

Stagiaire : Maxime GOUZEVITCH

Responsables de Stage: Vincent Boudry, Arnd Specka

STAGE D'OPTION PHYSIQUE DES PARTICULES

MESURE DE LUMINOSITE A H1, DESY



Hambourg, 30.08.04

ABSTRACT

L'amélioration récente de la qualité et de la quantité de données enregistrés auprès du collisionneur HERA¹ à DESY², afin de pouvoir en tirer pleinement partie, une bonne connaissance des paramètres de la machine et des détecteurs. Un paramètre crucial pour tout traitement de données enregistrées par un détecteur est la luminosité. La collaboration H1³ utilise la réaction Bethe-Heitler : $ep \rightarrow ep\gamma$ pour mesurer la luminosité. Cette réaction en soit est très bien connue, ce qui est un prérequis pour toute réaction de référence. Malheureusement le spectre BH détecté est très sensiblement déformé par l'ensemble des installations composant le luminomètre BH. La bonne connaissance et maîtrise de ces déformations sont donc des éléments cruciaux pour toute mesure précise de la luminosité. Si certaines déformations dus notamment à l'électronique du trigger, au détecteur de photons lui-même sont relativement bien connus aujourd'hui, d'autres telles que le filtre de béryllium servant à protéger les installations du bruit synchrotron le sont nettement moins.

Le laboratoire Leprince Ringuet participe depuis 7 ans au développement du luminomètre et des méthodes de calcul (en ligne et à posteriori) de la luminosité à partir de ses mesures. C'est dans l'équipe chargée de ce projet que j'ai effectué pendant 5 mois mon stage d'option en physique. A l'école Polytechnique j'ai été suivi principalement par Vincent Boudry et à DESY Hambourg par Arnd Specka.

Afin de modéliser le spectre BH observé par le détecteur de photons nous avons modélisé en utilisant une simulation de Sergei Levonian⁴, la fonction de transfert matricielle énergétique du filtre de béryllium. Nous l'avons convolé ensuite avec les fonctions de transfert des autres éléments du luminomètre, ainsi que le spectre BH théorique. L'émission des photons BH suivant essentiellement une statistique Poissonienne un traitement mathématique adapté nous a permis d'obtenir un modèle du spectre BH observé. Enfin nous avons pu proposer avec ce modèle une méthode originale de mesure de la luminosité basée sur la recherche d'une énergie de coupure EcutOff telle que la section efficace apparente d'émission d'un photon BH au dessus de cette énergie soit égale à la section efficace réelle de cette émission. Cette énergie correspondrait en fait à un point où tous les effets de déformations du spectre dus au luminomètre se compensent.

Nous avons en outre proposé un nouveau projet pour le Veto Compteur⁵ (VC) en quartz permettant de remplacer l'ancien VC à eau, qui a connu quelques problèmes suite à l'augmentation de l'énergie des faisceaux de HERA en 2001 et à l'augmentation du flux de photons synchrotrons⁶. Nous avons montré par simulation la cohérence du concept du verre en ce qui concerne le rapport Signal BH/Bruit synchrotron. Ce détecteur sera probablement réalisé dans les mois qui suivent et installé dans le tunnel.

¹ **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage en all : Collisionneur mixte p+e situé à Hambourg

² **D**eutsche **E**lektron **S**ynchrotron: centre de recherche situé à Hambourg

³ Une collaboration utilisant un détecteur construit autour de l'un des deux points de collision des faisceaux de HERA

⁴ Membre de l'Institut Lebedev, Moscou : une équipe participant aussi à la mise en place du luminomètre notamment du colorimètre à Electrons («Electron Tagger») et du veto Compteur.

⁵ Le Veto Compteur (VC) est un détecteur Cherenkov permettant d'estimer au coup par coup l'énergie perdue par les photons BH dans le filtre à synchrotrons (une modélisation de ne permet qu'une correction en moyenne)

⁶ Il s'est avéré que l'eau est un agent très réactif sous irradiation intense

TABLE DES MATIERES

ABSTRACT	2
I. RAPIDE PRESENTATION DE MON STAGE ET DE MES PROJETS	4
II. RAPIDE PRESENTATION DE	5
A. HERA	5
B. Détecteur H1	6
C. La Luminosité	6
III. LA MESURE DE LA LUMINOSITE POUR H1	9
A. Chandelle de référence : processus Bethe-Heitler	9
B. Luminomètre : Présentation générale	10
C. LE FILTRE DE BERILLIUM	11
D. Le détecteur de photons	15
E. L'électronique	16
IV. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE APPARENTE BETHE-HEITLER (1 ^{er} Projet)	17
A. Présentation de la méthode	17
B. Application de la méthode des convolutions	19
1. Convolution Filtre – Détecteur	19
2. F(E _s , E _i) : Convolution Filtre – Détecteur – Bruit Electronique	20
3. Section Efficace BH apparente: Convolution Filtre – Détecteur – Bruit Electronique	21
4. La consistance des calculs	22
V. MESURE DE LA LUMINOSITE : METHODES NUMERIQUES (1 ^{er} Projet suite)	24
A. Présentation des méthodes	24
B. Méthode de la coupure	24
VI. VETO COMPTEUR : CONCEPTION DU DETECTEUR (2 nd Projet)	28
A. L'utilité d'un VC	28
B. Les Versions Précédentes	29
C. Le nouveau concept	30
D. ETUDE DANS LE PLAN xOy	33
1. Premier Projet	33
2. Opt3D et le projet initial	35
3. La défocalisation	35
4. Espace des phases et paramètres d'optimisation	36
5. Optimisation des paramètres du Miroir Avant :	38
6. Optimisation des paramètres du Miroir Arrière	39
7. Optimisation des paramètres des Miroirs Plats :	40
8. Configuration optimale et sa stabilité	41
Moyenne = 40% ; RMS/Moyenne = 5% ; Max – Min = 12 %	41
E. Efficacité du détecteur : Signal <> Bruit	42
1. Introduction du problème du bruit Synchrotron	42
2. Spectre des secondaires Synchrotron dans le VC	44
3. Les coupures géométriques	46
VII. BIBLIOGRAPHIE	52
VIII. REMERCIEMENTS	52

I. DEROULEMENT DE MON STAGE ET MES PROJETS

Dates	Projet	Lieu	Activités supplémentaires
13.04-02.05	Luminosité	EP	
03.05-01.06	Luminosité	DESY-Hambourg	
01.06-08.06	Shift	DESY-Hambourg	
08.06-28.06	Veto Compteur	DESY-Hambourg	
28.06-14.07	Vacances		
14.07-31.08	Veto Compteur Luminosité	DESY-Hambourg	Conférences De HEP

Mon stage s'est déroulé sur 5 mois :

- 2.5 mois de stage officiel avec le laboratoire LLR, de l'Ecole Polytechnique
 - o Une première période où j'ai travaillé à Polytechnique pour m'habituer aux outils d'analyse, Unix, ROOT⁷ etc... J'ai fait une petite modélisation d'une distribution qui m'as facilité cette prise en mains.
 - o Une deuxième période plus productive à DESY – Hambourg (un collisionneur p+e) où j'ai pu entre autre travailler sur les installations et faire une semaine de Shift.
- 1.5 mois d'école d'été à DESY-Hambourg⁸ [7] :
 - o J'ai continué mes projets précédents tous en suivant les conférences proposées par DESY sur la Physique des Hautes Energies d'aujourd'hui. De plus j'ai eu l'occasion de visiter les installations plus en détails suite à un long arrêt prévu de la machine.

Mon projet de stage s'est articulé autour du thème de la mesure de la luminosité à H1. En effet les méthodes actuelles ne sont pas encore suffisamment précises au vu des exigences futures sur la précision des mesures. Le LLR qui s'occupe actuellement du développement de ces méthodes de mesure en ligne, cherche à développer des algorithmes de mesure permettant de réduire l'erreur sur la luminosité en dessous de 1%. C'est dans le cadre de ce projet global que s'est déroulé mon stage. J'ai participé à deux volets différents de ce programme :

- La partie analyse de données, simulation numérique : c'était le projet prévu initialement pour moi. L'objectif était de modéliser à partir des données où de calculer mathématiquement les corrections au spectre Bethe-Heitler (utilisé comme chandelle de référence pour la luminosité) apportés par les différents éléments du dispositif de mesure. Le spectre ainsi obtenu devrait permettre de mieux comprendre les erreurs de systématique commises jusqu'à lors, estimer la précision des mesures actuelles et réduire ces erreurs.
- La partie simulation de détecteur : ce projet est venu en cours de route suite à une idée de Arnd Specka permettant d'améliorer le dispositif actuel et en particulier le détecteur appelé Veto Compteur, qui posait depuis la mise à jour de HERA en 2001 beaucoup de problèmes. Nous avons alors développé son idée initiale et préparé un projet de petit détecteur qui sera probablement construit d'ici quelques mois.

⁷ Programme de traitement de données et calcul numérique orienté objet écrit sous C. Prop. par CERN [9]

⁸ Ici et plus loin les références bibliographiques seront donnés comme suit [i] où i est le numéro de référence à la fin du rapport

II. INTRODUCTION⁹

A. HERA

HERA est un accélérateur circulaire positrons (électrons) - protons, situé à Hambourg. Il est actuellement le seul accélérateur fonctionnant sur ce mode mixte. C'est un formidable microscope pour étudier la structure interne du proton grâce aux leptons ponctuels. Mis en marche en 1992, HERA a été fortement amélioré en 2001 pour reprendre en 2003-2004 un régime de croisière. Les données actuelles de l'accélérateur sont :

Énergies de e ⁺ /GeV:	27.6
Énergies de p ⁺ /GeV:	920.0
Energies de Centre de masse/GeV:	320
Circonférence/km :	6.3
Points de croisement :	2 (H1, ZEUS)
Cible Fixe pour électrons :	1 (HERMES)

Les faisceaux sont constitués de 220 paquets qui peuvent être remplis ou non. Les croisements se produisent toutes les 96ns. Généralement 184 emplacements sur 220 sont remplis par des paquets et 174 parmi eux entrent en collision. On s'attend donc à une fréquence de croisements utiles de $8 \cdot 10^6$ Hz. Les autres croisements s'appellent « Electrons pilotes » (indépendamment de l'utilisation de protons ou d'électrons par la machine), « protons pilotes » et « croisement vides ». Ils sont utiles pour étalonner le bruit.

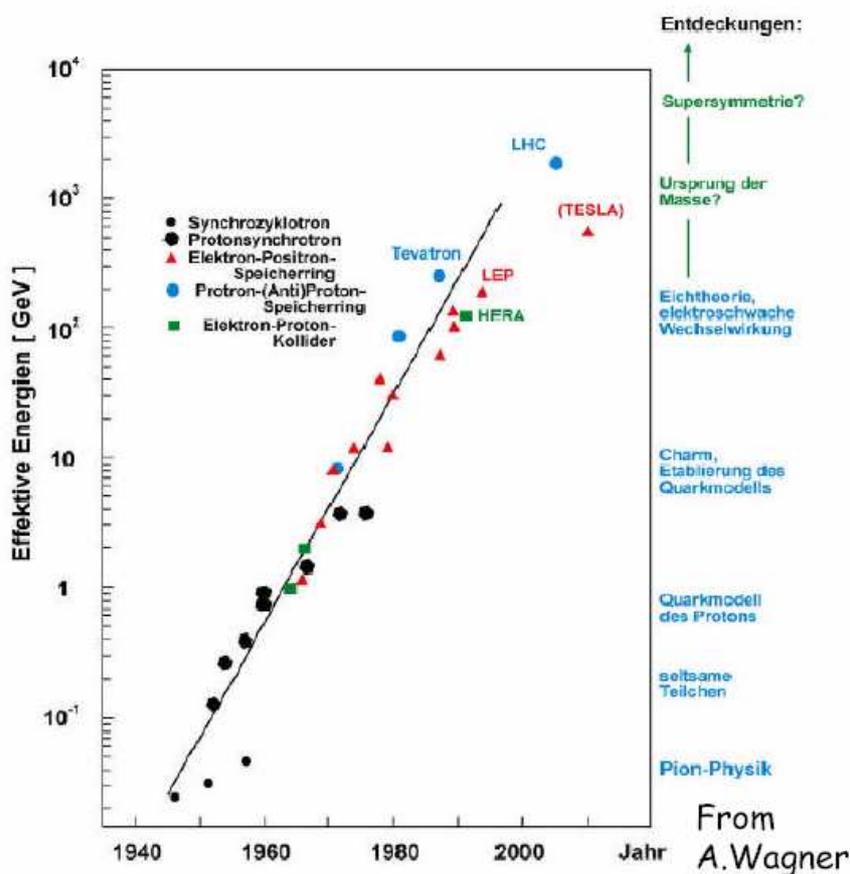


Figure II-1: La place de DESY dans l'échelle des Collisionneurs

⁹ Dans cette partie sont utilisées les informations données par le site officiel de DESY correspondant aux références [1, 2, 3]

B. Détecteur H1

Situé dans le « Hall Nord », H1 est une collaboration qui utilise un détecteur généraliste construit autour de l'un des deux points d'interaction.

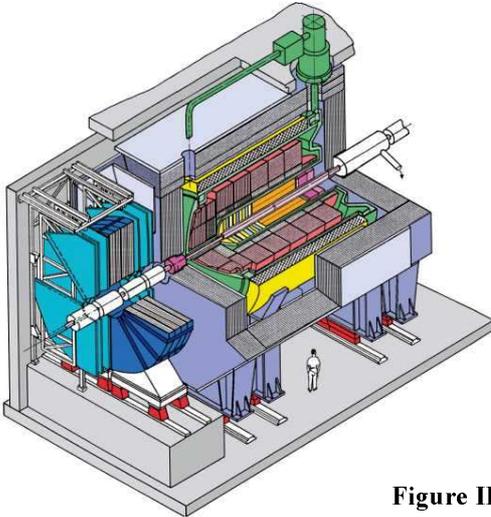


Figure II-1: détecteur H1

C. La Luminosité

Les événements enregistrés lors de collisions représentent les données brutes d'une expérience de physique des particules. L'analyse quantitative du nombre d'événement d'un type donné ne peut se faire qu'en terme de probabilité (ou section efficace σ) et requiert pour cela la connaissance des conditions de prise de données: durée et luminosité (qui est une mesure de l'efficacité de collision). Si l'on normalise l'échantillon d'événements par le temps de prise de mesure le taux d'événements par unité de temps ainsi obtenu dN/dt est reliés à σ par le coefficient de proportionnalité, appelé la Luminosité instantanée L :

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \quad \text{ou encore} \quad \frac{dN}{dt dE} = L \cdot \frac{d\sigma}{dE}$$

La luminosité instantanée est un paramètre indépendant du processus, mais dépendant des caractéristiques géométriques et temporelles du faisceau. De manière générale la luminosité instantanée par paquet est données par :

$$L = \frac{N_e N_p f_0}{2\pi \sqrt{\sigma_{e,x}^2 + \sigma_{p,x}^2} \sqrt{\sigma_{e,y}^2 + \sigma_{p,y}^2}}$$

avec (en 2003) :

$$\text{Fréquence de collision pour un paquet} \quad f_0 = \frac{1}{96 \cdot 10^{-9} \text{ ns} \cdot 220} = 4.73 \cdot 10^4 \text{ Hz}$$

Taux de remplissage des paquets $N_e, N_p \approx 10^{11}$ part

Dimensions transversales du faisceau, dans le modèle gaussien $\sigma_{ex}, \sigma_{px} \approx 110 \mu m$

$$\sigma_{ey}, \sigma_{py} \approx 30 \mu m$$

La luminosité instantanée totale pour tout le faisceau est par définition: $L_{tot} = \sum_{i=0}^{N_{bc}} L_i$ avec

$N_{bc} \approx 174$ le nombre de paquets entrant en collision.

La valeur caractéristique de cette grandeur est de $15 \cdot 10^{-34} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Une unité couramment utilisée en physique des particules pour exprimer les sections efficaces est le barn = 10^{-28} m^2 (b). C'est l'inverse de cette unité qui est fréquemment utilisée pour exprimer la luminosité. On obtient ainsi une valeur caractéristique de $15 \mu\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$. La luminosité instantanée telle qu'elle est définie ici est évidemment dépendante de l'intensité des faisceaux, qui baisse au fur et à mesure d'un run.

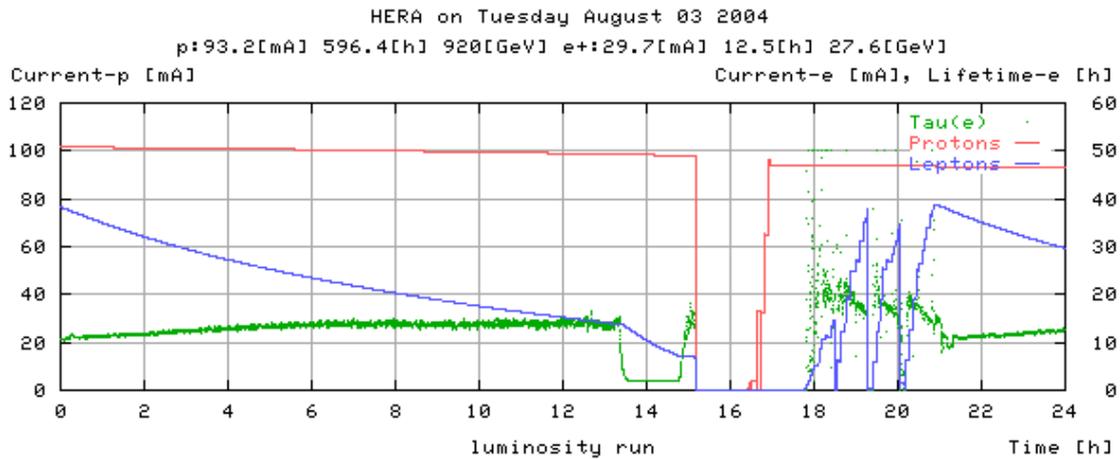


Figure II-3: Evolution de l'intensité des faisceaux durant un run

On définit alors une luminosité instantanée spécifique indépendante des intensités:

$$L_{sp} = \sum_{i=0}^{N_{bc}} \frac{L_i}{I_{ie} \cdot I_{ip}} . \text{ Cette grandeur est alors relativement constante durant un run, et ne dépend}$$

que de la géométrie du faisceau. Elle diminue légèrement du fait de la perte de la qualité des paquets qui ont tendance de se distordre tant transversalement que longitudinalement, surtout pour les protons. Son niveau se situe actuellement autour de $1.3 - 1.4 \mu\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}\text{mA}^{-1}$

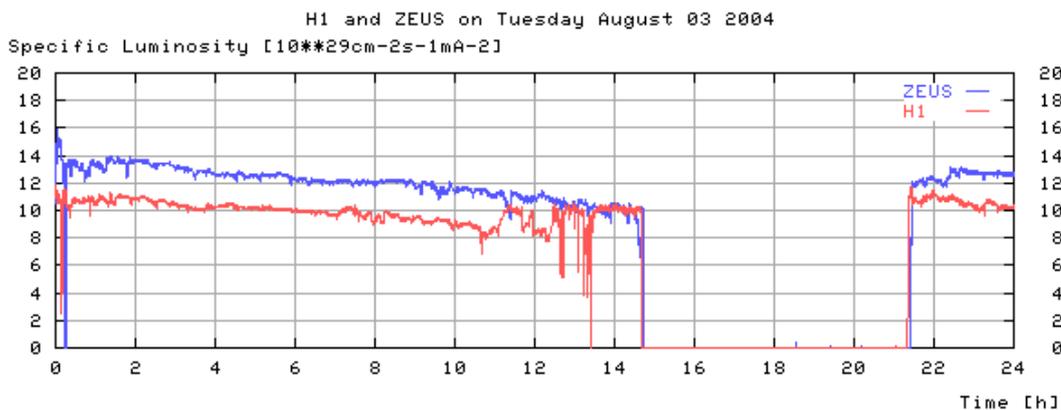


Figure II-4: Evolution de la luminosité spécifique durant un run

La grandeur qui permet de quantifier la quantité de données enregistrées par le détecteur est la luminosité totale sur une période T , ou la luminosité intégrale, L_{int} :

$$L_{int}(t) = \int_{t_0}^{t_0 + t} L \cdot dt \quad . \quad \text{Voici ce qu'on voit durant un run} :$$

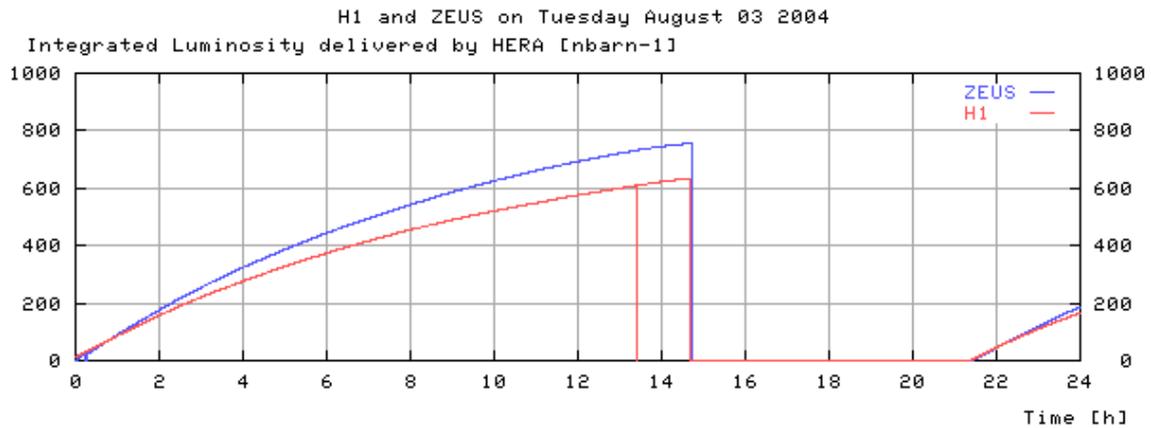


Figure II-5: La luminosité intégrée durant un run

Cette grandeur est donnée aussi sur une ou plusieurs années et permet d'estimer l'efficacité de l'accélérateur et des détecteurs. On peut en effet définir la luminosité utile qui inclut uniquement les données intéressantes pour la physique. Tout naturellement plus la luminosité utile est grande plus on dispose de statistiques. Notre objectif final étant toujours la mesure des sections efficaces (σ), un simple calcul nous montre que les composantes standards dont dépend l'erreur relative sur σ sont les fluctuations statistiques et l'erreur relative sur la mesure de la luminosité : $\frac{\delta \sigma}{\sigma} = \frac{\delta L}{L} + \frac{\delta \dot{N}}{\dot{N}}$. Si l'erreur statistique relative diminue lorsqu'on augmente la luminosité, on doit absolument diminuer l'erreur relative sur la mesure de la luminosité afin de pouvoir en tirer partie.

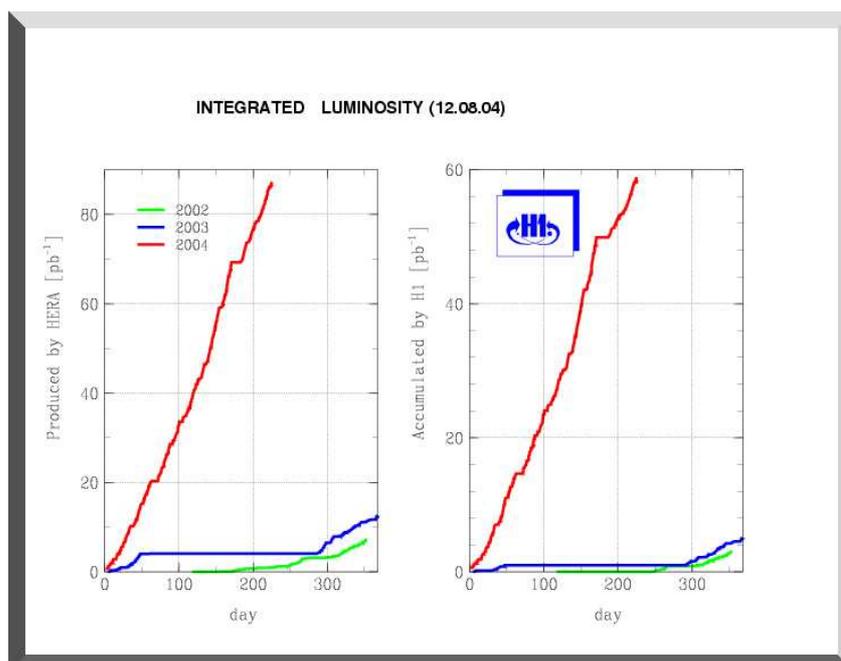


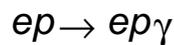
Figure II-6: La luminosité intégrée par années

III. LA MESURE DE LA LUMINOSITE POUR H1

A. Chandelle de référence : processus Bethe-Heitler

La luminosité étant une grandeur indépendante du processus étudié, il convient d'en choisir un qui va servir de chandelle de référence. Ce processus doit être bien connu et avec une section efficace bien définie, dépendant d'un minimum de paramètres extérieurs. Cette section efficace doit être grande afin d'avoir une bonne statistique et de faibles fluctuations relatives. De plus les particules résultant de cette réaction, dont le comptage va servir à déterminer la luminosité doivent être facilement discernables parmi les particules résultant des autres interactions.

Le processus de Bethe-Heitler satisfait toutes ces exigences. Il consiste en une émission de rayonnement de freinage par un électron (ou un positron) lorsqu'il est diffusé sur le proton :



C'est une diffusion élastique : le proton n'est pas détruit et du fait de son moment élevé il est peu dévié. L'électron est dévié beaucoup plus et émet un photon Bremsstrahlung à 0 degrés. La collision étant frontale, ces photons qui se propagent le long du faisceau d'électrons au de la des aimants et peuvent être captés par un détecteur assez loin dans le tunnel.

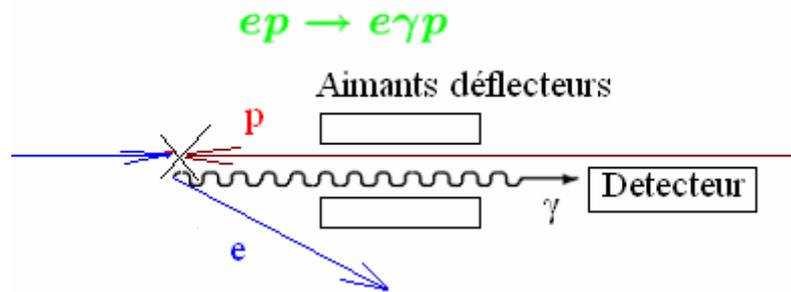
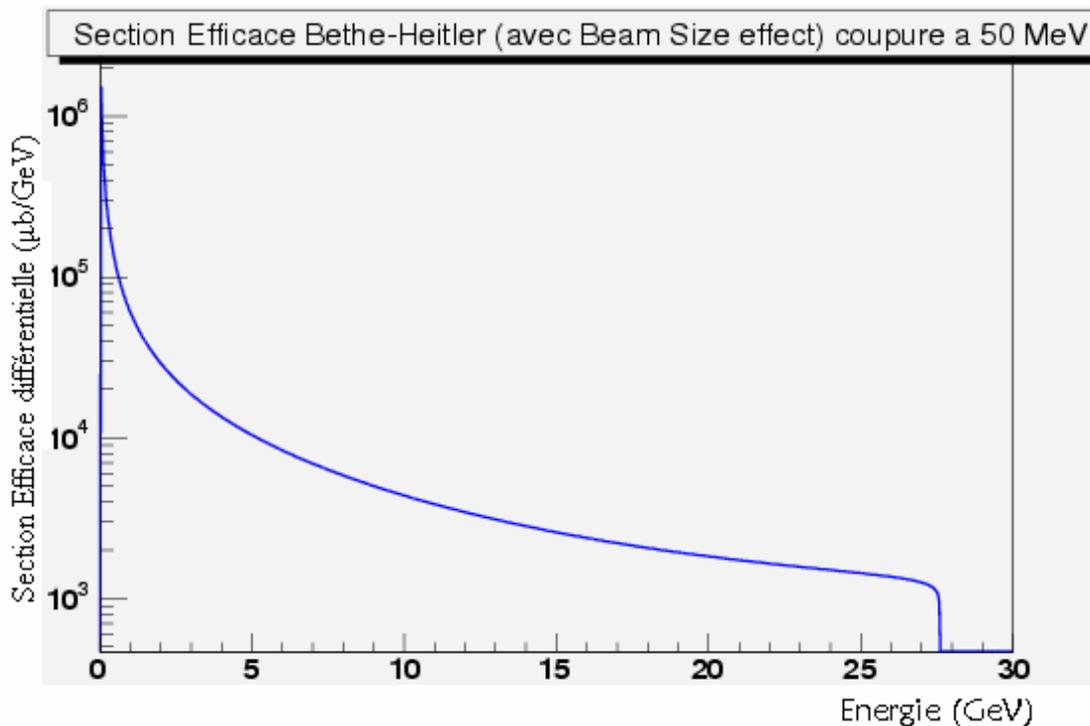


Figure III-1: Principe de luminométrie par le processus BH



Graphique III-1: Section efficace différentielle BH

Le seul processus supplémentaire qu'il faut prendre en compte lors de l'étalonnage du spectre mesuré est l'émission synchrotron. En raison de leur courbure dans la région d'interaction, les faisceaux d'électrons émettent un rayonnement synchrotron dur. Une partie de ce rayonnement est émis à 0 degré dans la même direction que le signal BH et le pollue. En effet si l'on s'attend à 1 ou 2 photons BH de quelques centaines de MeV, par croisement de paquets, on attend à quelque chose comme 10^{18} photons ($6.8 \cdot 10^{17}$ / s pour 58 mA of e⁻ à 27.6 GeV) synchrotrons répartis sur un spectre avec une énergie critique $E_c = 115$ KeV. On a donc impérativement besoin d'un bon filtre à photons synchrotrons qui dégrade le moins possible le signal BH lui-même.

B. Luminomètre : Présentation générale

L'équipe de l'Ecole Polytechnique a participé à la mise en place du dispositif. Le système de mesure de luminosité (luminomètre) se compose de :

- D'un « Electron tagger » : c'est un calorimètre qui mesure la position et le moment de l'électron diffusé lors de l'interaction BH fourni par l'Institut Lebedev. Il utilise les aimants de la machine comme un spectromètre.
- D'un système de détection de photons BH incluant:
 - bouclier en Béryllium de $2X_0^{10}$
 - Veto Compteur (VC) fourni par L'institut Lebedev, qui était jusqu'à lors un détecteur Cherenkov à eau.
 - Un détecteur de photons (PD) fourni par l'Ecole Polytechnique. C'est un calorimètre Cherenkov Tungstène/Fibre à quartz.
 - Une électronique de traitement de données.

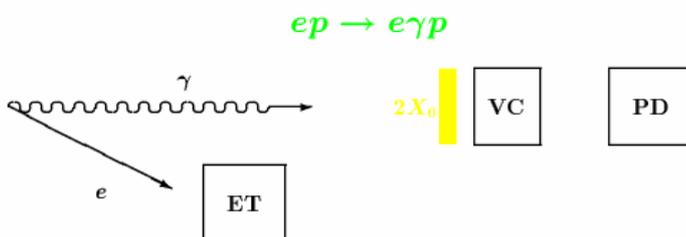


Figure III-2: Luminomètre H1 [2]

Tous ces éléments du luminomètre ont des influences plus ou moins importantes sur le spectre final des photons BH détectés. La section efficace qu'il faut prendre finalement en compte pour obtenir la luminosité en est, donc, affectée: $L = \frac{N_{tot}}{\sigma_{tot\ apparente}}$.

Mon travail durant ces 5 mois a été centré sur les corrections à apporter à la mesure de luminosité du fait de la distorsion dues aux différents éléments (filtre Be, VC), sur leur modélisation formelle et numérique et sur leur convolution. Le résultat final est une paramétrisation de la fonction de transfert entre l'énergie réelle des BH et l'énergie détectée effectivement. Le produit de cette fonction par la section efficace théorique donne la section efficace apparente.

¹⁰ Longueur caractéristique de l'interaction électromagnétique

C. LE FILTRE DE BERILLIUM

Le filtre de béryllium est constitué de 2X0 d'un matériau léger et choisi pour son rapport optimum filtre à synchrotrons / dégradation du signal BH.

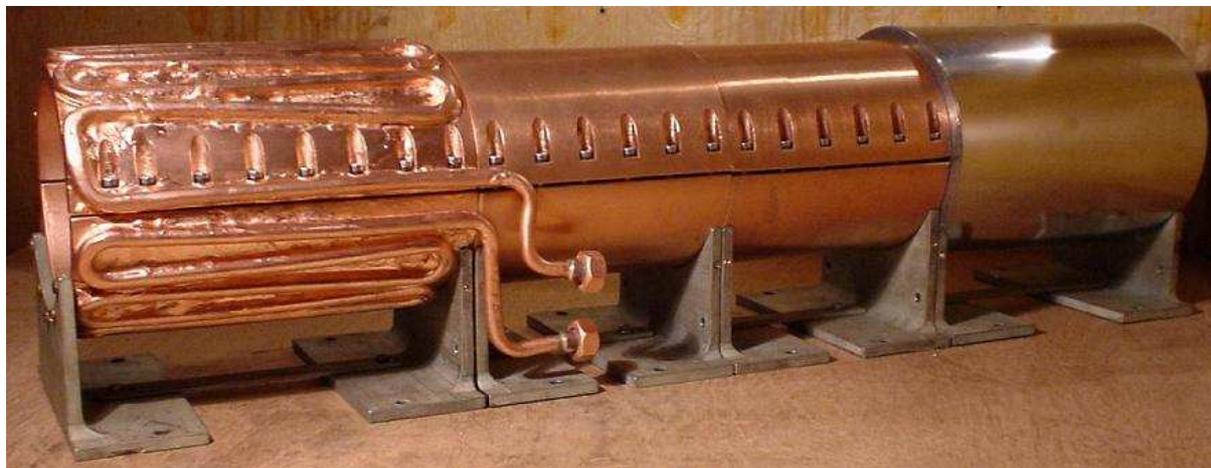
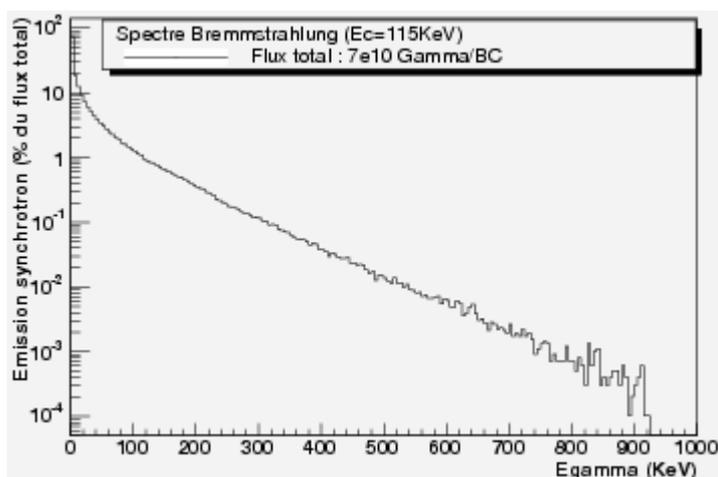
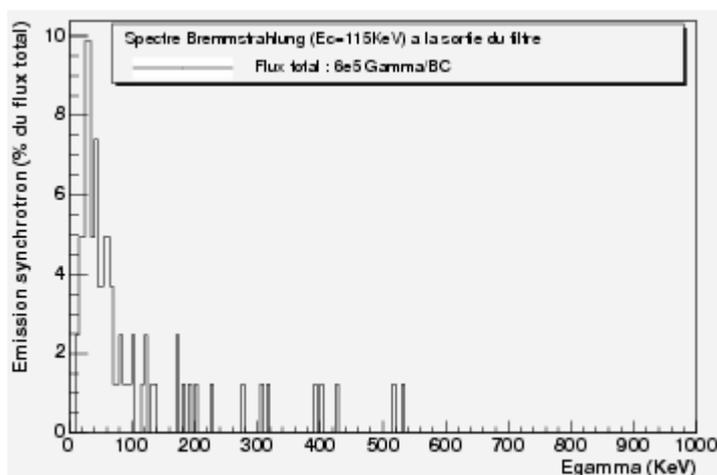


Photo III-1: Filtre de béryllium lors de sa mise en place dans le tunnel [4]



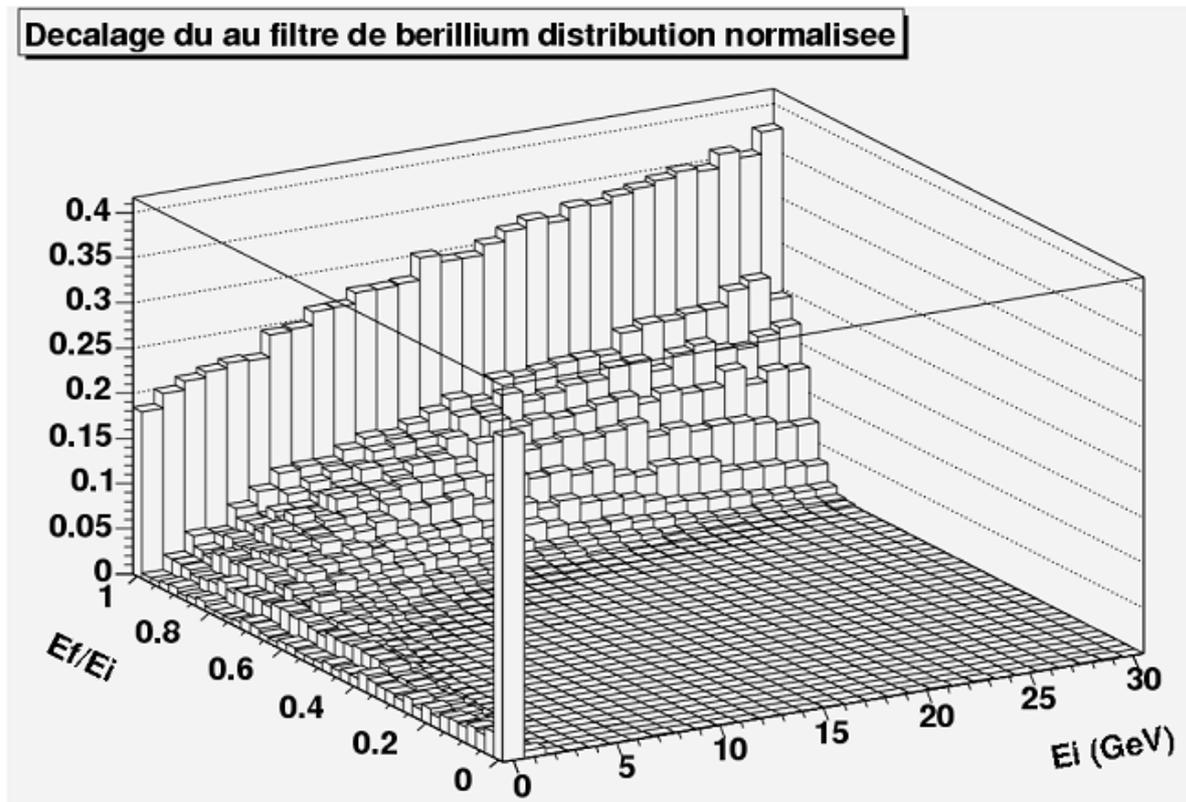
Graphique III-2: Flux de synchrotrons émis par le faisceau

Il s'avère néanmoins que l'écrantage n'est pas parfait. Par croisement de paquets quelques milliers de photons synchrotrons arrivent à le traverser le filtre (cf Graphique III.3). Ces particules représentent la queue du spectre synchrotron et ont des énergies de l'ordre du MeV. De plus le spectre des photons BH eux-mêmes subit des déformations légères, mais néanmoins sensibles.



Graphique III-3: Flux de synchrotrons après le filtre de béryllium

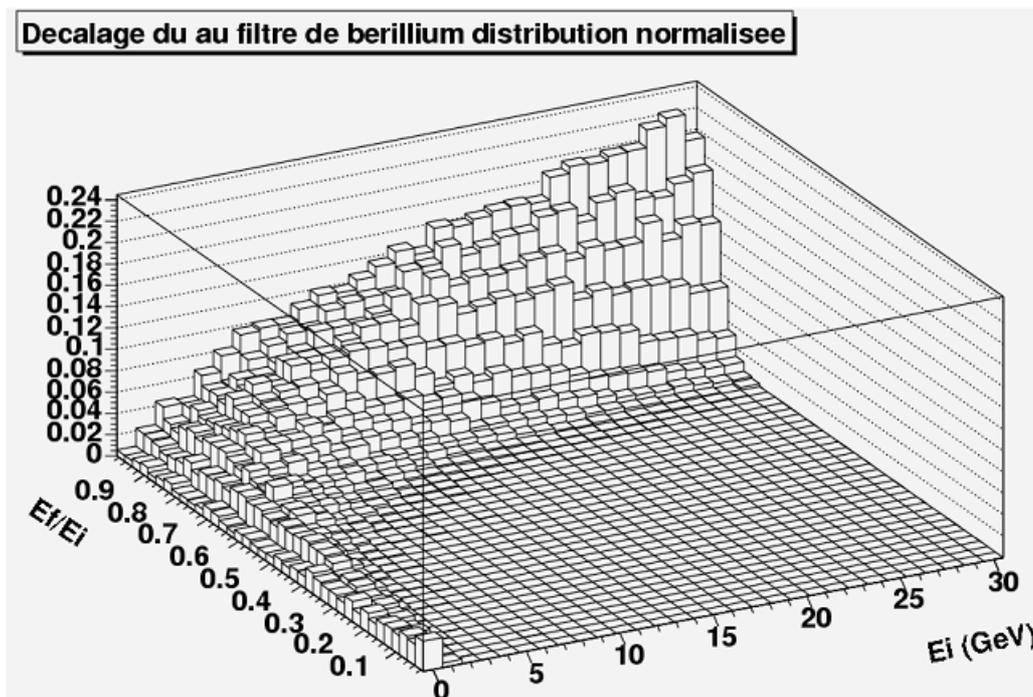
Voici les résultats de la simulation au dessus de 100 MeV de Sergei Levonian :



Graphique III-4: Fonction de transfert (perte d'énergie) du filtre entre l'énergie incidente E_i et sortante E_f

Cette distribution représente la façon dont le béryllium distord une distribution initiale en pic de Dirac. Ma première tâche a été d'essayer de la paramétrer à l'aide de ROOT afin de s'affranchir des fluctuations statistiques. On peut distinguer trois zones (on pose $x = E_f/E_i$) :

- une grande proportion des photons BH ne perdent quasiment pas d'énergie et forment une sorte de pic de Dirac en $x=1$
- Certains photons perdent toute leurs énergie, surtout pour des E_i faibles et forment un autre pic de Dirac en $x=0$
- Enfin la distribution intermédiaire qui se sépare en deux zones :
 - o Une zone d'étalement quasi constant pour des E_i faibles ($<1\text{GeV}$)
 - o Une zone où l'on peut essayer une modélisation par une Poissonienne, qui est logique vu la nature statistique des phénomènes mis en jeu. On peut aussi essayer une Gaussienne qui est logique comme une limite de la distribution Poissonienne pour des moyennes grandes. Cependant assez rapidement on s'est rendu compte de l'instabilité de la Poissonienne, puisque les minimums locaux de l'optimisation dépendaient énormément des paramètres initiaux qu'on choisissaient. De plus ces paramètres changeaient en fonction du granularité utilisée. On a, donc, préféré une modélisation par une Gaussienne qui elle s'est avérée être beaucoup plus stable.



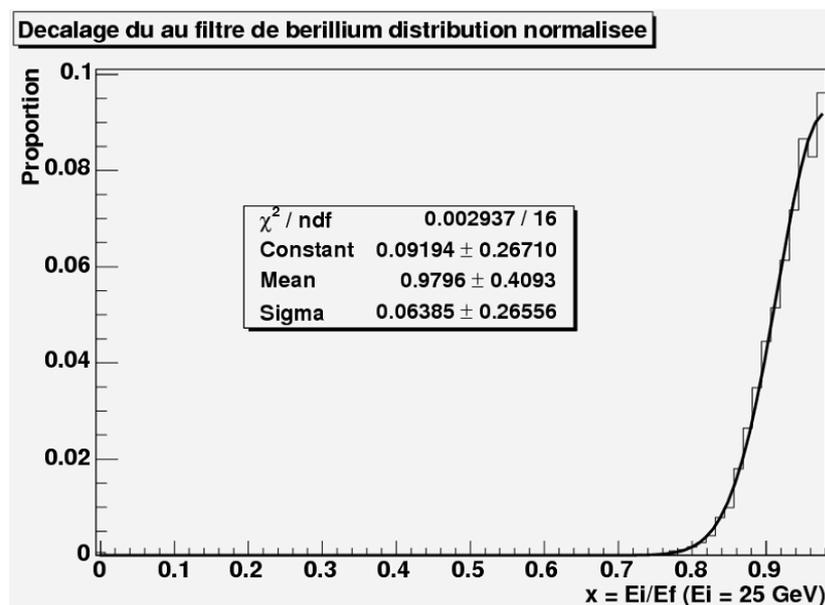
Graphique III-5: Fonction de transfert du filtre (zoom partie centrale) - perte d'énergie

Une gaussienne est définie par trois paramètres :

La moyenne : on peut la fixer inférieure à 1, puisque le pic ne peut être logiquement atteint au maximum qu'en 1 pour la variable x et fixer 0.95 par exemple comme valeur de départ.

L'écart type : est une grandeur assez stable qu'on peut fixer à 0.2 au départ.

La constante multiplicative : on peut la fixer à 1



Graphique III-6: Modélisation Gaussienne pour $E_i = 25 \text{ GeV}$

Voici un exemple de fit gaussien pour $E_i = 25 \text{ GeV}$. Une fois toutes les problèmes de stabilité résolues, on obtient un histogramme des trois paramètres en fonction de E_i . Il convient de rajouter les paramètres qui définissent l'évolution des Diracs à $x=0$ et $x=1$. Qui eux aussi dépendent de E_i et du granularité. Qu'on peut modéliser à son tour afin d'obtenir une distribution $Be(E_i, x)$, aisément utilisable par la suite.

On se retrouve in fine avec un ensemble de 8 paramètres indépendants qui définissent une distribution comme suit :

$$P_0 \cdot \delta_0(E_f) + P_1 \cdot \delta_{E_i}(E_f) + \begin{cases} 1|_{[0, E_i]} \cdot N_{low} & \text{si } E_i < 500 \text{ MeV} \\ 1|_{[0, E_i]} \cdot N_{high} \cdot \text{Gauss}(E_f, \mu, \sigma) & \text{sinon} \end{cases}$$

$$P_0 = a_0 \cdot e^{-b_0 \cdot E_i} \quad P_1 = a_1 \cdot E_i + b_1$$

$$\mu = 1 - a_\mu \cdot e^{b_\mu \cdot E_i} \quad \sigma = a_\sigma \log(E_i) + b_\sigma$$

Tableau III-1: Paramètres de ma modélisation

Param.	a_0	b_0	a_1	b_1	a_μ	b_μ	a_σ	b_σ
Val.	1.01	-6.24	$2.10 \cdot 10^{-3}$	0.18	0.46	-0.30	$-5.73 \cdot 10^{-2}$	0.25

La normalisation de la distribution totale à 1 permet de définir Nlow et Nhigh.

Une approche légèrement différente a été utilisée par Arnd Specka, qui a décidé de modéliser la distribution en prenant comme variables $\text{Be}(E_i, y)$, avec $y = \frac{E_i - E_f}{\sqrt{E_i}}$. En effet cette distribution inclut déjà une dépendance attendue en $\frac{1}{\sqrt{E_i}}$. Il a décidé en outre de négliger dans sa modélisation les particules qui ont perdu toute l'énergie et qui sont ultra minoritaires au dessus de 2 GeV. De plus afin de modéliser la montée rapide au voisinage de $E_f = E_i$ il a rajouté une exponentielle. Voici la modélisation qu'il a obtenue :

$$\text{Be}(y, E_i) = \delta_{\sqrt{E_i}}(y) \cdot N_1 + 1|_{0, \sqrt{E_i}}(y) \cdot N_{norm} \cdot (N_g \cdot \text{Gauss}(y, \mu, \sigma) + N_e \cdot \text{Exp}(a \cdot y))$$

$$a = c_{1a} \cdot E_i + c_{0a}$$

$$N_g = \frac{c_{2Ng} \cdot E_i^2 + c_{1Ng} \cdot E_i + c_{0Ng}}{d_{1Ng} \cdot E_i + d_{0Ng}}, \quad \mu = \frac{c_{2\mu} \cdot E_i^2 + c_{1\mu} \cdot E_i + c_{0\mu}}{d_{1\mu} \cdot E_i + d_{0\mu}}$$

Tableau III-2: Paramètres de la modélisation d'Arnd Specka

Param.	c_{1a}	c_{0a}	c_{0Ng}	c_{1Ng}	c_{2Ng}	d_{0Ng}	d_{1Ng}	$c_{0\mu}$
Val.	-13.31	.5964	562.5	79.19	-.2681	.5709	1	.0095
Param.	$c_{1\mu}$	$c_{2\mu}$	$d_{0\mu}$	$d_{1\mu}$	σ	N_e	N_1	N_{norm}
Val.	-.8631	29.93	79.79	1	.2966	211.4	17.7%	1-N1

Ces 2 modélisations présentent une faiblesse : les effets du Béryllium n'ont pas été vraiment décrits, mais plutôt extrapolés en dessous de 100 MeV. En effet le lot de données utilisées pour ces modélisations a été simulé par Sergei Levonian au dessus de 100 MeV. Sur notre demande il a produit un second lot de données qui allaient jusqu'à 20 MeV, cependant pour des raisons techniques et du temps disponible on a décidé de remettre à plus tard la modélisation de ce domaine, entre autre parce que dans ce domaine d'énergies la modélisation de la fluctuation de la réponse du détecteur (Gaussienne avec $\sigma = 27\%/\sqrt{E_i}$) commence à perdre de sa pertinence : par exemple pour $E_i = 90 \text{ MeV} = 0.09 \text{ GeV}$, $\sigma = 0.27/0.3 = 0.9$. L'erreur de mesure attendue se rapproche, donc, de l'énergie moyenne. Ceci veut dire que soit

il faut changer de modélisation, soit éviter tout simplement de modéliser cette zone en détails, en utilisant par exemple une coupure. Les χ^2 obtenus avec la modélisation d'Arnd Specka étant très satisfaisants il a été décidé lors d'une réunion de la retenir pour la suite des calculs.

Cette première étude étant pour moi plutôt une prise en main qu'un véritable travail j'ai décidé de ne pas la présenter plus en détail.

D. Le détecteur de photons

Le détecteur de photons est un calorimètre électromagnétique :

- à 24 canaux,
- disposé à 101.8 m du point d'interaction.
- de surface 12 x 12 cm

Il est fait d'une succession de plans de fibres de quartz et de plaques de tungstène. Les fibres de quartz sont disposées à l'angle Cherenkov par rapport à l'axe Z¹¹. De telle sorte que les particules électromagnétiques résultantes de l'interaction du photon BH dans les plaques, puissent émettre du rayonnement Cherenkov le long de ces fibres. En effet l'angle des photons BH par rapport à l'axe Z est très faible, par conservation d'impulsion la gerbe électromagnétique résultante de son interaction avec la matière se répartit selon un spectre très piqué vers l'avant. Les fibres sont lues par 24 tubes photomultiplicateurs (PEMs). Ces 24 canaux se divisent en 12 canaux selon X et 12 selon Y, afin d'avoir une vue bidimensionnelle de l'événement.

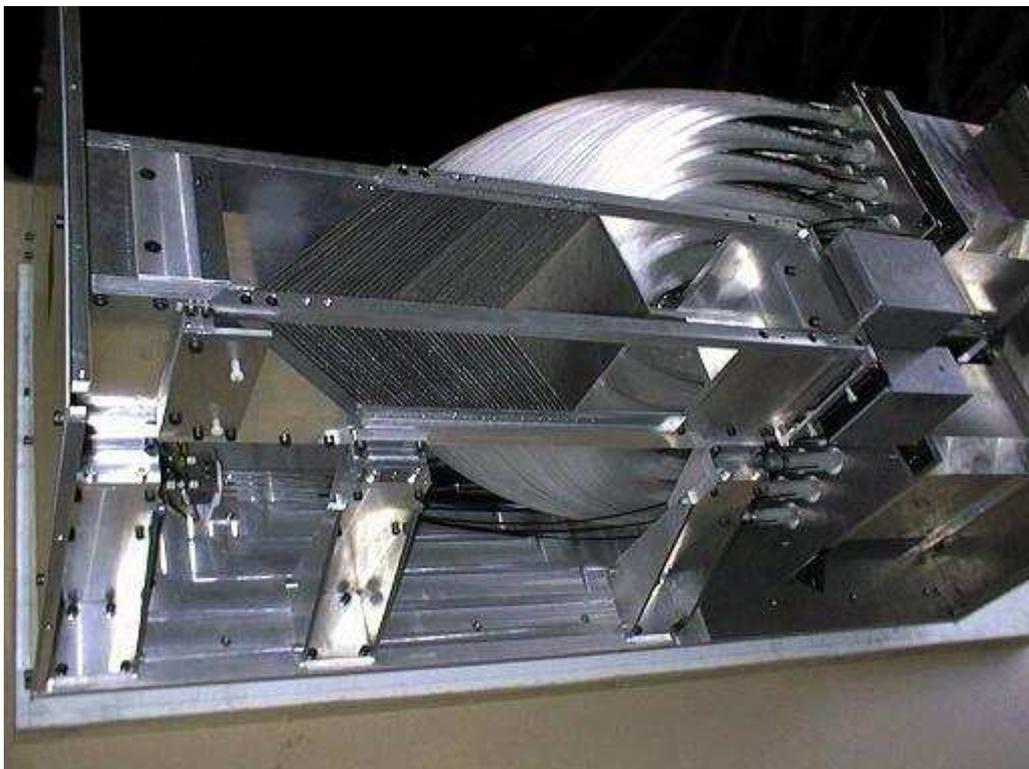


Photo III-2: Détecteur de photons [4]

¹¹ Axe des faisceaux ~ direction des photons incidents

La longueur totale du détecteur représentant 25X0, on peut considérer que quasiment toute l'énergie du BH incident est déposée dans le détecteur. Le nombre de particules chargées produits dans le tungstène étant une grandeur statistique qui suit une loi Poissonienne (qui devient à ce niveau équivalente à une loi gaussienne), la réponse du détecteur est une grandeur statistique dépendante de l'énergie de la particule (le nombre de particules moyen produites étant grossièrement proportionnel à l'énergie) et de la géométrie du détecteur : $N_{prod} = N_{moy} \pm \sqrt{N_{moy}}$, ce qui donne en admettant une certaine proportionnalité Energie – Nmoy produit

$$E_{det} = E_{part} \pm a_0 \cdot \sqrt{E_{part}} \Rightarrow \frac{E_{det} - E_{part}}{E_{part}} = \frac{a_0}{\sqrt{E_{part}}}$$

Cette formule montre que la précision du détecteur croît avec l'énergie du photon BH et qu'à moyennes énergies le spectre est convolé par une gaussienne. A faibles énergies cette corrélation n'est plus aussi vraie puisque le nombre de particules produites devient très faible. Le paramètre a_0 a été mesuré à CERN en faisceau test et s'établit à 27% pour chacune des directions (x et y). Il peut être amélioré d'un facteur $1/\sqrt{2}$ si l'on met en coïncidence les directions x et y et s'établit alors à 20%. Il est alors évidemment nécessaire d'inter calibrer les 24 voies.

E. L'électronique

Les histogrammes sont tracés avec une échelle en énergie définie en coups ADC. Ces unités arbitraires définis par l'électronique doivent être convertis après calibration en GeV. Cette calibration elle-même étant une affaire délicate et nécessitant une bonne connaissance de la section efficace attendue.

Le spectre du bruit électronique, dû aux PEMS, aux étages d'amplification et de mise en forme et au câblage dans le tunnel a été expérimentalement mesuré. Il est composé de deux Gaussiennes de paramètres (en compte ADC) :

	Gaussienne 1	Gaussienne 2
Moyenne	49	49
écart type X	8.5	3.7
Coefficient X	15%	85%
écart type Y	5.2	3.0
Coefficient Y	11%	89%

La moyenne étant décalée artificiellement par l'électronique pour observer la totalité du signal liée au bruit. Le coefficient de conversion communément utilisé pour simuler des exemples est de 16 MeV / coup ADC.

IV. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE APPARENTE BETHE-HEITLER (1^{er} Projet)

A. Présentation de la méthode

1. Section efficace différentielle apparente BH sens empilements

Dans la section efficace nous avons présenté les différentes modélisations possibles des éléments du luminomètre. Nous avons ainsi tous les éléments en main afin de convoluer ces effets avec la section efficace BH et obtenir la section efficace apparente. Un bon test pour ces calculs serait alors d'obtenir la même section efficace d'abord par une simulation moyenne (écrite par Vincent Boudry sous Fortran) et ensuite par une simulation particule par particule (écrite par Sergei Levonian sous Geant). Afin de ne pas alourdir la présentation je ne parlerais pas des détails concernant un travail assez fin d'ajustement de l'échantillonnage des histogrammes sortant de différents programmes, de traitement des différences d'approximations faits par différentes bibliothèques sous Fortran et sous Root etc...

Nous cherchons une fonction de transfert normalisée à l'unité $F(E_i, E_s)$ qui une fois convoluée avec le spectre BH nous donnera le signal de sortie électronique, avec E_i l'énergie entrante dans le système et E_s l'énergie apparaissant effectivement après le traitement électronique. Cette fonction de transfert peut-être construite à partir du produit de convolution des fonctions de transfert du Filtre de béryllium $Be(E_i, E_f)$, du Détecteur $Det(E_d, E_f)$ et de l'électronique $Elec(E_s, E_d)$:

$$F(E_i, E_s) = Be(E_i, E_f) * Det(E_d, E_f) * Elec(E_s, E_d)$$

Ce qui peut encore s'écrire :

$$F(E_i, E_s) = \iint_{E_f, E_d} Be(E_f, E_i) \cdot \text{Gauss} \left[E_d, E_f, \frac{x\%}{\sqrt{E_f}} \right] \cdot \text{Gauss}(E_s - E_d, \mu, \sigma)$$

avec $x = 20\%$ où 27% en fonction du nombre de PEMs qu'on pris en compte.

Une fois cette fonction de transfert obtenue la convolution suivante nous donnera la section efficace apparente :

$$BH_{app\grave{a}r}(E_s) = \int_{E_i} F(E_i, E_s) \cdot BH(E_i)$$

2. Les empilements et leurs calcul

Le processus d'émission BH lors de la rencontre de deux paquets composés de 10^{10} particules chacun est un processus essentiellement Poissonien. Si plusieurs deux photons BH sont émis au cours d'un croisement ils arrivent quasiment en même temps dans le détecteur. En effet les photons BH émis se propagent dans la même direction que le faisceau d'électrons et avec quasiment la même vitesse. Autrement dit n photons d'énergie E_1, \dots, E_n sont détectés comme 1 photon d'énergie $E = E_1 + \dots + E_n$. Cet effet purement statistique s'appelle un Empilement (Pile Up). Il déforme naturellement la section efficace apparente. Afin de quantifier l'empilement on peut considérer la fonction $fn(\mathbf{E})$, qui représente la probabilité différentielle pour un ensemble de n photons BH émis d'avoir une énergie totale apparente E

= $E_1 + \dots + E_n$. Cette fonction s'écrit comme une convolution de fonctions $f_1(E_i)$ pour tous les $1 < i < n+1$:

$$f_n(E) = \int_{E_i, i < n} f_1(E_1) \cdot \dots \cdot f_1(E_{n-1}) \cdot f_1(E - E_1 - \dots - E_{n-1}) \cdot dE_1 \cdot \dots \cdot dE_{n-1}$$

Il convient de convoluer cette fonction une fois par le bruit électronique puisque celui-ci se superpose une fois sur l'ensemble du signal détecté.

Si l'on s'intéresse à la grandeur de référence qui est le taux de photons BH mesurés à une énergie donnée entre E et $E+dE$ par unité de temps on peut l'obtenir comme une somme infinie de probabilités conditionnelles : probabilité Poissonienne d'avoir une émission de n photons fois la probabilité d'avoir pour ces n photons une énergie totale comprise entre E et $E+dE$, $\frac{\partial^2 N}{\partial E \partial t}(E) = \sum_i \frac{\mu^i \cdot e^{-\mu}}{i!} \cdot f_n(E)$ Si on imagine qu'on est capable de distinguer tous les

photons empilés avec un détecteur parfait, on se rends compte que par définition on a aussi :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial E \partial t}(E) = L \cdot \frac{d\sigma}{dE}(E) \cdot \sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{dE}(E) \cdot dE$$

En admettant que la luminosité instantanée est invariante pendant un croisement de faisceaux (un BC) on peut intégrer facilement sur le temps entre deux croisements. Enfin sachant que la norme de $f_n = 1$, l'intégration sur l'énergie devient aussi facile. On trouve immédiatement en intégrant le nombre moyen de particules attendu par croisement de faisceaux :

$\mu = \int_{E, t} \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial t}(E) = L \cdot T_{BC} \cdot \sigma_{tot}$. Cette grandeur varie entre 0 et 1 en fonction de la luminosité.

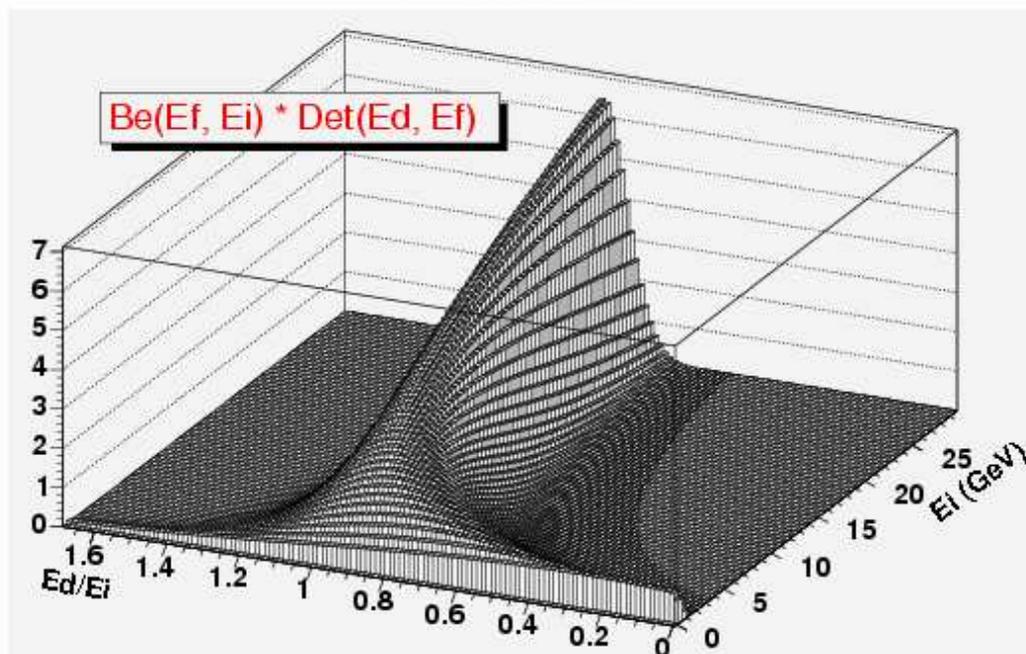
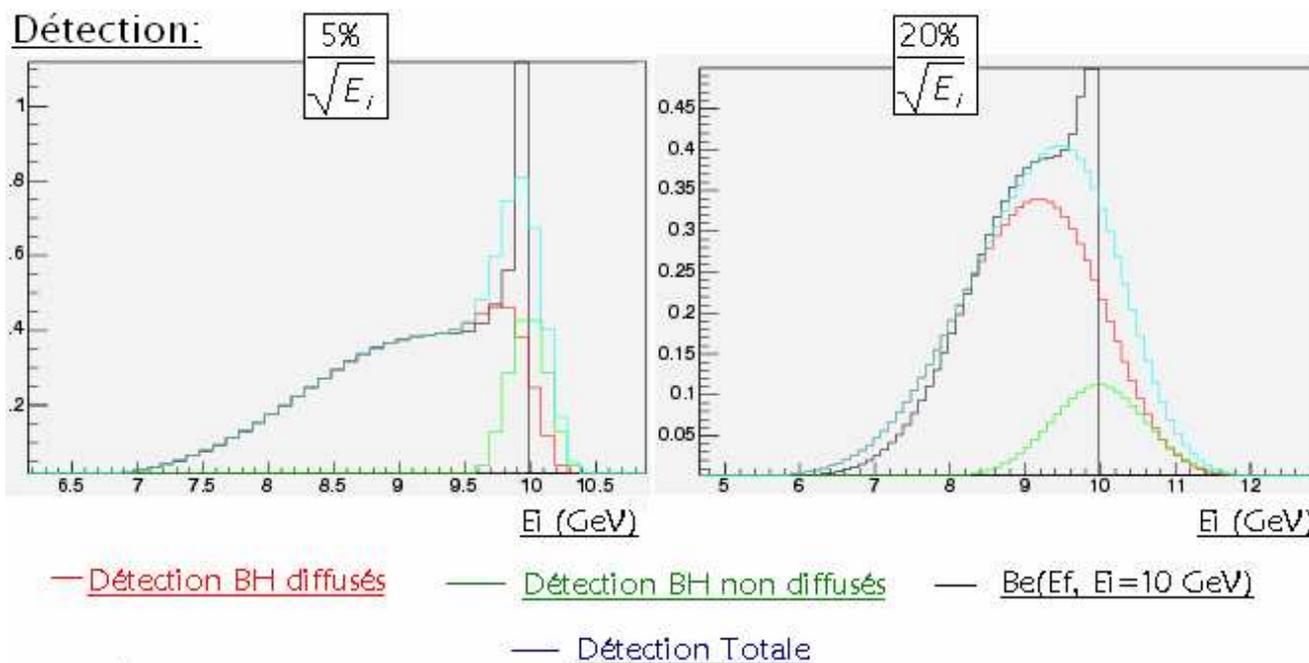
Si l'on réutilise ce résultat pour les grandeurs différentielles on peut définir $\frac{d\sigma_n}{dE}(E) = \sigma_{tot}^n \cdot f_n(E)$ une définition qui rejoint logiquement celle de la section efficace

différentielle définie au début du chapitre. Cette grandeur s'obtient à partir de $\frac{d\sigma}{dE}(E)$ de la même façon que $f_n(E)$ s'obtient à partir de $f_1(E)$.

On vient de déterminer une méthode pratique permettant d'obtenir la section efficace apparente prenant en compte l'empilement connaissant la luminosité et le spectre de la section efficace apparente sens empilements.

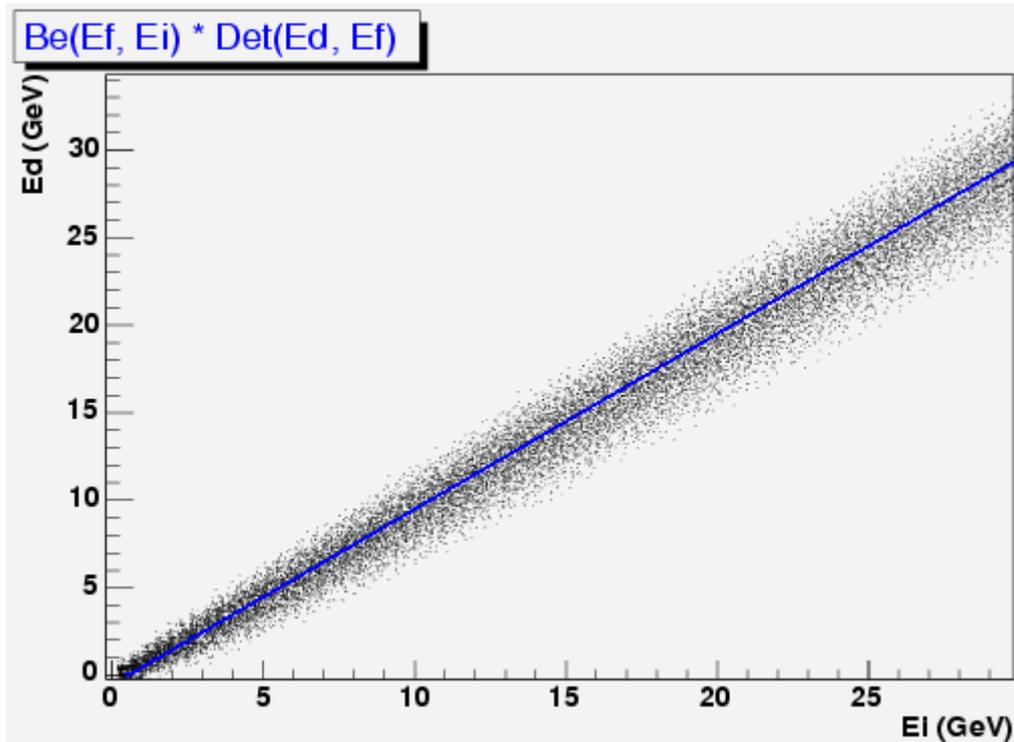
B. Application de la méthode des convolutions

1. Convolution Filtre – Détecteur



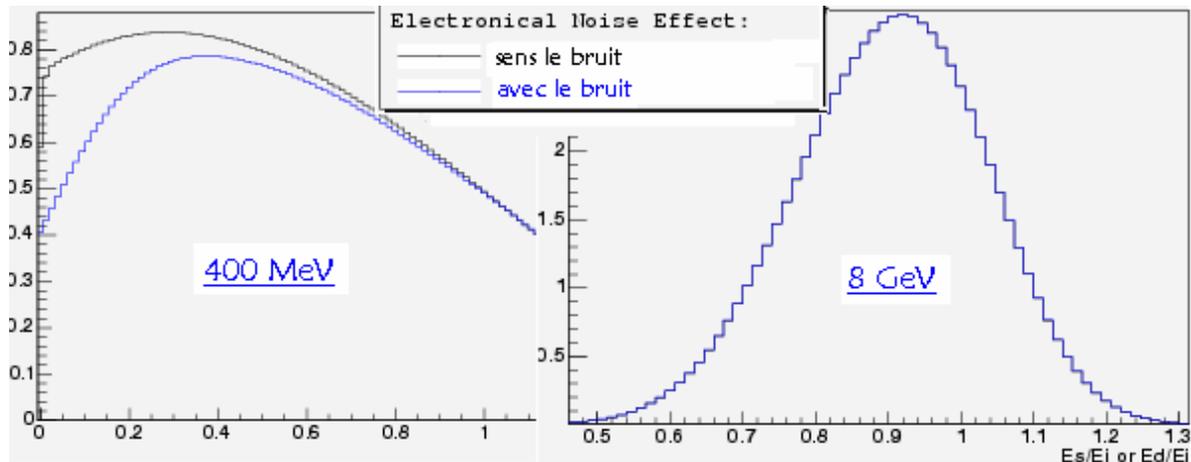
Graphique IV-1: Fonction de transfert convolée - filtre * détecteur

Le résultat le plus remarquable que nous pouvons observer est l'amélioration avec l'énergie de la qualité relative de la mesure alors qu'elle se dégrade en absolu. Ceci est dû à deux effets. Tout d'abord les photons BH à haute énergie perdent relativement beaucoup moins que ceux à basse énergie. La qualité de détection elle s'améliore en $1/\sqrt{E_i}$. L'énergie moyenne E_d elle se comporte en fonction de E_i comme si on avait un décalage de 500 MeV vers le bas du spectre (**Graphique IV-2**). En dessous de 1 GeV l'étalement est très important et quasiment uniforme entre 0 et 1.3.



Graphique IV-2: Décalage énergétique induit par le filtre

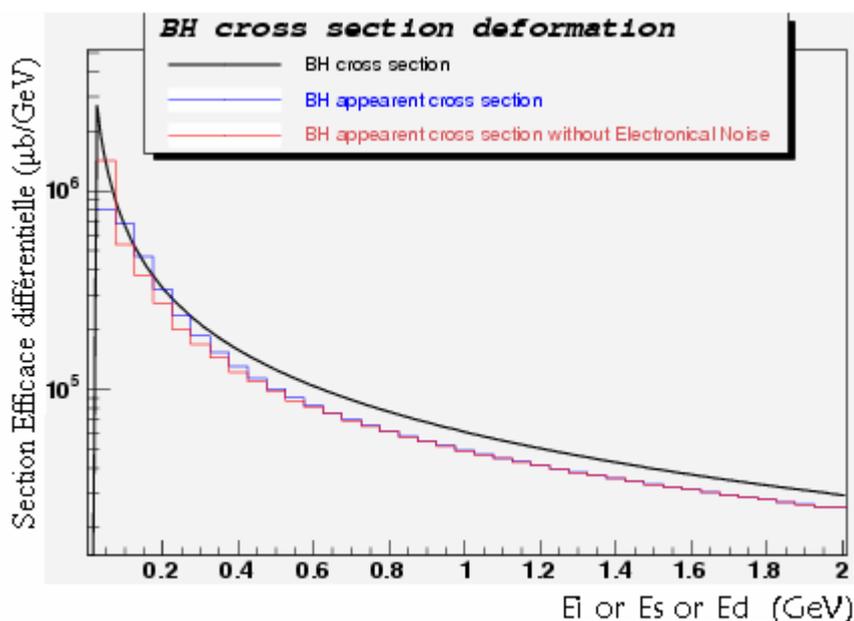
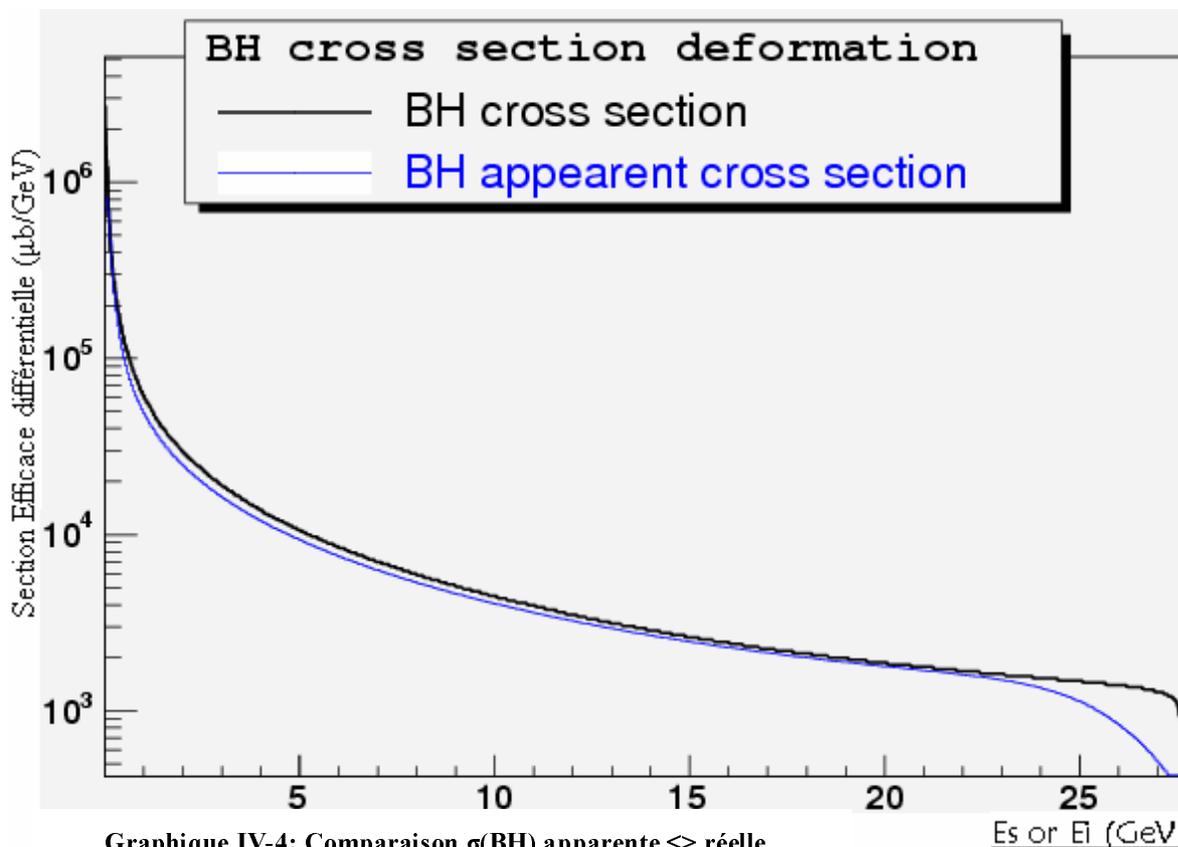
2. F(Es, Ei) : Convolution Filtre – Détecteur – Bruit Électronique



Graphique IV-3: Fonction de transfert convolée – Filtre*Détecteur*Bruit Electronique

Comme on pouvait s'y attendre, vu la faiblesse du bruit, son influence n'est pertinente qu'aux faibles énergies où il accentue encore l'étalement du spectre. L'effet d'une gaussienne avec un σ de 100 MeV tend naturellement vers l'effet d'un Dirac lorsque l'échelle des énergies augmente. Cependant son rôle est crucial puisque le début du spectre comme on le verra plus tard est très important pour le calibrage des PEMS. On introduit même artificiellement une moyenne de 49 coups ADC comptes afin de bien voir la gaussienne du pic initial et pouvoir bien déterminer sa moyenne.

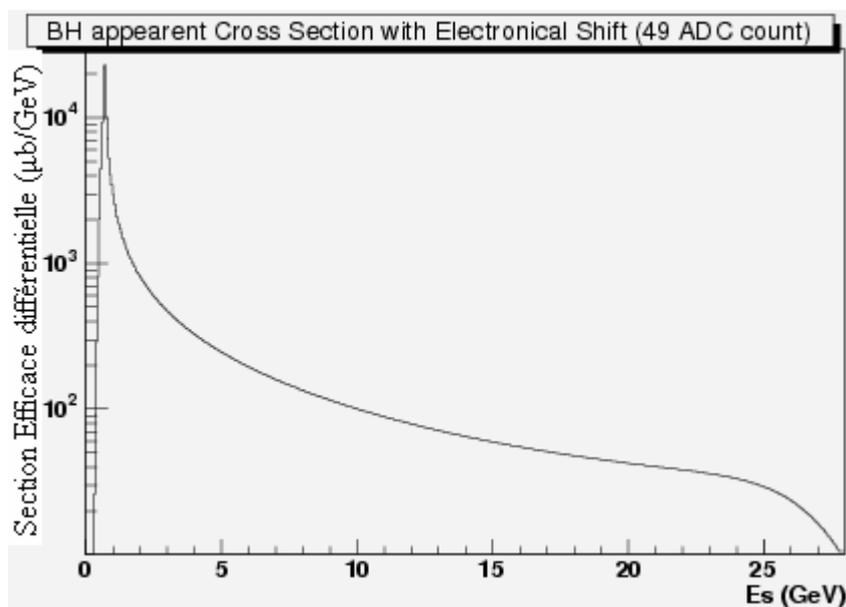
3. Section Efficace BH apparente spectre à un photon: Convolution Filtre – Détecteur – Bruit Electronique



Naturellement l'effet le plus remarquable est le glissement global du spectre vers les basses énergies, l'adoucissement de la pente finale et la diminution du pic initial. Si on zoom sur le début du spectre on peut voir, assez nettement l'effet du bruit électronique qui diminue 5 fois le pic initial.

A cet étape de l'analyse on peut se poser la question quelles sont les parties du spectre, dont, la connaissance est cruciale pour la bonne détermination de la luminosité. Le spectre résultant des mesures du luminomètre est calibré en comptes ADC. Il

est, donc, primordial avant tout traitement numérique de bien calibrer les PEMs afin d'avoir le coefficient de proportionnalité entre l'échelle en énergie et l'échelle en comptes ADC, ce coefficient ici a été fixé comme exemple à 16.5 MeV/ADC. Deux points importants permettent de fixer l'échelle du spectre :



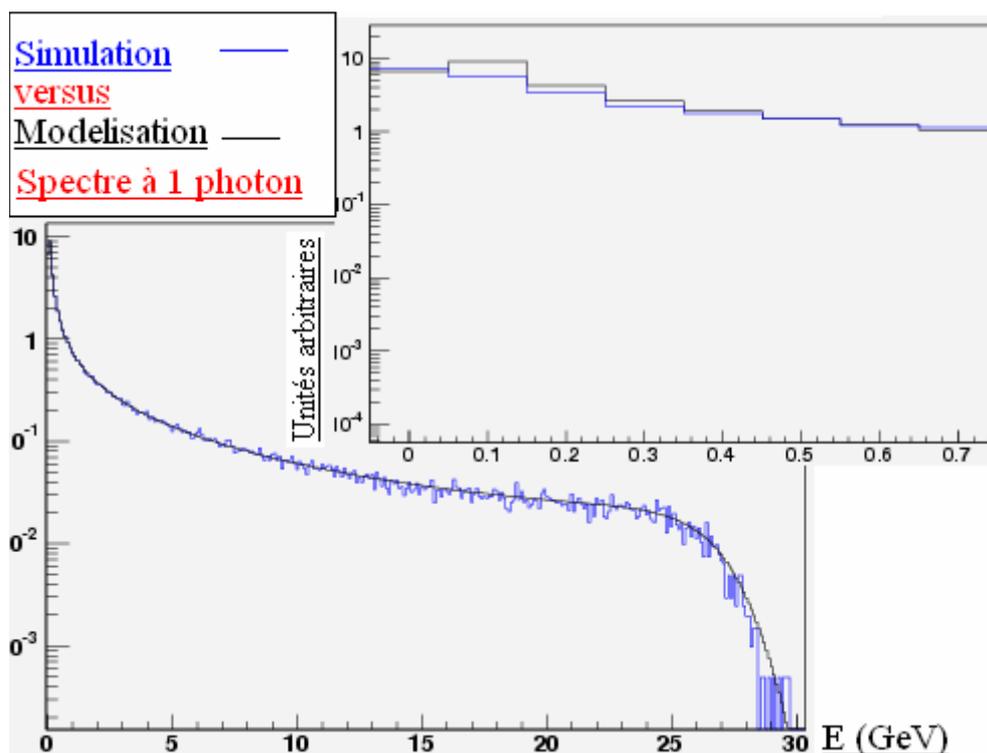
Graphique IV-6: $\sigma(\text{BH})$ apparente avec un décalage électronique artificiel

- Le début du spectre où le pic qui fixe le 0. Malheureusement le luminomètre et les fluctuations du bruit synchrotron élargissent ce pic et il devient difficile à identifier. L'une des méthodes utilisées consiste à rajouter d'office 49 comptes ADC, afin de bien voir la gaussienne du bruit et pouvoir obtenir le pic comme la moyenne de cette gaussienne. On procède alors par une modélisation.

- La fin du spectre qui chute de façon abrupte à l'approche de l'énergie du faisceau d'électron incident. Malheureusement cette chute est elle aussi délavée et décalée de quelques GeV. La bonne connaissance des effets du luminomètre permet de mieux la situer par des méthodes de modélisation.

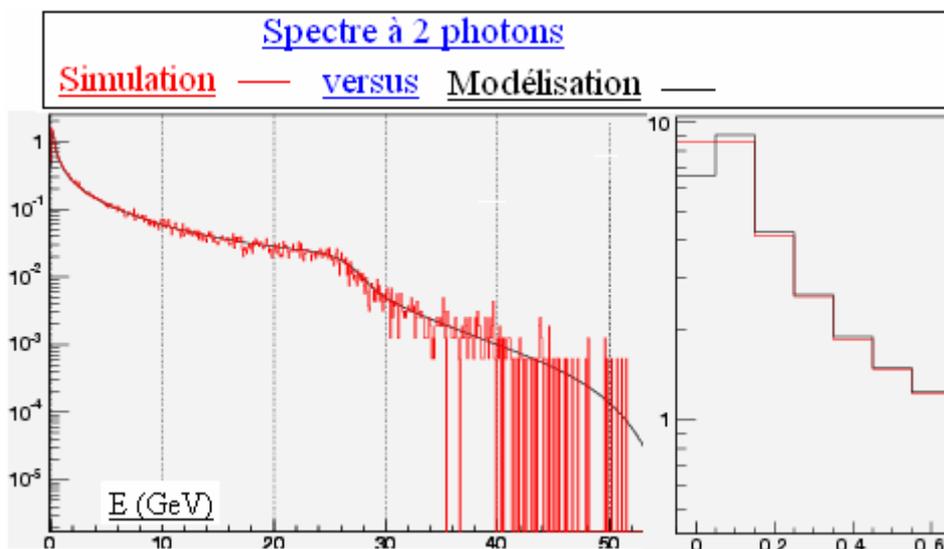
4. La consistance des calculs

L'une des méthodes pour vérifier la consistance des calculs faits est de les comparer d'abord avec une simulation utilisant les mêmes paramètres moyens et ensuite avec une simulation particule par particule. La simulation de Vincent Boudry sous Fortran était un outil très bien adapté pour faire cette première comparaison. Dans sa structure cette simulation revient en fait à faire une sorte de convolution Monte Carlo sur tout le parcours de la particule. Dans chaque volume rencontré elle utilise des paramètres moyens sortis d'une modélisation des résultats de la simulation particule faite par Sergei Levonian ou des mesures de comportement.



Graphique IV-7: $\sigma(\text{BH})$ - Simulation $\langle \rangle$ Modélisation

Une première approche nous montre un accord très honnête des deux courbes pour des énergies supérieures à 400 MeV. En revanche le deuxième bin la simulation est deux fois inférieure aux prévisions et ce malgré tous les efforts pour trouver une raison objective à ce fait : fluctuations statistiques, imperfection des méthodes de génération aléatoire de Fortran ? Pour savoir si l'on continue de travailler sur cette zone il convient de se poser la question de la pertinence de ce travail. En effet compte tenu des défauts initiaux de modélisation du filtre et du détecteur ceci serait peut-être simplement une perte de temps, sachant que la partie du spectre qui nous intéresse comme on le verra plus tard commence aux alentours de 5 GeV. Le seul côté désagréable de ces erreurs est le petit décalage qu'elles influencent lors du calcul des spectres à plusieurs photons. On voit cependant que ce décalage s'estompe rapidement () et vers la zone des 5 GeV il est complètement négligeable.



Graphique IV-8: $\sigma(\text{BH})$ - Simulation $\langle \rangle$ Modélisation empilements à 2 photons

V. MESURE DE LA LUMINOSITE : METHODES NUMERIQUES (1^{er} Projet suite)

A. Présentation des méthodes

Les méthodes utilisées actuellement pour calculer la luminosité à partir des mesures se divisent en deux groupes :

- une correction sur le long terme (quelques jours), qui est faite à posteriori. Cette méthode ne donne qu'une correction moyenne sur un laps de temps donné.
- une correction en ligne, qui utilise des données mesurées par le détecteur de photons avec une fréquence approximative de 1 Hz. Cette méthode donne aussi une correction moyenne, mais sur le laps de temps d'une seconde.

La mesure de la luminosité en ligne butte néanmoins sur plusieurs problèmes dus aux effets de déformation liés aux composants du luminomètre, aux empilements et au bruit synchrotron :

- Le calibrage de l'échelle des coups ADC évoqué précédemment (cf **IV.B.3**) n'est pas quelque chose de facile, même si c'est actuellement assez bien maîtrisé
- Les effets de décalage et d'élargissement du pic initial rendent difficile l'utilisation du spectre entier
- Les empilements déforment le spectre.

Les méthodes proposés jusqu'à lors se divisent en trois groupes :

- La déconvolution du spectre apparent à empilements : Malheureusement cette méthode est difficile et gourmande en calculs contrairement à une convolution. Cette méthode n'est pas utilisée.
- La méthode de l'énergie moyenne: elle utilise les résultats de la modélisation afin d'estimer l'énergie moyenne attendue, qui elle est liée à la luminosité. C'est une méthode en cours d'implémentation.
- Méthode de la coupure (CutOff): Imaginons que l'on intègre le spectre apparent n'ont pas à partir de 0, mais à partir de $E_{cutOff} \neq 0$. C'est la méthode utilisée actuellement.

Si l'on s'intéresse plus précisément au processus d'empilement par exemple de deux photons (γ_1, γ_2) d'énergies (E_1, E_2) qu'on détecte comme un seul photon γ d'énergie $E=E_1+E_2$, on peut distinguer 4 cas. Pour mieux comprendre le problème imaginons qu'on a un détecteur très rapide capable d'éviter les empilement (PD_{id}) et un autre réel incapable de le faire (PD_{reel}). On trouve alors la matrice suivante :

	<u>PD_{id} détecte (photons)</u>	<u>PD_{reel} détecte (photons)</u>
E1, E2, E < E _{cutOff}	0	0
E1, E2 < E _{cutOff} ; E > E _{cutOff}	0	1
E1 < E _{cutOff} ; E2, E > E _{cutOff}	1	1
E2 < E _{cutOff} ; E1, E > E _{cutOff}	1	1
E1, E2, E > E _{cutOff}	2	1

Avec ce tableau on voit bien que parfois PDreel voit plus de photons que le PDid et parfois moins. On assiste en faite à un effet de migrations à travers la frontière définie par EcutOff. Ainsi si la coupure est nette sur le spectre apparent à empilements elle ne l'est plus sur le spectre apparent sans empilements.

Cependant on peut espérer que quelque part il existe une coupure ou les deux migrations se compensent parfaitement. Il a été estimé précédemment par des méthodes empiriques que la coupure de compensation se trouverait à 5 GeV. Cependant on n'avait pas de réelles justifications théoriques de ce fait et la variation probable de cette coupure avec la luminosité n'était pas vraiment connue.

Nous nous sommes fixé comme l'objectif de la modélisation de la section efficace apparente de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse et éventuellement de proposer une méthode pour déterminer les variations de la coupure en fonction de la luminosité.

B. Méthode de la coupure optimale

Pour mieux comprendre ce qui se passe fixons nous quelques conventions simplificatrices. On définit deux distributions mesurés en %, 'une à partir d'une section efficace apparente d'émission de n photons sans bruit électronique et l'autre avec le bruit électronique:

$$\text{GammaN}(EcutOff) = \frac{1}{\sigma_{nTot}} \cdot \int_{E > EcutOff} \frac{d\sigma_n}{dE} dE$$

$$\text{GammaNB}(EcutOff) = \frac{1}{\sigma_{nBtot}} \cdot \int_{E > EcutOff} \frac{d\sigma_{nB}}{dE} dE$$

Considérons **p** photons. Ces photons sont produits selon un spectre BH et auraient été détectés par un PDid comme **p** photons répartis sur un spectre apparent. La fonction **Gamma1(EcutOff)** (Gamma1B) nous renseigne qu'au dessus d'une coupure donnée on aurait détecté **Gamma1(EcutOff)** % de ces photons. Autrement dit on aurait détecté : **P = Gamma1(EcutOff) * p** photons. En revanche si ces photons ont été émis par des paquets de **n** photons on aurait détecté avec un PDreel **y = p/n** photons. Et au dessus d'un seuil d'énergie totale **EcutOff** statistiquement, **P'n = GammaN(EcutOff) * y = GammaN(EcutOff) * p/n**. On peut définir alors une fonction :

$$\begin{aligned} \Delta\text{GammaN}(EcutOff) &= 1/p * (P' - P) \\ &= 1/n * (\text{GammaN}(EcutOff) - n * \text{Gamma1}(EcutOff)) \end{aligned}$$

Le zero de cette fonction nous indique en faite une coupure où le nombre apparent de photons détectés serait égal au nombre réel attendu. C'est la coupure idéale qui permet de compenser les migrations pour ce type d'empilements. Les premiers résultats avec la modélisation peuvent être visibles sur le Graphique V-1. Une chose est vraiment réjouissante on trouve une coupure optimale proche de la coupure empirique à 5 GeV.

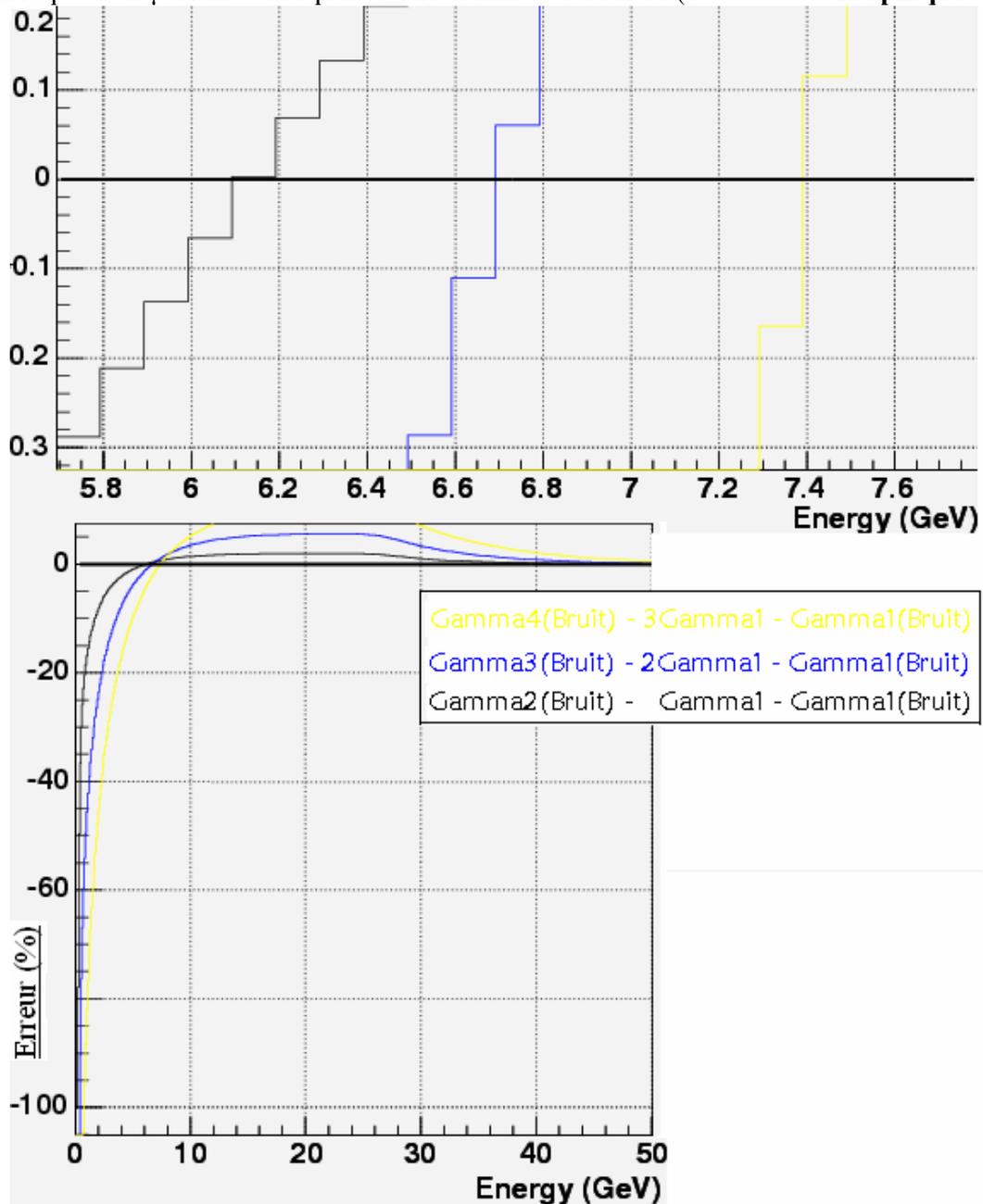
Imaginons maintenant que les **p** photons au lieu de se répartir uniformément en paquets de **n** se répartissent en suivant une Poissonienne. Autrement dit le probabilité pour qu'ils forment un paquet de n photons est Poiss(n, μ). On peut alors définir la fonction :

$$\Delta \text{Gamma}(E_{\text{cutOff}}) = \sum_I \text{Poiss}(I, \mu) \cdot \Delta \text{Gamma}_I(E_{\text{cutOff}})$$

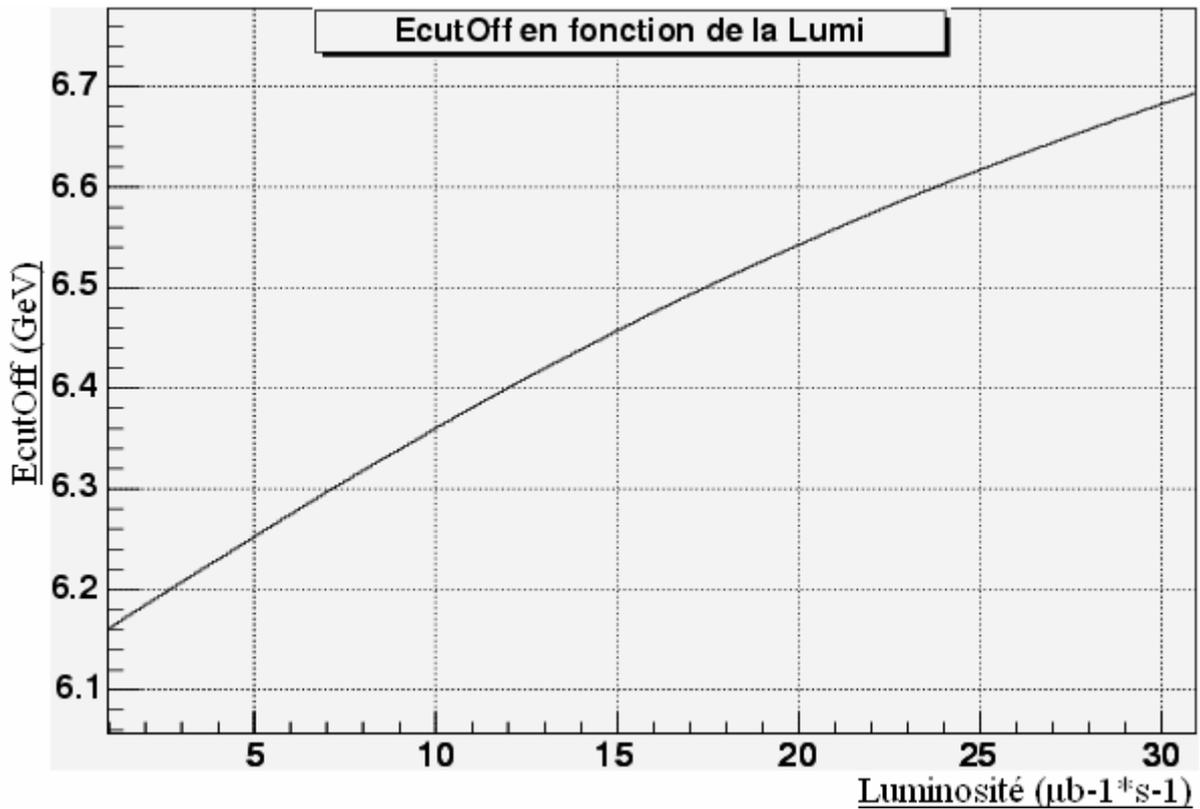
$$\Delta \text{Gamma}(E_{\text{cutOff}}) = \frac{1}{P} \cdot \left(\sum_I \text{Poiss}(I, \mu) \cdot P'_i - P \right)$$

On pose : $P'_{\text{apparent}} = \sum_I \text{Poiss}(I, \mu) \cdot P'_i$. Cette grandeur représente le nombre de photons

apparents qu'on voit en moyenne pour une coupure donnée. Le zéro de cette nouvelle fonction nous donne tout naturellement la coupure pour laquelle le nombre de photons apparent moyen et le nombre de photons réels se compensent. C'est la coupure optimale recherchée pour un μ et en conséquence une luminosité donnée (cf **Graphique V-2**).



Graphique V-1 : Calcul de la coupure optimale avec la méthode de la différence pondérée des $\sigma(\text{BH})$



Graphique V-2 : Energie de compensation des migrations optimale en fonction de la luminosité

Telle qu'elle cette méthode nécessiterait de connaître la luminosité afin de déterminer une coupure optimale permettant de la calculer. On peut bien sur avoir une estimation initiale de la luminosité et l'utiliser pour déterminer une coupure qui donnerait une nouvelle luminosité, et recommencer jusqu'à la convergence. Naturellement il faut démontrer que cette convergence est possible et de plus stable.

Une autre méthode que je n'ai pas eu le temps de développer, à cause du projet Veto Compteur, consiste à utiliser le spectre $d^2N/dEdt$ mesuré, normalisé par la section efficace apparente totale déterminée par la modélisation. On définit la fonction

$$\text{Gamma}(E_{\text{cutOff}}) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \cdot \int_{E > E_{\text{cutOff}}} \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial t} \cdot dE = L_{\text{apparente}}(E_{\text{cutOff}})$$

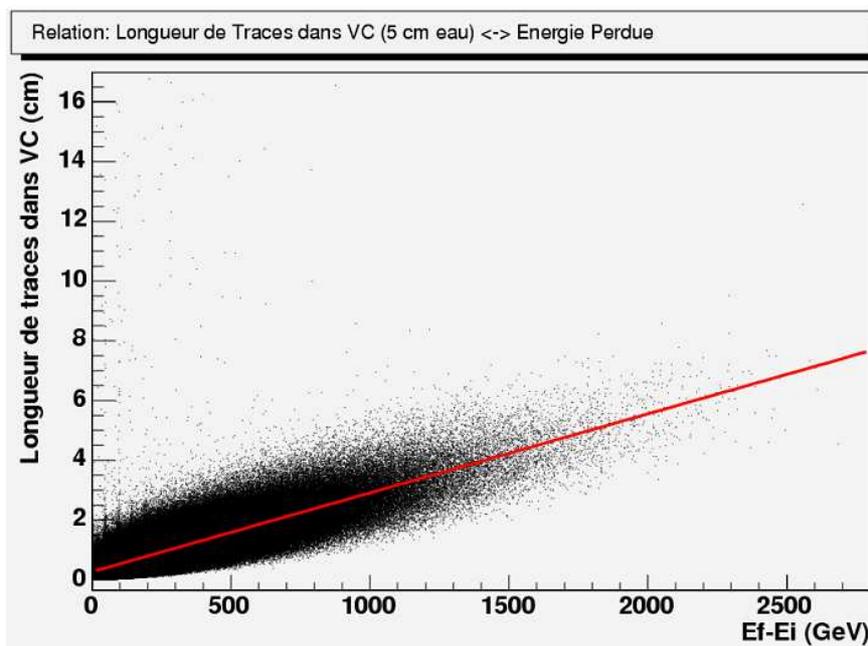
en fonction de la coupure. Son point d'intersection avec la courbe donnant la luminosité en fonction de la coupure optimale (l'inverse de la courbe **Graphique V-2**) est celui où la luminosité apparente est égale à la luminosité réelle. On obtient ainsi la luminosité sans avoir besoin de l'estimer auparavant. Une étude est naturellement nécessaire pour connaître la stabilité de cette méthode. Elle sera probablement conduite après mon départ et cette méthode sera utilisée si sa fiabilité était démontrée avec les deux autres, afin d'avoir trois approches différentes qui dans l'idéal devront converger.

VI. VETO COMPTEUR : CONCEPTION DU DETECTEUR (2nd Projet)

A. L'utilité d'un VC

Les corrections de l'influence du béryllium sur le spectre BH qu'on a étudié jusqu'ici sont essentiellement des corrections moyennes et non pas des corrections au cas par cas, qui elles seraient préférables pour améliorer le niveau de précision de la mesure de la luminosité. L'idée de l'utilisation du VC a été dictée par cette nécessité.

En effet lors de son passage à travers le béryllium un photon BH de quelques GeV, interagit principalement par création de paires ou de la diffusion Compton très énergétique. Toutes ces particules à grand moment perdent à leur tour de l'énergie par ionisation et par radiation. On s'attend donc à une certaine proportionnalité entre le nombre des particules



Graphique VII-1 : La longueur de traces attendue dans le VC en fonction de l'énergie perdue

créées dans la gerbe électromagnétique et l'énergie perdue dans le béryllium. Un compteur Cherenkov est alors l'outil idéal puisqu'une relation de proportionnalité existe entre le nombre de photo électrons dans les PEMs et la longueur de traces dans le détecteur, qui elle-même est proportionnelle au nombre de particules relativistes qui traversent tous le détecteur. Une démonstration de cette dépendance a été proposée par Sergei Levonian dans sa simulation Geant3¹². La correction reste toujours imparfaite, en effet la relation entre la longueur de traces et l'énergie perdue est sujette à fluctuations, surtout si cette énergie est faible. Cependant le fait qu'elle se face au cas par cas permet de mieux estimer pour chacun des photons l'énergie perdue.

¹² Geant3 : Programme de simulation de détecteurs en HEP [10]

B. Les Versions Précédentes

Le schéma général de ce type de détecteur est :

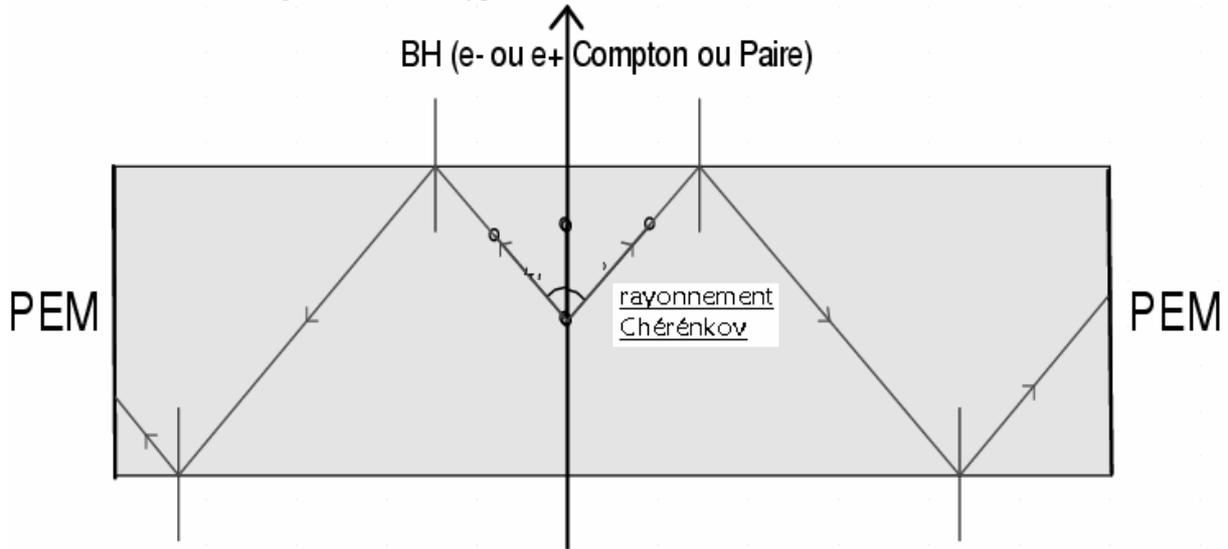


Figure VI-2: Principe général de fonctionnement du VC

La géométrie est dictée généralement par l'espace disponible et par les contraintes sur la quantité de matériaux morts à mettre entre le détecteur et le point d'interaction. Le nombre de PEMs est lui dicté d'une part par l'espace disponible et d'autre part par le nombre de canaux libres pour la lecture (on préfère en utiliser 1 ou 2). L'espace disponible sur HERA-II une fois le détecteur et le béryllium installés est de 6x20x40 cm. (Épaisseur, hauteur, largeur). Sachant que la largeur se trouve dans le plan de la machine (plan du rayonnement synchrotron), ce qui est néfaste pour les PEMs qui y sont placés.

Un VC existait déjà à l'époque de HERA-I. C'était un détecteur Cherenkov à eau utilisant des miroirs en aluminium pour focaliser la lumière vers 4 PEMs construit par l'institut Lebedev. Il marchait très bien pour les conditions de l'époque (entre 1994 et 2000). Cependant suite à l'augmentation de l'énergie des faisceaux et, donc, de la radiation synchrotron, ainsi que de l'énergie des BH, l'eau est devenue réactive et l'aluminium a été attaqué à la surface qui a été recouverte par de l'hydroxyde d'aluminium. Une deuxième version du détecteur a été mise en marche un peu plus tard en utilisant une structure assez complexe composée de plusieurs couches organiques. Elle s'apparente aux réflecteurs utilisés dans l'espace par les sondes. Cependant les résultats restaient très décevants : un bruit de fond persistant, tel que le signal ne s'accroît que d'un facteur 2 lorsque les faisceaux sont focalisés et entrent en interaction et enfin une totale absence de coïncidences entre les deux PEMs, rendent son utilisation impossible.

Le rayonnement Cherenkov étant isotrope les PEMs eux mêmes ne représentent qu'un angle solide très faible pour une particule passant au centre du détecteur. On a donc besoin de guider les rayons Cherenkov par réflexion. Malheureusement les miroirs possédant un bon rapport qualité/résistance aux radiations/prix ont des coefficients de réflexion de l'ordre de 90% (80% pour le mylar utilisé dans la deuxième version du VC). Ce qui implique qu'au bout de 5 réflexions le rendement n'est plus qu'à 30% de l'énergie et au bout de 10, 9%. Or c'est couramment le cas si le photon n'est pas émis directement dans la direction de PEM. On s'attend, donc, à une très grande perte due aux réflexions, qui est accentuée si le mylar n'est pas parfaitement tendu et diffuse la lumière. Ce qui s'est avéré être le cas lors de l'ouverture a ouvert l'ancien VC le 17 août.

Ce détecteur posait, donc, un double problème : une discrimination insuffisante sur les rayonnements synchrotron par rapport aux rayonnements BH. Une trop grande perte de lumière due aux réflexions. On privilégie alors nettement les particules qui passent à proximité des PEMs ce qui est plutôt le cas des synchrotrons que des BH qui sont contenus dans un spot gaussien centré en 0 et d'écart type 2cm.

C. Le nouveau concept

Etant donné l'utilité de ce détecteur, le groupe Lebedev a décidé de tenter un schéma d'amélioration du VC afin de minimiser le nombre de réflexions, tout en gardant le concept de l'eau, comme d'un produit très bon marché.

Une idée assez intéressante émanant d'Arnd Specka est venue poser les fondements d'un design alternatif : l'utilisation de la réflexion interne. L'angle Cherenkov dans un matériau d'indice n est donné par la formule :

$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right)$, autrement dit pour $\beta = 1$, $\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$. Par ailleurs l'angle limite de réflexion interne totale si le milieu extérieur est l'air est : $\theta_l = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right)$

Autrement dit réflexion interne est totale ssi

$$\theta_c > \theta_l \Leftrightarrow \arccos\left(\frac{1}{n}\right) > \arcsin\left(\frac{1}{n}\right) \Leftrightarrow n > \sqrt{2} = 1.41$$

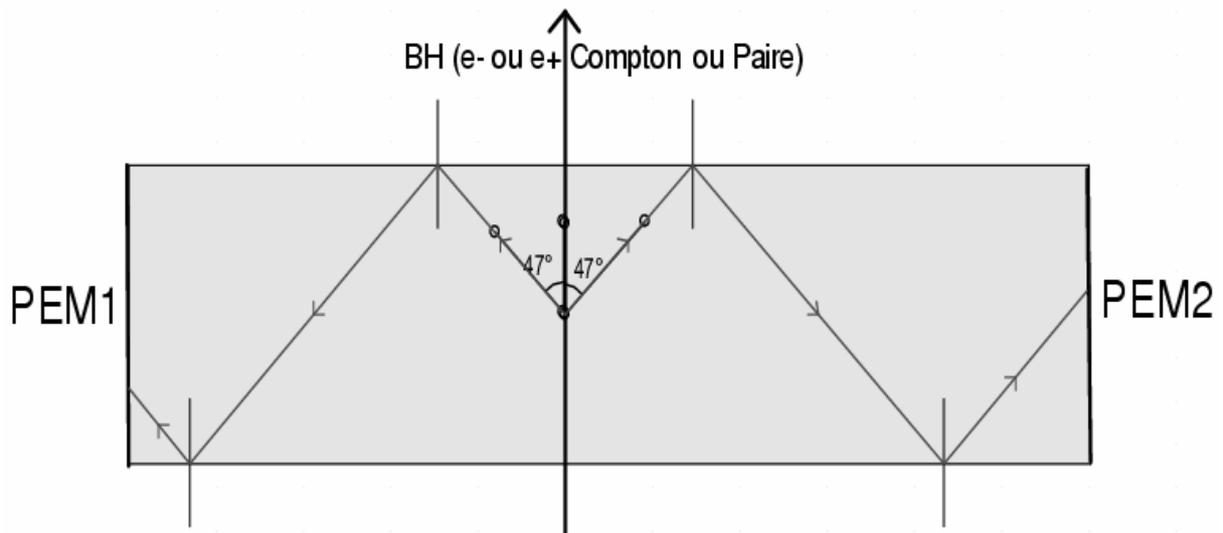


Figure VI-3: Principe de fonctionnement de la réflexion totale interne

Tableau VI-1: Tableau comparatif propriétés optique eau/quartz

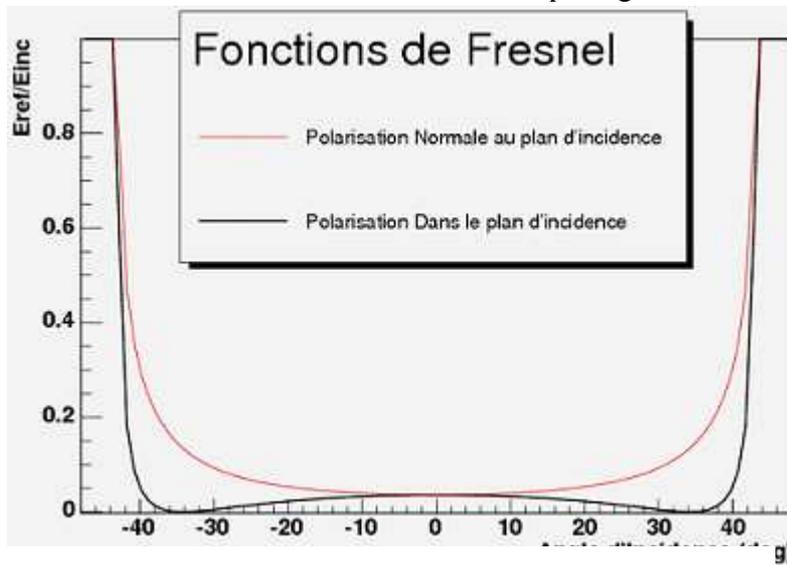
Matériau	n	Θ_c pour $\beta=1$	θ_{inf}	Réactivité chimique sous radiation	Réflexion interne pour BH	β_{inf} Cherenkov	β_{inf} réflexion totale	Prix (€)
Eau	1.33	41°	48°	Oui	Non	0.75	Non	0
Quartz	1.47	47°	43°	Non	Oui	0.68	0.928	1500
Limite	1.41	45°	45°		Limite	0.70	1	

Voici un tableau comparatif des données optiques et chimiques du quartz et de l'eau :

On peut déduire de ce tableau tous les avantages qu'on a à utiliser de quartz par rapport à l'eau :

- La réflexion interne des rayons Cherenkov émis par les particules BH qui arrivent quasi perpendiculairement à la surface du détecteur, est totale.

- La réflexion interne des rayons Cherenkov émis avec un angle trop faible tombe très vite à 0. En effet les lois de Fresnel qui régissent la réflexion sont très abrupts dès qu'on



dépasse le seuil de la réflexion totale interne. On a donc quasiment une fonction créneau. Le quartz définit ainsi de facto une coupure géométrique naturelle qui coupe à incidence normale les particules d'énergie inférieure à 1.37 MeV ($\beta=0.928$).

- La réactivité du quartz sous rayonnements est nulle, contrairement à l'eau qui nécessite beaucoup de précautions.

Graphique VI-1: Fonctions de Fresnel

Les quelques désavantages à première vue sont :

- Les particules BH sont généralement hautement énergétiques, contrairement aux synchrotrons. Leurs β est égal à 1. Les rayonnements synchrotrons sont, donc, à priori un peu mieux coupés par l'eau que par le quartz en ce qui concerne le seuil Cherenkov. Ce qui est très largement compensé par d'autres coupures géométriques telle que la réflexion interne.

- Le quartz résistant aux radiations et dépourvu de luminescence est assez cher comparé à l'eau et nécessite un usinage coûteux.

C'est à partir de cette petite étude qu'on a démarré, avec Arnd Specka une étude plus approfondie qui m'a occupé quasiment toute la deuxième partie de mon stage. Cette étude a été menée à l'aide dans un premier temps d'un programme d'optique géométrique **OptGeom** proposé sur Internet par Jean-Marie Biansan [8]. Dans un second temps j'ai écrit un code en **ROOT – C++** qui était plus directement adapté aux besoins quantitatifs de cette étude : **Opt3D**. Enfin dans un troisième temps j'ai utilisé le programme de simulation de gerbes pour le béryllium et le détecteur VC écrit par Daniel Pitzl sous Geant, afin de mieux quantifier le rapport signal sur bruit et démontrer ainsi l'avantage de ce détecteur comparé aux détecteurs précédents.

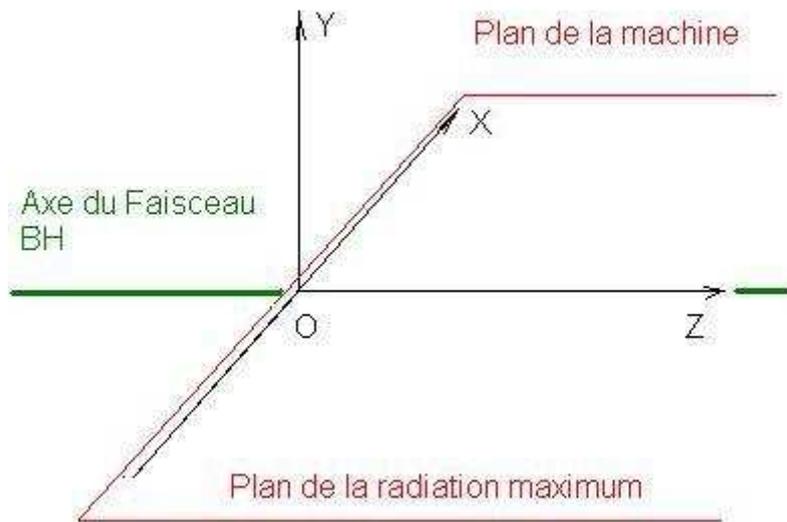


Figure VI-4: Environnement géométrique du problème

Si l'épaisseur du détecteur reste constante le problème à trois dimensions qui se pose pour faire une étude et une optimisation sérieuse du détecteur, se réduit à deux problèmes à deux dimensions :

- Le plan de propagation des photons synchrotron qui contient l'axe Oz. C'est l'angle $\theta = (\text{Oz} \wedge \text{Photon})$ qui régit le déplacement dans ce plan. Il est constant et égal à l'angle de l'émission du photon par la particule, autrement dit $\theta = \theta_c$ si la particule électromagnétique se propage selon Oz. Il définit le type de réflexion interne qu'on a : totale ou non.
- La projection du problème dans le plan xOy. Dans ce plan l'émission des photons Cherenkov est isotrope. C'est l'angle $\varphi = (\text{Ox} \wedge \text{Projection Photon xOy})$ qui régit le déplacement dans ce plan. Dans ce plan on doit optimiser la forme du détecteur selon certains critères afin de renvoyer de lumière vers 1 ou 2 PEMs. Puisque 43° est le complémentaire de 47° on risque de ne plus avoir de réflexion totale interne dans ce plan les conditions étant très limites. On a, donc, décidé de partir sur l'idée d'un dépôt d'aluminium sur les faces qui régissent les réflexions dans ce plan. Ce dépôt fait, alors, office de miroir avec un coefficient de réflexion de 90%.

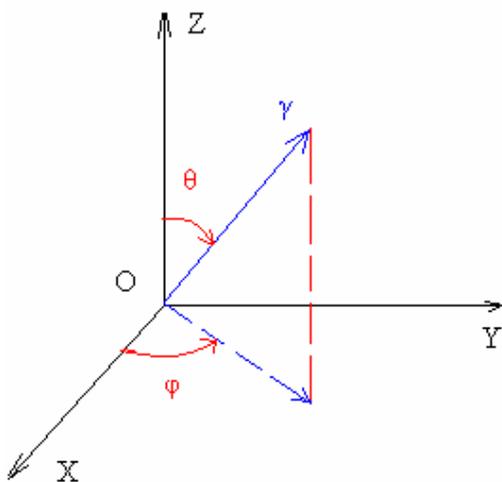


Figure VI-5: Repère du problème

On a déjà étudié partiellement le comportement du photon Cherenkov dans le plan de propagation. On quasiment a une fonction « tout ou rien ». Soit on a une réflexion totale interne, soit on perd quasiment tout au bout d'une ou deux réflexions. Nous reviendrons plus précisément la dessus dans un second temps lorsqu'on s'intéressera au comportement des particules qui se propagent avec un angle par rapport à l'axe Oz.

D. ETUDE DANS LE PLAN xOy

1. Premier Projet

L'idée initiale de design du détecteur dans le plan xOy était dictée par des considérations et un premier cahier de charges très basique :

- Pas plus de deux PMs
- Un diamètre suites aux contraintes géométriques dans le tunnel et au prix du quartz de l'ordre de 30 cm.
- Maximiser la collecte de lumière dans un spot de rayon 2 cm.

Afin de satisfaire à ce cahiers de charges un design assez logique a été un détecteur symétrique avec 2 PEMs, le spot BH au centre et deux miroirs qui renvoient l'image d'une zone centrale vers ces PEMs :

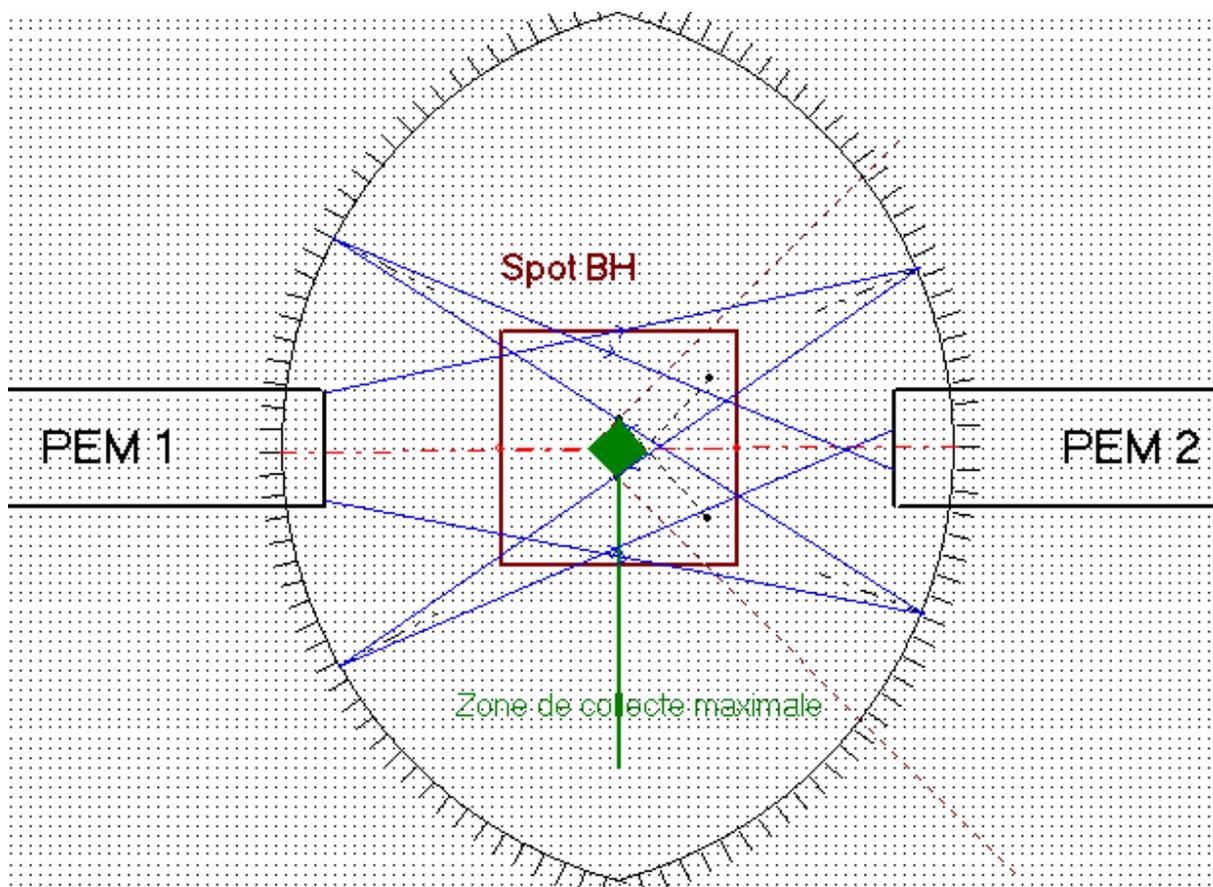


Figure VI-6: Projet initial (avec OptGeom)

Le choix des miroirs cylindriques semblait le plus adapté. En effet le miroir plan ne focalise pas vraiment les rayons. Le miroir elliptique et autres miroirs à faible symétrie sont très spécialisés. En effet ils sont parfaitement stigmatiques dans une zone d'espace très restreinte (définissant leurs applications) et astigmatiques ailleurs. Or déjà à ce moment de l'étude on se rendait compte qu'on a besoin d'une bonne collecte de lumière sur une zone assez large comparé à la taille permise des miroirs. L'objectif était de choisir la taille de miroirs cylindriques et la position des PEMs afin de maximiser une zone de collection de lumière au centre.

La collection de lumière est naturellement maximale autour de l'image du PEM par le miroir. Si l'on s'intéresse aux configurations possibles on se rend compte que si l'on veut avoir l'image réelle et devant le PEM, elle doit être forcément plus petite et la distance objet miroir doit être supérieure au rayon.

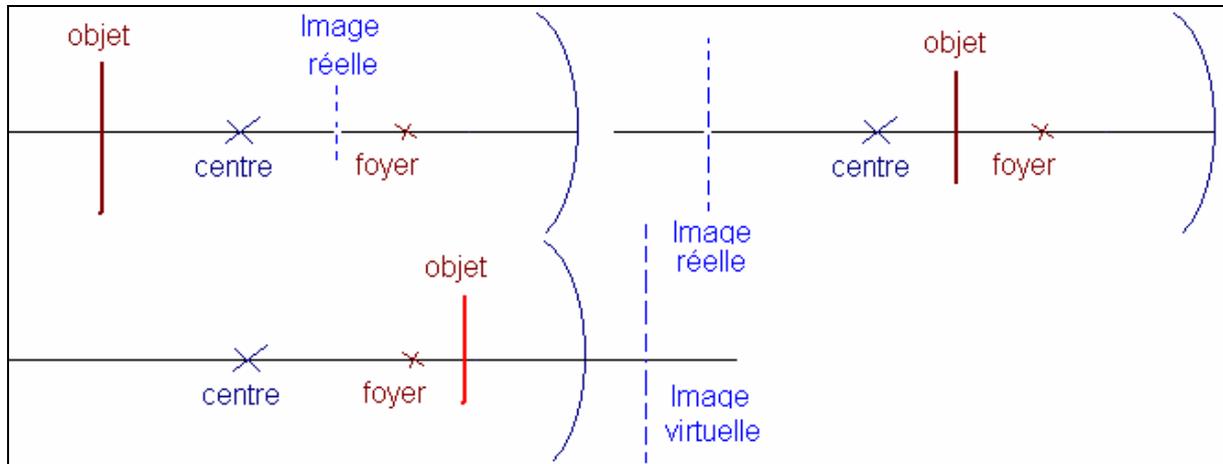


Figure VI-7: Configurations avec un miroir sphérique

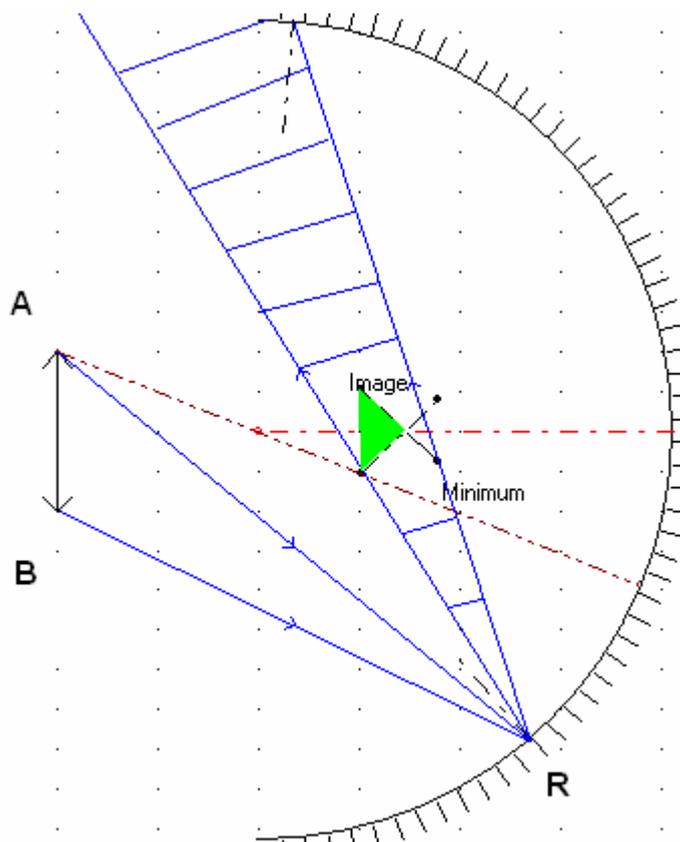
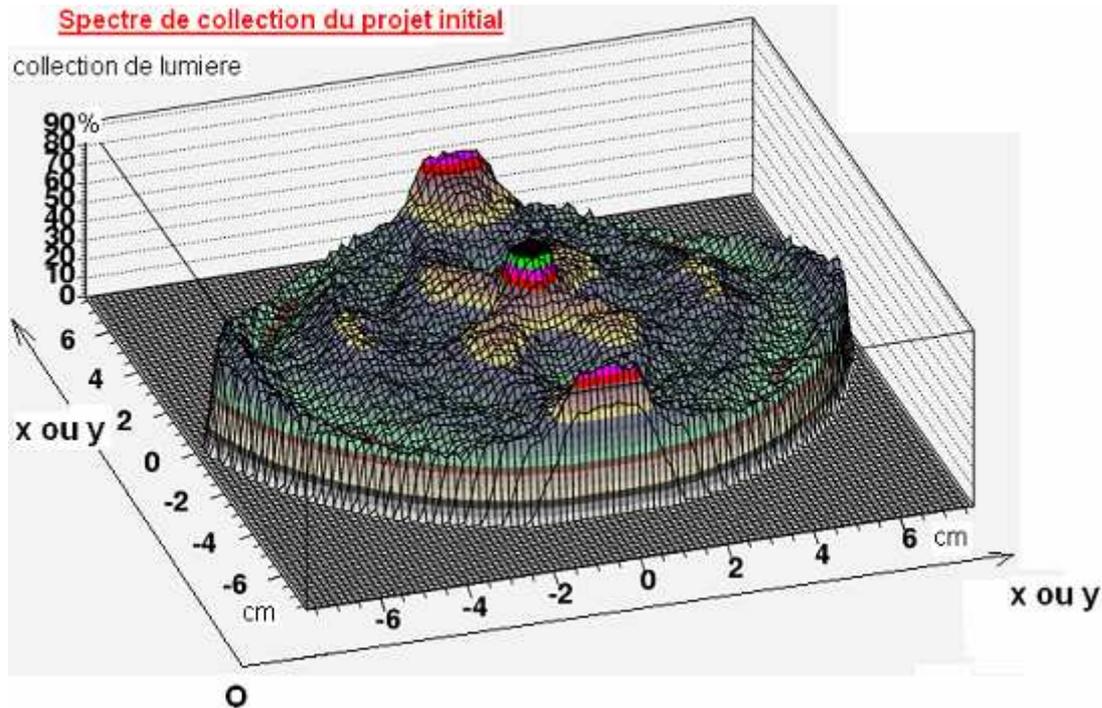


Figure VI-8: Détermination des caustiques délimitant la zone de collection optimale (verte) avec OptGeom

De plus si l'on s'intéresse au faisceau de lumière défini par les extrémités de PEM (AB), on obtient une zone rayée où tous les rayons qui se réfléchissent en R, sont captés, par le PEM. En intersectant toutes ces zones et en procédant par symétrie on obtient la zone verte qui est la zone de détection 100%. On peut alors reconstituer le schéma total et obtenir la zone verte du premier projet. Cette zone peut-être augmentée en rapprochant le PEM, mais pour des raisons de radiations on a décidé de ne pas le rapprocher de plus de 10cm du centre du faisceau BH. En admettant que le PEM est entre 1 et 2 pouces la taille de la zone de 100% est de 0.5 – 1.0 cm de côté, ce qui en soi n'est pas suffisant. Pour savoir vraiment ce qui se passe avec les zones autour du centre on a besoin d'une simulation plus quantitative.

2. Opt3D et le projet initial

La simulation quantitative **Opt3D** m'a pris les dernières semaines du mois de juin. Sa version initiale utilisait purement les lois de l'optique géométrique et utilisait un algorithme Monte Carlo. Le plan xOy était découpé en classes (bins) et un tirage aléatoire était effectué sur l'ensemble des classes et sur l'angle φ entre $[-\pi, +\pi]$ pour des raisons de symétrie. Les premiers résultats ont tout de suite changé les exigences du projet :



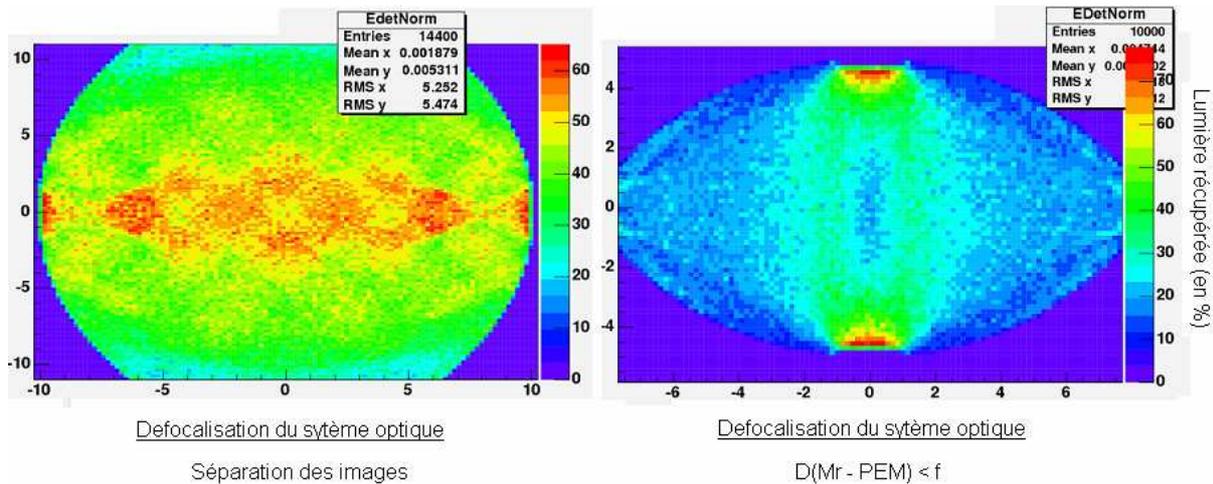
Spectre Opt3D VI-1: Collection de lumière du projet initial

En effet on se rend compte avec cette simulation que si l'on a atteint un bon niveau de collection de lumière au centre, le spectre en est devenu extrêmement hétérogène (la position des PEMs peut-être repérée par un pic d'absorption). On observe une distribution très piquée à 100% qui tombe un peu plus loin à 25%. Ceci veut dire qu'une correction très précise par la position est nécessaire pour pouvoir utiliser des résultats du VC. Or les données du détecteur de photons ne sont pas assez précises pour bien faire cette correction et le risque d'erreurs en est très largement augmenté.

3. La défocalisation

Durant une réunion qui a suivi ces résultats tout le monde s'est mis d'accord sur un nouveau cahier de charges. Mon objectif était d'uniformiser au maximum la collection de lumière tout en gardant le seuil de collection moyen supérieur à 10%. En effet la borne inférieure attendue était de 50 photoélectrons par cm de traces d'une particule BH.

Autrement dit je devais faire un peu le contraire de l'optimisation précédente : complétant défocaliser le système afin d'e machin. Si l'on regarde les configurations possibles ceci revient à placer le PEM entre le centre et le miroir, peut-être même entre le point focal (**Figure VI-7**) et le miroir afin d'avoir une image virtuelle.



Spectre Opt3D VI-2: Système optique défocalisé

Avec ces spectres on voit qu'une simple défocalisation du système optique diminue le niveau du pic, mais crée une multitude d'images secondaires. Un rapprochement en dessous de la distance focale des PEMs et des miroirs conduit bien à la disparition du pic, mais crée au contraire un trou. Afin de trouver une porte de sortie à ce problème on s'est posé la question des angles d'incidence qu'on les rayons émis sur la face d'entrée du PEM. En effet les PEMs sont optimisés pour des angles d'incidence faibles. Les angles grands, surtout si l'on veut éviter d'utiliser de la colle entre la face d'entrée du PEM et la face de sortie du détecteur (problèmes de brunissement sous l'effet de la radiation), risquent d'être réfléchis à la sortie. Or il existe une corrélation assez évidente entre l'émission à grand angle et la réception à grand angle. On peut imaginer alors de couper par un miroir plan les angles d'émission trop grands, ce qui logiquement permettra aussi d'éclairer le centre du système.

Le résultat est alors apparu comme assez prometteur. Deux remarques jouent en faveur de ce modèle. Tout d'abord la nécessité d'avoir deux PEMs disparaît. En effet d'une part la surface des miroirs cylindriques étant réduite, on peut en enlever un des deux, en laissant la surface de miroir à la place. D'autre part la taille du système et, donc, l'encombrement et le prix du verre diminuent. On observe la disparition des grands pics et des « vallées ».

4. Espace des phases et paramètres d'optimisation

Nous avons alors décidé de travailler cette configuration plus en détails. Les paramètres d'optimisation ont été choisis comme suit :

- la zone d'optimisation est fixée à ± 2.5 cm ce qui doit englober le faisceau BH et ses probables déplacements.
- Dans cette zone on calcule :
 - o La Moyenne : MEAN
 - o L'écart type : RMS
 - o Le Maximum, Le minimum : M, m
- Nous pouvons définir alors avec ces 4 paramètres 3 paramètres à optimiser :
 - o L'écart type relatif qui nous renseigne sur l'uniformité: $\sigma = \text{RMS}/\text{MEAN}$

- Le dénivelé maximal qui nous renseigne sur la présence d'hétérogénéités de réponse: $\Delta = M - m$
- La moyenne qui nous renseigne sur la collection de lumière : MEAN

Afin d'optimiser ces paramètres nous devons définir l'espace des phases dans lequel nous cherchons la solution optimale. Cet espace des phases est donné par les degrés de liberté de la configuration :

- L'ouverture des miroirs cylindriques définis par les points A+, A- et C+, C- (**4 deg**)
- La position des centres des miroirs cylindriques C(Mr+), C(Mr-) (**2 deg**)
- La longueur des rayons des miroirs cylindriques Ray(Mr+), Ray(Mr-) (**2 deg**)
- La longueur relative des miroirs plans définis par les points B+, B-, le reste étant une surface absorbante. (**2 deg**)

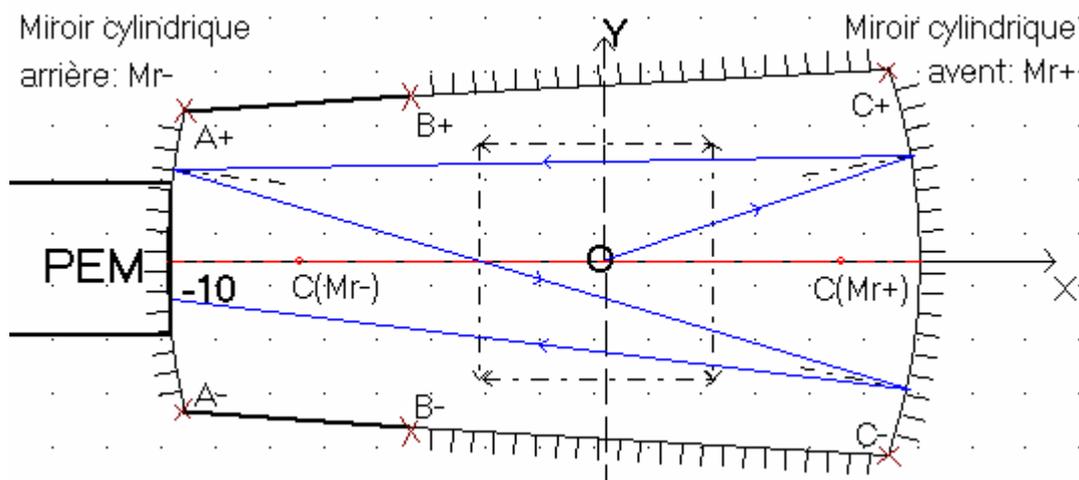


Figure VI-9: Configuration à optimiser avec les paramètres (avec OptGeom)

Le nombre de ces degrés de liberté (**10 deg**) peuvent être réduits si l'on prends en compte quelques contraintes et considérations de symétrie :

- La distance PEM – Centre est fixée à 10 cm, ce qui n'est pas trop près, mais reste raisonnable pour la quantité de radiations reçues par le PEM.
- On en déduit certaines conditions sur les Ray(Mr) et C(Mr). En effet on doit avoir
 - $C(Mr-) - Ray(Mr-) < -10$
 - $C(Mr+) + Ray(Mr+) > 0$
- L'uniformité est une propriété de symétrie, on a donc, tout intérêt de garder une certaine symétrie du système pour améliorer l'uniformité. Nous avons brisé, afin d'économiser un PEM, la symétrie axiale Oy. En revanche nous pouvons parfaitement garder la symétrie axiale Ox. Ceci réduit de **10** à **7** le nombre de degrés de liberté. Ainsi Ox joue quelque part le rôle de l'axe optique :
Les centres des miroirs cylindriques y sont alors par symétrie confinés.

Afin de simplifier le problème nous pouvons admettre que nous cherchons non pas le minimum absolu dans notre espace des phases, mais un minimum local, pour peu qu'il nous satisfait. Nous pouvons alors décomposer le problème en une série de sous optimisations pour chacun des paramètres (ou un groupe de paramètres). En prenant le minimum pour chacun des paramètres on définit un point dans l'espace des phases, probablement un minimum local

$P \{C(\text{Mr-}), \text{Ray}(\text{Mr-}), C(\text{Mr+}), \text{Ray}(\text{Mr+}), A, B, C\}$

Nous pourrions, alors, procéder par une optimisation Monte-Carlo en laissant le système optique dériver aléatoirement par petits bonds dans l'espace des phases en partant de P. Si le minimum trouvé nous convenait, nous pourrions nous arrêter là dessus. Autrement il faut coupler plus de paramètres et recommencer.

Les groupes de paramètres d'optimisation peuvent être logiquement constitués comme suit :

- La position du centre $C(\text{Mr+})$ et le rayon du Miroir avant $\text{Ray}(\text{Mr+})$
- La position du centre $C(\text{Mr-})$ et le rayon du Miroir arrière $\text{Ray}(\text{Mr-})$
- A, B, C

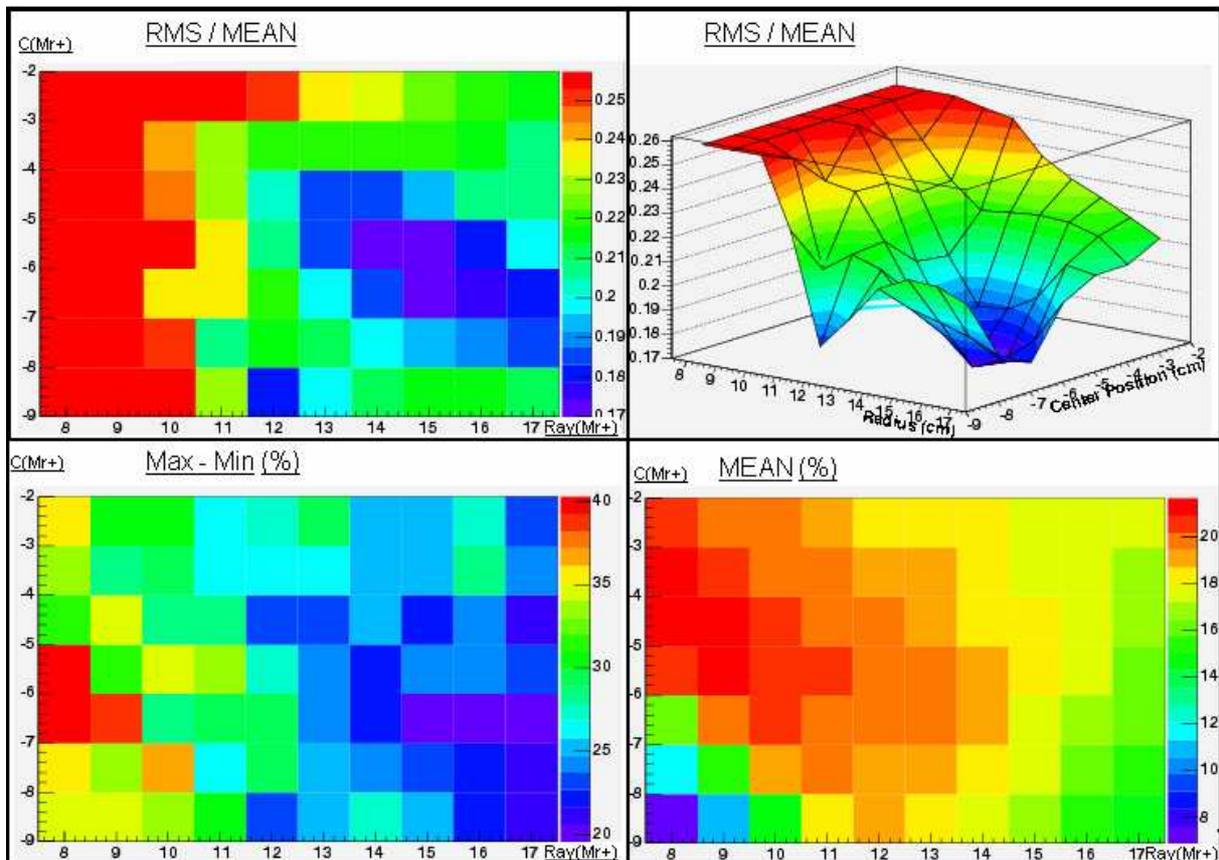
5. Optimisation des paramètres du Miroir Avant :

- Configuration initiale :

Prise sur la dernière configuration utilisée avant les miroirs plats

$P = \{?, ?, ?, ?, A(-10, 4), B(0, 4), C(8, 4)\}$

Spectres :



Spectre Opt3D VI-3: Projection dans l'espace des phases sur les paramètres du Miroir Arrière

- Résultats :

Nous observons un minimum local autour de $\text{Ray}(\text{Mr}+) = 15\text{cm}$ et $\text{C}(\text{Mr}+) = -6.5\text{cm}$. Ce minimum est relativement stable ($\pm 1\text{cm}$) du point de vue de la faisabilité : une modification des paramètres de quelques millimètres influence peu les paramètres. On voit de plus que ce minimum est satisfaisant du point de vue de la lumière collectée (20% en moyenne).

6. Optimisation des paramètres du Miroir Arrière

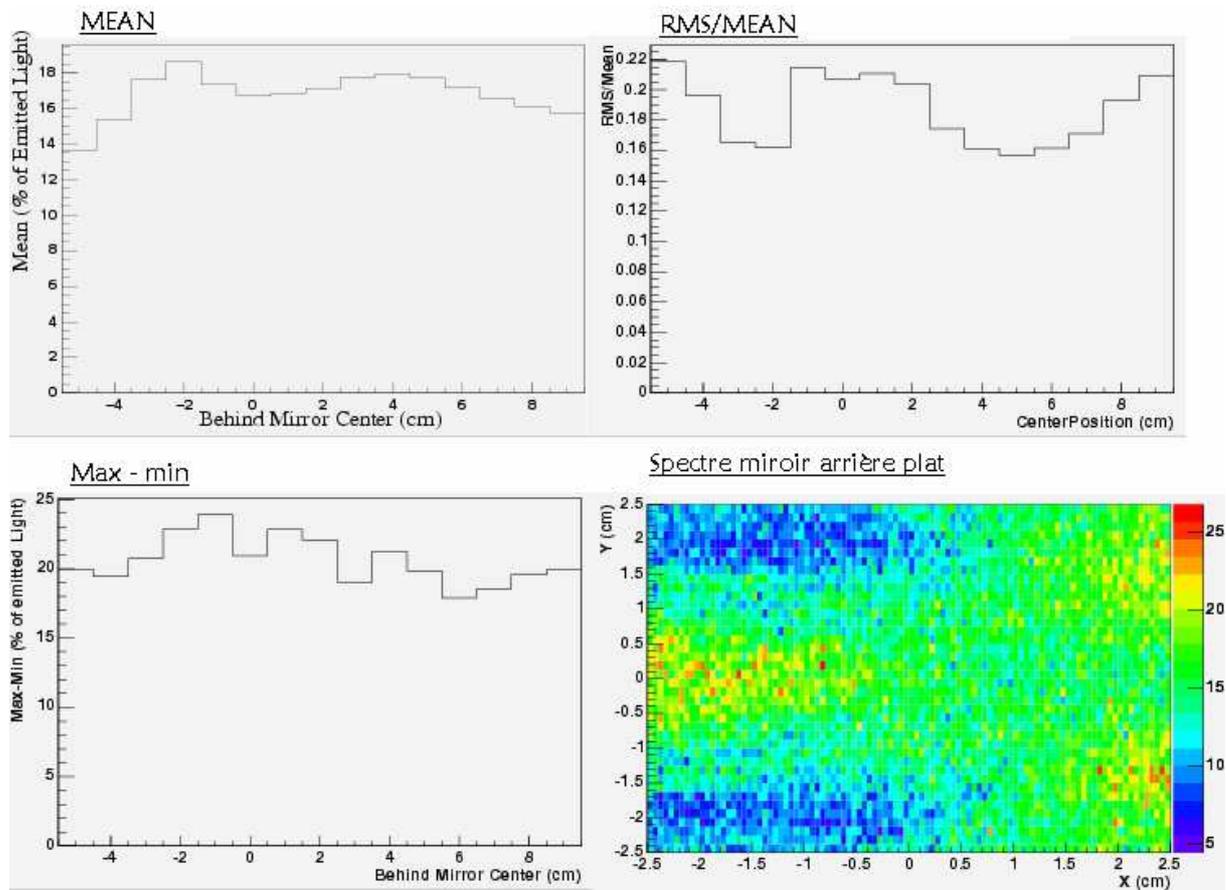
- Configuration initiale :

Le minimum de la configuration précédente :

$$P = \{ ?, ?, \mathbf{C}(\text{Mr}+) = -6.5, \mathbf{Ray}(\text{Mr}+) = 15, A(-10, 4), B(0, 4), C(8, 4) \}$$

Afin de faciliter l'usinage on a décidé d'éviter de rentrer le PEM dans le verre. Les paramètres $\text{C}(\text{Mr}-)$ et $\text{Ray}(\text{Mr}-)$ sont donc désormais liés par : $\text{C}(\text{Mr}-) - \text{Ray}(\text{Mr}-) = -10$

- Spectres :



Spectre Opt3D VI-4: Projection dans l'espace des phases sur les paramètres du Miroir Avant

- Résultats :

Tout d'abord en voyant que les miroirs utilisés avaient une courbure assez faible nous nous sommes posés la question si nous pouvions remplacer un miroir cylindrique par un miroir plat, plus facile à usiner. Or le spectre 4 nous montre que le miroir cylindrique est crucial pour la collecte de la lumière puisqu'il focalise celle qui ne tombe pas directement sur le détecteur, vers le centre du miroir avant qui la renvoie vers le détecteur.

La valeur $C(\text{Mr-}) = 6$ semble être idéale. En effet ce minimum local semble stable pour Δ et σ et assez stable pour la Moyenne.

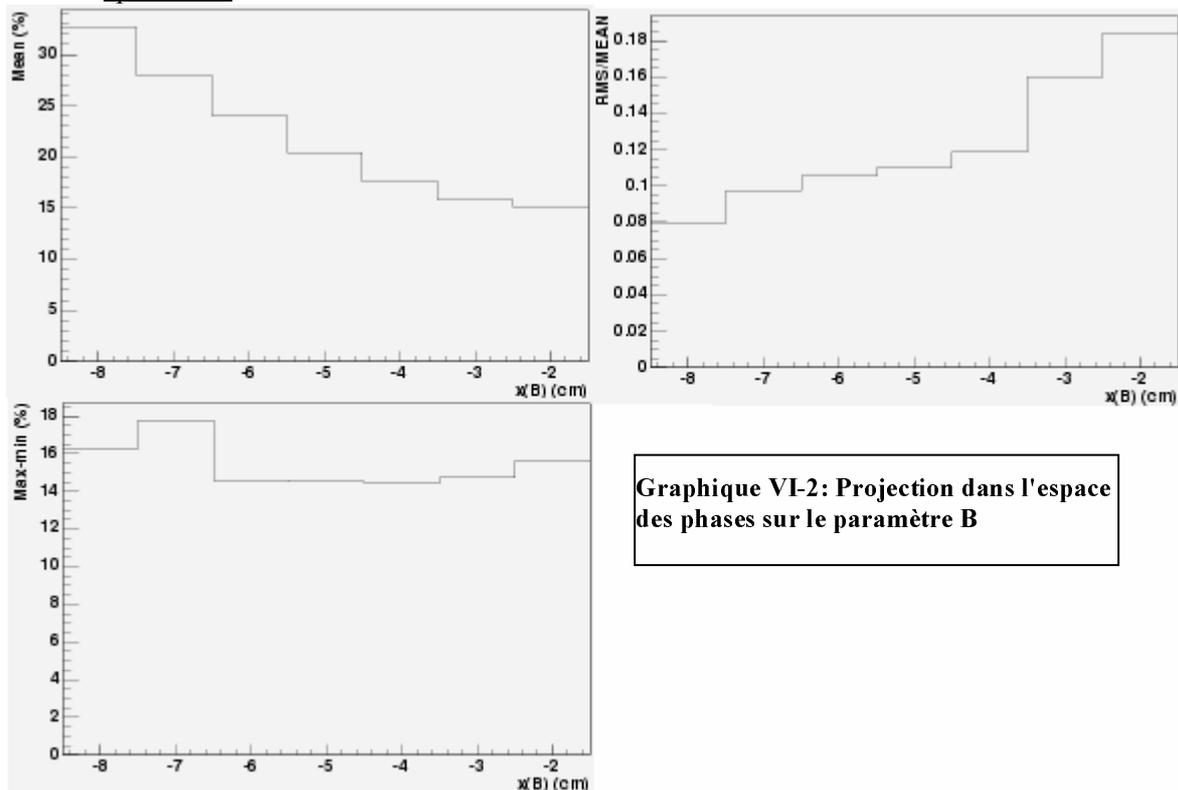
7. Optimisation des paramètres des Miroirs Plats :

- Configuration initiale :

Le minimum de la configuration précédente :

$P = (C(\text{Mr-}) = 5, \text{Ray}(\text{Mr-}) = 15, C(\text{Mr+}) = -6.5, \text{Ray}(\text{Mr+}) = 15, A(-10, 4), B(0, 4), C(8, 4))$

- Spectres :



Graphique VI-2: Projection dans l'espace des phases sur le paramètre B

- Résultats :

Le résultat le plus remarquable est, qu'en réalité, nous pouvons aisément confondre les points A et B contrairement à ce que nous pensions au début. Afin d'alléger la présentation je ne présente pas ici l'optimisation des positions des point A et B.

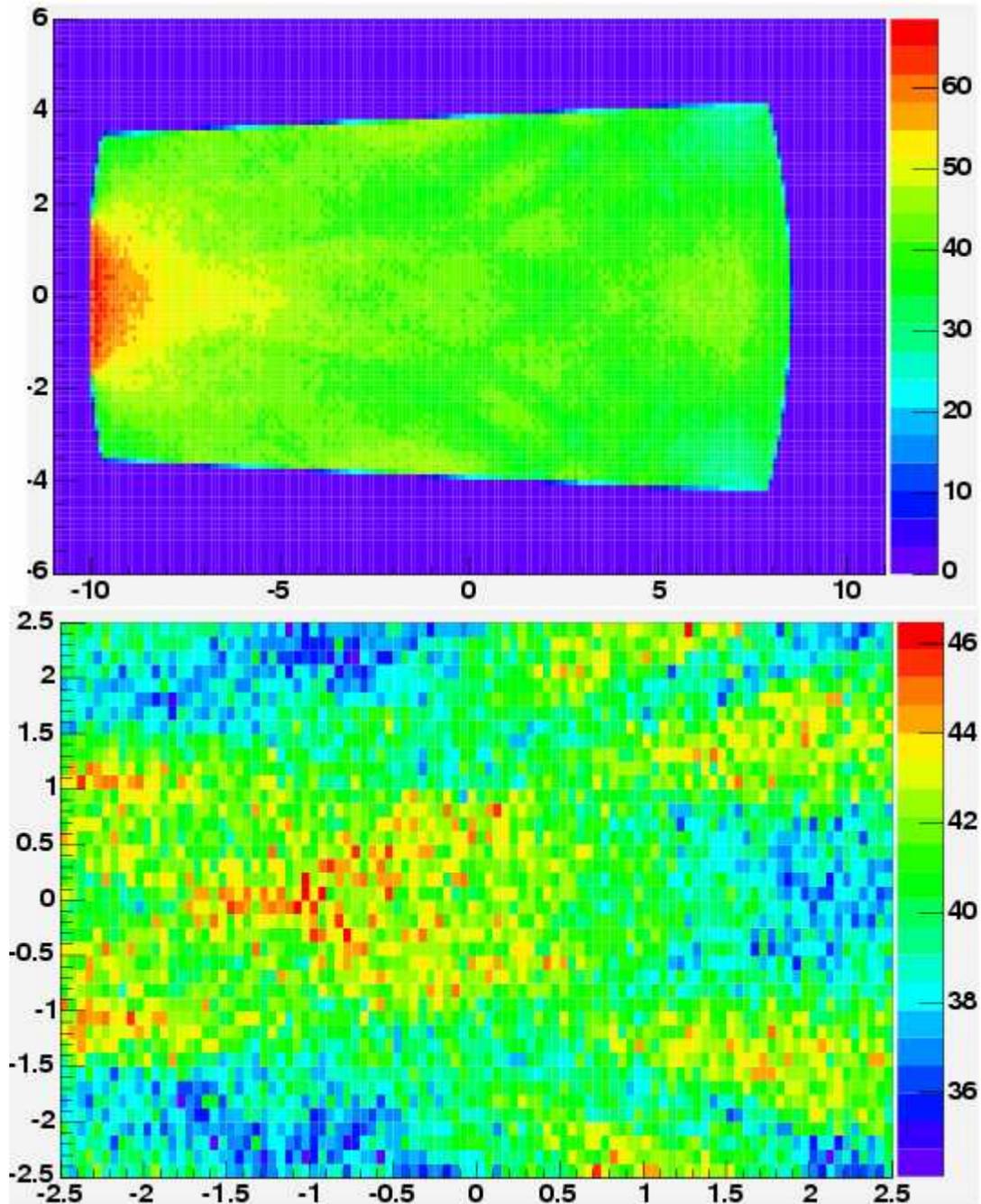
La configuration finale qui correspond au point dans l'espace des phases

$P = \{ C(\text{Mr-}) = 5, \text{Ray}(\text{Mr-}) = 15, C(\text{Mr+}) = -6.5, \text{Ray}(\text{Mr+}) = 15, A+(-10, 4), B+(0, 4), C+(8, 4) \}$

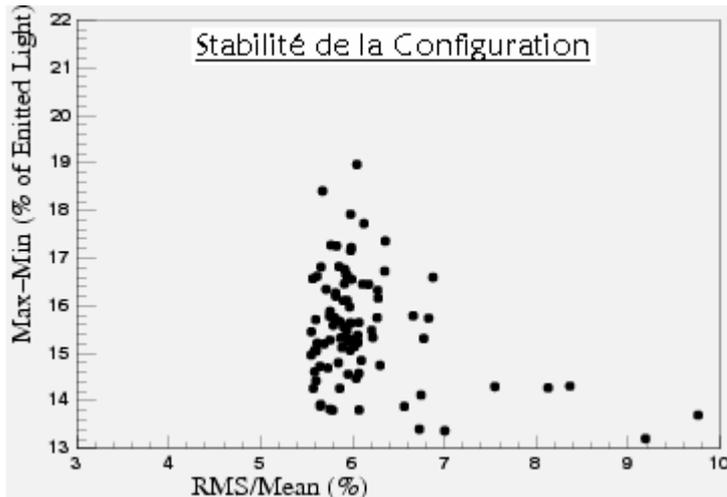
8. Configuration optimale et sa stabilité

$P = \{ C(Mr^-) = 5, \text{Ray}(Mr^-) = 15, C(Mr^+) = -6.5, \text{Ray}(Mr^+) = 15, A+(-10, 4), B+(0, 4), C+(8, 4) \}$

Moyenne = 40% ; RMS/Moyenne = 5% ; Max - Min = 12 %



Spectre Opt3D VI-5: Configuration Optimale vue d'ensemble et zoom sur la zone centrale



Graphique VI-3: Stabilité de la configuration par faible (quelques mm) variation des paramètres

petits δ sur tous les paramètres de la configuration et on ne retient la configuration seulement si elle est meilleure que la précédente. Ceci permet entre autre de confirmer qu'on est bien dans un minimum stable par petites variations de paramètres.

On a une bonne collection de lumière, peu de fluctuations et pas de pics. De plus on observe que l'ensemble du détecteur collecte relativement uniformément la lumière. Ce dernier élément est très positif sachant que le faisceau BH se déplace légèrement d'un Run à l'autre et que certains BH peuvent avoir un angle non négligeable.

Une dernière étape afin d'améliorer l'optimisation et voir si la configuration est stable consiste

à laisser dériver par petits pas le point dans l'espace des phases.

Pour cela on tire aléatoirement des

E. Efficacité du détecteur : Signal <> Bruit

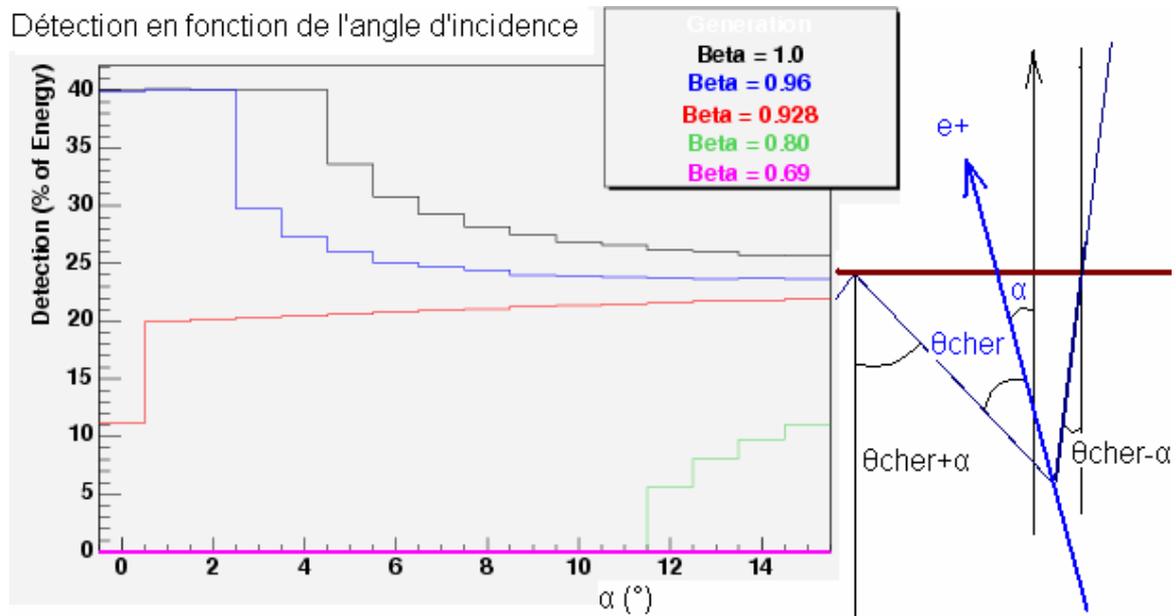
1. Introduction du problème du bruit Synchrotron

Nous nous plaçons maintenant dans la configuration définie précédemment, en prenant comme épaisseur de verre 2cm. Dans nos études précédentes nous nous sommes restreints à un cas idéal. En effet nous ne prenions en compte que des particules électromagnétiques secondaires d'un photon BH, émises selon l'axe Oz. De plus nous avons admis que toute la lumière parvenant vers la face de sortie était collectée totalement ce qui est loin d'être le cas, notamment à cause du gap d'air qu'on a décidé d'utiliser pour éviter la colle optique.

Il convient maintenant d'étudier le niveau du bruit dans notre VC. En effet un des grands problèmes avec le VC précédent était le bruit synchrotron, peu maîtrisé et participant à hauteur de 50% dans le signal. Or un des côtés initialement séduisant du projet était la possibilité éventuelle de couper la lumière parvenant des particules à faible β (ce qui est le cas des particules synchrotron) par la réflexion interne partielle (pour simplifier par la suite on appellera cette coupure **RTI** - Réflexion Totale Interne). Cependant intuitivement il semblait déjà que si cette coupure était parfaite sous incidence normale elle se dégradait pour des particules incidentes à angle. Effectivement si dans le référentiel de la particule incidente à l'angle α , le photon Cherenkov est émis avec un angle θ_{cher} , dans le référentiel du détecteur θ varie en fonction de φ entre $[\theta_{cher}-\alpha, \theta_{cher}+\alpha]$.

Autrement dit une partie du cône ainsi formée peut avoir un angle d'incidence supérieur à θ_{inf} et subir des RTI, alors que pour une particule BH à incidence normale tout aurait été perdu. Le graphique suivant quantifie cet effet pour des β différents. A cette étape de l'analyse la situation peu paraître peu réjouissante quant au bruit synchrotron attendu. En effet les particules secondaires issues du bombardement synchrotron, des e^+ et e^- , étant très

légères, ont probablement des angles de diffusion très prononcés au cours de leurs parcours. La coupure angulaire attendue pourrait alors s'avérer inefficace.



Spectre Opt3D VI-6: La perte d'efficacité de la coupure RTI à α non nul

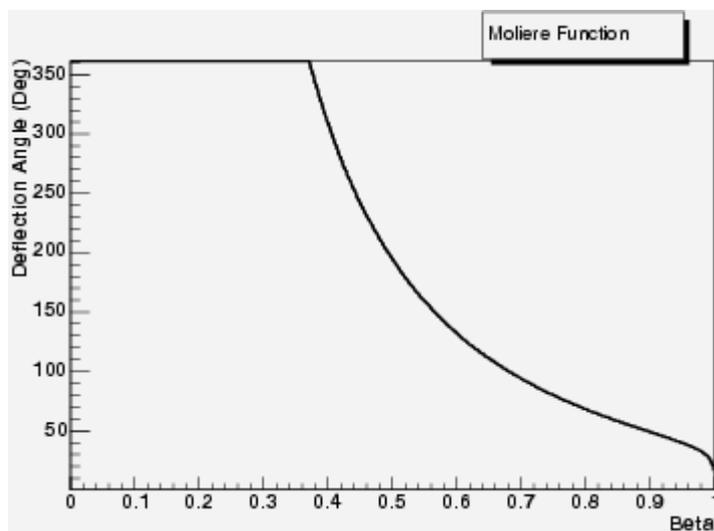
Lors de la réunion qui a suivi ces résultats quatre questions liées à ce problème ont été soulevées :

- Le bruit synchrotron serait-il dû à quelques particules de l'ordre d'un MeV qui traverse quelques millimètres de verre et laisse par conséquent beaucoup de lumière parasite? En ce cas là une utilisation de deux détecteurs tête-bêche pourrait par coïncidence résoudre ce problème
- Ou alors serait il lié à une multitude de particules peu énergétiques faisant moins d'un millimètre de traces chacune? Auquel cas un écrantage supplémentaire ou alors une soustraction de la moyenne pourrait être efficace si les fluctuations de ce fond étaient faibles.
- Quelle est la distribution angulaire effective du bruit synchrotron.
- Existe-t-il un moyen de couper non seulement des angles d'incidence en dessous de θ_{inf} , mais aussi au dessus d'un angle θ_{sup} . Autrement dit peut-on créer un filtre passe bande angulaire ?

2. Spectre des secondaires Synchrotron dans le VC

L'outil de référence pour l'étude de ce genre de problèmes est la librairie Geant sous Fortran. Daniel Pitzl m'a fourni un programme de simulation qu'il a écrit en utilisant cette librairie pour étudier la qualité du filtrage du béryllium. Quelques adaptations du code ayant été nécessaires nous avons réussi à obtenir les spectres vers la mi-août. Quelques approximations ont été nécessaires pour obtenir facilement ces résultats :

- On considère que le β d'une particule reste constant tout le long de ce trajet. Ceci permet simplement de multiplier le nombre de particules par la longueur du trajet prévue pour chacune d'elle [4]. C'est une approximation, mais qui a l'avantage de donner une borne supérieure du bruit.
- Pour le spectre angulaire on a utilisé la théorie de Molière sur la longueur de parcours de la particule, dont l'application à ces énergies, pour des particules légères est un peu problématique. Cependant elle donne tout autant une borne supérieure de la distribution angulaire. Un résultat particulièrement intéressant qu'on peut tirer de cette



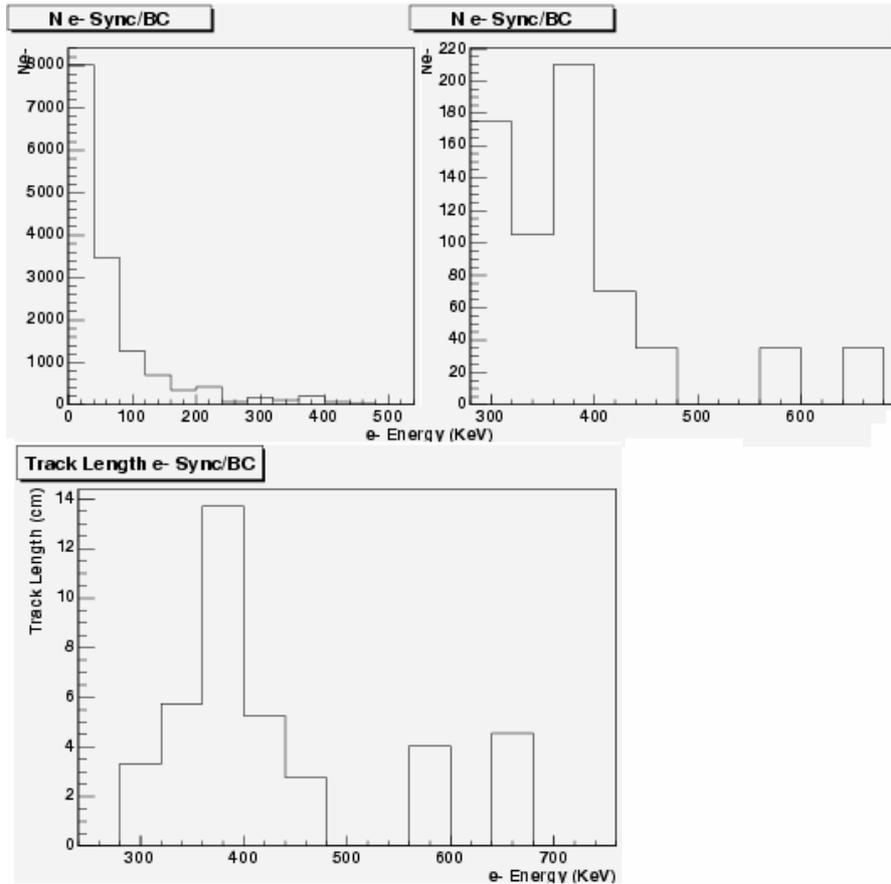
Graphique VI-4: Théorie de Molière

théorie est qu'une particule synchrotron perd complètement la mémoire angulaire pendant son parcours. Autrement dit on peut faire l'approximation qu'une particule avec un β inférieur à 0.9 explore tout le domaine angulaire entre 0 et 80°, entre 0.9 et 1, 50° enfin à $\beta=1$ on peut considérer que la particule passe à angle 0. Ceci permet d'intégrer pour ces

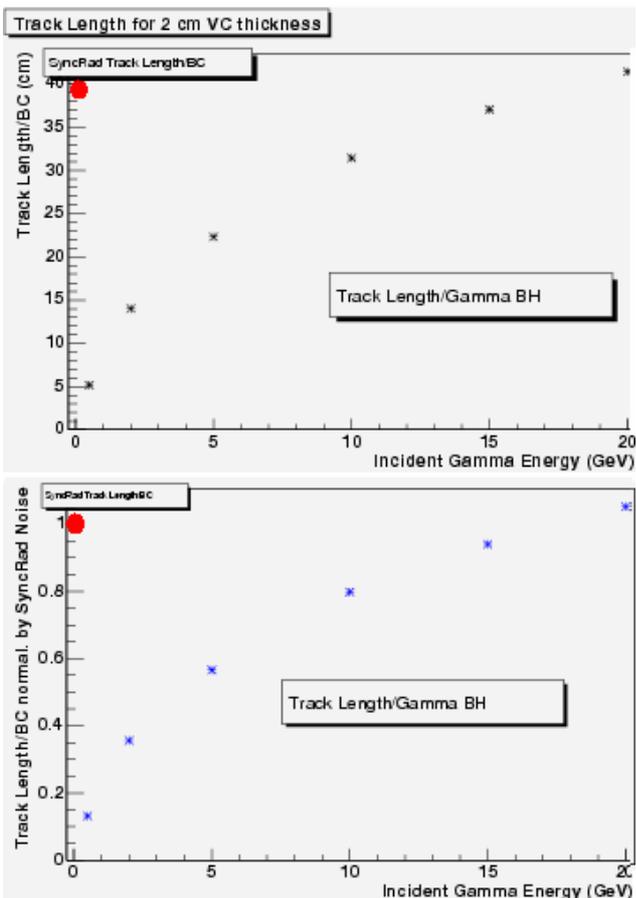
particules la collection de lumière sur tous les angles.

Le spectre moyen obtenu étant donné cette approximation penche plutôt pour la deuxième réponse concernant les traces synchrotron dans le détecteur (cf **Figure VI-1**).

- On attend $70^{\circ 8}$ synchrotrons par CP (croisement de paquets BC en anglais) avant le filtre de béryllium
- 1% parmi eux ont une énergie supérieure à 300 KeV : il en reste $70^{\circ 6}$
- Ceux-ci produisent $15^{\circ 3}$ particules secondaires
- Moins de $1^{\circ 3}$ parmi elles ont une énergie supérieure au seuil Cherenkov
- La plupart parmi ces 1000 particules on une longueur de trace inférieure à 1mm.



Graphique VI-5: Bruit synchrotron dans le VC (avec la simulation Geant de Daniel Pitzl) –
 1° Ne-/BC ; 2° Ne-/BC zoom ; 3° Longueur de traces des électrons synchrotrons dans le VC / BC



Graphique VI-6: Bruit synchrotron \diamond Signal

Tout d'abord la coupure Cherenkov semble être efficace puisqu'à elle seule elle coupe plus de 95% (en nombre de particules secondaires) du spectre synchrotron qui arrive à traverser le béryllium. La coupure se présente comme ceci :

- Malheureusement leurs nombre étant élevé elles créent un fond à priori du même ordre que le signal qu'on attends pour un BH de 20 GeV. Une coupure supplémentaire qui divise ce bruit au moins par 10 est, donc, une condition sine qua non de fonctionnement de ce détecteur.

3. Les coupures géométriques

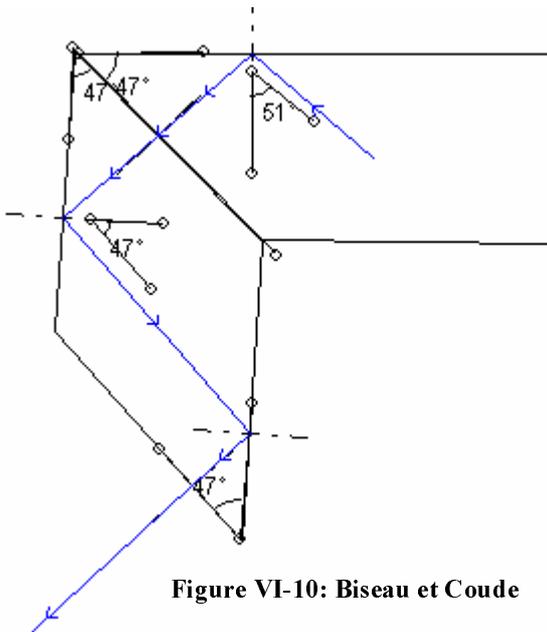


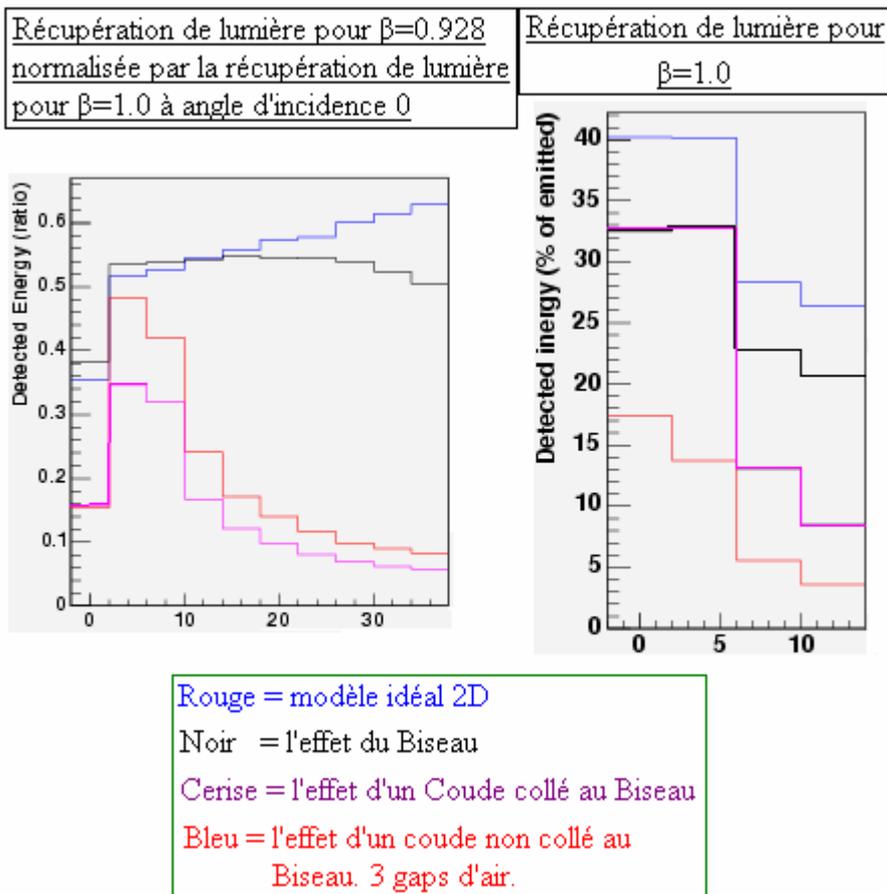
Figure VI-10: Biseau et Coude

La question des coupures géométriques possibles était déjà incluse dans le concept même du détecteur. Malheureusement on a vu que si la discrimination par réflexion totale interne était efficace à incidence directe, elle perdait de son efficacité à cause de la dispersion angulaire du bruit synchrotron. Afin d'améliorer le dispositif on s'est intéressé à un élément du dispositif oublié jusqu'à lors, la fenêtre de sortie entre le verre et le PEM. Cette fenêtre, appelée aussi un Biseau, était prévue à angle $\theta_c(\beta=1) = 47^\circ$ afin d'être au minimum de réflexion interne (4%). Naturellement

pour des angles d'incident supérieurs (ce qui est le cas d'une partie du cône Cherenkov émise par les particules à angle), on a une petite coupure, mais elle est assez peu efficace puisque les lois de Fresnel dans cette zone sont assez plates (cf VI.C) et peu discriminatoires. En faite on se rend aisément compte que la discrimination par RTI est beaucoup plus efficace que par réfraction à faibles angles d'incidence. Nous avons, donc, pensé à un coude placé après le Biseau, où l'on inverse l'angle précédent d'incidence et son complémentaire. Imaginons que le coude est à angle α . Un photon à angle d'incidence i dans le détecteur, aura un angle d'incidence $i' = \alpha - i$ dans le coude de et sera pratiquement absorbé au bout de 2 réflexions si i est trop grand. On obtient ainsi un filtre angulaire passe bande, la bande passante étant $[\theta_{\text{inf}} ; \alpha - \theta_{\text{inf}}]$. Si l'on désire une bande passante symétrique de ± 4 degrés ce qui est très convenable pour ne pas trop altérer le signal BH, il suffit de fixer $\alpha = 94^\circ$.

Si l'on trace les courbes correspondant aux diverses configurations on observe les choses suivantes (cf **Graphique VI-7**):

- Chaque gap d'air coûte 7% de la lumière émise non seulement pour le bruit, mais aussi pour le signal. En effet si l'incidence sur le Biseau est normale dans un modèle 2D, elle ne l'est plus à cause de l'angle d'incidence généralement différent de 0° dans le plan xOy. L'uniformité établie pour le plan xOy est assez peu dégradée.
- Le Coude en soi n'altère quasiment pas la lumière émise par les BH à incidence normale, en revanche il participe très efficacement en diminuant jusqu'à 5 fois le ration signal/bruit aux angles d'incidence non nuls.
- Le meilleur ratio signal/bruit est attendu si l'on colle le Coude au PEM où au Biseau, malheureusement la colle optique est toujours problématique lorsque les taux de radiation sont élevés.



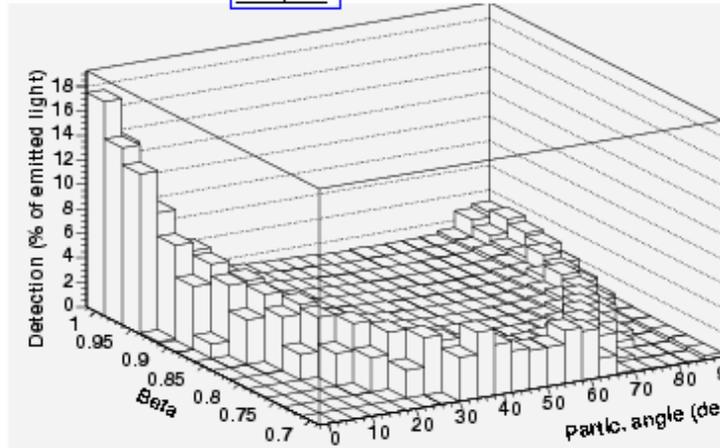
- **Graphique VI-7: Effets du passe bande angulaire sur la récupération de la lumière à différents β .**

1° $\beta=0.92$ normalisé par $\beta=1$, $\theta=0$; 2° Pour $\beta=1$ zoom angulaire

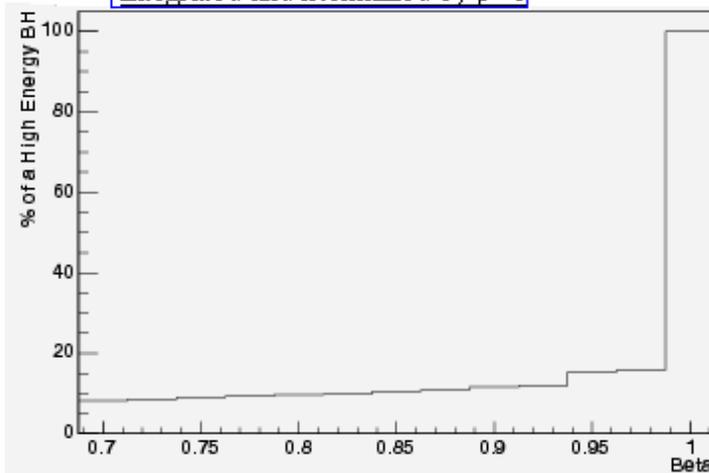
Si nous considérons l'approximation de Molière établie précédemment (cf **Graphique VI-4**) nous pouvons procéder à une intégration uniforme sur les bornes définies précédemment. Nous obtenons alors un résultat assez simple : le rapport signal/bruit est assez stable autour de 15% pour la récupération de la lumière (cf **Graphique VI-8**).

Effect of a Bevel and a Bend (3 air gaps) on the noise cut off

2D plot



Integrated and normalized by $\beta=1$



Graphique VI-8: Coupure due au passe bande, généralisation

Une seconde coupure géométrique est le fruit du hasard. En effet il s'avère que la position optimale du détecteur fait que dans le plan de la machine sa largeur n'est que de 8cm (+4cm). Or le flux synchrotron est concentré dans ce plan suivant approximativement une gaussienne selon Oy . Lors de la simulation le flux intégral était de $70^{\circ}8$ photons. Or l'intégrale était calculée sur un carré de côté 12 cm. On peut s'attendre, donc, qu'au moins 1/3 de la radiation synchrotron passera à côté du détecteur sans être vue.

En récapitulant :

- Le passe bande angulaire réduit le bruit d'un facteur 0.15
- L'épaisseur du détecteur réduit le bruit d'un facteur 0.66

On a, donc, une réduction de bruit d'un facteur 0.10. Ce qui était l'objectif recherché. On obtient alors un niveau de bruit tout à fait raisonnable en longueur de traces équivalente (5cm) comparable à la longueur de traces laissée par une paire e^+e^- (4cm). On peut aussi répondre à la question de fluctuation de ce bruit. En effet il est intéressant de se

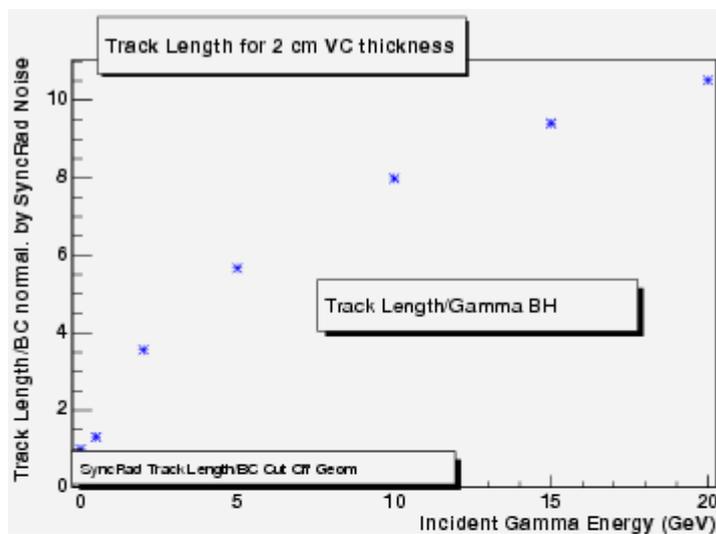
poser la question de savoir d'où viennent les fluctuations statistiques dominantes du bruit dans notre détecteur. Plusieurs sources peuvent être identifiées :

- les fluctuations liés à la photostatistique des PEMs et de l'émission Cherenkov. Nous avons vu précédemment (VI.D.3) que nous nous attendons à un ordre de grandeur de 50 photoélectrons / cm de traces.
- On attend aussi 1000 particules en moyenne par croisement de faisceaux.

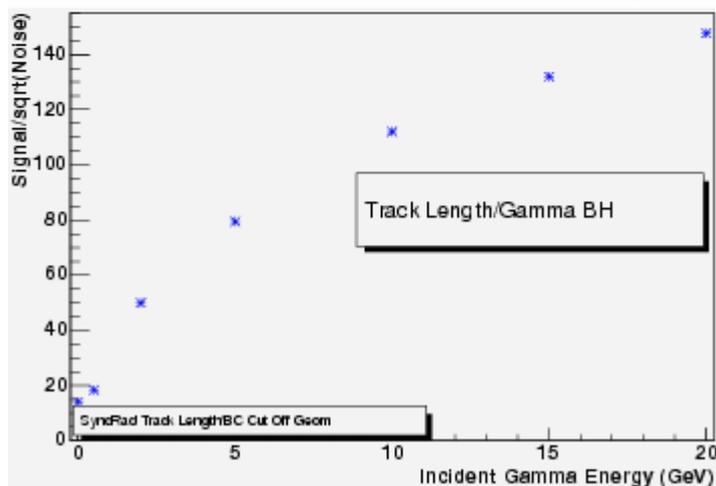
Si l'on néglige en première approximation $1/\sqrt{1000} \sim 1/30$ devant $1/\sqrt{50} \sim 1/7$, on peut estimer le signal sur racine de bruit de la façon suivante :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = \frac{k \cdot L_S}{\sqrt{k \cdot L_B}} = \sqrt{k} \cdot \frac{L_S}{\sqrt{L_B}} \quad \text{où :}$$

S = N photoélectrons du signal, B = N photoélectrons du bruit, L = longueur de traces, k = coefficient de proportionnalité (50 photoélectrons/cm).



La racine du bruit étant l'écart type de la fluctuation des photoélectrons dus au bruit, ce rapport nous dit si nous pouvons négliger ces fluctuations et soustraire simplement la moyenne du bruit du résultat.



Graphique VI-9: Rapport Signal/Bruit après coupure géométrique

Le résultat est très satisfaisant, en effet le bruit lui-même semble peu fluctuer (le rapport est égal à 10) et pour une trace laissée par un photon BH de 5 GeV ce rapport devient 80.

Ces résultats ayant rassuré le groupe, le projet a été pratiquement entériné lors d'une réunion suivante. Quelques ajustements finaux des paramètres sous des contraintes probables de faisabilité et de placement seront probablement nécessaires, ainsi qu'une optimisation finale une fois que ces contraintes seront connues. L'objectif est d'avoir le détecteur prêt à fonctionner dans l'espace de quelques mois.

VII. CONCLUSION

En guise de conclusion je voudrais rendre à César ce qui est à César !!! Ce stage a été pour moi une réelle découverte qui m'as confirmée dans mon intention de continuer ma carrière scientifique. Tout d'abord j'ai eu réellement de la chance de travailler avec une équipe de chercheurs qui m'ont consacré beaucoup de temps surtout au début pour « l'entrée en matière ». J'ai pu mener à bien deux projets intéressants et différents qui n'avaient en soi rien de scolaire et m'ont permis de toucher du doigt la vraie recherche. C'était certainement ma première occasion avec le projet scientifique de m'initier au travail scientifique de l'intérieur. J'ai eu en outre beaucoup de chance d'être accepté dans l'école d'Eté de DESY, où j'ai pu continuer logiquement au mois de juillet - août mon stage d'Option commencé en avril à l'Ecole Polytechnique. J'ai eu beaucoup de plaisir à saisir cette occasion qui m'a permis de clore logiquement mon cursus à l'école Polytechnique avant d'entamer celui de l'Ecole Doctorale.

Au cours de ce stage j'ai eu la possibilité de travailler dans des domaines assez différents de la physique des hautes énergies :

- Mon premier projet était centré autour de l'analyse de données et la modélisation mathématique. J'ai pu participer à l'élaboration des méthodes de calcul de la luminosité en ligne et effectuer les calculs permettant de modéliser la réponse du luminomètre. Cette tâche qui n'est pas une fin en soit sert d'exemple permettant de tester ces méthodes avec des données connues et d'introduire des défauts contrôlés afin de tester leur stabilité.
- Mon second projet était centré autour de la simulation et de la conception d'un détecteur (le Veto Compteur). Il s'apparentait beaucoup au travail d'ingénieur. La nécessité de ce détecteur a été largement démontrée. Il est crucial en particulier afin d'avoir une calibration fiable du luminomètre. Les problèmes avec les anciennes versions étant apparues après la mise à jour de HERA-I en HERA-II, à mon arrivée à DESY – Hambourg elles ont toujours pas été résolues. En collaboration avec l'équipe du LLR et de l'institut Lebedev j'ai pu développer un programme de simulation adapté à ce détecteur et mener à son terme le projet. Nous avons produit un projet avec des dimensions chiffrées afin que ce détecteur puisse être construit au cours des mois à venir.
- J'ai pu suivre une série d'excellentes conférences et une introduction à la simulation en HEP, au cours de mon école d'été à DESY – Hambourg.

Il est indéniable que mon cursus de Polytechnicien m'a été d'une grande utilité pendant les 5 mois de stage. Même si mes études à L'Ecole n'ont pas été ciblées en physique des particules, ils m'ont très largement servi par leur diversité qui est crucial surtout lorsqu'on travaille en physique expérimentale. En effet au cours de mon travail j'ai du toucher aux domaines aussi variés que la physique des particules, l'optique géométrique et ondulatoire, la chimie inorganique, les MathApp, la théorie des distributions etc... Toutes ces matières m'ont été enseignées en détail soit en classes préparatoires soit au cours de mon cursus Polytechnicien.

En un mot si ce stage était à refaire je l'aurais refait sans hésiter.

VIII. BIBLIOGRAPHIE

- 1 Luminosité sur H1 : http://www-h1.desy.de/h1/www/general/home/intra_home.html
- 2 Luminosité sur H1 : <https://www-h1.desy.de/h1det/lumi/intlumi.html>
- 3 Données sur DESY : <http://www.desy.de/pr-info/desyhome/html/presse/index.en.html>
- 4 Filtre de béryllium :
<http://polywww.in2p3.fr/lumi/ArchivePhoto/beryllium/FilterAlignedSide.jpg>
- 5 Base de données Physique des Hautes Energies : <http://pdg.lbl.gov/>
- 6 Longueur d'absorption dans les matériaux :
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- 7 Ecole d'été de DESY, site officiel : <http://www.desy.de/summerstudents/>
- 8 Site du programme OptGeom : <http://jeanmarie.biansan.free.fr/logiciel.html>
- 9 Site de ROOT : www.cern.ch
- 10 Site de Geant 3 : <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>

IX. REMERCIEMENTS

- A Vincent Boudry et Arnd Specka mes superviseur pour le temps qu'ils m'ont consacré
A toute l'équipe organisatrice de DESY Summer Student pour un accueil et un
programme de qualité
A Jean-Marie Biansan pour son excellent programme d'optique géométrique OptGeo