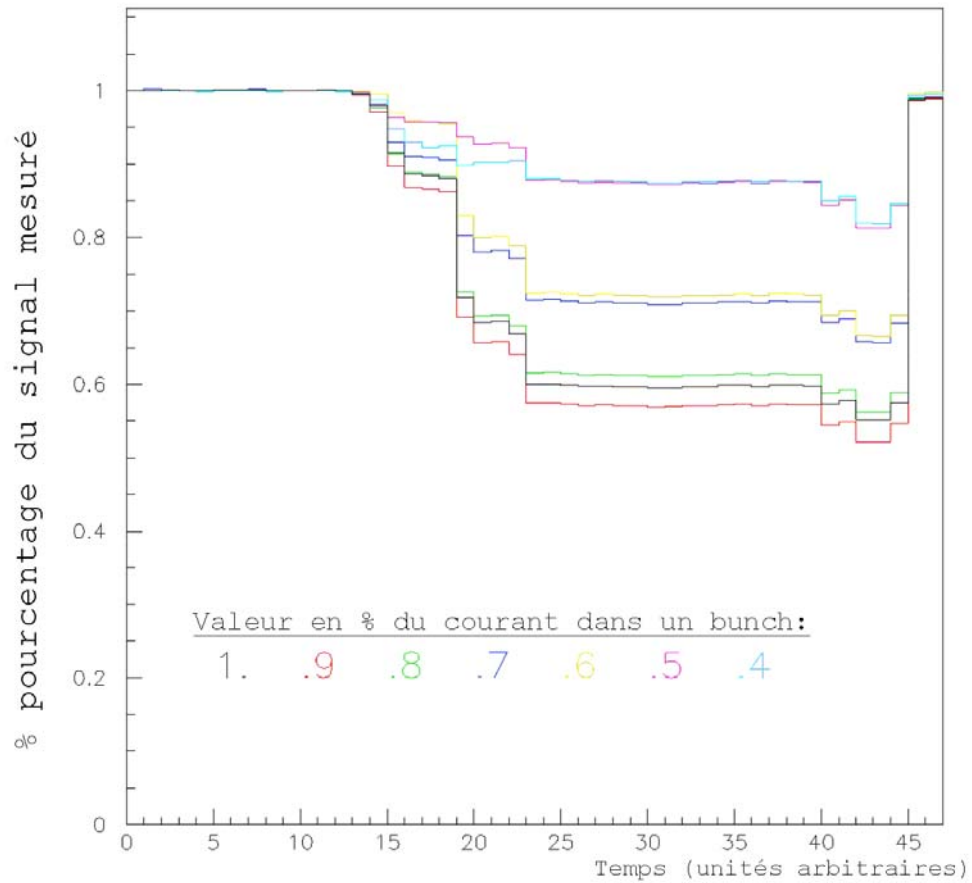


FIG. 3.28 – Évolution en fonction du temps du signal mesuré par le détecteur à scintillateur pour sept paquets de positrons d'intensité différente. L'intensité de chacun des paquets est rapportée à celui de plus grande intensité (100 % correspond à environ $100 \mu A$). On observe une diminution du signal mesuré lorsque les scrappers sont approchés.

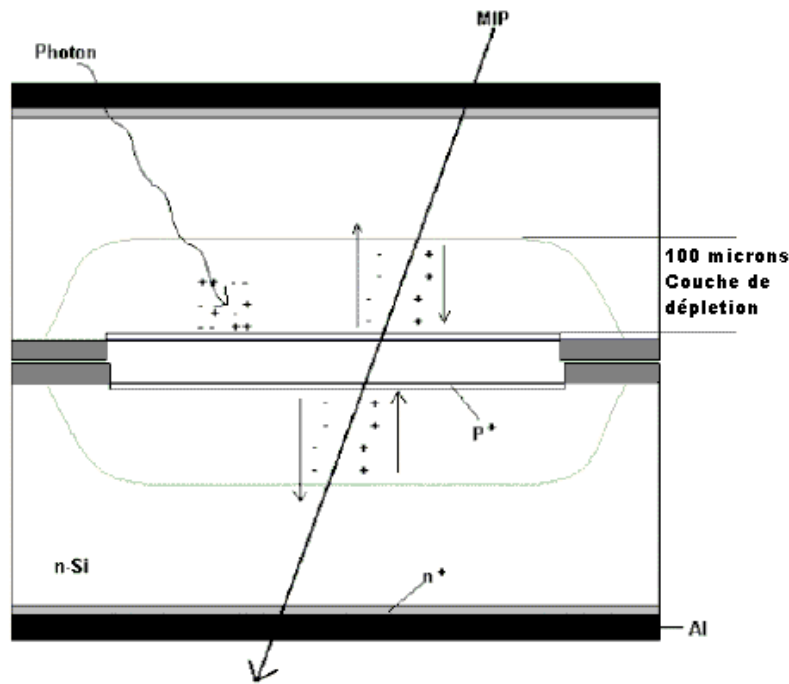


FIG. 3.29 – Schéma de fonctionnement d’une PIN-DIODE. On peut voir qu’elle est constituée de deux photodiodes en regard. Lorsqu’une particule ionisante d’énergie suffisante (MIP) traverse ce détecteur des paires d’électron-trou sont créées dans la couche de déplétion puis dérivées sous l’influence d’une tension vers la zone de détection où elles sont détectées.

obtenu au niveau la cavité, à l’intérieur de la cabine en plomb, on observe que le signal est environ 70 fois plus important au niveau de la cavité. Ceci conforte l’idée émise que la pièce de jonction permettant la connexion du tube faisceau au tube faisceau de la cavité, a un rôle à jouer quant à l’augmentation du taux de radiations.

3.4.2.1.3 Dosimètres Puisqu’il nous est difficile d’obtenir une mesure quantitative des radiations avec les deux systèmes précédents, les scintillateurs n’étant pas étalonnés à l’aide de sources ou de faisceaux calibrés, et les PIN-DIODES étant adaptées principalement pour la détection de particules chargées, nous avons utilisé conjointement à ces détecteurs des dosimètres.

Ils sont disséminés en divers endroits : proche de l’électronique, sur le tube faisceau, au niveau du laser etc... Une fois mis en place les dosimètres sont ensuite retirés après une durée variable, lorsque l’accès à la machine est possible. Afin d’étendre l’échelle des mesures, deux types de dosimètres sont utilisés : les TLD (thermoluminescence) et les RPL (radio-photoluminescence)[30]. Ces dosimètres quantifient la dose absorbée qui se mesure en Gray (Gy), et qui ne dépend pas du type de radioactivité (alpha,beta,gamma). 1 Gray correspond à 1 joule absorbé par kilogramme de matière. Le domaine des TLD va de 100μ Gy à 100 Gy et celui des RPL de 100 mGy à 10 MGy, il y a toute fois pour ces derniers des indéterminations pour les valeurs comprises entre 100 et 10000 Gy.

Les résultats que nous avons obtenus lors des premières mesures sont pour le moins édifiants. On trouve en effet pour les dosimètres se trouvant en entrée de cavité, à proximité

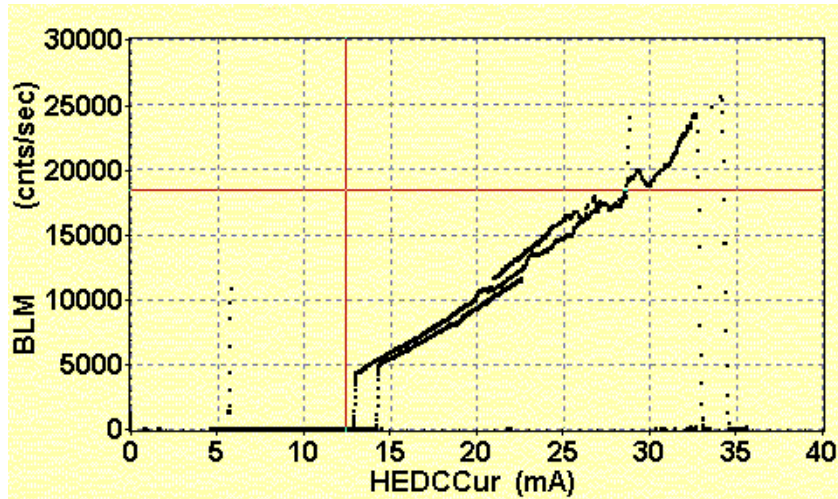


FIG. 3.30 – Corrélation entre le courant d’électrons présent dans la machine (HEDCCur) avec le nombre de coups mesurés dans une PIN-DIODE situé à 55 mètres de la cible d’HERMES.

du tube faisceau, des résultats allant de 10000 à 40000 Gy, pour une période de trois semaine d’exposition. A titre de comparaison le taux de radiations attendu au niveau du SSD (Silicon Drift Detector), qui est un détecteur faisant partie du tracker interne du détecteur Alice au LHC, est pour une durée de 20 ans de 500 krad [26]. Sachant que 1Gy correspond à 100 rads, 40000 Gy correspondent donc à 160 années de radiations au LHC.

3.4.3 Effets des radiations

Vu ce qui a été dit précédemment il est clair que notre électronique a subi des dommages causés par les radiations.

Les dommages causés sur l’électronique par les radiations peuvent être de deux catégories. Soit il s’agit d’effets de doses absorbées, c’est à dire des effets cumulés, soit d’effets de doses en taux de radiations, c’est-à-dire lié à un taux de radiations trop important dans un intervalle de temps spécifique.

En ce qui concerne la première catégorie, il sont liés à la dose totale de radiation qui a été absorbée. Cette dose est un facteur qui limite la durée de vie opérationnelle des éléments électroniques. Les propriétés électriques d’un composant changeant avec l’exposition aux radiations, plus la dose totale absorbée s’accumule et plus ces changements conduisent les paramètres du composant en dehors de leurs limites d’utilisation. Ces changements à terme ont pour conséquence l’arrêt du bon fonctionnement du circuit.

Toujours dans la première catégorie, on trouve les dommages dits de déplacement. Ces dommages sont aussi cumulatifs, causés par une exposition dans un environnement radioactif prolongé. Un photon issu des radiations synchrotron peut interagir selon 3 voies avec la matière : soit par effet photoélectrique, par diffusion Compton ou par production d’une paire électron positron. Dans le cas où le photon interagit par effet photoélectrique ou par diffusion Compton, il ionise l’atome siège de l’interaction photon-électron. Quand l’ionisation a lieu à l’intérieur de l’oxyde de silicium, contenu par exemple dans ce qui entoure la jonction base-émetteur des transistors bipolaires, utilisés en électronique analogique et en

électronique de puissance, ou encore dans les composant CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conductor) possédant l'amélioration MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor), utilisés dans la microélectronique numérique, il y a création d'une paire électron-trou. Les électrons sont expulsés de l'oxyde laissant derrière eux les trous qui sont en fait des charges emprisonnées. Ces charges entraînent des changements dans les tensions. Les principales conséquences de ces changements sont des courants de fuite et des changements dans les temps de propagation.

Dans la deuxième catégorie d'effets dommageable pour l'électronique, ceux liés au taux de radiations, on trouve premièrement les « upsets ». Ce terme désigne la situation où une particule énergétique passe au travers d'éléments d'électronique digitale entraînant un changement imprévu dans son état logique. C'est une erreur de transition qui n'entraîne pas de conséquence à long terme. Soit le circuit retourne tout de suite après dans son état original soit il reste dans cet état jusqu'à ce qu'il soit redémarré.

Dans cette catégorie d'effets on trouve aussi les « latchup » qui peuvent avoir des conséquences beaucoup plus sérieuses. Lors d'un « latchup », l'élément est bloqué dans un état logique et ne changera pas d'état en réponse à un autre état logique. Ceci peut se produire quand un évènement de type « upset » active un circuit parasite qui connecte son alimentation à la masse. Ces conditions conduisent la plupart du temps à des défaillances catastrophiques, telle que la fonte de fils de liaisons dans les cas les plus optimistes, si le courant n'est pas limité de manière extérieure. Dans le cas contraire où il n'y a pas de limitation de courant l'élément peut être détruit c'est ce qu'on observe notamment dans les MOSFET de puissance.

Les dommages subis par notre électronique étant très divers on retrouve très certainement chacune des catégories évoquées.

3.4.3.1 Dérive d'« offsets »

Comme le montre la figure 3.31 les tensions à vide des photodiodes (« offsets ») de l'ellipsomètre varient dans des proportions non négligeables avec le temps, leur valeur a en effet presque doublée en 90 jours. La corrélation avec la luminosité est flagrante, bien que celle-ci fasse intervenir d'autres paramètres telle la taille des paquets au niveau du point d'interaction, paramètres auxquels nous ne sommes pas sensibles. Nous sommes ici vraisemblablement en présence d'effet de doses absorbées, plutôt de type déplacement, puisqu'on observe que les photodiodes peuvent récupérer leur « offsets » initiaux, dans une certaine mesure, lorsqu'il n'y a pas de faisceau. Un phénomène similaire a été observé pour la tension de référence utilisée pour la lecture des sondes de température. La dérive sur cette tension s'était prolongée jusqu'à ce qu'il y ait 1 V de différence avec la tension correspondant à un état normal. Sachant que la tension correspondant à la variation d'un degré est de 8 mV, la signification des valeurs de la température retournées par les sondes en terme absolu devenait très hasardeuse. L'électronique a été changée et un problème similaire de températures incohérentes est réapparu seulement après un mois de fonctionnement. Après examen il s'est avéré que la détérioration des amplificateurs survenus lors de leur séjour d'un mois dans l'accélérateur, était à l'origine de ce dysfonctionnement.

3.4.3.2 Dysfonctionnements

De nombreuses fois, surtout lors des alignements des miroirs situés à l'entrée de la cavité, les contrôleurs des miroirs s'arrêtaient en s'initialisant, ce qui avait pour effet,

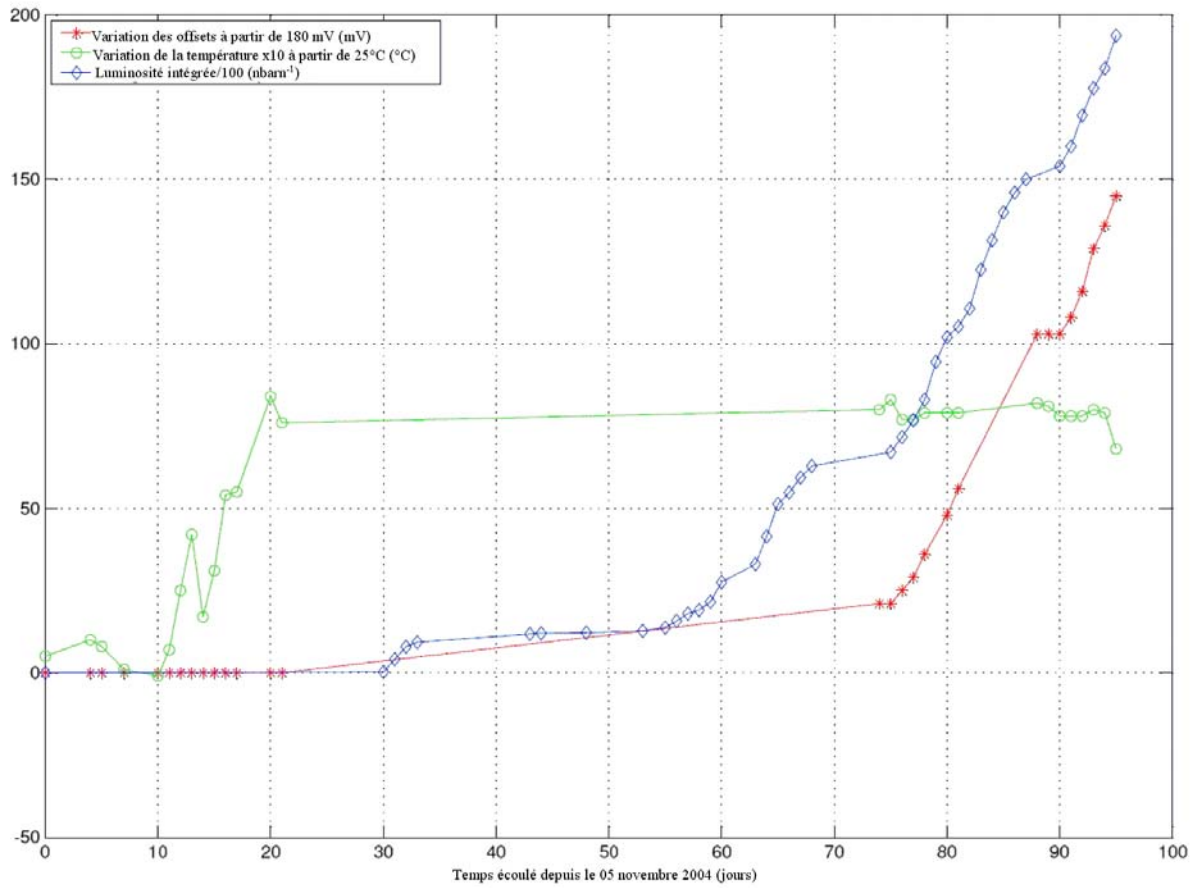


FIG. 3.31 – Variation de l’offset des photodiodes en fonction du temps, superposée à celle de la lumi et de la température.

dans le meilleur des cas, de perdre une position de référence, entraînant de recommencer à zéro la procédure d'alignement. Le cas le plus déroutant était celui où la position du laser devenait, à la suite de la réinitialisation, complètement inconnue, ou que le contrôleur restait bloqué. Il fallait alors entrer à l'intérieur du tunnel, soit pour positionner les miroirs à l'aide d'une lunette infrarouge, soit pour redémarrer manuellement les contrôleurs. Intervenir dans le tunnel n'étant pas une chose simple, il fallait parfois attendre de nombreux jours avant de pouvoir corriger le problème. Il y a toute les chances pour que ces dysfonctionnements soit des « upsets », la situation redevenant normale d'elle même ou après un redémarrage des contrôleurs.

3.4.3.3 Destructures

Durant la période qui s'étend de Septembre 2003 à Mars 2004 beaucoup d'éléments ont été sérieusement endommagés. Le premier en date fut la cellule de pockel, qui assurait le changement de polarisation. Si au début les raisons de sa destruction étaient attribuées à une éventuelle mauvaise utilisation au long cours (on la laissait sous une tension de plusieurs kV pendant douze heures), il apparaît maintenant, du fait de la présence d'événements similaires, que sa destruction était en fait liée aux radiations. En effet, vingt jours après la destruction de la cellule de pockel ce fut le tour de la tête du laser et de son contrôleur, entraînant des contretemps liés à leur réparations (envoi aux états unis puis réalignements). Ce genre de détériorations, pour ce qui concerne la tête du laser, rappelle étrangement les « latchup » puisque rien ne laisse présager de la panne, qui apparaît d'une seconde à l'autre lors d'un fonctionnement normal. Il en est de même pour les alimentations de la carte DRIVER, situées à coté du calorimètre, qui ont dû être changées deux fois, très sérieusement détériorées. Enfin cinq caméras CCDs (fort heureusement de faible coût : 100 euros) ont du être remplacées. Cette fois-ci l'effet semble être celui d'une dose absorbée, puisque la détérioration de ces caméras à été progressive. C'est aussi très probablement le cas du contrôleur du laser puisque c'est la détérioration d'un CMOS MOSFET qui est à l'origine de la panne.

Les calorimètres ont subi eux aussi d'importantes dégradations, comme le montre la figure 3.32. C'est le cas aussi du calorimètre sandwich ou une bonne partie des scintillateurs a été endommagée.

3.4.4 Solutions apportées

Si l'utilisation de « scrappers » (plaques de cuivre approchées près du faisceau) semble séduisante, ce n'est pas une solution du fait qu'ils sont délicats à mettre en place (risque de perte du faisceau) et parce qu'ils chauffent beaucoup trop, bien que refroidis, pour rester en place plus de quelques minutes. Si bien sûr l'idéal serait d'annuler le champ de l'aimant cible de l'expérience HERMES, ainsi que les aimants de correction, ce n'est pas possible car ce champ est indispensable à l'expérience HERMES. Ceci n'a été possible qu'en Septembre 2006 après que le détecteur de l'expérience HERMES eut subi d'importantes modifications en incluant notamment le nouveau recoil detector et un solénoïde à la place de l'aimant cible bipolaire [32].

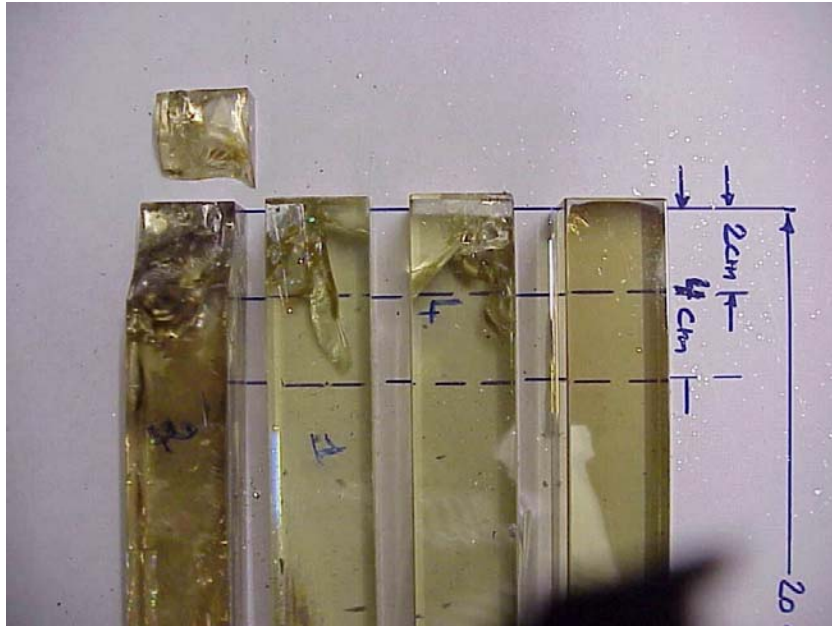


FIG. 3.32 – Détérioration des cristaux utilisés comme scintillateur à l'intérieur du calorimètre du LPOL

3.4.4.1 MOCO

A la place de la cellule de pockel, il a été choisi d'installer un système beaucoup plus robuste appelé MOCO. Il s'agit d'un moteur précis et rapide capable de faire tourner une lame quart d'onde.

3.4.4.2 Dysfonctionnements

Pour pallier les problèmes rencontrés avec les contrôleurs des miroirs deux solutions ont été adoptées. La première est de les protéger des radiations en les insérant dans un caisson en plomb, situé devant la cahute. La deuxième est d'avoir installé un relais commandable à distance afin de pouvoir les réinitialiser à distance, en cas de besoin, sans avoir à entrer dans le tunnel.

3.4.4.3 Dérive d'offset

Pour ce qui est de l'électronique de lecture des sondes de température il fût assez facile de l'isoler dans une boîte en plomb. En revanche ce n'est pas le cas des photodiodes de l'ellipsomètre dont l'alignement serait faussé par l'ajout de plomb. Il faut donc réduire les radiations à l'intérieur de la cahute en plomb de manière globale. La solution est donc la même que pour tout les autres appareils se situant à l'intérieur de la cahute.

3.4.4.4 Destructions

Nous avons déjà fait mention d'une pièce de jonction présente juste devant la cahute, et destinée à relier le tube faisceau à celui de la cavité. Le rôle de cette pièce de jonction dans la dégradation de la situation n'est pas claire. Elle pourrait en effet, être à l'origine

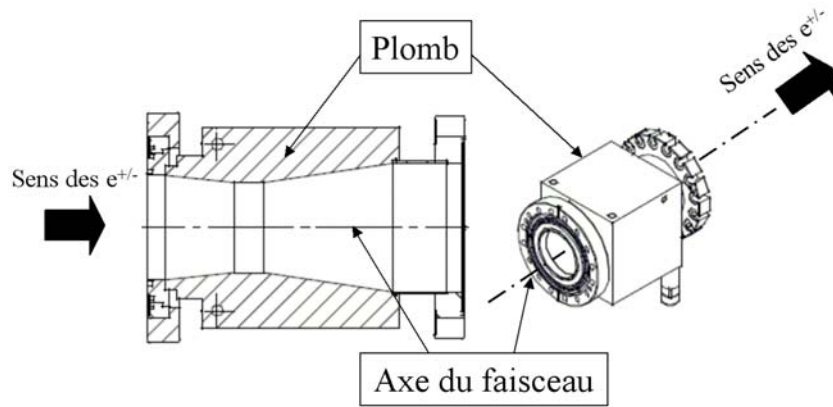


FIG. 3.33 – Coupe et dessin des absorbeurs en plomb entourant la pièce de jonction située juste en face de la cahute.

de la diffusion de ces radiations à l'intérieur de la cahute, notamment sur le matériel électronique s'y trouvant. Une chose est certaine en tout cas, cette pièce n'est pas faite pour recevoir 950W comme indiqué dans la section 3.4.1. En réponse, il a été réalisé spécialement pour elle, une protection en plomb voir figure 3.33 s'adaptant autour.

En plus de ces mesures il a été installé une plaque de plomb de $30 \times 30 \times 2$ cm sur la face donnant sur la pièce de jonction, juste au dessus du tube faisceau, ainsi qu'une série de 18 plaques de plomb de dimension $30 \times 30 \times 1$ cm, soit une aire de 1.5m de long par 90cm de large, sur la face du dessus de la cahute. Il a fallu pour cela consolider la structure qui n'était pas faite pour supporter un tel poids.

Afin d'éviter que du nouveau matériel électronique ne soit détruit tout ce qui peut être déplacé est placé sous le béton dans le tunnel, l'inconvénient étant qu'il devient moins accessible puisqu'il faut désormais soulever une dalle de plusieurs centaines de kilos pour l'atteindre. L'exception étant faite des contrôleurs des moteurs des miroirs et du MOCO, qui sont comme nous l'avons déjà dit, placé dans un coffret spécial devant la cavité. Exception également du contrôleur du laser, dont le câble trop court ne pouvait être modifié, et qui a été placé en dessous de la table optique à l'intérieur d'un épais coffret en plomb ventilé, les CMOS MOSFET, le constituant en partie, étant très sensible aux radiations, comme nous l'avons précisé. Bien évidemment, la tête du laser ne peut être déplacée puisqu'elle doit restée alignée avec le banc d'optique. Elle était déjà protégée avec du mu-métal (alliage contenant 77% nickel, 15% fer, du cuivre et du molybdène, possédant une très haute perméabilité magnétique) car nous pensions que sa première destruction était causée par une variation de champs magnétique. Ce blindage à donc été renforcé avec du plomb. Cette protection est dessinée sur la figure 2.15 présente au chapitre 4. Pour éviter un échauffement trop important, ce boîtier est ventilé par de l'azote gazeux dont la température est de l'ordre de 30° .

En ce qui concerne l'alimentation de la carte driver, située à coté du calorimètre, dont le transistor de puissance à été endommagé à deux reprises, elle a été déplacée dans une nouvelle boîte en plomb, construite à partir de briques de 5 centimètres d'épaisseur, comme le montre la photo 3.34.

Les calorimètres ont été protégés par une feuille de tungstène d'une épaisseur de 1.5 cm, ce qui correspond à une longueur de radiation voir photo 3.35. Si bien sûr cette mesure



FIG. 3.34 – Ancienne boîte (à gauche), et nouvelle boîte en plomb (de couleur jaune à droite) accueillant la carte driver.

est efficace, elle a le désavantage de réduire la résolution des calorimètres.

3.4.5 Conclusion

Si toute ces mesures se sont révélées efficace : réduction d'un facteur 60 des radiations mesurées à l'aide des scintillateurs, réduction d'un facteur 1000 des résultats fournis par les dosimètres, réduction significative des radiations au niveau des calorimètres, absence de détériorations des alimentations de la carte driver, etc..., les doses mesurées en 2005 restent encore assez élevées, plusieurs centaines de grays pour une période de 3 mois environ. Il est clair que ces problèmes dans leurs conséquences immédiates, mais également dans les solutions qui leurs ont été apportées, ont engendré de nombreux mois de retard dans la mise en route du polarimètre, et nous ont coûté près de deux années de prise de données.



FIG. 3.35 – Photographie représentant les deux calorimètres protégés par une feuille de tungstène.

3.5 ANNEXE : Calcul du taux de radiations synchrotron généré par les aimants de la ligne d'HERMES

Dans cette annexe nous allons calculer les valeurs présentées sur la figure 3.23. Pour cela nous allons dans un premier temps préciser la signification de l'énergie critique ainsi que la manière dont nous l'avons calculée. Cette énergie va nous permettre de calculer la répartition fréquentielle des radiations synchrotron (voir figure 3.22). Pour déterminer la puissance des radiations synchrotron qui atteignent la cavité, il nous faut calculer l'effet des collimateurs situés en $z = 61.5m$. Pour connaître celle qui arrive au niveau du calorimètre il nous restera à déterminer la puissance transmise par les collimateurs situés en $z = 97$ et en $z = 106.5m$, et par la fenêtre de cuivre située devant le calorimètre en $z = 106.5m$ également (voir figure 3.23).

3.5.1 Energie critique

Soit P la puissance totale des radiations synchrotron émises par un électron en orbite dans un accélérateur, et P_γ la distribution en énergie de la puissance rayonnée. On a alors :

$$P = \int_0^\infty P_\gamma(x) dx \quad (3.22)$$

Avec $x = E/E_c$ où E est l'énergie de la radiation émise, et E_c l'énergie critique.

$$E_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar c E^3}{(m_0 c^2)^3 \rho} \quad (3.23)$$

m_0 étant la masse au repos de l'électron, E l'énergie de l'électron qui vaut dans notre cas 27.6 GeV et ρ le rayon de courbure de la trajectoire de l'électron.

La moitié de la puissance des radiations synchrotron est rayonnée par des photons d'énergie inférieure à l'énergie critique E_c [39] (cf. figure 3.22) :

$$\int_0^1 P_\gamma(x) dx = 0.5 P \quad (3.24)$$

Les valeurs de l'énergie critique pour les différents aimants de la ligne de faisceau qui nous concerne sont données dans la table 3.1.

3.5.2 Energie moyenne

Soit μ la valeur moyenne du spectre de puissance, d'après [39] on a :

$$\mu = \int_0^\infty x P_\gamma(x) dx = \frac{55}{24\sqrt{3}} \approx 1.32309 \quad (3.25)$$

Les valeurs de l'énergie moyenne pour les différents aimants de la ligne de faisceau qui nous concerne sont données dans la table 3.1.

Aimant	Énergie critique (keV)	Énergie moyenne (keV)
C1	120.8	159.8
T	194.7	257.6
C2	55.5	73.4
BH39	7.4	9.8
BH90	37.8	50

TAB. 3.1 – Energie critique et énergie moyenne associées aux radiation créées par les aimants source.

3.5.3 Puissance rayonnée

La puissance P rayonnée dans le référentiel du laboratoire par un électron de charge e et de vitesse βc est donnée par la formule (13) de la référence [38] :

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2} \quad (3.26)$$

où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire de l'électron, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, et ϵ_0 est la permittivité du vide. Dans cette expression ne figure que le terme de la puissance rayonnée qui est dû à la courbure de l'orbite. Cette approximation est tout à fait justifiée dans les conditions prévalant dans les accélérateurs [38]. Cela signifie que l'émission des photons se fait pratiquement de manière colinéaire à la vitesse des électrons, comme le suggère la figure 3.36.

L'application de la formule (3.26) permet de calculer la puissance rayonnée par un électron. Si l'on désire obtenir la puissance rayonnée lors d'un fill moyen de 30 mA il suffit de multiplier cette puissance par le nombre d'électrons n_e contenu dans un paquet :

$$n_e = I \frac{L}{ce}$$

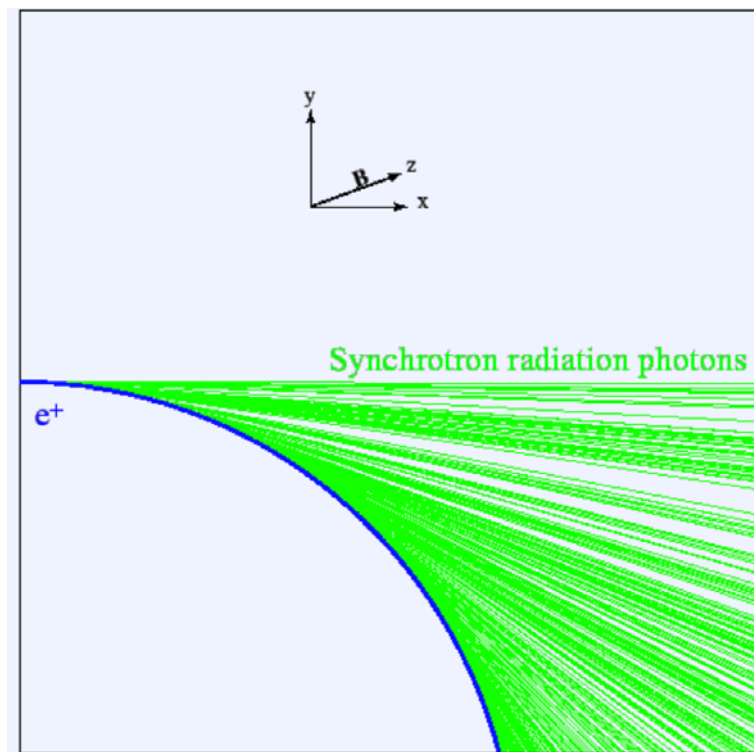


FIG. 3.36 – Simulation réalisée en Geant 4 des radiations émises par un électron de 10 GeV se déplaçant initialement sur l'axe des x , dont la trajectoire se courbe sous l'effet d'un champ magnétique de 0.1 T, appliqué selon la direction z

I étant l'intensité, L la longueur totale de l'accélérateur (6.3 km) et e la charge d'un électron.

Aimant	B(T)	Rayon(m)	Longueur(m)	Puissance rayonnée(kW)
C1	0.240	382	0.6	0.96
T	0.386	237	0.590	2.45
C2	0.110	831	0.758	0.26
BH39	0.015	621.9	3.358	0.02
BH90	0.075	1221	3.927	0.52

TAB. 3.2 – B est le champ magnétique créé par l'aimant, Rayon représente le rayon de courbure de la trajectoire pour des électrons de 27.6 GeV, Longueur est la longueur active de l'aimant, et la Puissance rayonnée est donnée pour un courant de 30 mA

3.5.4 Puissance acceptée par la fenêtre en cuivre

La totalité de la puissance rayonnée n'atteint pas la cavité à cause de la présence de collimateurs en $z=61.5$ voir figure 3.23. L'effet de ces collimateurs est de réduire de 26% la puissance arrivant au niveau de la cavité, la ramenant à 950 watts.

Pour calculer la fraction de la puissance acceptée par les collimateurs il suffit simplement de faire le rapport entre l'angle d'acceptance α_a et l'angle d'émission α_e , la répartition angulaire étant uniforme puisque qu'un très grand nombre de photons sont émis de manière parallèle à la vitesse des électrons.

La valeur de la puissance acceptée par l'ensemble des collimateurs situés en $z=61.5$, $z=97$ et $z=106.5$ est donnée sur la table 3.3, elle représente la totalité de la puissance arrivant sur la fenêtre en cuivre située devant les calorimètres.

Aimant	P_{in}	α_a (mrad)	α_e (mrad)	Puissance acceptée(kW)
C1	0.96	0.320	1.571	0.19
T	2.45	0.320	2.485	0.32
C2	0.26	0	0.972	0
BH39	0.02	0.254	0.540	0.01
BH90	0.52	1.063	2.7	0.20

TAB. 3.3 – P_{in} est la puissance rayonnée et provient de la table 3.2, α_a est l'angle d'acceptance des collimateurs voir figure 3.23, α_e c'est l'angle d'émission des radiation et il vaut $\frac{L}{Rayon}$ de la table 3.2, La puissance accepté vaut α_a/α_e fois la puissance rayonnée de la table 3.2

3.5.5 Puissance transmise au travers de la fenêtre cuivre

La réponse du cuivre face aux radiations dépend de l'énergie des ces radiations. Lorsqu'un faisceau de photons monoénergétiques avec une intensité I_0 pénètre une couche de matière dont l'épaisseur massique est x et la densité ρ , il ressort avec l'intensité I donnée par la loi exponentielle :

$$I/I_0 = e^{-\frac{\mu}{\rho}x} \quad (3.27)$$

l'épaisseur massique étant définie comme la masse par unité d'aire. $x = \rho t$

Le coefficient μ/ρ est appelé le coefficient d'atténuation de masse, il dépend de l'énergie du faisceau incident. Cette quantité est mesurée expérimentalement.

Ainsi si nous désirons évaluer la quantité de radiations qui pénètrent la fenêtre de cuivre, et qui arrivent jusqu'au calorimètre, il nous faut évaluer chaque contribution du spectre des radiations. Ce spectre étant continu et très large, la méthode qui a été choisie correspond au découpage du spectre sur un certain nombre d'intervalles d'énergie, et d'étudier les contributions pour chacun de ces intervalles. La première colonne du tableau 3.4 (E/E_c) décrit la manière dont a été découpé le spectre en fonction de l'énergie critique, les intervalles ayant peu de contribution à la fraction de puissance rayonnée f_p étant plus larges que ceux en ayant beaucoup. La troisième colonne $\Sigma(f_p)$ est la somme de toutes les contributions. La dernière ligne nous indique qu'avec ce découpage nous avons couvert 98.5 % de la puissance émise.

Afin d'évaluer la fraction de puissance rayonnée sur un intervalle nous le ferons soit par intégration graphique sur la figure 3.5.5 soit en utilisant les approximations 3.28 et 3.29.

$$\omega/\omega_c < 1 \quad f_p(\omega/\omega_c) \approx 1.34(\omega/\omega_c)^{1/3} \quad (3.28)$$

$$\omega/\omega_c > 1 \quad f_p(\omega/\omega_c) \approx 0.77(\omega/\omega_c)^{1/2} e^{-\omega/\omega_c} \quad (3.29)$$

Les approximations 3.28 et 3.29 permettent de décrire relativement bien la puissance rayonnée comme le montre la figure 3.5.5. Pour évaluer le pourcentage de transmission il nous faut utiliser la formule 3.27 en remplaçant le coefficient d'atténuation massique μ/ρ par sa valeur donnée dans les tables 3.6, 3.7 et 3.8, représentant les réponses aux énergies intéressantes pour respectivement C1, T et C2. Ces tables sont disponibles en ligne sur le site du National Institute of Standards and Technology (NIST), elle prennent en compte les trois interactions possibles d'un photon avec la matière : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires électron-positron. On obtient finalement la puissance transmise par la fenêtre en cuivre 3.5 en sommant chacune des colonnes P_{out} soit 295.5 watts.

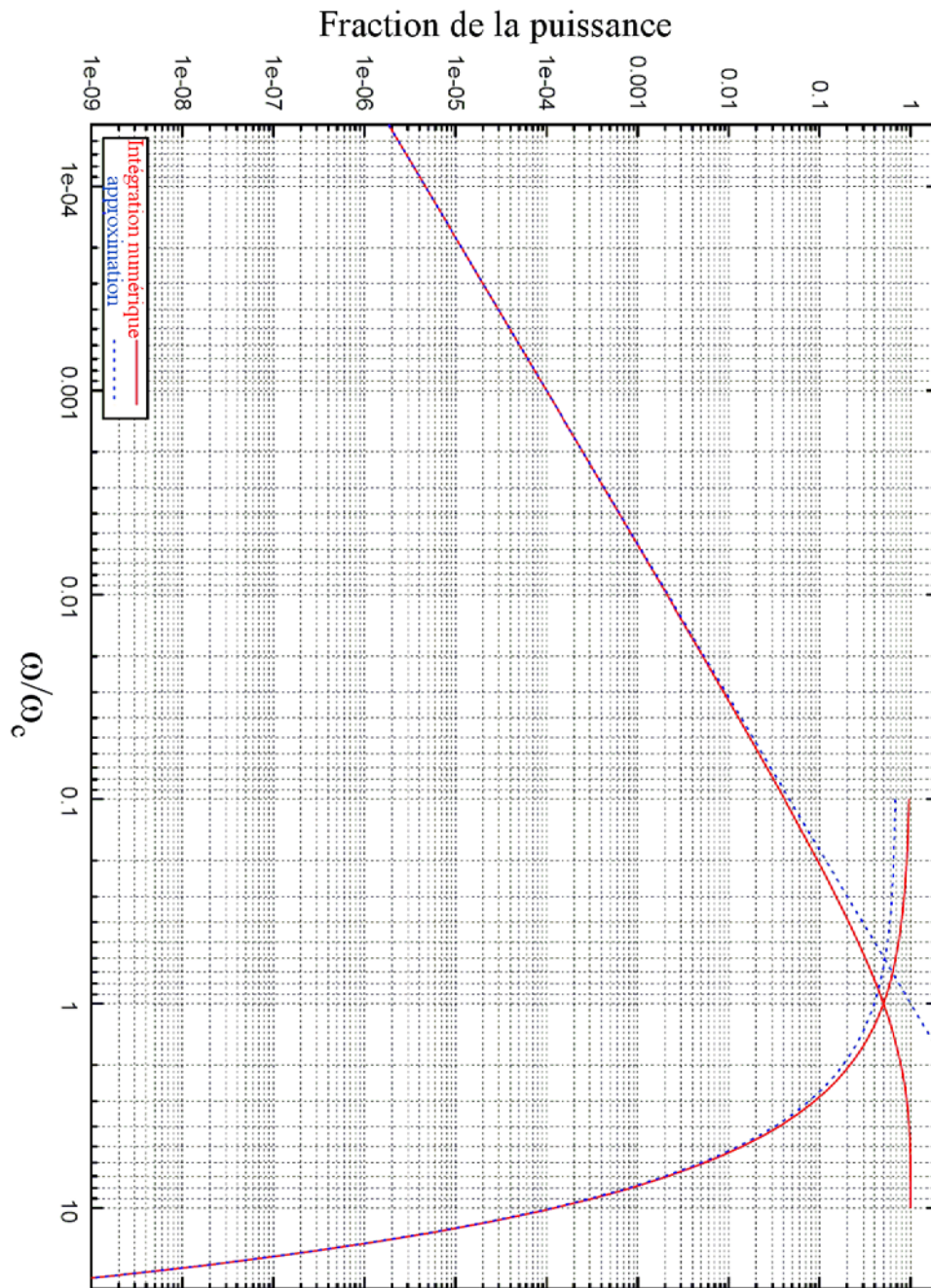


FIG. 3.37 – Fraction de la puissance émise en fonction du rapport de fréquence ω/ω_c .

E/E_c	f_p	$\Sigma(f_p)$	$\langle E \rangle$ (keV)			Transmission		
			C1	T	BH90	C1	T	BH90
0.0-0.1	0.04	0.04	6	8	2			
0.1-0.2	0.06	0.10	18	29	6		0.000	
0.2-0.3	0.05	0.15	30	49	9		0.007	
0.3-0.4	0.05	0.20	42	68	13	0.000	0.127	
0.4-0.5	0.05	0.25	54	88	17	0.023	0.335	
0.5-0.6	0.06	0.31	66	107	21	0.108	0.490	
0.6-0.7	0.05	0.36	79	127	25	0.245	0.596	
0.7-0.8	0.05	0.41	91	146	28	0.364	0.661	
0.8-0.9	0.04	0.45	103	165	32	0.462	0.705	
0.9-1.0	0.05	0.50	115	185	36	0.538	0.738	0.000
1.0-1.25	0.10	0.60	136	219	43	0.630	0.774	0.001
1.25-1.5	0.10	0.70	166	268	52	0.707	0.805	0.014
1.5-1.75	0.05	0.75	196	316	61	0.752	0.824	0.065
1.75-2.0	0.05	0.80	226	365	71	0.780	0.837	0.157
2.0-2.5	0.05	0.85	272	414	85	0.806	0.847	0.306
2.5-3.0	0.05	0.90	332	535	104	0.828	0.865	0.469
3.0-3.5	0.04	0.94	393	633	123	0.843	0.876	0.578
3.5-4.0	0.025	0.965	453	730	142	0.854	0.884	0.649
4.0-4.5	0.01	0.975	513	827	161	0.863	0.890	0.697
4.5-5.0	0.01	0.985	574	925	180	0.870	0.896	0.731

TAB. 3.4 – Fraction transmise par la fenetre de cuivre

C1			T			BH90		
<E> (keV)	Pin (W)	Pout (W)	<E> (keV)	Pin (W)	Pout (W)	<E> (keV)	Pin (W)	Pout (W)
6	7.6	0.0	8	12.8	0.0	2	8.0	0.0
18	11.4	0.0	29	19.2	0.0	6	12.0	0.0
30	9.5	0.0	49	16.0	0.1	9	10.0	0.0
42	9.5	0.0	68	16.0	2.0	13	10.0	0.0
54	9.5	0.2	88	16.0	5.4	17	10.0	0.0
66	11.4	1.2	107	19.2	9.4	21	12.0	0.0
79	9.5	2.3	127	16.0	9.5	25	10.0	0.0
91	9.5	3.5	146	16.0	10.6	28	10.0	0.0
103	7.6	3.5	165	12.8	9.0	32	8.0	0.0
115	9.5	5.1	185	16.0	11.8	36	10.0	0.0
136	19.0	12.0	219	32.0	24.8	43	20.0	0.0
166	19.0	13.4	268	32.0	25.8	52	20.0	0.3
196	9.5	7.1	316	16.0	13.2	61	10.0	0.7
226	9.5	7.4	365	16.0	13.4	71	10.0	1.6
272	9.5	7.7	414	16.0	13.6	85	10.0	3.1
332	9.5	7.9	535	16.0	13.8	104	10.0	4.7
393	7.6	6.4	633	12.8	11.2	123	8.0	4.6
453	4.75	4.1	730	8.0	7.1	142	5.0	3.2
513	1.9	1.6	827	3.2	2.8	161	2.0	1.4
574	1.9	1.7	925	3.2	2.8	180	2.0	1.5

TAB. 3.5 – Puissance transmise par la fenêtre de cuivre

Photon Energy (MeV)	SCATTERING		PHOTO-ELEC. ABS. (cm^2/g)	PAIR PRODUCTION			TOTAL ATT	
	COHER. (cm^2/g)	INCOHER. (cm^2/g)		IN NUCL. FIELD (cm^2/g)	IN ELECTRON FIELD (cm^2/g)	WITH COHER. SCATT. (cm^2/g)	WITHOUT COHER. SCATT. (cm^2/g)	
6.000E-03	2.50E+00	5.18E-02	1.13E+02	0.00E+00	0.00E+00	1.16E+02	1.13E+02	
1.800E-02	6.97E-01	1.06E-01	4.43E+01	0.00E+00	0.00E+00	4.51E+01	4.44E+01	
3.000E-02	3.37E-01	1.23E-01	1.05E+01	0.00E+00	0.00E+00	1.09E+01	1.06E+01	
4.200E-02	1.96E-01	1.30E-01	3.92E+00	0.00E+00	0.00E+00	4.24E+00	4.04E+00	
5.400E-02	1.29E-01	1.31E-01	1.86E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.12E+00	1.99E+00	
6.600E-02	9.18E-02	1.31E-01	1.02E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.24E+00	1.15E+00	
7.900E-02	6.74E-02	1.30E-01	5.90E-01	0.00E+00	0.00E+00	7.87E-01	7.19E-01	
9.100E-02	5.26E-02	1.28E-01	3.84E-01	0.00E+00	0.00E+00	5.64E-01	5.11E-01	
1.030E-01	4.22E-02	1.26E-01	2.63E-01	0.00E+00	0.00E+00	4.31E-01	3.89E-01	
1.150E-01	3.45E-02	1.24E-01	1.88E-01	0.00E+00	0.00E+00	3.46E-01	3.11E-01	
1.360E-01	2.53E-02	1.20E-01	1.13E-01	0.00E+00	0.00E+00	2.58E-01	2.32E-01	
1.660E-01	1.75E-02	1.14E-01	6.13E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.93E-01	1.76E-01	
1.960E-01	1.27E-02	1.09E-01	3.71E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.59E-01	1.46E-01	
2.260E-01	9.71E-03	1.05E-01	2.42E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.39E-01	1.29E-01	
2.720E-01	6.80E-03	9.90E-02	1.40E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.20E-01	1.13E-01	
3.320E-01	4.62E-03	9.24E-02	7.86E-03	0.00E+00	0.00E+00	1.05E-01	1.00E-01	
3.930E-01	3.32E-03	8.68E-02	4.90E-03	0.00E+00	0.00E+00	9.51E-02	9.17E-02	
4.530E-01	2.51E-03	8.22E-02	3.33E-03	0.00E+00	0.00E+00	8.80E-02	8.55E-02	
5.130E-01	1.97E-03	7.82E-02	2.40E-03	0.00E+00	0.00E+00	8.25E-02	8.06E-02	
5.740E-01	1.57E-03	7.46E-02	1.81E-03	0.00E+00	0.00E+00	7.80E-02	7.64E-02	

TAB. 3.6 – Coefficient d'atténuation massique en fonction des énergies de C1 calculées dans la table 3.4

Photon Energy (MeV)	SCATTERING		PHOTO- ELEC. ABS.	PAIR PRODUCTION		TOTAL ATT	
	COHER. (cm^2/g)	INCOHER. (cm^2/g)		IN NUCL. FIELD (cm^2/g)	IN ELECTRON FIELD (cm^2/g)	WITH COHER. SCATT. (cm^2/g)	WITHOUT COHER. SCATT. (cm^2/g)
8.000E-03	1.87E+00	6.57E-02	5.06E+01	0.00E+00	0.00E+00	5.26E+01	5.07E+01
2.900E-02	3.55E-01	1.22E-01	1.15E+01	0.00E+00	0.00E+00	1.20E+01	1.16E+01
4.900E-02	1.52E-01	1.31E-01	2.48E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.76E+00	2.61E+00
6.800E-02	8.73E-02	1.31E-01	9.28E-01	0.00E+00	0.00E+00	1.15E+00	1.06E+00
8.800E-02	5.58E-02	1.28E-01	4.25E-01	0.00E+00	0.00E+00	6.09E-01	5.53E-01
1.070E-01	3.94E-02	1.25E-01	2.34E-01	0.00E+00	0.00E+00	3.98E-01	3.59E-01
1.270E-01	2.88E-02	1.21E-01	1.39E-01	0.00E+00	0.00E+00	2.89E-01	2.60E-01
1.460E-01	2.22E-02	1.18E-01	9.06E-02	0.00E+00	0.00E+00	2.31E-01	2.08E-01
1.650E-01	1.77E-02	1.14E-01	6.24E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.95E-01	1.77E-01
1.850E-01	1.42E-02	1.11E-01	4.41E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.70E-01	1.55E-01
2.190E-01	1.03E-02	1.06E-01	2.66E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.43E-01	1.33E-01
2.680E-01	6.99E-03	9.95E-02	1.46E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.21E-01	1.14E-01
3.160E-01	5.08E-03	9.41E-02	9.05E-03	0.00E+00	0.00E+00	1.08E-01	1.03E-01
3.650E-01	3.84E-03	8.93E-02	6.01E-03	0.00E+00	0.00E+00	9.91E-02	9.53E-02
4.140E-01	3.00E-03	8.51E-02	4.24E-03	0.00E+00	0.00E+00	9.24E-02	8.94E-02
5.350E-01	1.81E-03	7.68E-02	2.16E-03	0.00E+00	0.00E+00	8.08E-02	7.90E-02
6.330E-01	1.30E-03	7.15E-02	1.42E-03	0.00E+00	0.00E+00	7.42E-02	7.29E-02
7.300E-01	9.78E-04	6.71E-02	1.01E-03	0.00E+00	0.00E+00	6.91E-02	6.82E-02
8.270E-01	7.63E-04	6.34E-02	7.71E-04	0.00E+00	0.00E+00	6.50E-02	6.42E-02
9.250E-01	6.11E-04	6.02E-02	6.12E-04	0.00E+00	0.00E+00	6.14E-02	6.08E-02

TAB. 3.7 – Coefficient d'atténuation massique en fonction des énergies de T calculées dans la table 3.4

Photon Energy (MeV)	SCATTERING		PHOTO-ELEC. ABS. (cm^2/g)	PAIR PRODUCTION		TOTAL ATT	
	COHER. (cm^2/g)	INCOHER. (cm^2/g)		IN NUCL. FIELD (cm^2/g)	IN ELECTRON FIELD (cm^2/g)	WITH COHER. SCATT. (cm^2/g)	WITHOUT COHER. SCATT. (cm^2/g)
2.000E-03	4.53E+00	1.59E-02	2.15E+03	0.00E+00	0.00E+00	2.15E+03	2.15E+03
6.000E-03	2.50E+00	5.18E-02	1.13E+02	0.00E+00	0.00E+00	1.16E+02	1.13E+02
9.000E-03	1.64E+00	7.17E-02	2.75E+02	0.00E+00	0.00E+00	2.77E+02	2.75E+02
1.300E-02	1.05E+00	9.07E-02	1.08E+02	0.00E+00	0.00E+00	1.09E+02	1.08E+02
1.700E-02	7.50E-01	1.03E-01	5.18E+01	0.00E+00	0.00E+00	5.27E+01	5.19E+01
2.100E-02	5.67E-01	1.12E-01	2.89E+01	0.00E+00	0.00E+00	2.96E+01	2.90E+01
2.500E-02	4.43E-01	1.18E-01	1.76E+01	0.00E+00	0.00E+00	1.82E+01	1.78E+01
2.800E-02	3.74E-01	1.21E-01	1.28E+01	0.00E+00	0.00E+00	1.32E+01	1.29E+01
3.200E-02	3.05E-01	1.25E-01	8.67E+00	0.00E+00	0.00E+00	9.10E+00	8.80E+00
3.600E-02	2.52E-01	1.27E-01	6.16E+00	0.00E+00	0.00E+00	6.53E+00	6.28E+00
4.300E-02	1.89E-01	1.30E-01	3.65E+00	0.00E+00	0.00E+00	3.97E+00	3.78E+00
5.200E-02	1.37E-01	1.31E-01	2.08E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.35E+00	2.21E+00
6.100E-02	1.05E-01	1.31E-01	1.29E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.52E+00	1.42E+00
7.100E-02	8.10E-02	1.31E-01	8.15E-01	0.00E+00	0.00E+00	1.03E+00	9.45E-01
8.500E-02	5.93E-02	1.29E-01	4.72E-01	0.00E+00	0.00E+00	6.60E-01	6.01E-01
1.040E-01	4.14E-02	1.26E-01	2.55E-01	0.00E+00	0.00E+00	4.22E-01	3.81E-01
1.230E-01	3.05E-02	1.22E-01	1.53E-01	0.00E+00	0.00E+00	3.06E-01	2.75E-01
1.420E-01	2.34E-02	1.19E-01	9.86E-02	0.00E+00	0.00E+00	2.41E-01	2.17E-01
1.610E-01	1.85E-02	1.15E-01	6.73E-02	0.00E+00	0.00E+00	2.01E-01	1.82E-01
1.800E-01	1.50E-02	1.12E-01	4.79E-02	0.00E+00	0.00E+00	1.75E-01	1.60E-01

TAB. 3.8 – Coefficient d'atténuation massique en fonction des énergies de BH90 calculées dans la table 3.4

Chapitre 4

Polarisation de la lumière

4.1 Introduction

Le but de ce chapitre est de donner une estimation du degré de la polarisation circulaire du faisceau laser à l'intérieur de la cavité, au niveau du point d'interaction électron laser. La connaissance du degré de polarisation circulaire sera ensuite utilisée pour déterminer la polarisation des électrons dans le chapitre 5. La mesure de la polarisation du laser s'effectue avec un ellipsomètre situé en sortie de cavité. Etant donné que nous n'avons pas accès à cet ellipsomètre lorsque l'accélérateur fonctionne, il nous faut un système simple et robuste qui ne nécessite pas de réalignements manuels.

Si nous désirons connaître la polarisation à l'intérieur de la cavité, il va nous falloir modéliser l'ensemble du système optique décrit au chapitre 2 afin de savoir de quelle manière cette polarisation est transportée. Nous introduirons le formalisme de JONES que nous utiliserons afin de modéliser chacun des éléments optiques du système. Enfin nous décrirons le transport de la polarisation à l'aide des mesures effectuées par l'ellipsomètre, et en ayant au préalable estimé l'influence de la cavité et des différents composants optiques.

4.2 Introduction du formalisme de Jones

Dans cette partie nous introduisons le formalisme de Jones qui va permettre de modéliser l'action des différents éléments optiques, présentés dans la section 2.4, sur la polarisation du faisceau laser polarisé. Dans un premier temps nous introduirons la représentation de Jones qui nous permettra de décrire le caractère polarisé du faisceau laser. Ensuite, nous introduirons les matrices de Jones agissant sur des éléments de la représentation de Jones et qui traduisent le comportement d'un élément optique lorsque celui-ci est éclairé par une lumière arbitrairement mais totalement polarisée.

4.2.1 Représentation de Jones

Définir la polarisation d'une onde électromagnétique c'est s'intéresser à l'évolution temporelle du vecteur attaché au champ électromagnétique en un point donné de l'espace. On désigne par \vec{E} et \vec{H} les champs respectivement électrique et magnétique dans le vide et par \vec{D} et \vec{B} les champs d'induction électrique et le champ magnétique dans un milieu. Le caractère vectoriel de ces champs est impliqué par la nature des équations de Maxwell.

En optique des milieux cristallins, c'est le champ \vec{D} qui est le plus significatif, les autres composants du champ magnétique d'une onde se propageant dans le milieu se déduisant de ce champ au moyen des équations de MAXWELL.

Le formalisme de Jones décrit un état de polarisation d'une onde électromagnétique plane par un vecteur $\vec{\mathcal{E}}$ exprimé dans une base $\{\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}\}$ et défini par :

$$\vec{\mathcal{E}} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x = A_x e^{i\phi_x} \\ \mathcal{E}_y = A_y e^{i\phi_y} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Dans notre cas, l'approximation paraxiale nous permet de découpler les évolutions spatiales de la polarisation et de décrire notre faisceau laser comme une onde plane du point de vue de la polarisation.

La composante $D_x(t)$ suivant l'axe Ox du champ étant définie par :

$$D_x(t) = \Re[\mathcal{E}_x e^{-i\omega t}] = \Re[A_x e^{-i\omega t - \phi_x}] \quad (4.2)$$

L'intensité I_0 du champ associé à cet état de polarisation est donnée par le produit scalaire hermitien [63] :

$$I \propto \vec{\mathcal{E}}^\dagger \cdot \vec{\mathcal{E}} \quad (4.3)$$

4.2.2 Matrices de Jones

Lorsqu'une onde plane totalement polarisée éclaire sous incidence normale une lame taillée dans un milieu anisotrope linéaire (uniaxe ou biaxe), il ne peut se propager à l'intérieur de cette lame que deux ondes qui sont les deux états propres du matériau. Ces deux ondes se propagent à des vitesses de phase différentes à l'intérieur du matériau, d'où l'introduction de deux indices du milieu : l'indice ordinaire et l'indice extraordinaire.

Le passage d'une onde électromagnétique plane à travers un matériau non isotrope peut donc être décrit à l'aide de matrices 2×2 : les matrices de Jones [74]. Ces matrices agissent sur des vecteurs du même type que ceux de l'équation 4.1. Les composantes E'_x , E'_y du vecteur associé au champ électromagnétique émergent d'un dispositif sont alors reliées aux composantes E_x , E_y du vecteur associé au champ incident par la matrice de Jones \mathcal{M} suivant l'équation :

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Si on écrit cette matrice dans la base de ses vecteurs propres, c'est à dire dans une base associée à la symétrie de la lame, cette matrice prend une forme diagonale, nous noterons cette matrice \mathcal{M}_λ . L'expression d'une matrice de Jones dans une base quelconque \mathcal{M} est reliée à son expression dans la base des vecteurs propres par une rotation :

$$\mathcal{M} = S(\theta) \cdot \mathcal{M}_\lambda \cdot S(-\theta) \quad (4.5)$$

Où θ est un angle traduisant l'inclinaison des axes propres de la lame, et $S(\theta)$ la matrice de rotation définie par :

$$S(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

4.3 Comportements cristallins

Il a été montré par R. C Jones dans la référence [71], que l'on pouvait définir huit matrices, chacune décrivant un comportement indépendant et particulièrement simple d'un matériau cristallin éclairé par une onde électromagnétique totalement polarisée. Dans cette section nous décrirons dans un premier temps ces différents comportements. Puis, dans un deuxième paragraphe nous examinerons quels sont les éléments dans notre système qui possèdent les propriétés remarquables parmi celles que nous avons citées. Le but étant de déterminer quels sont les comportements qu'il nous faut absolument prendre en compte dans la modélisation.

4.3.1 Généralités sur les comportements cristallins

Parmi les huit types de comportements décrits par R. C Jones, deux décrivent un décalage de phase globale et une absorption globale (par global nous entendons indépendant de la polarisation incidente). Les six autres comportements sont :

- La biréfringence linéaire : c'est la différence de vitesse de phase entre le rayon extraordinaire et le rayon ordinaire. Cet effet est pris en compte en introduisant un indice optique extraordinaire noté n_e et un indice ordinaire noté n_o . L'ordre de grandeur de la biréfringence linéaire est de $n_e - n_o \approx 10^{-2}$.
- Dichroïsme linéaire : c'est la différence entre les coefficients d'absorption des rayons extraordinaire et ordinaire. Cet effet est pris en compte en introduisant une partie imaginaire dans les expressions des indices n_e et n_o . Il a été mesuré dans la région infrarouge $\lambda > 2\mu m$ [69] ($|\Im(n_e - n_o)| \approx 3 \cdot 10^{-4}$ pour $\lambda = 2.7\mu m$) mais pour le domaine optique $\lambda \approx 0.6\mu m$, il est inférieur à la précision de la mesure de l'expérience d'ellipsométrie décrite dans [67], c'est à dire $\lesssim 10^{-5}$.
- Biréfringence circulaire (aussi appelée « activité optique » [65] ou « pouvoir rotatoire ») : quand une onde plane se propage suivant l'axe optique du quartz, il peut être facilement montré que la biréfringence linéaire s'annule. Cependant, on observe expérimentalement de la biréfringence entre les composantes circulaires gauche et droite du vecteur de polarisation. Cet effet est pris en compte en introduisant les indices optiques circulaires n_R et n_L . Pour le quartz, quand l'axe optique est à peu près perpendiculaire au plan de propagation de l'onde, on a $|n_R - n_L| \lesssim 10^{-4}$ [65].
- Dichroïsme circulaire : C'est la différence d'absorption liée aux modes propres de polarisation de la biréfringence circulaire. Il n'y a pas de mesure de cet effet pour le quartz.
- Biréfringence linéaire de Lorentz : Historiquement, une petite biréfringence linéaire a été mesurée dans certains cristaux isotropiques. Ce phénomène est plus petit de quelques ordres de grandeur que la biréfringence linéaire introduite plus haut, et qui n'était pas attendu dans le cas de cristaux isotropiques. Cet effet est très difficile à mesurer, spécialement dans les cristaux anisotropiques, où il s'ajoute aux autres biréfringences (il n'y a pas de mesure de cet effet pour le quartz à l'heure actuelle). Cependant une mesure avec un cristal de silicium donne $\Delta n_{Lorentz} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ [66].

- Dichroïsme linéaire de Lorentz : C'est la différence d'absorption reliée aux modes propres de la polarisation de la biréfringence linéaire de Lorentz. Il n'y a pas de mesure de cet effet pour le quartz.

4.3.2 Applications à notre système optique

Les comportements cristallins présentés dans la section 4.3.1 n'ont pas tous la même importance. Dans cette partie nous nous proposons de discerner les effets qui sont négligeables dans notre configuration et à la longueur d'onde qui nous concerne ($\lambda = 1064nm$). Nous porterons notre attention plus particulièrement sur la lame de quartz de la QWP (cf figure 2.17 et du MOCO (cf figure 2.4.1), dont le comportement doit être compris avec précision. Entre le MOCO et la QWP il existe des éléments optiques qui peuvent introduire de la biréfringence. Nous passerons donc premièrement en revue les sources de biréfringence dans notre système, puis nous nous pencherons sur le dichroïsme ainsi que sur les effets globaux de phase et d'absorption. Enfin nous discuterons brièvement de l'importance de l'activité optique.

4.3.2.1 Effets de biréfringence

Deux régions (cf figure 2.17 et 2.4.1) sont à considérer : avant le centre de la cavité et après le centre de la cavité. Dans la première région, la biréfringence parasite réduit le degré de polarisation effective au point d'interaction. Dans la deuxième région, la biréfringence introduit un biais systématique sur la mesure de la polarisation du faisceau laser dans l'ellipsomètre.

L'une des sources dominantes de biréfringence parasite est l'ensemble des miroirs à 45° car ils ont des coefficients de réflexion différents, suivant que le champ électrique est dans le plan d'incidence (onde transverse électrique) , ou perpendiculaire à ce plan (onde transverse magnétique). D'après les données fournies par différents fabricants on peut estimer la différence entre ces deux coefficients de réflexion à 0.5 %. Pour compenser ces différences, les quatre miroirs situés en entrée de cavité ont été orientés dès leur installation, de telle sorte que leurs normales soient perpendiculaires deux à deux. En faisant cela, une onde transverse électrique sur un miroir devient transverse magnétique sur le miroir dont la normale lui est perpendiculaire. Ainsi, cet effet est en principe compensé. L'effet résiduel de cette compensation est difficile à estimer. Certaines études ont été menées sur un montage comportant deux miroirs (comme celui que nous utilisons en sortie de cavité), pour le projet CEBAF et le résultat a été que le degré de polarisation circulaire n'est modifié que d'un pour mille (et environ d'un pour mille par degré de différence angulaire entre l'orientation des deux miroirs) [68].

Une autre source de biréfringence parasite est l'ensemble des deux fenêtres à vide, l'une située en entrée de cavité et l'autre en sortie. Si la biréfringence induite par la pression de l'air sur une des faces d'une fenêtre est négligeable [80], la biréfringence induite lors du processus de fabrication (soudure verre métal) ne l'est pas. Cette biréfringence a été mesurée par M. Lintz [82], les résultats de cette mesure sont présentés sur la figure 4.1.

Les miroirs de la cavité peuvent introduire de la biréfringence à cause des déformations thermoélastiques dues à la puissance importante qui circule à l'intérieur de la cavité. Cet effet a été estimé numériquement [80] et est négligeable. L'origine de la biréfringence

parasite créée par les miroirs vient plutôt du revêtement de ceux-ci, car ce revêtement est constitué d'empilements de couches quart d'ondes [84, 85, 86, 87]. La référence [87] donne des mesures précises de la biréfringence induite par l'empilement quart d'onde similaire à ceux que l'on utilise dans notre expérience. L'ordre de grandeur du déphasage entre le rayon ordinaire et extraordinaire pour de tels empilements vaut quelques 10^{-6} radians. Si nous admettons que les deux miroirs de la cavité sont similaires, il suffit de multiplier ce déphasage par le facteur $2F/\pi$ [80], $F \approx 30000$ étant la finesse de notre cavité. On trouve alors un effet de l'ordre d'un pour mille sur le degré de polarisation circulaire.

La biréfringence créée par la monture des miroirs de la cavité a été aussi étudiée [80] et est négligeable.

L'effet apporté par le HBS a été évalué par des mesures effectuées par M. Lintz [82]. La biréfringence induite par un tel composant était inférieure à la sensibilité des mesures et par conséquent négligeable. En revanche, il a été remarqué que lorsque le HBS était monté dans une monture de miroir, la pression exercée par la vis de la monture avait pour effet de créer de la biréfringence de façon non négligeable. La solution a donc consisté à coller le HBS dans sa monture avec une colle sans contrainte plutôt qu'à le visser.

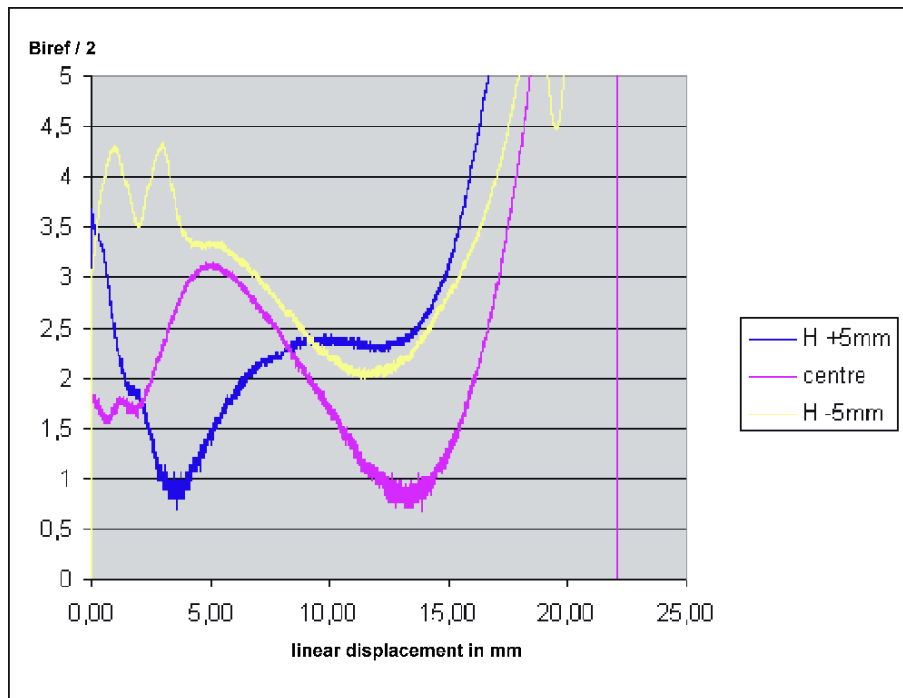


FIG. 4.1 – Résultat de la mesure de la biréfringence de la fenêtre à vide. Les différentes courbes correspondent à différents balayages linéaires en position (au centre et ± 5 mm en dehors). Le centre de la fenêtre correspond à 11 mm sur l'axe des abscisses et la moitié de la biréfringence est tracée sur l'axe vertical. Mesures issues de [82].

4.3.2.2 Dichroïsme, absorption et phase globale

Dans la littérature en optique on trouve un grand nombre d'exemples de formulation de matrices de Jones s'appliquant à divers dispositifs. Si une partie importante de ces

formulations décrivent des objets idéaux non absorbants, il est toutefois possible, toujours dans le cadre du formalisme de Jones, de décrire des objets très généraux, c'est à dire dichroïques, et possédant de la biréfringence circulaire et de l'activité optique (on parle alors de biréfringence elliptique), à condition que la lumière soit arbitrairement mais totalement polarisée [75].

Les effets du dichroïsme linéaire sont très faibles pour notre longueur d'onde et pour les matériaux que nous utilisons (quartz et verres).

La phase globale n'est pas mesurable à notre niveau car nous mesurons des intensités. Ce terme ne jouera donc aucun rôle et sera systématiquement omis. La perte globale sera prise en compte par un facteur global de renormalisation.

4.3.2.3 Activité optique

D'après la référence [89] des effets de l'ordre de quelques pour mille liés à l'activité d'une lame de quartz ont été observés en incidence normale. Il peut donc être intéressant de prendre en compte ces effets au niveau de la modélisation de nos deux lames quart d'onde de quartz : le MOCO et la QWP.

4.4 Modélisation des composants optiques

Dans cette partie nous justifions aux regards des informations énoncées dans la section 4.3, les expressions des matrices de Jones que nous utiliserons pour décrire le transport de la polarisation depuis le laser jusqu'à l'ellipsomètre. Il va nous falloir modéliser précisément les éléments suivants :

- La QWP : Il s'agit d'une lame quart d'onde non traitée anti-reflet, et qui fait partie de l'ellipsomètre.
- Un prisme de Wollaston, qui fait également partie de l'ellipsomètre.
- Le MOCO qui est une lame traitée anti-reflet, et qui est à l'origine de la polarisation circulaire ou elliptique.

Les éléments optiques se situant entre le MOCO et l'ellipsomètre seront décrits grâce à des théorèmes optiques où des éléments idéaux sont considérés. Nous donnerons donc les expressions « idéales », mais aussi plus réalistes des éléments apparaissant dans l'ellipsomètre, et du MOCO.

4.4.1 Lame de retard

Une lame de retard est un élément optique biréfringent. Ce comportement est comme nous l'avons déjà expliqué, principalement dû à une anisotropie (uniaxe ou biaxe) du milieu constituant la lame. La conséquence est que la vitesse de propagation d'une onde plane polarisée rectilignement dans ce milieu sera une fonction de l'orientation relative de la polarisation de l'onde et de l'axe optique de la lame.

Dans la modélisation de notre système nous serons amenés à utiliser différentes descriptions de ces lames, selon nos besoins. Nous donnerons dans un premier temps l'expression de la matrice G que nous utiliserons dans notre modèle pour décrire une lame de retard parfaite, puis, nous justifierons l'expression matricielle que nous avons utilisée pour le MOCO et pour la QWP.

4.4.1.1 lame de retard parfaite

En gardant les conventions de Jones définies dans [72] la matrice d'une lame de retard parfaite est notée :

$$G(\gamma) = \begin{pmatrix} e^{i\gamma} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Où le facteur 2γ est l'angle de déphasage induit par la lame de retard entre les deux composantes du champ incident de l'onde suivant les axes propres de la lame.

4.4.1.2 lame quart d'onde réelle

Le MOCO et la QWP sont des lames quart d'onde, ce qui signifie que si ces composants étaient parfaits le déphasage induit entre les deux composantes du champ incident suivant les axes propres des lames serait de $\pi/4$ modulo $\pi/2$. La matrice alors associée à une quart d'onde parfaite est $G(\pi/4)$

Le MOCO et la QWP ne sont bien évidemment pas des lames quart d'onde parfaites. Hormis les phénomènes d'absorption et de dichroïsme dont nous avons parlé, d'autres phénomènes apparaissent :

- le phénomène de réflexions multiples (réduit par un revêtement anti-reflet).
- Les effets des réflexions de FRESNEL à la surface de l'élément, liés à l'incidence de la lame.
- Les effets négligeables liés à la rugosité et la contamination de la surface de l'élément [78].
- La nature de l'onde incidente (si le faisceau est convergent, gaussien, ...)
- Les effets des désalignements, les défauts de parallélisme entre les faces de la lame.
- les imperfections présentes à l'intérieur du quartz.
- L'activité optique du quartz.
- Les effets de la température, de l'humidité, de la pression atmosphérique, etc...

4.4.1.3 QWP

Les études précédentes ont montré [80] qu'en nettoyant la lame à l'aide d'un bain d'alcool ultrasonique la contamination de la surface était ramenée à un niveau négligeable. Concernant la rugosité, celle-ci à toujours été jugée satisfaisante. De même la contamination de la surface ou les imperfections à l'intérieur du quartz sont totalement négligeables dans notre cas [80]. Les effets de pression, de température, d'humidité, sont pris en compte de manière indirecte dans notre modélisation où l'épaisseur est un paramètre libre.

4.4.1.3.1 Réflexions multiples et activité optique Puisque la QWP ne possède pas de traitement anti-reflet, l'expression matricielle d'une lame quart d'onde, prenant en compte les réflexions multiples mais pas l'activité, est donnée par l'équation (36) de la référence [70] et vaut sous incidence normale et pour une onde plane :

$$\text{QWP}_{rm} = \begin{pmatrix} \frac{4n_o n_a \exp(-i\phi_o)}{n_a + n_o)^2 - (n_a - n_o)^2 \exp(-2i\phi_o)} & 0 \\ 0 & \frac{4n_e n_a \exp(-i\phi_e)}{n_a + n_e)^2 - (n_a - n_e)^2 \exp(-2i\phi_e)} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Où n_o est l'indice ordinaire du quartz,
 n_e l'indice extraordinaire,
 n_a est l'indice du milieu ambiant dans lequel est plongée la lame
 $\phi_e = 2\pi/\lambda n_o$, $\phi_e = 2\pi/\lambda n_e$,
 λ étant la longueur d'onde du rayon incident.

Pour ce qui est de la prise en compte de l'activité, la formule permettant d'obtenir la matrice de Jones de la lame quart d'onde est plus compliquée et est donnée par les équations (30)-(35) de la référence [70]. Nous noterons cette matrice par la suite : QWP_{rm+a}

4.4.1.4 MOCO

A la différence de la QWP la surface d'entrée du MOCO possède un revêtement anti-reflet composé d'une double couche de diélectriques. L'expression utilisée pour décrire la QWP n'est donc pas adaptée. Nous utiliserons donc la matrice de Jones introduite dans [79], permettant de décrire un élément non-absorbant elliptiquement biréfringent, c'est à dire possédant de l'activité optique et de la biréfringence linéaire :

$$\text{MOCO}_a(\delta, \delta_f) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta + \sin^2\theta \exp(-i\delta) & \sin\theta \cos\theta(1 - \exp(-i\delta)) \exp(-i\delta_f) \\ \sin\theta \cos\theta(1 - \exp(-i\delta)) \exp(i\delta_f) & \sin^2\theta + \cos^2\theta \exp(-i\delta) \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

δ_f est un déphasage relié à l'activité optique, si le milieu ne présente pas d'activité optique $\delta_f = 0$.

Le déphasage δ entre les états de polarisation est relié à la biréfringence $\Delta_n = |n_e - n_o|$ dans le cas d'une lame cristalline d'épaisseur e par la relation :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n e \quad (4.10)$$

Etant donné que nous utilisons une lame quart d'onde, nous poserons $\delta = \pi/4 + t_0$, t_0 étant un paramètre libre tel que $t_0 \ll 1$.

Nous utiliserons donc l'expression suivante :

$$\text{MOCO}_a(t_0, \delta_f) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta + \sin^2\theta \exp(-i\pi/4 - t_0) & \sin\theta \cos\theta(1 - \exp(-i\pi/4 - t_0) \exp(-i\delta_f)) \\ \sin\theta \cos\theta(1 - \exp(-i\pi/4 - t_0)) \exp(i\delta_f) & \sin^2\theta + \cos^2\theta \exp(-i(\pi/4 + t_0)) \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Les paramètres t_0 et δ_f seront à déterminer grâce à un ajustement théorique sur des données expérimentales.

4.4.2 Polariseur

Un polariseur est un élément optique dans lequel ne peuvent se propager qu'un certain nombre d'états propres de polarisation, orientés suivant des directions définies. Dans ce chapitre nous utiliserons deux types de polariseurs : les polariseurs partiels notés P et les polariseurs rectilignes tels que le prisme de Wollaston ou le prisme de GLAN-THOMSON.

4.4.2.1 Polariseur partiel

La matrice de Jones d'un polariseur partiel est définie par :

$$P(p_1, p_2) = \begin{pmatrix} p_1 & 0 \\ 0 & p_2 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

p_1 et p_2 étant des valeurs réelles comprises entre 0 et 1. Le déterminant de la matrice de l'équation 4.12 est nécessairement inférieur ou égal à 1. Or si le déterminant est inférieur à 1 cela signifie que cet élément est le siège d'absorption. Comme nous avons décidé de factoriser dans un terme global, l'ensemble des facteurs absorbants, nous serons amenés à utiliser une expression modifiée de 4.12 :

$$P(p_1) = \begin{pmatrix} p_1 & 0 \\ 0 & 1/p_1 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Avec $p_1 > 0$, on est ainsi assuré d'avoir une matrice dont le déterminant est 1.

4.4.2.2 Polariseur rectiligne

Un polariseur rectiligne est un dispositif optique qui ne transmet qu'un état de polarisation rectiligne orienté suivant une direction fixe appelée azimut de transmission. La matrice d'un polariseur rectiligne parfait est donnée par l'expression 4.12 lorsqu'une des deux valeurs p_1 ou p_2 est nulle. Dans ce cas le déterminant d'un tel composant optique est nul. Intéressons nous à la modélisation du prisme de GLAN-THOMSON dans un premier temps, puis à celle du prisme de WOLLASTON dans un deuxième temps.

4.4.2.2.1 Prisme de GLAN-THOMSON Ce prisme est constitué de deux prismes de calcite triangulaires rectangles accolés le long de leur hypothénuse avec du baume du Canada (figure 4.2) . Ce baume possède une grande qualité de transparence et un indice de réfraction très proche de celui du verre (1.55). Ce baume ne peut pas absorber une puissance en régime continu supérieure à $2W$, notre laser ayant une puissance inférieure à $1W$, ce n'est donc pas un facteur limitant.

Un polariseur idéal dont l'azimut de transmission est suivant l'axe Ox, éclairé par une lumière totalement polarisée suivant l'axe Oy, ne transmet aucune lumière en sortie. On dit alors que la transmission $T = T_{\min} = 0$. D'une manière analogue lorsque la lumière incidente est totalement polarisée suivant l'axe Ox, $T = T_{\max} = 1$.

Dans le cas d'un prisme de GLAN-THOMSON réel T_{\min} et T_{\max} sont reliés par la relation :

$$\tau = \frac{T_{\max}}{T_{\min}} \quad (4.14)$$

τ étant le taux d'extinction et vaut de l'ordre de 10^5 pour un tel prisme. Ce taux étant très grand devant 1, on peut considérer ce prisme comme ayant un comportement idéal :

$$\text{Glan} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Pour ces raisons nous décrivons l'ensemble des vecteurs de Jones dans la base formée de l'état propre du prisme de GLAN-THOMSON et d'un vecteur qui lui est perpendiculaire, ces deux vecteurs ainsi que le vecteur \vec{z} définissant l'axe de propagation du laser,

constituant un trièdre direct. Nous apposerons ainsi par la suite, un indice G aux vecteurs de Jones représentés dans cette base. Ainsi par exemple la polarisation du faisceau laser en sortie de cavité s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_G \quad (4.16)$$

4.4.2.2 Prisme de WOLLASTON Ce prisme polariseur est un séparateur d'états de polarisation, comme cela est décrit sur la figure 4.2. Comme le taux d'extinction de ce prisme est d'aussi bonne qualité que celui du prisme de GLAN-THOMSON ($\tau \approx 10^5$) nous modéliserons son action comme étant celle de deux polariseurs rectilignes. Les deux matrices de Jones $W1$ et $W2$ permettant de décrire le passage d'une lumière polarisée au travers de ce composant s'écrivent alors :

$$W1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

$$W2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Comme dans le cas du prisme de GLAN-THOMSON, il est judicieux de décrire les rayons émergents dans la base des états propres. Nous apposerons un indice W analogue au G de l'équation 4.16.

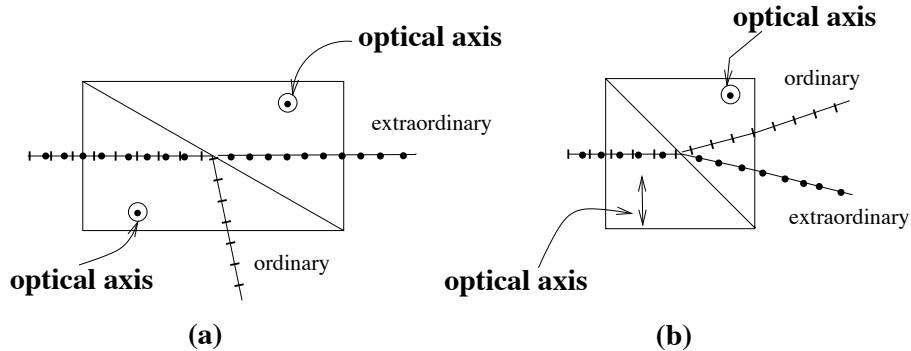


FIG. 4.2 – Principe du prisme de GLAN-THOMSON (a) et du prisme de WOLLASTON (b). Ils sont constitués de deux prismes de calcite accolés avec du baume du Canada. A l'intérieur du prisme de GLAN-THOMSON, à l'interface entre les deux prismes, il y a une réflexion totale interne du rayon ordinaire, de telle sorte que la lumière transmise est polarisée linéairement le long du vecteur électrique extraordinaire (la deuxième moitié du prisme ne sert que pour aligner le rayon transmis avec le rayon incident). Pour le prisme de WOLLASTON, les axes optiques sont orientés différemment dans les deux moitiés. Ceci entraîne une séparation angulaire des ondes ordinaire et extraordinaire.

4.4.3 Rotateurs

Comme leur nom l'indique ces éléments optiques font tourner la polarisation linéaire d'une onde plane électromagnétique totalement polarisée. Il sont donc simplement modélisés par des matrices de rotation. Dans les conventions de Jones un rotateur est désigné par

la lettre S . On définit alors un rotateur parfait (nous n'utiliserons pas d'autre expression) par la matrice :

$$S(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Où θ est un angle précisant l'action du rotateur.

Cette matrice permet également de décrire une orientation différente des axes propres entre un polariseur et un analyseur.

4.5 Théorèmes de Jones

Dans cette partie nous énonçons les théorèmes que nous utiliserons afin de modéliser notre système optique.

4.5.1 Théorèmes d'équivalence généraux

Dans la référence [73] sont énoncés puis démontrés trois théorèmes d'équivalence (numérotés I, II et III) s'appliquant à des systèmes optiques. Ces théorèmes s'énoncent ainsi :

- I) Pour une longueur d'onde donnée, tout système optique qui contient un nombre quelconque de lames de retard et de rotateurs est optiquement équivalent à un système contenant seulement deux éléments : une lame de retard et un rotateur.
- II) Pour une longueur d'onde donnée, tout système optique qui contient un nombre quelconque de polariseurs partiels et de rotateurs est optiquement équivalent à un système contenant seulement deux éléments : un polariseur partiel et un rotateur.
- III) Pour une longueur d'onde donnée, tout système optique qui contient un nombre quelconque de lames de retard, de polariseurs partiels et de rotateurs est optiquement équivalent à un système contenant quatre éléments : deux lames de retard, un polariseur partiel et un rotateur.

Ces théorèmes sont extrêmement intéressants puisqu'ils permettent de décrire un système optique complexe avec seulement quelques éléments. Ici il est fait référence uniquement à des objets dit « parfaits » (sans absorption, sans réflexion multiple, sans activité, etc...).

Nous n'utiliserons que le théorème III dans la description du système car il a une portée plus importante que les deux autres. Les théorèmes I et II se sont avérés insuffisants à décrire notre système par la suite. Nous désignerons ce théorème par théorème de Jones.

4.5.2 Théorème de réversibilité d'un système optique

Dès l'introduction de son formalisme dans la référence [72], R. Clark Jones précise qu'il suffit de prendre la transposée de la matrice de Jones d'un élément pour connaître l'expression de la matrice de cet élément lorsqu'un rayon le traverse en sens inverse. En particulier, la relation reliant \mathcal{M}_{REV} à \mathcal{M} , les matrices de Jones associées à deux directions

de propagation opposées d'une onde électromagnétique, peut s'écrire :

$$\mathcal{M}_{REV} = \mathcal{M}^T \quad (4.20)$$

Si la matrice \mathcal{M}_{REV} se décompose en un produit de matrices :

$$\mathcal{M} = \prod_{i=1}^n M_i$$

alors :

$$\mathcal{M}_{REV} = \prod_{i=n}^1 M_i^T \quad (4.21)$$

Il est à noter que les formules 4.20 et 4.21 ne s'appliquent pas à des rotateurs de type Faraday tels que ceux que l'on trouve dans les isolateurs de Faraday, puisque dans ce cas $\mathcal{M}_{REV} = \mathcal{M}^T$, le sens de rotation n'est pas donné par le sens de traversée de l'élément mais par la direction du champ magnétique.

4.6 Ajustement des paramètres aux intensités de l'ellipsomètre

Pour décrire notre système nous allons effectuer trois ajustements d'intensité lumineuse mesurées à l'aide de différentes photodiodes de notre montage, I_{trans} , I_0 , I_1 , I_2 (cf. figure 4.3) qui mettent à profit ce qui a été dit dans les sections précédentes :

- Le premier ajustement, que nous appellerons ajustement aux intensités de l'ellipsomètre (I_1 , I_2), par lequel la polarisation, et en particulier le degré de la polarisation circulaire est mesuré en sortie de la cavité. Cet ajustement est en fait une description du fonctionnement de l'ellipsomètre et ne permet pas de décrire comment évolue la polarisation du faisceau laser le long du chemin optique. Cet aspect est réservé à une autre section, la section 4.9
- Le deuxième ajustement intitulé : « ajustement aller-retour », utilise l'intensité I_{trans} (cf. figure 4.3) mesurée par une photodiode recevant une partie du signal réfléchi par le miroir d'entrée de la cavité qui est décrit. Il est possible grâce à cet ajustement de connaître la polarisation du laser en entrée de cavité
- L'ajustement dit : « aller-retour cavité asservie », est une variante de l'ajustement aller-retour, car il utilise les mêmes intensités, mais cette fois ci la cavité est maintenue asservie. Cet ajustement nous donne quelques indications de l'effet des miroirs de la cavité sur la polarisation

Dans cette section nous nous proposons de caractériser les intensités mesurées par l'intermédiaire des photodiodes de l'ellipsomètre. Après avoir présenté l'ellipsomètre, nous estimerons le nombre de points de mesure qu'il nous faut prendre en compte, à travers une première simulation, afin que cette description soit correcte. A l'aide d'une deuxième simulation, différente de la première, nous justifierons la prise en compte de l'épaisseur de la QWP comme paramètre de l'ajustement des intensités de l'ellipsomètre. Après avoir introduit le bruit lié à la mesure du signal, puis récapitulé tous les paramètres utilisés lors de l'ajustement par minimisation nous présenterons les résultats de cette minimisation qui nous permettront de déterminer la polarisation à l'entrée de l'ellipsomètre.

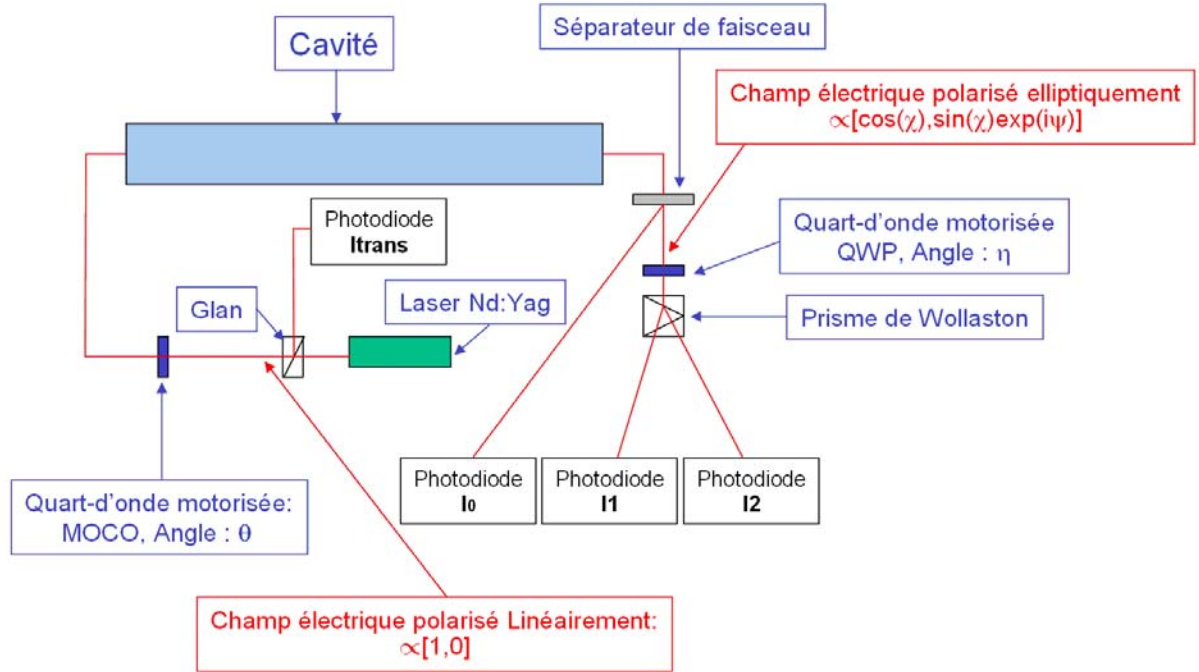


FIG. 4.3 – Description de l'emplacement des trois photodiodes mesurant les intensités de sortie de l'ellipsomètre I_1 I_2 I_0 , ainsi que I_{trans}

4.6.1 Présentation

Il est possible de simplifier le schéma optique général du polarimètre afin d'avoir une meilleure compréhension de tous les éléments jouant un rôle fondamental dans la description du fonctionnement de l'ellipsomètre. Une telle simplification est présentée sur la figure 4.3. D'après cette figure on s'aperçoit que les intensités I_0 , I_1 , et I_2 , qui sont mesurées par les trois photodiodes de l'ellipsomètre dépendent essentiellement de deux paramètres θ et η qui sont tous les deux des angles de repérage des deux lames quart d'onde dénommées MOCO et QWP ; θ étant l'angle associé à l'un des axes propres du MOCO, et η celui associé à l'angle de la QWP. Sur cette même figure on constate que le faisceau issu du laser Nd :Yag, polarisé linéairement a une très bonne approximation grâce au GLAN THOMPSON, pénètre dans le MOCO dans un premier temps. Le passage par le MOCO nous permet d'avoir, dans les conditions standard, une onde polarisée circulairement à l'intérieur de la cavité. Si maintenant la position du MOCO s'éloigne de ses positions standard (circulaire gauche ou droite), la polarisation en sortie de MOCO devient elliptique. Après le passage par la cavité, on peut écrire, en restant très général, que le champ électrique est polarisé suivant le vecteur $\vec{\mathcal{E}}$ défini dans notre référentiel G

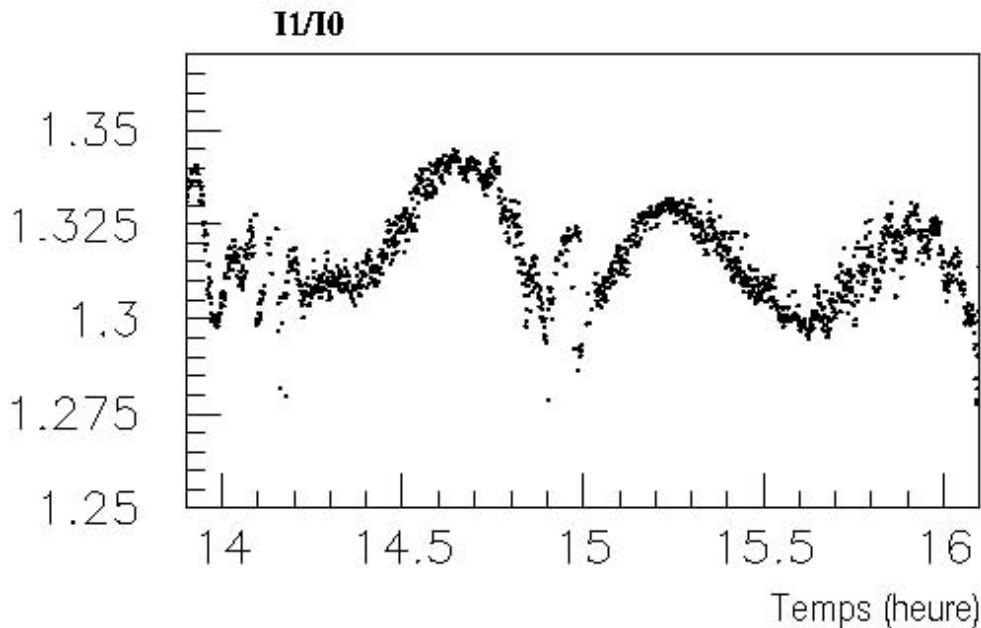


FIG. 4.4 – Evolution du rapport I_1/I_0 en fonction du temps, sur la même période que celle de la figure 4.5.

associé à l'axe propre du GLAN (voir section 4.4) par :

$$\vec{\mathcal{E}} = \begin{pmatrix} \cos(\chi) \\ \sin(\chi)e^{i\xi} \end{pmatrix}_G \quad (4.22)$$

Comme nous l'avons déjà mentionné, la connaissance des différentes intensités I_0 , I_1 et I_2 , nous permet de déterminer les différents paramètres de STOKES et donc de remonter aux valeurs de χ et ξ de l'expression 4.22.

Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3 sur la figure 3.31, l'offset des photodiodes est fonction de la quantité de radiation absorbée. Comme on le voit sur cette figure, plus la dose de radiation absorbée est importante et plus la valeur de l'offset va augmenter en valeur absolue. On a mis ici en évidence une évolution sur du long terme puisque la durée totale sur laquelle s'étend l'observation est de 60 jours. On observe également des phénomènes similaires sur le court terme, lors par exemple d'accès au tunnel d'une durée de 24 heures (quand aucun élément susceptible de produire des radiations n'est en fonctionnement), où la valeur de l'offset des photodiodes évolue en fonction du temps, en diminuant en valeur absolue. Ceci atteste que l'appareil « récupère » (voir 3.4.3), et que des variations d'offset sont à craindre sur des durées relativement brèves.

Ces craintes sont confirmées expérimentalement sur la figure 4.5. Sur cette figure semblent se dessiner des corrélations entre l'activité de la machine et la valeur des tensions de l'ellipsomètre. Même si le rôle des radiations n'est pas totalement clair à cent pour cent, on constate que les variations sur les intensités sont extrêmement importantes.

Si les variations de I_1 et I_2 semblent être étroitement corrélées sur la partie supérieure

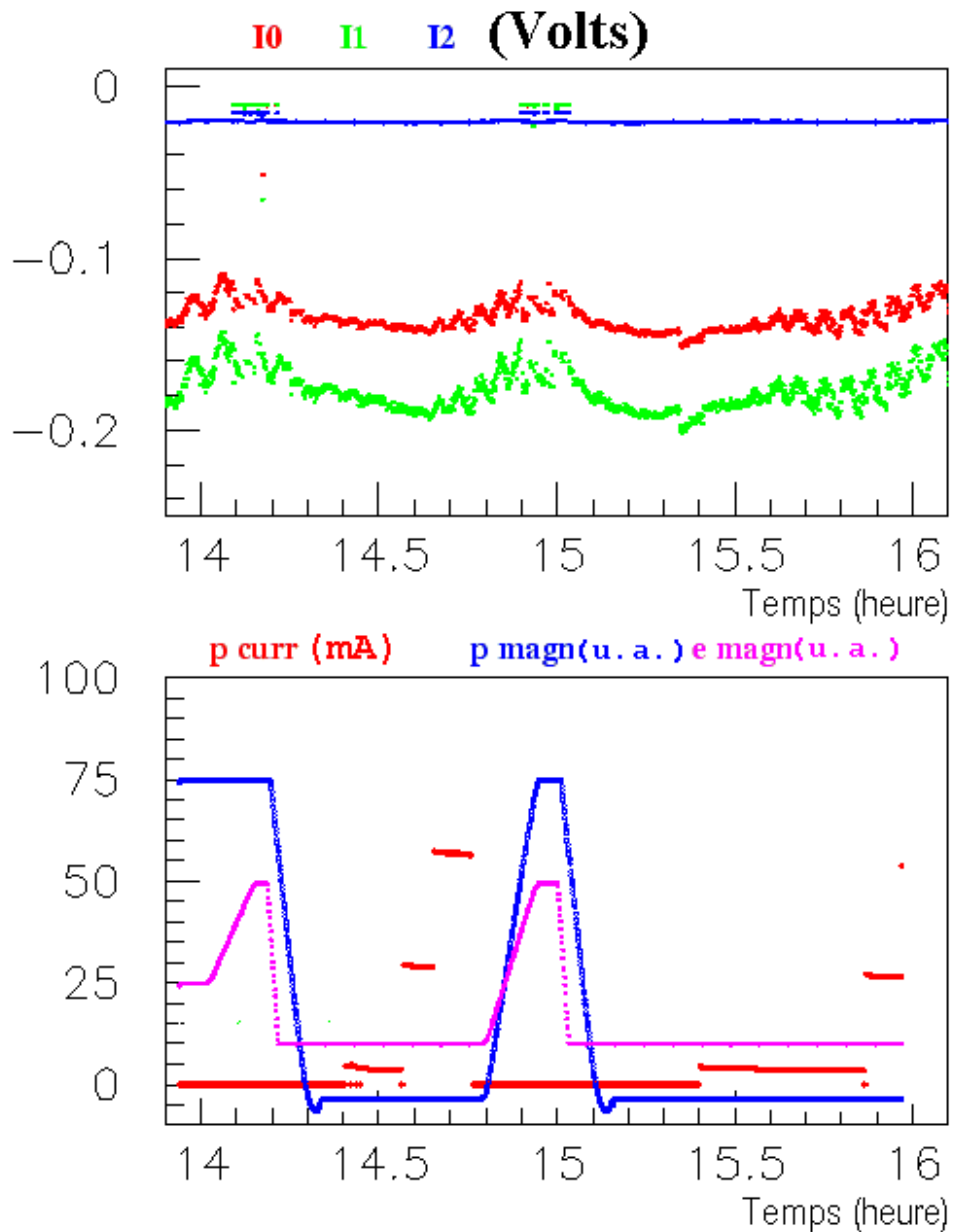


FIG. 4.5 – Mise en évidence de l'influence de la machine sur la mesure des intensités dans les différentes photodiodes de l'ellipsomètre (voir figure 4.3). Puisque les intensités I_0 , I_1 et I_2 sont mesurées par l'intermédiaire d'un convertisseur courant tension, les valeurs données sur l'axe des abscisses de la figure du haut sont en volts. La quantité pcurr réfère au courant de protons présents dans la machine, p magn et e magn réfère respectivement à l'état des aimants des protons et des électrons. Les valeurs décrivant l'état des aimants sont en unité arbitraire (u.a.)

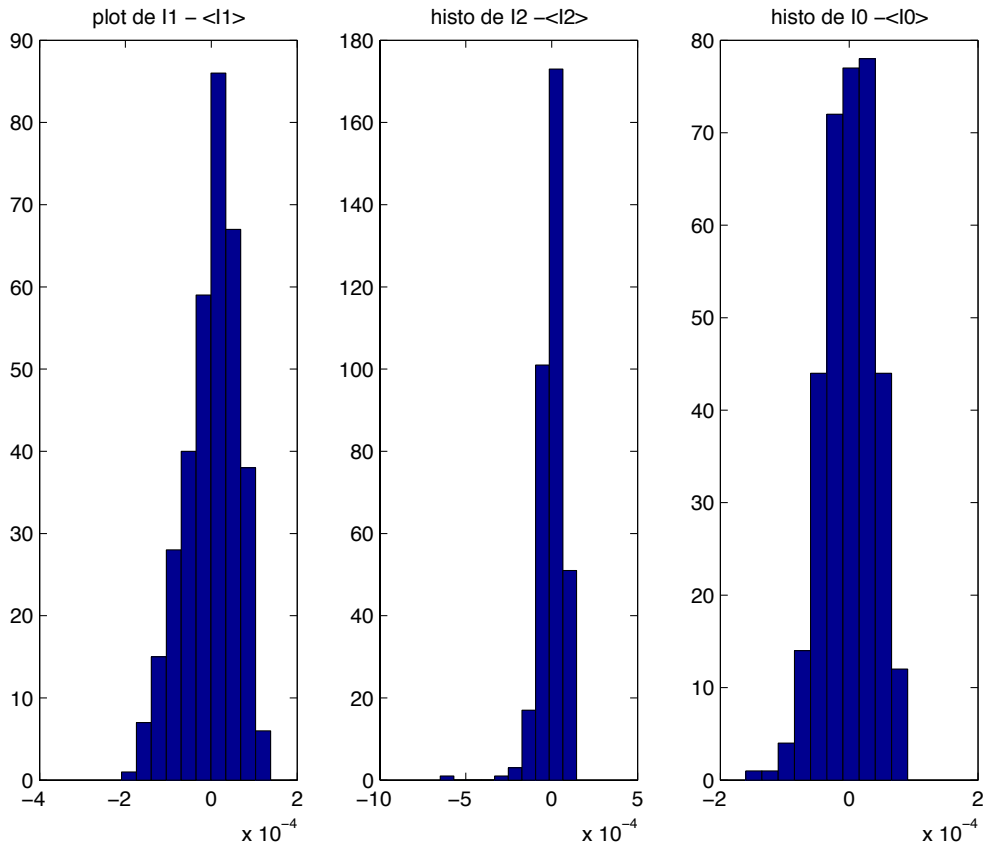


FIG. 4.6 – Distribution de la variation des tensions de sortie des trois photodiodes de l’ellipsomètre I_1 , I_2 et I_0 en volt. La tension correspondante à l’histogramme est donnée en haut du graphique

de la figure 4.5, le rapport I_1/I_0 représenté en fonction du temps, pour la même période sur la figure 4.4, laisse toujours apparaître des écarts importants de l’ordre de 3%. Précisons qu’avant chaque série de mesures, nous mesurons les offsets des photodiodes.

En conclusion nous pouvons dire que si nous désirons décrire les valeurs des intensités mesurées par les photodiodes de l’ellipsomètre, il nous faut effectuer des mesures aussi brèves que possible.

4.6.2 Bruits laser coupé

Même lorsque le laser ne fonctionne pas, la tension de sortie des photodiodes de l’ellipsomètre fluctue. Ces fluctuations sont représentées sur la figure 4.6 : on constate que l’écart quadratique moyen associé est de l’ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ V. Ces mesures ont été effectuées sur une durée d’environ trente minutes. L’origine de ces fluctuations se situe très probablement dans la variation des tensions d’alimentation des photodiodes, dans la variation du flux de lumière parasite arrivant sur la photodiode, ou encore dans la variation de température du corps noir, les photodiodes étant sensibles à la lumière infrarouge, qui est la fréquence d’émission de notre laser.

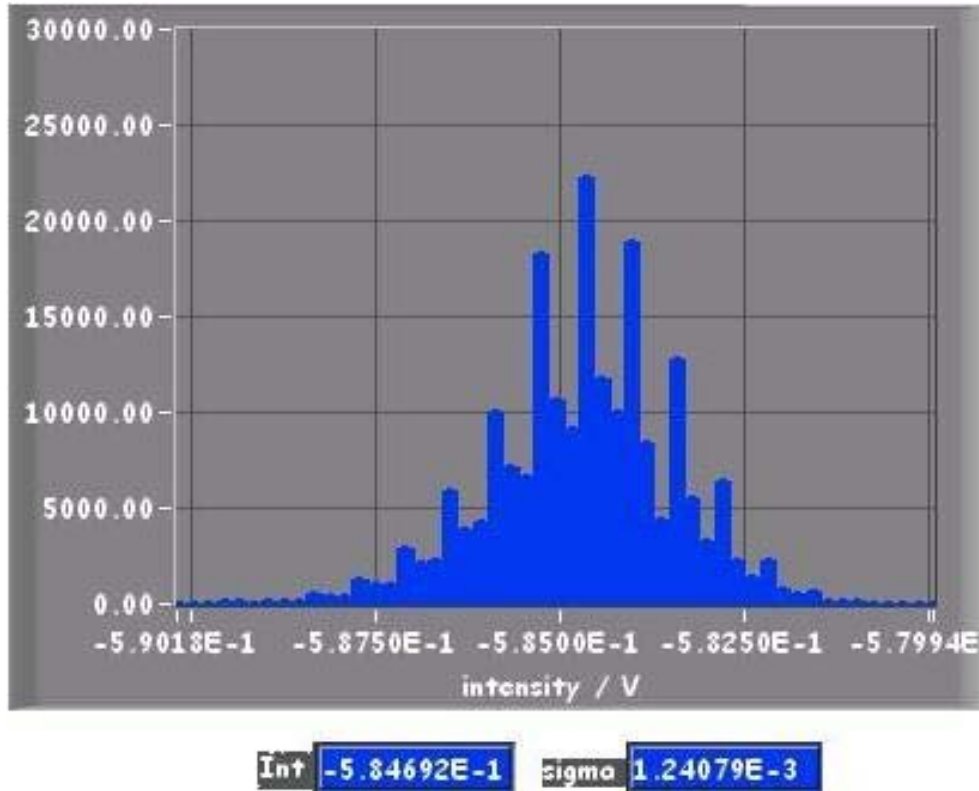


FIG. 4.7 – Répartition des fluctuations rapides autour de la valeur moyenne notée Int sur la figure. L'écart type de la distribution est désigné par sigma

4.6.3 Bruits lorsque le laser est en marche

Dans cette étude du bruit, comme lors de l'ajustement aux données réelles, nous utiliserons les quantités R_1 et R_2 à la place des intensités mesurées par les photodiodes. On définit donc pour chaque position η_i de la QWP :

$$R_{X,i} = I_{X,i}/I_{0,i} \quad X=\{1,2\} \quad (4.23)$$

Où $I_{X,i}$ et $I_{0,i}$ sont des mesures de photodiodes réalisées à η et θ constant

Pour estimer le bruit qui se superpose à nos mesures, nous avons effectué des mesures lorsque tous les paramètres contrôlables étaient constants. Une mesure de l'intensité des photodiodes correspond en fait à une moyenne de 200000 acquisitions réalisées à l'aide d'un ADC rapide dont la fréquence d'échantillonnage est de 2 MHz. Comme le montre la figure 4.7, la répartition de ces mesures autour de la valeur moyenne est relativement étroite. Nous noterons par la suite σ_i^M la dispersion des 200000 mesures autour de la valeur moyenne de l'intensité R_i retournée par les photodiodes de l'ellipsomètre situé derrière le prisme de WOLLASTON. Ce terme permet donc de prendre en compte les fluctuations rapides de l'intensité.

Il peut être utile à ce niveau de résumer la manière dont nous acquérons les intensités mesurées par les photodiodes de l'ellipsomètre pour estimer la polarisation en sortie de cavité. Les caractéristiques de cette série de mesures sont :

- Elle contient 21 de points de mesure (cf. section 4.6.4). Chaque point de la série de mesures correspond à une position angulaire donnée de la QWP ($\eta = \eta_i$)

- Elle s'étale sur une durée de 500 secondes environ. Cette durée ne dépend que du nombre de points de mesure.
- Un point de cette série de mesures correspond à une moyenne de 200000 acquisitions effectuées à la fréquences de 2 MHz c'est à dire en 0.1 secondes.

Comme le montre les figures 4.4 et 4.5 il existe d'autres sources d'erreur, dont la période est bien supérieure à la période échantillonnage de 0.1 secondes. D'autre part certaines de ces fluctuations dominant celles ayant une période de 0.1s. La figure 4.8 montre un exemple de telles oscillations. On constate sur cette figure la présence de plusieurs harmoniques de bruit. La période de l'harmonique qui semble dominante est d'une centaine de secondes environ. Une autre harmonique dont la période est visiblement plus importante que 500 secondes, est également présente, et se traduit comme une dérive du signal (voir le signal $R_2 - \langle R_2 \rangle$ sur la figure 4.8). Il est donc important de prendre en compte ces fluctuations dans la valeur des erreurs à associer au signal mesuré par les photodiodes, les nombreuses acquisitions effectuées à 2 MHz ne le permettant pas.

Pour estimer les incertitudes liées à ces fluctuations de période $> 0.1s$, nous avons réalisé des séries de mesures où tout les paramètres variables telle que la position angulaire du MOCO et de la QWP sont fixés. Lors de ces mesures, il nous faut déterminer la nature du bruit expérimental qui est inclus dans nos données dont la prise s'effectue en 500 secondes. Deux possibilités s'offrent alors à nous :

- Soit nous mesurons notre bruit expérimental sur une durée grande devant les 500 secondes (nous avons choisi 15 minutes). Dans ce cas les erreurs que nous mesurons sont surestimées. Il est d'ailleurs possible que sur cette durée les bruits dominants soit de nature différente de ceux durant 500 secondes.
- Soit nous mesurons notre bruit expérimental sur une durée comparable aux 500 secondes de la mesure de notre signal. Les fluctuations ayant une période plus importante sont alors négligées, et il est possible d'observer des phénomènes de dérive du signal tels qu'on peut le voir sur la figure 4.8.

Dans le premier cas, les écarts types associés aux distributions du bruit sont appelés σ_1^{SL} et σ_2^{SL} , ils correspondent aux écarts type des distributions mesurées sur un intervalle de 15 minutes, grands devant l'intervalle de temps de 500 secondes utilisé lors de la mesure des intensités retournées par les photodiodes de l'ellipsomètre. La relation liant ces écarts type avec la valeur du rapport R_1 et R_2 des intensités, prend une forme relativement simple dès que l'on utilise des logarithmes (voir la figure 4.9). Chaque points de la figure 4.9 correspond donc à une série de mesures sur dix à quinze minutes à angle du MOCO et angle η de la QWP fixé. Dès que l'on modifie η , les valeurs moyennes des rapports des intensités $\langle R_1 \rangle$ et $\langle R_2 \rangle$ sont modifiées en conséquence. Les valeurs données sur la figure 4.9 le sont pour un angle de MOCO $\theta = \pi/4$, c'est à dire la position correspondant à une polarisation circulaire en sortie de MOCO. Nous avons vérifié que les résultats de la figure 4.9 sont compatibles avec ceux obtenus pour une position de MOCO différente.

Si nous choisissons ce mode d'estimation des erreurs, on s'aperçoit que les fluctuations ne sont pas de nature tout à fait gaussienne, comme le montre la figure 4.10. En effet, le type de distribution des variations autour de la valeur moyenne n'est pas le même selon la valeur de l'intensité. Pour de faibles valeurs de l'intensité, la distribution présente « deux bosses », tandis que pour des valeurs plus importantes on retrouve une distribution

gaussienne.

L'autre solution évoquée pour la mesure du bruit est de ne considérer que le bruit présent durant la durée de notre mesure du signal. Dans ce cas, les écarts types associés aux distributions du bruit sont appelés σ_1^{SF} et σ_2^{SF} . Ils sont les écarts types associés respectivement aux distributions des rapports R_1 et R_2 mesurés sur une durée de 500 secondes, lorsque tous les paramètres ajustables sont constants. La relation entre ces écarts types et la valeur des rapports R_1 et R_2 est présentée sur la figure 4.11. Cette relation est du même type que celle reliant σ_1^{SL} et σ_2^{SL} avec R_1 et R_2 , sauf que dans ce cas la relation est la même entre σ_1^{SF} et R_1 et entre σ_2^{SF} et R_2 . C'est pour cette raison que contrairement à la figure 4.9, la figure 4.11 ne comporte qu'une seule courbe. Concernant la forme de ces distributions, elle semble plus se rapprocher de celle d'une gaussienne que dans le cas précédent, comme l'indique la figure 4.12. Le problème cette fois-ci est que les fluctuations plus lentes sont négligées.

L'écart type que nous avons choisi d'incorporer à nos ajustements est une somme quadratique des écarts type des fluctuations rapides (σ_1^M et σ_2^M) et des écarts type des distributions de bruit mesurées au bout de 500 secondes (σ_1^{SL} et σ_2^{SL}). Néanmoins nous avons étudié l'effet produit par le choix d'écart type égal à la somme quadratique des écarts type des fluctuations rapides et des écarts type des distributions de bruit mesurées au bout de 15 minutes (σ_1^{SF} et σ_2^{SF}). La différence est considérée comme une systématique sur la mesure de la polarisation du laser après la cavité. L'effet est faible puisqu'il est compris entre 10^{-4} et 10^{-3} sur la valeur du degré de polarisation circulaire S_3 (voir tables 4.2 et 4.3).

4.6.4 Estimation à l'aide d'une simulation du nombre minimal de points de mesure à prendre en compte lors d'un ajustement

Si nous considérons trop peu de points de mesures des intensités I_0 , I_1 et I_2 , les résultats issus de l'ajustement des paramètres à ces intensités ont de grandes chances d'être erronés. Par ailleurs, comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, il importe de prendre le moins possible de points, afin de s'affranchir le plus possible de l'influence des bruits parasites. Pour avoir une estimation du nombre minimum de points nécessaires à un bon fonctionnement de l'ajustement, nous avons utilisé un modèle relativement simple permettant de décrire l'ellipsomètre. Ce modèle est simple car il ne prend pas en compte d'éventuelles fluctuations basses fréquences. Nous générons donc des données simulées à l'aide de ce modèle, puis, à l'aide de ce même modèle nous réalisons un ajustement d'un nombre variable de points issus de ces données simulées. Précisons maintenant le formalisme que nous avons utilisé.

A l'aide du formalisme de Jones développé dans la section 4.2 on peut simuler les champs E_1^{mc1} et E_2^{mc1} mesurés au niveau des photodiodes de l'ellipsomètre. Nous négligerons pour cela l'action de tous les composants optiques sur la polarisation du faisceau laser, excepté le MOCO, le WOLLASTON et la QWP :

$$\overrightarrow{E_1^{mc1}} \propto W_1 \cdot \text{QWP}_{rm+a}(\eta - \eta_0) \cdot \text{MOCO}(\theta) \cdot \overrightarrow{\mathcal{E}}_1 \quad (4.24)$$

$$\overrightarrow{E_2^{mc1}} \propto W_2 \cdot \text{QWP}_{rm+a}(\eta - \eta_0) \cdot \text{MOCO}(\theta) \cdot \overrightarrow{\mathcal{E}}_1 \quad (4.25)$$

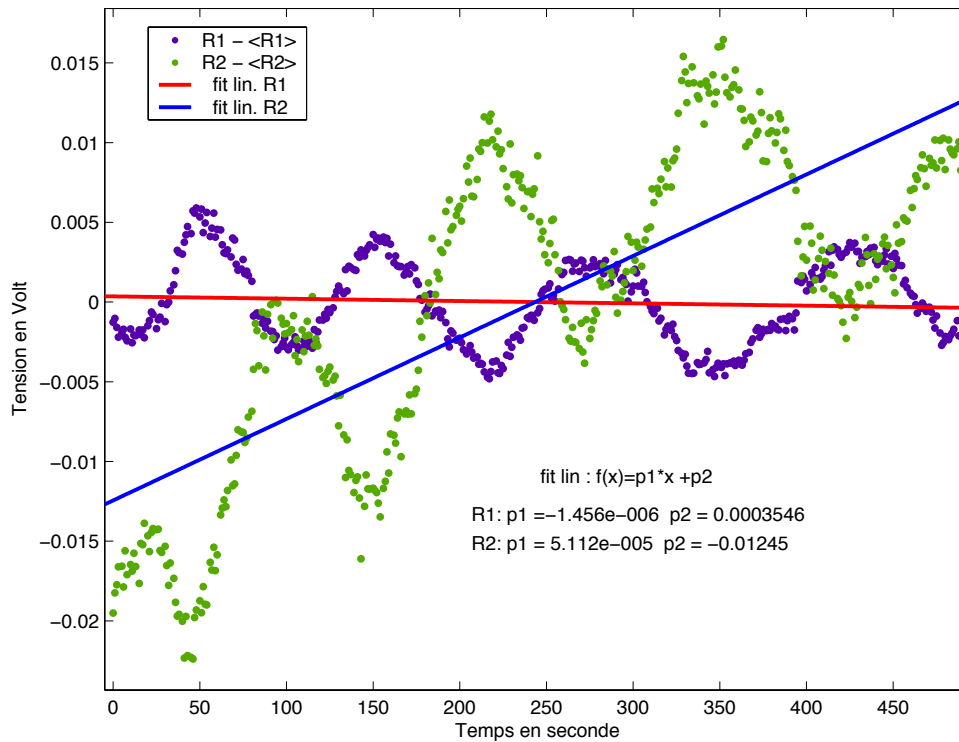


FIG. 4.8 – Évolution temporelle typique des rapports des intensités R_1 et R_2 mesurés par les photodiodes de l’ellipsomètre, autour de leur valeur moyenne respective $\langle R_1 \rangle$ et $\langle R_2 \rangle$.

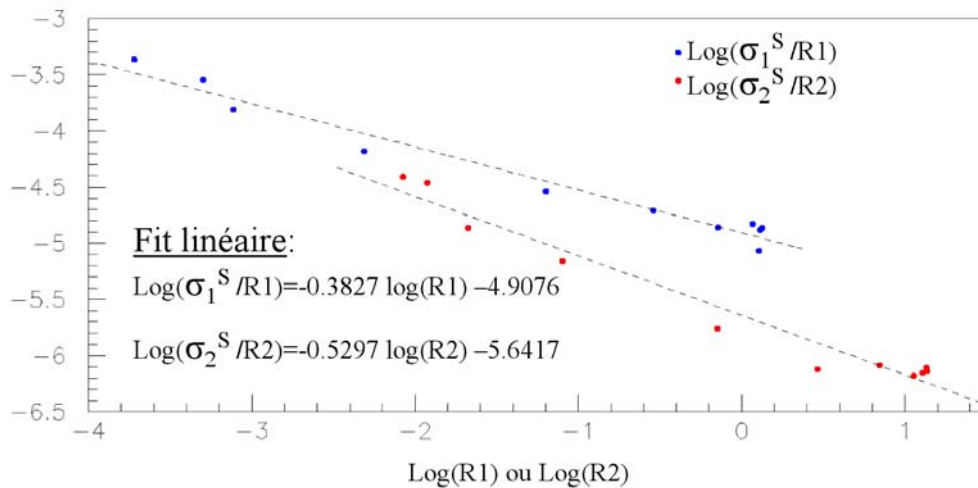


FIG. 4.9 – Relation liant la valeur de l’écart type des fluctuations lentes σ_1^{SL} et σ_2^{SL} avec la valeur du rapport $R_1 = I_1/I_0$ et $R_2 = I_2/I_0$ des intensités mesurées par les photodiodes de l’ellipsomètre sur une durée de 15 minutes.

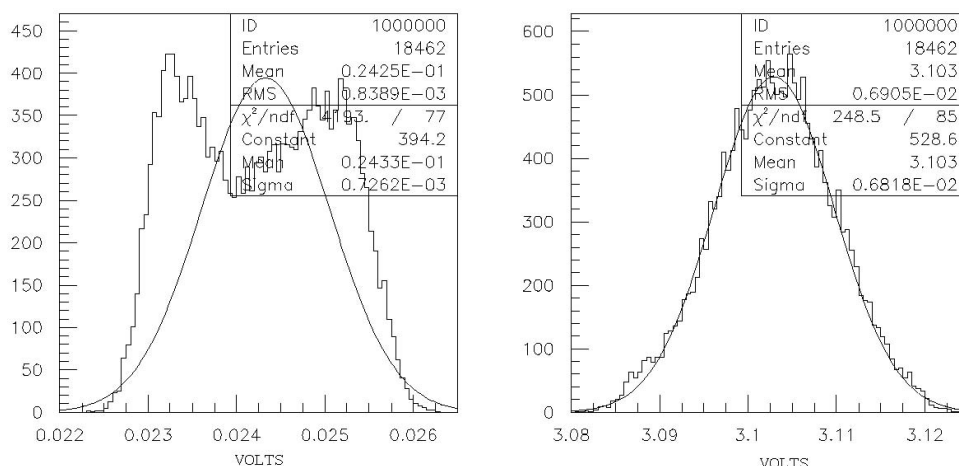


FIG. 4.10 – Répartition des fluctuations, autour de la valeur moyenne, des intensités retournées par les photodiodes de l'ellipsomètre, la durée d'acquisition étant de 15 minutes. On constate que la forme de la distribution dépend de la valeur moyenne de l'intensité.

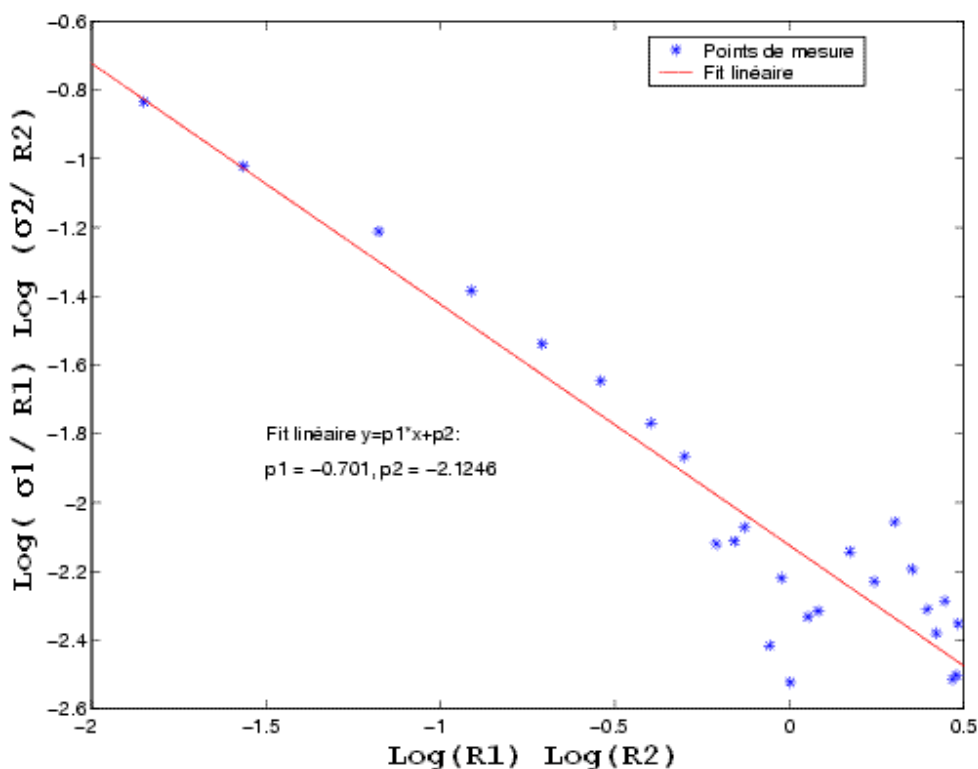


FIG. 4.11 – Valeur des écarts type σ_1^{SF} et σ_2^{SF} (noté σ_1 et σ_2 sur la figure) qu'il nous faut associer aux rapports des valeurs mesurées R_1 et R_2 en fonction de $\log(R_1)$ ou $\log(R_2)$. Chacun des points de cette figure est associé à une mesure dont la durée est réduite à 500 secondes.

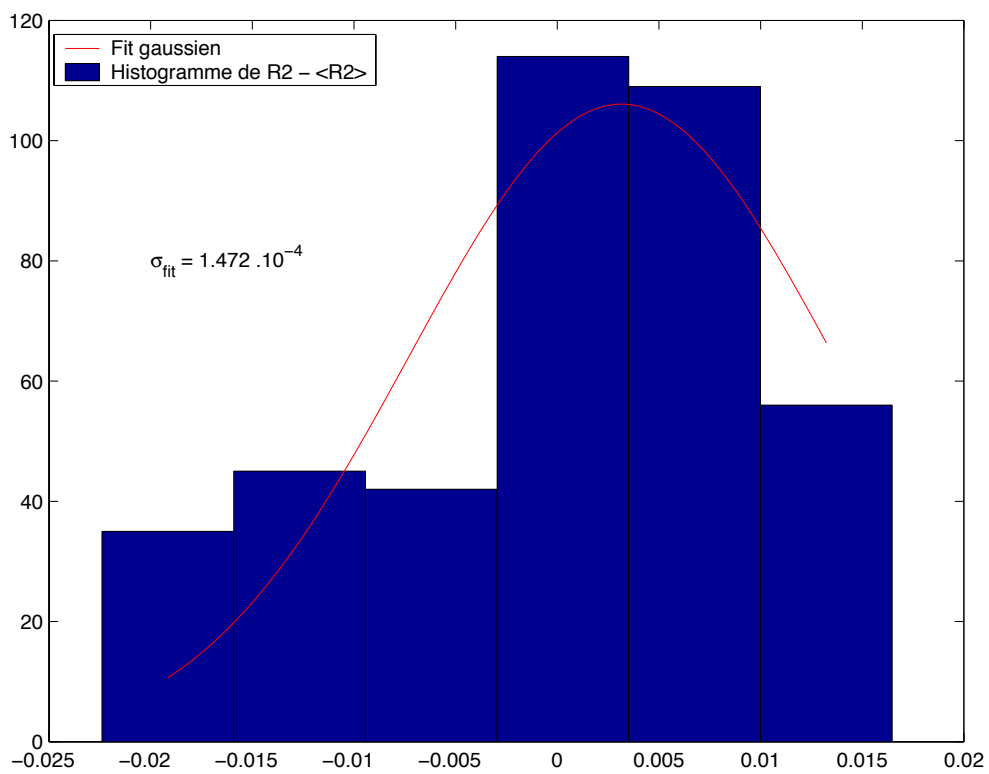


FIG. 4.12 – Distribution des variations autour de la valeur moyenne d'un rapport des intensités R_2 (sans dimensions) typiques, mesuré par les photodiodes de l'ellipsomètre, dont la représentation temporelle est tracée sur la figure 4.8.

Où η_0 est l'angle que fait la QWP avec l'axe des x du repère G lorsque $\eta = 0$
 θ est le paramètre qui définit la position angulaire du MOCO,
 η est le paramètre qui définit la position angulaire de la QWP,
 $\vec{\mathcal{E}}_1$ est le vecteur qui représente l'état du champ après le Glan.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, QWP _{$rm+a$} signifie que le modèle théorique que nous utilisons pour décrire la QWP incorpore des effets liés aux réflexions multiples à l'intérieur de la lame, ainsi que des effets liés à l'activité optique du quartz. La valeur des intensités mesurées au niveau de photodiode étant reliée à celles du champ nous pouvons écrire :

$$I_1^{mc1}(\theta, \eta, \eta_0, A) = A \cdot |\vec{E}_1^{mc1}|^2 \quad (4.26)$$

$$I_2^{mc1}(\theta, \eta, \eta_0, L) = L \cdot |\vec{E}_2^{mc1}|^2 \quad (4.27)$$

Où A et L sont des coefficients réels qu'il faudra déterminer lors de l'ajustement.

Cet ajustement comportera donc quatre paramètres : A, L, η_0 , et θ . Les coefficients A et L permettent de prendre en compte des effets tels que le gain des photodiodes ou encore les effets d'atténuation tels que ceux des diffuseurs. Le paramètre η n'est pas ajusté puisqu'il représente notre variable, le nombre de points générés est donc fonction de l'échantillonnage en η , chaque point étant alors associé une valeur en η .

En résumé nous allons tout d'abord simuler des données à l'aide des équations 4.26 et 4.27. Nous devons pour cela choisir quatre valeurs pour les quatre paramètres du modèles : A^{mc1} , L^{mc1} , η_0^{mc1} et θ^{mc1} . Si maintenant nous choisissons n valeurs de η notées $\{\eta_i\}_{i=1..n}$ nous obtenons alors $2n$ couples de valeurs $\{\eta_i, I_{1m,i}^{mc1}\}_{i=1..n}$ et $\{\eta_i, I_{2m,i}^{mc1}\}_{i=1..n}$, $I_{1m,i}^{mc1}$ et $I_{2m,i}^{mc1}$ étant respectivement la valeur de l'intensité simulée I_1^{mc1} , I_2^{mc1} associée à l'angle de la QWP $\eta=\eta_i$:

$$I_{1m,i}^{mc1} = I_1^{mc1}(\theta^{mc1}, \eta = \eta_i, \eta_0^{mc1} A^{mc1}) \quad (4.28)$$

$$I_{2m,i}^{mc1} = I_2^{mc1}(\theta^{mc1}, \eta = \eta_i, \eta_0^{mc1} L^{mc1}) \quad (4.29)$$

Par la suite nous ajustons les paramètres A, L, η_0 , et θ , de sorte que notre modèle décrit par les équations 4.26 et 4.27, décrive au mieux ces $2n$ couples de valeurs. Pour cela nous minimisons le χ^2 dont l'expression est :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left\{ \left(\frac{I_1^{mc1}(\theta, \eta = \eta_i, \eta_0, A) - I_{1m,i}^{mc1}}{w_{1,i}} \right)^2 + \left(\frac{I_2^{mc1}(\theta, \eta = \eta_i, \eta_0, L) - I_{2m,i}^{mc1}}{w_{2,i}} \right)^2 \right\} \quad (4.30)$$

Nous avons choisi $w_{1,i} = w_{2,i} = 1 \forall i$.

Nous devons alors normalement retrouver la valeur des paramètres de génération A^{mc1} , L^{mc1} , η_0^{mc1} , si le nombre n de valeurs présentes dans le χ^2 de l'équation (4.30) est suffisamment important.

La valeur des paramètres obtenus à partir de l'ajustement en fonction du nombre n de points de données simulées utilisé lors de l'ajustement, est représentée sur la figure 4.13. On constate que lorsque n est trop peu important ($n \leq 7$), on ne retrouve plus la valeur des paramètres de génération (valeur des paramètres pour $n > 7$). Ces résultats restent vrais pour des valeurs des paramètres de génération différentes de celles de la

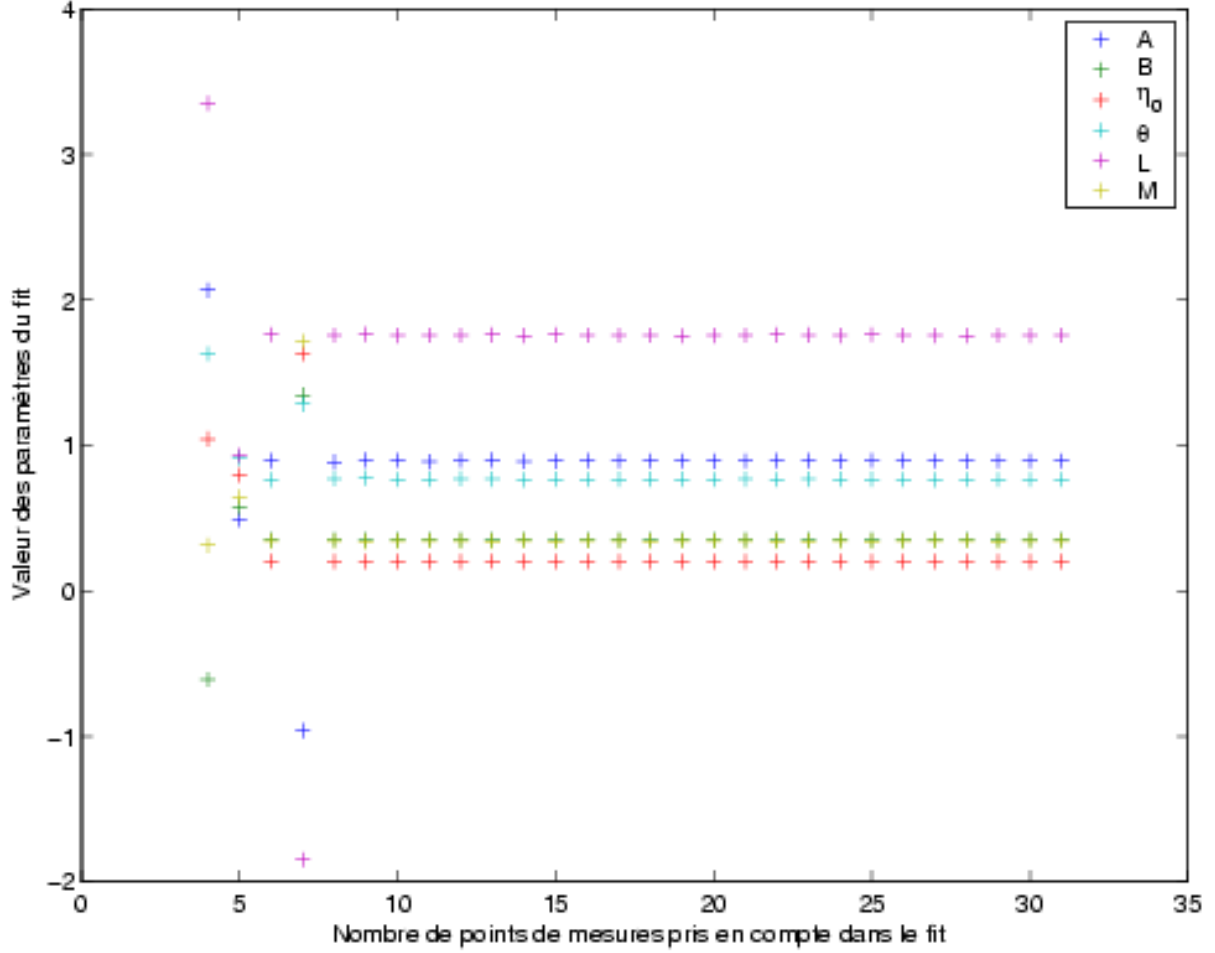


FIG. 4.13 – Evolution des paramètres déterminés par l’ajustement en fonction du nombre de points de mesure pris en compte dans cet ajustement. Les valeurs obtenues pour un grand nombre de points correspondent aux valeurs issues de la génération.

figure 4.13. Cette figure montre que nous devons absolument prendre un minimum de sept points lors de l’ajustement des intensités mesurées par les photodiodes de l’ellipsomètre, en vue de déterminer la polarisation du faisceau laser en entrée de l’ellipsomètre. Essayons maintenant de déterminer si ce nombre minimum de points est suffisant. Pour cela nous allons comparer les $2n$ couples de valeurs obtenues à l’aide des paramètres théoriques $\{\eta_i, I_{1m,i}^{mc1}\}_{i=1..n}$ et $\{\eta_i, I_{2m,i}^{mc1}\}_{i=1..n}$ et $\{\eta_i, I_{1,i}^{mc1}\}_{i=1..n}$ et $\{\eta_i, I_{2,i}^{mc1}\}_{i=1..n}$ qui correspondent aux valeurs des intensités I_1^{mc1} et I_2^{mc1} des équations 4.26 et 4.27 obtenues après l’ajustement des paramètres A,B,L, η_0 , et θ aux données générées.

La comparaison entre les intensités simulées I_{1m}^{mc1} et I_{2m}^{mc1} et I_1^{mc1} et I_2^{mc1} en fonction du nombre n de valeurs en η prises en compte dans l’ajustement, est donnée sur la figure 4.14. Sur cette figure sont représentées quatre quantités permettant d’évaluer la qualité de l’ajustement. La quantité $\Sigma(\text{fit} - \text{data})^2/n$ représente la somme des écarts quadratiques entre les données mesurées et l’ajustement, le tout étant divisé par le nombre total de points pris en compte. D’une manière similaire la quantité notée R^2 sur la figure 4.14 et définie par l’équation 4.31, est une autre estimation de l’accord entre ajustement et

données.

$$R^2 = \frac{SSR}{SST} = 1 - \frac{SSE}{SST} \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned} SSR &= \sum_{i=1}^n w_{1,i} (I_{1,i}^{mc1} - \overline{I_1^{mc1}})^2 + \sum_{i=1}^n w_{2,i} (I_{2,i}^{mc1} - \overline{I_2^{mc1}})^2 \\ SST &= \sum_{i=1}^n w_{1,i} (I_{1m,i}^{mc1} - \overline{I_1^{mc1}})^2 + \sum_{i=1}^n w_{2,i} (I_{2m,i}^{mc1} - \overline{I_2^{mc1}})^2 \\ SSE &= \sum_{i=1}^n w_{1,i} (I_{1m,i}^{mc1} - I_{1,i}^{mc1})^2 + \sum_{i=1}^n w_{2,i} (I_{2m,i}^{mc1} - I_{2,i}^{mc1})^2 \\ \overline{I_1} &= \sum_{i=1}^n w_{1,i} (I_{1,i}^{mc1} / n), \quad \overline{I_2^{mc1}} = \sum_{i=1}^n w_{2,i} (I_{2,i}^{mc1} / n) \text{ sont respectivement} \\ &\text{les valeurs moyennes de l'ajustement de } I_1^{mc1} \text{ et } I_2^{mc1} \end{aligned}$$

n est le nombre de valeurs en η pris en compte dans l'ajustement.

$w_{1,i}$ et $w_{2,i}$ sont les poids associés à chacun des points des données simulées

$I_{1m,i}^{mc1}$ et $I_{2m,i}^{mc1}$ respectivement. Dans notre cas $w_{1,i} = w_{2,i} = 1 \forall i$

R^2 peut donc prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1, une valeur proche de 1 indiquant un ajustement de bonne qualité. Par exemple une valeur de R^2 égale à 0.8 signifie que l'ajustement explique 80% du total des variations des données autour de la moyenne. Si on augmente le nombre de paramètres utilisés dans l'ajustement, on observe que la valeur de R^2 peut augmenter mais pas la qualité de l'ajustement. Dans ce cas il est possible d'ajuster R^2 à l'aide du degré résiduel de liberté ν défini par 4.32, et qui décrit le nombre d'éléments d'information présents.

$$\nu = n - m \quad (4.32)$$

n étant le nombre de points de mesures utilisés et,

m le nombre de coefficients ajustés ($m=6$ dans notre cas).

La quantité R^2 -Adj définie par l'équation 4.33 est le meilleur estimateur lorsqu'on ajoute des coefficients supplémentaires au modèle de l'ajustement. Dans notre cas nous n'ajoutons pas de coefficient mais retranchons des points de mesure, ce qui fait évoluer la valeur de ν .

$$R^2 - Adj = 1 - \frac{SSE(n-1)}{SST(\nu-1)} \quad (4.33)$$

La dernière quantité présentée sur la figure 4.14 intitulée RMSE est l'erreur standard de l'ajustement, elle est définie par :

$$RMSE = \sqrt{\frac{SSE}{\nu}} \quad (4.34)$$

D'après ces informations nous pouvons dire que dans ces conditions un minimum de points de mesure est nécessaire pour avoir des résultats suffisamment indépendants du nombre de points pris en compte. En effet on observe que le comportement des différentes

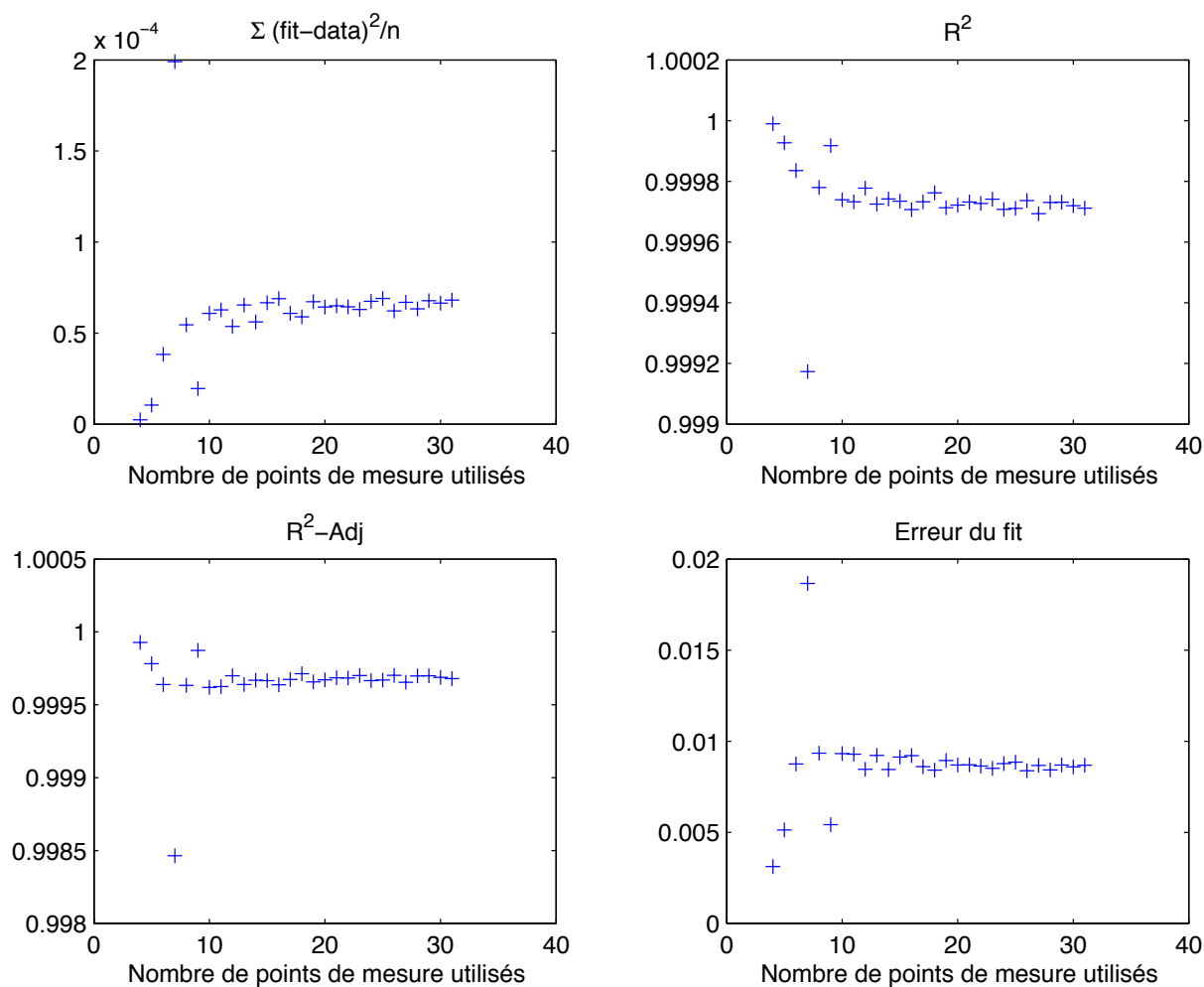


FIG. 4.14 – Evaluation de la qualité d’un ajustement simple en fonction du nombre de points générés par une simulation et incorporés à cet ajustement.

quantités présentes sur la figure 4.14 varie beaucoup en dessous de 10 points. Si la qualité du fit commence à se dégrader autour de dix points, ce n’est qu’en dessous de huit points de mesures effectuées que l’on observe des changements sur la valeur des coefficients. Ce nombre de points minimum est tout a fait compatible avec notre système puisque échantillonner une dizaine de points ne dure que quelques minutes. Nous avons choisi d’utiliser 21 points par valeur d’angle de MOCO, ces 21 points étant acquis en 500 secondes environ.

4.6.5 Vérification de la stabilité d’un modèle destiné à décrire les intensités mesurées par l’ellipsomètre à l’aide d’une simulation.

Avant d’effectuer un ajustement aux intensités mesurées par l’ellipsomètre, il nous faut nous assurer que le modèle théorique que nous utiliserons pour cet ajustement est suffisamment stable. Pour cela nous allons utiliser une méthode similaire à celle utilisée

dans la partie précédente. Des données sont d'abord générées à l'aide d'une simulation utilisant un modèle théorique. Ensuite, ce même modèle théorique est utilisé pour ajuster ses paramètres aux données générées. Le modèle théorique est ensuite validé seulement si les paramètres utilisés lors de la génération des données sont retrouvés par l'ajustement à ces données simulées. Pour éviter les biais, les conditions initiales de la minimisation sont éloignées de la valeur des paramètres de génération.

Dans cette partie nous allons donc expliciter dans un premier temps le modèle théorique que nous désirons utiliser. Nous donnerons ensuite les résultats de l'ajustement par ce modèle de données générées également par ce modèle.

4.6.5.1 Expression d'un modèle théorique se voulant le plus précis possible.

Contrairement à l'ajustement élémentaire décrit par les équations 4.26 et 4.27, dont le but est une description sommaire du transport de la polarisation depuis le GLAN jusqu'aux photodiodes de l'ellipsomètre, le modèle d'ajustement que nous présentons ici se veut le plus précis possible, le but à terme étant de déterminer comment la polarisation est transportée à travers le système et notamment à travers la cavité. En conséquence le champ qui nous intéresse c'est le champ électrique en sortie de cavité que nous noterons $\vec{\mathcal{E}}'$. De manière similaire à 4.26 et 4.27 nous pouvons écrire :

$$\vec{E}_1 \propto W_1 \cdot \text{QWP}_{rm+a}(\eta - \eta_0; ev) \cdot \vec{\mathcal{E}}' \quad (4.35)$$

$$\vec{E}_2 \propto W_2 \cdot \text{QWP}_{rm+a}(\eta - \eta_0; ev) \cdot \vec{\mathcal{E}}' \quad (4.36)$$

Où ev est l'épaisseur de la QWP en microns, et où le vecteur $\vec{\mathcal{E}}'$ est défini par :

$$\vec{\mathcal{E}}' = \begin{pmatrix} \cos(\chi)e^{-i\xi/2} \\ \sin(\chi)e^{i\xi/2} \end{pmatrix}_W \quad (4.37)$$

Les autres symboles ayant la même signification que ceux des équations 4.24 et 4.25.

Le vecteur $\vec{\mathcal{E}}'$ n'est pas défini dans la même base que le vecteur $\vec{\mathcal{E}}$ introduit par l'expression 4.22. Puisque l'on s'intéresse à la polarisation du faisceau laser en entrée de l'ellipsomètre, c'est bien les axes propres du Wollaston qui sont le référentiel approprié. L'indice W présent dans l'expression 4.37 est donc tout à fait justifié. Excepté cette différence, les $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{E}}'$ diffèrent d'une phase globale non mesurable $e^{-i\xi/2}$. La raison de cette différence est de favoriser une symétrisation des termes en χ et ξ afin d'éviter d'éventuels problèmes numériques lors de la minimisation.

Remarquons également que contrairement aux équations 4.24 et 4.25 les équations 4.35 et 4.36 prennent en compte la variation de l'épaisseur de la QWP. La manière dont l'épaisseur de la QWP est prise en compte dans le modèle de la lame est indiquée dans la section 4.4.

La question que l'on pourrait éventuellement se poser est l'intérêt d'utiliser comme paramètre une quantité telle que l'épaisseur de la QWP. Premièrement, il est important de signaler que la non prise en compte de l'épaisseur, et par conséquence des réflexions multiples à l'intérieur de la QWP entraîne un biais sur la mesure des paramètres χ et ξ . Ensuite, parce que cette quantité varie en fonction de la température. Enfin, le rôle joué

par ce paramètre est particulier, pour le justifier nous allons nous servir de la simulation que nous avons développée dans la section suivante.

Il est possible d'améliorer ce modèle en prenant en compte le fait que les faces de la lame QWP ne sont pas tout à fait parallèles. Le schéma de la figure 4.15 décrit cette situation.

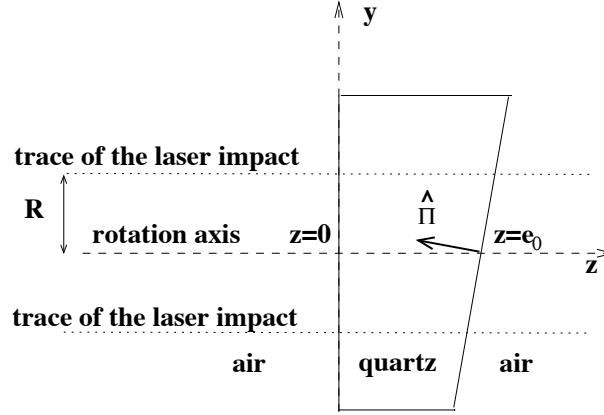


FIG. 4.15 – Vue schématique d'une lame de quartz imparfaite tournant autour de l'axe z . Lorsque la lame tourne autour de l'axe Oz , la projection du chemin emprunté par le faisceau laser est matérialisé par les lignes en pointillé.

Dans ce cas, il est possible que l'épaisseur de la lame varie en fonction de la position angulaire. Ce défaut apparaît lorsque l'axe de rotation de la monture de la QWP ne coïncide pas avec l'axe matérialisé par le laser [88]. Puisque les surfaces de la lame ne sont pas parfaitement parallèles, le chemin optique à l'intérieur de la lame dépend de la position angulaire de la monture ϕ , de l'orientation relative des deux surfaces de la lame, de la position du point d'impact du laser, et de la position de l'axe de rotation R (voir figure 4.15). Nous admettrons que les deux surfaces sont planes, négligeant ainsi un effet possible de la courbure. On peut montrer cf. [80] que cette variation peut être décrite à l'aide de deux paramètres α et η_α :

$$ev = ev_0(1 + \alpha \cos(\eta - \eta_\alpha)) \quad (4.38)$$

Où ev_0 est l'épaisseur pour $\eta = \eta_\alpha$ au point d'impact du faisceau laser.

De manière analogue aux équations 4.26 et 4.27 les intensités mesurées au niveau des photodiodes de l'ellipsomètre sont reliées aux champs définis en 4.35 et 4.36 par :

$$I_1(A, B, \eta, \eta_0, \chi, \xi, ev, \alpha, \eta_\alpha) = A \cdot |\vec{E}_1|^2 \quad (4.39)$$

$$I_2(L, M, \eta, \eta_0, \chi, \xi, ev, \alpha, \eta_\alpha) = L \cdot |\vec{E}_2|^2 \quad (4.40)$$

Où A et L sont des coefficients réels qu'il faudra déterminer lors de l'ajustement. α et η_α sont comme nous venons de le dire des paramètres liés aux désalignements de la QWP. Les autres paramètres η_0, χ, ξ, ev sont également à déterminer et ont été déjà définis précédemment.

4.6.5.2 Validation du modèle utilisé à l'aide de données simulées.

Le modèle théorique permettant de déterminer le champ électrique au niveau des photodiodes de l'ellipsomètre, et décrit par les équations 4.35 et 4.36, est très général et ne suppose pas de relation entre les paramètres χ et ξ . En réalité il existe une relation entre ces deux paramètres puisque la donnée de la position angulaire du MOCO est suffisante pour déterminer leurs valeurs en sortie de MOCO. Nous avons donc décidé que pour générer nos données simulées, nous allons utiliser un modèle théorique qui incorpore une relation réaliste entre ces deux paramètres. Nous avons dû pour cela estimer la manière dont la polarisation est transportée depuis le Glan jusqu'à l'ellipsomètre.

En première approximation, nous pouvons considérer que les seuls éléments qui ont un rôle significatif dans le transport de la polarisation sont la QWP, le MOCO et le prisme de WOLLASTON. Si on néglige les autres éléments, les champs électriques au niveau des photodiodes E_1^{mc2} et E_2^{mc2} sont décrits par :

$$\overrightarrow{E_1^{mc2}} \propto W_1 \cdot \text{QWP}_{rm+a}(\eta - \eta_0; ev) \cdot \text{MOCO}_a(\theta) \cdot \overrightarrow{\mathcal{E}_1} \quad (4.41)$$

$$\overrightarrow{E_2^{mc2}} \propto W_2 \cdot \text{QWP}_{rm+a}(\eta - \eta_0; ev) \cdot \text{MOCO}_a(\theta) \cdot \overrightarrow{\mathcal{E}_1} \quad (4.42)$$

Nous générerons donc des données simulées à l'aide des équations (4.41) et (4.42). La portée de ce modèle est moins général que celui décrit par les expressions 4.35 et 4.36. Nous avons en effet dû faire dans ce dernier une hypothèse (réaliste) sur le comportement du MOCO, ainsi que celui des autres composants optiques.

Les intensités générées I_1^{mc2} et I_2^{mc2} sont reliées aux champs $\overrightarrow{E_1^{mc2}}$ et $\overrightarrow{E_2^{mc2}}$ par la relation suivante :

$$I_1^{mc2}(\theta^{mc2}, \eta, \eta_0^{mc2}, A^{mc2}, ev^{mc2}, \alpha^{mc2}, \eta_\alpha^{mc2}) = A^{mc2} \cdot |\overrightarrow{E_1^{mc2}}|^2 \quad (4.43)$$

$$I_2^{mc2}(\theta^{mc2}, \eta, \eta_0^{mc2}, L^{mc2}, ev^{mc2}, \alpha^{mc2}, \eta_\alpha^{mc2}) = L^{mc2} \cdot |\overrightarrow{E_2^{mc2}}|^2 \quad (4.44)$$

$\theta^{mc2}, \eta, \eta_0^{mc2}, A^{mc2}, ev^{mc2}, \alpha^{mc2}, \eta_\alpha^{mc2}$ sont les paramètres de génération. Il est nécessaire d'attribuer une valeur à chacun de ces paramètres pour obtenir des données simulées.

Afin de rendre le modèle de génération encore plus significatif nous avons superposé aux intensités générées I_1^{mc2} et I_2^{mc2} un bruit $f(w_X)$ ($X=\{1,2\}$) que nous avons mesuré sur notre système :

$$I_1^{mc2b} = I_1^{mc2} + f(w_1(I_1^{mc2b})) \quad (4.45)$$

$$I_2^{mc2b} = I_2^{mc2} + f(w_2(I_2^{mc2b})) \quad (4.46)$$

Où w_1 et w_2 sont les écarts quadratiques moyens des distributions du bruit expérimental qui est inclus à notre mesure. Les détails sur l'origine et la forme de ce bruit ont été donnés dans les sections 4.6.2 et 4.6.3.

Comme dans le cas de données réelles intéressons-nous au rapport des intensités :

$$R_1^{mc2b} = \frac{I_1^{mc2b}}{I_0^{mc2b}} \quad (4.47)$$

$$R_2^{mc2b} = \frac{I_2^{mc2b}}{I_0^{mc2b}} \quad (4.48)$$

Dans le cas de données réelles le terme I_0^{mc2b} permettrait de prendre en compte les fluctuations de puissance du laser. Comme ici il s'agit de données simulées nous avons pris $I_0^{mc2b} \equiv 1$.

Comme nous l'avons déjà indiqué une photodiode délivre toujours, en plus du signal provenant de la mesure de l'intensité lumineuse, un signal constant. Il est relativement facile de contourner cette difficulté, en soustrayant, au résultat de la mesure, cette valeur constante. Cette quantité variant en fonction du temps (voir figure 3.31), il nous faut avant le début de l'acquisition, mesurer la valeur de la compensation qu'il nous faudra apporter, en prenant soin de ne commencer la mesure qu'après environ une demi-heure, temps nécessaire à l'établissement d'un régime de production d'une puissance lumineuse stable par le laser.

C'est la méthode opératoire que nous avons adoptée, et que nous avons appliquée avant chaque nouvelle acquisition. Cependant, une fois la compensation appliquée, il s'avère que nous sommes souvent dans le cas de la figure 4.8, où à l'intérieur de la période d'acquisition, on observe une dérive de la tension liée, soit à des problèmes de radiation, soit à une activité dans la machine comme sur la figure 4.5. Cette dérive se répercute directement sur la mesure, et devrait donc être également compensée. Une manière de compenser ce biais est d'introduire des coefficients supplémentaire dans l'ajustement.

Afin de justifier la présence de ces coefficients, regardons ce qu'il se passerait si des fluctuations Δ_0 , Δ_1 et Δ_2 se superposaient aux rapports d'intensité. Les rapports perturbés \widetilde{R}_1^{mc2b} et \widetilde{R}_2^{mc2b} s'écriraient alors :

$$\widetilde{R}_1^{mc2b} = \frac{I_1^{mc2b} + \Delta_1}{I_0^{mc2b} + \Delta_0} \quad (4.49)$$

$$\widetilde{R}_2^{mc2b} = \frac{I_1^{mc2b} + \Delta_1}{I_0^{mc2b} + \Delta_0} \quad (4.50)$$

C'est-à-dire, si nous supposons que ces perturbations sont faibles :

$$\widetilde{R}_1^{mc2b} \approx R_1^{mc2b} - \Delta_0 \frac{R_1^{mc2b}}{I_0^{mc2b}} + \frac{\Delta_1}{I_0^{mc2b}} \quad (4.51)$$

$$\widetilde{R}_2^{mc2b} \approx R_2^{mc2b} - \Delta_0 \frac{R_1^{mc2b}}{I_0^{mc2b}} + \frac{\Delta_2}{I_0^{mc2b}} \quad (4.52)$$

On pose alors :

$$\Delta_0 = D\delta_0 \quad (4.53)$$

$$\Delta_1 = B\delta_1 \quad (4.54)$$

$$\Delta_2 = M\delta_2 \quad (4.55)$$

δ_0 , δ_1 , et δ_2 étant les écarts quadratique des distributions des fluctuations Δ_0 , Δ_1 Δ_2 .

Les paramètres B , M et D apparaissent comme des systématiques qui permettent de prendre en compte des fluctuations lentes qui auraient été négligées (voir section 4.6.3).

La quantité que nous minimisons est :

$$\begin{aligned}
\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left\{ \right. & \\
& \left(\frac{R_{1,i}^{mc2b} - I_1(\eta_i, A, L, \eta_0, \chi, \xi, ev, \alpha, \eta_\alpha) + B\delta_1/I_{0m,i}^{mc2b} - D\delta_0 R_{1m,i}^{mc2b}/I_{0m,i}^{mc2b}}{w_{1,i}} \right)^2 \\
& + \left(\frac{R_{2m,i}^{mc2b} - I_2(\eta_i, A, L, \eta_0, \chi, \xi, ev, \alpha, \eta_\alpha) + M\delta_2/I_{0m,i}^{mc2b} - D\delta_0 R_{2m,i}^{mc2b}/I_{0m,i}^{mc2b}}{w_{2,i}} \right)^2 \\
& \left. + (B)^2 + (M)^2 + (D)^2 \right\} \tag{4.56}
\end{aligned}$$

Les intensités I_1 et I_2 sont définies par les équations (4.39) et (4.40). $R_{1,i}^{mc2b}$ et $R_{2m,i}^{mc2b}$ sont les rapports des intensités R_1^{mc2b} et R_2^{mc2b} (équations (4.47) et (4.48)) à $\eta=\eta_i$. $w_{1,i}$ et $w_{2,i}$ sont les valeurs des écarts types utilisés lors de la génération à $\eta=\eta_i$ (voir équations (4.45) et (4.46)). Les paramètres A et L ont déjà été introduits précédemment (équations 4.39 et 4.40). Les paramètres B, M, D sont définis par les équations 4.53 à 4.55. δ_0, δ_1 et δ_2 sont les écarts types des fluctuations non prises en compte dans notre étude du bruit. Ils sont donc à déterminer expérimentalement.

Comme précédemment nous pourrions dire que notre modèle théorique sera validé seulement si les paramètres issus de l'ajustement par minimisation du χ^2 de l'équation (4.56) sont conformes aux paramètres utilisés lors de la génération.

C'est bien ce que l'on observe, même si on utilise des conditions initiales éloignées des conditions de génération. La figure 4.17 illustre un résultat d'un ajustement sur des données simulées. Notre procédure de minimisation est donc validée, nous pouvons donc l'utiliser sur des données réelles.

Notons que si nous avons directement introduit les paramètres B, M et D sans les contre termes B^2, M^2 et D^2 dans l'expression du χ^2 (eq. 4.56), notre modèle n'aurait pas été validé. En effet, l'ensemble constitué des paramètres B, M, D et ev (l'épaisseur de la QWP) ne forme pas un ensemble de paramètres indépendants, et les contre termes déterminent ces paramètres (ils ne sont pas libres).

Le comportement des différents paramètres au voisinage du minimum de ce χ^2 est représenté sur la figure 4.16. La première chose que l'on peut constater est que la variation en fonction de ev au voisinage du minimum est très importante si on la compare aux variations des autres paramètres.

D'autre part les minima sont très rapprochés, certains étant séparés par une distance de 0.1 micron.

La précision sur l'épaisseur de la lame est donnée par le constructeur, et vaut 0.1 micron. Il est donc possible, à cause de cette incertitude, que la valeur de l'épaisseur que nous utilisons dans notre modèle (si celle ci était fixée) ne corresponde pas à la position exacte d'un minimum. Puisque la variation du χ^2 est très importante en fonction de l'épaisseur, nous avons autorisé le programme de minimisation à de légères variations de ce paramètre, afin de nous assurer d'être bien dans un minimum. En faisant ainsi, on évite un biais sur les paramètres χ et ξ .

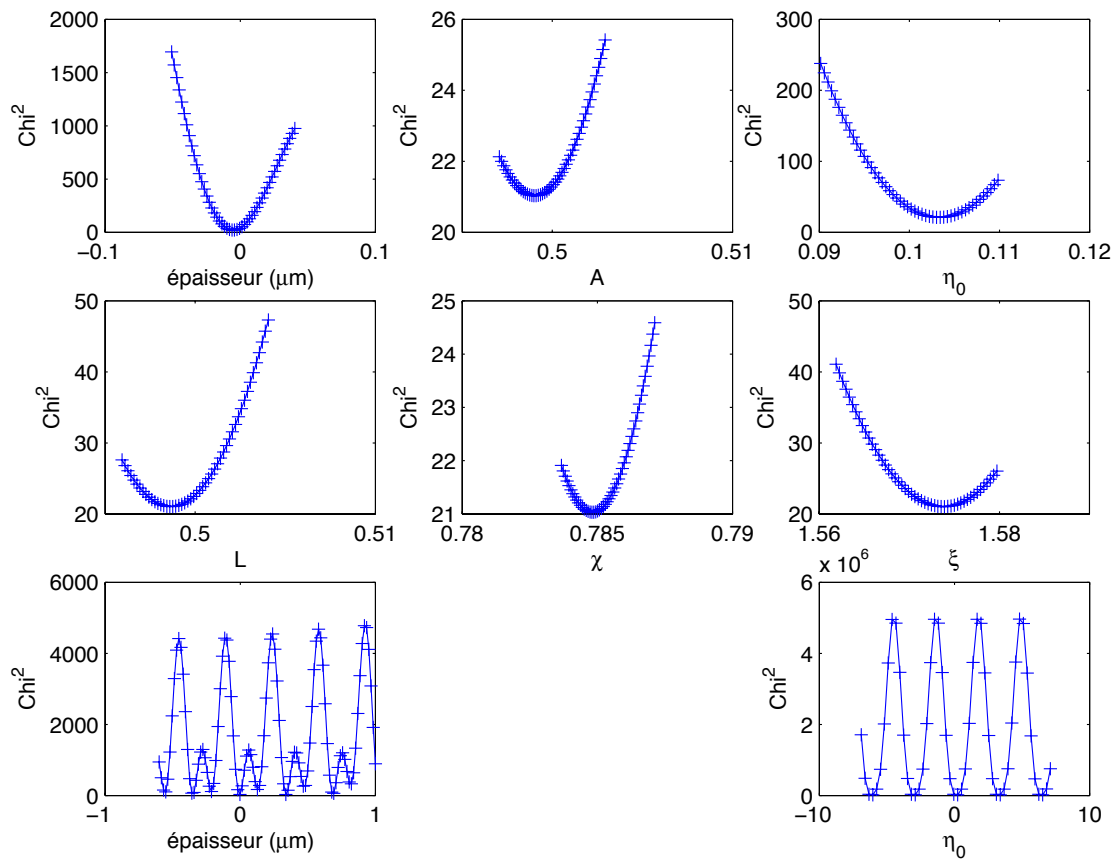


FIG. 4.16 – Comportement des différents paramètres au voisinage du minimum défini par $\chi^2=21.0311$ (la valeur du χ^2 par degré de liberté est de 1.0516).

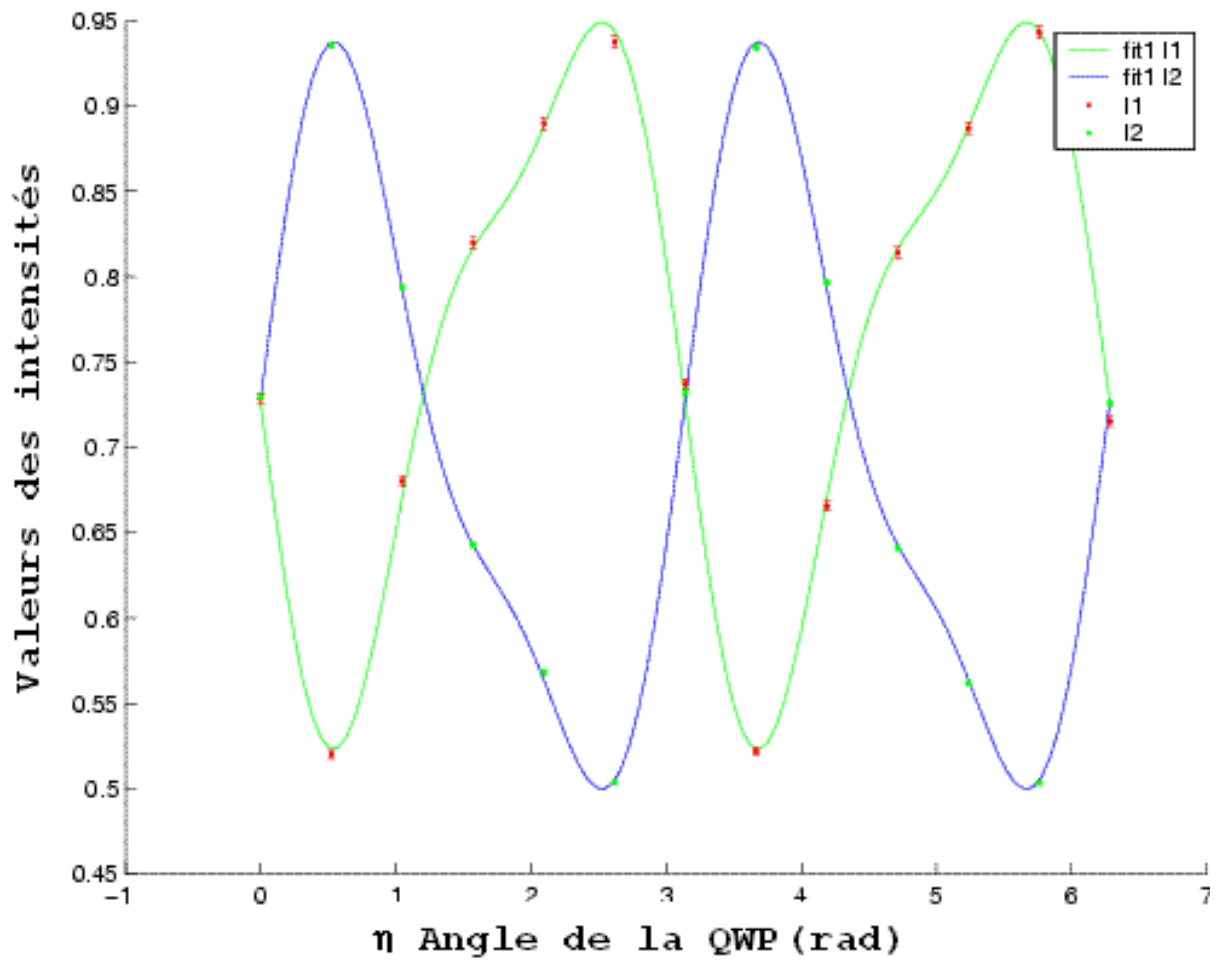


FIG. 4.17 – Résultat d'un ajustement réalisé sur des données générées auxquelles on a superposé un bruit dont on a mesuré les caractéristiques sur notre système.

4.6.6 Applications à l'ajustement sur des données réelles.

Dans cette partie nous décrirons l'ajustement utilisant un modèle que nous avons développé dans la partie précédente.

La méthode d'ajustement que nous avons utilisée est standard puisqu'il s'agit d'une minimisation de χ^2 .

Comme nous l'avons dit dans la section précédente, si nous effectuons un ajustement par minimisation de χ^2 standard on rencontre des difficultés liées à l'utilisation de ces paramètres. La solution qui permet d'éviter ce problème est de considérer les paramètres B et M comme étant liés à la mesure, c'est à dire comme des systématiques associées aux mesures des intensités des photodiodes. Il ne sont donc pas libres comme les autres paramètres, et il faut rajouter des contre termes quadratiques dans l'expression du χ^2 [64]. L'expression du χ^2 que nous minimisons lors notre procédure d'ajustement est :

$$\begin{aligned} \chi_{st}^2(A, B, L, M, D, \eta_0, \chi, \xi, ev, \alpha, \eta_\alpha) = & \\ & \left(\frac{R_{1m,i} - I_1(\eta_i, A, L, \eta_0, \chi, \xi, ev, \alpha, \eta_\alpha) + B\delta_1/I_{0m,i} - D\delta_0 R_{1m,i}/I_{0m,i}}{\sigma_{1,i}} \right)^2 \\ & + \left(\frac{R_{2m,i} - I_2(\eta_i, A, L, \eta_0, \chi, \xi, ev, \alpha, \eta_\alpha) + M\delta_2/I_{0m,i} - D\delta_0 R_{2m,i}/I_{0m,i}}{\sigma_{2,i}} \right)^2 \\ & + (B)^2 + (M)^2 + (D)^2 \end{aligned} \quad (4.57)$$

Où $R_{1m,i}$ et $R_{2m,i}$ sont les rapports des intensités mesurées par les photodiodes, à $\eta=\eta_i$ (voir équation 4.23). Les expressions de I_1 et I_2 sont données par les équations 4.39 et 4.40.

$\sigma_{1,i}$ et $\sigma_{2,i}$ sont les erreurs associées à la mesure de $R_{1m,i}$ et $R_{2m,i}$ définies par :

$$\sigma_{1,i} = \sqrt{(\sigma_{1,i}^{SF/SL})^2 + (\sigma_{1,i}^M)^2}, \quad \sigma_{2,i} = \sqrt{(\sigma_{2,i}^{SF/SL})^2 + (\sigma_{2,i}^M)^2}$$

L'exposant SF/SL renvoie aux deux choix possibles concernant l'estimation des erreurs.

B, M et D sont des systématiques, δ_0, δ_1 et δ_2 sont les écarts types des distributions des fluctuations d'offset respectivement associées à I_0, I_1 et I_2 .

La particularité de l'équation (4.57) est d'introduire des contre termes : $(B)^2, (M)^2$ et $(D)^2$ qui contraignent le domaine des valeurs de B, D et M [64]. On suppose alors que les fluctuations d'offsets sont de nature gaussienne.

Il nous reste maintenant à déterminer les valeurs $\delta_0, \delta_1, \delta_2$. Comme nous l'avons déjà indiqué, la valeur de ces termes dépend du choix des erreurs associées aux mesures de $R_{1m,i}$ et $R_{2m,i}$. Si $\sigma_{X,i} = \sqrt{(\sigma_{X,i}^{SF})^2 + (\sigma_{X,i}^M)^2}$ (X valant 1 ou 2), l'ensemble $\{\delta_0, \delta_1, \delta_2\}$ doit rendre compte des fluctuations « d'offset » survenant dans un intervalle de temps de 500 secondes. Dans l'autre cas où $\sigma_{X,i} = \sqrt{(\sigma_{X,i}^{SL})^2 + (\sigma_{X,i}^M)^2}$ ($X=1$ ou 2), $\{\delta_0, \delta_1, \delta_2\}$ rendent compte des fluctuations survenant au bout dans un intervalle de temps de 15 min.

Pour estimer les valeurs de ces trois paramètres dans le premier cas où :

$$\sigma_{X,i} = \sqrt{(\sigma_{X,i}^{SF})^2 + (\sigma_{X,i}^M)^2}$$

nous avons calculé l'écart type de la distribution des valeurs moyennes des intensités I_0, I_1 ou I_2 mesurées sur une durée de 500 secondes. Les valeurs numériques obtenues sont alors : $\delta_0 = 0.004, \delta_1 = 0.0025$ et $\delta_2 = 0.0059$.

Dans le deuxième cas nous prendrons la valeur de ces paramètres égale aux écarts quadratiques moyens des distributions des tensions des photodiodes lorsque le laser est éteint (figure 4.6) car ces fluctuations sont très lentes.

4.6.7 Résultats

Comme les figures 4.18, 4.20 et 4.22 le montrent, les données sont correctement décrites par la minimisation du χ^2 défini par l'équation 4.57. Ces figures montrent les évolutions des rapports des intensités R_1 et R_2 en fonction de l'angle de la QWP. Ces trois figures illustrent les différentes formes qu'il est possible d'observer selon la position angulaire du MOCO. On passe de manière continue d'une courbe à l'autre en faisant varier ce paramètre.

La figure 4.25 permet d'avoir une vue d'ensemble sur les variations des paramètres en fonction de la position angulaire du MOCO. La coordonnée utilisée sur l'abscisse de cette figure est en cinq centièmes de degrés. Les positions du MOCO correspondantes à -45000 , 0 et $+45000$ cinq centièmes de degrés sont des positions angulaires où la polarisation de la lumière est circulaire. Notre première constatation est que c'est pour ces positions que le système est le mieux décrit, car la valeur du χ^2 est la moins importante.

L'épaisseur ev de la QWP est relativement constante en fonction de l'angle du MOCO (figure 4.25), si l'on considère que la précision donnée par le constructeur sur cette épaisseur est inférieure au pour cent.

Nous remarquons également sur la figure 4.25 que les coefficients de normalisation A et L varient en fonction de l'angle du MOCO, cela indique que des phénomènes de type dichroïsme (voir section 4.3.2) semblent exister. Plus précisément on observe que la valeur de ces coefficients n'est pas la même pour les trois positions circulaires. Il semble en effet y avoir deux groupes, les positions -45000 et $+45000$ d'une part, et la position 0 d'autre part. Les positions -45000 et 45000 correspondent à des positions circulaires droites, tandis que la position 0 du MOCO correspond à une polarisation circulaire gauche. Comme nous l'avons indiqué dans la section 4.3.2, ceci est la marque soit de la présence d'activité optique, soit de dichroïsme circulaire. Cet effet est en fait lié à des désalignements, et sera discuté plus en détails dans la partie suivante.¹

L'ajustement des différentes courbes telles que celles présentées sur les figures 4.18, 4.20 et 4.22, nous permet de connaître les deux paramètres χ et ξ , et donc le vecteur de polarisation de l'équation 4.37. L'ajustement que nous présentons ici permet donc de connaître la polarisation à l'entrée de l'ellipsomètre. Nous avons vu dans la section 1.3.1 que la quantité déterminante pour la mesure de la polarisation des électrons est le degré de polarisation circulaire S_3 défini par l'équation (1.7). Puisque nous nous intéressons à des mesures précises de S_3 , il nous faut nous assurer de la stabilité des valeurs retournées par l'ajustement. Nous avons pour cela fait varier les différentes options concernant la manière dont les données sont ajustées. Les variations que nous avons effectuées sont :

- Les erreurs associées aux mesures des intensités R_1 et R_2 définies par l'équation 4.23. En effet, dans la section 4.6, nous avons défini deux manières de considérer les erreurs σ associées aux mesures des intensités. Nous avons donc la possibilité d'utili-

¹Sur la figure 4.25 on observe les corrélations de certains paramètres tels que α ou η_α avec la valeur des coefficients A et L . L'explication de cette corrélation n'est pas claire. On peut incriminer la nature non gaussienne des erreurs ou bien encore d'autres phénomènes tel que l'isolation du laser qui est plus complète lorsque la position du MOCO correspond à une polarisation circulaire.

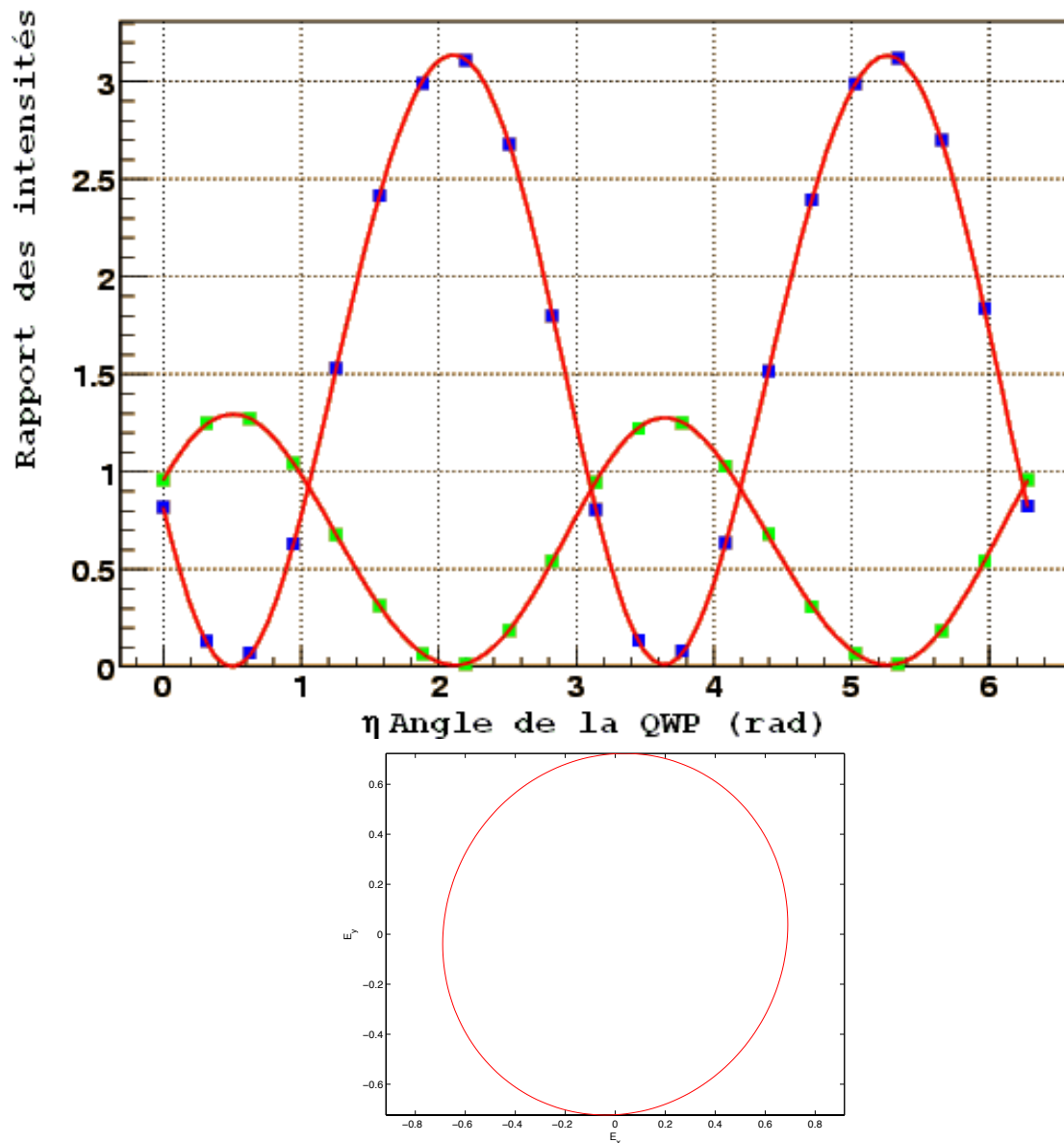


FIG. 4.18 – Figure du haut : Évolution des rapports R_1 et R_2 définis par l'équation 4.23 en fonction de la position angulaire de la QWP. La position angulaire du MOCO étant fixée à -141° , ce qui correspond au voisinage d'une polarisation circulaire. Figure du bas : Ellipse de polarisation associée à la position angulaire du MOCO.

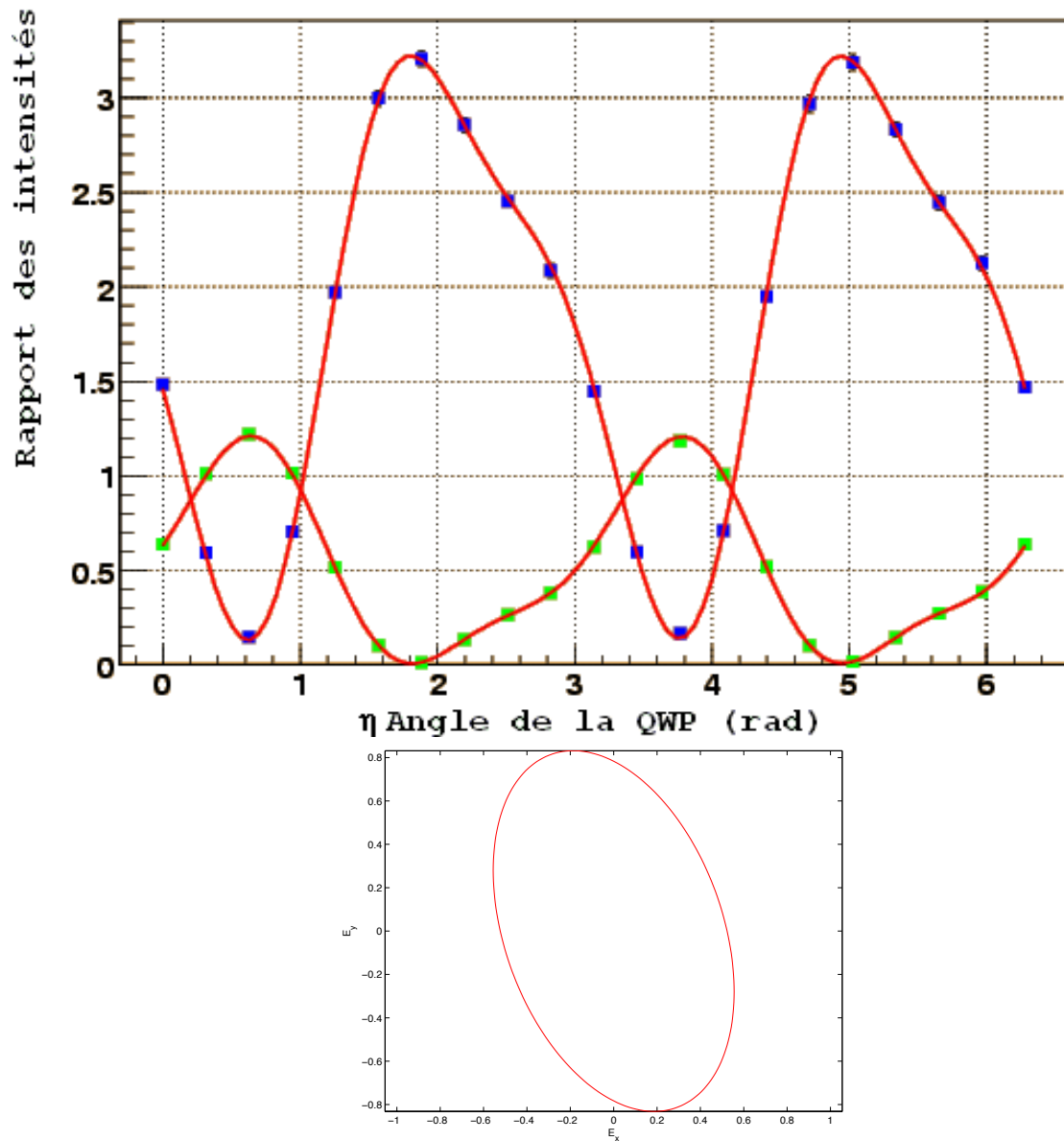


FIG. 4.19 – Figure du haut : Évolution des rapports R_1 et R_2 définis par l'équation 4.23 en fonction de la position angulaire de la QWP. La position angulaire du MOCO étant fixée à -125° . Figure du bas : Ellipse de polarisation associée à la position angulaire du MOCO.

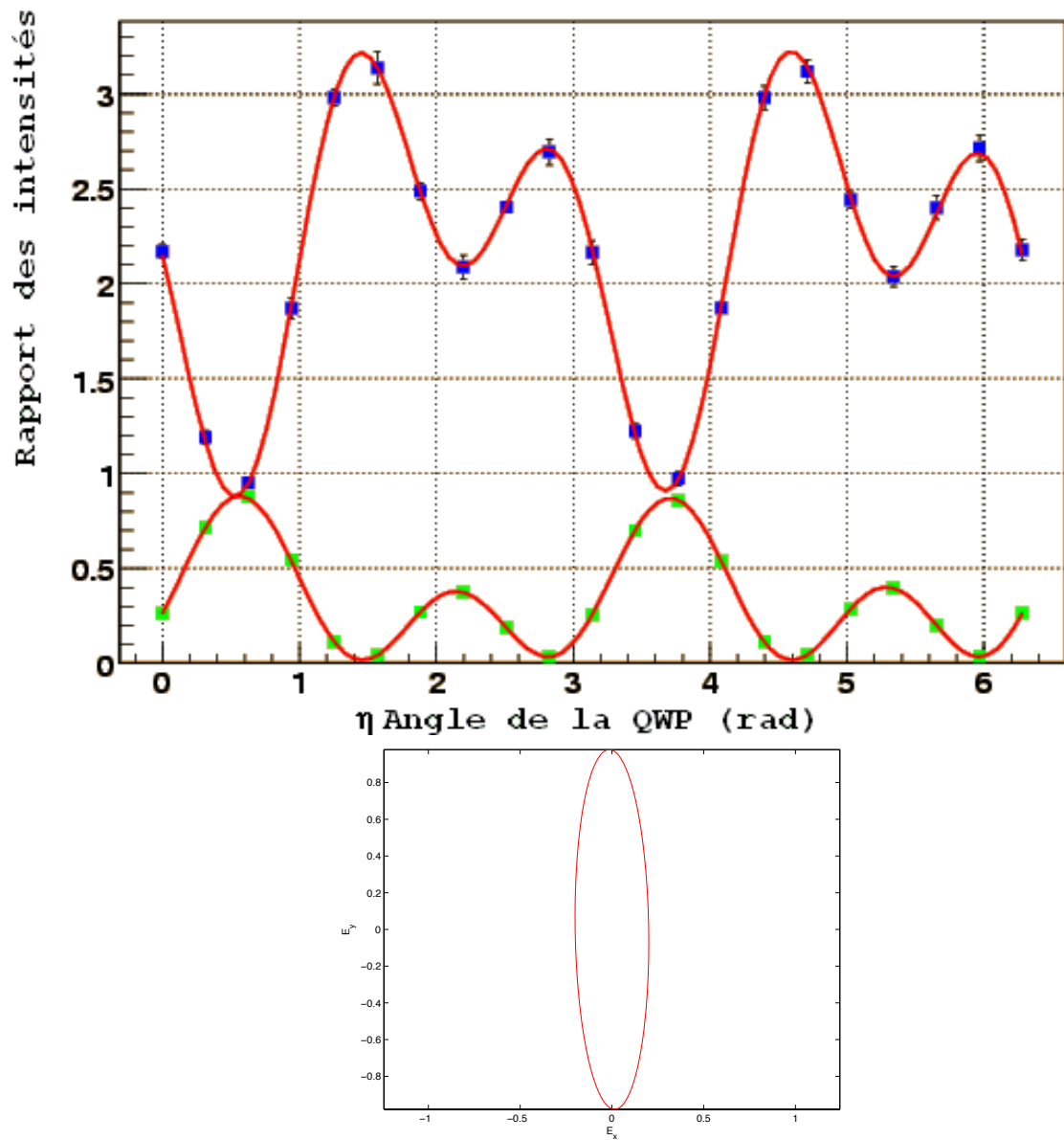


FIG. 4.20 – Figure du haut : Évolution des rapports $R1$ et $R2$ définis par l'équation 4.23 en fonction de la position angulaire de la QWP. La position angulaire du MOCO étant fixée à -105° , ce qui correspond au voisinage d'une polarisation circulaire. Figure du bas : Ellipse de polarisation associée à la position angulaire du MOCO.

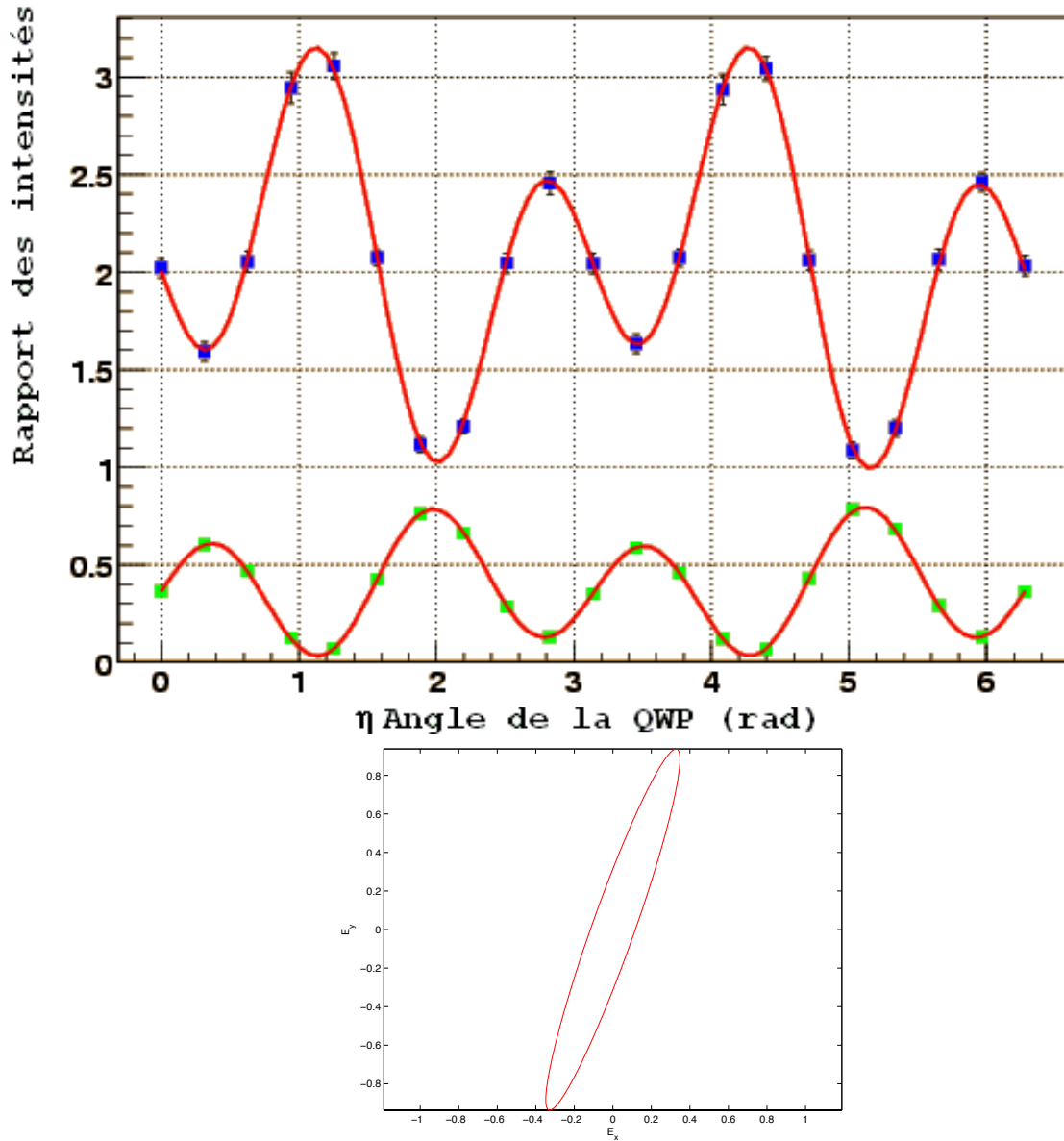


FIG. 4.21 – Figure du haut : Évolution des rapports R_1 et R_2 définis par l'équation 4.23 en fonction de la position angulaire de la QWP. La position angulaire du MOCO étant fixée à -85° , ce qui correspond au voisinage d'une polarisation circulaire. Figure du bas : Ellipse de polarisation associée à la position angulaire du MOCO.

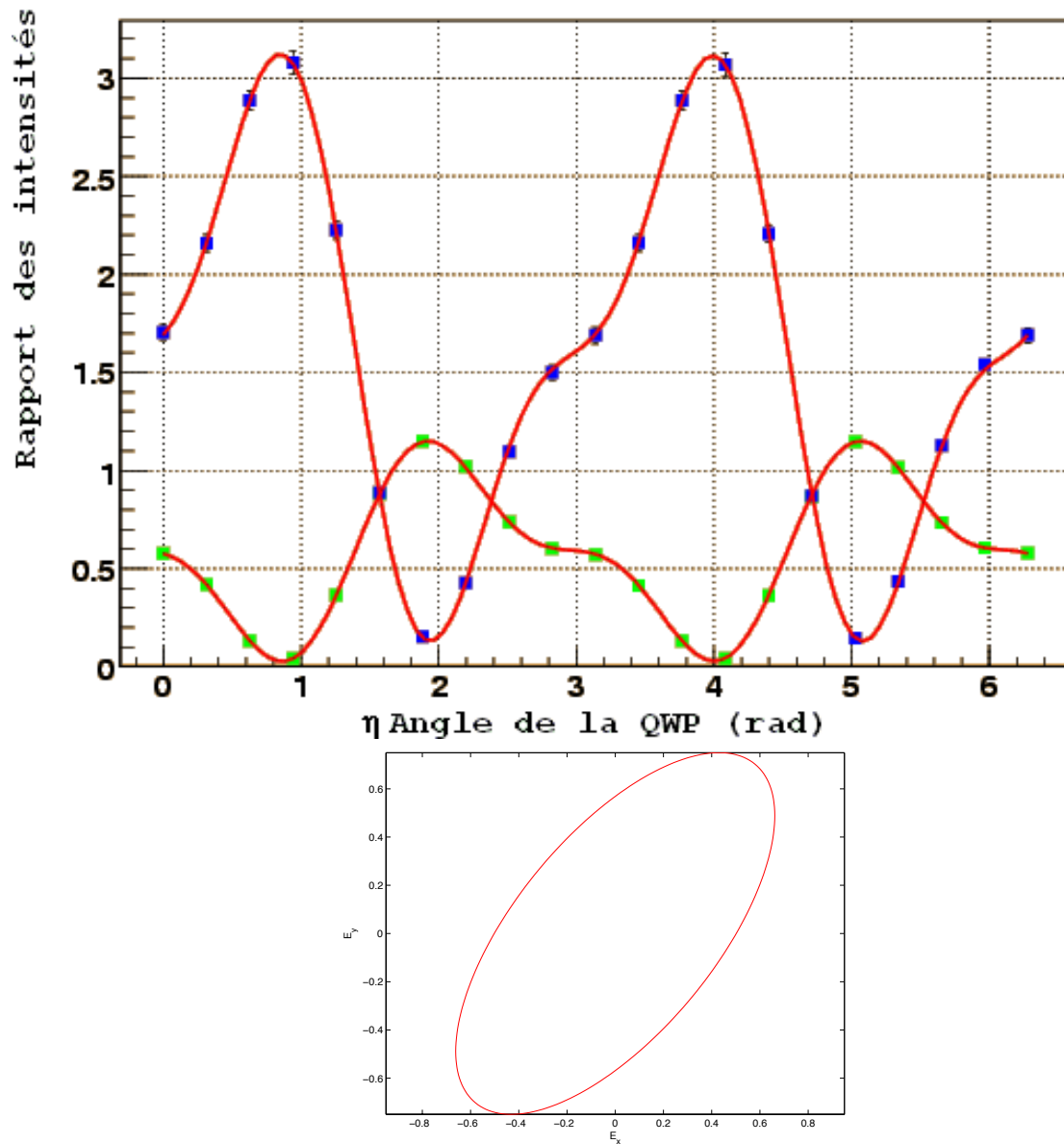


FIG. 4.22 – Figure du haut : Évolution des rapports R_1 et R_2 définis par l'équation 4.23 en fonction de la position angulaire de la QWP. La position angulaire du MOCO étant fixée à -65° . Figure du bas : Ellipse de polarisation associée à la position angulaire du MOCO.

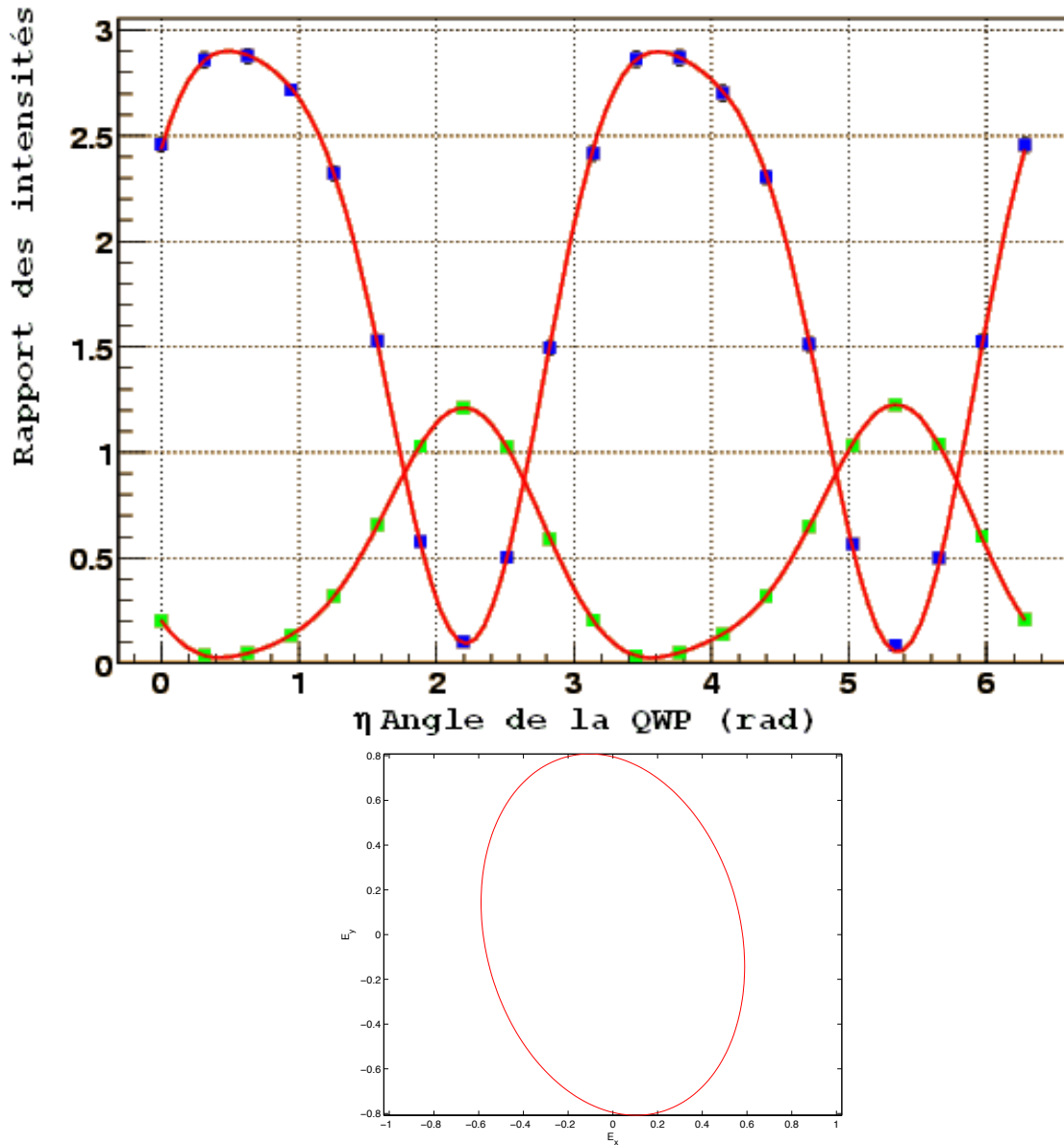


FIG. 4.23 – Figure du haut : Évolution des rapports R_1 et R_2 définis par l'équation 4.23 en fonction de la position angulaire de la QWP. La position angulaire du MOCO étant fixée à -35° . Figure du bas : Ellipse de polarisation associée à la position angulaire du MOCO.

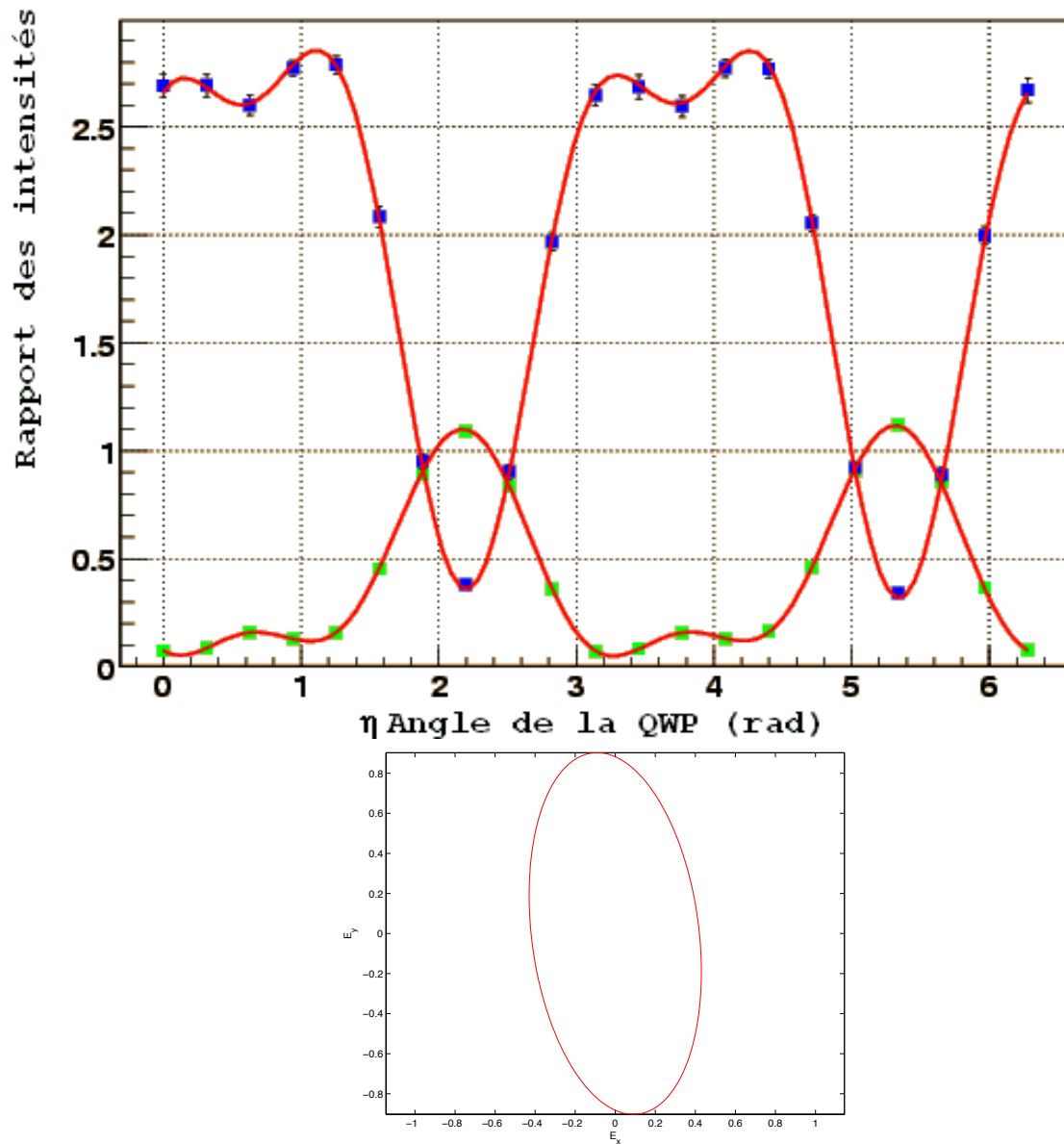


FIG. 4.24 – Figure du haut : Évolution des rapports R_1 et R_2 définis par l'équation 4.23 en fonction de la position angulaire de la QWP. La position angulaire du MOCO étant fixée à -25° . Figure du bas : Ellipse de polarisation associée à la position angulaire du MOCO.

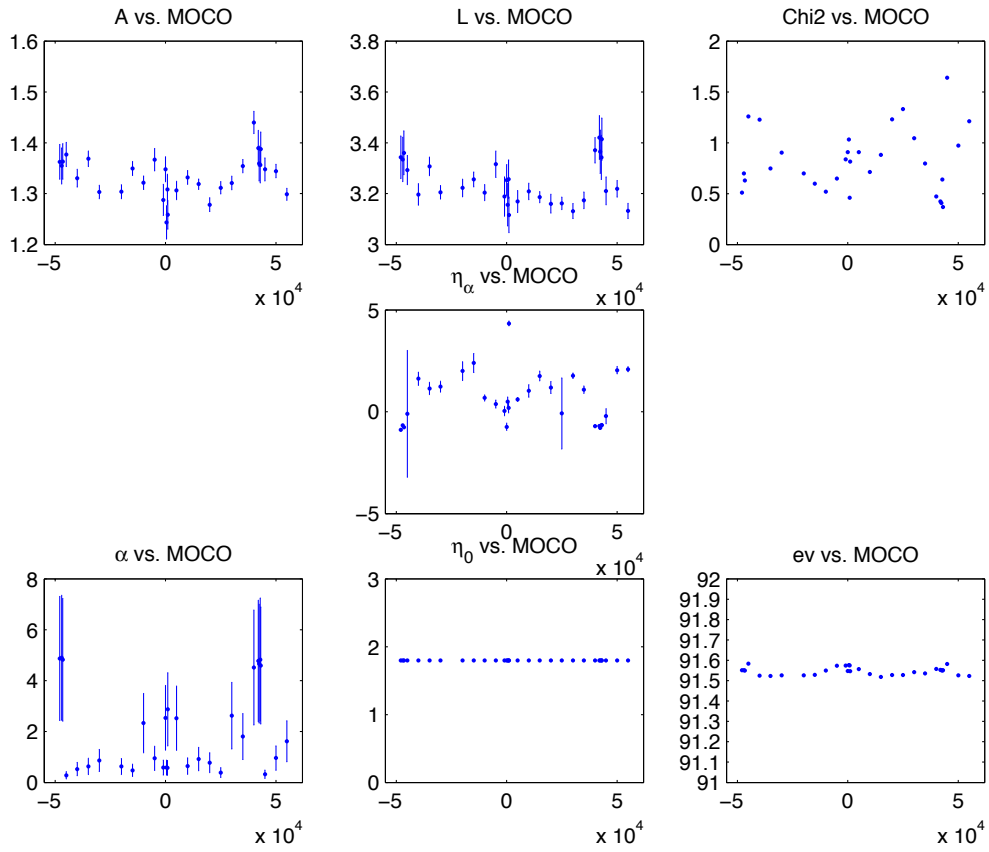


FIG. 4.25 – Variation des paramètres de l’ajustement du rapport des intensités R_1 et R_2 en fonction de la position circulaire du MOCO. Le tracé en bas à droite représente l’épaisseur ev en microns en fonction de la position angulaire du MOCO.

ser les erreurs σ^{SL} définies sur la figure 4.9 en somme quadratique avec les variations rapides σ^M 4.7 (cette configuration est notée par la suite par $\sigma = \sigma^M + \sigma^{SL}$), ou d'utiliser les erreurs σ^{SF} définies sur la figure 4.11, toujours en somme quadratique avec les variations rapides σ^M (configuration notée par la suite par $\sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$).

- Les paramètres décrivant les dérives des offsets B et M définies par l'équation 4.57. Si nous sommes dans la configuration $\sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ nous avons indiqué que $\delta_0 = 0.004$, $\delta_1 = 0.0025$ et $\delta_2 = 0.0059$ (on notera $\delta = \delta_S$). La valeur de ces paramètres dépend de la configuration choisie puisqu'il sont associés à la détermination des systématiques dans l'équation 4.57. Si en revanche nous sommes dans la configuration $\sigma = \sigma^M + \sigma^{SL}$, δ_0 , δ_1 et δ_2 sont fixés aux valeurs correspondant aux fluctuations observées lorsque le laser est off (on notera $\delta = \delta_M$). Nous avons choisi de réaliser les ajustements dans les deux configurations : $\delta = \delta_M$ lorsque $\sigma = \sigma^M + \sigma^{SM}$, et $\delta = \delta_S$ lorsque $\sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$. La troisième configuration étant de ne pas inclure ces paramètres dans l'ajustement (cette configuration est notée BM :1 par opposition à BM :0 lorsque les systématiques ne font pas partie de l'ajustement).
- Les variables de désalignement α et η_α définies dans la section 4.4. La variation des résultats est donc étudiée selon que les désalignements sont pris en compte (noté $\alpha\eta_\alpha : 1$) ou non (noté $\alpha\eta_\alpha : 0$)
- L'activité de la QWP est contrôlée à l'aide du paramètre de giration g_{33} . Nous connaissons la valeur absolue de ce paramètre pour le type de quartz que nous utilisons, mais nous ne connaissons pas son signe car le constructeur ne sait pas si le quartz est dextrogyre ou lévogyre. Nous avons donc étudié la variation des résultats donnés par l'ajustement en fonction des valeurs de $g_{33} : g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}$ et $g_{33} = +5.81 \cdot 10^{-6}$ et dans le cas où l'activité du quartz est négligée : $g_{33}=0$.
- L'activité du MOCO δ_f . De la même manière que pour la QWP, nous avons étudié la variation de l'ajustement pour trois valeurs de l'activité du MOCO : $\delta_f = 0$, $\delta_f = 1^\circ$ et $\delta_f = -1^\circ$, les valeurs proviennent de la référence cf. [89], où une lame équivalente a été étudiée. Notons que nous n'avons pu déterminer g_{33} et δ_f car nos mesures ne le permettent pas.

Dix variations ont été étudiées et sont résumées sur la table 4.1

Numéro	Valeurs des paramètres	Commentaire
1	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_M, \sigma = cste$ $t_0 : 1, \delta_f = 0, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	erreur sur R_1, R_2 constantes
2	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	fit de référence
3	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = 0, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité de la QWP
4	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = +5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité de la QWP
5	$\alpha\eta_\alpha :0, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	désalignements non fités
6	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :0, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = 0, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Sytématiques non fités
7	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = -1^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité du MOCO
8	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = +1^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité du MOCO
9	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 0, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Phase du MOCO
12	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_M, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SL}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :0$	Autre type d'erreur associé à R_1, R_2

TAB. 4.1 – Numéros correspondants aux types de variations effectuées sur l'ajustement des données.

A partir de ces variations il est possible d'obtenir une estimation des incertitudes sur la valeur du degré de polarisation circulaire S_3 , et plus particulièrement quand S_3 est maximum ou minimum. Le degré de polarisation circulaire maximum correspond à peu près à une onde polarisée circulairement gauche, nous le noterons par la suite S_3^+ . Le degré de polarisation circulaire minimum correspond à une onde à peu près polarisée circulairement droite, nous le noterons par la suite S_3^- . Nous avons choisi comme ajustement de référence celui qui porte le numéro 2 dans la table 4.1. Les différences du degré de polarisation circulaire obtenues par rapport à cette référence sont présentées dans les tables 4.2 et 4.3.

On obtient alors pour le degré de polarisation maximum $S_{3,ell}^+$ mesuré à l'entrée de l'ellipsomètre :

$$S_{3,ell}^+ = 0.9983 \pm 0.0004 \pm 0.0027 \quad (4.58)$$

Et de manière analogue, le degré de polarisation minimum $S_{3,ell}^-$ mesuré à l'entrée de cavité est :

$$S_{3,ell}^- = -0.9990 \pm 0.0005 \pm 0.0027 \quad (4.59)$$

Dans les équations (4.58) et (4.59), le premier chiffre est issu de la propagation des erreurs expérimentales sur la détermination de $S_{3,ell}^+$ ou $S_{3,ell}^-$ par ajustement. Le deuxième chiffre est la somme quadratique des variations sur $S_{3,ell}^+$ ou $S_{3,ell}^-$, dont les valeurs figurent dans la table 4.3. Etant donné qu'il n'y a pas de raisons que les variations soient plus

Numéro i	$\Delta S_3 = S_3^-(2) - S_3^-(i)$	$S_3^-(i)$
1	$-0.444 \cdot 10^{-3}$	-0.9985
2	0	-0.9990
3	$0.0310 \cdot 10^{-3}$	-0.9990
4	$0.320 \cdot 10^{-3}$	-0.9990
5	$-0.0610 \cdot 10^{-3}$	-0.9989
6	0.0070	-0.9990
7	0	-0.9990
8	0	-0.9990
9	0	-0.9990
12	$-0.1530 \cdot 10^{-3}$	-0.9988

TAB. 4.2 – Variation du degré de polarisation circulaire minimum retourné par l’ajustement des intensités de l’ellipsomètre en fonction du numéro de variation définie sur la table 4.1. La quantité $S_3^-(i)$ est le degré de polarisation circulaire minimum retourné par l’ajustement numéro i . Le numéro i de l’ajustement est indiqué par la première colonne du tableau. La quantité $\Delta S_3 = S_3^-(2) - S_3^-(i)$ mesure la différence entre le degré de polarisation circulaire obtenu pour l’ajustement de référence, dont le numéro est 2, et les autres ajustements.

Numéro i	$\Delta S_3 = S_3^+(2) - S_3^+(i)$	$S_3^+(i)$
1	0.0012	0.9976
2	0	0.9988
3	0.0011	0.9976
4	0	0.9988
5	0.0013	0.9975
6	0.0014	0.9973
7	0	0.9988
8	0	0.9988
9	0	0.9988
12	0.0010	0.9977

TAB. 4.3 – Variation du degré de polarisation circulaire maximum retourné par l’ajustement des intensités de l’ellipsomètre en fonction du numéro de variation défini sur la table 4.1. La quantité $S_3^+(i)$ est le degré de polarisation circulaire maximum retourné par l’ajustement numéro i . Le numéro i de l’ajustement est indiqué par la première colonne du tableau. La quantité $\Delta S_3 = S_3^+(2) - S_3^+(i)$ mesure la différence entre le degré de polarisation circulaire obtenu pour l’ajustement de référence, dont le numéro est 2, et les autres ajustements.

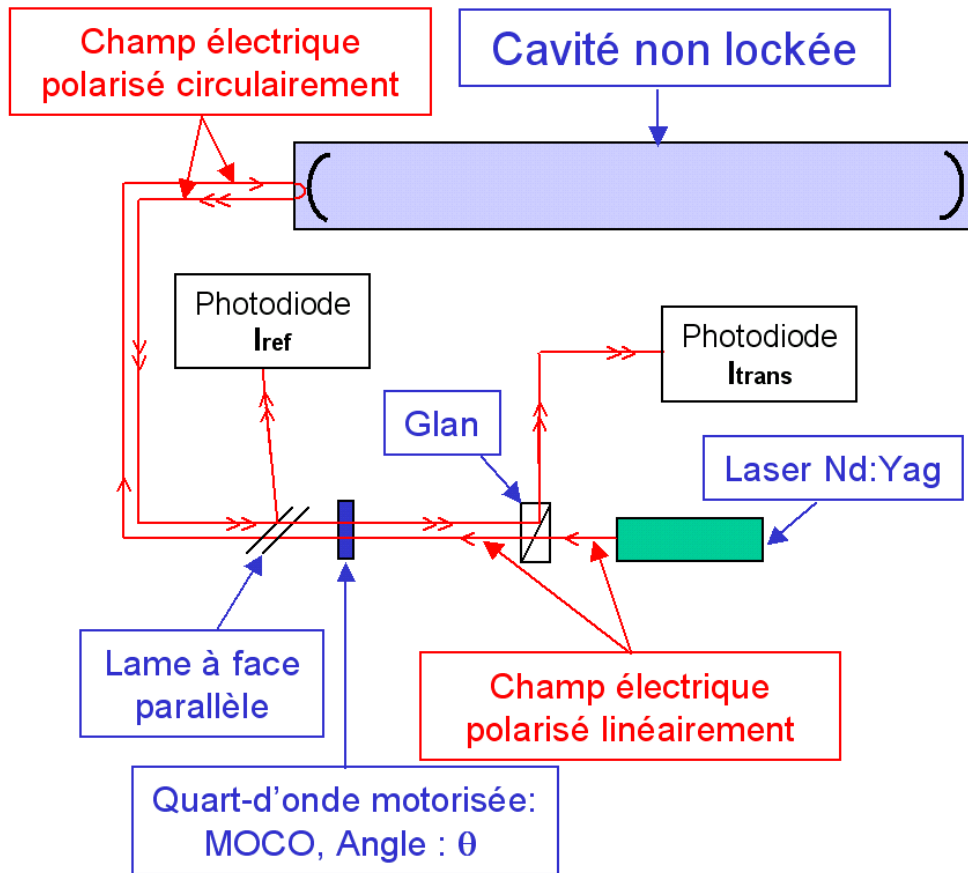


FIG. 4.26 – Shéma montrant les éléments jouant un rôle dans la détermination des intensités I_{trans} et I_{ref} .

importantes pour un extremum que pour l'autre, nous avons gardé la valeur maximale, qui correspond à la somme quadratique des variations sur $S_{3,ell}^+$.

4.7 Ajustement aller-retour

L'ajustement des intensités présentées ci-dessus ne permet pas de connaître la valeur de la polarisation du faisceau laser à l'intérieur de la cavité. Afin d'estimer l'effet de la cavité sur la polarisation il nous faut avant tout connaître la polarisation du faisceau laser à l'entrée de celle-ci. C'est à cette question que se propose de répondre ce paragraphe. Pour cela nous présenterons dans un premier temps l'ajustement permettant de décrire le transport de la polarisation jusqu'à l'entrée de la cavité. Dans un deuxième temps nous estimerons les erreurs qu'il faut associer aux mesures lors de l'ajustement. Enfin nous présenterons les résultats de cet ajustement.

4.7.1 Présentation

Dans ce paragraphe nous nous proposons de décrire les intensités I_{trans} et I_{ref} mesurées par deux photodiodes situées en avant de la cavité (cf. figure 4.26).

La figure 4.26 décrit le parcours du faisceau laser jusqu'aux photodiodes I_{trans} et I_{ref} . Le faisceau issu du cristal Nd :Yag passe d'abord par une série de polariseurs et par un prisme de Glan Thomson. Le faisceau émergent passe ensuite au travers du MOCO, d'un ensemble de deux lentilles, d'une lame à faces parallèles, d'une série de 4 miroirs, puis d'une fenêtre à vide, avant d'être réfléchi sur la face externe d'un des miroirs de la cavité. Ce faisceau ainsi réfléchi repasse une deuxième fois au travers des composants que nous venons d'indiquer. Lors du deuxième passage une partie de ce faisceau est dévié par la lame à faces parallèles. Cette partie sera mesurée par une photodiode, l'intensité électrique retournée sera dénommée I_{ref} . Cette intensité n'est pas sensée dépendre de l'angle du MOCO, elle devrait donc être utilisable comme intensité de référence, permettant de prendre en compte les fluctuations du faisceau laser.

En réalité à cause des désalignements et des coefficients de Fresnel, liés aux réflexions / transmissions du faisceau laser par les éléments optiques, la valeur de I_{ref} dépend de la position du MOCO. Nous parlerons plus en détails de ces désalignements dans le chapitre suivant.

La partie non réfléchi par la lame à faces parallèles sera transmise jusqu'au MOCO. Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, dans la section 4.5, il suffit de prendre la transposée de la matrice de Jones d'un élément pour connaître l'expression de la nouvelle matrice de Jones, caractérisant la propagation du champ en sens inverse à travers cet élément. Après avoir traversé une deuxième fois le MOCO, le faisceau ayant subi une première réflexion sur la face externe d'un des miroirs de la cavité, arrive au niveau du Glan. Cet élément, dévie la lumière dont le champ n'est pas dirigé suivant l'axe du Glan, c'est ainsi un étage d'isolation supplémentaire pour le laser lorsque la position du MOCO correspond à une polarisation circulaire au niveau de la cavité. Un miroir supplémentaire situé derrière le Glan permet d'orienter le faisceau réfléchi par le Glan vers une photodiode. On dénommera l'intensité mesurée par cette photodiode I_{trans} .

D'après ce que nous venons de dire, la photodiode qui mesure I_{trans} devrait alors être en mesure de décrire l'effet de tous les éléments optiques situés entre le Glan et le premier miroir de la cavité sur la polarisation du faisceau laser. Excepté le dernier miroir, celui qui achemine le faisceau laser vers la photodiode I_{trans} , tout se passe comme si le faisceau laser faisait un aller-retour à travers tous les composants situés avant la cavité. Ce miroir étant situé derrière un Glan, il voit toujours le même état de polarisation, son influence sur la valeur mesurée par I_{trans} est donc négligeable. D'après le théorème de Jones présenté dans la section 4.5 nous pouvons décrire l'ensemble des éléments par une superposition de deux lames quart d'onde, d'un polariseur et d'un rotateur. Ceci est vrai pour une position du MOCO fixée bien entendu. Puisque nous souhaitons avoir une description précise du système optique avant la cavité suivant toute les orientations du MOCO, il nous faut en plus des matrices du théorème optique, introduire une matrice modélisant le comportement du MOCO. Soit \mathcal{N}_{AR} , la matrice de Jones modélisant le comportement du système optique d'entrée qui comporte tous les éléments optiques présents entre le Glan et le miroir d'entrée de la cavité. On définit \mathcal{N}_{AR} par :

$$\mathcal{N}_{AR} = S(w_4) \cdot S(w_3) \cdot G(\gamma_1) \cdot S(-w_3) \cdot S(w_2) \cdot P(p_1) \cdot S(-w_2) \cdot S(w_1) \cdot \quad (4.60)$$

$$G(\gamma_2) \cdot S(-w_1) S(\theta_i + \Delta_\theta) \cdot MOCO_a(t_0, \epsilon) \cdot S(-\theta_i - \Delta_\theta) \quad (4.61)$$

Où les paramètres w_1, w_2, w_3 , sont des angles qui permettent de prendre en compte la position angulaire des deux lames de retard et du polariseur, les matrices $MOCO_a(t_0, \epsilon)$, S, G, P , sont définis dans la section 4.4, Le paramètre Δ_θ permet de prendre en compte

l'incertitude sur la position circulaire de référence du MOCO.

D'après ce que nous venons de dire, il nous est possible de décrire I_{trans} par la fonction théorique I_{trans}^{th} :

$$I_{trans}^{th}(w_4, w_3, w_2, w_1, p_1, \gamma_1, \gamma_2, \theta, \Delta\theta) = A \cdot \left| \mathcal{N}_{AR}^T \cdot \mathcal{N}_{AR} \cdot \text{Glan} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|_G^2 \quad (4.62)$$

où nous avons introduit le paramètre A, qui joue le même rôle que dans l'équation 4.39. Ce paramètre permet de prendre en compte l'absorption globale des différents éléments, mais aussi l'action de l'absorbeur situé devant la photodiode, le gain de la photodiode, etc...

La quantité qu'il nous faut alors minimiser est donnée par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{I_{trans}^{th}(w_4, w_3, w_2, w_1, p_1, \gamma_1, \gamma_2, \theta_i, \Delta\theta) - I_{trans}^i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.63)$$

Où I_{trans}^i est la valeur de l'intensité I_{trans} associée à la position θ_i du MOCO
Le terme σ_i prend en compte la dispersion sur la mesure de I_{trans}^i .

Le paragraphe suivant se propose de déterminer les valeurs des σ_i .

4.7.2 Estimation des erreurs qu'il faut introduire lors de la minimisation

Une mesure de ces erreurs est présentée sur la figure 4.27.

Tout comme les intensités I_0 , I_1 et I_2 retournées par les diodes de l'ellipsomètre, l'incertitude sur la mesure de l'intensité I_{trans} dépend de la valeur de l'intensité lumineuse qui arrive au niveau de la diode. Chacun des points de la figure 4.27 correspond à une série de mesures effectuées pendant environ 15 minutes (pour angle de MOCO fixé). Un exemple de la répartition des valeurs de $|I_{trans}|$ ou du rapport $|I_{trans}/I_{ref}|$ autour de la valeur moyenne est illustré sur la partie droite de la figure 4.27. On constate que cette répartition est globalement gaussienne.

Sur cette figure on constate que de manière inattendue, la valeur du rapport :

$$\sigma_{I_{trans}/I_{ref}} / (I_{trans}/I_{ref}) \text{ en fonction de } I_{trans}/I_{ref} \text{ (courbe du bas de la figure 4.27)}$$

est supérieur au rapport :

$$\sigma_{I_{trans}} / I_{trans} \text{ en fonction de } I_{trans} \text{ (courbe du haut de la figure 4.27)}$$

On s'attendrait plutôt à l'inverse puisque comme nous l'avons déjà dit, la quantité I_{ref} devrait en principe prendre en compte les fluctuations de puissance du laser. Ce n'est pas le cas à cause de désalignements de la lame quart d'onde du MOCO, entraînant le fait que l'intensité lumineuse mesurée par la photodiode varie en fonction de la position angulaire de cette lame. Il y a également des effets liés à la variation de la polarisation du faisceau laser au niveau de la photodiode, la photodiode n'ayant pas la même réponse quelle que soit la polarisation du faisceau laser. C'est pour ces raisons que c'est l'intensité I_{trans} qui est ajustée, et non le rapport I_{trans}/I_{ref} dans l'équation 4.63.

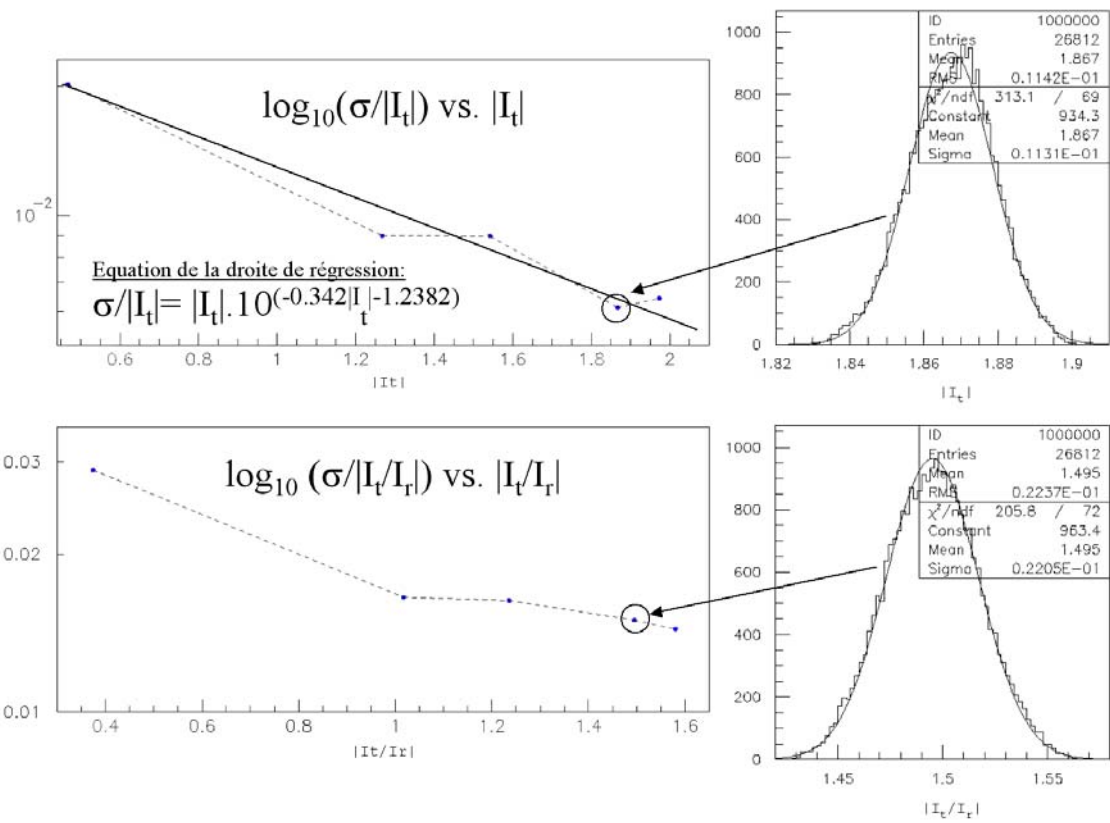


FIG. 4.27 – Description des variations sur les mesures des intensités I_{trans} (notée I_t) et I_{ref} (notée I_r)

4.7.3 Résultats

La fonction théorique de l'équation (4.62) appliquées aux paramètres obtenus lors de la minimisation du χ^2 défini par l'équation 4.63, décrit de façon satisfaisante les données, comme le montre la figure 4.28. L'accord est d'ailleurs un peu trop bon puisque le χ^2 est inférieur à 1, ceci vient vraisemblablement du fait que les erreurs ont été surestimées. En effet, afin de prendre en compte toutes les composantes fréquentielles du bruit, les valeurs des erreurs à considérer pour l'ajustement sur la figure 4.27, ont été déterminées sur une période de 15 minutes, alors que la durée d'une acquisition de mesures de l'intensité I_{trans} est inférieure à une minute. En raison de l'environnement très bruyant dans lequel nous sommes (accélérateur de particules), et puisque nous ne pouvons pas prendre en compte les fluctuations de puissance de laser, il est important que la durée de notre mesure soit courte.

Les maxima d'intensité en valeur absolue sur la figure 4.28 correspondent à un maximum de lumière transmise par le Glan vers la photodiode mesurant I_{trans} , et donc à des positions angulaires du MOCO correspondant à une polarisation circulaire dans la cavité, comme nous l'avons expliqué dans la section 4.4.2. On vérifie ainsi que le système Glan plus MOCO en position correspondant à une polarisation circulaire, est un étage d'isolation supplémentaire pour le laser.

La figure 4.29 présente la valeur des paramètres (introduits dans l'équation 4.61) minimisant un χ^2 tel que celui de l'équation (4.63). Afin d'avoir une idée de la dispersion des résultats, plusieurs séries de mesures telles que celles illustrées par la figure 4.28 ont été utilisées. La première constatation est que tous les paramètres présents dans l'équation 4.63 ne sont pas utiles pour décrire correctement les données. En effet seul le paramètre p_1 du polariseur, le paramètre γ_1 associé à la phase de la lame de retard ainsi que le l'angle w_3 de cette lame, la correction de phase t_0 du MOCO, et $\Delta\theta$ l'angle définissant la position angulaire correspondant à la polarisation circulaire, semblent être utiles à la minimisation du χ^2 . Si on ajoute plus de paramètres, telle qu'une deuxième lame de retard, comme cela est prévu par le théorème, on n'obtient pas de minimum plus profond, et des corrélations apparaissent entre les paramètres de l'ajustement. En particulier cette mesure n'est pas sensible à la présence d'un rotateur dont le paramètre est w_4 puisque nous effectuons deux passages en sens opposé, annulant ainsi tout effet du rotateur.

Sur la figure 4.29 on remarque que le paramètre $\Delta\theta$ varie. Ceci n'est pas surprenant puisque les différentes acquisitions ont été prises à des instants différents, plusieurs dizaines de jours pouvant séparer deux acquisitions. Durant cet intervalle il est possible que la position de référence du MOCO se perde à cause d'un « upset » de l'électronique lié aux radiations synchrotron (voir section 3.4.3), ou encore d'un dysfonctionnement du PC PXI lors d'un mouvement du MOCO.

Afin de s'affranchir d'éventuelles corrélations entre les paramètres de la minimisation, il est préférable de raisonner sur les valeurs propres et les vecteurs propres de la matrice \mathcal{M}_{AR} définie par l'équation 4.61 plutôt que sur les paramètres présentés sur la figure 4.29. Les valeurs propres λ_1 , λ_2 de cette matrice, déterminées bien entendu avec la valeur des paramètres issus de l'ajustement, sont présentées sur la figure 4.30.

La construction de la matrice \mathcal{N}_{AR} implique des corrélations entre les valeurs propres λ_1 , λ_2 de cette matrice. Comme nous l'avons indiqué dans la partie portant sur le dichroïsme (section 4.3.2), les matrices de Jones que nous utilisons ne prennent pas en compte les phénomènes d'absorption, qui sont « factorisés » par un terme d'amplitude

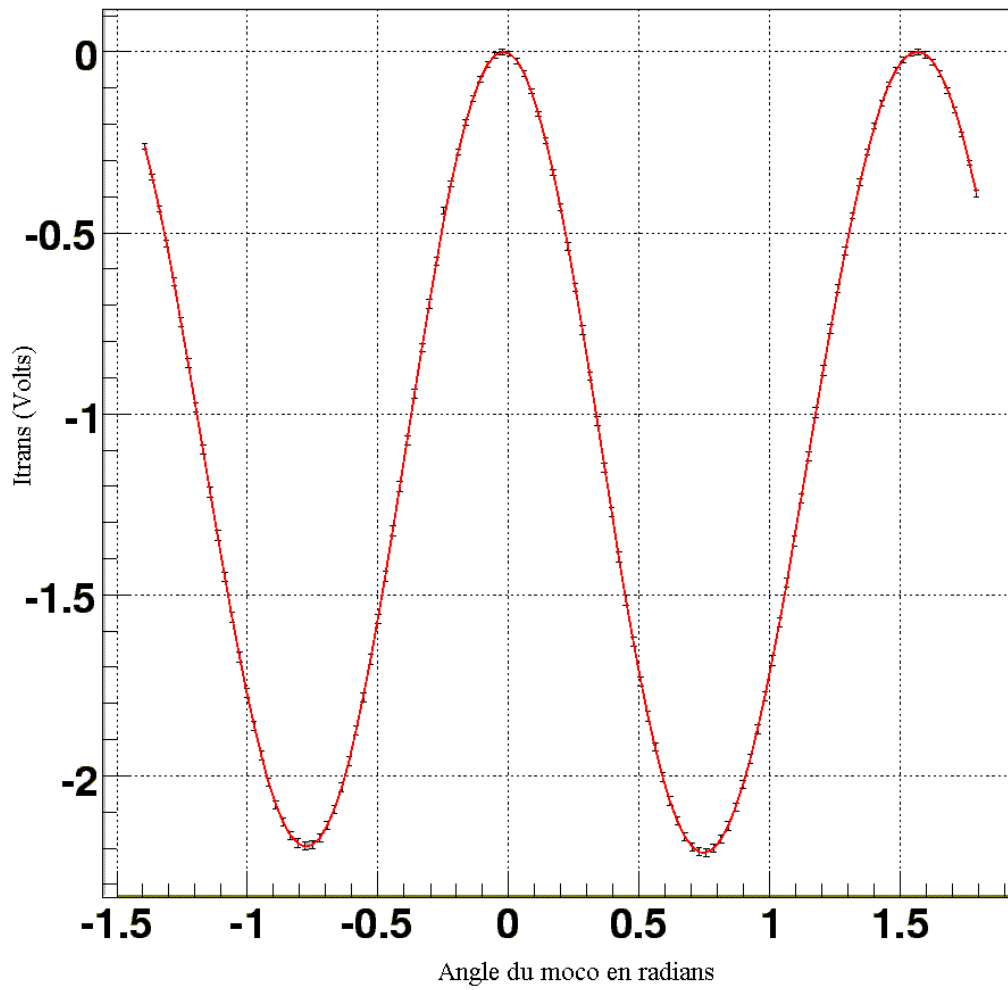


FIG. 4.28 – Résultat d'un ajustement par minimisation d'une acquisition comportant 200 points de mesure de l'intensité I_{trans} .

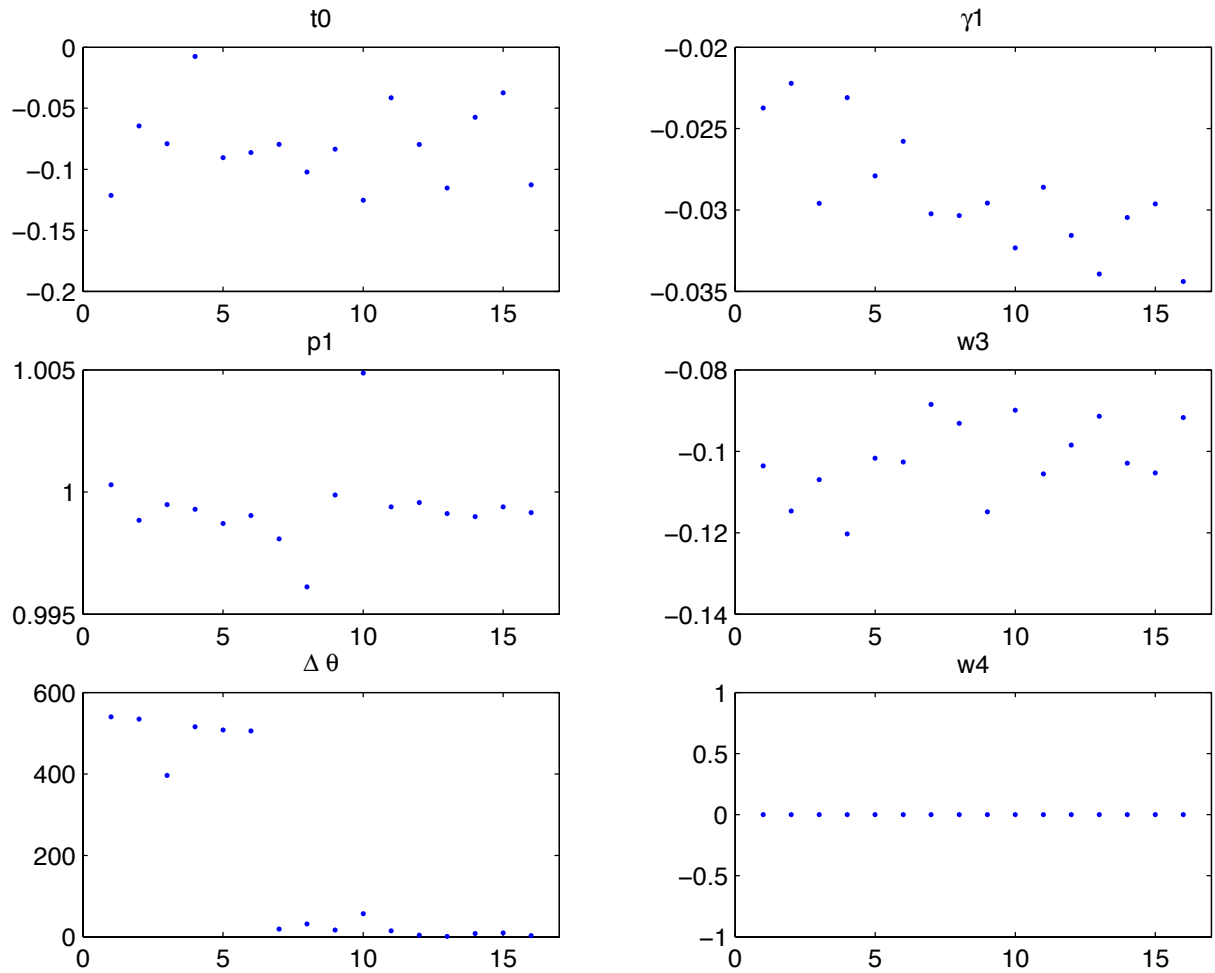


FIG. 4.29 – Valeurs des paramètres retournés par l’ajustement par minimisation du χ^2 définis par l’équation 4.63 effectuée sur des données d’une acquisition de I_{trans} , en fonction du numéro associé à cette acquisition. Pour cela seize acquisitions indépendantes portant le numéro 1 à 16 ont été utilisées. L’axe des abscisses est donc un numéro arbitraire associé à chacune des acquisitions.

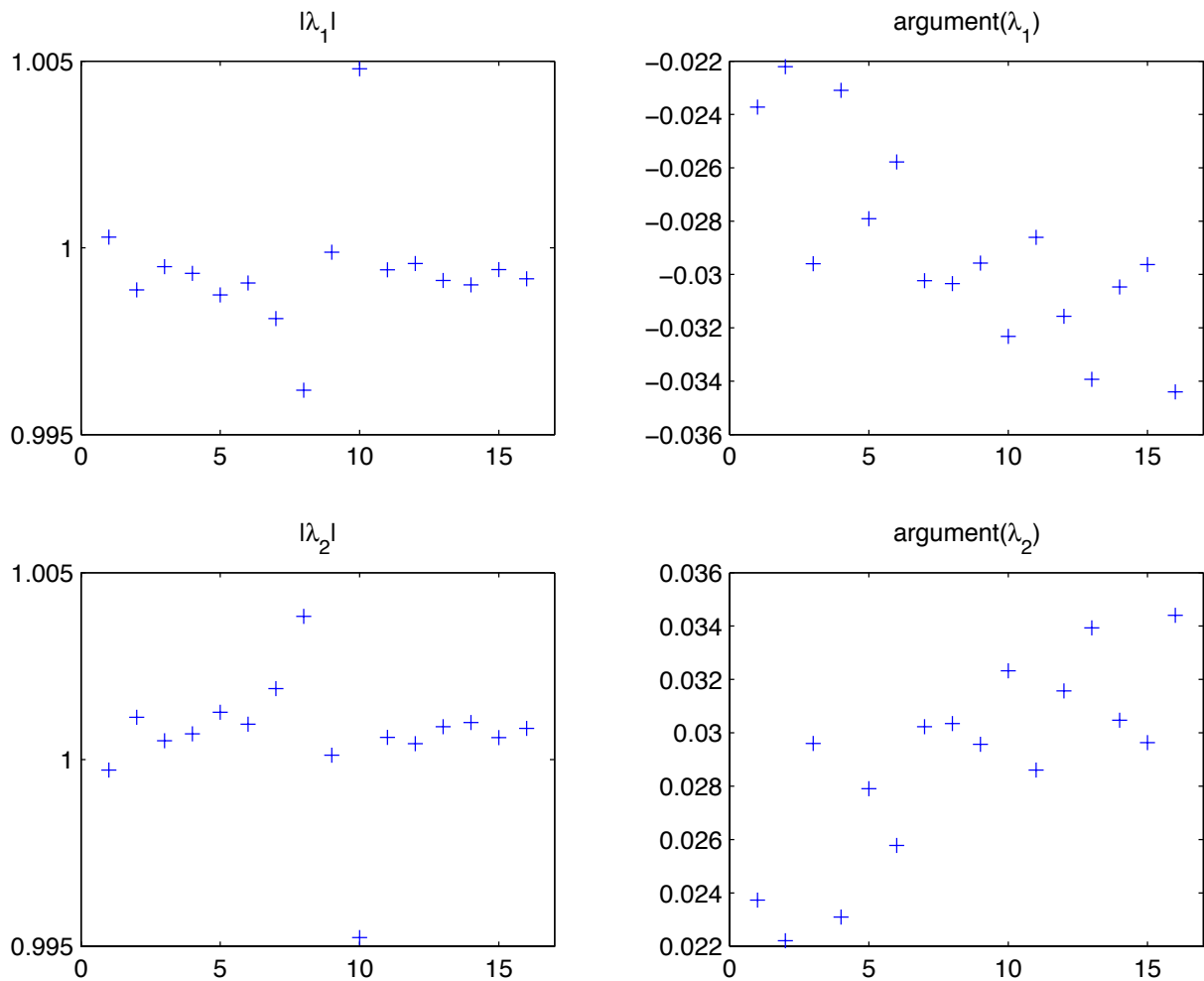


FIG. 4.30 – Module $|\lambda_i|$ et phase $\text{argument}(\lambda_i)$ ($i = 1..2$) des deux valeurs propres de matrice \mathcal{N}_{AR} définies par l'équation 4.61 et associées aux valeurs de la figure 4.29. Comme dans le cas de la figure 4.29, l'axe des abscisses est un numéro arbitraire associé à une acquisition.

global. Le déterminant de la matrice \mathcal{N}_{AR} est donc nécessairement égal à 1. Le module des valeurs propres λ_1 et λ_2 nous donne toutefois des informations sur le dichroïsme (absorption dépendante de la polarisation) du système. Cependant, de par la présence d'un facteur global, et donc de l'existence des corrélations ($\lambda_1 \times \lambda_2 = 1$) il n'est possible de déterminer qu'une valeur relative de cet effet.

Si on effectue la moyenne sur les quinze valeurs de la figure 4.29 on obtient :

$$\langle \lambda_1/\lambda_2 \rangle = 0.9988 \pm 0.0034 \quad (4.64)$$

Cela signifie que si des effets de type dichroïsme existent ils sont limités à quelques pour mille. Ces effets proviennent principalement de l'élément polariseur du théorème de Jones, et sont donc associés aux valeurs du paramètre p_1 . On remarque une certaine influence entre la valeur de ce paramètre et les valeurs propres λ_1 et λ_2 . On remarque d'ailleurs que les extrema du paramètre p_1 sur la figure 4.29 (acquisition numéro 10 et 8) correspondent aux extrema des valeurs propres de la figure 4.31.

L'argument des valeurs propres λ_1 et λ_2 nous renseigne sur la biréfringence du système optique d'entrée. Il n'est donc pas étonnant d'observer une influence très forte entre le paramètre γ_1 et la valeur des arguments. Il est à noter que par construction $\text{argument}(\lambda_1) = -\text{argument}(\lambda_2)$.

De la même manière que 4.64, si on effectue la moyenne sur les quinze valeurs de la figure 4.29 on obtient :

$$\langle \text{argument}(\lambda_1) \rangle = -0.0290 \pm 0.0036 \quad (4.65)$$

Les sources de biréfringence du système ont été listées dans la section 4.3.2.

Les coordonnées des vecteurs propres associés à la matrice \mathcal{N}_{AR} sont représentées sur les figures 4.31 et sur la figure 4.32. De par leur définition, une onde polarisée suivant ces vecteurs se propage sans changement de son état de polarisation au travers du système optique d'entrée, sauf l'atténuation globale et une phase globale que nous ne pouvons pas mesurer. Une représentation graphique des ellipses de polarisation associées à ces vecteurs propres est donnée à la figure 4.33. On observe que la polarisation associée à ces vecteurs propres est quasi linéaire. Cela implique que notre système est très peu biréfringent.

Le degré de polarisation circulaire maximum $S_{3,avt}^+$ ainsi que le degré de polarisation circulaire minimum $S_{3,avt}^-$ avant la cavité valent :

$$S_{3,avt}^+ = 0.9983 \pm 0.0004 \quad (4.66)$$

$$S_{3,avt}^- = -0.9983 \pm 0.0004 \quad (4.67)$$

Le premier chiffre est une valeur moyenne sur les quinze acquisitions indépendantes et le deuxième chiffre est l'écart quadratique moyen.

4.8 Ajustement aller-retour cavité asservie

Le principe de cet ajustement est très similaire à celui de l'Aller-Retour. Les éléments à prendre en compte sont les mêmes que ceux de la figure 4.26 à l'exception que dans ce cas la cavité est asservie. Un résultat typique de la description des données par un ajustement par minimisation du χ^2 de l'équation 4.63 est présenté sur la figure 4.34. On

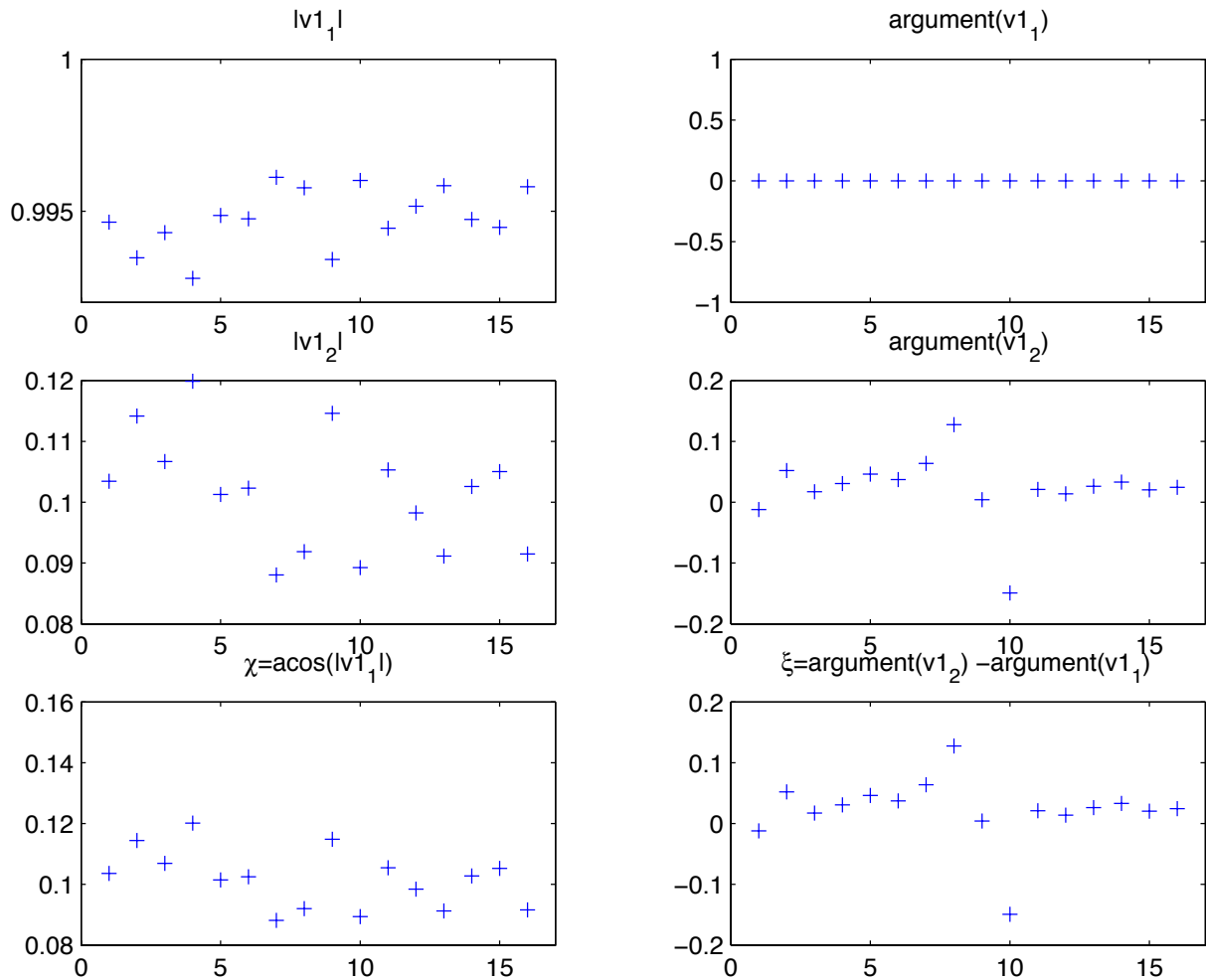


FIG. 4.31 – Module $|v_{1_1}|$, $|v_{1_2}|$ et phase $\text{argument}(v_{1_1})$, $\text{argument}(v_{1_2})$ des deux composantes v_{1_1} et v_{1_2} du premier vecteur propre v_1 associé à la valeur propre λ_1 (cf. figure 4.30) de la matrice de Jones \mathcal{N}_{AR} et associé aux valeurs de la figure 4.29. Comme dans le cas de la figure 4.29, l’axe des abscisses est un numéro arbitraire associés à une acquisition. Les deux paramètres $\chi = \text{acos}(|v_{1_1}|)$ et $\xi = \text{argument}(v_{1_2}) - \text{argument}(v_{1_1})$ permettent d’écrire le vecteur propre v_2 sous une forme similaire à celle de l’équation 4.22

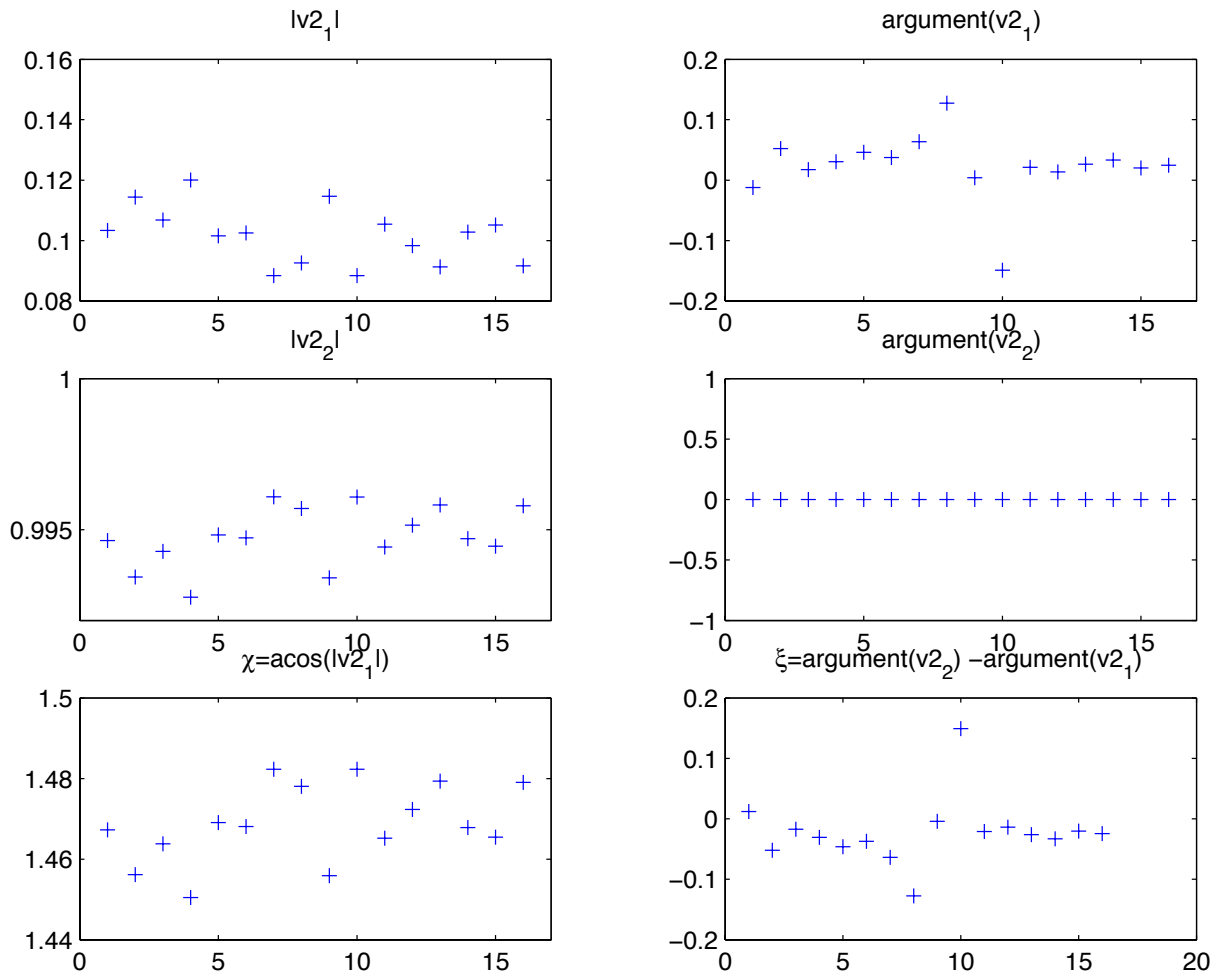


FIG. 4.32 – Module $|v_{2_1}|$, $|v_{2_2}|$ et phase $\text{argument}(v_{2_1})$, $\text{argument}(v_{2_2})$ des deux composantes v_{2_1} et v_{2_2} du deuxième vecteur propre v_2 associé à la valeur propre λ_2 (cf. figure 4.30) de la matrice de Jones \mathcal{N}_{AR} et associés aux valeurs de la figure 4.29. Comme dans le cas de la figure 4.29, l'axe des abscisses est un numéro arbitraire associé à une acquisition. Les deux paramètres $\chi = \text{acos}(|v_{2_1}|)$ et $\xi = \text{argument}(v_{2_2}) - \text{argument}(v_{2_1})$ permettent d'écrire le vecteur propre v_2 sous une forme similaire à celle de l'équation 4.22

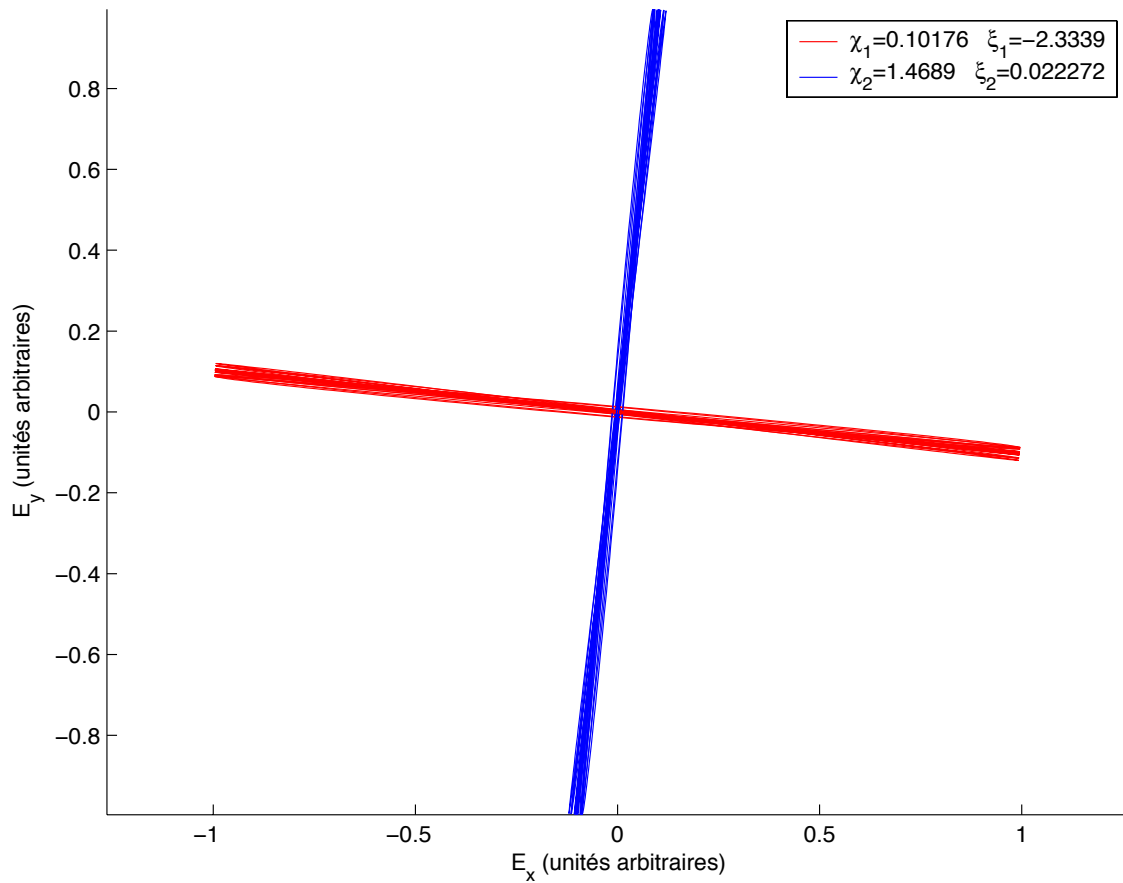


FIG. 4.33 – Superposition de l’ellipse de polarisation des vecteurs propres associés à la matrice \mathcal{N}_{AR} (définie par l’équation 4.61) pour un ensemble de seize acquisitions indépendantes.

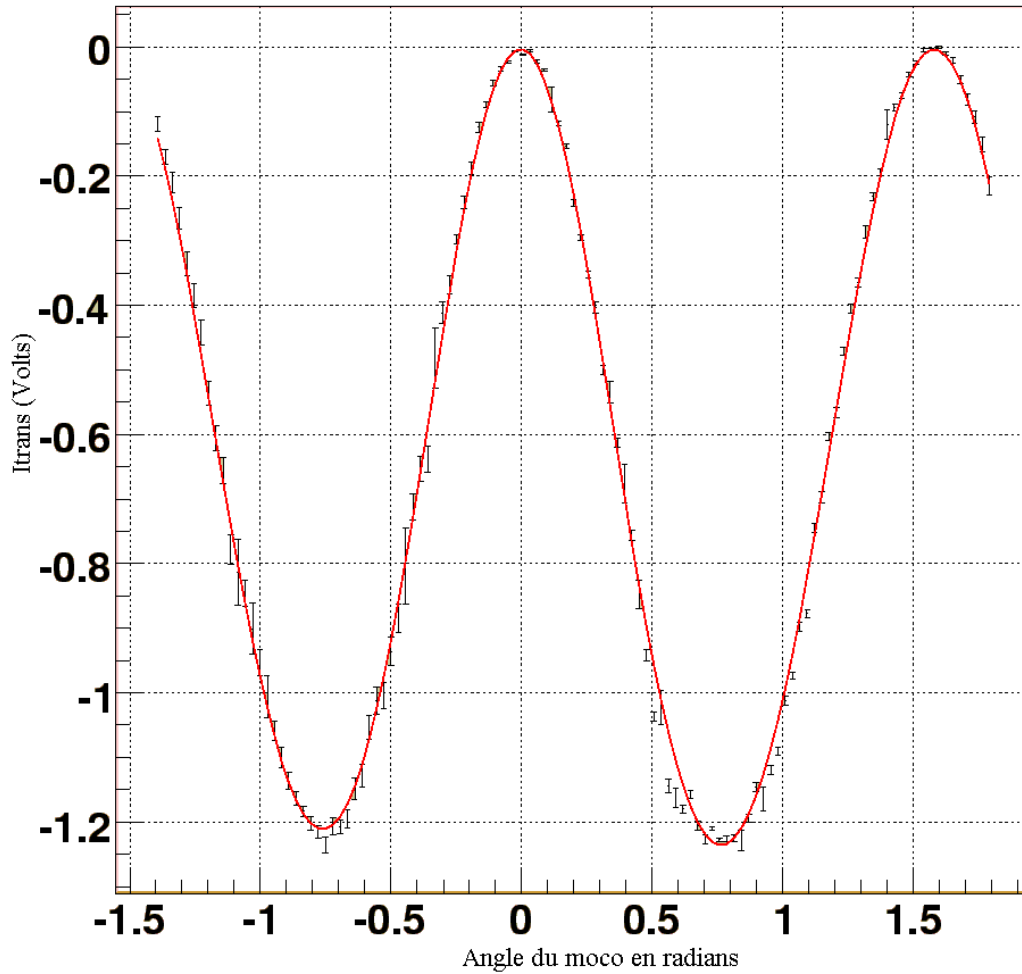


FIG. 4.34 – Résultat d’un ajustement par minimisation d’une acquisition comportant 200 points de mesure de l’intensité I_{trans} lorsque la cavité est asservie.

constate que les fluctuations sur I_{trans} sont nettement plus importantes que dans le cas où la cavité n’est pas asservie (figure 4.28).

Lorsque la cavité est asservie, les conditions sont réunies pour qu’il y ait interférence constructive à l’intérieur de la cavité. Les coefficients de réflexion et de transmission des miroirs changent, les coefficients de transmission devenant extrêmement importants. Il devient alors difficile d’estimer ce qu’est réellement le signal que nous mesurons. Il est en effet lié à la fraction de puissance du laser qui ne pénètre pas dans la cavité (40 à 60 %). On sait juste que le signal I_{trans} , lorsque la cavité est asservie, nous renseigne sur une influence de la cavité sur la polarisation.

De la même manière que dans le cas non asservi, il est possible de calculer les valeurs propres et les vecteurs propres de la nouvelle matrice \mathcal{N}_{AR} lorsque la cavité est asservie :

$$\langle \lambda_1/\lambda_2 \rangle = 0.9845 \pm 0.0522 \quad (4.68)$$

$$\langle \text{argument}(\lambda_1) \rangle = -0.0506 \pm 0.0303 \quad (4.69)$$

Où la moyenne porte ici sur cinq acquisitions indépendantes.

La valeur que nous obtenons pour la norme des valeurs propres est tout à fait compatible avec la valeur propre lorsque la cavité n'est pas asservie (équation 4.64), on n'observe donc pas d'effet de type dichroïsme dans ce cas. Il est par contre possible (le contraire serait très surprenant) que l'absorption globale ait été modifiée, mais nous n'avons pas la possibilité de la mesurer.

L'argument des valeurs propres semble être légèrement plus important que lorsque la cavité n'est pas asservie (équation 4.65), signe de la présence d'effets biréfringents à l'intérieur de la cavité. Toutefois, la grande dispersion sur cette mesure rend les deux valeurs compatibles. De la même manière que dans la partie où la cavité n'était pas asservie, nous pouvons représenter l'ellipse de polarisation des vecteurs propres associés aux valeurs propres de la matrice \mathcal{N}_{AR} lorsque la cavité est asservie. La superposition de ces ellipses pour les cinq acquisitions indépendantes est donnée sur la figure 4.35. On observe comparativement à la figure 4.33 un étalement des ellipses de polarisation. Cet étalement est lié à l'imprécision sur les valeurs que nous mesurons. D'autre part on a l'impression que pour certaines acquisitions on observe des ellipses très prolates au lieu de droites. Cela signifie que la polarisation associée à ces vecteurs propres n'est plus tout à fait linéaire. Il semblerait donc qu'il y est ici une indication d'un petit effet biréfringent lié au passage par la cavité. Les éléments susceptibles d'introduire une telle biréfringence sont la fenêtre à vide et principalement les revêtements des miroirs.

4.9 Ajustement des paramètres de STOKES

Les paramètres de Stokes ont déjà été introduits dans la section 1.3.1 par l'équation 1.7. La modélisation des éléments de notre système n'incluant pas de propriétés absorbantes, seuls les paramètres S_1 , S_2 et plus particulièrement S_3 nous intéressent, S_0 étant identiquement égal à 1.

Comme nous l'avons expliqué, les paramètres de Stokes sont mesurés par l'ellipsomètre, à l'aide de l'ajustement des intensités (section 4.6). Si nous désirons connaître la manière dont la polarisation est transportée d'un bout à l'autre du système optique, toujours dans le but d'avoir une estimation de la polarisation du faisceau laser à l'intérieur de la cavité, il nous faut modéliser la manière dont le système réagit en fonction de la polarisation incidente du faisceau laser, c'est à dire en fonction de la position angulaire du MOCO. Nous utiliserons pour cela, comme dans le cas de l'ajustement Aller-Retour, le théorème de Jones.

4.9.1 Présentation

Dans le cas de l'ajustement des intensités de l'ellipsomètre, nous avons énoncé une méthode pour déterminer la polarisation du laser en sortie de cavité, en supposant que le HBS et les deux miroirs orientés à 45 degrés situés en sortie de cavité ont une influence négligeable. Si maintenant nous désirons relier ces paramètres à la position angulaire du MOCO il nous faut introduire une matrice \mathcal{N}' similaire à la matrice \mathcal{N}_{AR} définie par l'équation 4.61, modélisant le passage par tous les éléments optiques entre le MOCO et

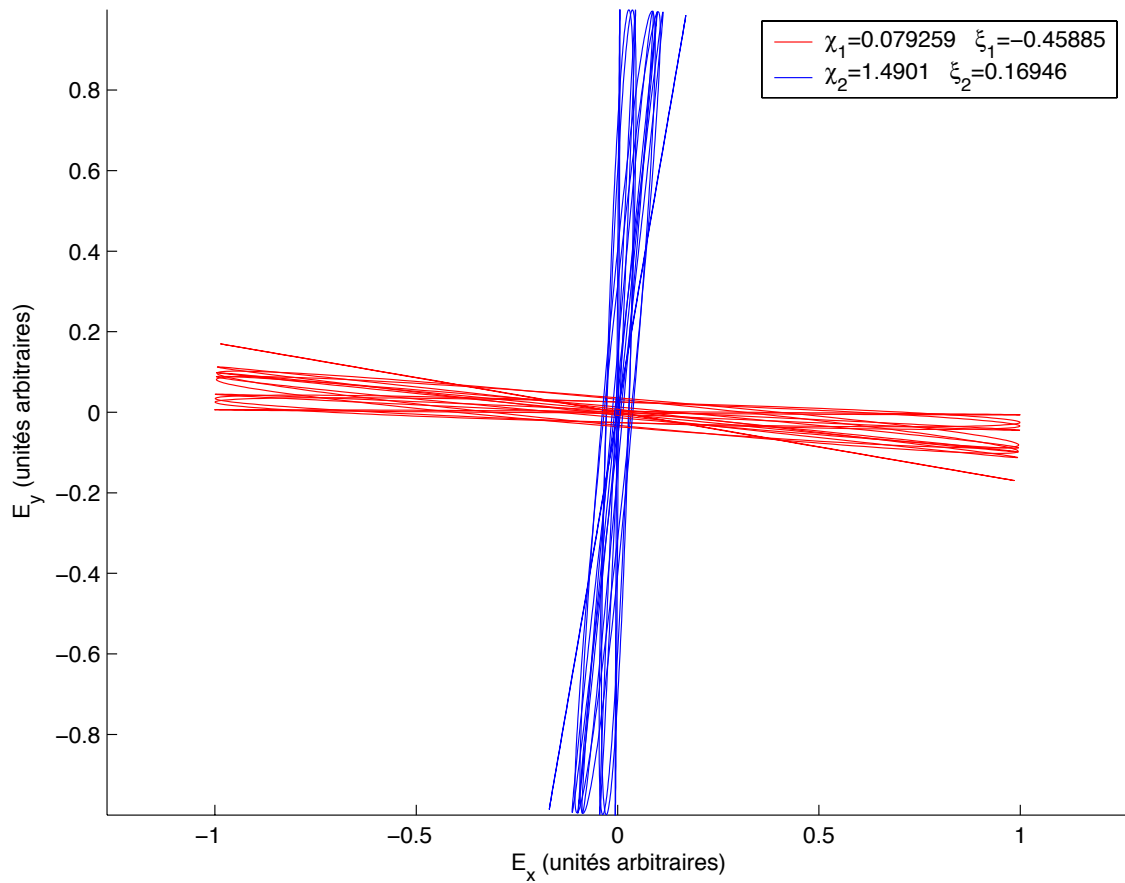


FIG. 4.35 – Ellipses de polarisation des vecteurs propres de la matrice \mathcal{N}_{AR} lorsque la cavité est asservie, et pour les cinq acquisitions indépendantes.

la QWP, y compris la cavité. Le théorème de Jones numéro III (cf. section 4.5) nous dit que la forme générale de \mathcal{N}' est :

$$\mathcal{N}' = S(w_4) \cdot S(w_3) \cdot G(\gamma_1) \cdot S(-w_3) \cdot S(w_2) \cdot P(p_1) \cdot S(-w_2) \cdot S(w_1) \cdot G(\gamma_2) \cdot S(-w_1) \cdot S(\theta_i + \Delta_\theta) \cdot MOCO_a(t_0, \epsilon) \cdot S(-\theta_i - \Delta_\theta) \quad (4.70)$$

Où, comme pour \mathcal{N}_{AR} les paramètres w_1, w_2, w_3 , sont des angles qui permettent de prendre en compte la position angulaire des deux lames de retard et d'un polariseur, les matrices $MOCO_a(t_0, \epsilon)$, S , G , P , sont définie dans la section 4.4, le paramètre Δ_θ permet de prendre en compte l'incertitude sur la position angulaire de référence du MOCO.

Le champ en sortie de cavité $\overrightarrow{\mathcal{E}^{scav}}$ est alors donné par :

$$\overrightarrow{\mathcal{E}^{scav}} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x^{scav} \\ \mathcal{E}_y^{scav} \end{pmatrix}_G \propto \mathcal{N}' \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_G \quad (4.71)$$

Cette fois-ci les quantités ajustées ne sont plus des intensités mais les paramètres de Stokes, ces paramètres étant reliés au champ $\overrightarrow{\mathcal{E}^{scav}}$ par les relations suivantes :

$$S_1^{th} = |\mathcal{E}_x^{scav}|^2 - |\mathcal{E}_y^{scav}|^2 \quad (4.72)$$

$$S_2^{th} = \mathcal{E}_x^{scav} \text{conj}(\mathcal{E}_y^{scav}) + \text{conj}(\mathcal{E}_x^{scav}) \mathcal{E}_y^{scav} \quad (4.73)$$

$$S_3^{th} = i(\mathcal{E}_x^{scav} \text{conj}(\mathcal{E}_y^{scav}) - \text{conj}(\mathcal{E}_x^{scav}) \mathcal{E}_y^{scav}) \quad (4.74)$$

la quantité à minimiser est alors :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left\{ \left(\frac{S_1^{th}(t_0, \epsilon, w_4, w_3, w_2, w_1, p_1, \gamma_1, \gamma_2, \theta_i, \Delta_\theta) - S_{1,i}}{\sigma_i^{S_1}} \right)^2 + \left(\frac{S_2^{th}(t_0, \epsilon, w_4, w_3, w_2, w_1, p_1, \gamma_1, \gamma_2, \theta_i, \Delta_\theta) - S_{2,i}}{\sigma_i^{S_2}} \right)^2 + \left(\frac{S_3^{th}(t_0, \epsilon, w_4, w_3, w_2, w_1, p_1, \gamma_1, \gamma_2, \theta_i, \Delta_\theta) - S_{3,i}}{\sigma_i^{S_3}} \right)^2 \right\} \quad (4.75)$$

Où $S_{1,i}, S_{2,i}, S_{3,i}$ sont les paramètres de Stokes issus de l'ajustement des intensités lorsque l'angle du MOCO $\theta = \theta_i$ et, $\sigma_i^{S_3}, \sigma_i^{S_2}, \sigma_i^{S_1}$ sont les écarts standard associés aux distributions des variations des paramètres de Stokes.

Les termes $\sigma_i^{S_3}, \sigma_i^{S_2}, \sigma_i^{S_1}$ sont calculés en propageant les erreurs obtenues lors de la minimisation de l'ajustement des intensités de l'ellipsomètre. Puisque les χ^2 minimum des ajustements des intensités de l'ellipsomètre varient légèrement en fonction de la position angulaire du MOCO (figure 4.25), les termes obtenus après la propagation ont été multipliés par la racine carrée du χ^2 correspondant. Les ajustements ayant le χ^2 minimum ont un poids plus important.

Le résultat d'un ajustement des paramètres de Stokes est montré sur les figures 4.36, 4.37, et 4.38. Sur ces figures on peut comparer la description des données pour différentes valeurs de la matrice \mathcal{N}' :

- L'indication idéale correspond au remplacement dans l'équation 4.71 de la matrice \mathcal{N}' par la matrice $\mathcal{N}'_{\text{idéal}}$ définie par :

$$\mathcal{N}'_{\text{idéal}} = S(\theta_i + \Delta_\theta) \cdot MOCO_{rm+a}(t_0, \epsilon) \cdot S(-\theta_i - \Delta_\theta) \quad (4.76)$$

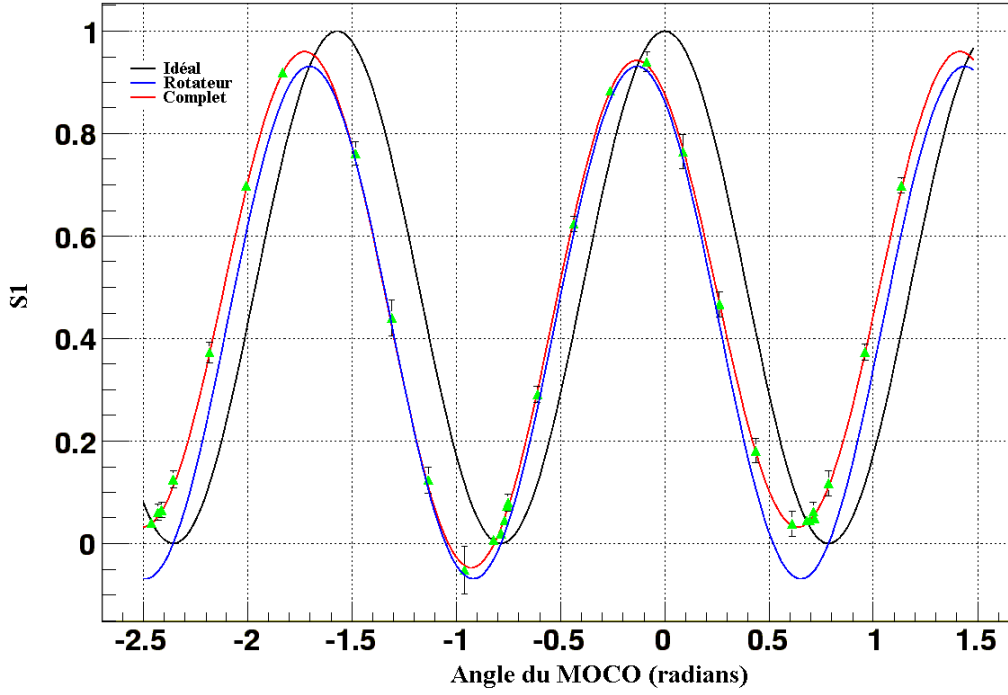


FIG. 4.36 – Ajustement du paramètre de Stokes S_1 en fonction de l'angle du MOCO, et pour différentes modélisation du système optique (voir texte) .

C'est à dire où l'on modélise le comportement du système uniquement par l'action du MOCO.

- L'indication rotateur correspond au remplacement dans l'équation 4.71 de la matrice \mathcal{N}' par la matrice $\mathcal{N}'_{\text{rot}}$ définie par :

$$\mathcal{N}'_{\text{rot}} = = S(w_4) \cdot S(\theta_i + \Delta_\theta) \cdot MOCO_{rm+a}(t_0, \epsilon) \cdot S(-\theta_i - \Delta_\theta) \quad (4.77)$$

C'est-à-dire que le système n'est décrit que par l'action du MOCO et d'un rotateur (c'est à dire un désalignement entre le Glan et le Wollaston).

On voit nettement que ces deux hypothèses sont insuffisantes et qu'il nous faut bien considérer le théorème III de Jones.

Tous les paramètres de la matrice \mathcal{N}' n'ont cependant pas le même intérêt. On constate que le résultat de la minimisation n'est pas affecté si l'on maintient γ_2 , w_1 , w_2 et ϵ à zéro. Toutes les possibilités du théorème III ne sont donc pas utilisées. L'expression que nous avons donc utilisée pour décrire nos données est donné par $\mathcal{N}'_{\text{complet}}$:

$$\mathcal{N}'_{\text{complet}} = = S(w_4) \cdot S(w_3) \cdot G(\gamma_1) \cdot S(-w_3) \cdot P(p_1) \cdot S(\theta_i + \Delta_\theta) \cdot MOCO_a(t_0, 0) \cdot S(-\theta_i - \Delta_\theta) \quad (4.78)$$

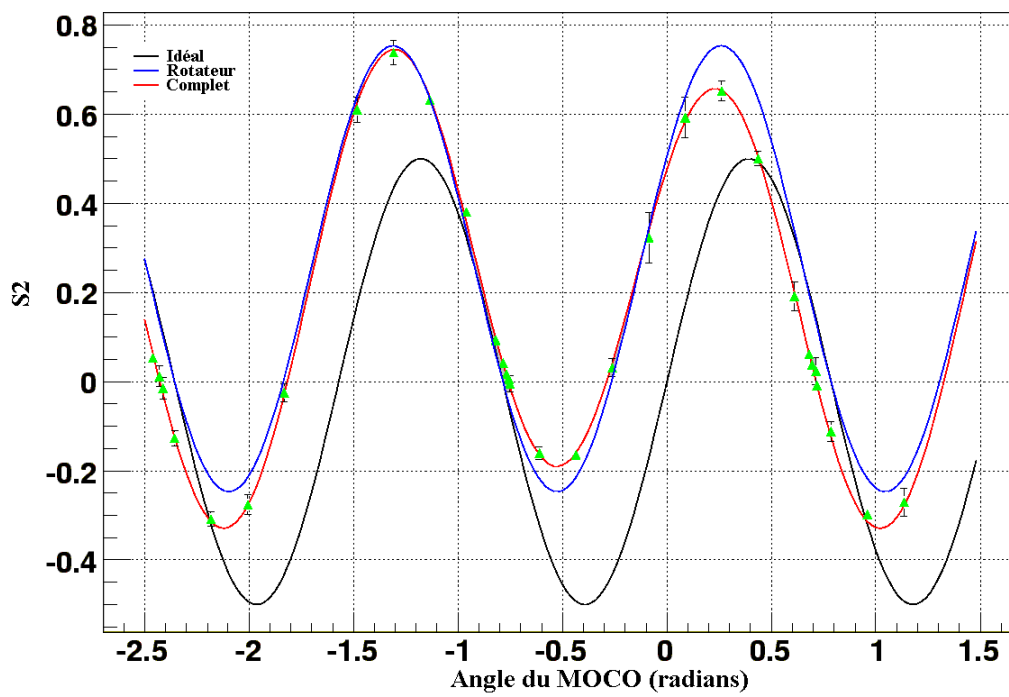


FIG. 4.37 – Ajustement du paramètre de Stokes S_2 en fonction de l'angle du MOCO, et pour différentes modélisations du système optique (voir texte).

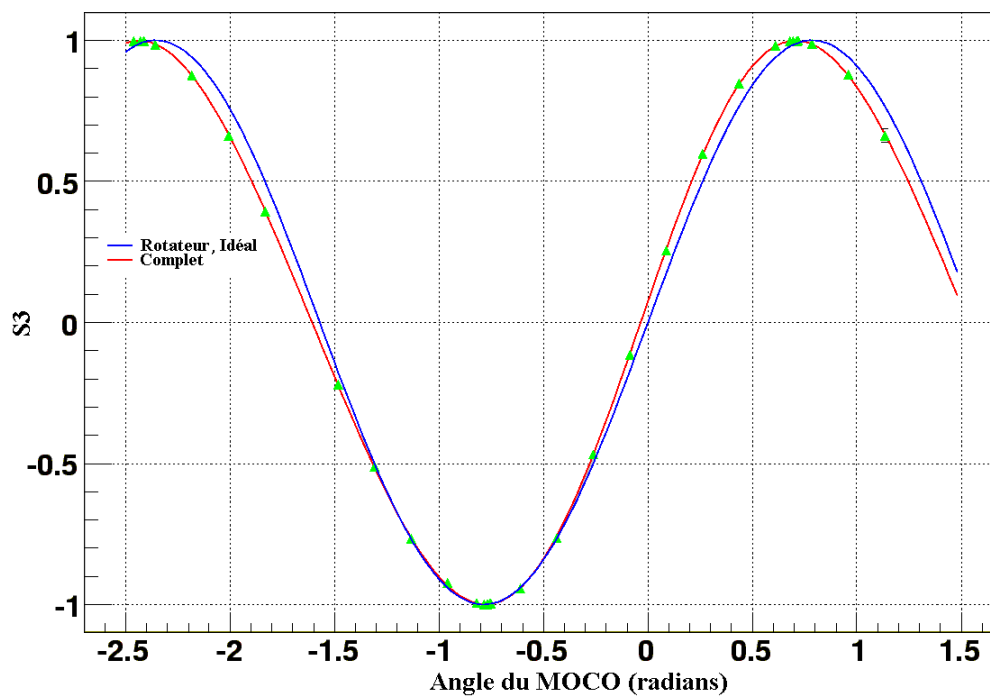


FIG. 4.38 – Ajustement du paramètre de Stokes S_3 en fonction de l'angle du MOCO, et pour différentes modélisations du système optique (voir texte).

4.9.2 Stabilité des valeurs déterminées par l'ajustement des paramètres de Stokes

Puisque nous nous intéressons à des mesures précises de la polarisation, il nous faut nous assurer de la stabilité des valeurs déterminées par le fit des paramètres de Stokes. De manière similaire à l'ajustement aller-retour, nous avons fait varier les différentes options concernant la manière dont les données sont ajustées. Les résultats de ces ajustements étant par définition dépendants de la valeur déterminée par l'ajustement des intensités de l'ellipsomètre, il y a possibilité d'agir soit sur les paramètres de ce fit, soit sur les paramètres du fit des intensités de l'ellipsomètre. Les paramètres ajustables en plus de ceux développés dans le cadre du fit aller retour sont :

- Déphasage du MOCO. Il est possible, comme nous l'avons introduit dans la section 4.4, d'ajuster le déphasage induit sur la polarisation du faisceau laser par la lame de quartz située dans le MOCO. Le paramètre qui permet de prendre en compte le changement de phase est t_0 . Nous noterons $t_0 : 1$ le cas où ce paramètre est ajusté et $t_0 : 0$ le cas où il ne l'est pas.
- Les erreurs associées aux paramètres de Stokes issues des ajustements des intensités mesurées par l'ellipsomètre. Comme nous l'avons remarqué dans la section 4.6.7, les χ^2 retournés pour chacun des ajustements associés à une position du MOCO ne sont pas égaux. Pour prendre en compte ce fait nous avons renormalisé les erreurs associées aux paramètres de Stokes par la racine carrée du χ^2 . Les variations des paramètres déterminés par le fit ont donc été étudiées dans le cas où la renormalisation a été prise en compte ($\Delta S = \Delta S \sqrt{\chi^2} : 1$) ou lorsque ce n'est pas le cas ($\Delta S = \Delta S \sqrt{\chi^2} : 0$). Le cas extrême où toutes les erreurs sur les paramètres de Stokes sont égales à 1 ($\Delta S = 1 : 1$) est également étudié.

En incluant les variations de l'ajustement aller-retour nous avons étudié au total douze variations, ces variations sont numérotées de 1 à 12 sur la table 4.4 qui les récapitule. L'évolution des paramètres en fonction du numéro de variation est représentée sur la figure 4.39.

Comme nous l'avons fait dans le cas de l'ajustement aller-retour, nous allons analyser les valeurs propres de la matrice \mathcal{N}' définie par l'équation 4.78, plutôt que les valeurs déterminées par l'ajustement, afin de s'affranchir des corrélations éventuelles entre paramètres.

Soit λ_1 et λ_2 les valeurs propres de la matrice \mathcal{N}' définie par l'équation 4.78. On a alors concernant le rapport module de ces valeurs propres (voir figure 4.40) :

$$\langle |\lambda_1/\lambda_2| \rangle = 1.0017 \pm 0.0048 \quad (4.79)$$

Leur argument valant :

$$\langle \text{argument}(\lambda_1) \rangle = -0.2219 \pm 0.0022 \quad (4.80)$$

Si les effets du dichroïsme semblent toujours compatibles avec les valeurs que l'on obtient dans le cas de l'ajustement aller-retour (cf. équation 4.64 et 4.68 lorsque la cavité est asservie) ce n'est pas le cas des effets de biréfringence. En effet, les arguments des

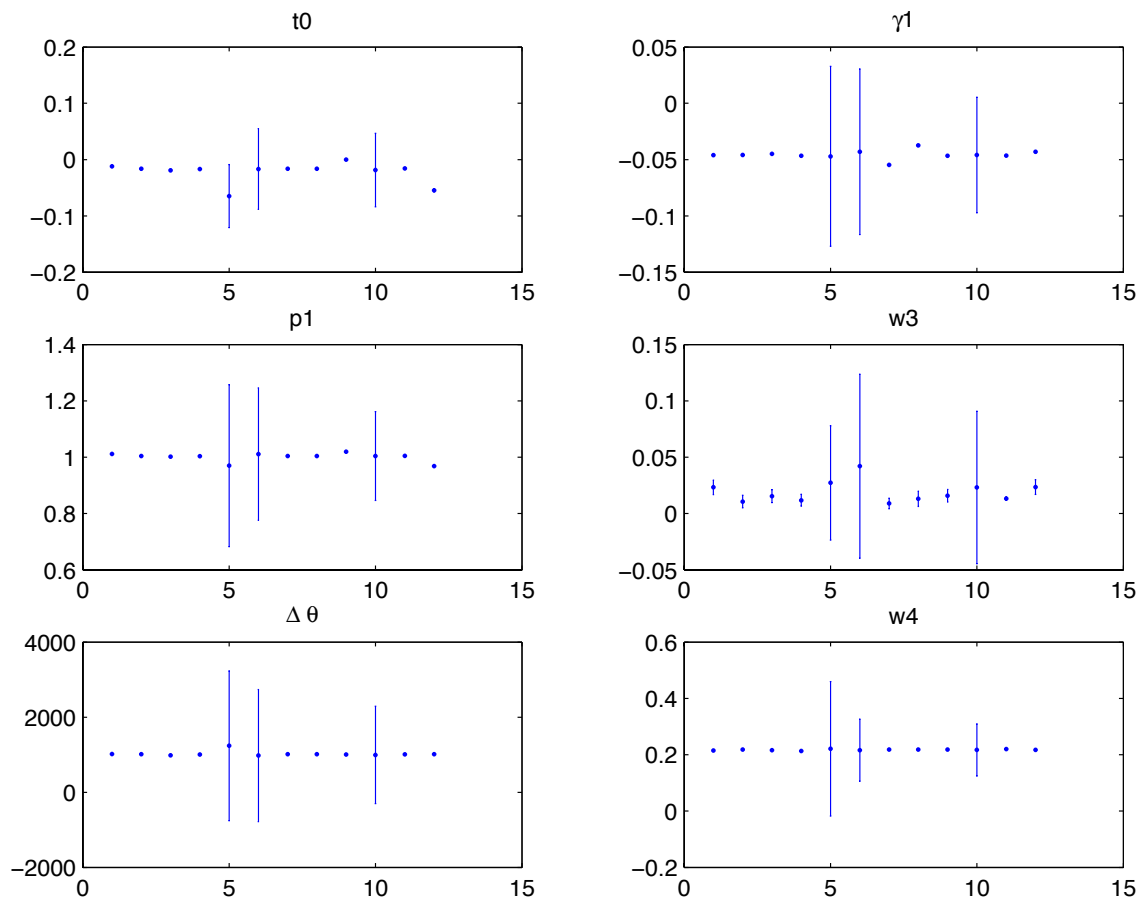


FIG. 4.39 – Paramètres issus de l’ajustement du théorème de Jones en fonction du numéro (voir table 4.4) correspondant au type de variation effectuée. Les six paramètres permettent de définir complètement la matrice $\mathcal{N}'_{\text{complet}}$ (cf. équation (4.78)).

Numéro	Valeurs des paramètres	Commentaire
1	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_M, \sigma = cste$ $t_0 : 1, \delta_f = 0, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	erreur sur R_1, R_2 constantes
2	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	fit de référence
3	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = 0, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité de la QWP
4	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = +5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité de la QWP
5	$\alpha\eta_\alpha :0, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	désalignements non fités
6	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :0, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = 0, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Sytématiques non fités
7	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = -1^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité du MOCO
8	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = +1^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Activité du MOCO
9	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 0, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :1$	Phase du MOCO
10	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :1, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :0$	Erreur fit Stokes=1
11	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_S, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SF}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :0$	Renormalisation par le χ^2
12	$\alpha\eta_\alpha :1, BM :1, g_{33} = -5.81 \cdot 10^{-6}, \delta = \delta_M, \sigma = \sigma^M + \sigma^{SL}$ $t_0 : 1, \delta_f = 0^\circ, \Delta S=1 :0, \Delta S=\Delta S\sqrt{\chi^2} :0$	Autre type d'erreur associé à R_1, R_2

TAB. 4.4 – Numéro correspondant au type de variation effectuée sur l'ajustement des données.

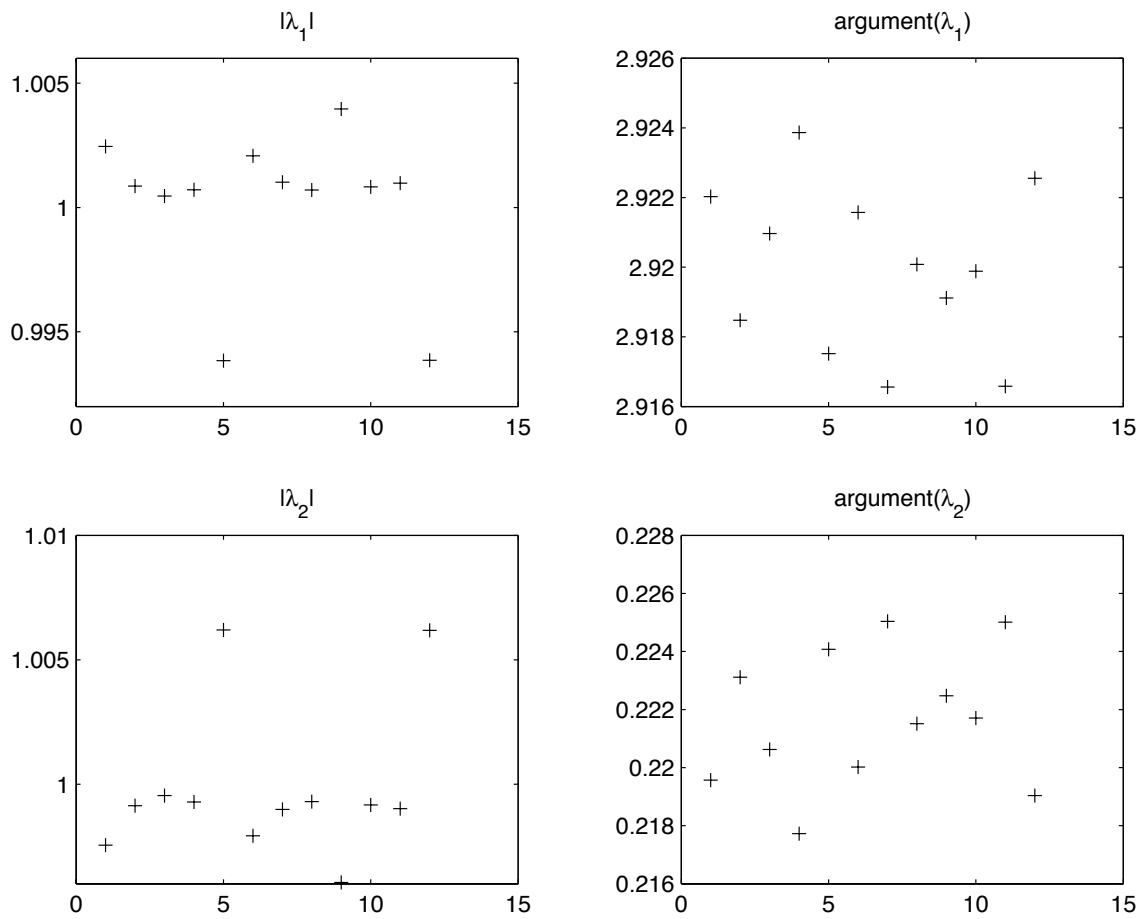


FIG. 4.40 – Module $|\lambda_1|$, $|\lambda_2|$ et phase $\text{argument}(\lambda_1)$, $\text{argument}(\lambda_2)$ des deux valeurs propres de la matrice de Jones $\mathcal{N}'_{\text{complet}}$ définie par l'équation 4.78 en fonction du numéro de variation défini sur la table 4.4.

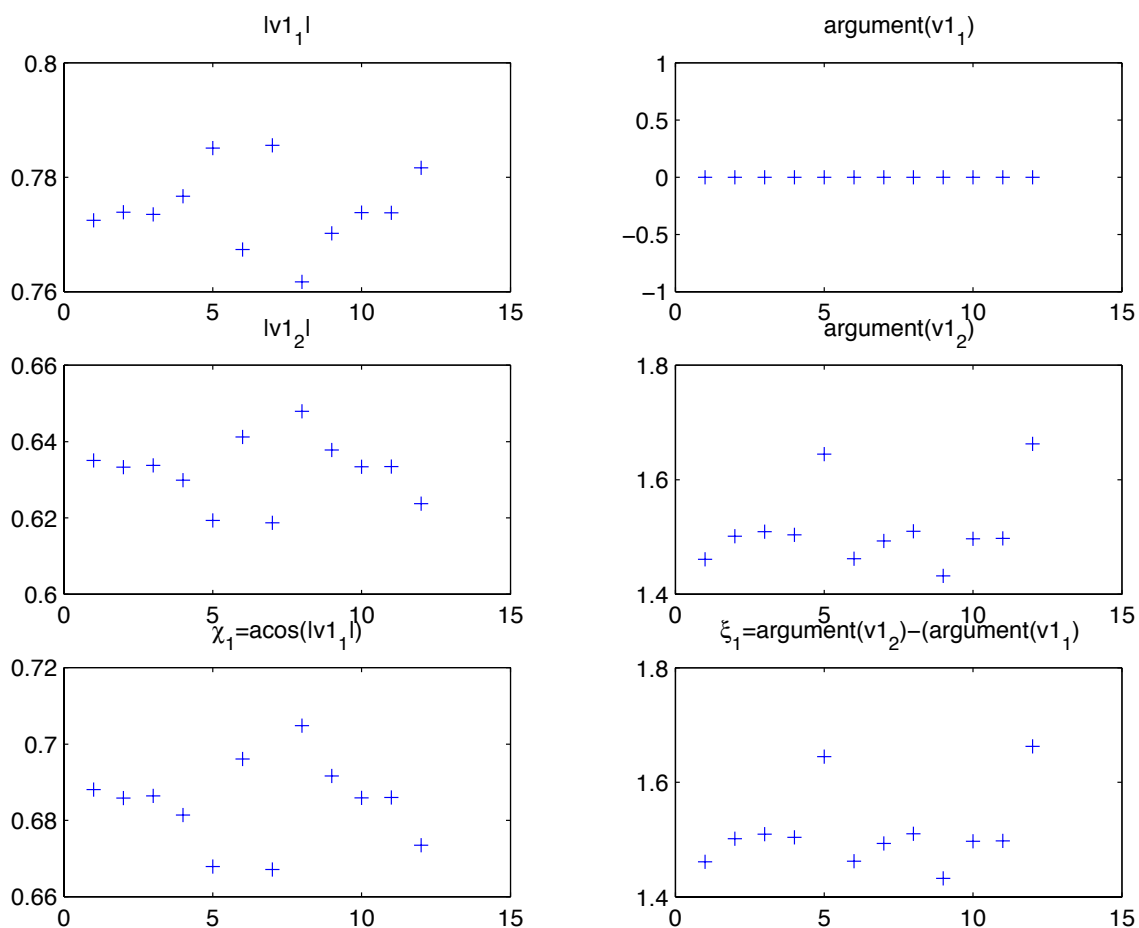


FIG. 4.41 – Module $|v_{1_1}|$, $|v_{1_2}|$ et phase $\text{argument}(v_{1_1})$, $\text{argument}(v_{1_2})$ des deux composantes v_{1_1} et v_{1_2} du vecteur propre v_1 associé à la valeur propre λ_1 (cf. figure 4.40) de la matrice de Jones $\mathcal{N}'_{\text{complet}}$ (définie par l'équation 4.78) en fonction du numéro de variation défini sur la table 4.4. Les deux paramètres $\chi_2 = \text{acos}(|v_{1_1}|)$ et $\xi_2 = \text{argument}(v_{1_2}) - \text{argument}(v_{1_1})$ permettent d'écrire le vecteur propre v_2 sous une forme similaire à celle de l'équation 4.22.

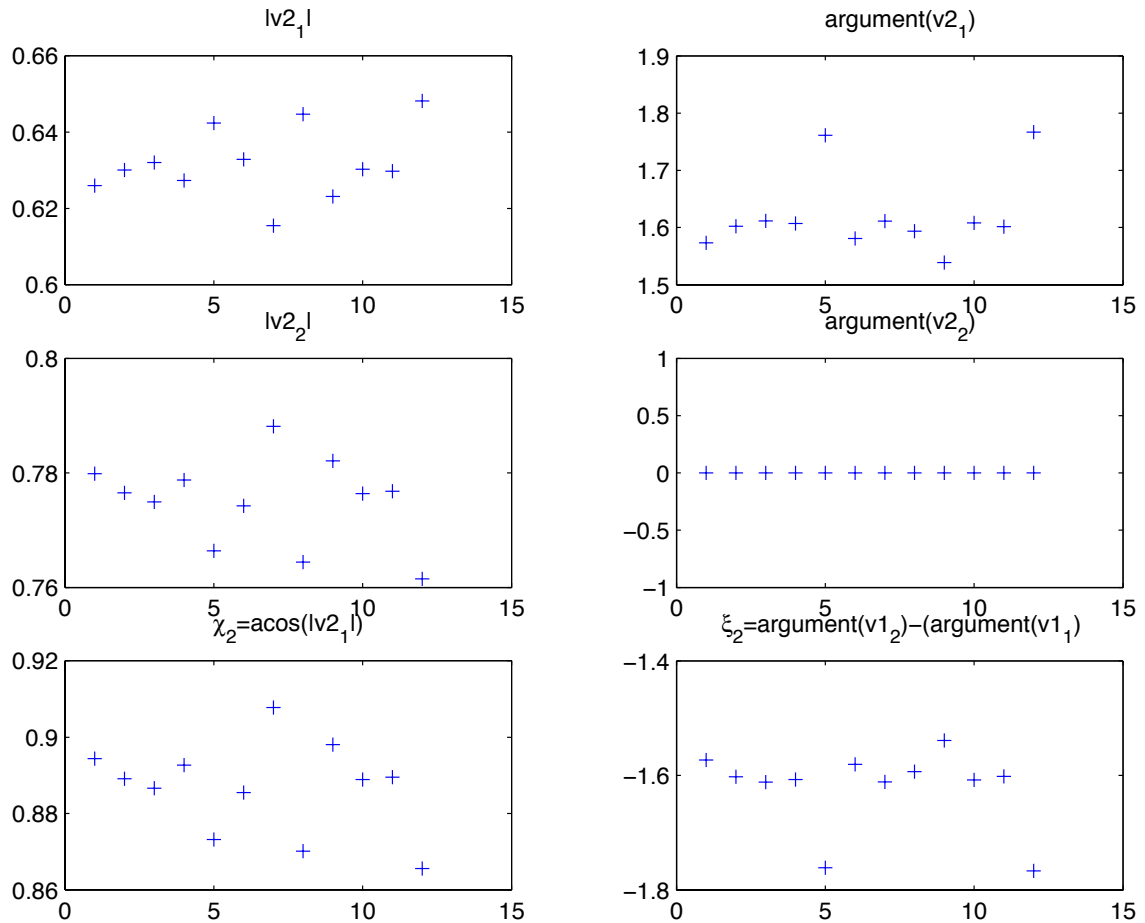


FIG. 4.42 – Module $|v_{2_1}|$, $|v_{2_2}|$ et phase $\text{argument}(v_{2_1})$, $\text{argument}(v_{2_2})$ des deux composantes v_{2_1} et v_{2_2} du vecteur propre v_2 associé à la valeur propre λ_2 (cf. figure 4.40) de la matrice de Jones $\mathcal{N}'_{\text{complet}}$ (définie par l'équation 4.78) en fonction du numéro de variation défini sur la table 4.4. Les deux paramètres $\chi_2 = \text{acos}(|v_{2_1}|)$ et $\xi_2 = \text{argument}(v_{2_1}) - \text{argument}(v_{2_2})$ permettent d'écrire le vecteur propre v_2 sous une forme similaire à celle de l'équation 4.22.

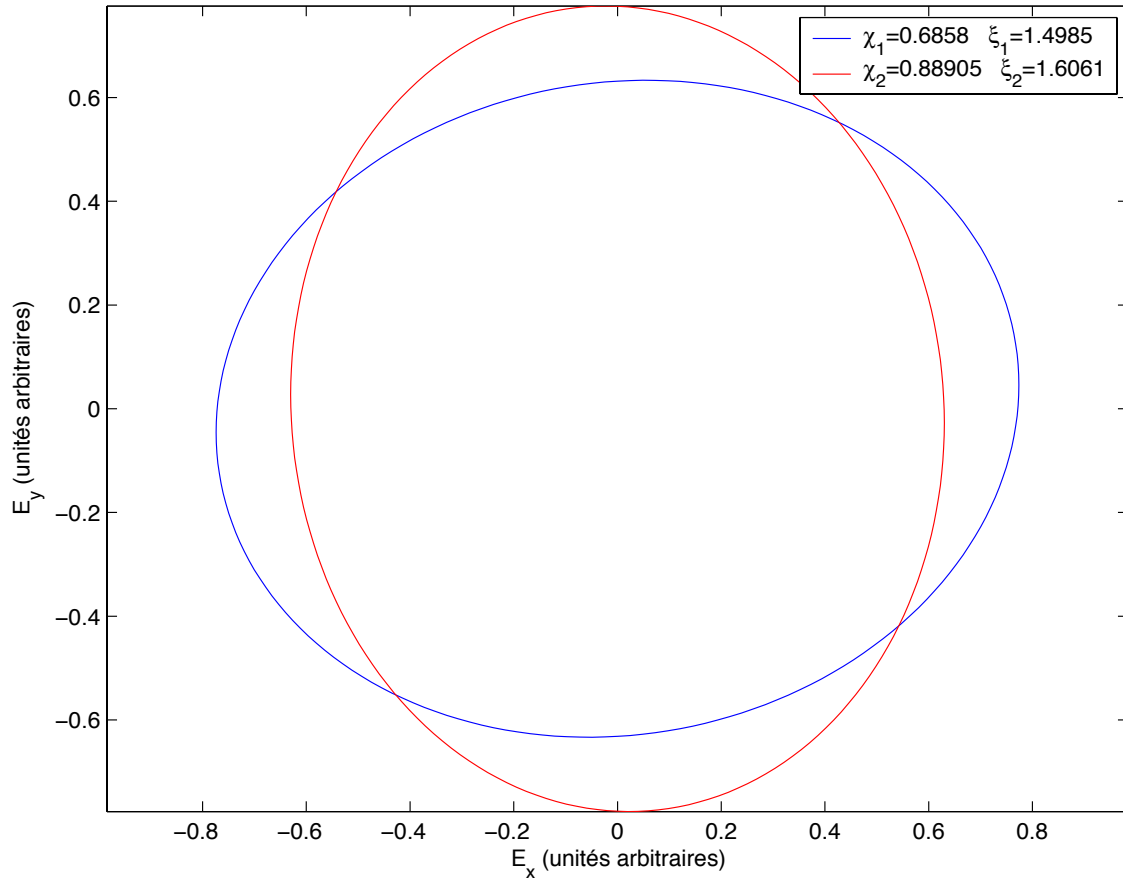


FIG. 4.43 – Ellipses de polarisation associées aux deux vecteurs propres de la matrice de la matrice de Jones $\mathcal{N}'_{\text{complet}}$ (définie par l'équation 4.78) dont les paramètres sont ceux de l'ajustement de référence (numéro 2 sur la table 4.4.

valeurs propres diffèrent d'environ 200mrad . Cette valeur est imputable aux miroirs de la cavité. En effet, le déphasage entre les composantes du champ créée par un miroir est de l'ordre de quelques 10^{-6} rad par réflexion. Sachant, comme nous l'avons déjà précisé, que le nombre de réflexions sur les miroirs augmente l'effet, on estime qu'il suffit que le déphasage crée par les miroirs soit de $5 \cdot 10^{-6}$ pour obtenir 200mrad .

Les ellipses de polarisation des deux vecteurs propres associés aux deux valeurs propres λ_1 et λ_2 pour les douze variations de la table 4.4 sont représentées sur la figure 4.43. On constate que les ellipses de polarisation de ces vecteurs propres sont beaucoup plus oblates que celles des figures 4.35 et et 4.33. Ces ellipses sont presque des cercles, cela montre bien que la cavité augmente les effets de biréfringence.

4.10 Transport de la polarisation

La connaissance de la manière dont la polarisation est transportée nous permet de donner une estimation de la valeur de la polarisation du faisceau laser à l'intérieur de la cavité.

Nous savons que le degré de polarisation à l'entrée de l'ellipsomètre est donné par

l'ajustement des intensités mesurées par les photodiodes de l'ellipsomètre (cf. section 4.6) et vaut :

$$\begin{aligned} S_{3,ell}^+ &= 0.998 \pm 0.0003 \pm 0.003 \\ S_{3,ell}^- &= -0.999 \pm 0.0005 \pm 0.003 \end{aligned} \quad (4.81)$$

Le degré de polarisation à l'entrée de la cavité est donné par l'ajustement aller-retour décrit dans la section 4.7, et vaut :

$$\begin{aligned} S_{3,avt}^+ &= 0.9983 \pm 0.0004 \\ S_{3,avt}^- &= -0.9983 \pm 0.0004 \end{aligned} \quad (4.82)$$

La valeur réelle à l'intérieur de la cavité se situe entre ces deux valeurs.

Dans le premier cas, si nous considérons que la valeur du degré de polarisation en entrée de l'ellipsomètre est égale au degré de polarisation à l'intérieur de la cavité, nous faisons l'approximation que les éléments en sortie de cavité ont une influence négligeable. En faisant cette hypothèse nous introduisons un biais, mais ce biais est très petit car le plus grand soin a été pris pour éviter les biréfringences parasites dans cette partie du montage. Dans ce cas la matrice de transfert de la cavité \mathcal{N}_c est reliée aux matrices \mathcal{N}_{AR} (équation 4.78) et $\mathcal{N}'_{complet}$ définie par l'équation 4.78 par la relation :

$$\mathcal{N}'_{complet} = \mathcal{N}_c \cdot \mathcal{N}_{AR} \implies \mathcal{N}_c = \mathcal{N}'_{complet} \cdot \mathcal{N}_{AR}^{-1} \quad (4.83)$$

A l'aide de cette hypothèse on peut se faire une idée de l'influence de la cavité sur la transport de la polarisation. Les ellipses associées aux vecteurs propres cette matrice sont représentées sur la figure 4.44. Pour tracer ces ellipses, nous avons utilisé les deux vecteurs propres de la matrices $\mathcal{N}'_{complet}$ correspondant à l'ajustement de référence des paramètres de Stokes (numéro 2 sur la table 4.1), ainsi que les différentes valeurs des paramètres de la matrice \mathcal{N}_{AR} obtenues pour les quinze acquisitions indépendantes. On retrouve le résultat de la section précédente qui est de dire que la cavité introduit des effets de biréfringence.

Lors de la prise des données, la polarisation du laser change périodiquement allant de S_3^+ à S_3^- et inversement. Le passage entre ces deux états de polarisation étant réalisé en changeant la position angulaire du MOCO. Ces positions angulaires on été définies de telle sorte que le degré de polarisation circulaire soit maximisé en valeur absolue pour ces deux positions au niveau de l'ellipsomètre. Car nous pensons que le degré de polarisation circulaire à l'intérieur de la cavité est très proche de celui que nous mesurons avec l'ellipsomètre.

Pour estimer l'intervalle sur lequel la valeur de la polarisation peut varier, nous pouvons prendre le contre pied de l'hypothèse que nous avons énoncée au début de ce chapitre, c'est à dire que nous considérons que la polarisation à l'intérieur de la cavité est donnée par la polarisation en entrée de cavité. Cette hypothèse est très erronée puisque nous avons vu que la cavité pouvait être la source d'effet de biréfringence important. Si nous faisons cette hypothèse et que les paramètres restent optimisés pour maximiser le degré de polarisation du faisceau laser avant l'ellipsomètre nous réalisons une erreur systématique. Pour l'évaluer il nous suffit de superposer le degré de polarisation obtenu à l'aide de l'ajustement sur les mesures en entrée de cavité, et le degré de polarisation obtenu par

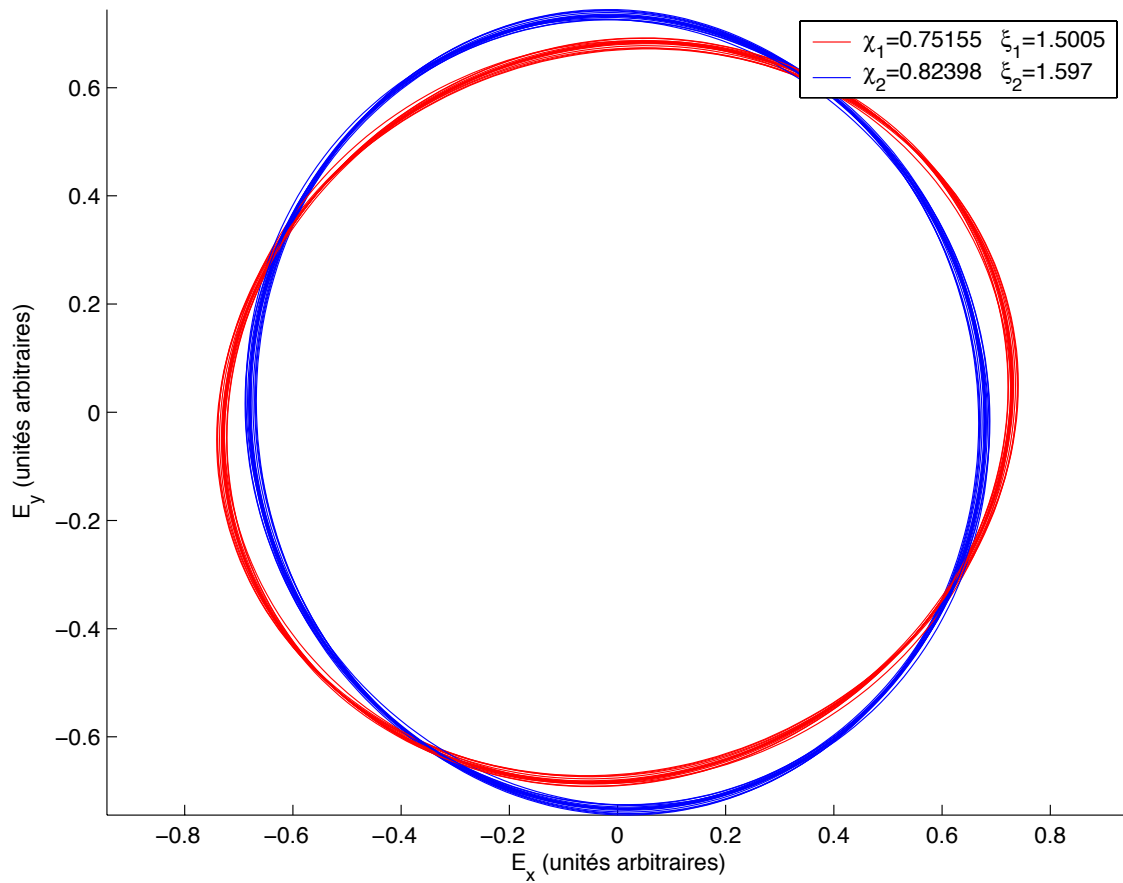


FIG. 4.44 – Ellipses de polarisation associées aux vecteurs propres (voir texte) de la matrice \mathcal{N}_c de la cavité définie dans l'équation 4.83.

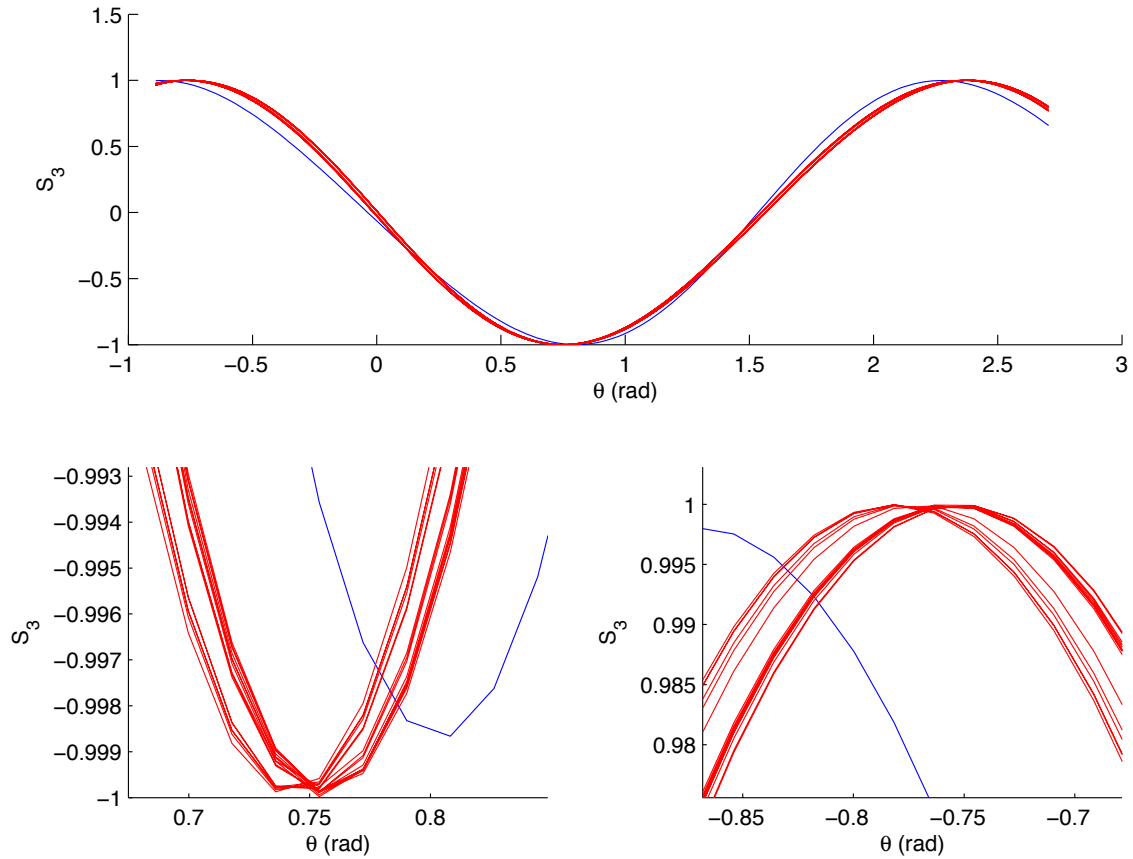


FIG. 4.45 – En rouge : superposition du degré de polarisation circulaire obtenue à l’aide de l’ajustement aller-retour, pour l’ensemble des seize acquisitions indépendantes en fonction de l’angle du MOCO. En bleu ajustement des paramètres de Stokes à l’aide des données mesurées par l’ellipsomètre en fonction de l’angle du MOCO θ . Le graphe en bas à gauche est un zoom sur le minimum du degré de la polarisation circulaire. Le graphe en bas à droite est un zoom sur l’un des maxima du degré de la polarisation.

les mesures de l’ellipsomètre en fonction de la position angulaire du MOCO. C’est ce que nous avons fait sur la figure 4.45. A partir de cette figure nous pouvons dire que le degré de polarisation circulaire S_3^+ est compris entre 100% et 99.4% environ. De la même manière S_3^- est compris entre 100% et 98 % environ. Ces valeurs sont bien entendu surestimées en raison des hypothèses extrêmes que nous avons choisies. De plus en faisant cela nous supposons que les positions du MOCO sont compatibles pour l’ajustement aller-retour et pour l’ajustement des paramètres de Stokes, ce qui n’est évidemment pas garanti pour les raisons que nous avons déjà invoquées.

4.11 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une des premières estimations de la valeur de la polarisation à l’intérieur de la cavité. Nous avons pour cela utilisé plusieurs ajustements qui ont montré que nous maîtrisions bien, d’une manière générale, comment la polarisation se transporte d’un bout à l’autre de la ligne optique. Néanmoins même si nous

supposons que les deux miroirs à 45° situés après la cavité et le HBS ont une influence faible sur la polarisation du faisceau laser, le fait de ne pas avoir mesuré précisément leur valeur nous a conduit à introduire des incertitudes systématiques de l'ordre du pour cent. Ces systématiques sont très importantes en regard de la précision de trois pour mille avec laquelle nous mesurons le degré de polarisation circulaire du faisceau laser. Les valeurs de ces systématiques sont donc amenées à diminuer fortement dès lors que nous mesurerons l'effet du HBS et des deux miroirs à 45° sur la polarisation. Pour cela il nous suffit simplement d'introduire un Glan destiné à cet effet en sortie de cavité (il s'agit du Glan de sortie sur la figure 2.17). Ainsi il sera possible de mesurer, à l'aide de l'ellipsomètre, l'influence réelle des miroirs. Néanmoins, nous pensons que ce biais est négligeable et que la polarisation dans la cavité est donnée par les équations 4.81. Cette mesure est dans la liste des choses à faire depuis longtemps. Elle n'a pas encore été faite en raison des conditions expérimentales particulières que sont celles d'un accélérateur. Les possibilités d'accès à l'appareillage sont en effet très limitées.

Chapitre 5

Mesure de la polarisation des électrons

5.1 Introduction

Ce chapitre présente une analyse « off-line » des données notre polarimètre. A cause des problèmes de hardware auxquels nous avons dû faire face nous n'avons été capables d'utiliser notre DAQ régulièrement qu'après Juin 2006. L'analyse « off-line » présentée ici a été appliquée aux données prises entre juillet 2006 et octobre 2006. Le but de cette analyse est en deux volets : définir une procédure d'ajustement permettant de déterminer la polarisation du faisceau d'électrons et identifier les principales sources d'erreurs systématiques.

Il doit être remarqué ici qu'une analyse plus raffinée est en cours dans notre groupe au moment où ce document est rédigé.

Nous commencerons par une présentation de l'électronique d'acquisition. Après avoir précisé le comportement et les difficultés rencontrées lors de sa mise en route, nous présenterons la couche logicielle associée au système d'acquisition que nous avons utilisé. Notre travail sur la DAQ constitue une partie importante du travail de thèse puisque nous avons rencontré beaucoup de problèmes expérimentaux. Dans la section 5.5, notre modèle pour le signal et le bruit de fond associé à la mesure de la polarisation longitudinale des leptons est présenté. Notre procédure d'ajustement de la polarisation des électrons/positrons y est aussi décrite. Les résultats sur la mesure de cette polarisation ainsi que les études systématiques sont donnés dans la section 5.6. Enfin dans la partie 5.8 nous donnons une annexe mathématique qui décrit l'estimateur statistique que nous avons utilisé afin d'estimer la valeur de la polarisation des particules.

5.2 Présentation de l'électronique d'acquisition DAQ

L'électronique d'acquisition (DAQ) est une électronique différente de celle du système d'asservissement dont nous venons de parler. Son but est de mesurer, transmettre, stocker et traiter les signaux électriques issus des photodétecteurs. En effet, selon le type de calorimètre qui sera utilisé, soit le calorimètre en fibre de quartz soit le calorimètre sandwich (alternant successivement une couche de scintillateur et une couche de tungstène) un ou plusieurs signaux seront produits en même temps.

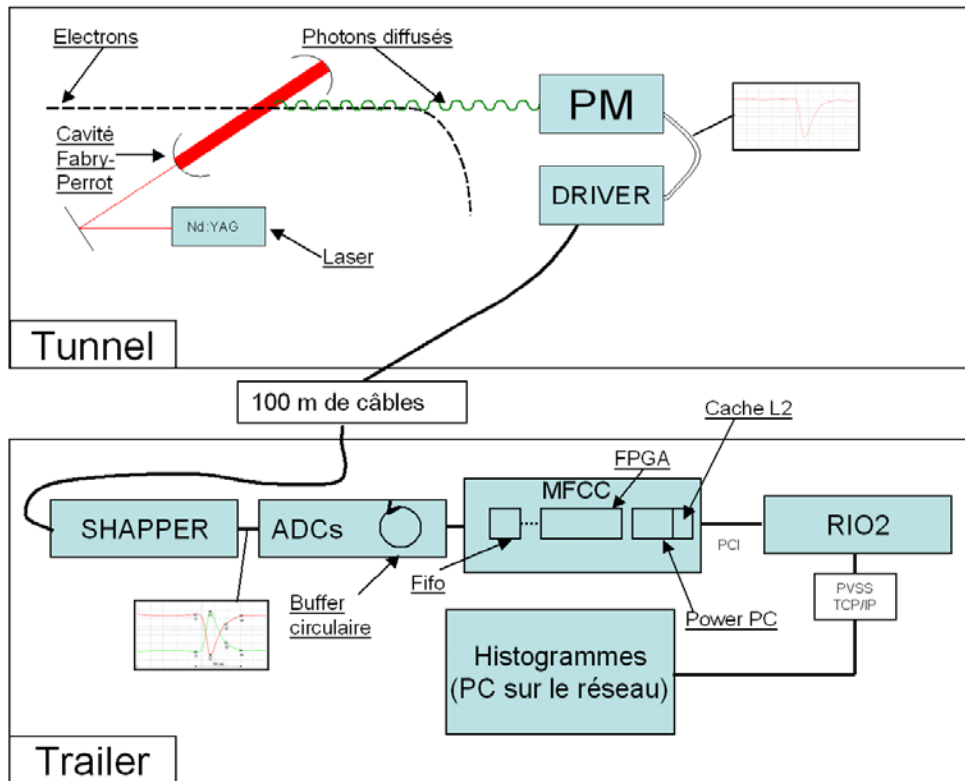


FIG. 5.1 – Schéma représentant une partie de l'électronique présente autour de la cavité Fabry-Perrot. Les signaux SLOW et FAST sont des corrections apportées à la fréquence du laser Nd :YAG. Les photons recueillis dans un photomultiplicateur (PM) à l'intérieur du tunnel produisent des signaux électriques qui sont amplifiés par le DRIVER afin d'être acheminés dans le TRAILER où ils seront mis en forme par le SHAPER puis numérisés par les ADCs (Analog to digital Converter). Enfin la production d'histogrammes sera possible par l'utilisation de plusieurs processeurs de type PowerPc (PPCs) .

Les deux parties de cette DAQ sont installées en deux endroits différents. Dans le tunnel tout d'abord, il s'agit d'une électronique de type analogique qui recueille les signaux du calorimètre. Dans le « trailer » cf. §1 ensuite, où elle est essentiellement de type numérique voir figure 5.1.

Comme nous l'avons déjà expliqué précédemment la répartition des électrons n'est pas uniforme dans l'accélérateur mais en paquets. La période qui sépare le passage de deux paquets consécutifs est de 96 ns. Sachant que tous les photons arrivant sur le calorimètre sont susceptibles de transporter de l'information, il faut tous les considérer et n'en rejeter aucun. Cela implique que la DAQ doit être capable de traiter les données en moins de 96 ns. Les éléments qui sont au début de la chaîne de l'acquisition sont les photomultiplicateurs (PMs). Sur la figure 5.2 on voit que le signal de sortie d'un PM dans le cadre d'un fonctionnement normal est pour l'essentiel contenu dans un intervalle de 96ns, on évite ainsi tout phénomène d'empilement. Ces signaux avant d'être acheminés dans le trailer sont amplifiés au travers d'une carte appelée DRIVER (cf. 5.2.1). Une fois arrivés dans le trailer (100 mètres plus loin) ils sont mis en forme par un module analogique appelé SHAPER (cf. 5.2.1 puis convertis en signaux numériques par les ADCs (Analog to Digital

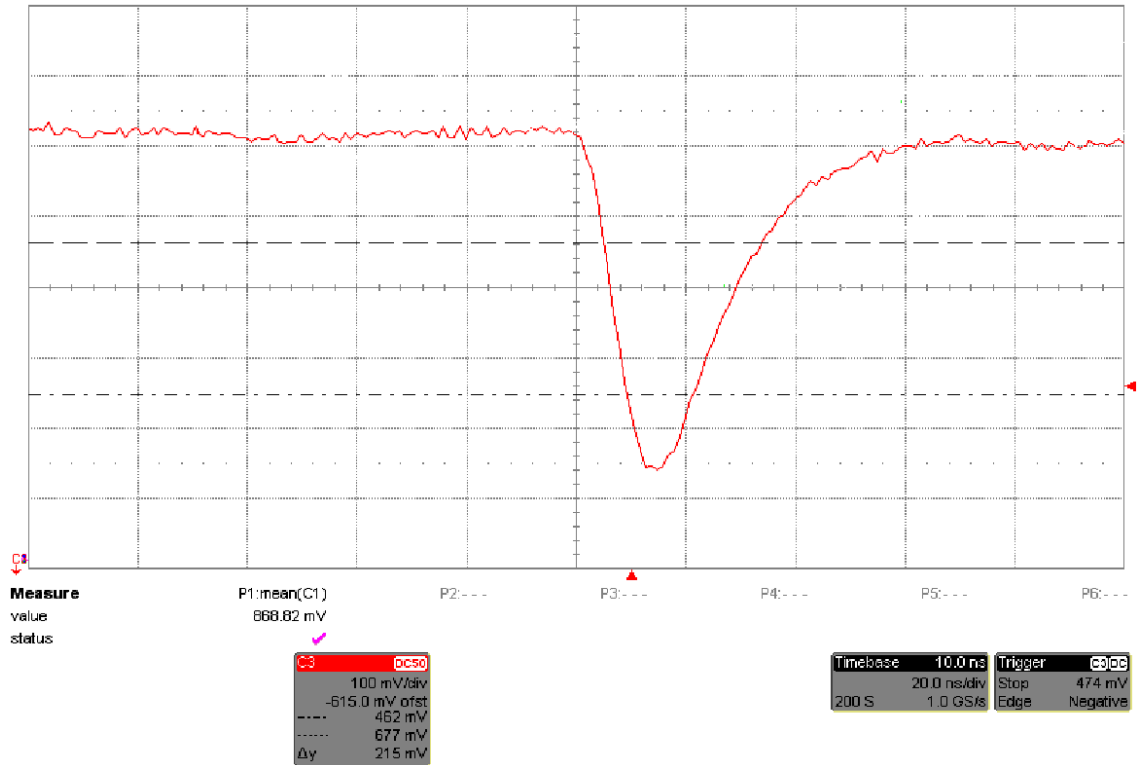


FIG. 5.2 – Graphe représentant la tension typique de sortie d’un photomultiplicateur du calorimètre après amplification au niveau du DRIVER en fonctionnement normal en fonction du temps. Chaque division horizontale représente un intervalle de 20ns. On observe que le signal est contenu dans un intervalle de 96 ns

Converter) voir figure 5.1. Une fois que les signaux analogiques ont été numérisés ils sont stockés sous une mémoire que viendra relire une carte de type MFCC (MultiFuction Computing Core). Cette carte possède un processeur de type PowerPc et une mémoire de type FIFO (First In First Out) lui permettant d’effectuer des opérations mathématiques telle que l’histogrammation de données à une vitesse compatible avec nos besoins. Il faut enfin analyser ces histogrammes afin d’extraire la polarisation des électrons de la machine HERA. La configuration que nous avons choisie est une configuration très répandue dans l’industrie et en physique des particules, il s’agit de l’utilisation d’un châssis VME (Versa Module Eurocard) voir figure 5.3. Le bus VME est un bus multiprocesseur standardisé, il est asynchrone, possède une capacité d’adressage de 4 Giga octets et sa vitesse maximale de transfert de données est de 160 Méga octets par seconde.

5.2.1 DRIVER, SHAPER et ADCs

La carte DRIVER est un amplificateur développé par le LAL [41], son Gain est de 10 sur 50 ohms. Il possède quinze voies dont une voie de référence qui n’est pas connectée à un PM, et qui est utilisée pour soustraire d’éventuels bruits électriques qui pourraient s’ajouter avec le signal le long des 100 mètres de câble. Ces bruits électroniques correspondent à des fluctuations basse fréquence en mode commun voir section 5.3. Ces fluctuations sont probablement issues de variations de champs magnétiques dans les boucle

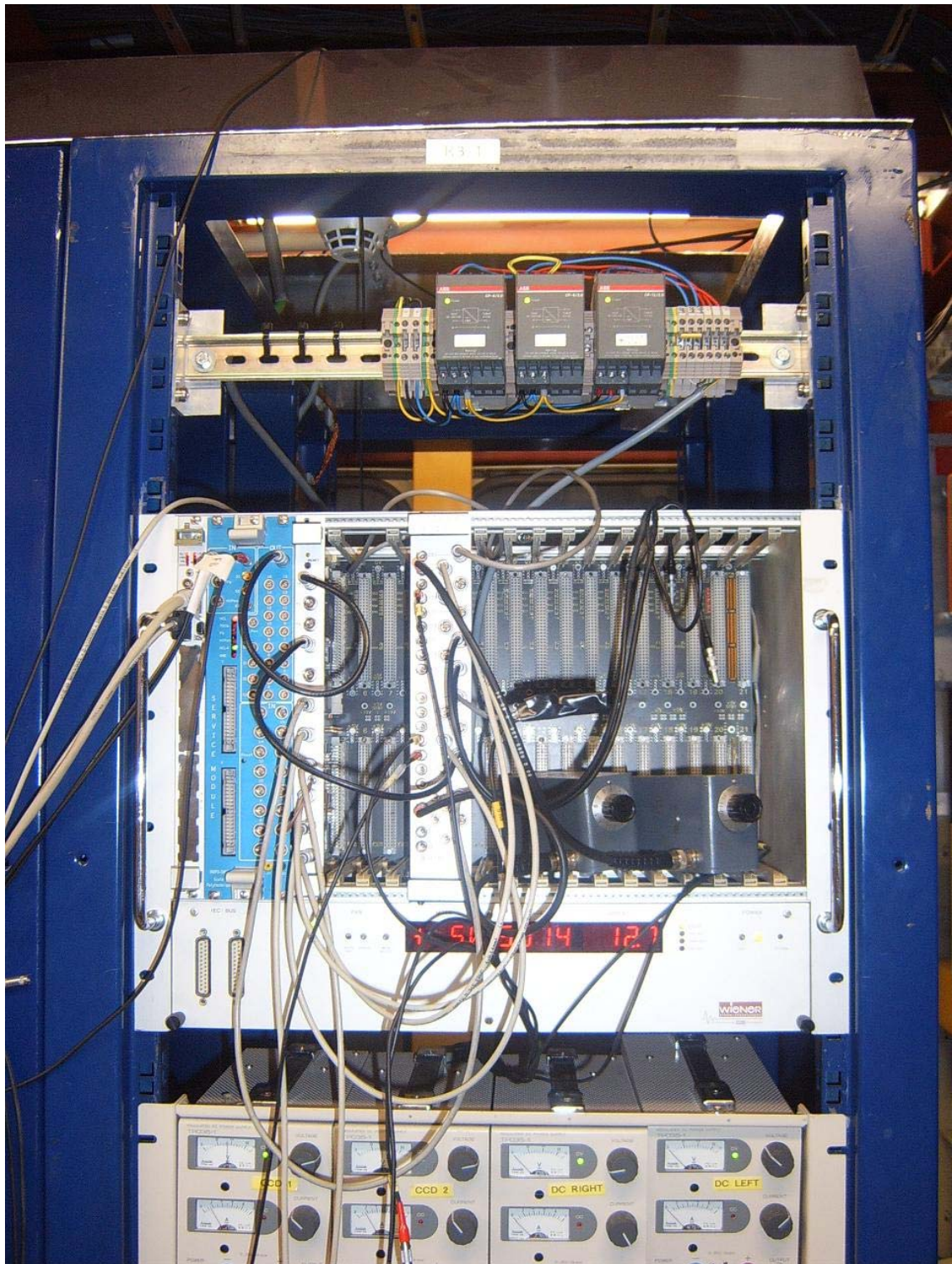


FIG. 5.3 – Photo du chassis VME.

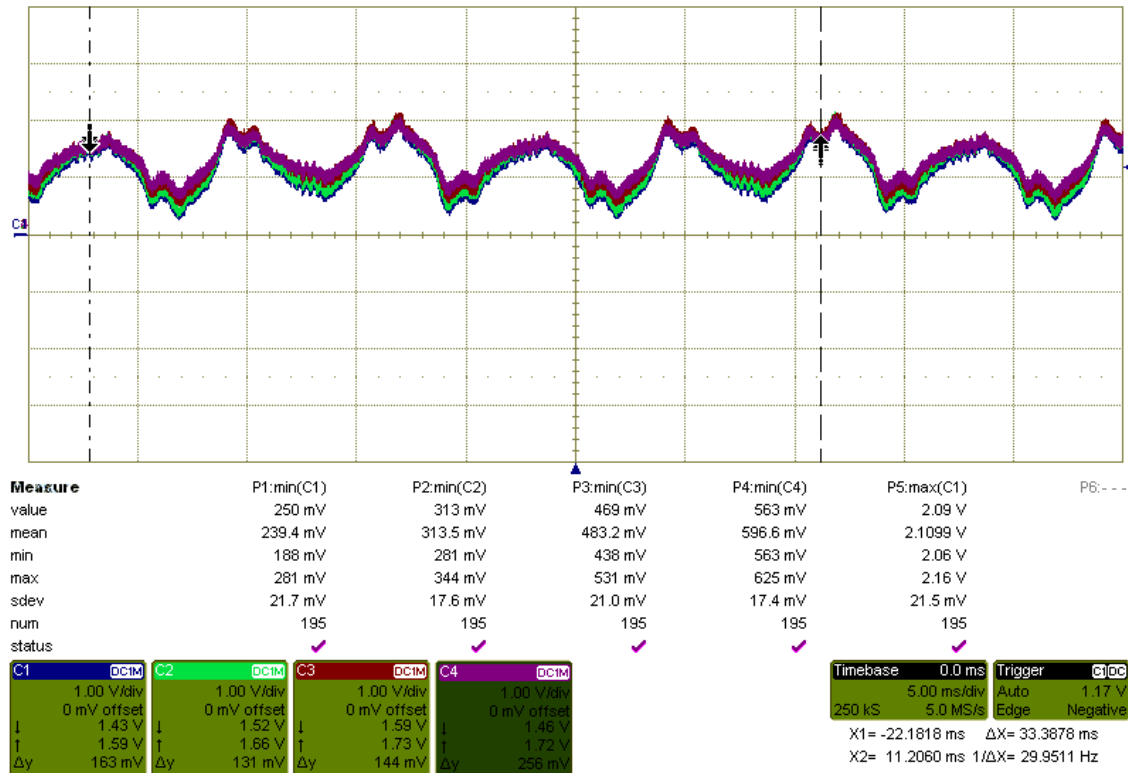


FIG. 5.4 – Copie d'écran d'un oscilloscope mesurant la tension de sortie des quatre photomultiplicateurs du calorimètre à fibres de quartz, après amplification par le DRIVER et 100 mètres de câble lorsque l'accélérateur ne fonctionne pas. La durée matérialisée par les traits en pointillé superposée de deux flèches verticales vaut 30.4 ms. sachant que cela correspond environ à cinq périodes, cela nous donne un harmonique principal dont la fréquence est de l'ordre de 150 Hertz.

de masse. Nous reviendrons sur ce point plus en détail dans la section 5.3.1.2. On s'attend donc à des fréquences de l'ordre du Hertz comme on peut le voir sur la figure 5.4, où la fréquence principale est autour de 150 Hertz. Ceci est dû au fait qu'un grand nombre d'alimentations à l'intérieur du tunnel fonctionne en triphasé.

La soustraction de ce bruit est réalisée à l'intérieur du trailer par le SHAPER. Ce module comporte lui aussi 15 voies incluant celle de référence. Il a aussi pour but de mettre en forme le signal de sorte que celui-ci soit dans le bon intervalle de valeur, entre 0 et 2V, en accord avec les plages des ADCs (Analog to Digital Converters), et de transformer le signal d'entrée en un signal différentiel voir figure 5.5. Une autre fonction de ce module est de compenser la perte et la déformation due à l'effet de peau et à la traversée des 100 mètres de câble. Il possède donc un gain légèrement supérieur à 1 (proche de 2). La mise en forme a lieu de manière à s'assurer que l'intégralité du signal provenant des PMs après passage dans les câbles puis amplification par le SHAPER reste contenue dans un intervalle de 96 ns. Le critère retenu pour cela est que la valeur du signal (après amplification du SHAPER), 96 ns après le début du pulse, n'excède pas 1% du maximum.

Une fois que les signaux sont mis en forme ils sont transférés vers les entrées des ADCs. Ces ADCs ont été développés au sein du service électronique du LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies) situé sur le site de l'université de Jussieu. Ces

ADCs sont implantés dans une carte VME (voir figure 5.3) comportant 8 voies, donc 8 ADC AD 9224 capables de convertir un signal analogique en signal numérique de 12 bits toutes les 24 ns. Compte tenu de l'importante capacité de ces ADCs (12 bits servent en effet à décrire tous les entiers en 0 et 2048 ce qui représente sur 2V un pas de 1 mV), il convient donc de minimiser au maximum les bruits électriques. C'est pour ces raisons que ces ADCs ont été conçus pour fonctionner en mode différentiel, c'est-à-dire qu'au lieu de numériser simplement le signal provenant du DRIVER, c'est la demi-différence de ce signal avec son complémentaire à 2V (l'opération effectuée est $2 - \text{signal}$) qui sera numérisée (cf. figure 5.5). Ainsi, l'effet des éventuels champs électromagnétiques variables, qui pourraient agir par induction, est annulé grâce aux nombreuses torsions du câble différentiel ayant pour effet de créer des boucles entre le signal et son complément, créant ainsi des surfaces orientées dans des directions opposées.

L'énergie d'un photon absorbée par le calorimètre est proportionnelle à l'intégrale de la tension mesurée à la sortie d'un PM. Si la forme de ce signal est conservée indépendamment de la hauteur du signal, on peut considérer que cette intégrale est elle-même proportionnelle à la hauteur du signal :

$$E_{\text{mesurée}} \propto \int_{t_1}^{t_4} U(t) dt \propto (U(t_4) - U(t_2)) \quad (5.1)$$

$U(t)$ représentant la tension de sortie du PM en fonction du temps. La différence $U(t_4) - U(t_2)$ permet de supprimer une éventuelle composante continue et de supprimer une partie du bruit si sa fréquence est suffisamment petite. C'est donc cette quantité qu'il nous faut histogrammer afin d'obtenir une mesure de la distribution en énergie. La conséquence immédiate de ceci est que les ADC utilisés doivent être capables de travailler à une fréquence au moins 4 fois plus grande que la durée séparant le passage de deux paquets successifs. La raison pour laquelle l'équation 5.1 est une bonne approximation c'est que la réponse d'un PM est linéaire en fonction de l'énergie qu'il reçoit en entrée. Ainsi, par exemple, si l'énergie est doublée en entrée la hauteur du maximum ainsi que l'intégrale du signal seront multipliées par 2.

5.2.2 Module de Service Mds

Si notre système ne comporte pas de module de tri tel un « trigger » rejetant certains événements, il nous faut néanmoins un signal synchrone avec la position des paquets d'électrons dans l'accélérateur. Ce signal se dénomme l'Hera Clock (HCLk) et correspond au moment où le paquet d'électrons et de protons passe au niveau du centre de la cible d'HERMES.

Ces deux signaux sont connectés au niveau du module de service (Mds), situé à l'intérieur du trailer sur le châssis VME (figure 5.3). Le signal FB est connecté directement tandis que l'HCLk passe par un module permettant sa conversion en signal différentiel afin d'être compatible avec le reste de l'électronique.

Puisqu'il convient d'échantillonner les signaux à une fréquence plus élevée afin d'en extraire l'information, cf. figure 5.2, il est nécessaire d'avoir une horloge plus rapide que l'HCLk. Pour cela le Mds dispose de plusieurs PLL (Phase Locked Loop), qui agissent comme des multiplicateurs fréquentiels en permettant d'obtenir une HCLk deux ou quatre fois plus rapide, ces horloges sont notées respectivement HCLkx2 et Hclkx4 sur la figure 5.7.

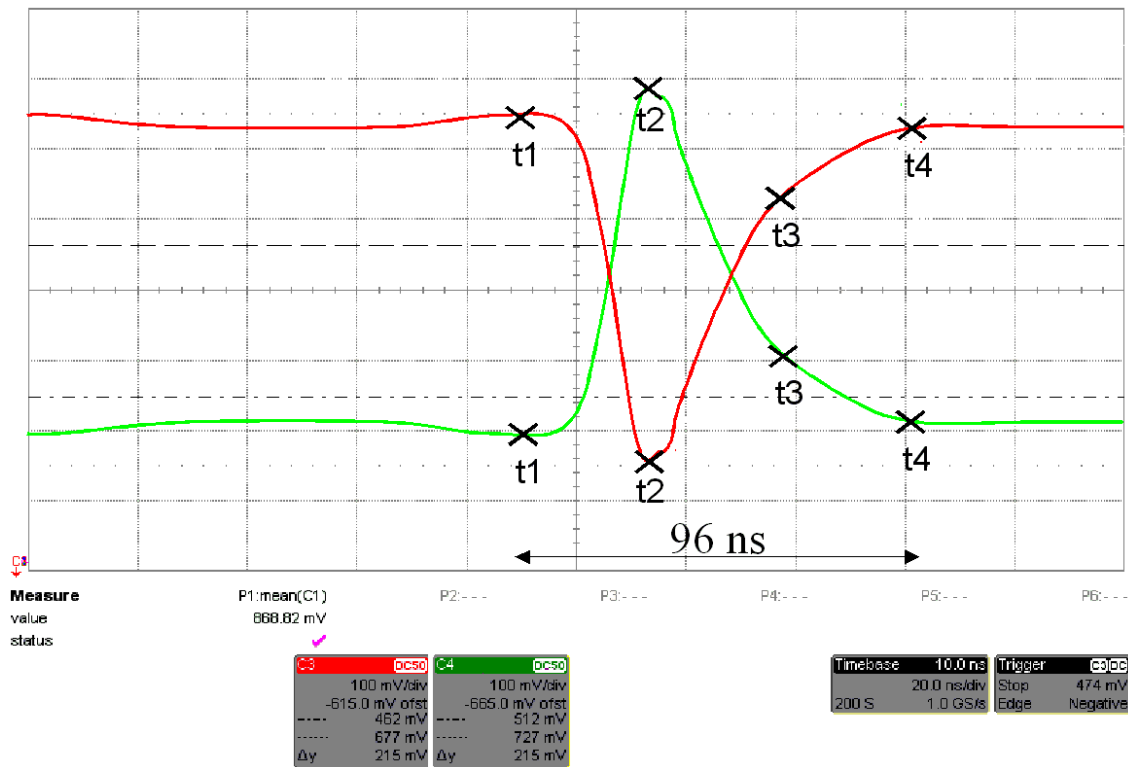


FIG. 5.5 – Graphe représentant la tension typique de sortie d'un photomultiplicateur du calorimètre après le passage par le SHAPPER. La sortie du SHAPPER étant différentiel, on observe bien 2 signaux, le signal positif en rouge ainsi que son complémentaire à 2V en vert. L'échantillonnage de ces tensions au niveau des ADCs de la DAQ est matérialisé par une croix. Chaque division horizontale représente un intervalle de 20ns.

Une autre fonction de ce module est de paramétrer trois retards H1, H2, H4 situés à différents endroits entre la lecture des données provenant des PMs et le signal qui déclenche la lecture ou l'écriture de ces données, c'est-à-dire l'HClk, le but étant de les mettre en temps. La partie gauche de la figure 5.7, qui est une représentation schématique du MdS, situe la position de ces retards à l'intérieur de ce module. Le retard H1 synchronise la lecture des données par les ADCs sur l'entrée analogique avec l'HClkx4 de manière à ce qu'un échantillonnage ait lieu au moment où le signal est maximum. Le retard H4 permet la mise en temps du transfert des mémoires dual SRAM (Static Random Access Memory) des ADCs vers un bus de données internes appelé LumiBuS. Il faut en effet s'assurer que les données qui sont écrites sur le Lumibus ont été correctement écrites dans les SRAM. Enfin, le retard H2 permet de relire ces données de manière synchrone du LumiBus vers la FIFO qui est une mémoire interne au FPGA présent sur la carte MFCC.

5.2.2.1 Réglage des retards H1 et H1Delay

Ces retards sont programmables par l'intermédiaire du bus VME et ont été optimisés. La méthode de réglage consiste à maximiser l'amplitude du signal analogique mesurée au niveau du deuxième échantillon (t_2 sur la figure 5.2). Pour cela on travaille en utilisant le mode RAWDATA sur des données réelles, cadencés à 10.416 Mhz . Ce mode transcrit directement dans un fichier la totalité de la mémoire de l'ADC utilisée pour l'acquisition, couvrant un intervalle de quelques microsecondes. Avec ce fichier il est possible de vérifier que le deuxième ou le quatrième échantillon contient le maximum des données. Il y a une indétermination entre le 4^{eme} et le 2^{eme} parce que l'on ignore si le premier enregistrement est calé sur t_1/t_3 ou sur t_2/t_4 (figure 5.5). L'histogramme de La figure 5.6 est un exemple de cas où le retard est correctement paramétré. L'histogramme indique en effet que l'on trouve un maximum d'enregistrement dont l'amplitude maximale est enregistrée dans le deuxième échantillon.

5.2.2.2 Réglage du retard H2 et H4

Le retard H2 se règle de manière indépendante. Si ce retard est mal réglé les données ne seront pas relues correctement sur le lumibus par la MFCC. Pour régler ce retard il suffit de placer en entrée un signal connu, triangulaire par exemple, et de reproduire ce signal par l'histogramme. Le mieux dans ce cas là étant d'histogrammer $U(t_i)$, tel que $i = \{1, 2, 3 \text{ ou } 4\}$ au lieu de $U(t_4) - U(t_2)$ comme précédemment.

5.2.3 MultiFunction Computing Core (MFCC)

Comme nous l'avons déjà énoncé plus haut, notre système d'acquisition comporte une carte MFCC destinée à histogrammer les données numérisées par les ADCs. Plus précisément il s'agit d'une carte incorporant une technologie PowerPc couplée à un bus PCI (Peripheral Component Interconnect) au travers d'un pont PCI spécialement dédié à la maximisation du débit interprocesseur. C'est une carte dit mezzanine en ce sens qu'elle n'est pas directement interfacée en VME comme les autre cartes. Elle se branche directement sur une carte principale (« mainboard » ou « motherborad »), la RIO2, au travers de slots prévus à cet effet.

Cet ensemble permet de travailler en temps réel et de contrôler directement le flot de données. Pour des raisons évidentes de vitesse d'exécution, le processeur de la MFCC

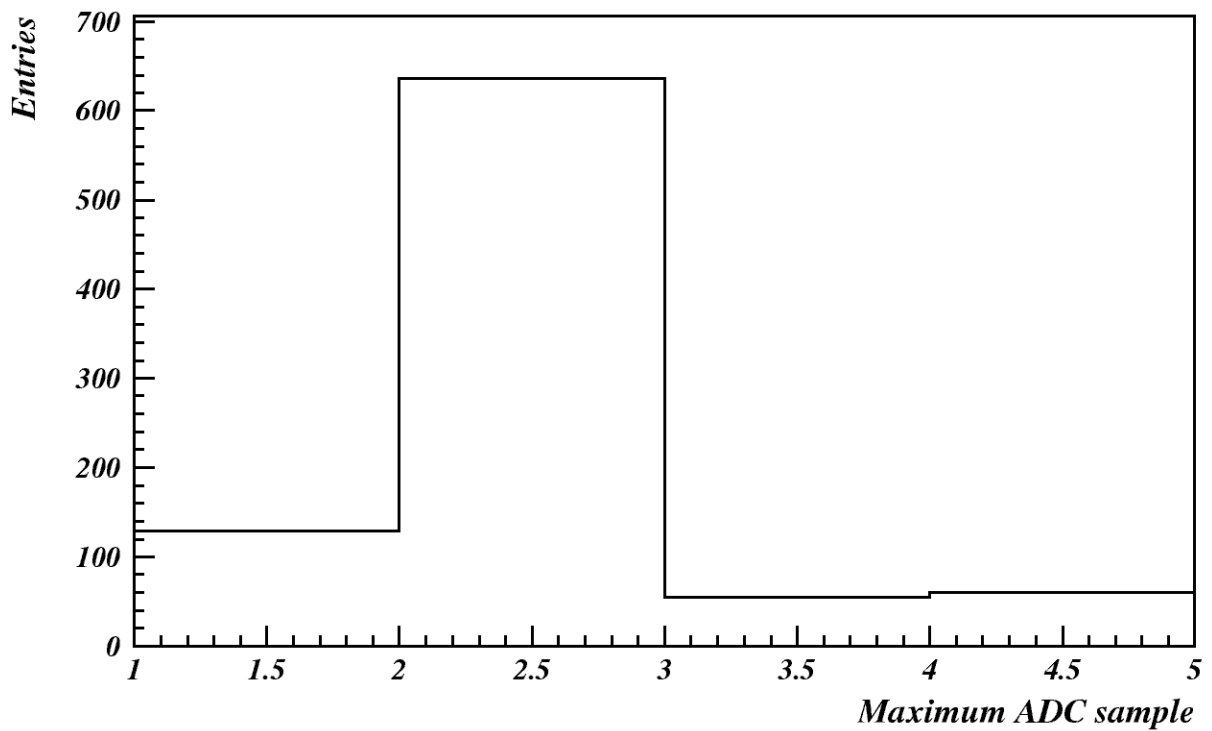


FIG. 5.6 – Histogramme de la position de l'échantillon ayant reçu le maximum de signal.

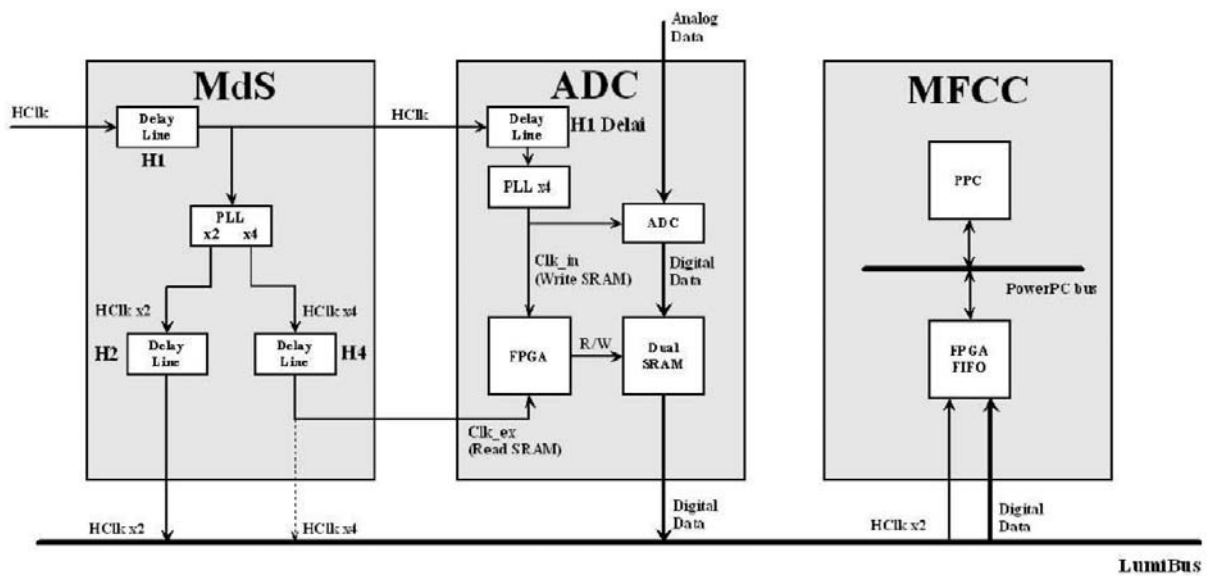


FIG. 5.7 – Schéma synoptique représentant les différentes connexions entre le Module de Service (MdS), la carte ADC et la carte MFCC.

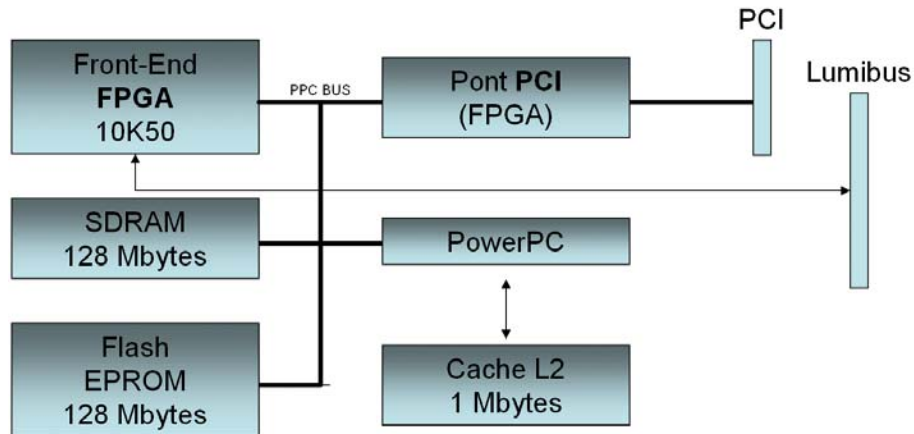


FIG. 5.8 – Diagramme en bloc de la carte MFCC 8442.

(type PowerPc) ne fonctionne sous aucun système d'exploitation. La compilation des codes d'exécution en C, tels que ceux réalisant les histogrammes, est donc réalisée à l'aide d'une autre carte RIO2 qui contient également un PowerPc (appelé RIOPOLAR) exploité sous le système LynxOs qui est un système d'exploitation temps réel de type UNIX.

5.2.3.1 Les composants FPGA (Field-Programmable Gate Array)

Dans ce système la plupart des adressages et les transferts de données, y compris ceux des programmes compilés par la RIO2 pour la MFCC utilise des circuits logiques programmables FPGA [43] voir figure 5.8. Ils sont responsables du transfert des données des ADCs vers les mémoires SRAMs, mais également du transfert de ces mémoires vers la FIFO du MFCC 5.2. C'est un autre module FPGA (noté Front-End FPGA 10K50 sur la figure 5.8) qui va relire ces données dans la MFCC, et qui les transmettra une fois traitées par le PowerPc de la MFCC vers la DRAM du PowerPC de la carte RIO2, par l'intermédiaire du pont PCI.

Ces composants FPGA sont basés sur des cellules SRAMs aussi bien pour le routage du circuit que pour les blocs logiques à interconnecter. Les blocs logiques, présents en grand nombre sur la puce (50 000 dans le cas du FPGA 10K50) sont connectés entre eux par une matrice de routage configurable. Cette configuration s'effectue avec un langage de description du matériel (HDL, pour Hardware Description Language) ou bien par un outil de saisie graphique. Le front-end FPGA a été configuré à l'aide du logiciel VHDL par le service électronique du LAL [82].

5.2.3.2 Production d'histogrammes

La production d'histogrammes est effectuée par un code compilé par la carte RIO2 pour la MFCC. Ce code se trouve dans le cache programme de la MFCC de sorte que les accès aux instructions du code par le PowerPc soient plus rapides. De la même manière, pour garantir un accès plus rapide, les données permettant de produire les histogrammes, ainsi que les histogrammes eux-mêmes, sont transférés dans un cache (de données cette fois-ci) appelé le cache L2 (voir figure 5.8). Les données numérisées par les ADCs et stockées

dans les SRAMs sont transférées dans la FIFO de la MFCC qui se trouve dans le FPGA Front-End (voir figure 5.8) par l'intermédiaire du lumibus au rythme de 24 bit toutes les HCLkx2. Les données sont ensuite transférées de la FIFO vers des registres internes du powerPC, de manière asynchrone par rapport à l'HCLk en utilisant le PPC bus de 64 bits, pouvant travailler à la fréquence de 66 Mhz. Ces données sont ensuite histogrammées à l'aide du PowerPc puis replacées sous forme d'histogramme dans le cache L2. D'après le code FPGA qui a été développé il ne nous est pas possible d'histogrammer plus que le contenu d'une seule mémoire d'ADC à la fois.

- Fonctionnement de la FIFO du FPGA Front-end

La FIFO agit comme une mémoire où les données s'empilent les unes à la suite des autres dans leur sens d'arrivée. Si on garde à l'esprit cette comparaison avec une file d'attente, l'écriture correspond à un empilement par le haut tandis que la lecture s'effectue par le bas, ainsi la première valeur qui arrive est également la première valeur qui est lue (First In First Out - premier arrivé premier servi). Le programme d'acquisition qui s'occupe de la relecture de ces données comporte deux boucles imbriquées. La boucle extérieure tourne sur un nombre défini de tours de l'accélérateur (généralement 200 000), c'est ce qui correspond aux quatre secondes ($220 \times 220 \times 96ns$) de durée entre chaque changement de polarisation. La boucle intérieure, elle, tourne sur les 220 paquets d'électrons présents dans la machine, puisqu'on désire obtenir une distribution énergétique par paquet d'électrons.

Le schéma représenté sur la figure 5.9 décrit les différentes connections entre la FIFO, les mémoires ADCs et le cache L2 du PowerPC. Les données des ADCs sont transférées deux par deux sur le lumibus vers la FIFO où elles sont arrangées quatre par quatre et complétées par des bits de contrôle de manière à former un mot de 64 bits, taille du bus PowerPC (noté PPC) sur la figure. Ces bits de contrôle consistent en quatre fois le bit 1 entre chaque ensemble 12 bits provenant des ADCs, et un segment à l'extrémité comportant 4 bits. Ce segment contient deux bits 1, le bit noté « D » sur la figure 5.9, mis à 1 si les données sont dites valides ainsi que le bit « W » mis à 1 si la FIFO est pleine, c'est-à-dire quand le niveau de données contenues dans la FIFO est plus grand que 511. Dans ce dernier cas les données sont incohérentes puisque certaines auront été perdues, l'acquisition de données s'arrête alors produisant une erreur.

Sachant que le PowerPC travaille à une fréquence différente de celle de l'HCLk, il nous faut un intermédiaire capable de caler la fréquence de travail du PowerPC sur l'arrivée des données. Cet intermédiaire c'est la FIFO du FPGA Front-end qui agit comme un « débit mètre » et qui demande au PowerPC d'arrêter le traitement des données quand le volume de données qui arrivent est insuffisant, la vitesse de traitement du PowerPC étant naturellement plus importante que la vitesse d'arrivée des données. Ce niveau limite est appelé MIN sur la figure 5.9 et correspond au seizième emplacement mémoire occupé à partir du niveau 0 (mémoire vide) de la FIFO. Si une donnée arrive et que le niveau de donnée à l'intérieur de la mémoire a toujours été plus grand que ce niveau MIN elle sera qualifiée de valide, l'indicateur FIFO valide (chiffres cerclés de rouge sur la figure 5.9) est alors mis à 1. Dans le cas contraire où le niveau de données contenues dans la FIFO passe en dessous du niveau MIN cet indicateur sera mis à zéro, les données sont dites alors invalides et le transfert de données vers le cache L2 est stoppé tant que le niveau total de la FIFO reste inférieur au niveau MAX (trente deuxième emplacement de la mémoire). L'introduction de ce deuxième niveau MAX permet d'éviter d'avoir un système asservi de trop près, comme ce qui aurait été le cas si on avait simplement attendu que le niveau

redevienne plus important que MIN.

Deux retards sont paramétrables pour optimiser l'attente entre le transfert des données depuis la FIFO vers le cache L2. Du fait que les accès au cache mémoire se font sur 256 bits, la FIFO étant vidée à chaque accès de quatre éléments mémoire ($64 \times 4 = 256$), c'est cette quantité qui sera l'élément minimum pour la prise de décision. D'après la figure 5.9 on voit que 256 bits correspondent à seize éléments de 12 bits provenant des ADCs plus les bits de corrections. Sachant d'autre part qu'il y a quatre éléments de 12 bits par paquet (figure 5.5), c'est 256 bits correspondent donc à l'information disponible sur quatre paquets.

Le premier retard correspond au temps attendu après le transfert de chaque groupement de quatre paquets, de manière à permettre à la FIFO de se re-remplir lorsque les données FIFO sont invalides. Si ce retard est trop petit il y aura trop de données FIFO invalides, le critère acceptable étant d'en avoir au maximum 10% du nombre total d'acquisitions, 20 000 dans le cas standard où 200 000 tours de machine sont effectués par chaque paquet. Si en revanche ce retard est trop important la FIFO se remplira complètement entraînant un arrêt de l'acquisition.

Le deuxième retard s'exécute tout le temps et pas seulement quand les données sont invalides. Il correspond à la durée qu'il faut attendre après la lecture de chaque groupement de quatre paquets. Cette durée doit naturellement être inférieure à la période des quatre paquets ($96 \text{ ns} \times 4$), sinon la FIFO se remplirait complètement entraînant l'arrêt de la prise de données. A l'inverse si ce délai est trop petit, trop de données invalides seront générées.

- Production d'histogrammes dans le cache L2

La quantité que nous désirons histogrammer, afin de produire la distribution en énergie des photons arrivant sur le calorimètre, est une différence entre deux nombres de 12 bits chacun (équation 5.1), permettant de déterminer la hauteur des signaux provenant des PMs (voir figure 5.5). L'ensemble des valeurs possibles du résultat de cette soustraction est également un nombre de 12 bits, c'est-à-dire compris entre 0 et 2048. Pour produire un histogramme nous incrémentons d'une valeur fixe (1 bit) le canal correspondant au résultat de la soustraction. Le nombre total de canaux présents dans l'histogramme détermine la résolution. En conséquence, 2048 est la résolution maximale de nos histogrammes. En pratique nous n'avons pas besoin d'une telle résolution et n'utilisons que 512 canaux par histogramme. Il est important que la taille de ces histogrammes ne soit pas trop importante au quel cas ils ne pourraient pas être stockés dans le cache L2. La RAM du PPC a une capacité plus importante, mais son utilisation nécessite un temps trop important pour être compatible avec notre acquisition.

5.3 Problèmes rencontrés

Nous avons dû faire face à plusieurs difficultés au niveau de la DAQ. Parmi ces difficultés on compte les problèmes liés aux radiations synchrotrons (décrits au chapitre 3) qui ont demandé beaucoup d'efforts d'investigation. Les solutions que nous avons apportées sont mentionnées dans la section 3.4.4. Il a fallu également résoudre des problèmes généraux au niveau de l'électronique, liés à la présence de bruits parasites. Enfin, nous avons eu un problème uniquement lié à la DAQ, qui se traduisait par la perte de données provenant du calorimètre.

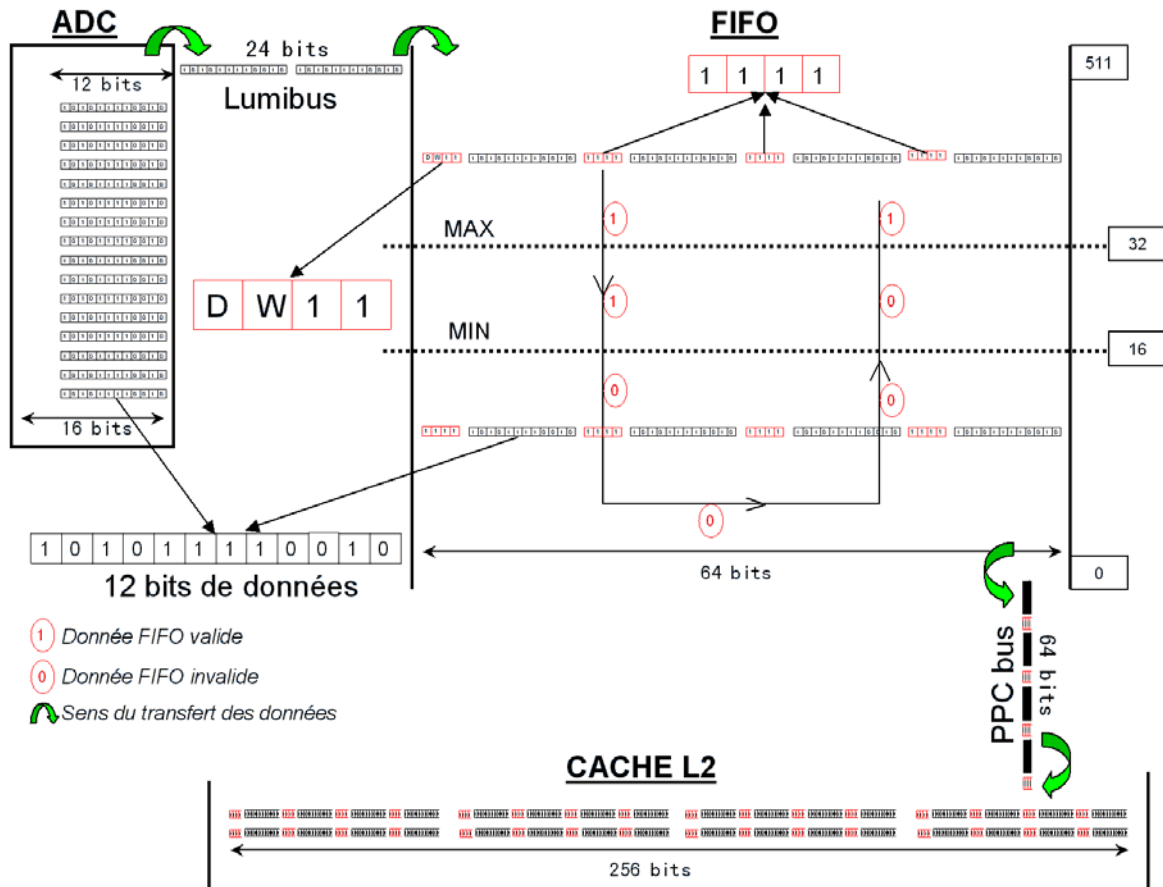


FIG. 5.9 – Représentation des échanges de données entre les mémoires ADCs la FIFO et le cache L2. Les données sont transférées dans le cache L2 uniquement si les données qui arrivent dans la FIFO sont dites valides, c'est-à-dire que leur position dans la pile est plus importante que le niveau MIN. Le but de la FIFO est de maintenir les données entre deux niveaux MAX et MIN de manière à caler la vitesse de calcul du PowerPC sur l'arrivée des données provenant des ADCs. A l'arrivée des données dans la FIFO, si le niveau de remplissage de la FIFO est plus grand que MIN l'indicateur de données FIFO valide est mis à 1, les données sont alors transférées continuellement vers le cache et la FIFO commence à se vider. Si ce niveau de remplissage de la FIFO passe en dessous du niveau MIN, le transfert de données est stoppé, l'indicateur de donnée FIFO valide est mis à 0. La FIFO se remplira alors jusqu'à ce que le niveau soit plus important que MAX.

5.3.1 Perturbations électromagnétiques

Nous avons observé, lors de la mise en route de notre appareillage, la présence de bruits parasites à différents niveaux de notre électronique. Nous nous proposons dans cette partie de présenter les effets de ces différents bruits, ainsi que les moyens mis en oeuvre afin d'en limiter les conséquences.

5.3.1.1 Bruit à 150 Hz

Les bruits qui se superposent à nos différents signaux semblent tous être de la même nature : extrêmement périodiques de fréquence 150 Hz. Si l'on observe le signal de sortie des photodiodes qui font partie du système optique du polarimètre et qui mesurent le signal réfléchi en entrée de cavité, on observe une structure très régulière, même si le laser est éteint. Cette structure est présentée sur la figure 5.10 qui est une copie d'écran d'oscilloscope. On peut voir sur cette image à quel point les deux signaux issus des photodiodes sont corrélés. Ces bruits sont gênant parce qu'ils ont une amplitude importante. En effet, dans cette configuration les pics de résonances utilisés pour mettre en asservissement la cavité, se traduisaient par des différences de tension de l'ordre 300 mV pour la photodiode associée au signal C1 sur la figure 5.10. Comme on peut le constater sur cette figure, le signal est complètement noyé dans le bruit. Toutefois, même dans ces conditions difficiles, l'asservissement de la cavité était toujours possible dans un premier temps, puisque en raison des filtres utilisés dans le module d'asservissement, il était possible de discerner entre le signal et le bruit. Pour une raison qui n'est toujours pas clairement identifiée, mais visiblement en lien avec la dose de radiation absorbée, l'asservissement de la cavité n'était plus possible durant une partie du run.

La figure 5.4, que nous avons déjà présentée, et qui décrit le signal de sortie délivré par les PMs du calorimètre, montre une structure de bruit très similaire à celui de la figure 5.10. Ce phénomène apparaît dès lors que la masse des câbles de haute tension des PMs sont branchés. La tension crête à crête de ce bruit est de 300 mV, ce qui est dans ce cas aussi, tout à fait comparable à la hauteur du signal que l'on veut mesurer. Heureusement, là encore les fréquences ne sont pas en rapport, le signal électrique créé par les PMs ayant une fréquence de 10.416 Mhz. Cependant, ce bruit n'est pas sans conséquence. En effet si le signal mesuré par les PMs est moins important que ce type de fluctuation, la soustraction de l'équation 5.1 peut devenir négative, le signal change alors de polarité au niveau des ADC, et l'enregistrement est perdu, nous reviendrons plus en détails sur ce phénomène dans la section qui traite de la mise en route de la DAQ (5.3.2). Si nous observions en parallèle les signaux issus des photodiodes, ainsi que ceux issus des PMs, nous aurions remarqué que les bruits sont totalement corrélés temporellement.

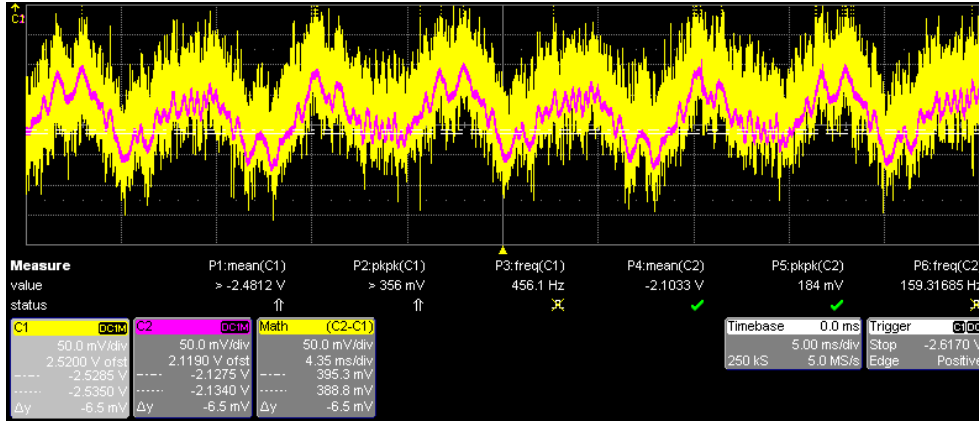


FIG. 5.10 – Superposition du bruit mesuré par les deux photodiodes de feedback de la cavité en absence de signal. On observe que les deux signaux présentent des similitudes quant à leur forme, mais leurs amplitudes ne sont pas identiques.

5.3.1.2 Origine du bruit à 150 Hz observé

Le bruit que nous observons est visiblement relié à la présence de plusieurs sources polluantes situées dans le tunnel. Ces perturbations électromagnétiques se retrouvent par la suite incorporées aux signaux que nous mesurons.

On remarque en premier lieu que 150 Hz est la fréquence d'alimentation d'une majorité d'appareils, puisque c'est la fréquence d'alimentation du signal triphasé (380 V). L'apparition d'un bruit à 150 Hz peut donc tout à fait être imputé à la fluctuation de tensions d'alimentation, à cause de la présence d'éléments à fort courant d'appel, tels que des aimants ou les alimentations des cavités accélératrices. De même en raison du nombre important d'appareils électriques présents à l'intérieur du tunnel, un grand nombre de sources susceptibles d'émettre un champ électromagnétique perturbant s'y trouvent potentiellement. Une perturbation électromagnétique peut se répercuter sur un appareil électrique, même si celui-ci est très loin de la perturbation, si elle traverse une boucle, comme un boucle de masse par exemple. En effet, lorsqu'un champ traverse une boucle de courant, il induit une force électromotrice proportionnelle à la taille de la boucle et à la variation temporelle de sa composante magnétique.

Une autre source de perturbation est la différence de potentiel qui existe entre la masse du tunnel et la masse du trailer. En effet, puisque la composition du sol n'est pas homogène, ces différents points de terre ne sont pas tout à fait équipotentiels. Pour s'en convaincre il suffit de prendre un ohmmètre qui indique une valeur aux environs de 3Ω entre ces deux points. La conséquence est que si ces deux terres sont connectées entre elles par l'intermédiaire d'un élément, il y aura apparition d'un courant à cause de la différence de potentiel. On parle alors de boucle de masse. Ce phénomène, d'une manière générale, peut prendre naissance quand deux équipements voient leur masse raccordée par au moins deux chemins différents. Il y a alors création de courants parasites qui apparaissent dans les câbles, et qui au lieu de s'écouler vers la terre perturbent les signaux en changeant le niveau de référence. Une telle situation est schématisé sur la 5.11.

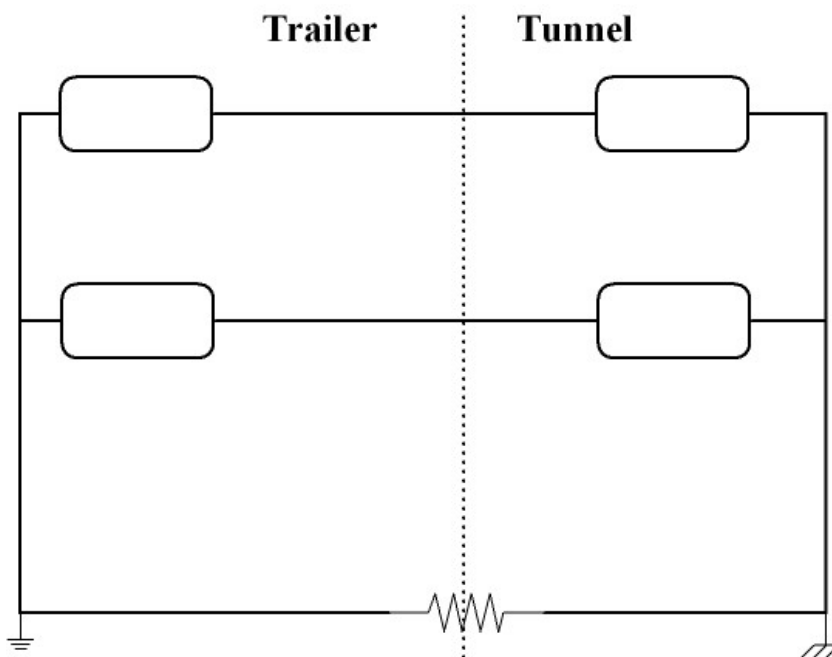


FIG. 5.11 – Schéma illustrant le câblage le plus propice à la création de perturbation par la création d’une boucle de masse. Les éléments électriques sont matérialisés par des rectangles.

5.3.1.3 Limitation de l’effet des perturbations

Il existe de nombreuses solutions pour permettre aux équipements de supporter mutuellement leurs effets électromagnétiques. Dans le cas où une installation peut fonctionner de manière satisfaisante dans son environnement électromagnétique on parle alors de compatibilité électromagnétique [44]. Pour assurer cette compatibilité et garantir une certaine immunité aux perturbations, il est possible d’agir à plusieurs niveaux : le choix des câbles, leur cheminement, le choix des connexions, la structuration de l’armoire électrique, l’équipotentialité des masses etc... Cependant chaque installation étant différente, il n’existe pas de recette à appliquer et qui fonctionne dans tout les cas.

Une première méthode pour se débarrasser du bruit consiste à soustraire une référence. C’est ce que nous faisons pour le SHAPPER par exemple. Cependant cette méthode n’est pas toujours concluante car il est possible que le bruit présent dans la référence ne soit pas de même amplitude que le bruit présent dans le signal. C’est cette situation qui est illustrée sur la figure 5.10. On ne peut pas obtenir un signal « propre » en faisant la soustraction des deux signaux.

En ce qui nous concerne, il nous faut d’abord absolument éviter la situation de la figure 5.11. Pour cela nous avons pris soin de ne connecter qu’une seule masse, celle du trailer. L’opération n’est toute-fois pas évidente car la table optique est par définition reliée à la masse du tunnel, étant donnée qu’elle repose sur une structure métallique située dans le tunnel. Un grand nombre d’appareils, dont la carcasse métallique est reliée à la masse, sont présent sur la table. Il nous a donc fallu vérifier chaque contact, et éventuellement utiliser du capton lorsque cela était nécessaire afin de garantir une parfaite isolation. De plus, pour s’assurer que chaque appareil était isolé du tunnel il a fallu débrancher toute

les connexions des éléments à la masse du TRAILER, et ne pas en oublier une seule. Notre système comportant un grand nombre d'éléments, cela n'est pas aussi évident qu'il y paraît. Une fois dans cette configuration il a été possible de tester l'isolation de chacun des éléments, à l'aide d'un ohmmètre. Une résistance mesurée de l'ordre du $M\Omega$ signifie que l'isolation est faite correctement. Dans le cas contraire cela pouvait signifier que l'élément testé était en contact avec la masse du tunnel ou que certaines connexions demeuraient avec la masse du trailer. Nous avons réalisé ces tests de nombreuses fois, et nous nous sommes ainsi rendu compte que l'isolation de certains éléments n'était pas bonne. Ce fut le cas des caméras qui pourtant lors de leur installation étaient isolées. Ce fût également le cas de la carte driver dont nous avons déjà parlé.

Ces recherches de boucles de masses sont donc assez difficiles à cause de la taille de l'installation électrique, et il est possible que d'autres boucles demeurent pour d'autres systèmes. Les effets sont parfois difficiles à expliquer lorsque tout les éléments sont en place. En effet nous avons pu observer que dès lors que notre calorimètre était relié à l'électronique d'acquisition de l'expérience HERMES en même temps qu'à nôtre DAQ, des oscillations à 150 Hz apparaissaient dans des éléments éloignés du calorimètre, telles que les photodiodes présentes au voisinage de la cavité ou encore dans les chambres à dérive de l'expérience HERMES. C'est précisément là que réside la difficulté, les effets ne se font pas ressentir là où les causes se produisent, et il est souvent impossible de faire des corrélations, comme dans l'exemple que nous venons de prendre. Dans cet exemple le problème venait du fait que l'isolation du calorimètre, qui devait être faite par le personnel du LPOL, était très mauvaise, et il y avait un très bon contact entre la masse du tunnel et la carcasse métallique du calorimètre relié à la masse du trailer. Ceci rajouté à une probable mauvaise isolation d'un élément de la table optique, tels que ceux cités plus haut, entraînait des perturbations sur des équipements qui n'ont aucun lien apparent, si ce n'est la masse, avec les éléments perturbateurs. La recherche active de boucle de masse, et l'identification d'éléments non isolés correctement, nous ont permis de réduire l'amplitude du bruit se répercutant sur le signal retourné par des éléments situés à proximité de la cavité tel que les photodiodes.

Si comme nous le prétendons, l'isolation des éléments présents autour de la table optique est réalisée de manière correcte nous nous retrouvons dans le cas de la situation schématisée sur la figure 5.12.

Même dans cette situation il subsiste des boucles de masse pour tous les câbles connectés dans le tunnel. En effet si dans ce cas les masses du trailer et du tunnel ne sont pas connectées on voit qu'il existe une grande boucle, schématisée par un rectangle sur la figure 5.12, qui relie les quatre appareils électriques ensemble. Comme nous l'avons précisé ceci peut être une des raisons, surtout si la surface de la boucle est grande, de la propagation d'une perturbation électromagnétique au circuit. Pour éviter cette situation il faudrait premièrement que tous les câbles cheminent côte à côte, en particulier le câble aller et le fil retour. Il faudrait ensuite que les longueurs de câbles supplémentaires soient repliées en lacet, que les câbles longent des parois métalliques etc... L'installation des câbles électriques à été réalisée par les techniciens de DESY, et il est raisonnable de penser que ces dispositions aient été appliquées d'une manière générale. Au niveau du tunnel on observe que ces dispositions ont été observées puisque une grande proportion de câbles circule à l'intérieur de chemin de câbles métalliques cloisonnés, cette solution garantissant en plus une distance minimale entre les câbles, limitant ainsi un éventuel couplage capacitif. En dépit de tout cela il n'est pas impossible que deux éléments situés sur la table optique ait

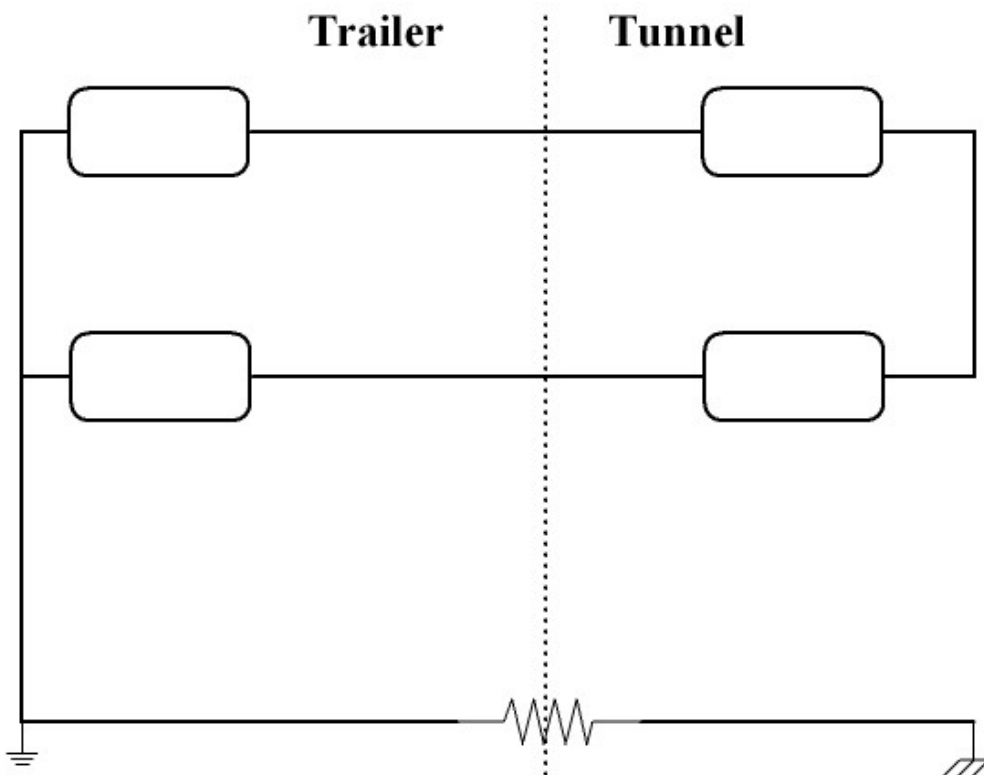


FIG. 5.12 – Schéma illustrant le câblage lorsque l’isolation par rapport à la masse du tunnel a été faite correctement. Même dans cette situation des boucles de masses apparaissent. Les éléments électriques sont matérialisés par des rectangles blancs.

un cheminement de câble différent.

L'idéal dans ce cas est d'utiliser un câblage en différentiel permettant de limiter la transmission d'un champ électromagnétique ambiant au circuit, c'est ce que nous avons utilisé pour transporter le signal des températures, mais c'est loin d'être le cas pour tous les éléments, cette option étant parfois difficile à mettre en oeuvre, étant donné que ces appareils n'ont pas été conçus pour fonctionner dans ce mode.

Plutôt que de remanier les câbles et/ou leurs cheminements nous avons décidé, pour les éléments dont la réduction de bruit n'était pas suffisante, de les isoler par rapport à la masse du trailer (configuration dite en « masse flottante »). Même si cette solution pourrait sembler désavantageuse puisqu'on est à priori ainsi plus sensible aux fluctuations extérieures, ce n'est pas ce qu'on observe expérimentalement. Si cette solution s'avère en effet très efficace, elle présente cependant certaines difficultés. Il convient normalement, pour des raisons de sécurité, de relier convenablement un circuit à la masse. En effet, si la phase d'un câble d'alimentation venait à toucher la carcasse métallique d'un élément électrique, cet élément est un danger si la carcasse n'est pas reliée à la terre. En effet, une personne en contact avec la terre s'électrocuterait si elle venait à toucher un tel élément. A l'inverse si la masse de cet élément est reliée à la terre, le fait qu'une phase vienne en contact avec la carcasse métallique crée un court circuit, des mécanismes de protection se mettent alors en route, et coupent le circuit par l'intervention de disjoncteurs ou de fusibles de protection. Si donc la solution de « masse flottante » peut être utilisée de manière durable concernant les alimentations des photodiodes (15V sont délivrés) , l'usage de cette méthode se limite au diagnostic dans le cas des hautes tensions des PMs. C'est de cette manière que nous nous sommes rendus compte que les perturbations apportées au calorimètre l'étaient par la masse des hautes tensions. Il suffisait d'isoler le châssis d'alimentation du rack d'électronique pour que les perturbations disparaissent. Le prix à payer était de laisser un châssis délivrant plusieurs milliers de volts sur une chaise au milieu de l'allée.

Pour isoler les hautes tensions, nous avons donc utilisé des moyens plus conventionnels tels que des filtres. Plusieurs bobines ont été utilisées : une placée en série avec le câble acheminant l'alimentation, et une autre placée sur le câble de masse. Cette méthode permet de réduire le bruit à une valeur de $50mV$, ce qui est tout à fait satisfaisant.

En dépit de toutes ces améliorations nous n'avons pas été en mesure de diminuer suffisamment le bruit se superposant au niveau des photodiodes de sorte que l'asservissement soit stable depuis le trailer. Comme nous l'avons déjà énoncé, pour des raisons qui ne sont pas tout à fait maîtrisées, l'asservissement est devenu progressivement totalement instable lors des phases de luminosité. Pourtant, lors de l'injection des protons le système restait plus ou moins stable. L'étude du spectre de Fourier montre bien l'apparition de nouvelles harmoniques de bruit à : 350, 450, 750, 1950 et 2250 Hz entre ces deux phases, tandis que le bruit à 150 Hertz reste le même. Pour solutionner ce problème il a fallu transformer en profondeur l'agencement de notre système d'asservissement. Premièrement, il nous a fallu déplacer les trois générateurs associés au module d'asservissement, ainsi que le module, sous la dalle de béton dans le tunnel. De cette manière la longueur des câbles acheminant le signal d'asservissement a été réduite. Il nous a fallu également installer un nouvel ordinateur, spécialement dédié à l'acquisition du signal des photodiodes. Ces modifications ont permis de retrouver un asservissement stable de la cavité durant toute les phases de l'accélérateur.

5.3.2 Mise en route du système d'acquisition (DAQ)

Si une partie importante de l'électronique de la DAQ est issue du système de mesure de la luminosité, le programme d'acquisition qui s'exécute sur la MFCC, ainsi que certaines interfaces d'entrée-sortie des FPGAs écrites en VHDL, ont été réalisées au LAL. Le système de luminosité ayant été conçu antérieurement au polarimètre, et étant donc relativement bien rodé, ce sont naturellement les éléments de la DAQ développés au LAL que nous avons dû tester et mettre en route.

La résolution des problèmes liés au fonctionnement de la DAQ a demandé beaucoup de temps. Si l'on considère que les principaux éléments du polarimètre ont été installés en septembre 2003, ce n'est qu'en juillet 2005 que les problèmes majeurs de DAQ ont été résolus. La raison de cet important délai a été que de nombreuses difficultés se sont enchevêtrées les unes aux autres si bien qu'il était impossible de les décorrélérer. Nous avons plusieurs fois mentionné le rôle important des radiations, qui ont empêché de réaliser certains diagnostics car il était tout simplement impossible de faire fonctionner le calorimètre. Une fois que le calorimètre et l'électronique associée sont redevenus opérationnels, les spectres énergétiques pour l'ensemble des paquets d'électrons présents dans la machine, mesurés pendant de 4 secondes, étaient illisibles. Sachant d'une part, que les radiations synchrotrons sont reliées au nombre d'électrons dans un paquet, et d'autre part, que le nombre d'électrons varie d'un paquet à l'autre, il est alors compréhensible que l'énergie mesurée au niveau du calorimètre, associée aux radiations ne soit pas cohérente lorsque l'on somme les différentes contributions de chacun des paquets. Cette énergie issue des radiations synchrotron décale le spectre vers les plus hautes énergies, tout se passe comme si l'origine des énergies n'était pas la même d'un paquet à un autre. On voit alors apparaître sur le spectre une série de bosses qui n'ont pas lieu d'être. La résolution des problèmes liés aux radiations fait l'objet de la section 3.4.4.

Les dégâts causés par les radiations ont été aussi une source de bruit pour la carte driver (les alimentations situées à proximité furent d'ailleurs détruites). Pour des raisons qui ne sont pas claires, certaines parties de la carte DRIVER qui devaient être connectées à la masse du trailer, se sont retrouvées en contact à la masse du tunnel. Ceci donne lieu comme nous l'avons expliqué à un phénomène de boucle de masse. Cet effet ajouté à celui des autres boucles de masses existantes, ainsi qu'aux autres bruits parasites, entraînent des fluctuations de ligne de base du signal provenant des PMs. Comme il est indiqué dans l'équation 5.1, nous devons faire une soustraction à des instants différents du signal issu des PMs, afin de pouvoir déterminer l'énergie des photons incidents. S'il existe des fluctuations de la ligne de base, la soustraction n'est non seulement plus exacte en raison de ces variations, mais en plus, le résultat retourné peut être négatif. Les ADCs ne retournant pas de valeurs négatives, un certain nombre de données va être déplacé vers les zones de basse énergie entraînant une déformation du spectre. Afin de résoudre ce problème il faut, dans un premier temps, limiter les effets des boucles de masses (cf. section 5.3.1.3), puis, afin d'éviter d'avoir à numériser un signal négatif, il faut ajouter un niveau de tension constant au signal arrivant sur les ADCs, de telle sorte que les mouvements de ligne de base puissent être pris en compte. Ce réglage s'effectue au niveau du SHAPPER, il a fallu d'ailleurs remplacer le potentiomètre car l'amplitude de l'offset n'était pas suffisante en utilisant l'ancien.

Bien qu'ayant réglé les points que nous venons d'évoquer, des erreurs subsistaient quant à la forme des spectres. Ils avaient en effet par moment une forme étrange, « en

chapeau » , et lorsqu'on augmentait la valeur de la haute tension des PMs au delà de 800 V, les spectres se dégradèrent, jusqu'à perdre toute leur signification. La forme « en chapeau » des spectres est une manifestation de la mise en oscillation anormale de certaines voies du SHAPPER, pour des raisons indéterminées. Il suffit simplement dans ces cas là d'éteindre et de rallumer les alimentations du SHAPPER pour retrouver une situation normale. Afin de déterminer les causes des comportements dépendant de la valeur de la haute tension, nous avons travaillé le plus près possible de l'électronique en regardant, comme précédemment, les RAWDATAs, c'est-à-dire la valeur stockée dans les mémoires circulaires SRAMs des ADCs. Il est possible de relire ces mémoires de deux manières. Soit directement au travers du bus VME, soit au travers du lumibus par la MFCC. Par l'intermédiaire du bus VME il est possible d'accéder à toutes les mémoires des ADCs en même temps, mais les contraintes de timing font qu'il est impossible de relire toutes les données qui arrivent dans un intervalle de 4s. A chaque accès des mémoires des ADCs par VME, environ 880 échantillons de données sont lus sur chacune des voies. Parce que nous lisons directement les mémoires des ADCs, il est impossible de synchroniser cette lecture avec le début d'une HClk; c'est pour cette raison qu'il y avait une indétermination lors du réglage des retard H1 et H4 (section 5.2.2).

Lors de la lecture de ces mémoires, la première constatation a été que les données relues par l'intermédiaire du bus VME, et les données lues par la MFCC au travers du lumibus, n'avaient pas la même valeur. Les différences venaient, pour simplifier, du fait que les données relues sur le bus VME et au travers du lumibus n'étaient pas synchronisées entre elles. Il est important que nous puissions avoir cette synchronisation. L'accès VME nous permet de rester proche de l'électronique, c'est alors une aide précieuse pour comprendre certains comportements d'une chaîne plus complexe à condition que la synchronisation ait bien lieu. Cette synchronisation a été rétablie par deux petites modifications, l'une sur le code VHDL des FPGAs, l'autre en réalisant un contact entre le signal de validation des données du lumibus vers le bus VME.

Dès lors que les données lues par le bus VME et par le lumibus sont compatibles, nous disposons d'outils pour déterminer les causes des comportements étranges de la DAQ lors de la variation de la valeur de la haute tension des PMs. Afin de connaître exactement le signal qui est mesuré par les ADCs nous avons utilisé un générateur. Comme le signal transmis au ADC doit être synchronisé avec l'HClk nous avons dû utiliser un deuxième générateur qui lui fournissait un signal identique à celui de l'HClk. Les deux générateurs étant synchronisés entre eux. Dans ces conditions on s'est aperçu qu'il y avait apparition d'une erreur sur $5 \cdot 10^6$ boucles de paquets, soit environ toute les 10.5 secondes. Par erreur nous entendons que ce qui est mesuré n'est pas conforme à ce que nous devrions obtenir. A cette fréquence il est pratiquement impossible de voir des erreurs au niveau VME. Heureusement, le fait de brancher le câble de référence de bruit, celui qui est utilisé lors de la soustraction du bruit provenant des PMs dans le SHAPPER, augmente la fréquence d'apparition d'erreur considérablement. Dans ce cas de figure des erreurs apparaissent à une fréquence de plusieurs Hz et il est possible de les observer par lecture au travers du VME. Un exemple est donné sur la figure 5.13 pour une tension à l'entrée sinusoïde d'amplitude de 250 mV et de fréquence 10.416 MHz. Le fait que la tension représentée sur cette figure soit une sinusoïdale déformée est dû à l'action du SHAPPER dont l'un des buts est de mettre en forme le signal.

Il a été très étonnant que le simple fait de brancher un câble de référence, dont la tension est de l'ordre de 5 mV, a eu pour conséquence un telle perturbation de la DAQ. Il

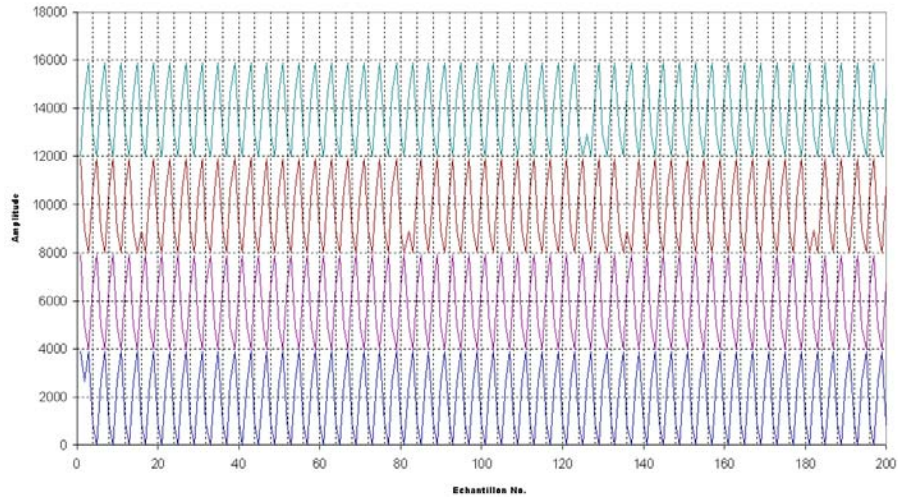


FIG. 5.13 – Illustration de la perte de données par la DAQ. Chaque échantillon provenant des ADCs est d’une couleur différente. Le signal étant parfaitement périodique on ne devrait pas voir les ruptures.

a été d’ailleurs difficile dans un premier temps de comprendre comment la valeur du signal en entrée des ADCs pouvait modifier la manière dont ils sont relus. Plusieurs explications ont cependant été avancées, l’élément décisif ayant permis de trancher entre elles, a été l’observation à l’oscilloscope de l’altération d’un bit d’adressage des données corrélée à la présence d’erreur dans la lecture des mémoires des ADCs. Pour observer cette altération il nous a fallu déplacer une sonde d’un oscilloscope sur les différents signaux issus des connecteurs de fond de panier. L’altération est automatiquement détectée par le déclencheur de l’oscilloscope correctement paramétré. On observe que cette altération est reliée à la valeur du signal en entrée, et donc permet de comprendre pourquoi l’augmentation de la valeur des hautes tensions des PMs était source d’erreurs. En effet plus la tension appliquées aux bornes des PMs est importante, et plus le gain et donc la valeur du signal de sortie est important. Le problème venait d’un compteur FPGA qui ne respectait pas certaines règles quant à l’établissement d’un signal, et qui considérait la valeur d’un signal lors de son front de monté par exemple, alors que par définition cette situation est instable. Une simple modification du code FPGA a permis de résoudre en partie le problème. On comprend que dans le cas d’une prise de décision lors d’une indétermination, ce qu’il se passe sur les lignes voisines puissent avoir une influence sur le résultat.

En plus du problème du compteur FPGA, un autre problème se superposait, et il n’était pas toujours possible de séparer leurs effets. Le fond de panier était défectueux, nous avons pu nous en rendre compte uniquement une fois que le problème de compteur a été réglé.

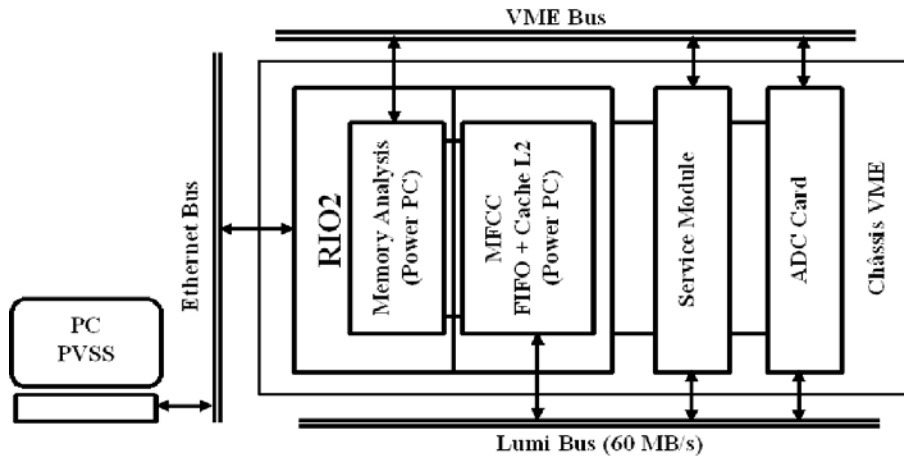


FIG. 5.14 – Schéma récapitulant les liaisons entre les différents modules et l'Ethernet.

5.4 La couche logicielle

5.4.1 Le protocole TCP/IP

TCP/IP (Transfert Control Protocol/Internet Protocol) est un exemple de suite de protocoles de communication, c'est-à-dire de l'ensemble des formats de messages et règles selon lesquelles des ordinateurs et des programmes peuvent échanger des données. L'adresse IP est composée de 4 nombres et de 3 points, elle permet d'identifier un ordinateur, et est nécessairement unique au sein d'un réseau. Ce système de protocoles a été divisé en couches (il en contient 4) ce qui permet de séparer un problème en différentes parties, selon leur niveau d'abstraction. Ce protocole est largement utilisé dans le domaine des applications Internet comme HTTP (World Wide Web), FTP (transfert de fichier), SMTP (messagerie), SSH (connexion à distance sécurisée), DNS (recherche de correspondance entre noms et adresses IP) etc, ...

Ce protocole est largement utilisé dans nos applications. Je m'en suis servi par exemple pour échanger des données entre le logiciel d'analyse de la polarisation PILE et le serveur PVSS capable de transmettre ces informations partout sur le réseau.

5.4.2 Tine et PVSS

La partie qui termine la chaîne d'acquisition est une couche logicielle. A ce niveau il n'est plus nécessaire de travailler de manière synchrone avec les données arrivant sur la voie analogique des ADCs. En effet toute l'information nécessaire est contenue dans les histogrammes produits par la carte MFCC à une fréquence d'un histogramme toutes les 4 secondes environ, la somme de la durée de toutes les actions ultérieures doit donc être inférieure à ce temp. Ces histogrammes sont par la suite transportés sur la carte RIO2 disposant d'une interface Ethernet, voir figure 5.14.

Afin de reconstituer correctement la structure des paquets, afin que l'on sache à quel paquet correspond la polarisation que l'on mesure par exemple, il faut prendre en compte certains éléments décrivant la situation de l'accélérateur. Parmi ces éléments on trouve le nombre d'électrons, c'est-à-dire le courant, de chaque paquet. Ces informations sont

transmises en même temps que les histogrammes produits par la MFCC, sous le même ensemble de données. Pour recueillir ce type d'informations, le PowerPc de la RIO2 fonctionnant sous LynxOs se connecte à un serveur de données à l'aide d'une interface logicielle appelée TINE (Three-fold Integrated Networking Environement).

Les programmes tournant sur les ordinateurs sont fait à partir de routines qui effectuent certaines tâches. Ces tâches sont habituellement rapportées sur un ordinateur en local, mais pour un ordinateur connecté sur un réseau il peut être avantageux d'effectuer ces tâches à distance. Par exemple, un ordinateur client dans la salle de contrôle d'HERA peut appeler une routine qui envoie une requête sur un serveur (également un ordinateur) appartenant à H1, lui permettant d'obtenir le courant du solénoïde. Dans l'intervalle de quelques millisecondes la valeur du courant est retournée vers l'ordinateur client de la salle de contrôle. Ceci constitue une procédure d'appel à distance (RPC, Remote Procedure Calls). En réalité cette procédure demande un grand nombre d'opérations pour chacune des machines, et une RPC se réfère généralement à une structure qui standardise et automatise partiellement la procédure. TINE est une RPC qui utilise une structure développée pour le système de contrôle d'HERA. Elle possède en plus un mécanisme d'abonnement qui n'est pas disponible dans procédure RPC généralement utilisés, telle que la RPC de Sun. Pour illustrer l'avantage d'une telle procédure, et plus particulièrement du mécanisme d'abonnement, nous allons expliciter plus en détails son fonctionnement pour l'exemple qui concernait l'échange d'informations entre un ordinateur de la salle de contrôle d'HERA et un ordinateur de H1. Dans cet exemple nous pourrions résumer l'échange entre les ordinateurs par les actions : « envoie d'une requête et réception de la réponse » , la forme de la requête étant du type « envoie la valeur de X » . Si cette requête est faite toute les secondes il est beaucoup plus efficace d'envoyer à la place comme requête : « envoie la valeur de X à la fréquence de 1 Hz » ou encore « envoie la valeur de X à chaque fois qu'elle change » . Cela peut faire penser à une généralisation relativement évidente des procédures RPC existantes, mais cela impose de remanier en profondeur les algorithmes car il faut maintenir une longue liste de qui veut quoi et quand et quel était la valeur précédente. TINE est très efficace dans le gestion de ces abonnements. De plus, c'est un système multiplateforme tournant sous MS-DOS, Windows (3.X, 95, 98, NT, 2000, XP), UNIX, MACOS, etc... C'est aussi un système multi-protocole (IPX, TCP/IP ou UDP/IP) et multi-architecture. Par architecture, on entend le mode d'échange de données entre les deux parties ayant établi une connexion Ethernet. Notre système utilise principalement le mode d'échange client-server.

En plus de servir d'interface avec les données provenant de l'accélérateur, TINE sert aussi d'interface entre la production d'histogrammes et un logiciel de contrôle, de surveillance et d'acquisition de données (SCADA, Supervisory Control And Data Acquisition) capable de fonctionner sur n'importe quel ordinateur présent sur le réseau :le logiciel PVSS II. Il est conçu pour fonctionner en réseau, tout en étant capable de tourner sous Windows et Linux. Il a de plus l'avantage de posséder une interface graphique, des scripts, des gestions d'alarmes... C'est une architecture ouverte car il y a des API (Interface de Programmation d'Applications) permettant d'inclure des logiciels propres.

Ce logiciel développé par la compagnie Autrichienne ETM Professional Control est utilisé dans l'industrie mais aussi par l'expérience H1 et les expériences du CERN : ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, COMPASS, NA60, COMPASS, HARP,... Le CERN et DESY ont fait ce même choix stratégique, d'opter pour un logiciel commercial plutôt que dépenser d'énormes efforts afin de développer un logiciel en C++ et JAVA qui serait propre à leur

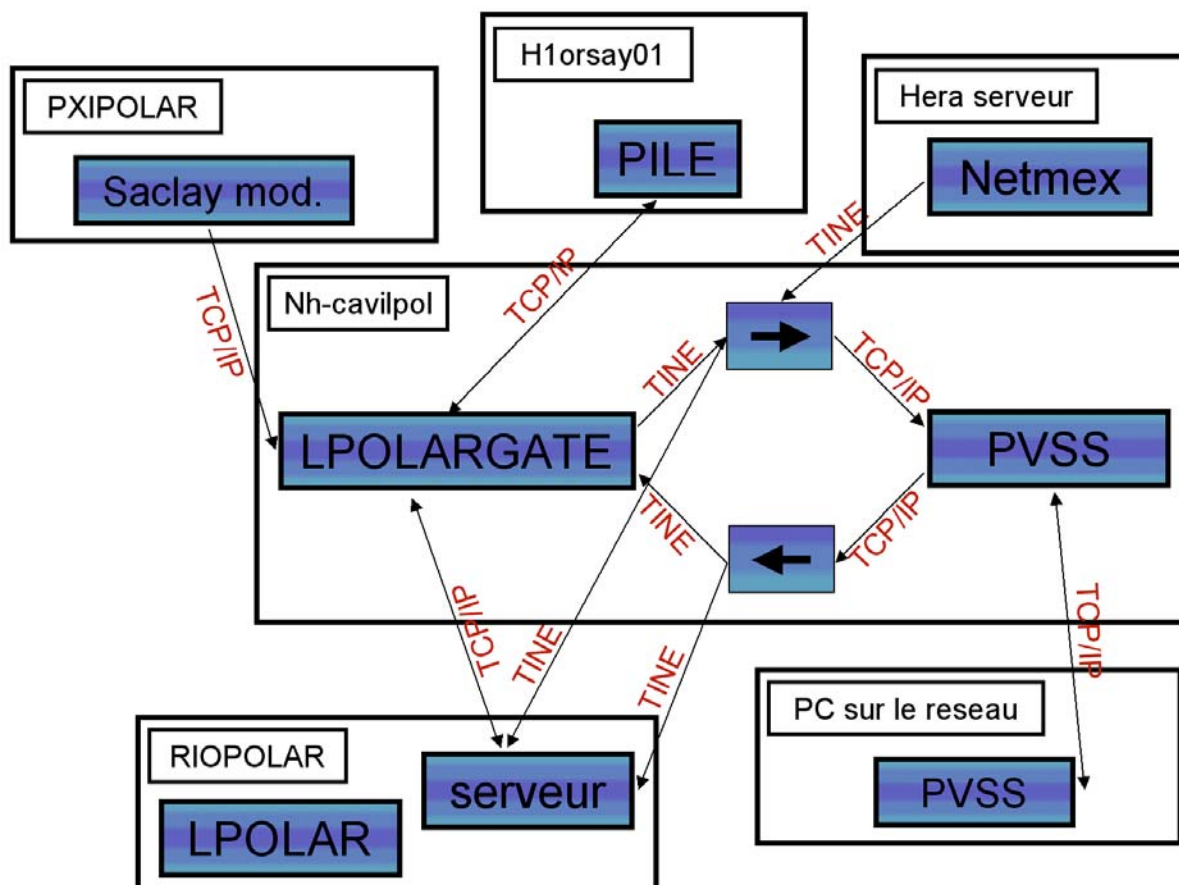


FIG. 5.15 – Liaisons entre les différents processus. Le nom des ordinateurs est encadré sur fond blanc, le nom des processus est sur fond bleu et le mode de transmission utilisé est en rouge.

système.

Nous avons donc utilisé ce logiciel lors des prises de données, afin de contrôler la bonne forme des histogrammes par exemple. C'est en effet par le biais de ce logiciel que l'acquisition de données était démarrée ou arrêtée, que les fichiers contenant les histogrammes issus de la MFCC étaient sauvegardés etc... La méthode que nous utilisons maintenant est plus directe puisque nous entrons les commandes directement dans le programme LPOLAR 5.4.3. La raison de cela est que nous avons pris cette habitude après que le disque dur du PC qui hébergeait le serveur PVSS ne deviennent inutilisable, rendant l'interface PVSS inaccessible. Cela a entraîné du même coup la perte de certains programmes réalisés pour PVSS, notamment un programme qui permettait l'ajustement des données afin de décrire la montée de la polarisation par effet Sokolov-Ternov (1). L'autre programme permettait d'afficher et de transférer une mesure de la polarisation « on line » réalisée par le programme PILE que nous présenterons dans la section suivante.

5.4.3 LPOLAR

LPOLAR est le programme qui tourne sur le PC unique que l'on nomme PC RIOPOLAR (fonctionnant sous le système LynxOs comme nous l'avons déjà énoncé). Ce programme est une interface qui permet de commander le programme d'acquisition qui s'exécute sur le powerPC de la MFCC. Il permet de régler de nombreux paramètres concernant l'acquisition, comme le départ ou l'arrêt de celle-ci, ou encore l'un des six modes d'acquisition de données par exemple. C'est par ce programme qu'il est possible d'obtenir la valeur des mémoires des ADCs (RAWDATA), nécessaire pour effectuer certaines vérifications, ou pour régler les retards (voir la section 5.2.2). C'est également lui qui s'occupe de stocker les histogrammes retournés par la MFCC. A ces histogrammes sont ajoutés, comme nous l'avons dit, des informations sur les courants des paquets du faisceau, provenant du serveur netmex. Les données sont ensuite transférées au programme LPOLARGATE s'exécutant sur le PC RIOPOLAR à l'aide d'un serveur programmé en C s'exécutant sur RIOPOLAR et communiquant avec le programme LPOLAR.

5.4.4 LPOLARGATE

LPOLARGATE est un processus central s'exécutant sur nh-cavilpol fonctionnant sous linux. Il assure le lien entre RIOPOLAR et le processus LPOLAR qui produit les histogrammes, le processus PILE sur h1orsa01, le processus Saclay module tournant sur le PC PXIPOLAR et deux processus tournant sur nh-cavilpol : daqmodesbunch et datareadbunch. Voir La figure 5.15

5.4.4.1 Echanges avec le programme PILE

Le processus PILE est le processus qui permet d'extraire la polarisation à partir des histogrammes. Ce programme a besoin pour cela des valeurs des courants dans les paquets, de l'état de la cavité (lockée ou non), de la polarisation de la lumière (L ou R), mais également de l'intensité I_0 délivrée par une des diodes de l'ellipsomètre. Le signal donnant l'état de la polarisation, qui est en fait déterminée par la situation du MOCO, arrive directement sur une des voies spécialement dédiée en entrée du SHAPPER, et est ensuite transféré vers une des voies ADC. Le programme LPOLAR est donc en mesure de savoir quelle est la polarisation courante du laser. Si l'état de la polarisation ne présente pas de difficultés à être transféré au programme PILE ce n'est pas le cas de l'intensité I_0 ou de la situation de la cavité. L'intensité d'une photodiode est une valeur analogique, il faut donc que ce signal soit d'abord numérisé par l'intermédiaire d'un ADC. Cette mini-acquisition est réalisée par le processus Saclay module, qui est un programme labview. En plus de transmettre à LPOLARGATE l'intensité I_0 , ce programme transmet également l'état de la cavité, qui est également lié à une mesure par une photodiode. Les histogrammes ainsi que les informations transmises par le PC PXIPOLAR arrivant au niveau de LPOLARGATE ne sont pas a priori émis en même temps. Pour ces raisons, il convient de synchroniser les horloges des PCRIOPOLAR et nh-cavilpol de sorte que l'association entre des valeurs compatibles dans le temps puissent être faite. Nous avons pour cela installé un logiciel de synchronisation utilisant le protocole NTP (Network Time Protocol) [42]. Les trois échanges : RIOPOLAR vers nh-cavilpol, PXIPOLAR vers nh-cavilpol et nh-cavilpol vers h1orsa01 se font exclusivement par l'intermédiaire du protocole TCP/IP.

5.4.4.2 Netmex et datareadbunch

Netmex (NETwork Machines an EXperiments) est un système utilisé à DESY pour échanger les données entre les ordinateurs de l'accélérateur et les expériences, partout sur le réseau. C'est par exemple un serveur NETMEX qui nous fournit les informations au sujet de la machine telles que la position du faisceau ou la valeur des courants des différents paquets. NetMex est basé sur TINE avec quelques fonctionnalités supplémentaires. Il oblige premièrement à utiliser des en-tête de type C, la documentation des mots-clefs et des données devant être fournie par chacun des serveurs NetMex. Deuxièmement il masque certaines des fonctionnalités de TINE des clients pour forcer la lecture-seule et pour décourager les utilisateurs d'accéder directement aux ordinateurs plus près du système de contrôle.

LPOLARGATE ne communique pas directement avec le serveur Netmex. Ce programme passe par un processus client du serveur Netmex s'exécutant en permanence. Le nom de ce processus est datareadbunch et correspond à la flèche orientée vers la droite sur la figure 5.15. Ce processus, en plus de récolter les données provenant du serveur Netmex, récolte également les données provenant de RIOPOLAR, de PXIPOLAR mais également de h1orsa01 au travers de LPOLARGATE. Ces données sont transférées à l'aide de TINE avant d'être mises à disposition d'un serveur PVSS à l'aide du protocole TCP/IP. Ce serveur PVSS tourne également sous nh-cavilpol.

5.4.4.3 PVSS

Grâce au logiciel PVSS il est possible d'avoir accès à toutes les données arrivant jusqu'à LPOLARGATE, depuis n'importe quel ordinateur connecté sur le réseau de DESY. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, un serveur PVSS réceptionne les données à l'aide du processus datareadbunch. Ce serveur peut partager ces données avec autant de clients présents sur le réseau que nécessaire. La communication entre client et serveur s'effectue par l'intermédiaire du protocole TCP/IP. On voit que l'échange de données avec les clients éventuels s'effectue de manière complètement indépendante de LPOLARGATE, et ne risque pas de le perturber. S'il est possible depuis le client PVSS d'avoir accès à toute sorte d'information, il est possible également d'effectuer certaines actions, concernant le contrôle de la DAQ par exemple. Cette fonction est associée aux processus daqmodesbunch. Ce processus s'exécute sur l'ordinateur nh-cavilpol, il est représenté sur la figure 5.15 par une flèche orientée vers la gauche. Ce processus transmet les actions envoyées par TCP/IP, depuis le client PVSS vers LPOLARGATE en utilisant TINE, qui le répercute ensuite vers les processus concernés. Les décisions qui peuvent être choisies concerne l'état de l'acquisition, et peut être prochainement l'état de la cavité.

Nous utilisons cette chaîne de processus, comme nous l'avons indiqué lors de la prise de données, ou encore lorsqu'il s'agit de communiquer avec le programme PILE comme nous l'avons déjà énoncé.

5.5 Description du programme d'ajustement

Dans cette section nous présenterons notre procédure d'ajustement de la polarisation. Nous utilisons pour cela une méthode d'ajustement par minimisation d'un maximum de vraisemblance. Les détails mathématiques sont donnés en annexe.

5.5.1 Modélisation du signal et du bruit

5.5.1.1 Signal

Pour un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement, la section efficace différentielle de la diffusion Compton est donnée par l'équation (8) de la référence [20]. Dans le référentiel du laboratoire, on a :

$$\frac{d\sigma_c}{dE_\gamma} = \frac{d\sigma_0}{dE_\gamma} + S_3 P \frac{d\sigma_z}{dE_\gamma} \quad (5.2)$$

Où S_3 est le paramètre de Stokes définissant le degré de polarisation circulaire ($S_3=+1$ pour une polarisation circulaire gauche et $S_3=-1$ pour une polarisation circulaire droite), P est la polarisation du faisceau d'électrons, E_γ est l'énergie des photons Compton dans le référentiel du laboratoire. $d\sigma_0/dE_\gamma$ et $d\sigma_z/dE_\gamma$ sont deux fonctions dépendant de l'énergie du faisceau laser E_λ et de l'énergie du faisceau de leptons E_e .

Nous utilisons un laser ND :YAG dont l'énergie est de $E_\lambda = 1.165$ eV. L'énergie du faisceau d'électrons est de $E_e = 27.5$ GeV.

5.5.1.2 Bruit de fond provenant du bremsstrahlung issu des interactions faisceau-gaz

La section efficace différentielle $d\sigma(e + g \rightarrow e + g + \gamma)/dE_\gamma$, où g représente le gaz résiduel dans le tube à vide du faisceau, est donnée par l'équation (1) de la référence [57] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{eg}}{dE_\gamma} = & 4\alpha r_e^2 \frac{E_{e'}}{E_e E_\gamma} \left[\left(\frac{E_e^2 + E_{e'}^2}{E_e E_{e'}} - \frac{2}{3} \right) [Z^2 \ln(184.15 Z^{-1/3}) \right. \\ & \left. + Z \ln(1194 Z^{-2/3})] + \frac{1}{9}(Z^2 + Z) \right] \end{aligned} \quad (5.3)$$

Où $E_{e'} = E_e - E_\gamma$; r_e est le rayon classique de l'électron et $\alpha = 1/137$. $Z = 4.2$ représente le nombre moyen de protons présents dans un atome du gaz résiduel [57]. Une formule plus complète [95] a également été implantée dans notre programme.

5.5.1.3 Bruit de fond provenant des interactions avec le corps noir

Ce type de bruit est décrit dans la référence ref. [59] où il a été étudié dans le cas du TPOL. Ce bruit provient de photons du corps noir émis par le tube à vide du faisceau ($T \approx 310$ K), à un taux de 0.013 photons par paquet pour un courant de l'ordre de 0.3mA par paquet. Cependant la situation avec le LPOL est différente. Dans le cas du LPOL le point d'interaction électron-laser est situé 50 m après une section droite de l'accélérateur, tandis que dans le cas du TPOL il ne se situe qu'à 7.3 m, où un dipôle de faible courant incurve la trajectoire. En conséquence avec un courant de 40 mA par paquet, et pour 190 paquets présents, on attend un taux d'environ 0.06 photons par paquet pour LPOL¹

Pour décrire ce bruit de fond nous allons suivre les calculs de la référence [59], à laquelle nous renvoyons le lecteur pour plus de détails. Le spectre énergétique du corps noir dans

¹Cette estimation a été faite avant notre première mesure et il apparaît qu'elle est proche de ce que nous mesurons actuellement.

le référentiel du laboratoire est donné par :

$$\frac{dn(E_\lambda)}{dE_\lambda} \propto \frac{E_\lambda^2}{e^{E_\lambda/k_B T} - 1}$$

Où k_B est la constante de Boltzmann. La distribution en énergie des photons diffusés par le faisceau d'électrons, toujours dans le référentiel du laboratoire est donnée par :

$$\frac{dn(E_\gamma)}{dE_\gamma} \propto \int_{(\cos \theta_\lambda)_{min}}^1 \int_{E_{\lambda,min}}^{E_{\lambda,max}} \frac{dn(E_\lambda)}{dE_\lambda} (1 + \beta \cos \theta_\lambda) \frac{d\sigma_c}{dE_\gamma} dE_\lambda d \cos \theta_\lambda \quad (5.4)$$

Où :

- θ_λ est l'angle entre le photon du corps noir incident et le faisceau d'électrons dans le référentiel du laboratoire ;
- $\beta \approx 1$ est la vitesse de l'électron ;
- $E_{\lambda,max}$ est infinie en principe mais il est suffisant pour les calculs numérique de choisir $E_{\lambda,max} \approx E_{\lambda,min} + 12 \times k_B T$;
- $d\sigma_0/dE_\gamma$ est la section efficace différentielle de production des photons Compton non polarisés (voir équation (5.2)), elle dépend à la fois de E_λ et θ ;
- La borne inférieure de l'intégrale est donnée par les relation cinématiques :

$$(\cos \theta)_{min} = \frac{m_e k_{i,min}}{\beta \gamma E_{\lambda,max}} - \frac{1}{\beta} ; \quad E_{\lambda,min} = \frac{m_e k_{i,min}}{\gamma(1 + \beta \cos \theta_\lambda)}$$

avec $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ and $k_{i,min} = E_\lambda/2(E_e - E_\lambda)$.

- Le facteur de proportionnalité n'est pas important parce que nous normalisons le nombre d'évènements à l'intégrale sur l'énergie (de 0 à 3 GeV).

L'énergie maximum atteinte par le photon du corps noir qui est diffusé est donnée par la relation :

$$E_{\gamma,max} = \frac{E_e}{1 + \frac{m_e}{2\gamma E_{\lambda,max}(1+\beta)}}$$

et vaut ≈ 3 GeV pour $E_{\lambda,max} = 0.3$ eV.

5.5.1.4 Bruit de fond provenant des radiations synchrotron

Nous avons déjà parlé en détail des radiations synchrotron dans le chapitre 3. Rappelons simplement que ce bruit de fond consiste en une somme quasi infinie de photons de petite énergie, ce qui rend l'application du théorème central limite très précise. Ce bruit de fond est donc défini par une énergie moyenne et une largeur. Cependant, en comparant la résolution de notre détecteur avec la largeur du flux de radiations synchrotron, on voit que c'est la résolution qui domine largement. Cela signifie, si nous supposons que la probabilité que les photons des radiations synchrotron atteignent le calorimètre à chaque croisement électron-paquet soit de 1, que l'on peut définir la répartition en énergie des radiations synchrotron par la fonction :

$$f_{sr}(E) = \delta(E - E_s)$$

Où $\delta(E - E_s)$ est la distribution de Dirac, E_s est l'énergie moyenne. C'est le seul paramètre inconnu. Par la suite nous désignerons ce paramètre par l'énergie des radiations synchrotron.

5.5.2 Simulation du détecteur

Tout d'abord énonçons la conversion entre le nombre de coups ADC, N_{ADC} et l'énergie correspondante :

$$E(N_{ADC}) = [30\text{GeV}] \times c_{bias} \frac{\exp(p_{bias} \times c_{bias} \times N_{ADC} \times \Delta) - 1}{\exp(p_{bias} \times c_{bias} \times 30) - 1}$$

Où, $\Delta = 50$ MeV est la largeur minimum d'un canal des histogrammes en énergie dont nous avons déjà fait mention au chapitre 2. c_{bias} et p_{bias} sont deux paramètres inconnus qui sont déterminés par un ajustement par minimisation de χ^2 . Notons que N_{ADC} est le nombre de coups ADC avant tous regroupements de canaux comme ceux décrits dans la section suivante. Notons également que :

$$\lim_{p_{bias} \rightarrow 0} E(N_{ADC}) = c_{bias} \times N_{ADC} \times \Delta$$

de telle sorte que $p_{bias} = 0$ correspond à une conversion ADC/GeV linéaire et que $p_{bias} \neq 0$ permet de prendre en compte une non linéarité.

La résolution du détecteur est simplement prise en compte par un élargissement gaussien (voir équation 5.16 dans l'annexe). Les intégrales permettant de prendre en compte cet étalement sont calculées numériquement sans génération de nombres aléatoires. L'écart standard de la fonction de résolution est défini par :

$$\sigma_E^2 = c_0 + c_1 \times E + c_2 \times E^2$$

dans notre programme d'ajustement les paramètres c_{empty} , c_{sig} and c_{sgc} sont ajustés. Ils sont reliés aux paramètres c_0 , c_1 and c_2 par :

$$\sqrt{c_0} = c_{empty} \times \Delta \times c_{bias}, \text{ en GeV} \quad (5.5)$$

$$\sqrt{c_1} = c_{sig}, \text{ en GeV}^{1/2} \quad (5.6)$$

$$\sqrt{c_2} = c_{sgc}, \text{ sans dimension.} \quad (5.7)$$

Les paramètres c_{bias} , p_{bias} , c_{empty} , c_{sig} et c_{sgc} sont déterminés à l'aide des données.

Tout d'abord, c_{empty} est déterminé par la variance des distributions en énergie des paquets vides (sans ajustement). Seulement les paquets « les plus nets », c'est-à-dire ceux précédés par trois paquets vides, sont utilisés. Dans ces paquets, il n'y a pas de « pile-up » électronique, dû à la présence d'un signal issu des paquets précédents, et ne s'annulant pas après 96 ns (voir la suite). Pratiquement, on fixe $c_{bias} = a$, où a est une constante arbitraire (généralement $a = 1$) et, si nous désignons par RMS l'écart quadratique moyen des distributions en énergie des bunch vides on a :

$$c_{empty} = \frac{RMS}{a\Delta}.$$

Par la suite les autres paramètres sont déterminés par un ajustement à l'aide du logiciel MINUIT [61] , sur « les paquets les plus nets ». Lorsque l'ajustement par MINUIT est réalisé, l'ajustement du maximum de vraisemblance décrit par la suite est effectué à chaque itération.

Les matériaux inertes situés devant le calorimètre sont pris en compte en utilisant la paramétrisation de la référence [96].

5.5.3 Données entrant dans l'ajustement et procédures d'ajustement

Pour extraire la polarisation longitudinale des électrons, nous avons au départ adopté une procédure de mesure habituelle. Les trois mesures suivantes étaient effectuées périodiquement :

1. Laser off : la distribution en énergie du bruit de fond est mesurée (équations. (5.3,5.4)).
2. Faisceau laser polarisé circulairement gauche (=Laser gauche) : mesure du signal avec $S_3 = -1$ utilisant l'équation 5.2, les bruits de fonds (équation 5.3,5.4) étant inclus.
3. Faisceau laser polarisé circulairement droit (=Laser droit) : mesure du signal avec $S_3 = +1$ utilisant l'équation 5.2, le pile-up électronique et le bruit de fond (équation 5.3,5.4) étant inclus.

Expérimentalement les mesures laser off ne pouvaient pas se faire trop fréquemment parce qu'elles augmentaient le temps-mort. En effet, dans ce cas on doit interrompre l'asservissement de la cavité, puis relancer cet asservissement, ce qui nécessite du temps. Nous avons aussi observé que le bruit de fond provenant des interactions faisceau-gaz était modifié d'une prise de données à l'autre et que les ajustements étaient convergents, (avec une matrice Hessienne positive) quand les données laser off étaient enlevées. Nous avons donc éliminé l'étape laser off dans de notre procédure d'ajustement et considéré seulement les deux mesures que nous nommerons un doublet :

1. Laser gauche
2. Laser droit

Avec notre DAQ qui fonctionne à 10.416 Mhz (voir chapitre 2), nous pouvons, comme nous l'avons déjà énoncé dans la partie 5.2.2, mesurer le signal au rythme de l'arrivée des paquets sans utiliser de module de trigger. Pour avoir 200 k évènements par paquet, et cela pour l'ensemble des 220 paquets présents dans la machine nous devons :

1. Lancer l'acquisition durant $2.10^5 \times 22.5 \mu s = 4.5s$ pour un état donné de la polarisation du laser.
2. Tourner le MOCO afin de changer la polarisation de gauche à droite ou inversement. A chaque changement il nous faut attendre la réponse du contrôleur indiquant que le MOCO s'est arrêté. Cela dure quelques milli-secondes.
3. Lancer de nouveau la DAQ durant $2.10^5 \times 22.5 \mu s = 4.5s$ avec l'autre état de polarisation du laser.

Il faut donc environ 10 secondes pour avoir un « doublet » qui sera utilisé dans nos ajustements. Nos ajustements off-line sont effectués sur chaque paquet des doublets (à l'exception des paquets vides).

- Pour un paquet donné d'un doublet, les paramètres de l'ajustement sont (voir annexe) :
- Un flux d'évènements Compton (normalisation) et la polarisation du faisceau d'électrons.
 - Un flux pour les évènements gaz-faisceau.
 - Un flux pour les photons du corps noir.
 - Un paramètre pour l'énergie des radiations synchrotron.

Nous minimisons un maximum de vraisemblance pour déterminer ces paramètres, comme cela est décrit dans l'annexe. Le problème le plus important que nous avons rencontré dans nos premières analyses était qu'il nous a fallu donner une bonne description du pic de radiations synchrotron et des événements faisceau sur gaz. On doit garder en mémoire que nous combinons tous les photons (voir annexe) pour calculer le spectre en énergie. En conséquence, une petite erreur sur le taux de bruit de fond à faible énergie devient une erreur sur la détermination de la polarisation.

Afin de fournir une bonne description de la région du spectre à basse énergie, nous avons besoin d'utiliser de faibles largeurs de canaux en énergie. Pour des raisons pratiques, une taille variable des canaux a été implantée pour les histogrammes en énergie. Les canaux de la région de basse énergie ont une largeur de 50 MeV, tandis que ceux de haute énergie (après celle du front cinématique du front des photons Compton autour de 10GeV) ont une largeur de 100 MeV à 200 MeV. Cette largeur variable est visible sur le spectre en énergie que nous présenterons, et se traduit par des discontinuités. Etant donné que l'énergie des radiations synchrotron peut changer entre deux acquisitions de données (c'est d'ailleurs ce que nous observons), nous ajustons un des deux spectres en énergie (laser gauche ou droit) afin de faire coïncider les maxima des deux spectres, et qu'ils correspondent ainsi au même numéro de canal. C'est la méthode la plus simple pour prendre en compte une possible faible différence d'énergie des radiations synchrotron entre les histogrammes laser gauche et laser droit.

5.5.3.1 Libération des flux entre les données laser gauche et laser droit

Nous avons observé que le flux de bruit de fond faisceau-gaz et le flux de photons Compton pouvaient varier entre deux acquisitions successives. La seule manière pour le maximum de vraisemblance de prendre en compte ces variations était de changer la polarisation du faisceau d'électrons. Puisque cela entraîne de larges variations non fondées, nous avons relâché la contrainte sur les flux du signal des photons Compton et du flux du bruit de fond faisceau-gaz (voir la section 5.6.5). Nous avons donc introduit deux paramètres flux supplémentaires. Un paramètre flux pour le signal des photons Compton, qui est en fait une normalisation globale, et un paramètre pour celui des événements faisceau-gaz, de telle sorte qu'ils puissent être différents pour le laser polarisé gauche ou droit. En faisant cela, il faut nous assurer que nous utilisons les données proches du pic des photon Compton pour contraindre le flux des photons Compton et une partie de la région de basse énergie afin de contraindre le flux du bruit de fond faisceau-gaz. Lors des ajustements du TPOL ou du LPOL en mode « single photon » (voir section 1.3.3) la partie basse énergie du spectre énergétique était exclue de l'ajustement. Ici nous avons besoin de garder la normalisation déterminée par le nombre d'acquisitions. Nous avons donc choisi de rassembler les canaux proches du pic de radiations synchrotron. Nous avons pour cela introduit un paramètre rad_{cut} de sorte que tous les canaux contenant plus que $rad_{cut} \times N_{max}$ entrées sont regroupés pour former un « macro canal ». N_{max} étant le maximum d'événements contenus dans un bin, c'est-à-dire le maximum du pic de radiations synchrotron. Pour résumer, la procédure d'ajustement par maximum de vraisemblance se fait comme suit :

- On choisit tout d'abord $rad_{cut} = 1$, c'est-à-dire que l'on n'utilise pas de regroupement de canaux afin de décrire au mieux la forme du pic rayonnements synchrotron. Le flux des photons Compton et le flux du bruit de fond électron-gaz sont contraints,

afin de rester les mêmes pour les spectres d'énergie quand la polarisation du laser est gauche ou droite. Ensuite :

- Les radiations synchrotron, le flux du signal des photons Compton, la polarisation, le flux du bruit de fond faisceau-gaz, le flux du corps noir sont ajustés. Ceci nous donne la valeur de l'énergie du rayonnement synchrotron et du flux des photons du corps noir.
- On fixe ensuite $rad_{cut} < 1$. On fixe l'énergie des radiations synchrotron et le flux des photons du corps noir aux valeurs déterminées par l'étape précédente. Les deux paramètres de flux supplémentaires sont relâchés et un nouvel ajustement est effectué. Cet ajustement comporte donc cinq paramètres qu'il nous faut déterminer : 2 normalisations globales des photons Compton, 2 normalisations faisceau-gaz, et la polarisation du faisceau d'électrons. Cet ajustement nous permet donc d'estimer la valeur de la polarisation.

Remarquons que le maximum de vraisemblance est mathématiquement et numériquement parfaitement déterminé même avec tous les paramètres de flux qui ont été introduits.

Remarquons également que si les normalisations des flux des photons Compton ne sont pas ajustées séparément pour les polarisations du laser gauche ou droite, une petite correction prenant en compte les variations de l'intensité du laser dans la cavité doit être appliquée. Cette correction est mesurée à l'aide de l'ADC de 14 bits à 2 Mhz qui mesure les fréquences de bruit rapide dont nous avons déjà parlé dans la section 4.6.6. Cette correction est discutée plus en détails dans la section suivante.

5.6 Mesure de la polarisation et études des systématiques

Nous avons effectué plusieurs périodes de prise de données depuis juillet 2006, généralement de l'ordre d'une heure.

- 21/07/2006 : run avec une polarisation presque nulle (étude des effets de la puissance laser/cavité)
- 13/09/2006
- 25/09/2006
- 13/10/2006 DAQ où il y a 800000 entrées par histogrammes (le temps d'une acquisition est d'environ 20s).
- 19/10/2006 : variation de la durée d'une acquisition, c'est-à-dire du nombre d'entrées par histogrammes.
- 24/10/2006 : variation des conditions du faisceau d'électrons.
- 13/11/2006 : variation du degré de polarisation du laser (S_3)

Il est pratique de définir \bar{P}_b la polarisation absolue moyennée sur tous les paquets d'un doublet

$$\bar{P}_b = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N P_i \right|$$

Où N représente le nombre de paquets qui entreront en collision ou pas avec un paquet de protons associés, P_i est la polarisation du paquet d'un doublet donné.

5.6.1 Détermination des paramètres du détecteur

Comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, le paramètre du piédestal c_{empty} est déterminé à partir de la distribution en énergie des paquets vides d'électrons. La figure 5.16 montre les distributions en énergie des paquets vides. D'après cette figure on remarque que la distribution est Gaussienne et que la largeur du piédestal est de l'ordre de $100 MeV$.

Les autres paramètres du détecteur sont déterminés à l'aide d'un ajustement des paquets « les plus nets ». Par exemple, les figures 5.17 et 5.18 montrent la qualité d'un tel ajustement pour les paquets qui n'entreront pas en collision avec un paquet de protons associés et ceux qui entreront en collision. En comparant ces deux figures on peut remarquer que le nombre d'évènements autour du pic Compton est plus grand pour les paquets qui n'entreront pas en collision et que « la bosse » au niveau du pic Compton est plus haute. C'est une tendance très générale qui est systématiquement observée à HERA : les paquets qui n'entrent pas en collision sont plus polarisés que ceux qui entrent en collision avec un paquet de protons associés. Une corrélation claire existe et a été observée entre la valeur de la polarisation et celle du courant dans le paquet de protons associés. Cette corrélation a également été observée sur les mesures effectuées par le TPOL sur des périodes de temps importantes. Elle est due aux effets dépolarisant que nous avons décrits dans le chapitre 1.

5.6.2 Incertitudes statistiques

Les incertitudes statistiques de la polarisation d'un paquet donné, si elles sont déterminées par l'ajustement (voir l'équation 5.30), peuvent ne pas être valables pour des valeurs trop faibles ou trop importantes du χ^2 . Il est possible de réajuster ces incertitudes, comme cela est fait habituellement dans les analyses de χ^2 , mais ce n'est sûrement pas une méthode satisfaisante. Sur toutes les mesures de \bar{P}_b présentées ici, nous allons calculer les incertitudes statistiques directement sur la distribution de la polarisation (pour tous les paquets d'un doublet donné), c'est-à-dire comme les incertitudes sur la moyenne d'une distribution. Quand la polarisation des paquets individuels d'un seul doublet sera donnée, l'incertitude statistique sera calculée d'après l'équation (5.30) réajustée par la valeur de l'estimateur statistique. Remarquons que nous ne pouvons pas combiner les mesures de polarisation d'un seul paquet à différents instants et ensuite prendre l'incertitude de la moyenne parce qu'il y a des erreurs systématiques liées aux variations temporelles des conditions de bruit de fond.

5.6.3 Corrections de la puissance du laser et systématiques associés

Nous observons que la puissance du laser mesurée après la cavité est différente selon que la polarisation circulaire du laser soit gauche ou droite. La différence relative est de l'ordre de 4%. Comme nous l'avons indiqué un tel effet est appelé dichroïsme circulaire. On observe également cet effet dans les photodiodes en réflexion, situées avant la cavité (mesurant I_{trans} et I_{ref}). Les figures 5.21, 5.22 et 5.23 montrent de telles variations sur une longue période, c'est-à-dire pour de nombreux basculements entre polarisation circulaire gauche et droite.

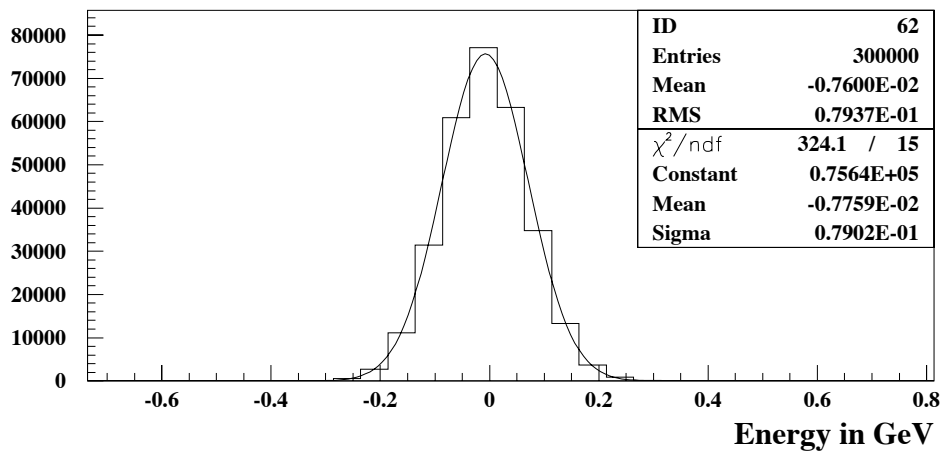
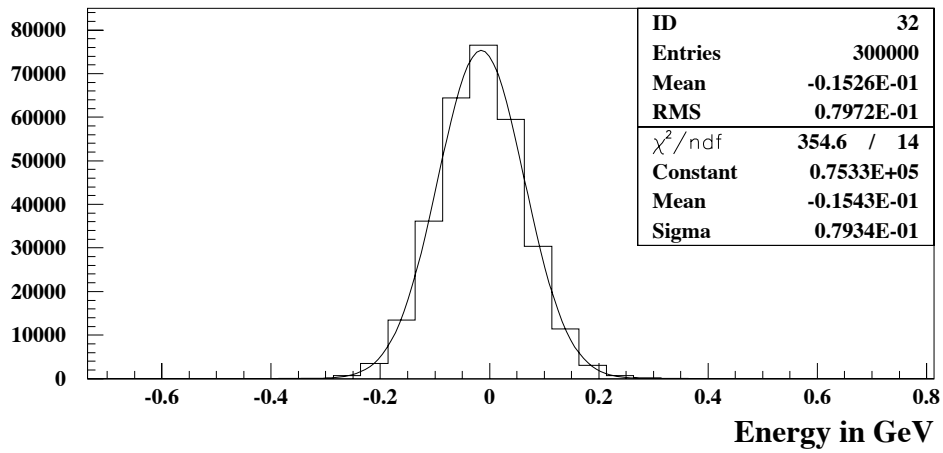


FIG. 5.16 – Distribution en énergie de deux paquets vides. Figure également le résultat d'un ajustement gaussien.

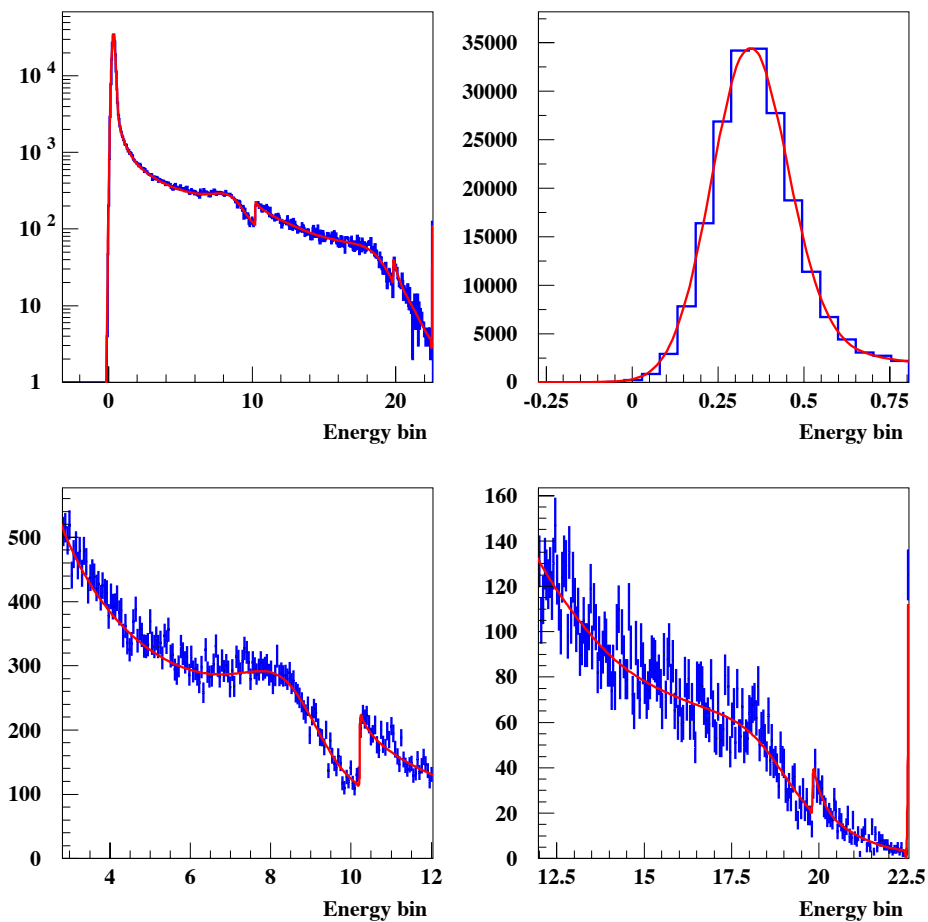


FIG. 5.17 – Résultat d'un ajustement déterminant les paramètres du détecteur pour un paquet n'entrant pas en collision. Les discontinuités autour du canal numéro 10 et 18 correspondent au changement de la largeur en énergie des canaux. Pour les numéros des canaux inférieurs à 10, le numéro de canal correspond à l'énergie en GeV. Cette correspondance n'est plus bijective pour les canaux dont le numéro est plus grand que 10 à cause de la largeur ajustable des canaux. Le graphe en haut à gauche représente la distribution d'énergie globale en échelle logarithmique, les barres bleues sont les données et les lignes rouges sont les résultats de l'ajustement. Le graphe en haut à droite est un zoom sur le pic des radiations synchrotron. Le graphe en bas à gauche est un zoom sur un le pic des photons Compton. Le graphe en bas à droite est un zoom sur la limite du spectre de bremsstrahlung.

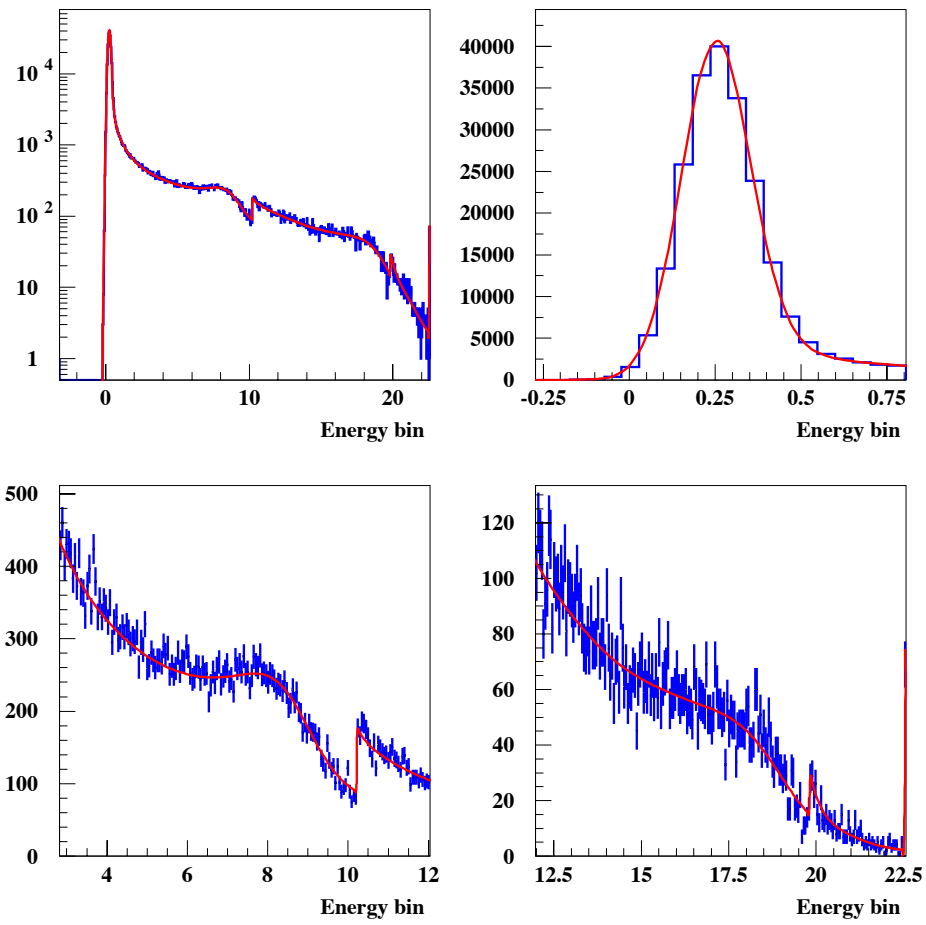


FIG. 5.18 – *Similaire à la figure 5.17 mais pour les paquets entrants en collision.*

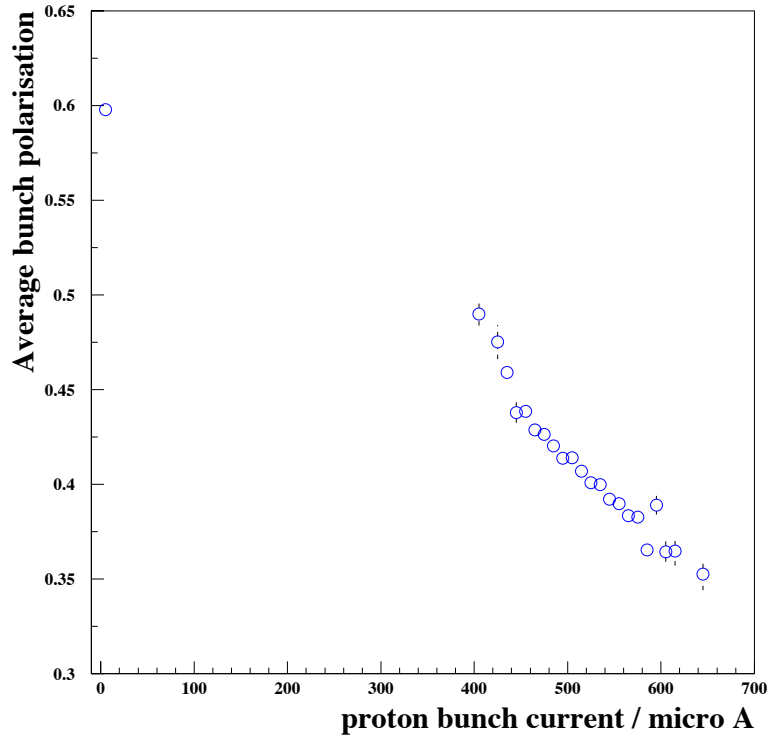


FIG. 5.19 – Mesure de la polarisation en fonction du courant dans le paquet de protons associé. Les données correspondent à la période du 25 septembre 2006.

Nous avons d’abord pensé que cet effet pouvait être induit par notre appareillage de mesure de la lumière constitué d’une photodiode et d’un diffuseur. Il a en effet été rapporté dans [98] qu’il y a une certaine dépendance entre la valeur de l’intensité retournée par une photodiode et la polarisation de l’onde incidente. Nous avons effectué des mesures au LAL afin de vérifier si notre appareillage pouvait introduire un effet tel que le dichroïsme circulaire que nous observons. Lorsque le faisceau laser, la photodiode et le diffuseur sont très désalignés, on observe effectivement que la réponse de la photodiode est clairement dépendante de la polarisation. Cependant, on n’observe pas de dichroïsme circulaire, et donc aucune différence entre une polarisation circulaire gauche ou droite.

La variation de puissance laser vient en fait de la variation de la direction du faisceau induite par la rotation du MOCO. Ce sont donc des désalignements résiduels de la lame quart d’onde à l’intérieur du rotateur qui sont à l’origine de ces variations. La figure 5.20 montre les mesures de la variation de l’impact du faisceau sur un PSD (Position Sensitive Detector) situé dans le plan focal de la dernière lentille. Cela revient à une position équivalente au centre de la cavité. Pour faire cela nous avons introduit un miroir dans notre ligne de faisceau afin de renvoyer le faisceau vers le PSD. On voit clairement une variation angulaire entre les deux positions du MOCO qui correspond à une polarisation du faisceau circulaire gauche et droite. Une telle variation angulaire introduit un décalage entre les points d’impacts sur les photodiodes et les diffuseurs situés avant la cavité, et en conséquence une variation du courant de la photodiode. Ce désalignement entraîne également un décalage entre l’axe du faisceau laser et l’axe optique de la cavité, ce qui a pour conséquence une variation du couplage de la puissance du laser avec la cavité (voir [80] p. 141). Nous avons vérifié numériquement que 60 μm de décalage, qui

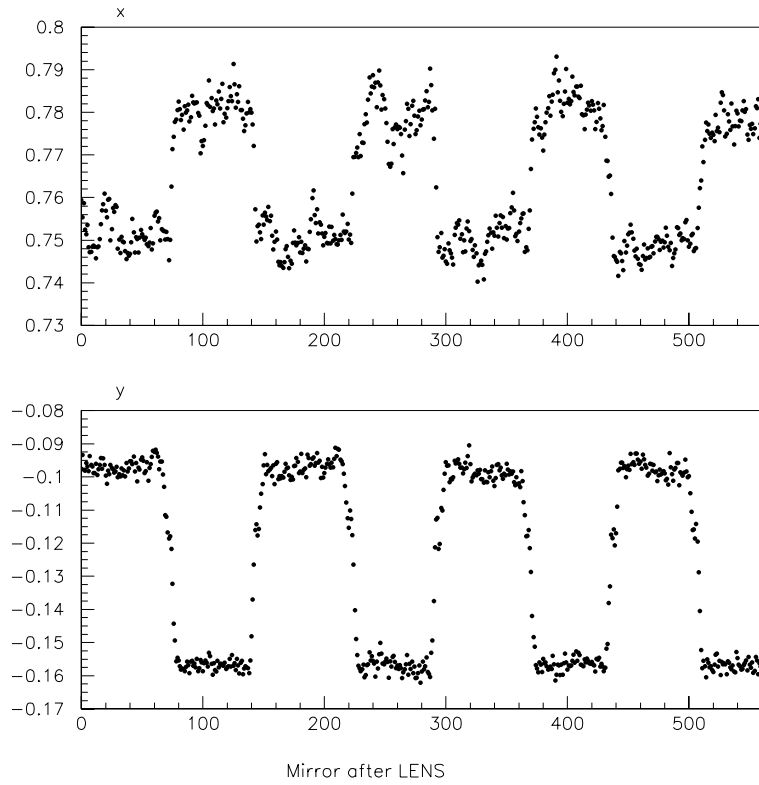


FIG. 5.20 – Position de l'impact du faisceau laser sur un PSD. La figure du haut représente les variations observées sur l'axe horizontal et la figure du bas du l'axe vertical du PSD. Les valeur de x et de y sont en millimètres. L'axe des abscisses de ces deux graphes est le numéro de la mesure (progressif en fonction du temps). Les deux plateaux observés sur la figure du bas correspondent aux positions angulaires du MOCO associées à un laser gauche ou droit.

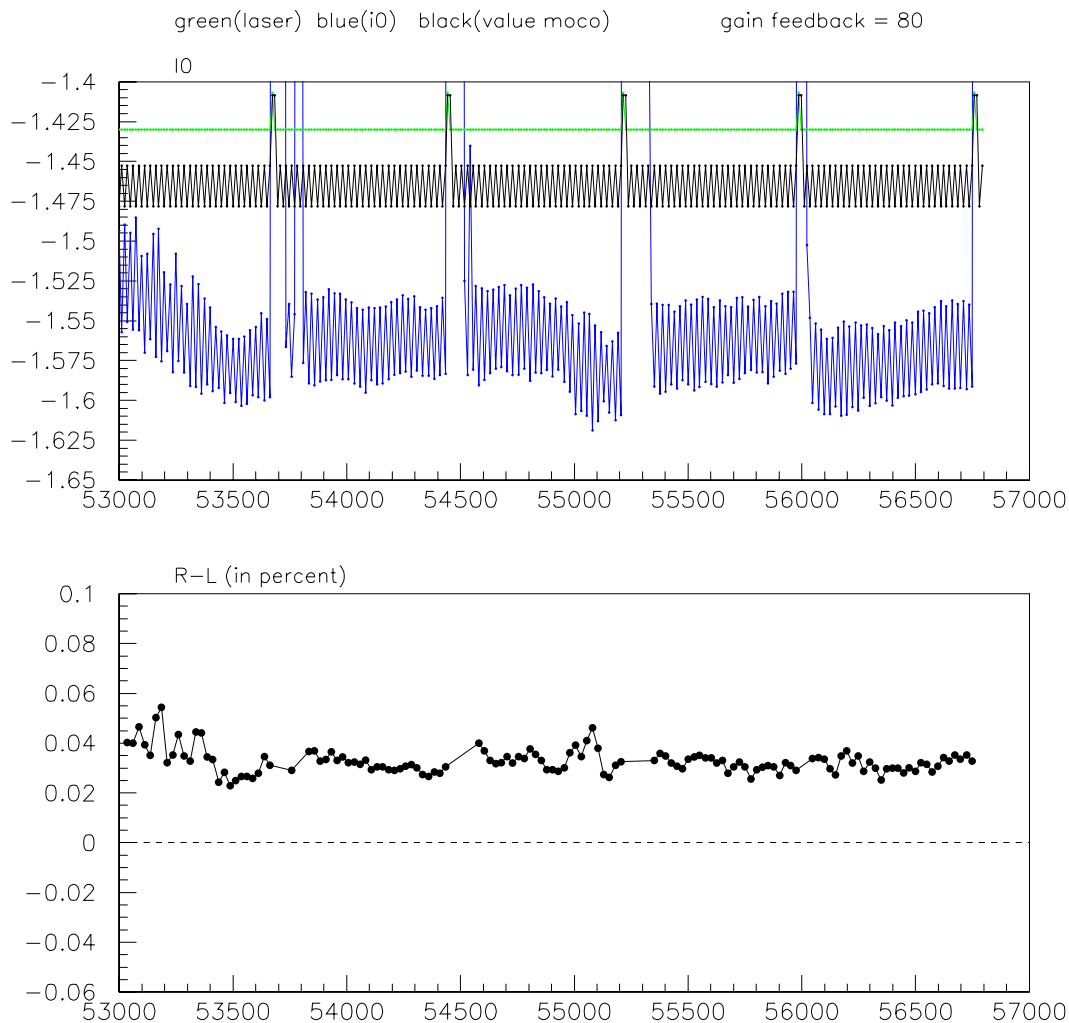


FIG. 5.21 – Graphe du haut : La courbe verte est la puissance du laser donnée par le contrôleur en fonction du temps en unité arbitraire. Les points noirs connectés par des segments de droite représentent le statut du contrôleur du MOCO, les points qui ont une position haute correspondent à une polarisation circulaire gauche du laser, tandis que ceux qui ont une position basse à une polarisation circulaire droite. Les points en bleu connectés par des segments de droite représentent le signal mesuré par une des photodiodes située en sortie de cavité (celle qui mesure I_0) en Volts. On constate que ce signal oscille entre deux positions corrélées à la position angulaire du MOCO. Graphe du bas : Différences relatives entre le signal mesuré dans la photodiode pour le laser gauche et le laser droit, déterminées à l'aide de la courbe en bleu issue du graphe du haut.

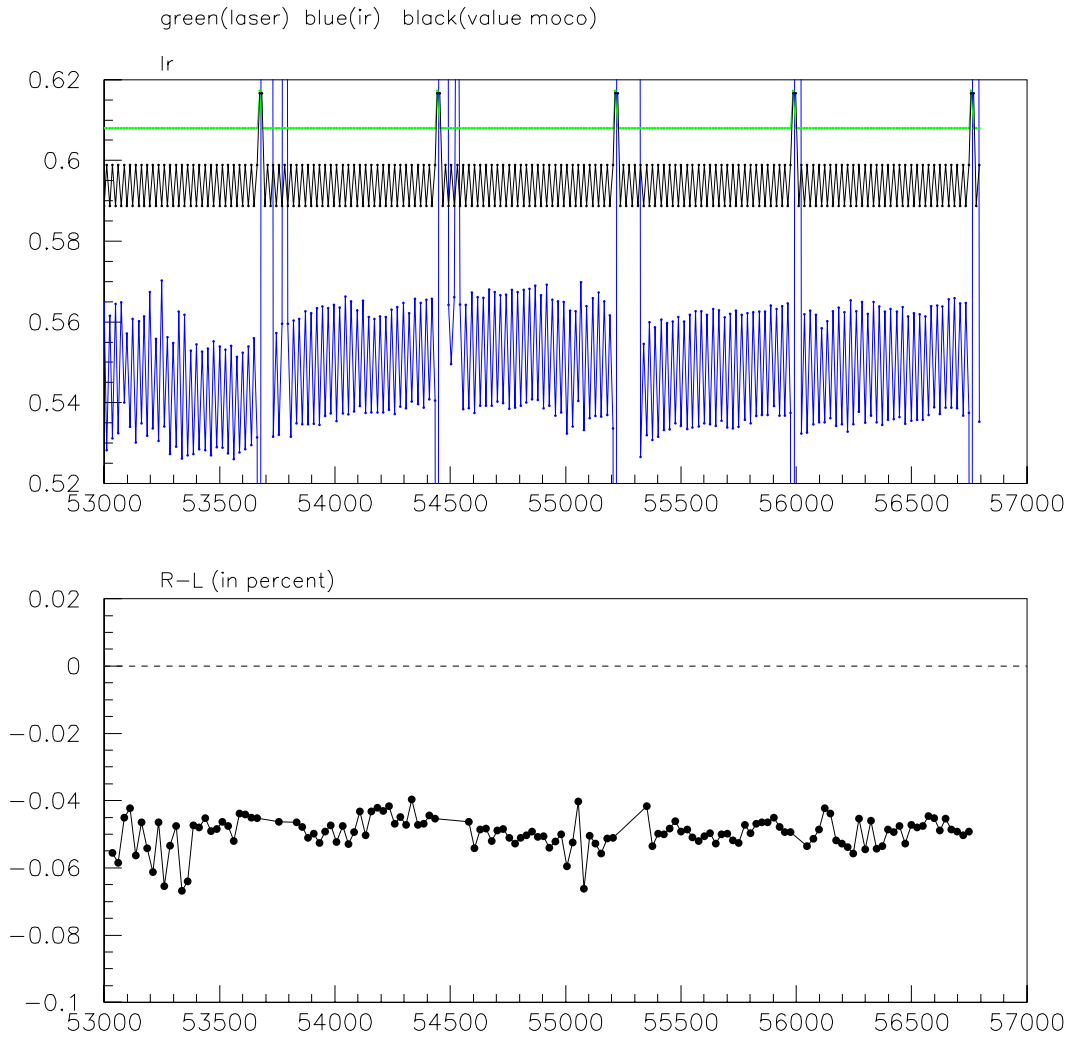


FIG. 5.22 – Similaire à la figure 5.21 mais pour la photodiode en réflexion située avant la cavité (celle mesurant I_{trans} et utilisée lors du fit d'aller retour 4.7), située avant la cavité et derrière le polariseur.

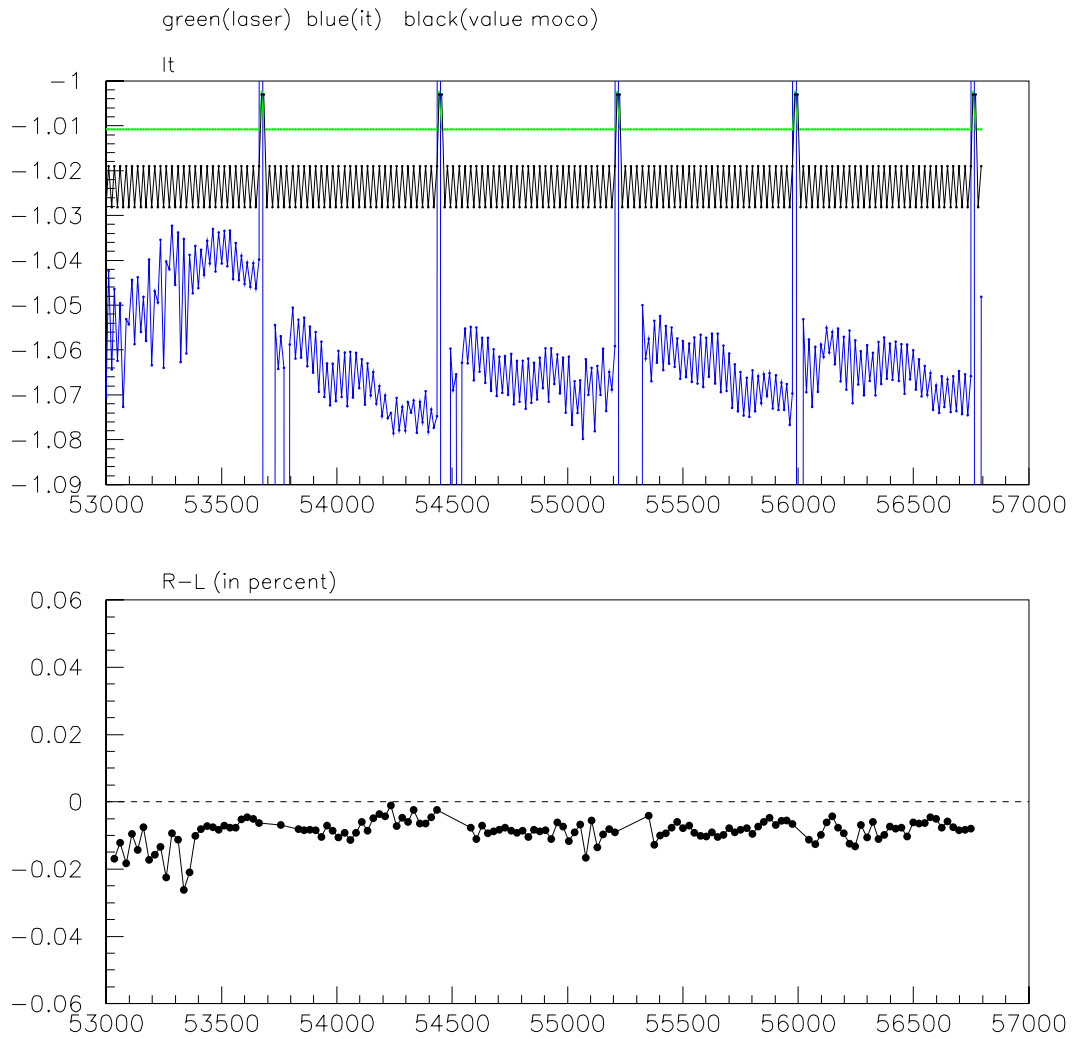


FIG. 5.23 – Similaire à la figure 5.21 mais pour la photodiode en réflexion mesurant I_{ref} , située avant la cavité et utilisée pour le module d'asservissement.

correspondent à un désalignement angulaire de $30 \mu\text{rad}$ peu réduire le couplage de la puissance à la cavité de quelques pour cent.

Puisque cette variation de puissance est ressentie par le faisceau d'électrons, nous devons la mesurer et corriger nos histogrammes en conséquence. La figure 5.24 montre la polarisation mesurée en juillet 2006 quand la polarisation du faisceau d'électrons était très faible. Sur cette figure nous avons effectué un ajustement avec et sans les corrections de puissance du laser et avec la correction de puissance appliquée en sens inverse. La polarisation du faisceau d'électrons étant négative cette figure donne une indication claire que nos corrections sont appliquées correctement et que ces corrections sont nécessaires.

Nous appliquons donc ces corrections à nos données. Cependant, quand différents flux de photons Compton sont pris en compte dans l'ajustement pour le faisceau laser gauche ou droit, ces paramètres n'ont alors plus aucun sens. Dans ce cas il n'y a donc pas de systématiques qui sont reliées à cette correction. Notre ajustement de référence (nominal) prend en compte les différent flux de Compton comme paramètres.

5.6.4 Détermination du paramètre rad_{cut}

Nous avons mesuré \bar{P}_b en fonction du temps, c'est-à-dire en fonction du doublet, pour la période du 19/10/2006 et pour différentes valeurs du paramètre rad_{cut} . La figure 5.25 montre la dispersion et la moyenne de \bar{P}_b sur 34 doublets. D'après cette étude nous pouvons conclure que le domaine du paramètre rad_{cut} est approximativement $[0.04, 0.3]$. Pour des valeurs plus grandes de ce paramètre, le nombre de canaux rassemblés n'est pas suffisamment important et le canal contenant le pics des radiations synchrotron a trop de poids dans l'ajustement du maximum de vraisemblance. Pour des valeurs plus petites, trop de canaux sont rassemblés et les paramètres de flux du bruit de fond faisceau-gaz ne sont pas assez contraints. D'après ces graphes on estime une incertitude systématique signée de $+0.04$ sur \bar{P}_b .

5.6.5 Ajustement des flux des photons Compton et du bruit de fond faisceau-gaz

Les figures 5.26 et 5.27 montrent les effets des paramètres du flux de photons Compton et du flux du bruit de fond faisceau-gaz pour les périodes du 25/09/2006 et 13/10/2006 respectivement. On voit clairement une amélioration quand les deux flux sont ajustés indépendamment de la polarisation du faisceau laser.

On observe également que les mesures sont beaucoup plus stables quand le nombre d'entrées par histogrammes est augmenté de 200k (figure 5.26) à 800k (figure 5.26).

Il n'est cependant pas évident de compenser exactement les variations des conditions de faisceau avec le maximum de vraisemblance puisqu'il y a un compromis à faire sur le choix de la valeur du paramètre rad_{cut} , comme nous l'avons décrit dans la section précédente. Afin de constater la sensibilité de la polarisation du faisceau d'électrons aux paramètres de flux du bruit de fond faisceau-gaz, nous avons représenté la dérivée de doublet à doublet pour le bruit de fond faisceau-gaz en fonction de la dérivée de la polarisation des électrons sur la figure 5.28. Pour ces ajustements, où les flux du laser gauche et droit sont contraints à rester les mêmes, on peut voir qu'une variation d'un des flux du bruit de fond faisceau-gaz de 1, entraîne une variation de 10 sur la polarisation des électrons. Notre mesure est donc très sensible à une petite variation des conditions de bruit de fond. Cette sensibilité

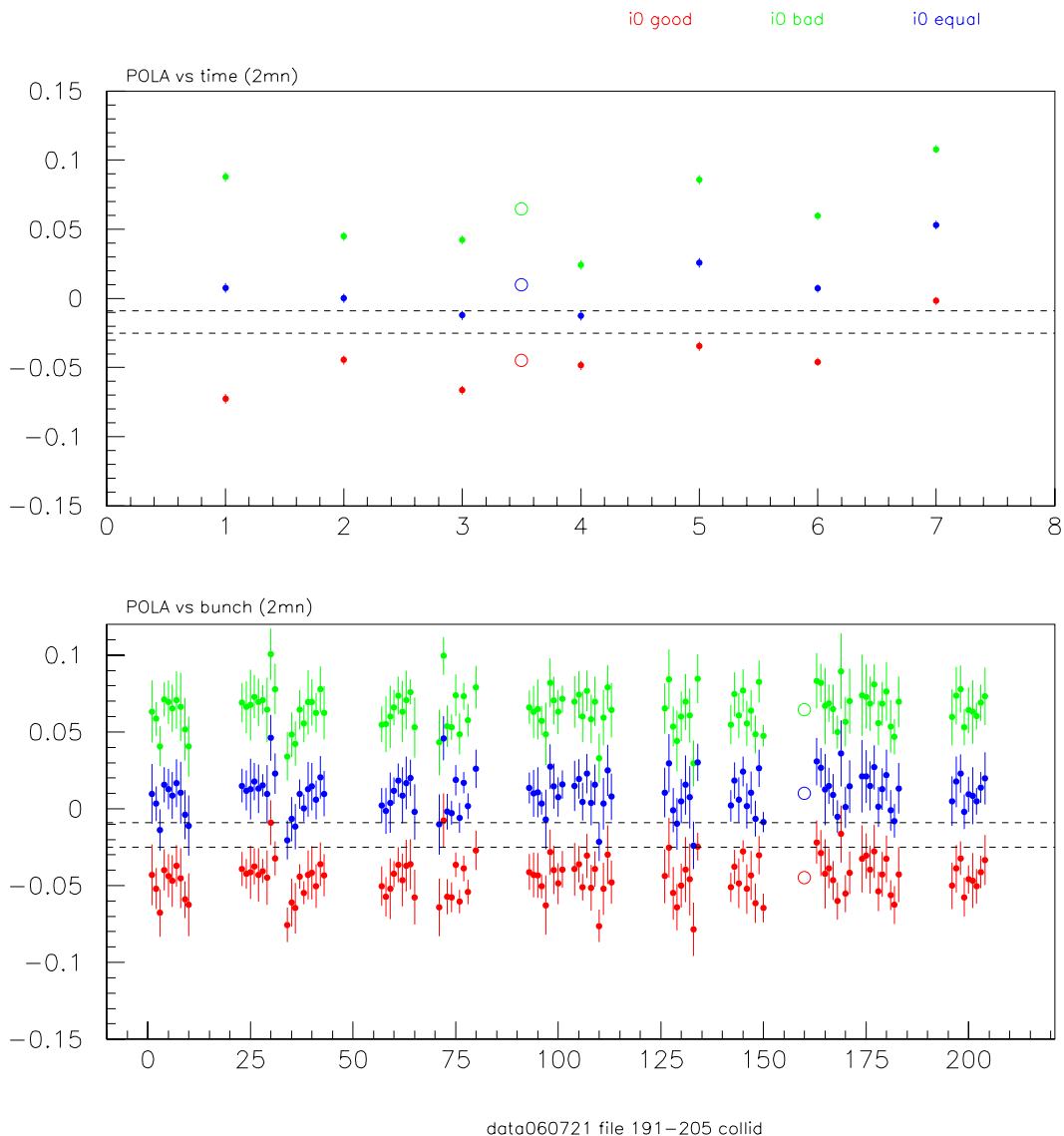


FIG. 5.24 – Mesure de \bar{P}_b représentée en fonction du temps avec différentes corrections appliquées concernant la puissance du laser (voir le texte). Les points rouges représentent les données avec correction appliquée; Les points bleus représentent les données sans corrections; Les points verts représentent les données avec une correction appliquée dans le mauvais sens (en inverse). Les lignes horizontales en pointillé représentent la polarisation mesurée par le TPOL. Les conditions qui prévalaient dans la machine lors de la prise de données induisaient une polarisation négative.

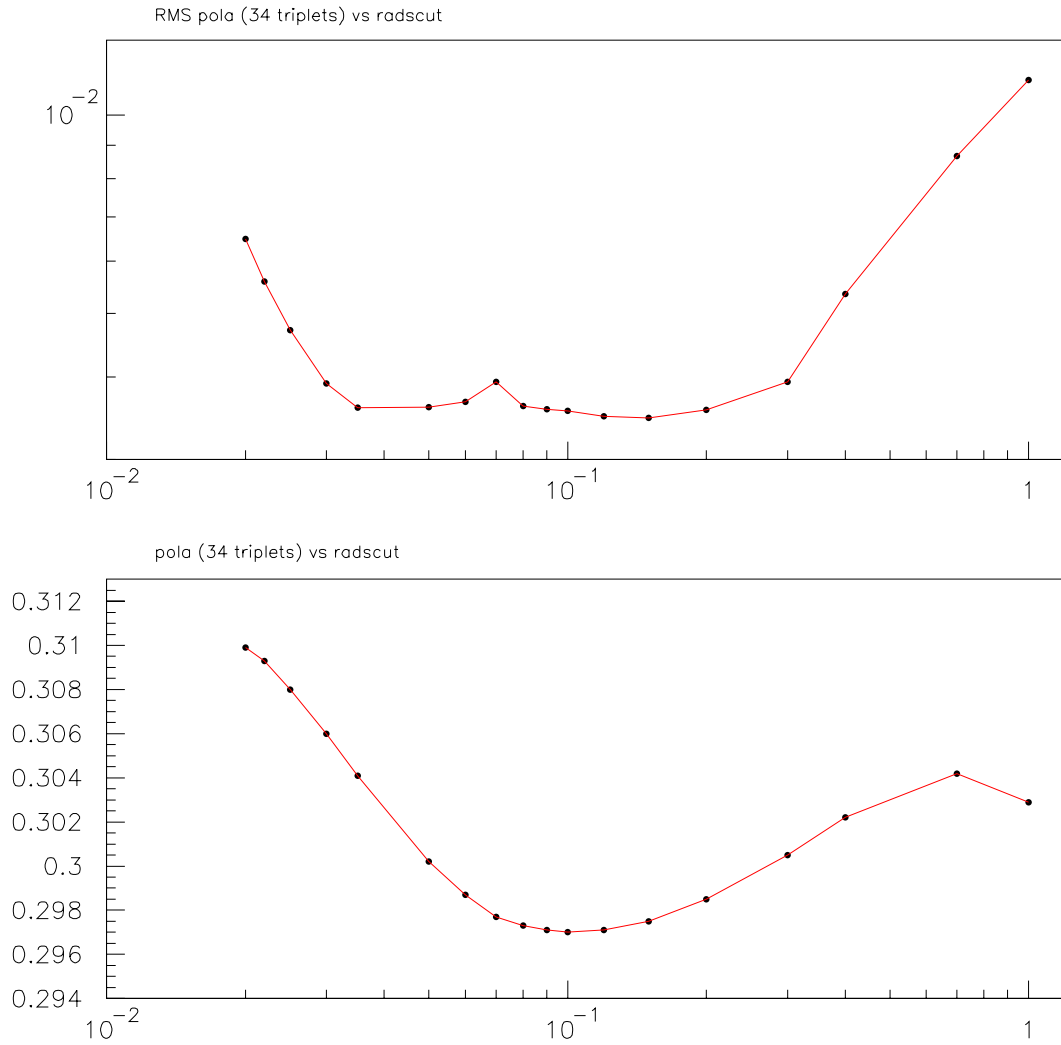


FIG. 5.25 – Graphe du haut : dispersion de \bar{P}_b sur 34 doublets (période du 19/10/2006) en fonction de rad_{cut} . Graphe du bas : moyenne de \bar{P}_b sur 34 doublets en fonction du rad_{cut} .

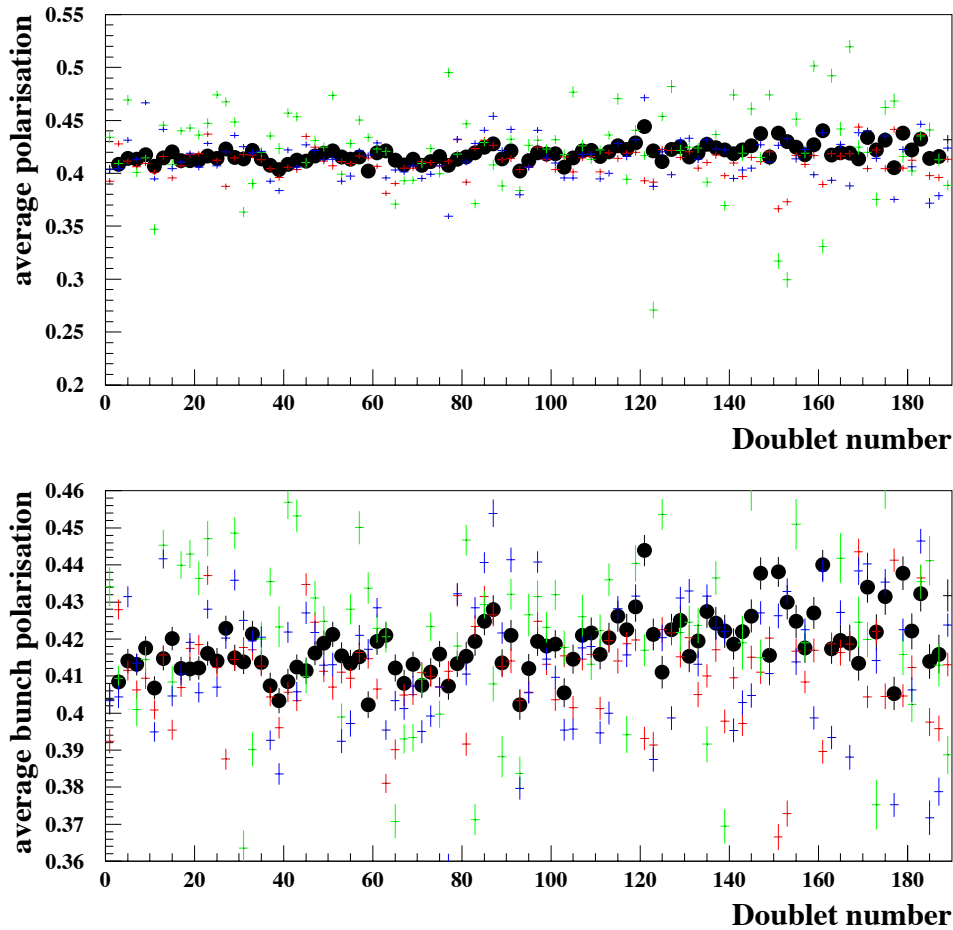


FIG. 5.26 – Données issues de la période du 25/09/2006. Les 180 doublets correspondent à environ 30 minutes de prise de données. Sur les deux graphes les points noirs représentent la polarisation déterminée lorsque les flux des photons Compton et du bruit de fond faisceau-gaz sont différents pour le faisceau laser polarisé gauche et droit. Les croix rouges représentent la polarisation déterminée lorsque le flux des photons Compton est le même, mais lorsque le flux du bruit de fond faisceau-gaz est différent pour les deux polarisations du faisceau laser. Les croix vertes représentent la polarisation déterminée lorsque les flux du bruit de fond sont les mêmes pour les deux polarisations, tandis que les flux des photons Compton sont différents. Enfin les croix bleues représentent la polarisation estimée lorsque les flux du bruit de fond faisceau-gaz et de photons Compton est le même pour les deux polarisations. Le graphe du bas est un zoom vertical du graphe du haut. Le nombre d'entrées par histogramme pris en compte dans l'ajustement est de 200k.

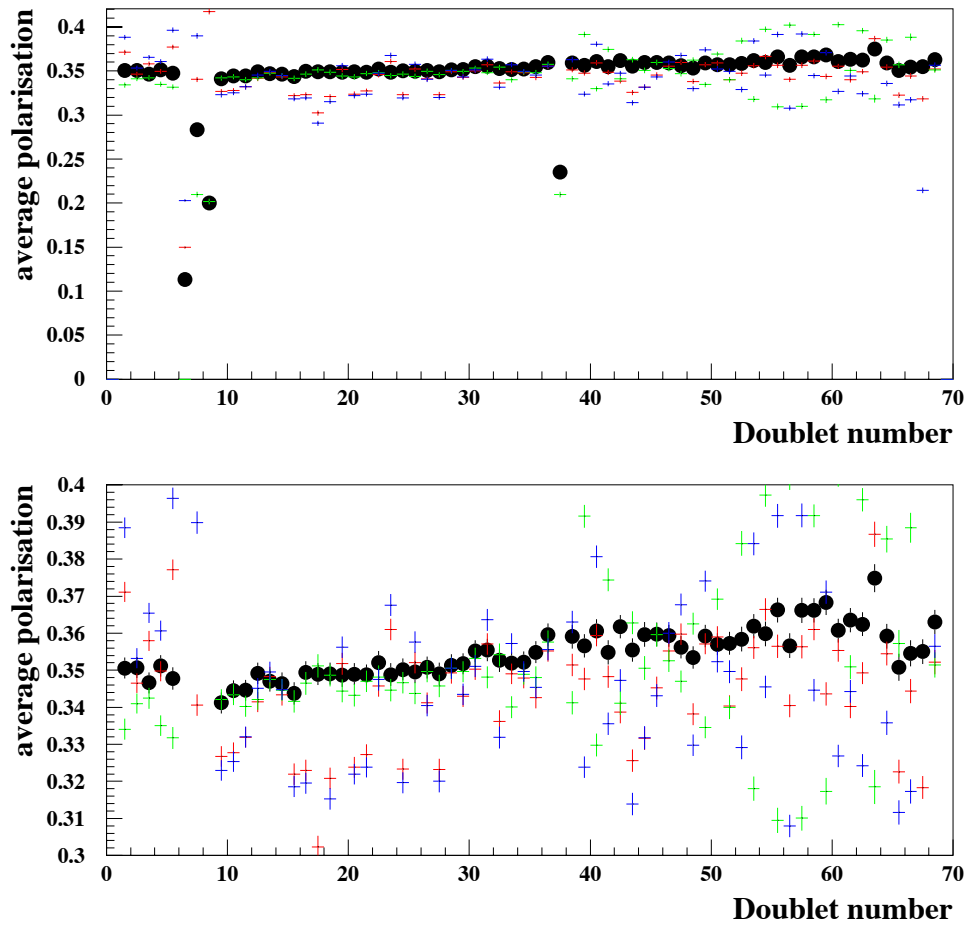


FIG. 5.27 – Similaire à la figure 5.26 mais cette fois-ci les données sont issues de la période du 13/10/2006. Les 70 doublets correspondent à une prise de données de 30 min environ. Le nombre d’entrées par histogramme pris en compte dans l’ajustement est de 800 k.

ne peut être réduite qu'en moyennant sur une longue période de DAQ, plus longue que la plus lente des corrections appliquées à la machine qui est de l'ordre de 8 secondes.

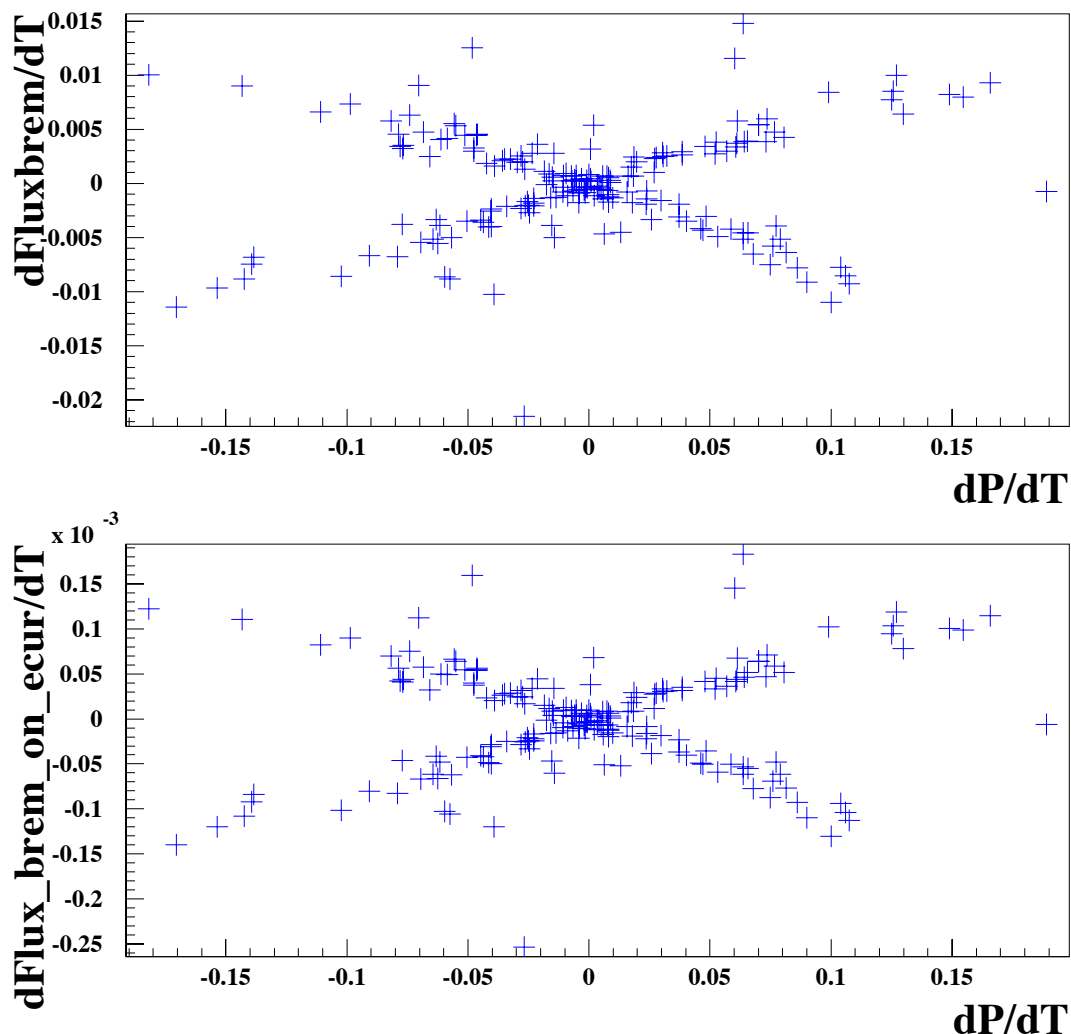


FIG. 5.28 – Graphe du haut : dérivée du flux de bruit de fond beam-gas en fonction de la dérivée de la polarisation du faisceau d'électrons. Graphe du bas : similaire à celui du haut mais c'est le flux bruit de fond qui est divisé par le courant des électrons en fonction de la dérivée de la polarisation du faisceau d'électrons.

5.6.6 Variations de la durée de la DAQ (nombre d'entrées par histogramme.)

Nous avons déjà vu que la variation de \bar{P}_b avec le temps est dominée par les incertitudes systématiques sur la variation des conditions de bruit de fond. Il est nécessaire en conséquence d'augmenter la période d'intégration dans le but d'intégrer autant que possible les différentes harmoniques du bruit. Nous avons fait varier le nombre d'éléments par histogrammes de 100k à 800k événements. Cet effet de moyennage qui lisse les fluctuations a déjà été clairement observé sur les figures 5.26 et 5.27 correspondant à 200k et 800k événements par histogrammes respectivement. Cependant, il n'est pas possible

d'augmenter autant qu'on le souhaite le nombre d'entrées à cause du nombre maximum de bits attribués par histogrammes dans la MFCC (voir le chapitre 2). 800 k semble être un nombre trop grand parce qu'il y a beaucoup trop de canaux qui sont à saturation. Nous avons donc choisi de fixer le nombre d'entrée à 400k, nombre pour lequel le problème de saturation n'est pas important.

5.6.7 Etudes systématiques

Ici nous présentons une série d'études systématiques. D'autres analyses plus raffinées sont actuellement en cours dans notre groupe.

5.6.7.1 Variations des conditions de faisceau

La mesure de la stabilité de la polarisation en fonction des mouvements des électrons est étudiée pour les données de la période du 24/10/2006. La position horizontale du faisceau (coordonnée x) a été changée pour les valeurs : 2.5mm, 2.71mm, 2.90mm, 2.3mm, 2.1mm. Les résultats de ces changements sont montrés sur la figure 5.29 où le flux Compton, le flux du bruit de fond faisceau-gaz, l'énergie des radiations synchrotron et la polarisation sont représentées en fonction du numéro du doublet d'ajustement, c'est-à-dire en fonction du temps. On peut tout d'abord remarquer la corrélation entre le flux des photons Compton et la position du faisceau d'électrons, les différents plateaux correspondent exactement aux différentes variations de la position du faisceau en x . On peut également observer la relative stabilité du flux du bruit de fond faisceau-gaz, ainsi que les légers changements de l'énergie des radiations synchrotron, qui sont d'ailleurs attendues puisque le faisceau d'électrons est déplacé en faisant changer le courant de certains dipôles. On constate que la polarisation ne dépend pas de la position du faisceau. En regardant de plus près on remarque que la polarisation augmente comme cela est attendu par le processus de Sokolov-Ternov (voir chapitre 1)

En conclusion nous pouvons dire que nous ne voyons pas d'effets significatifs sur notre mesure de la polarisation qui pourrait être induite par des mouvements du faisceau. Le fait que nous n'ayons pas à changer la réponse de notre calorimètre pour les ajustements réalisés à différentes positions du faisceau en x est en accord avec la référence [99].

Les variations de l'angle d'inclinaison ont également été réalisées mais à cause de problèmes de DAQ les données n'ont pu être analysées. Nous prévoyons de répéter cette expérience dans un futur proche.

5.6.8 Variation de la polarisation du laser

Le 13/11/2006 nous avons eu une courte période de DAQ où la position du MOCO a été modifiée : la première partie de la prise de données s'est effectuée avec des positions standard du MOCO ($S_3^+ = 0.9983$, $S_3^- = -0.9990$), et ces positions ont été tournées chacune d'environ 10° pour l'autre moitié des données (de telle sorte que $S_3^+ = 0.926$, $S_3^- = -0.950$ estimés à l'aide de l'équation 4.38). Les résultats de l'ajustement effectué avec les réglages standard du MOCO sur toute la période sont montrés sur la figure 5.30. Sur le même graphe les ajustements effectués avec les bons réglages sont aussi montrés. Les améliorations montrent que nos ajustements suivent de façon cohérente les variations des conditions expérimentales. Une fois que la polarisation du faisceau laser est correctement

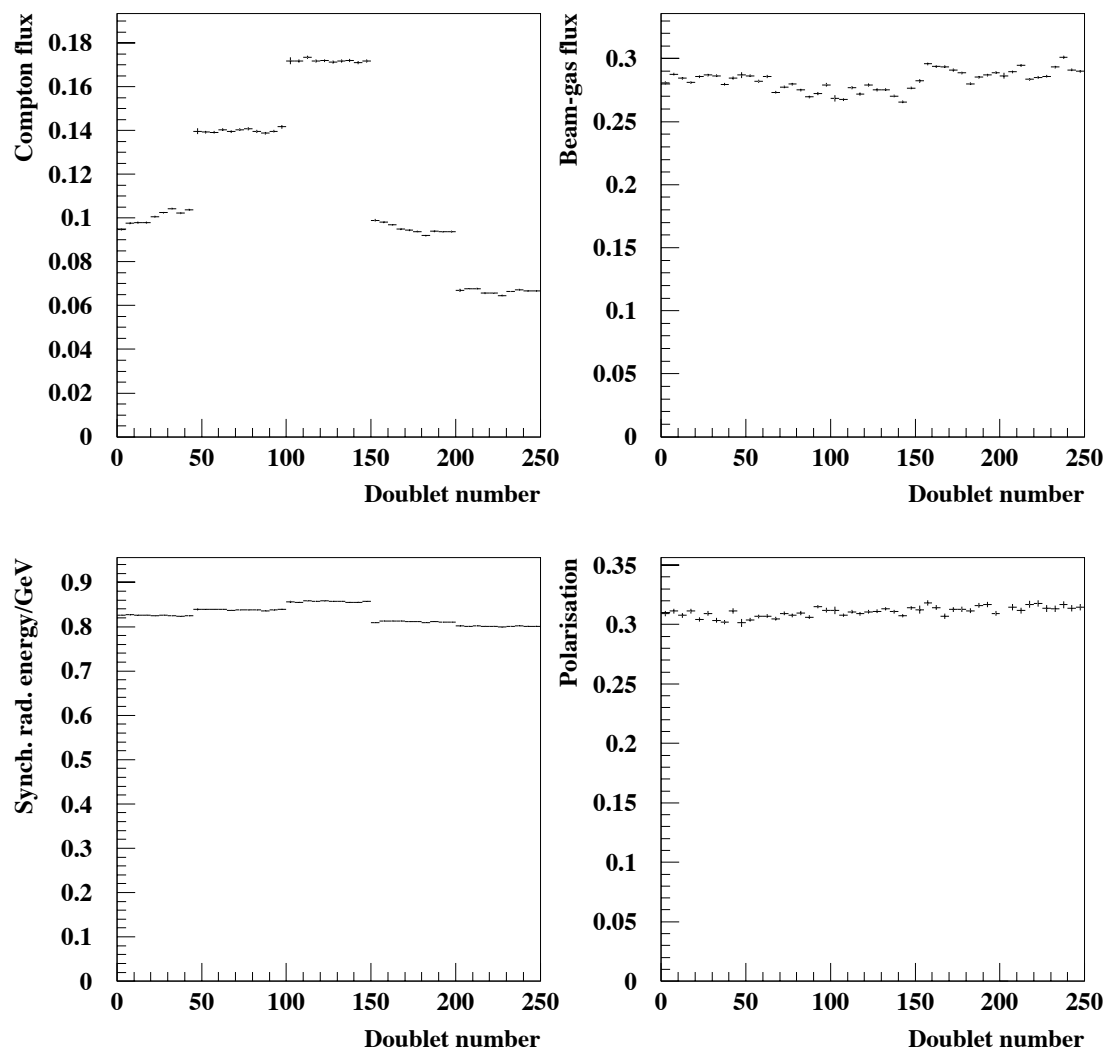


FIG. 5.29 – Résultat d'un ajustement des données du 24 octobre 2006. En haut à gauche : flux des Compton. en haut à droite : flux des évènements faisceau. En bas à gauche : énergie des radiations synchrotron . En bas à droite : \bar{P}_b .

prise en compte, les polarisations moyennes des électrons mesurées sur les deux périodes sont en accord à un pour mille.

Une investigation systématique de notre précision expérimentale de la mesure de la polarisation du faisceau laser a été décrite dans le chapitre 4. Nous avons obtenu $\Delta_{syst} S_3^\pm = 0.0027$. Une incertitude systématique sur $S_3^+ - S_3^-$ implique une incertitude sur la polarisation du faisceau d'électrons de l'ordre de $(\delta S_3^+ + \delta S_3^-)/2$. C'est une contribution négligeable en comparaison des autres incertitudes systématiques. .

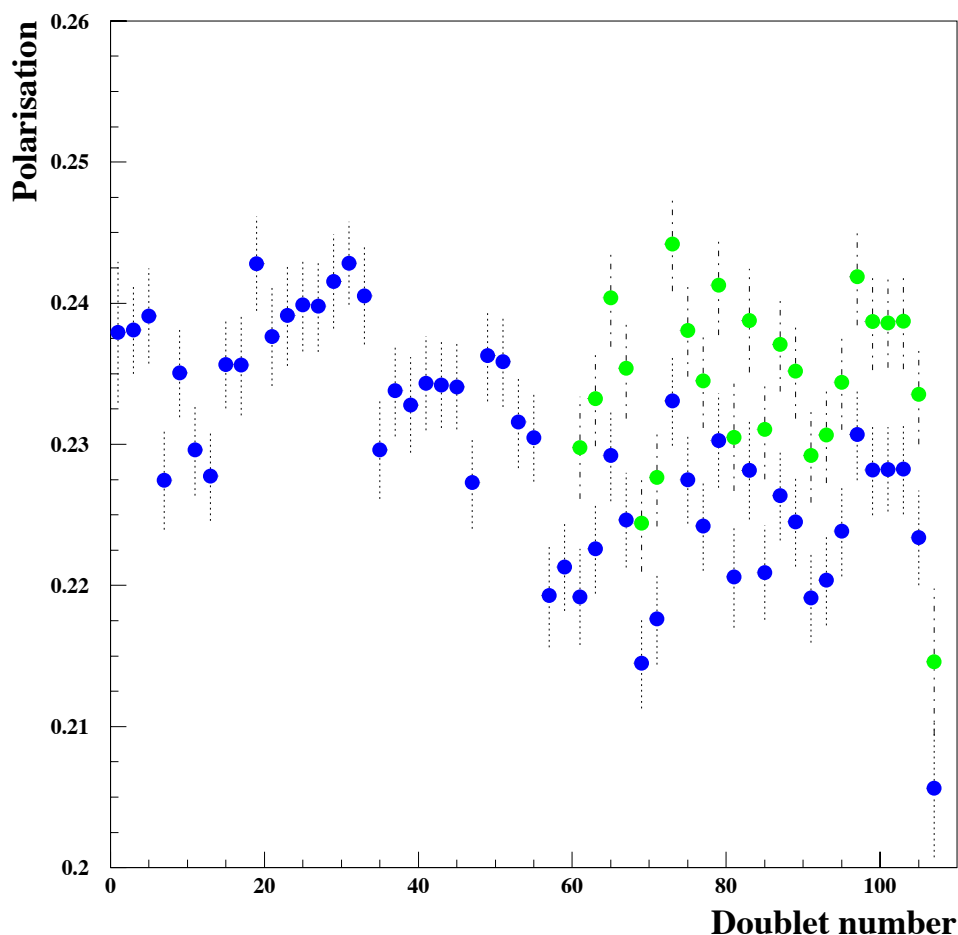


FIG. 5.30 – \bar{P}_b en fonction du numéro de doublet, c'est-à-dire en fonction du temps. Pour les doublets compris entre 1 et 50, les paramètres standard du MOCO ont été utilisés. Pour les doublets dont le numéro est plus grand que 51 les paramètres de rotation ont été modifiés de 10° . Les points en bleu, sont issus d'un ajustement effectué avec les paramètres standard de la position du MOCO. Les point en vert illustre le résultat obtenu lorsque les positions correctes sont utilisées dans l'ajustement.

5.6.9 Estimation des autres sources d'erreurs systématiques et résumé

Nous avons effectué une série d'ajustements avec différentes variations :

- Variation de la réponse du détecteur : on compare les ajustements avec ou sans non-linéarité dans la résolution et dans le gain. Nous avons également comparé les ajustements des paquets « les plus nets » avec ceux ne l'étant pas.
- Variation du paramètre rad_{cut} : valeur de paramètre utilisée pour déterminer la fonction de réponse du détecteur.
- Variation de la température du corps noir de 300K à 700K.
- Variation de l'épaisseur des matériaux inertes (voir [80]).

Dans tous les cas nous avons observé des changements de 0.1% à 0.5%. Cela signifie que les mesures de la polarisation présentées ici sont affectées par une incertitude systématique de l'ordre de 1.5%-2%.

5.6.10 Longs runs et comparaison avec le TPOL

Sur la figure 5.31 et 5.32 une des premières comparaisons entre notre détermination de la polarisation de \bar{P}_b et les résultats du TPOL est montrée. A première vue on constate qu'il semble y avoir un désaccord entre ce qui n'est pas relié à nos fluctuations de mesure. Chaque carré bleu du graphe du haut de la figure 5.32 est une moyenne de sept mesures consécutives de la figure 5.32. Mais, si nous regardons les mesures du TPOL pour le même jour, mais sur de plus grandes échelles de temps (graphe du bas de la figure 5.32), alors on constate que les mesures réalisées par le TPOL fluctuent. Ces mesures sont en effet très sensibles aux mouvements faisceaux puisque l'impact vertical des photons Compton doit être estimé. Il n'y a aucune raison physique qui peut expliquer de telles fluctuations de \bar{P}_b . Il est plus probable que nous avons effectué nos mesures sur une période trop courte de sorte que la comparaison de nos mesures avec celle du polarimètre transverse n'a pas de sens. Une telle comparaison doit donc être faite sur des échelles de temps plus longues, dans le but d'intégrer sur toutes les fluctuations très lentes du TPOL.

Une comparaison de données plus récentes est montrée sur la figure 5.33. Là encore une comparaison sur une période d'une heure n'est pas suffisante pour quantifier les possibles différences.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une analyse préliminaire de la polarisation d'un faisceau de positrons. La difficulté principale, qui n'avait pas été prévue lors des premières investigations [80], était qu'il fallait décrire de manière précise le pic de radiations synchrotron et le spectre de photons Compton de manière simultanée. Une bonne description de la totalité du spectre énergétique a été réalisée par un algorithme simple, qui rassemble les canaux autour du maximum du pic de radiations synchrotron. Pour faire cela, nous avons redéfini la largeur des canaux de nos histogrammes, dans le but de décrire suffisamment précisément le pic des radiations synchrotron. Après cela, nous avons été capables de fournir des ajustements suffisamment bons ainsi que des mesures stables de \bar{P}_b . Nous avons ensuite réalisé une série d'analyses (limitées) et nous avons estimé que les résultats que nous présentons ici sont affectés d'une incertitude systématique de 1.5-2%.

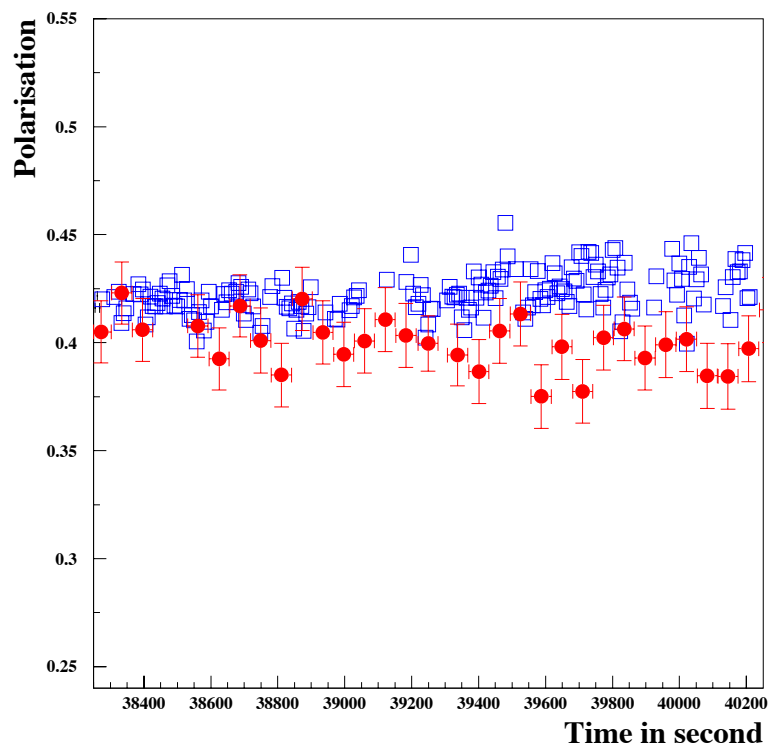


FIG. 5.31 – \bar{P}_b en fonction du temps pour la prise de données du 25/09/2006 data . Le nombre d'entrées par histogramme est de 200k). Les carrés bleus représentent notre polarisation et les points rouges les résultats du TPOL.

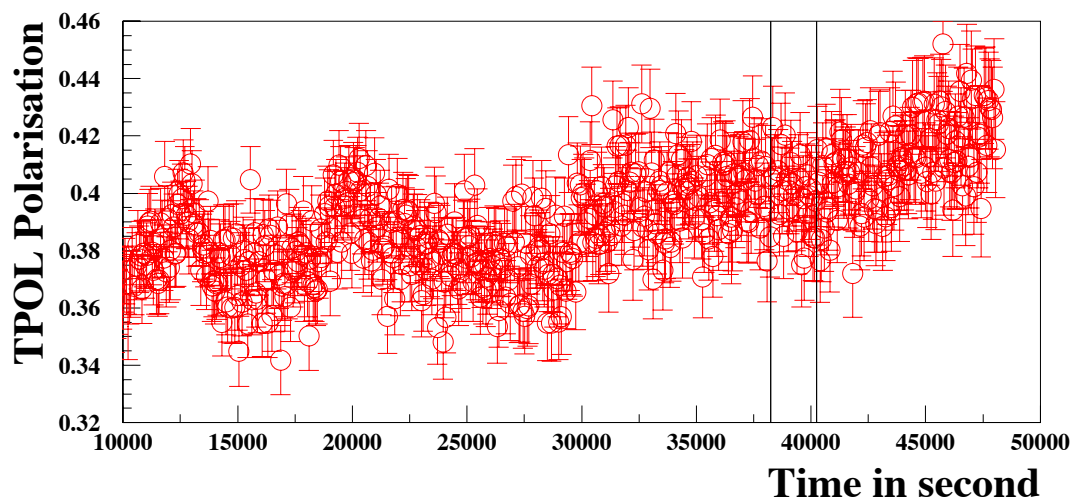
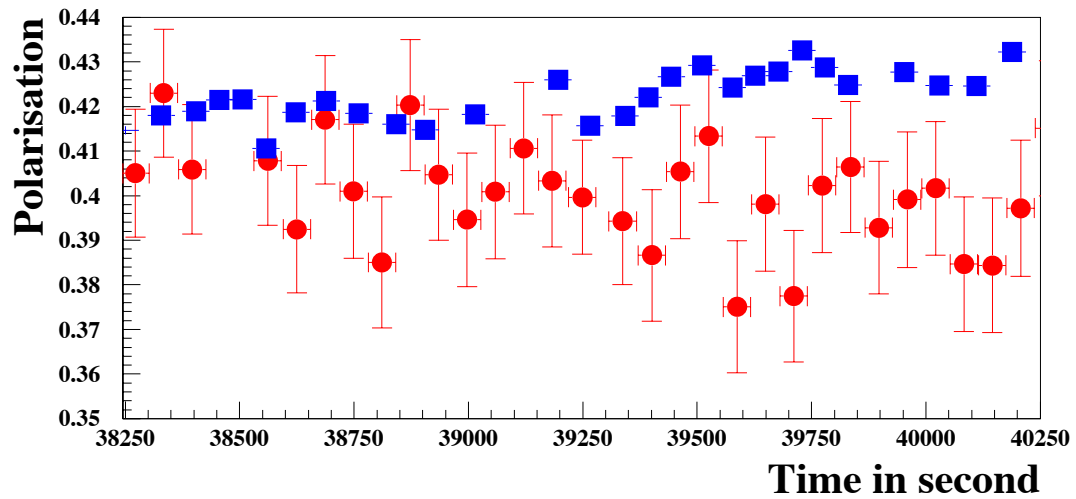


FIG. 5.32 – Le graphe du haut est identique à la figure 5.31 mais ici les carrés bleus sont une moyenne sur sept mesures consécutives de \bar{P}_b . Le graphe du bas est une mesure du TPOL sur une longue période. Les deux lignes verticales indiquent la période dans laquelle se situent nos mesures.

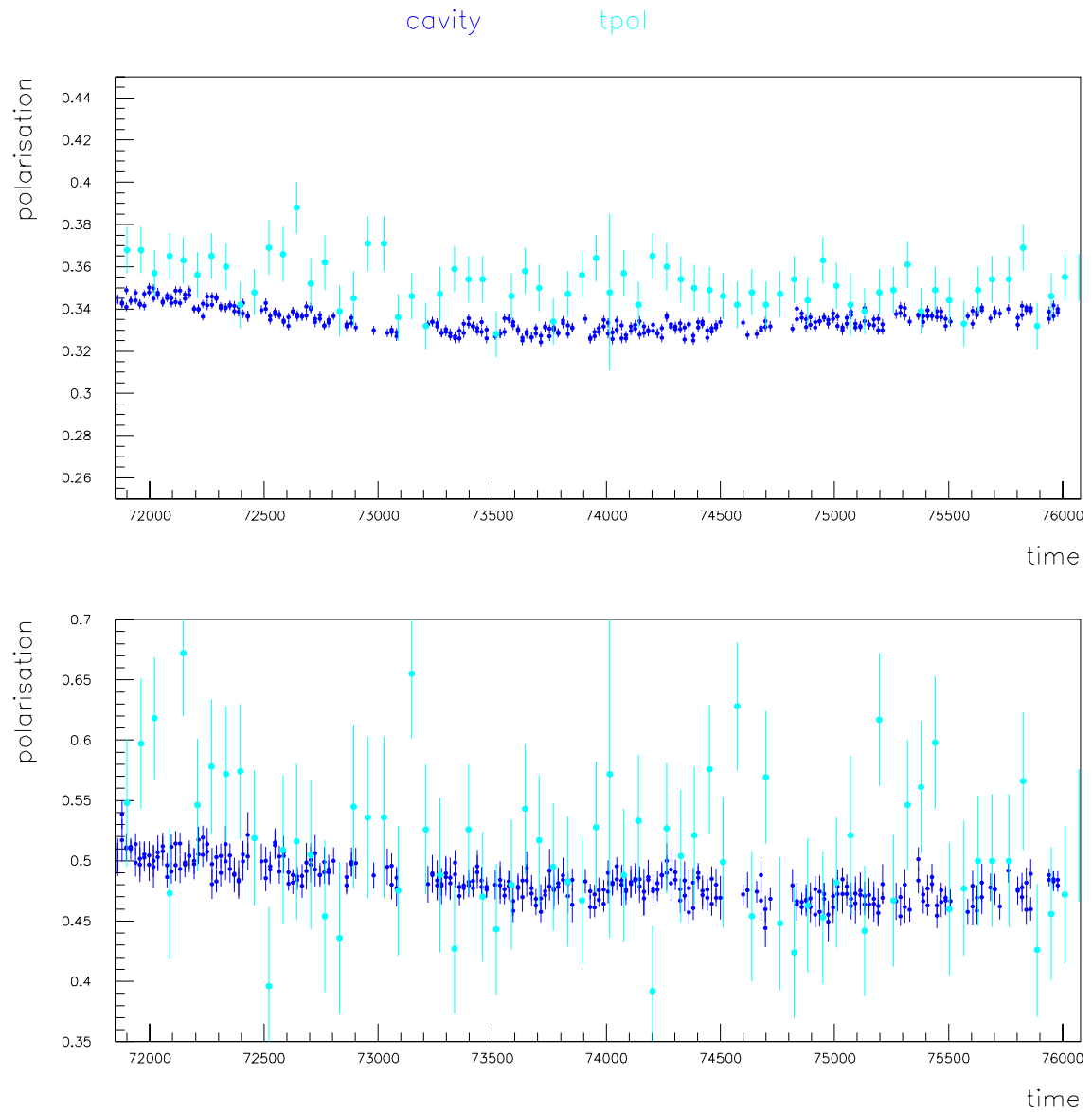


FIG. 5.33 – \bar{P}_b en fonction du temps pour la prise de données du 01/12/2006. Le nombre d'entrées par histogrammes est de 400k. Les points bleus foncés sont nos points de mesure de la polarisation. Les points bleus clairs sont les points de mesure du TPOL.

Ce nombre est en train d'être réduit par une meilleure description du pic des radiations synchrotron. En effet, la réponse du calorimètre n'est pas supposée être la même pour un photon d'énergie E_s (l'énergie des radiations synchrotron) et pour un nombre quasi infini de photons dont l'énergie totale est E_s . Au moment où ce document est écrit des études sont en cours afin de déterminer la réponse du détecteur dans le but de fournir différentes paramétrisations du gain du détecteur et de la résolution pour ces petits photons mais également pour les photons de plus haute énergie. En faisant cela, nous nous attendons à ce que les effets systématiques du paramètre rad_{cut} soient plus petits sur la mesure de la polarisation et sur les déterminations des paramètres de réponse du détecteur.

5.8 ANNEXE

Cette annexe décrit les analyses statistiques de la distribution en énergie des photons rétro diffusés dans le mode « few photon ». Nous avons donc construit un estimateur statistique d'après le spectre énergétique des photons Compton rétro diffusés.

5.8.1 Notations

Dans le but d'introduire les notations que nous avons utilisées, considérons tout d'abord le mode « single photon ». Considérons également les trois expériences définies dans la section précédente. Dans ce cas, il y a au plus un photon détecté dans le calorimètre. Ensuite, après une période d'acquisition de donnée T_{DAQ} , le nombre moyen d'évènements d'énergie comprise entre E et $E + \delta E$ est :

$$n_{1\gamma}(i, n, e, E) = \sum_{k=1}^3 a_k(n, i) \times \epsilon_k^e \times f_k(E) \quad (5.8)$$

Où i représente le numéro du paquet ; n est le nombre de périodes de DAQ accumulées depuis le début du run de luminosité ($n \times T_{DAQ}$ est le temps total écoulé) ; e est l'indice de l'expérience ($e = 1, 2, 3$) ; les constantes a_k seront déterminées par l'ajustement, elles sont définies par :

$$\begin{aligned} a_1(n, i) &= \mathcal{L}_B(n, i) \times T_{DAQ} \\ a_2(n, i) &= \mathcal{L}_c(n, i) \times T_{DAQ} \\ a_3(n, i) &= P(n, i) \times \mathcal{L}_c(n, i) \times T_{DAQ} ; \end{aligned} \quad (5.9)$$

$\mathcal{L}_B(n, i)$ et $\mathcal{L}_c(n, i)$ sont les bruits de fond (faisceau d'électrons - gaz résiduel et faisceau d'électrons - photons issus du corps noir)² et la luminosité faisceau d'électrons - faisceau laser respectivement, ils sont définis pour chaque paquet i et sont fonction du temps écoulé nT_{DAQ} . $f_1(E)$ est la distribution en énergie du bruit de fond ; $f_2(E)$ est la distribution en énergie des électrons qui ne sont pas polarisés ; $f_2(E) + f_3(E)$ est la distribution en énergie pour des électrons totalement polarisés et pour un faisceau laser circulairement polarisé gauche ($P = +1$) ; ϵ_k^e caractérise les trois expériences décrites dans la section précédente et possède les valeurs suivantes :

$$- \epsilon_k^1 = 1, 0, 0 \text{ Laser off ;}$$

²En effet il y a un paramètre a par source de bruit de fond. Dans un souci de simplification nous avons choisi de rassembler tous ces paramètres en un seul. En réalité ces paramètres sont distingués dans notre programme d'ajustement.

- $\epsilon_k^2 = 1, 1, 1$ Laser gauche ;
- $\epsilon_k^3 = 1, 1, -1$ Laser droit.

f_1 , f_2 et f_3 peuvent être déterminées par une simulation complète de la réponse du détecteur aux photons Compton rétro diffusés (PCRD) et aux photons issus du bruit de fond.

Pour être plus explicite nous donnons ici les expressions de ces fonctions dans le cas du mode « single photon ». Si l'on néglige tous les effets liés au détecteur on a :

$$\begin{aligned} f_1(E) &= \int_E^{E+\Delta E} \frac{d\sigma_B}{dE'} dE' \\ f_2(E) &= \int_E^{E+\Delta E} \frac{d\sigma_0}{dE'} dE' \\ f_3(E) &= \int_E^{E+\Delta E} \frac{d\sigma_Z}{dE'} dE' \end{aligned} \quad (5.10)$$

Cependant, dans le cas général le nombre de photons observés au niveau du détecteur n'est pas fixé. On attend alors des mélanges complexes : un PCRD ou plus peuvent apparaître avec un (ou plus) photons issus du bruit de fond. Nous allons donc nous orienter vers la description de ce cas général.

5.8.2 Probabilité du nombre de photons par croisement de paquets

A partir de maintenant nous omettrons l'index du temps écoulé et du numéro de paquet. Le nombre moyen de photons observés dans le détecteur après « un croisement de paquet » pour un type d'expérience e est donné par :

$$M_e = \int_0^\infty \frac{dm_e(E)}{dE} dE \quad (5.11)$$

Où $dm_e(E)/dE$ est obtenu en enlevant le signe intégral sur l'énergie dans l'expression de f_k (voir équation (5.10)).

Les fluctuations de M_e suivent une loi de Poisson, on à :

- $\mathcal{P}_0 = e^{-M_e}$ est la probabilité d'avoir zéro photon lorsqu'on en attend M_e ;
- $\mathcal{P}_N = e^{-M_e} \frac{M_e^N}{N!}$ est la probabilité d'avoir N photons lorsqu'on en attend M_e .

Par la suite nous omettrons l'index de l'expérience e .

5.8.3 Probabilité d'une mesure de l'énergie par croisement de paquets

Dès qu'un photon i est observé, la probabilité pour qu'il ait une énergie comprise entre E_i et $E_i + \Delta E_i$ est $m(E_i)/M$. En conséquence la probabilité d'avoir N photons d'énergie entre E_i et $E_i + \Delta E_i$,

$$\mathcal{P}_N \prod_{i=1}^N \frac{m(E_i)}{M} = \frac{e^{-M}}{N!} \prod_{i=0}^N m(E_i) \quad (5.12)$$

Dans notre cas seulement l'énergie totale est mesurée. D'après l'équation (5.12), nous pouvons écrire la probabilité d'avoir N photons dont l'énergie est comprise entre E et $E + \Delta E$ comme :

$$e^{-M} \frac{m_N(E)}{N!}$$

Avec,

$$\begin{aligned} m_0(E) &= \int_E^{E+\Delta E} \delta(E' - E_s) dE', \\ \frac{dm_0(E)}{dE} &= \delta(E - E_s). \\ m_i(E) &= \int_E^{E+\Delta E} \frac{dm_i(E')}{dE'} dE', \\ \frac{dm_i(E)}{dE} &= \int_0^{E_e} \dots \int_0^{E_e} \delta(E - E_s - \sum_{k=1}^i E_k) \prod_{k=1}^i \frac{dm(E_k)}{dE_k} dE_k. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Où E_s est l'énergie des radiations synchrotron définie dans dans la section 5.5.1.4. Explicitement on à :

$$\begin{aligned} m_1(E) &= \int_{E-E_s}^{E-E_s+\Delta E} \frac{dm(E')}{dE'} dE' \\ m_2(E) &= \int_{E-E_s}^{E-E_s+\Delta E} \int_{\max(0, E'-E_e)}^{\min(E_e, E')} \frac{\partial m(E' - E'')}{\partial E'} \times \frac{dm(E'')}{dE''} dE'' dE' \equiv m \otimes m \\ &\vdots \\ m_N(E) &= \int_{E-E_s}^{E-E_s+\Delta E} \int_{\max(0, E'-N \times E_e)}^{\min(E_e, E')} \frac{\partial m_{N-1}(E' - E'')}{\partial E'} \times \frac{dm(E'')}{dE''} dE'' dE' \equiv m \otimes m \dots \otimes m \end{aligned} \quad (5.14)$$

Où nous avons utilisé $dm(E' - E'')/d(E' - E'') = \partial m(E' - E'')/\partial E'$ et où le symbole \otimes est introduit pour des raisons de commodité. Finalement la probabilité d'obtenir une énergie comprise entre E et $E + \Delta E$ est :

$$\int_E^{E+\Delta E} \frac{d\mathcal{P}(E')}{dE'} dE' = e^{-M} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{m_i(E - E_s)}{i!}. \quad (5.15)$$

La réponse du détecteur est modélée par une gaussienne de largeur σ_E . Les possibles biais sur la valeur de l'énergie sont pris en compte comme cela est décrit dans la section 5.5.2 Les fonctions m_i doivent donc être remplacées par des fonctions convoluées :

$$\frac{d\tilde{m}_i(E)}{dE} = \int_0^{+\infty} \frac{dm_i(E')}{dE'} \times \frac{e^{-\frac{(E(N_{ADC})-E')^2}{2\sigma_{E'}^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E'}} dE'. \quad (5.16)$$

$$\frac{d\tilde{m}_0(E)}{dE} = \frac{e^{-\frac{(E(N_{ADC})-E_s)^2}{2\sigma_{E'}^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E'}} dE'. \quad (5.17)$$

Avec ce changement, la probabilité de « mesurer » dans le détecteur une énergie comprise entre E et $E + \Delta E$ est :

$$\int_E^{E+\Delta E} \frac{d\mathcal{P}(E')}{dE'} dE' = e^{-M} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{m_i(E)}{i!} = \mathcal{P}_0 \times \int_E^{E+\Delta E} \frac{d\Psi(E')}{dE'} dE', \quad (5.18)$$

Où la dernière égalité permet de définir la fonction Ψ , que nous utiliserons plus bas.

L'équation (5.18) est normalisée :

$$\int_0^\infty \frac{d\mathcal{P}(E)}{dE} dE = 1. \quad (5.19)$$

Preuve :

Par intégration de l'équation (5.13) et en utilisant l'équation (5.11) on obtient :

$$\int_0^\infty \frac{dm_i(E)}{dE} dE = \prod_{k=1}^i \int_0^{E_e} \frac{dm(E_k)}{dE_k} dE_k = M^i \quad (5.20)$$

Donc,

$$\int_0^\infty \frac{d\mathcal{P}(E)}{dE} dE = e^{-M} \sum_{i=0}^\infty \frac{M^i}{i!} = e^{-M} \times e^M = 1. \quad (5.21)$$

5.8.4 Estimateur du maximum de vraisemblance des distributions en énergie

Le premier estimateur est un maximum de vraisemblance des distributions en énergie. Dans le but de simplifier les expressions mathématiques considérons une des trois expériences décrites dans la section 5.5.3.

Durant une période de DAQ T_{DAQ} nous admettrons qu'il y a un échantillonnage de S mesures (par paquets d'électrons), S étant fixé et connu. La densité du maximum de vraisemblance δL d'une telle expérience est donnée par :

$$\delta L = \prod_{i=1}^S \frac{d\mathcal{P}(E_i)}{dE_i}. \quad (5.22)$$

Pour montrer comment cette densité du maximum de vraisemblance est normalisée nous allons nous tourner vers un maximum de vraisemblance sans dimension, et reformuler l'équation (5.22) comme suit :

$$L = \prod_{i=1}^S \left\{ \sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k h_i^k \right\}$$

Avec,

$$\mathcal{P}_k = \int_{E_k}^{E_{k+1}} \frac{d\mathcal{P}(E)}{dE} dE,$$

Où les E_k sont un ensemble d'énergies augmentant avec k et allant de $-\infty$ pour $k = 0$ à $+\infty$ pour $k = K$.

La variable entière h_i^k caractérise le $i^{\text{ème}}$ évènement : $h_i^k = 1$ si l'énergie mesurée est comprise entre E_k et E_{k+1} , et 0 dans le cas contraire. Pour un évènement i il n'y a qu'une valeur de k tel que $h_i^k \neq 0$; En effet,

$$\sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k h_i^k = 1 \quad (5.23)$$

Il est donc possible de réécrire l'équation (5.19) :

$$\sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k \mathcal{P}_k = 1$$

On voit que L est une fonction des variables h_i^k . Sa normalisation est obtenue en sommant sur les h_i^k , et en respectant la contrainte donnée par l'équation 5.23.

$$\sum_{h_1^0=0}^1 \sum_{h_1^1=0}^1 \cdots \sum_{h_S^0=0}^1 \sum_{h_S^1=0}^1 \cdots \prod_{i=1}^S \left\{ \sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k h_i^k \right\} = 1 \quad (5.24)$$

Preuve :

Nous commençons par effectuer toutes les sommations associées à un évènement j . Comme le seul facteur des évènements j dépend de cette variable, nous pouvons réécrire l'équation 5.24 :

$$\left\{ \sum_{h_1^0=0}^1 \sum_{h_1^1=0}^1 \cdots \sum_{h_S^0=0}^1 \sum_{h_S^1=0}^1 \cdots \prod_{i \neq j} \left[\sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k h_i^k \right] \right\} \left\{ \sum_{h_j^0=0}^1 \sum_{h_j^1=0}^1 \cdots \left[\sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k h_j^k \right] \right\} = 1$$

En utilisant $\{ h_j^k = 1 \Rightarrow h_j^l = 0 \text{ for } l \neq k \}$ nous obtenons

$$\sum_{h_j^0=0}^1 \sum_{h_j^1=0}^1 \cdots \left[\sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k h_j^k \right] = \sum_{k=0}^K \mathcal{P}_k \mathcal{P}_k$$

qui est égal à 1. Finalement, en utilisant tout les évènements nous arrivons aux résultats attendus de l'équation 5.24.

Regardons maintenant l'utilisation pratique de l'équation (5.22). Pour être plus explicite réintroduisons l'indice des expériences. Au lieu de δL considérons.

$$\delta W \equiv -2 \ln \delta L = 2 \sum_{e=1}^3 \left\{ S_e M_e - \sum_{i=1}^{S_e} \ln \left(\frac{d\Psi_e(E_i)}{dE_i} \right) \right\}.$$

En effet les évènements mesurés ne seront pas gardés individuellement par le système d'acquisition, mais sont incorporés dans un histogramme. On définit alors H canaux couvrant les énergies appartenant à l'intervalle allant de E_0 à E_H . Avec,

$$\Psi'_k = \frac{\int_{E_{k-1}}^{E_k} \Psi(E) dE}{E_k - E_{k-1}},$$

On obtient

$$\boxed{W = 2 \left(SM - \sum_{h=1}^H N_h \ln \Psi'_h \right)}, \quad (5.25)$$

Où N_h est le nombre d'évènements contenus dans le canal h (cette quantité est mesurée expérimentalement). Notons que dans l'équation 5.25 il y a une somme explicite sur les trois expériences. Dans l'équation 5.25 nous avons omis deux contributions qui ne dépendent pas des paramètres a_k :

- Le facteur $\ln(S! \prod_{h=1}^H N_h!)$, qui vient du fait qu'on obtiendrait le même histogramme pour deux expériences qui ne différeraient seulement par l'échange des événements i et j ;
- une somme sur la largeur des canaux $\ln(E_h - E_{h-1})$.

Les paramètres à déterminer sont minimisés par l'équation 5.25 sont –pour chaque paquets de chaque période de DAQ– a_1 , a_2 and a_3 (qui sont directement reliés à P , \mathcal{L}_c , \mathcal{L}_{bg}). Pour atteindre ce but nous cherchons le maximum de vraisemblance. Dans l'équation 5.25) N_h and S sont issus de l'histogramme en énergie et les variations de W en fonction de a_k sont toutes contenues dans $\Psi(E_h)$ and M . Le maximum de W correspond à l'ensemble des équations aux dérivés partiels suivants (obtenus en dérivant l'équation 5.25) :

$$W'(a_k) = \frac{\partial W}{\partial a_k} = 2S \frac{\partial M}{\partial a_k} - 2 \sum_{h=1}^H N_h \frac{1}{\Psi'} \frac{\partial \Psi'}{\partial a_k} = 0. \quad (5.26)$$

Dans le but de résoudre ce système nous utilisons un schéma classique itératif similaire à une procédure de minimisation de χ^2 . Nous définissons

$$\hat{W}_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial a_k \partial a_j} = \sum_{h=1}^H N_h \frac{1}{(\Psi')^2} \frac{\partial \Psi'}{\partial a_k} \frac{\partial \Psi'}{\partial a_j} - \sum_{h=1}^H N_h \frac{1}{\Psi'} \frac{\partial^2 \Psi'}{\partial a_k \partial a_j} \quad (5.27)$$

et nous écrivons a_k en fonction des valeurs initiales des paramètres inconnus. On recherche ensuite un ensemble de paramètres $a_k + \delta a_k$ tel que toutes les dérivées s'annulent. Le développement au premier ordre de $W'(a_k)$ s'écrit :

$$W'(a_k + \delta a_k) = W'(a_k) + \hat{W}_{ij} \delta a_j \quad (5.28)$$

On obtient

$$\delta a_k = - \sum_{i=1}^3 \hat{W}_{ki}^{-1} \times W'(a_j). \quad (5.29)$$

et nous itérons jusqu'à ce que nous obtenions la solution. Finalement, l'incertitude sur la détermination des a_k est d'habitude donnée par :

$$\Delta a_k = \hat{W}_{kk}^{-1/2} \quad (5.30)$$

Note : dans le monde « single-photon » Ψ' est une fonction linéaire des inconnues a_k , le second terme de l'équation 5.27 disparaît et \hat{W} est défini positif.

Conclusion

Dans cette thèse nous avons décrit les résultats et la mise en route de notre polarimètre Compton utilisant une cavité Fabry-Perot. Depuis son installation en septembre 2003, nous avons dû faire face à de nombreux problèmes expérimentaux. L'endroit où le polarimètre est situé ne présentait pas un taux de radiation synchrotron anormal avant l'installation du polarimètre. Nous nous sommes rendu compte de la présence de radiations parce qu'un grand nombre d'éléments électriques présents autour de la cavité ont été détruits. Nous avons estimé et caractérisé ces radiations à l'aide de plusieurs dispositifs expérimentaux impliquant des dosimètres, des scintillateurs ou des PIN-DIODES. Les valeurs retournées par ces dispositifs avant que nous ne prenions nos dispositions atteignaient à certains endroits l'équivalent de 160 années de radiations au LHC en quelques semaines. Si nous avons été capable de réduire de manière très importante les radiations au niveau de la cavité et du calorimètre, la situation n'est redevenue compatible avec les mesures d'avant l'installation du polarimètre qu'en 2006, après la modification du détecteur d'HERMES.

Ces difficultés, rajoutées à celle des perturbations électromagnétiques d'une installation électrique aussi importante que celle de l'expérience HERMES, nous ont coûté. Nous avons présenté des mesures de la polarisation du faisceau laser permettant d'estimer le degré de polarisation linéaire à l'intérieur de la cavité. Nous avons estimé que le degré de polarisation circulaire est de +99.8 % (circulaire gauche) et de -99.9% (circulaire droit) à l'intérieur de la cavité. L'ensemble des erreurs sur ces estimations est largement dominé par les systématiques qui sont de l'ordre de un à deux pour cent. Nous avons précisé qu'en réalité ces systématiques sont surestimées, et que dès lors que nous aurons réalisé une mesure in situ de la biréfringence des miroirs à 45° et du module HBS (Holographique Beam Sampler) situés au sein du système optique de sortie, à l'aide d'un Glan placé en sortie de cavité, nous réduirons ces erreurs systématiques à quelques pour mille.

Nous avons présenté une première analyse de la polarisation des positrons effectuée à partir de données expérimentales enregistrées durant l'automne 2006. Le problème principal était qu'il nous fallait décrire précisément la largeur du pic de radiation synchrotron. Pour mener à bien cette analyse nous avons inclus une modélisation de ce pic dans notre procédure d'ajustement et nous avons dû redéfinir la largeur des canaux afin de décrire correctement ce pic. A l'aide de la procédure que nous avons décrite dans le chapitre 5 nous avons été capables de produire des ajustements suffisamment bons, des spectres en énergie ainsi que des mesures stables de la polarisation. C'est la première fois qu'une telle mesure est effectuée dans le mode quelques photons. Les incertitudes systématiques sur cette mesure sont de l'ordre de 1 à 2 %. On s'attend à ce que ce nombre soit réduit, par des améliorations en cours à l'analyse présentée dans cette thèse. Il s'agit des mesures les plus précises jamais obtenues à HERA. Elles sont environ d'un facteur trois plus précises que celles obtenues à l'aide du polarimètre transverse, et ont permis de déterminer préci-

sément les corrélations qu'il y a entre la valeur de la polarisation et le courant de protons du paquet associé lors de la collision.

Les incertitudes de certaines sections efficaces mesurées par les expériences H1 et ZEUS (production de courants droits par exemple) sont actuellement dominées par la précision sur la mesure de la polarisation [100]. Il y a en particulier une différence systématique de l'ordre de 5 à 10 % entre la polarisation mesurée par le polarimètre transverse et le polarimètre longitudinale présent avant notre installation. Nos premières mesures montrent un bon accord avec les mesures effectuées à l'aide du polarimètre transverse. Il sera donc possible de réduire les incertitudes systématiques du polarimètre transverse pour l'année 2006 à partir de la comparaison entre nos mesures et celles fournies par le polarimètre transverse. Du fait que la valeur de la polarisation utilisée dans les analyses est un compromis obtenu à l'aide de la mesure du polarimètre longitudinal présent avant notre arrivée et du polarimètre transverse, nos mesures permettront également de réduire les incertitudes systématiques sur les sections efficaces présentant une dépendance vis à vis de la polarisation longitudinale.

En outre, en Janvier 2007, ces mesures seront disponibles en temps réel, elles permettront certainement d'augmenter le niveau de polarisation atteignable actuellement. Car en plus d'être précises, elles sont fréquentes et permettent donc de modifier la valeur de la polarisation des faisceaux de positrons lors de la montée de celle-ci. La polarisation étant plus difficilement optimisable lorsque la phase de montée est terminée.

Bibliographie

- [1] A. Arbuzov, D.Y Bardin, J. Bluemlein, L. Kalinovkaya and T. Riemann, *Comput. Phys. Commun.* 94, 128 (1996) [hep-ph/9511434]
- [2] Polarisation and future measurement. Presentation made by Alex Tapper, slides available from the pol2000 group.
- [3] A. Aktas et al (H1 Collaboration), *Phys. Lett.* B634 (2006) 173.
- [4] Conférence donnée par Biljana Antunovic pour DIS2006 à Tsukuba, disponible à l'adresse : « http://www-h1.desy.de/psfiles/talks/06/2006_DIS2006_Antunovic.pdf »
- [5] Cornet et Rückl, P. 771 vol. 2 in [6]
- [6] *Proceedings of the 1987 HERA physics*, ed. R.D Peccei (DESY, Hamburg, 1988)
- [7] D. P Barber et al., *Phys. Lett.*, B 343 436 (1995).
- [8] *Proceedings of the 1995/1996 Future Physics at HERA Workshop*, ed. G. Ingelman, A. De Roeck and R. Klanner (DESY, Hamburg, 1996).
- [9] The HERA luminosity upgrade, Technical Report DESY HERA 98-05 (1998).
- [10] C. Cohen-Tannoudji, D. Diu and F. Laloe, *MECANIQUE QUANTIQUE, Tome I* (Hermann, Paris 1977).
- [11] D.P. Barber, 15th Advanced Beam Dynamics Workshop, Monterey, U.S.A. 1998; DESY report 98-096/1998.
- [12] A.A. Sokolov and I.M. Ternov, "Synchrotron radiation", Akademie-Verlag, Berlin 1968.
- [13] D.P. Barber and G. Ripken, in the *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*, Eds. A.W. Chao and M. Tigner, World Scientific, 2002.
- [14] See D.P. Barber et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A338 (1994) 166 and references therein.
- [15] R. Bacher et al. *The HERA luminosity upgrade*, document disponible sur <http://www.desy.de>.
- [16] E. Barrelet et al., DESY PRC 00-02.
- [17] U. Fano, *J. Opt. Soc. Am.*, 39 (1949) 859.
- [18] G. Araki, *Prog. Theo. Phys.*, 1 (1946)125; *Phys. rev.*, 74 (1948) 472.
- [19] R.J. Glauber, *Phys. Rev.* 130 (1963) 2529; *Phys. Rev.* 131 (1963) 2766.
- [20] D.P. Barber et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A329 (1993) 79.
- [21] M. Henoch 'Absolute Calibration of a Polarised Deuterium Gas Target', DESY-THESIS-2002-026, Juillet 2002.

- [22] M. Hoffmann ‘HERA-p longitudinal’, contribution to the HERA operator school, DESY-HERA-2006-03, Juin 2006.
- [23] Jürgen Wendland ‘Polarized parton distribution measured at the hermes experiment’ DESYS-THESIS, September 2003.
- [24] Magnetdokumentation, documenteent aviable at ‘<http://adweb.desy.de/mpy/HERA/Database/frontpage/html-source/database.html>’,
- [25] Documentation sur les Beam Positon Monitor, document disponible sur ‘http://petra3.desy.de/storage_ring/work_packages/special_systems/diagnostics/beam_position_monitors/index_eng.html’,
- [26] ‘Beamtest results of the irradiated SiliconDriftDetector for ALICE’, ArXiv :physics/0512057 v1, Décembre 2005.
- [27] A. W. Chao, M. Tigner, ‘Handbook of Accelerator Physics and Engineering’, World Scientific 1999
- [28] ‘L’électronique rapide de déclenchement du calorimètre SpaCal plom/fibre-scintillante de l’expérience H1 à HERA : Mise en oeuvre, résultats en faisceau test du CERN et premiers résultats à HERA.’ H1-THESIS-1996-029. Juillet 1996.
- [29] K. Wittenburg, ‘The PIN-Diode Beam Loss Monitor System at HERA’, AIP Conference Proceedings, Volume 546, p. 3.
- [30] Shih-Ming Hsu¹, et al., ‘Comparison on characteristics of radiophotoluminescent glass dosimeters and thermoluminescent dosimeters’, Radiation Protection Dosimetry 2006 119(1-4) p.327.
- [31] ‘CMOS : Circuit Design, Layout, and Simulation, Second Edition’, ISBN 0-471-70055-X, published by Wiley-IEEE. Voir plus particulièrement l’introduction faite au chapitre 1.
- [32] B. Krauss, ‘Deeply Virtual Compton Scattering and the HERMES-Recoil Detector’, FAU Erlangen-Nürnberg, Février 2005.
- [33] Denise Christophe, Chavel Pierre, ‘Etude de la lumière synchrotron émise par des quadrupôles et des champs de fuite de dipôles dans un accélérateur de particules. Intérêt pour le diagnostic machine (Study of synchrotron light emitted by quadrupoles and dipole edge fields in a particle accelerator Interest for machine diagnostic)’, INIST-CNRS, Cote INIST : T113870, Thèse de l’Université de Paris 11, Orsay, FRANCE’
- [34] H. Bruck, Accélérateurs Circulaires de Particules, Press Universitaires de France, Paris (1966).
- [35] K. Steffen, Basic Course on Accelerator Optics, CAS, Septembre 1984, CERN 85-19 (1985).
- [36] P. Schmüser, CAS General Accelerator Physics Lectures and Seminars. Basic Course on Accelerator optics.
- [37] A.A Sokolov Ternoc, Synchrotron Radiation, Pergamon Press, 1966.
- [38] K. Hübner, Synchrotron radiation, CAS General Accelerator Physics Lectures and Seminars.
- [39] A. Hofmann, Caractéristiques of synchrotron radiation, CERN, Geneva, Switzerland.

- [40] E.J.N Wilson, *An Introduction to Particle Accelerator*, Oxford ed.
- [41] R. Chiche, LAL groupe électronique du LAL.
- [42] <http://www.ntp.org/>, 'NTP : The Network Time Protocol', site officiel.
- [43] <http://www.xilinx.com/>, 'Site officiel d'un constructeur'.
- [44] Alain Charooy, 'Parasites et perturbations des électroniques Tome 1, source couplage effet', ed. Dunod.
- [45] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators", *Proc. of the IEEE* 54 (1966) 1312.
- [46] A.E. Siegman, *Lasers* (University Science books, 1986).
- [47] N. Falletto, *Etude, conception et réalisation d'une cavité Fabry-Perot pour le polarimètre Compton de TJNAF*, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 1999. DAPNIA/SPhN-99-03T.
- [48] J.P. Jorda, *Mise au point d'une cavité Fabry-Perot pour la polarimétrie Compton*, These de l'Université Paris 6
- [49] G. Bardin et al., 'Conceptual design report of a Compton polarimeter for Cebaf Hall A" (1996). Document disponible sur le site www.cebaf.gov/Compton.
- [50] N. Falletto et al., "Compton scattering off polarized electrons with a high finesse Fabry-Perot cavity at JLAB", *Nucl. Instrum. Meth.* A459 (2001) 412.
- [51] R.V. Pound, *Rev. Sci. Instrum* 17 (1946) 490.
- [52] R.W Drever et al., *Appl. Phys.* B31 (1983) 97.
- [53] G. Cantatore et al., 'Frequency locking of a Nd :YAG laser using itself as the optical phase modulator', *Rev. Sci. Instrum.* 66 (1995)2785-2787.
- [54] A.M. De Riva, 'Very high Q frequency-locked Fabry-Perot cavity', *Rev. Sci. Instrum.* 67 (1995)2680-2684.
- [55] J.P. Jorda and N. Falletto, 'Etude de la modulation laser à haute fréquence : choix de la fréquence de modulation', CEA internal report 3-6112R2000012.
- [56] M. Beckmann, *Nucl. Instr. Meth.*, A479 (2002) 334.
- [57] K. Piotrkowski, hep-ex/9504003.
- [58] C. Scarlett, W. Lorenzon, New Sampling Calorimeter for the Longitudinal Polarimeter at HERMES, internal longitudinal polarimeter report, IPR-00-03, Oct 2000
- [59] M. Lomperski, DESY 93-045.
- [60] HERMES Collaboration ; W. Lorenzon et al., *A proposal to DESY for a longitudinal Electron Polarimeter at HERA-EAST Section*, (1995).
- [61] MINUIT est un outil d'analyse en physique pour la minimisation de fonction. MINUIT à été initialement écrit en Fortran il y à environ 25 ans au CERN par Fred James. Il est actuellement ré-implémenté en C++ de manière à être orienté objet. Une documentation est disponible sur les pages du CERN (www.cern.ch).
- [62] P. Rebougeard, "Note de synthèse sur l'optique de la cavité Fabry-Perot du polarimètre Compton", Internal note 6112N2000002.
P. Rebougeard, "Tolérance mécanique pour la cavité Fabry-Perot du polarimètre Compton", Internal note 6112N2000003.

- [63] J.D. Jackson, *Classical electrodynamics*, third eds. John Wiley and sons, New-York 1999.
- [64] G.Lobo, C.Pascaud,F.Zomer H1-01/98-536, ‘On Parton Density Error Band Calculations in QCD Analysis of Proton Structure’, H1 Notes, H1-01/98-536.
- [65] J.F. Nye, *Physical properties of crystals*, Oxford Science Publications 1985.
- [66] J. Pastrnak and K. Vedam, “Optical anisotropy of silicon single crystals”, Phys. Rev. B3 (1971) 2567.
- [67] M. Kremers and H. Meekes, “The interpretation of HAUP measurements : a study of the systematic errors”, J. Phys. D : Appl. Phys 28 (1995) 1195 ; C.L. Folcia, J. Ortega and J. Etxebarria, “Study of the systematic errors in HAUP measurements”, J. Phys. D : Appl. Phys 32 (1999) 2266.
- [68] A. Delbart, “Polarisation du faisceau de photons au CIP : Modélisation des manips en labo, Application à la cavité du polarimètre”, Saclay internal Note 6-6112R2000020 (1999).
- [69] D.G. Drummond, ‘ The infra-red absorption spectra of quartz and fused silica from 1 to 7.5 μm . II-experimental results’, Proc. R. Soc. Lond. 153 (1936) 328.
- [70] F. Zomer ‘Transmission of a uniaxial optically active crystal platelet’, Optics Communications 252 (2005) 355-368.
- [71] R.C. Jones, ‘A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N-Matrices’, J. Opt. Soc. Am. (1948) 671. See table I in particular.
- [72] R.C. Jones, ‘A new calculus for the treatment of optical systems. I. Description and Discussion of the Calculus’, J. Opt. Soc. Am. (1941) 488.
- [73] Henry Hurwitz and R.C. Jones, ‘A new calculus for the treatment of optical systems. II. Proof of the Three General Equivalence Theorems’, J. Opt. Soc. Am. (1941) 493
- [74] R. C. Jones, J. Opt. Som. Am. 37 (1947) 107.
- [75] I. Scierski and F. Ratajczyk ‘The jones matrix of the real dichroic elliptic object’, Optik (1984), 68, No. 2 p 121-125.
- [76] Pochi Yeh ‘Extended Jones matrix method’, J. Opt. Soc. Am. (1981), 72, No. 4 p 507.
- [77] Claire Gu and Pochi Yeh ‘Extended Jones matrix method’, J. Opt. Soc. Am. (1993), 10, No. 5 p 966.
- [78] F. Zomer ‘Surfaces roughness effects on the transmission of Gaussian beams by anisotropic parallel plates’, J. Phys. D : Appl. Phys. (2003), 36, 2697-2704 .
- [79] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, ‘Ellipsometry and Polarised Light’, (North-Holland, Amsterdam, 1977), Sec. 2.10, p 119-122.
- [80] F. Zomer, ‘A high power Fabry-Perot resonator for precision Compton Polarimetry with the longitudinally polarised lepton beams at HERA’, Mémoire d’habilitation à Diriger des Recherches, LAL 0312 (2003).
- [81] J. Poirson et al., ‘Jones matrix of a quarter-wave plate for Gaussian beams’, Appl. Opt. 34, 6806-6818 (1995)
- [82] Mesures et cours/suggestion faites par M. Lintz du groupe de violation de parité atomique du laboratoire de l’Ecole Normale Supérieur, Paris.

- [83] S. Carusotto et al., “The ellipticity introduced by interferential mirrors on a linearly polarised light beam orthogonally reflected”, *Appl. Phys.* B48 (1989) 231.
- [84] P. Micossi et al., “Measurement of the birefringence properties of the reflecting surface of an interferential mirror”, *Appl. Phys.* B57 (1993) 95.
- [85] D. Jacob et al., “Supermirror phase anisotropy measurement”, *Opt. Lett.* 20 (1995) 671.
- [86] S. Moriwaki et al., “Measurement of the residual birefringence of interferential mirrors using a Fabry-Perot cavity”, *Appl. Phys.* B65 (1997) 347.
- [87] J.Y. Lee et al., “Measurement of ultralow supermirror birefringence by use of the polarimetric differential cavity ringdown technic”, *Appl. Opt.* 39 (2000) 1941.
- [88] J.R. Zeidler et al., “Beam deviation errors in ellipsometric measurements; an analysis”, *Appl. Opt.* 13 (1974) 1938.
- [89] C. Chou, Y.C. Huang and M. Chang, “Effect of elliptical birefringence on the measurement of the phase retardation of a quartz wave plate by an heterodyne polarimeter”, *J. Opt. Soc. Am. A*, 14 (1997) 1367.
- [90] R. Marie and A. Reboux de l’atelier mécanique du LAL.
- [91] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, third ed. 1965).
- [92] M. Born and E. Wolf, *Principle of Optics*, third eds. Pergamon press, Oxford, England, 1965.
- [93] S. Huard, *Polarisation de la lumière* (Masson, Paris, 1993).
- [94] Sh.A. Furman and A.V. Tikhonravov, *Optics of multilayer systems* (Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1992).
- [95] Y.S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* 46 (1974)815.
- [96] G. Grindhammer in *Proceedings of the workshop on calorimetry for supercolliders*, Tuscaloosa, 1989. G. Grindhammer, private communication.
- [97] Rubans plats, Ref G2S, largeur 25 mm épaisseur 2mm longueur 12 mètres puissance 1190 W, Société ISOPAD (Aubervilliers).
- [98] C.S. Wood et al. ‘Precision measurement of parity nonconservation in cesium’, *Can. J. Phys.* 77(1999)7.
- [99] C. Scarlett and W. Lorenzon, ‘A new sampling calorimeter for the longitudinal polarimeter at hermes’, note interne DESY-POL2000.
- [100] voir [3]. La conférence donné par Biljana Antunovic pour DIS2006 à Tsukuba, disponible à l’adresse : « [http ://www-h1.desy.de/psfiles/talks/06/2006_DIS2006_Antunovic.pdf](http://www-h1.desy.de/psfiles/talks/06/2006_DIS2006_Antunovic.pdf) » ,montre que l’erreur due à l’incertitude sur la polarisation est plus importante que toutes les autres erreurs systématiques.