CEA-N-2521

- Note CEA-N-2521 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Elémentaires
Service d'Expérimentation Physique

LA CALIBRATION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE CENTRAL DE L'EXPERIENCE UA1 PROTON-ANTIPROTON DU CERN

par

Jean-Jacques MALOSSE

- Mars 1987 -

Note CEA-N-2521

DESCRIPTION-MATIERE *(mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)*

en français	*en anglais*
DETECTEURS A GERBES	SHOWER COUNTERS
CALIBRATION	CALIBRATION
BOSONS VECTEUR INTERMEDIAIRES	INTERMEDIATE VECTOR BOSONS
DECROISSANCE LEPTONIQUE	LEPTONIC DECAY
MASSE	MASS
RAYONNEMENT LASER	LASER RADIATION
DEPENDANCE EN TEMPS	TIME DEPENDENCE
ANGLE DE WEINBERG	WEINBERG ANGLE
COBALT 60	COBALT 60
RESOLUTION EN ENERGIE	ENERGY RESOLUTION
MODELE DE LEPTON DE WEINBERG	WEINBERG LEPTON MODEL
SYNCHROTRON SPS DU CERN	CERN SPS SYNCHROTRON
INTERACTIONS PROTON-ANTIPROTON	PROTON-ANTIPROTON INTERACTIONS

NOTE CEA-N-2521 - Jean-Jacques MALOSSE

"LA CALIBRATION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE CENTRAL DE L'EXPERIENCE UA1 PROTON-ANTIPROTON DU CERN"

Sommaire - *Le résultat le plus important de l'expérience UA1 du CERN a été la mise en évidence des bosons intermédiaires vecteurs de l'interaction faible $W^{\pm}$ et Z^{o}.*
Nous décrivons la calibration du calorimètre électromagnétique qui permet la mise en évidence des modes électroniques de désintégration de ces bosons intermédiaires et donne la mesure de leur masse.
Nous discuterons tout le processus de calibration et donnerons quelques résultats expérimentaux.

1987 ***294 p.***

Commissariat à l'Energie Atomique - France

NOTE CEA-N-2521 - Jean-Jacques MALOSSE

"THE CALIBRATION OF THE CENTRAL ELECTROMAGNETIC CALORIMETER OF UA1 PROTON-ANTIPROTON EXPERIMENT AT CERN"

Summary - *The most important result of the UA1 experiment at CERN has been the discovery of the weak intermediate vector bosons $W^{\pm}$ and Z^{o}.*
We describe the calibration of the electromagnetic calorimeter, which gives the signature of the electronic mode of desintegration of the intermediate bosons and measures their masses.
We shall discuss this process and give some experimental results.

1987 ***294p.***

Commissariat à l'Energie Atomique - France

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D' ORSAY

THÈSE

présentée

Pour obtenir

Le titre de DOCTEUR-INGÉNIEUR

Spécialité: Physique nucléaire et physique des particules

PAR

Jean-Jacques Malosse

Sujet: La calibration du calorimètre électromagnétique central de l' expérience proton-antiproton UA1 du CERN.

soutenue le 23 avril 1985 devant la commission d' examen:

MM.	Jacques Haissinski	Président
	Serge Poulard	Examinateurs
	Michel Spiro	
	James Rich	
	Ludwig Dobrzynski	

- Note CEA-N-2521 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Elémentaires
Service d'Expérimentation Physique

LA CALIBRATION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE CENTRAL DE L'EXPERIENCE UA1 PROTON-ANTIPROTON DU CERN

par

Jean-Jacques MALOSSE

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Département de Physique des Particules Élémentaires de Saclay sous l' autorité de Monsieur Spiro que je remercie d' avoir accepté de diriger cette thèse. Je tiens également à remercier la Compagnie Internationale des Services Informatiques (CISI) qui m' a donné toutes les facilités matérielles me permettant de mener à bien ce travail.
Je tiens aussi à remercier Monsieur le Professeur Rubbia qui fut un des initiateurs de la transformation du SPS en collisionneur, sans laquelle la mise en évidence des bosons intermédiaires n' aurait pu être faite.
Un grand nombre de chercheurs de techniciens et d' ingénieurs ont participé à cette expérience, craignant de commettre une injustice en citant l' un ou l' autre, je leur adresse un remerciement global.
Toutefois, je tiens à faire une mention spéciale à Jean Sass, Alain Givernaud et James Rich pour leur conseils lors de la mise en place des procédures de calibration ainsi que tout au long de la réduction de ce document. Je tiens également à citer Élisabeth Locci pour ses conseils utiles concernant les résultats expérimentaux sur le $W^{\pm}$ et le Z^0. Qu' ils en soient chaleureusement remerciés.
Je tiens également à remercier Mme Rigoni et Mme Couderc pour la rapidité et la gentillesse avec laquelle elles ont exécuté les dessins de ce mémoire.

INTRODUCTION

Depuis très longtemps, l' homme a essayé de comprendre le pourquoi et le comment de la nature. Ainsi, il a cherché à établir un lien entre différents phénomènes qui n' avaient pas de rapport apparent.
Une des premières tentatives d' unification a probablement été effectuée par les alchimistes qui ont proposé une vision globale du monde inspirée par l' hermétisme.
Le premier succès dans l' unification des lois de la nature est probablement à mettre au crédit d' Isaac Newton [1] qui unifia la pesanteur terrestre et le mouvement des astres donné par les lois de Kepler [2], dans un même schéma global: la Gravitation Universelle.
Ensuite, Maxwell [3] unifia l' électricité et le magnétisme par l' intermédiaire de 4 équations couplant les champs électrique et magnétique. Au début du siècle, il semblait que ces équations de l' électromagnétisme ne devaient pas rester invariantes lors d' une transformation du groupe de Galilée, ce qui était en contradiction avec l' expérience de Michelson [4]. Lorentz introduisit des lois de transformation de repère permettant d' interpréter l' expérience de Michelson et rétablissant la covariance des équations de Maxwell. Einstein [5] engloba tous ces résultats en publiant sa théorie de la Relativité. Ces théories sont dans le prolongement des travaux de Galilée [6].

Nous arrivons alors à l' aube des années 1920 [9]. La mécanique quantique allait être construite [10] et permettre de donner une interprétation microscopique correcte de l' électromagnétisme [11] par l' intermédiaire de l' équation de Dirac [12]. On était alors en présence de deux "forces" de nature bien différente: la gravitation et l' électromagnétisme.
En 1934, la découverte d' un nouveau type d' interaction, l' interaction faible [14], mis en évidence sous la forme de la désintégration β du neutron, compliqua l' édifice. De plus, un quatrième type d' interaction fut encore découvert à peu près à la même époque: il s' agit de l' interaction forte permettant d' expliquer la cohésion des noyaux [7]. On s' est trouvé en présence de 4 types de "forces" de nature différente. La démarche unificatrice consiste à rechercher une loi de physique générale qui décrive ces 4 types d' interaction à partir d' un principe de base unique.

Le premier succès dans cette direction est probablement dû à Weinberg, Salam et Glashow [22], qui ont réussi à construire un modèle réaliste unifiant les lois de

l' électromagnétisme et de l' interaction faible. Pour ce faire, ils ont utilisé la notion d' invariance de jauge (chap 1) qui avait été généralisée par Yang et Mills [16] et la technique dite de brisure spontanée de symétrie. Une prédiction du modèle est l' existence de courants faibles neutres, qui ont été mis en évidence en 1973 au CERN par l' observation d' interactions du type $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ [25].
Le modèle de Weinberg-Salam prédit que les courants faibles sont matérialisés par trois nouvelles particules massives qui sont respectivement le W^+ et le W^- pour les courants chargés, et le Z^0 pour les courants neutres, et dont la découverte en 1982 ($W^\pm$) et en 1983 (Z^0) constitue un grand succès pour ce modèle.

La notion de groupe de jauge semble être un outil très puissant, et à partir de cette idée, les théoriciens essaient d' englober dans un même modèle tous les phénomènes microscopiques, c'est-à-dire l' interaction forte et l' interaction électrofaible. Le modèle le plus simple permettant de réaliser cette unification est une généralisation du modèle de Weinberg-Salam-Glashow basée sur le groupe **SU**(5), et dont la prédiction expérimentale la plus importante est la possibilité pour le proton de se désintégrer en violant la conservation du nombre baryonique.

D' autres modèles dits de supersymétrie [40] se proposent d' englober dans un même schéma les fermions et les bosons, et certains modèles supersymétriques se proposent même d' englober la gravitation comme facteur de brisure de symétrie. Aucune particule supersymétrique n' a encore été mise en évidence [43] et on peut se demander si la gravitation a vraiment un caractère quantique, ce qui ouvre le champ des spéculations à un travail théorique encore important.

Dans ce mémoire, nous décrivons la calibration des calorimètres électromagnétiques du détecteur UA1 au CERN qui a permis la mise en évidence et la mesure de la masse des bosons intermédiaires ($W^\pm$, Z^0). Le plan de l' exposé est le suivant:

(i) Dans le chapitre 1, nous expliquons les fondements théoriques du modèle de Weinberg-Salam et nous passons en revue les possibilités expérimentales ouvertes par le détecteur UA1.

(ii) Dans les chapitres 2, 3 et 4, nous décrivons tout l' appareillage de l' expérience y compris l' accélérateur, en insistant sur le calorimètre électromagnétique.

(iii) Dans les chapitres 5 à 10, nous décrivons l' ensemble du processus de calibration de ce calorimètre et le traitement numérique des données à partir de ces mêmes calibrations.

(iv) Dans les chapitres 12 et 13, nous vérifions les calibrations avec des données expérimentales provenant de faisceau test ou de l' expérience elle-même. Nous déterminons la résolution du calorimètre et nous essayons aussi d' indiquer dans quelles voies il faut se diriger pour l' améliorer.

L' homme n' est qu' un roseau, le plus faible de la nature; mais c' est un roseau pensant.

Blaise Pascal (Les pensées)

Partie I :
Buts de l' expérience.

Chapitre 1

LA PHYSIQUE DU BOSON INTERMÉDIAIRE.

1.1 *LE MODÈLE DE WEINBERG ET SALAM.*

1.1.1 *Un exemple de théorie de jauge: QED*

Considérons le lagrangien phénoménologique [12] de l' électrodynamique quantique (QED) qui décrit l' interaction entre les électrons, les positons et les photons:

$$\mathscr{L} = \bar{\psi}(\not{p} + iq\not{A} - m)\psi - \tfrac{1}{4} F^{\mu\nu} \cdot F_{\mu\nu} \qquad (1)$$

Nous savons que le champ électromagnétique [13], représenté par $F^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A^{\nu} - \partial^{\nu} A^{\mu}$, est défini à une transformation de jauge près:

$$A^{\mu} \rightarrow A^{\mu} + q \cdot \partial^{\mu} \theta(x) \qquad (2)$$

On montre que pour que le lagrangien $\mathscr{L}$ soit invariant par cette transformation, il faut que ψ se transforme de la manière suivante:

$$\psi \rightarrow e^{-iq \cdot \theta(x)} \cdot \psi \qquad (3)$$

Inversement, on peut retrouver le lagrangien $\mathscr{L}$ en demandant explicitement que le lagrangien de Dirac pour l' électron libre donné par l' équation (4), soit invariant par la transformation de jauge locale [1] définie par l' équation (3).

$$\mathscr{L}_0 = \bar{\psi}(\not{p} - m)\psi \qquad (4)$$

---

[1] Une transformation de jauge est dite globale si la quantité θ ne dépend pas des coordonnées d' espace-temps x, et est dite locale dans le cas contraire.

Cette invariance est obtenue au prix de l' introduction d' un champ vectoriel A dit de jauge, qui se transforme comme (2) en effectuant le remplacement:

$$\not{p} \rightarrow \not{p} + iq\not{A}$$

Dans ce schéma, le courant électromagnétique $\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi$ correspond au courant conservé associé par le théorème de Nœther [8] à la symétrie **U**(1), ce groupe étant le groupe des changements de phase (éq 3). La charge correspondante est le générateur du groupe de symétrie.
Ce mécanisme de construction d' un lagrangien d' interaction à partir d' un principe de symétrie de jauge locale, a été généralisé par Yang et Mills [16] à des groupes de symétrie plus larges, et en particulier à des groupes *non abéliens.*

1.1.2 *Introduction au modèle de Weinberg et Salam.*

Le modèle de Weinberg et Salam est une généralisation de QED qui identifie les courants chargés du lagrangien de Fermi aux courants conservés associés à une symétrie plus étendue que **U**(1). Le modèle *minimal* requiert l' introduction du groupe de Lie **SU**(2) qui possède 3 générateurs[2] [15]. En fait, ce groupe ne suffit pas pour décrire de manière cohérente l' ensemble des courants chargés et électromagnétique: on doit ajouter un groupe **U**(1), dit d' hypercharge faible. Le groupe d' invariance de jauge *minimal* incorporant les aspects phénoménologiques du lagrangien de QED est $\mathbf{SU}(2)\times\mathbf{U}(1)$.

En outre, il est apparu à la suite de la suggestion de Lee et Yang [17], que l' interaction faible violait la parité, ce qui fut mis en évidence par l' expérience de Wu [18].
Puis, en 1957, Marshak et Sudarshan [19] proposèrent un nouveau principe, appelé *invariance de chiralité*, qui conduisait à une combinaison très spécifique des interactions à quatre fermions V et A, nommément les combinaisons $V-A$ et $V+A$. Leur argument était le suivant : *l' interaction faible universelle*, bien que ne conservant pas la *parité*, conserve la *chiralité*, et la violation maximum de la parité est une conséquence de *l' invariance de chiralité.* De plus ils appuyèrent leur conclusion sur une analyse détaillée des résultats de la plupart des expériences alors disponibles. La même conclusion fut atteinte par Feynman et Gell-Mann [20], puis un peu plus tard par Sakurai [49].
Afin de préserver la structure $V-A$ des courants de Fermi, on regroupe les particules d' hélicité gauche dans un iso-doublet de **SU**(2) et les particules de chiralité positive dans un singulet: ainsi, on introduit un isodoublet gauche E_L et un iso-singulet droit e_R. On

---

[2] À chaque générateur infinitésimal du groupe correspondant, on fait correspondre une particule qui sera le boson vecteur de l' interaction correspondante.

pose $\gamma^5 = i\,\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. E_L et e_R sont définis ainsi:

$$E_L = \begin{bmatrix} \frac{(1-\gamma^5)}{2}\cdot\nu_e \\ \frac{(1-\gamma^5)}{2}\cdot e \end{bmatrix} \quad \begin{matrix}(\text{def}) \\ = \end{matrix} \quad \begin{bmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{bmatrix}$$

$$e_R = \frac{(1+\gamma^5)}{2}\cdot e$$

On postule l' invariance de l' interaction faible par des rotations dans l' espace d' isospin faible, ce qui revient à dire que ν_{eL} et e_L *ne sont distinguables que par leur charge.*

En utilisant les règles établies par Yang et Mills permettant de rendre un lagrangien invariant de jauge, on introduit 4 champs de jauge de spin 1 et de masse nulle:

(i) Le champ de jauge B^μ correspondant au groupe de jauge **U**(1).

(ii) Les 3 champs de jauge W^μ_i correspondant au groupe **SU**(2). Ces 3 champs sont notés en abrégé W^μ.

Les 4 champs de jauge introduits sont de *masse nulle.* Ceci est en contradiction avec la *portée finie* des interactions faibles.

Cette difficulté est levée en introduisant un isodoublet de champs scalaires complexes (ϕ_1,ϕ_2). La dynamique de cet isodoublet est déterminée par la nécessité d' invariance de jauge locale de son lagrangien libre pour le groupe **SU**(2)× **U**(1). En outre, il interagit avec lui-même par l' intermédiaire d' un potentiel du type:

$$\mathcal{L}_{int} = U(|\phi|) = \frac{\Gamma^2}{4\cdot\rho^2} \times (\phi^\dagger\cdot\phi - \rho^2)^2 \qquad \text{avec } \rho^2 > 0.$$

Cette dernière condition implique que la valeur moyenne dans le vide de ϕ n' est pas nulle, mais vaut:

$$|\langle 0|\phi|0\rangle| = \rho$$

et donc que le vide $|0\rangle$ n' est pas invariant par **SU**(2)×**U**(1) [23]. Ce phénomène est appelé *brisure spontanée de la symétrie* [24]. Le lagrangien est symétrique, mais l' état fondamental de la théorie ne l' est pas.

Dans le modèle de Yang et Mills, 4 champs de jauge B^{μ} et W^{μ}_{i} avaient été introduits: ils correspondent respectivement aux générateurs de **U**(1) et de **SU**(2). La brisure spontanée de symétrie envisagée plus haut introduit un *mélange* entre ces différents champs. On montre [23] que dans ces conditions, le lagrangien $\mathscr{L}_0 + \mathscr{L}_\phi + \mathscr{L}_{int}$, où $\mathscr{L}_\phi$ est le lagrangien des bosons de Higgs libres, décrit la dynamique constituée de:

(i) 2 particules de jauges massives et chargées W^+ et W^- dont les champs sont définis par $W_1 \pm W_2$. Leur masse est de:

$$M_{W^\pm} = \frac{g \cdot \rho}{\sqrt{2}}$$

(ii) Une particule de jauge massive et neutre (Z^0) de masse:

$$M_{Z^0} = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

(iii) Une particule de jauge neutre et de masse nulle: le photon.

Les champs Z et A correspondant respectivement au Z^0 et au photon, sont définis ainsi:

$$Z_\mu = \cos \theta_W \cdot W_{3\mu} - \sin \theta_W \cdot B_\mu$$

$$A_\mu = \sin \theta_W \cdot W_{3\mu} + \cos \theta_W \cdot B_\mu$$

L'angle θ_W introduit plus haut, est défini par $\tan \theta_W = g'/g$ où g et g' sont les constantes de couplage liées à chacune des symétries. Il est arbitraire et est appelé l'angle de Weinberg.

L'interaction faible est décrite par l'échange des particules $W^\pm$ (courants chargés) ou Z^0 (courants neutres), comme l'électromagnétisme est décrit par l'échange du photon.
La théorie de Fermi [14] n'est qu'une *approximation*, valable lorsqu'on peut négliger l'énergie du processus mis en jeu par rapport aux masses des bosons intermédiaires $W^\pm$ et Z^0. La constante de Fermi G_F est donc obtenue en négligeant la dépendance en énergie du propagateur du $W^\pm$ qui devient proportionnel à $1/M^2_W$. On obtient:

$$\boxed{\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 \cdot M^2_W}}$$

La théorie possède 3 paramètres fondamentaux: g, g' et $\langle 0|\phi|0\rangle$. Il est plus facile d'exprimer les quantités physiques en fonction des paramètres bien connus de l'interaction faible G_F, de la charge électrique e (ou α) et de l'angle de mélange $\sin^2\theta_W$ obtenu en comparant l'intensité des courants neutres et chargés. On a alors:

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi \cdot \alpha}{\sqrt{2} \cdot G_F \cdot \sin^2\theta_W}} = M_{Z^0} \cdot \cos\theta_W$$

Finalement, en utilisant $\alpha = 1/137.035963$ mesuré par l'effet Josephson [26] et $G_F = (1.16638 \pm 0.00002) \times 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}$ obtenu à partir de la désintégration du μ l'on obtient:

$$M_W = \frac{37.2804 \pm 0.0003}{\sin\theta_W (1-\delta r)^{-1/2}} = \frac{38.65 \pm 0.04}{\sin\theta_W} \quad \text{(GeV)}$$

où l'on a tenu compte des corrections radiatives (δr) à α et G_F. δr est théoriquement égal à [89]:

$$\delta r = 0.0696 \pm 0.002$$

Ces formules montrent que la connaissance précise des valeurs de M_W et M_Z nous permettent de déterminer $\sin^2\theta_W$ [3] et le paramètre ρ défini par:

$$\rho = \frac{M^2_W}{M^2_{Z^0} \cdot \cos^2\theta_W}$$

qui est égal à 1 au premier ordre dans le modèle standard.
Toute déviation de ρ de cette valeur pourrait être l'indication d'un problème pour le modèle, ou bien un indice de l'existence de nouvelles particules (bosons de Higgs, nouvelle famille de quarks ou leptons lourds [28]) qui se manifestent par un décalage des

---

[3] L'angle de Weinberg θ_W a été mesuré dans des expériences ν-e, ν-μ et e^+-e^- et la valeur mesurée est de [27] $\sin^2\theta_W = 0.227 \pm 0.009$. L'angle θ_W dépend du domaine d'énergie considéré, et les valeurs mesurées dans la référence [27] doivent être extrapolées. On obtient $\sin^2\theta_W = 0.217 \pm 0.010$.

masses du $W^{\pm}$ et du Z^0. Ceci est illustré par le calcul au deuxième ordre en G_F de ρ qui donne une contribution supplémentaire égale à [29]:

$$\rho = 1 + \left[\begin{array}{c} m_L^2 \\ 3 \cdot m_t^2 \end{array} \right] \times \frac{G_F^2}{8 \cdot \pi^2 \sqrt{2}}$$

pour un lepton de masse m_L et un quark de masse m_t.

1.2 *LA PHÉNOMÉNOLOGIE DES BOSONS INTERMÉDIAIRES.*

1.2.1 *Section efficace de production des bosons intermédiaires.*

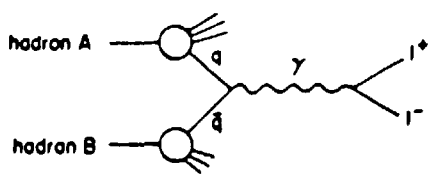


Figure 1: Le mécanisme de Drell-Yan.

Le point de départ de l' étude de la production des bosons faibles est le modèle de Drell-Yan [30] qui décrit la production de paires de leptons dans les collisions hadroniques. Dans ce modèle, un quark appartenant à l' un des hadrons entrant en collision, fusionne avec un antiquark appartenant à l'autre hadron, pour donner un photon virtuel qui, à son tour, se désintègre en une paire de leptons (fig. 1). Dans la version simplifiée du modèle des partons, les quarks sont supposés être des particules libres et sans impulsion transverse. De plus, parmi les partons constituant le proton et l' antiproton, il suffit de considérer les quarks de *valence* u, $\bar{u}$, d et $\bar{d}$, car il est apparu expérimentalement que les autres partons plus lourds étaient plus rares. Le flux de ces quarks dans les hadrons initiaux est donné par les fonctions de structure $F(x,Q^2)$ qui représentent le nombre de quarks dont la fraction de moment $x = P_{\parallel}/P_{\text{hadron}}$ est comprise entre x et $x+dx$ (multiplié par x). La présence de Q^2 dans F indique que l' invariance d' échelle stricte satisfaite par le modèle des partons est violée. Cette violation provient de la possibilité pour les quarks d' émettre des gluons, et est paramétrée par les équations d' Altarelli-Parisi [31].

Pour calculer le taux de production du $W^{\pm}$ et du Z^0, on généralise le modèle de Drell-Yan en remplaçant le vertex:

$$q\cdot\bar{q} \rightarrow e^+\cdot e^-$$

par les vertex:

$$q\cdot\bar{q} \rightarrow Z^0 \; ; \qquad u\cdot\bar{d} \rightarrow W^+ \; ; \qquad \bar{u}\cdot d \rightarrow W^-$$

La principale inconnue dans ce calcul réside dans la connaissance des fonctions de structure des protons: ces dernières sont des extrapolations par les équations d' Altarelli-Parisi, des données obtenues dans des expériences de collisions profondément inélastiques proton-lepton [4] (p-e^-, p-γ ou p-μ).
En outre, on ne connaît pas la valeur exacte du paramètre Λ_{QCD} qui doit être utilisée. Les sections efficaces de production des bosons intermédiaires sont données avec une précision de l' ordre de $\pm 25\%$.
Enfin, Les diagrammes de QCD avec émission de gluons durs entrent en ligne de compte dans le calcul [34], et multiplient la section efficace par un facteur K de l' ordre de 1.5 [33], celui-ci étant assez mal connu. En première approximation, ce facteur K ne dépend pas de Q^2. À titre d' illustration de ces calculs correctifs, nous avons donné dans la figure 2, les résultats de Paige [32] incluant au mieux tous ces effets.

---

[4] Les leptons servent de "sonde".

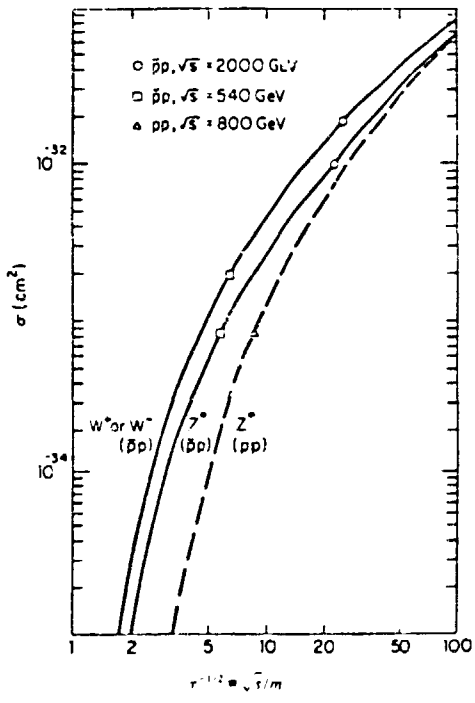


Figure 2: Sections efficaces de production pour les $W^{\pm}$ et Z^0 dans les collisions pp et p$\bar{\text{p}}$. Les sections efficaces calculées incluent les effets de brisure d'échelle [32].

Les différents modèles utilisés pour calculer la section efficace de production des bosons intermédiaires donnent tous une section efficace de l'ordre de 0.5 nanobarn. En conséquence, même si le collisionneur n'offre pas des luminosités (chap 2) très élevées[5], il est tout à fait possible d'observer les bosons intermédiaires. Voyons maintenant comment il est possible de les mettre concrètement en évidence.

[5] La luminosité totale intégrée $\int \mathcal{L} dt$ obtenue en 1983 a été de 136 nb^{-1}.

1.2.2 *Description de leurs modes de désintégration.*

1.2.2.1 Les modes de désintégration du $W^{\pm}$.

Les bosons intermédiaires ont une durée de vie très courte et ne peuvent être détectés directement. Ils seront mis en évidence par leurs produits de désintégration.
D' après la théorie de Weinberg-Salam, la probabilité de désintégration des bosons intermédiaires chargés dans chacun des doublets de quarks et de leptons possibles est la même. Par conséquent, les rapports de branchement des différents modes de désintégration sont égaux. Si on suppose qu' il n' existe que 3 familles de quarks et de leptons ayant des masses inférieures à la masse du $W^{\pm}$, chaque quark pouvant se trouver sous trois états de couleur différents, alors les rapports de branchement des différents modes de désintégration valent:

$W^{\pm} \rightarrow$	$e^{\pm}(\bar{\nu}_e)$	$\mu^{\pm}(\bar{\nu})_{\mu}$	$\tau^{\pm}(\bar{\nu})_{\tau}$	$u \cdot d$	$c \cdot s$	$t \cdot b$
B_i	1/12	1/12	1/12	3/12	3/12	3/12

Une difficulté supplémentaire apparaît dans l' étude des modes de désintégration du $W^{\pm}$ sous forme de quarks: les doublets de quarks qui sont les états propres solutions de l' équation donnée par le lagrangien de l' interaction forte, ne sont plus des états propres en ce qui concerne le lagrangien décrivant l' interaction électrofaible. Une matrice 3×3 de rotation dite matrice de Kobayashi-Maskawa [35] permet de donner à partir de la base des états propres pour l' interaction forte, la base des états propres pour l' interaction électrofaible. En conséquence, les "quarks" considérés ici seront *les états propres pour l' interaction faible.*
En outre, les quarks provenant de la désintégration du $W^{\pm}$ ne peuvent être observés à l' état libre: ils se fragmentent [36] et forment des jets.

1.2.2.2 Les modes de désintégration du Z^0.

Le Z^0 peut se désintégrer soit:

(i) Suivant son mode leptonique de désintégration en des paires lepton-antilepton ($e^+ \cdot e^-$, $\nu_e \bar{\nu}_e$,...).

(ii) Suivant son mode hadronique de désintégration en des paires quark-antiquark ($u_c \bar{u}_c$, $d_c \bar{d}_c$...).

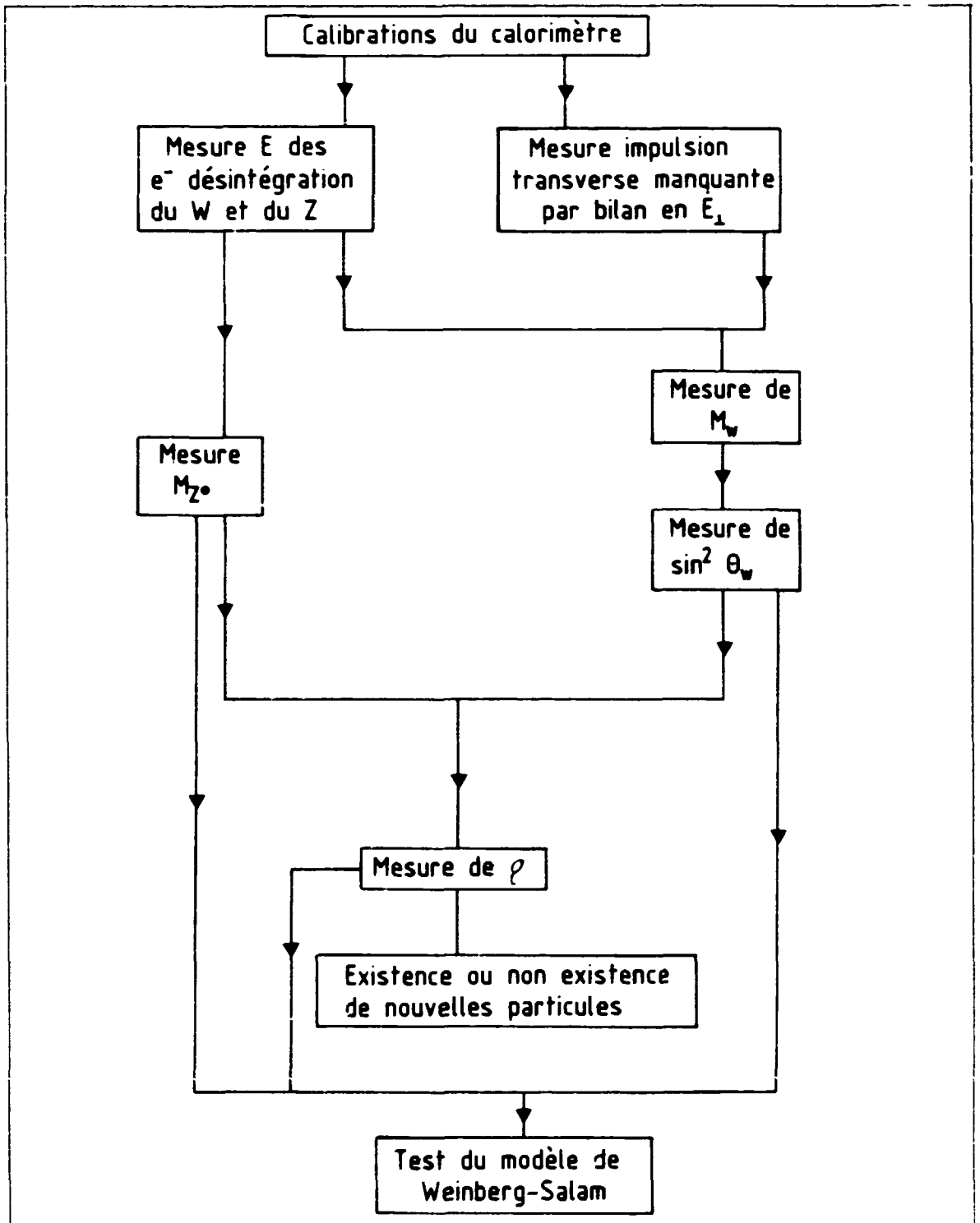


Figure 3: Synoptique de la mesure des coefficients testant le modèle de Weinberg-Salam.

Pour exprimer la probabilité de désintégration du Z^0 en chacun de ces modes, on doit tenir compte de la violation de la parité. On montre que le rapport de branchement $B(Z^0 \to f\bar{f})$ est proportionnel à $A^2 + V^2$, où A et V sont respectivement les composantes axiales et vectorielles de l' interaction. D' une part, quel que soit le fermion considéré on a $|A| = 1$, et d' autre part, l' on a:

$|V| = 1$ pour $Z^0 \to \nu_e \cdot \bar{\nu}_e,\ \nu_\mu \cdot \bar{\nu}_\mu,\ \nu_\tau \cdot \bar{\nu}_\tau$

$|V| = (1 - 4\sin^2\theta_W)$ pour $Z^0 \to e^+ \cdot e^-\ \mu^+ \cdot \mu^-\ \tau^+ \cdot \tau^-$

$|V| = (1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W)$ pour $Z^0 \to \bar{u} \cdot u,\ \bar{c} \cdot c,\ \bar{t} \cdot t$

$|V| = (1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W)$ pour $Z^0 \to \bar{d} \cdot d,\ \bar{s} \cdot s,\ \bar{b} \cdot b$

Si l' angle de Weinberg a effectivement la valeur mesurée $\sin^2\theta_W \simeq 0.23 \pm 0.01$, on obtient les rapports de branchement suivants:

$$B(Z^0 \to e^+ \cdot e^-, \mu^+ \cdot \mu^-, \tau^+ \cdot \tau^-) \approx \frac{1}{33}$$

En conséquence, la probabilité d' observer la désintégration d' un Z^0, en une paire lepton-antilepton est relativement faible et on observera beaucoup moins de désintégrations électroniques du Z^0 que du $W^\pm$ (10 fois moins environ).

1.3 *MISE EN ÉVIDENCE EXPÉRIMENTALE DES BOSONS INTERMÉDIAIRES.*

Parmi les nombreux modes de désintégration des bosons intermédiaires, les modes leptoniques en électron(s) et en muon(s) seront les plus aisés à mettre en évidence expérimentalement, et l' expérience UA1 a surtout été conçue dans dans cette optique.

1.3.1 *Mise en évidence des neutrinos.*

Dans les modes leptoniques de désintégration du $W^{\pm}$, un neutrino est produit: cette particule qui n' interagit que par interaction faible, a la particularité de pouvoir traverser de grandes épaisseurs de matière sans être détectée. Expérimentalement, l' observation d' un neutrino se traduit par une non-conservation apparente de l' impulsion. Par conséquent, si nous voulons être en mesure de détecter une telle particule, un bilan en énergie aussi complet que possible devra être effectué. Comme la composante longitudinale de l' impulsion peut difficilement être mesurée avec précision à cause du nombre élevé de particules émises dans le tube à vide et donc non détectées, on se ramènera à un bilan en impulsion transverse. L' impulsion des particules produites étant mesurée par calorimétrie[6], le calorimètre devra donc couvrir la fraction la plus large possible de l' angle solide.

1.3.2 *Mise en évidence des électrons et des muons.*

Les électrons et les muons de désintégration des bosons intermédiaires ont en général un caractère plus isolé que les hadrons provenant de la fragmentation [36] des quarks ou des gluons produits sous forme d' agrégats (*jets*). Ce premier point contribuera à l' identification de telles particules.

De plus, les muons sont les seules particules chargées pouvant traverser de grandes épaisseurs de matière sans être absorbées. Ces particules sont donc identifiées par des chambres placées derrière une grande épaisseur de matière. Leur impulsion est donnée par la mesure de la courbure de leurs traces dans des chambres placées dans un champ magnétique.

Ces chambres communément appelées le *détecteur central*, contribuent aussi à la mesure de l' impulsion des électrons, cette dernière mesure corroborant la mesure de leur énergie effectuée par calorimétrie. La distinction entre électron et hadron se fera en étudiant la forme de la gerbe développée dans le calorimètre (chap 3).

---

[6] On mesure en fait leur énergie.

1.3.3 *Étude du mode de désintégration en τ.*

Le τ est un lepton lourd qui a une durée de vie très courte qui est de l' ordre de 10^{-13} s. La mise en évidence expérimentale directe d' une telle particule n' est pas donc très aisée. Une solution réside peut-être dans l' installation d' un détecteur "microvertex"[7] qui est envisagée pour 1985.

Le τ est mis en évidence par ses modes de désintégration. Le mode le plus fréquent de désintégration du τ est la désintégration en un monojet de multiplicité chargée faible et un neutrino.
Toutefois, le mode de désintégration en τ du $W^{\pm}$ pourra simuler un mode de désintégration électronique du $W^{\pm}$. En effet, si ce τ se désintègre lui-même en électron suivant le mécanisme $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, les produits finals obtenus seront un électron et 3 neutrinos. En conséquence, les 3 neutrinos simulant un seul neutrino par apparition d' impulsion transverse manquante, un tel événement sera un faux candidat du type $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}(\bar{\nu}_e)$. L' électron aura une énergie plus faible, et l' impulsion transverse manquante sera plus faible aussi (les impulsions transverses des 3 neutrinos ont tendance à se compenser). En principe, un tel événement ne devrait pas franchir les coupures imposées (cf chap 13). Ce bruit de fond dans la détection des modes électroniques de désintégration du $W^{\pm}$, ne pourra en aucun cas être supérieur à 16% qui est le rapport de branchement du mode électronique de désintégration du τ. Il est en réalité plus faible (§ 13.2.1).

1.3.4 *Recherche de nouvelles saveurs lourdes.*

Le quark *top* peut être mis en évidence comme produit de désintégration du $W^{\pm}$ dans le mode $W^+ \rightarrow t\cdot\bar{b}$, si sa masse est inférieure à celle du $W^{\pm}$. Ce quark est lui même identifié sous son mode de désintégration semi-leptonique en électron (ou en muon) suivant le processus $t \rightarrow b\cdot e^- \cdot \bar{\nu}_e$ (ou $t \rightarrow b\cdot\mu^- \cdot \bar{\nu}_\mu$). L' identification d' un tel mode de désintégration (en électron) se fait en sachant que les produits finals d' un tel processus sont : deux jets étroits de fragmentation des deux b produits, un lepton chargé de relativement basse énergie (10 GeV environ) et un neutrino qui apparaîtra sous forme d' impulsion transverse manquante.

De la même façon, on peut chercher des nouvelles familles de quarks ou de leptons lourds dont la masse est inférieure à la masse des bosons intermédiaires.

---

[7] Un détecteur *microvertex* est constitué de chambres permettant de "voir" directement des particules ayant des durées de vie très courtes, grâce à une très bonne résolution spatiale.

Cela est bien dit, répondit Candide; mais il faut cultiver notre jardin.

François-Marie Arouet dit Voltaire (Candide)

Partie II :
Description de l' appareillage.

Chapitre 2

LE COLLISIONNEUR

2.1 *INTRODUCTION GÉNÉRALE*

Comme nous l'avons vu dans l'introduction théorique, l'unification par les théories de jauge de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible, implique pour un angle de Weinberg valant $\sin^2\theta_W \approx 0.25$, l'existence de nouvelles particules ayant des masses comprises entre 80 et 90 GeV que jusqu'en 1981, aucun accélérateur n'était en mesure de produire.
Afin de répondre à cette demande, on pouvait envisager de construire, soit un accélérateur travaillant en *cible fixe*, soit un *collisionneur*.

L'énergie disponible dans le centre de masse varie comme l'énergie du faisceau pour un collisionneur, et comme la racine de cette énergie pour une machine travaillant en cible fixe.
Ainsi, pour observer les bosons intermédiaires dans les interactions faisceau-cible fixe, il faudrait disposer d'un faisceau de 20 TeV. Un tel choix eût nécessité la construction d'un nouvel accélérateur et dans ce cas, il n'était pas possible d'observer les bosons intermédiaires avant la construction de machines e^+e^- telles que LEP ou SLC.
La solution la plus économique et la plus rapide consistait à transformer un accélérateur de protons existant en un collisionneur p-$\bar{p}$, puisque dans ce cas un seul tube à vide suffit. Tout le problème résidait dans la construction d'une source intense d'antiprotons [41].

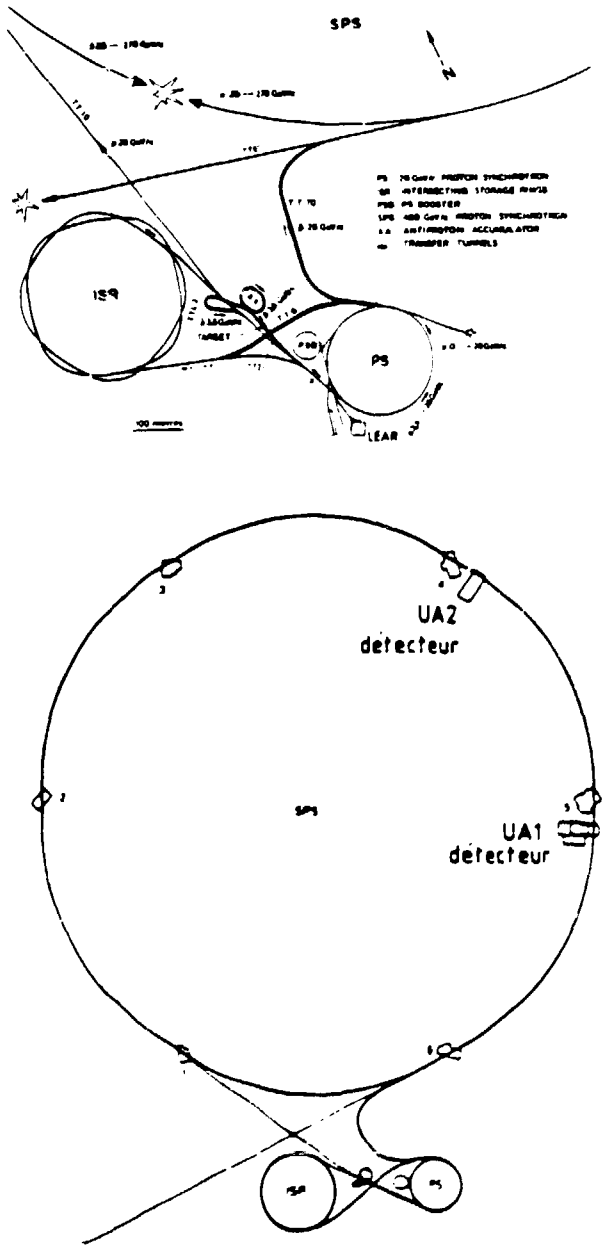


Figure 4. Le collisionneur.

2.2 *DESCRIPTION DU COMPLEXE D' ACCÉLÉRATION* [42].

2.2.1 *Production des antiprotons.*

Les antiprotons sont produits de la façon suivante:

(i) On accélère dans le CPS le faiceau de protons jusqu' à 26 GeV.

(ii) Ces protons sont envoyés sur une cible en tungstène. Les protons interagissent avec les noyaux, et à la suite de cette interaction, des antiprotons sont produits.

(iii) Une lentille magnétique ne sélectionne parmi ces derniers, que ceux ayant une énergie proche du maximum en distribution, qui est de l' ordre de 3.5 GeV, et les guide ensuite vers l' accumulateur d' antiprotons (AA).

Pour un paquet de 10^{13} protons, $5 \cdot 10^{6}$ antiprotons sont produits et sélectionnés. La durée de chaque cycle est de 2.6 s. Par conséquent, il faut 38h pour accumuler $5 \cdot 10^{11}$ antiprotons.

2.2.2 *Le cycle de refroidissement et d' accélération.*

Pour obtenir des taux de comptage acceptables, la luminosité $\mathscr{L}$ de la machine (§ 2.3) doit être la plus élevée possible. Dans ce but, il est nécessaire de disposer d' une part, d' un nombre élevé d' antiprotons, et d' autre part d' un faisceau de bonne qualité et de haute densité, c'est-à-dire tel que la densité des particules dans l' espace de phase soit la plus élevée possible. Il faut pour cela que les paramètres du faisceau à injecter soient *compatibles* avec ceux de la machine réceptrice: plus celle-ci présente une acceptance étroite et plus le faisceau doit être composé de particules susceptibles d' être acceptées. En d' autres termes le faisceau doit être *froid*, c'est-à-dire que dans le référentiel du paquet d' antiprotons, le désordre doit être le plus petit possible.

Bien que nous soyons limités par le théorème de Liouville qui dit que sous l' action d' une force qui peut être dérivée d' un Hamiltonien, la densité d' espace de phase reste constante, plusieurs solutions de refroidissement des antiprotons ont été envisagées:

(i) *Le refroidissement thermique*: on fait circuler à la même vitesse des antiprotons chauds et des électrons froids. Sous l' effet des collisions, les antiprotons vont transmettre aux électrons une partie de leurs fluctuations d' énergie cinétique (c'est-à-dire leur température), et vont être refroidis

(ii) La méthode de *refroidissement stochastique* proposée par S. Van der Meer [44]: on sort du domaine d' application du théorème de Liouville en agissant sur chaque particule individuellement. C' est la méthode qui fut finalement retenue.

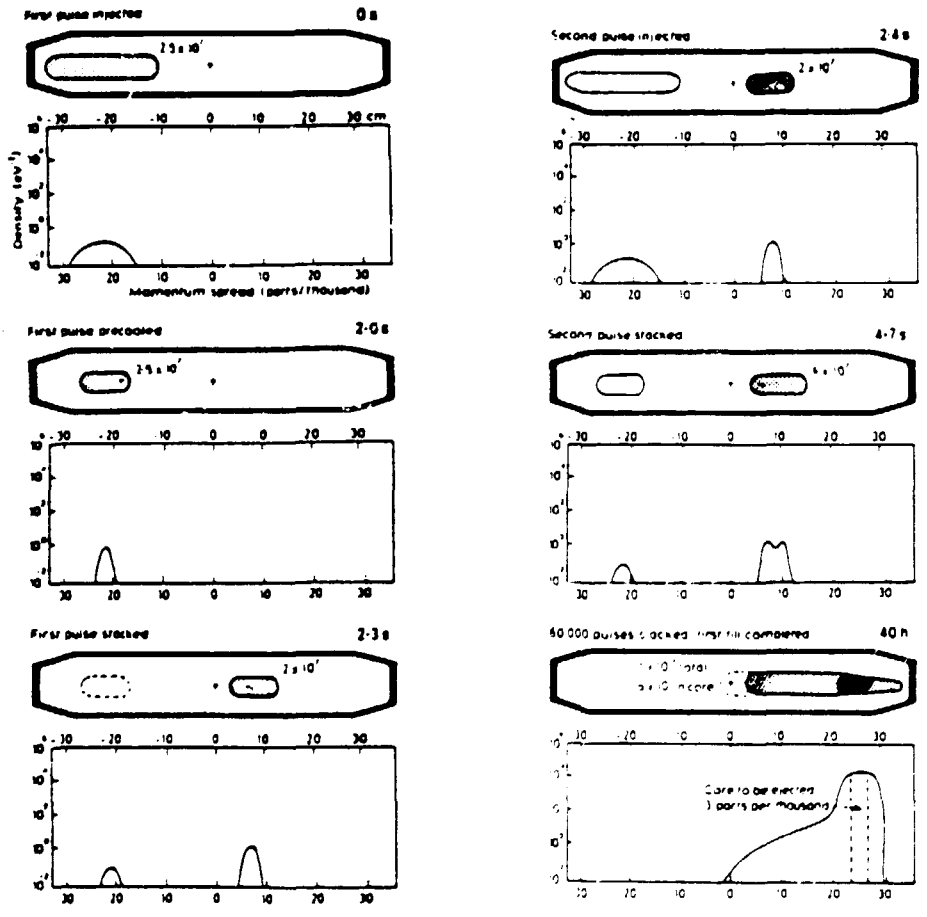
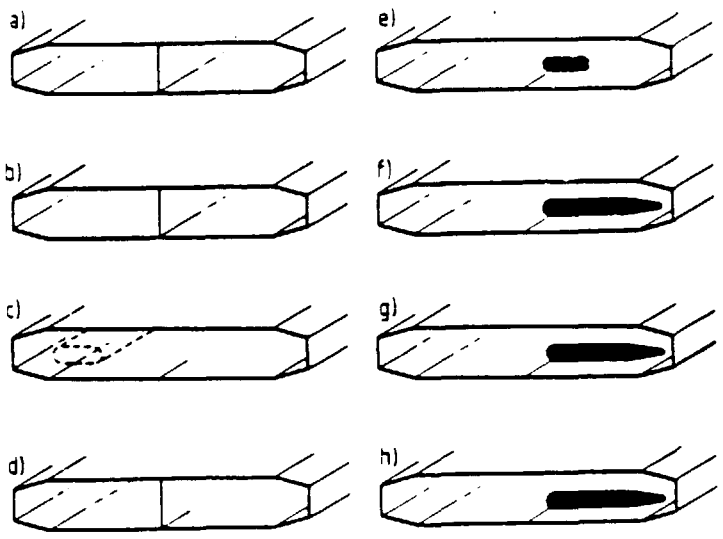


Figure 5: Le refroidissement des particules.

Les antiprotons sont stockés et refroidis dans l' accumulateur d' antiprotons qui a la forme d' un anneau. Le refroidissement des antiprotons s' effectuera eu deux temps: le *prérefroidissement* et le *refroidissement* proprement dit. Pour ce faire, l' AA a été divisé en deux parties séparées par une fermeture mobile mécanique, où règne un vide de 10^{-10} Torr, afin de minimiser les interactions faisceau-gaz.

Les antiprotons d' impulsion comprise entre $p - \delta p$ et $p + \delta p$, sont tout d' abord injectés dans la partie extérieure de l' accumulateur (fig 6.a) et sont prérefroidis en 2.2 secondes de $\delta p/p \simeq 7.5‰$ à $\delta p/p \simeq 0.83‰$ (fig 6.b). La fermeture est ensuite enlevée et



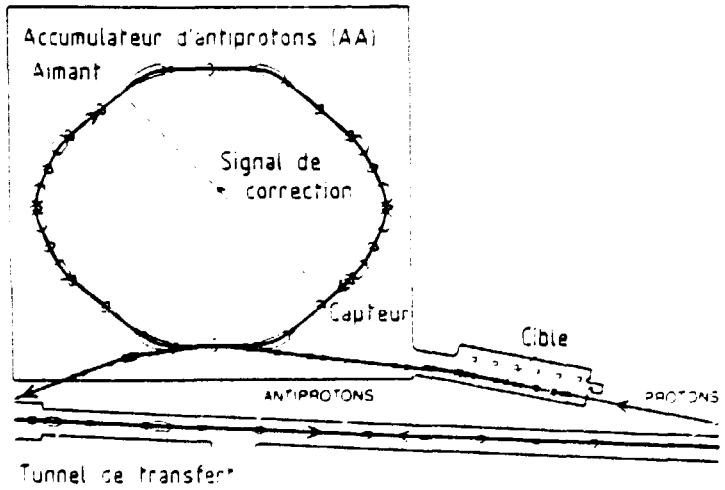


Figure 6: Accumulation et refroidissement.

les antiprotons sont magnétiquement déplacés vers la partie intérieure de l' appareil qui sert à l' accumulation et au refroidissement proprement dit (fig 6.c). La fermeture est remise en place, puis on injecte un nouveau faisceau d' antiprotons 2.4 s après le précédent (fig 6.d). Le nouveau paquet subit le même traitement que le précédent et termine de la même façon en position d' accumulation (fig 6.e). La figure 5 indique l' évolution de l' impulsion des particules au cours du temps.
Le système de "refroidissement" qui est constitué de 32 capteurs et 100 correcteurs d' impulsion, est sensé agir sur chaque particule individuellement (fig 6,bas). Il est basé sur l' idée suivante: des paires de capteurs sont placées sur chaque extrémité de section droite de l' anneau et ces capteurs sont reliés par des tiges en cuivre droites. Tandis que les antiprotons ont une trajectoire courbe, le signal allant d' un capteur à l' autre a une trajectoire droite et peut donc parvenir avant l' arrivée de l' antiproton. Sa trajectoire peut donc être corrigée.
Le même cycle est recommencé (fig 6.f à 6.h), et peu à peu se forme un noyau avec un espace de phase très bien défini, qui sera injecté par la suite dans le PS puis dans le SPS (fig 4).

2.2.3 *Injection et accélération des particules.*

L' injection et l' accélération des faisceaux est effectuée dans l' ordre suivant:

(i) On injecte des protons dans le SPS en 3 paquets.
(ii) Les antiprotons sont injectés dans le CPS et accélérés jusqu' à 26 GeV.
(iii) Les antiprotons sont ensuite injectés dans le SPS en 3 paquets.
(iv) Les deux faisceaux sont enfin accélérés jusqu' à 270 GeV chacun, ce qui donne une énergie dans le centre de masse de 540 GeV.

2.3 *LA LUMINOSITÉ.*

Un paramètre important de la machine est sa luminosité $\mathscr{L}$ Soit σ est la section efficace totale d' interaction proton-antiproton. Le nombre ν d' interactions p-$\bar{p}$ par unité de temps est proportionnel à σ. La luminosité $\mathscr{L}$ est le rapport de proportionnalité reliant ces deux quantités suivant la formule:

$$\nu = \mathscr{L} \cdot \sigma$$

Supposons que les faisceaux aient une section effective S et considérons une particule du paquet 1. Le nombre d' interactions qu' elle aura avec les particules du paquet 2 vaudra $n_2 \cdot \sigma / S$ où n_2 est le nombre de particules du paquet 2. Le nombre total N d' interactions entre 2 paquets de particules vaut:

$$N = \frac{n_1 \cdot n_2 \cdot \sigma}{S}$$

Soit f la fréquence d' interaction entre les paquets de particules. Le nombre ν d' interactions p-$\bar{p}$ par unité de temps vaudra donc:

$$\nu = \frac{n_1 \cdot n_2 \cdot \sigma \cdot f}{S}$$

Ceci traduit que pour que le nombre d' interactions par unité de temps soit le plus grand possible, il faut que le nombre de particules par paquet soit le plus élevé possible, et il faut que ces faisceaux soient les plus denses possibles. Ils seront focalisés au point d' interaction à l' aide de quadrupôles qui pincent le faisceau au point de collision. La luminosité souhaitée dans la proposition d' expérience était de $10^{30}\ cm^{-2}s^{-1}$. En 1983, la luminosité "crête" atteinte a été de l' ordre de $2 \times 10^{29}\ cm^{-2}s^{-1}$ et la luminosité totale intégrée $\int \mathscr{L} \cdot dt$ a été de 136 nb^{-1} pour une période de faisceau de 3 mois.

Chapitre 3

DESCRIPTION GÉNÉRALE DE UA1.

3.1 *INTRODUCTION.*

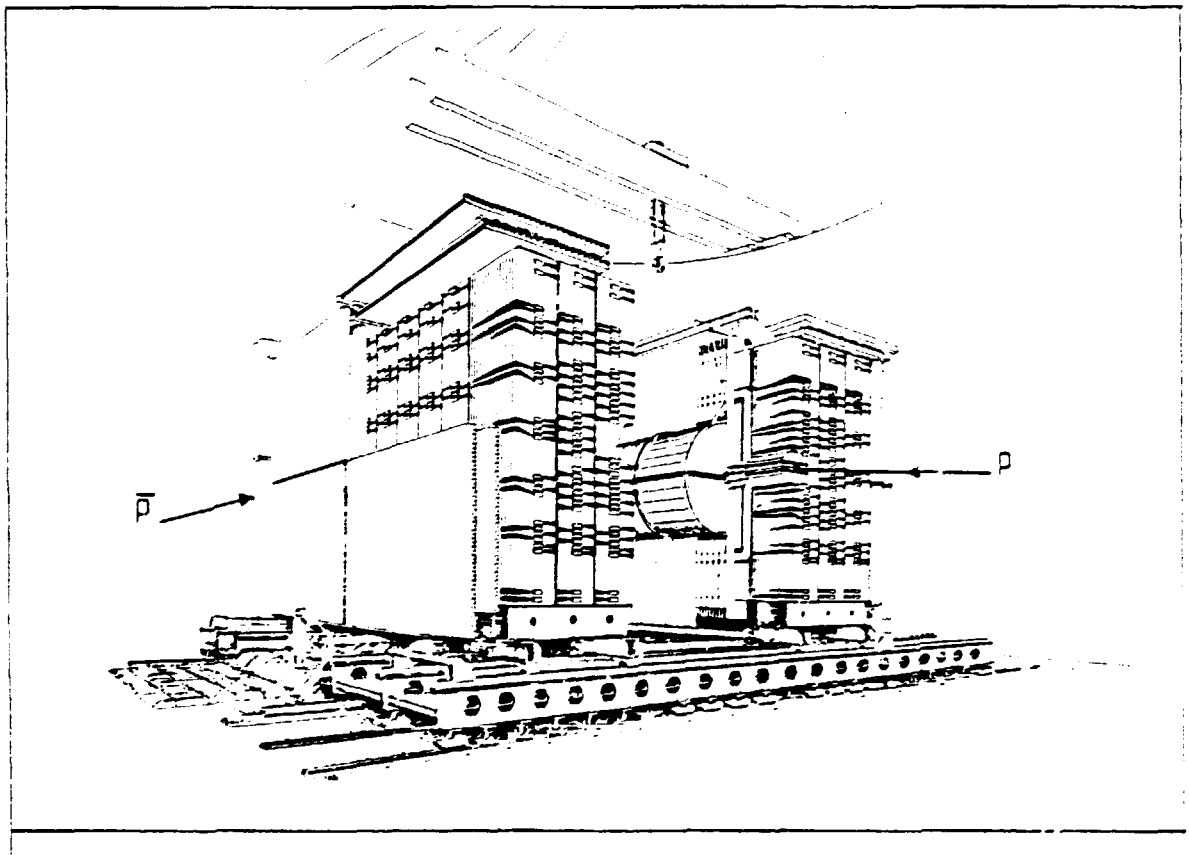


Figure 7: Le détecteur UA1.

L' appareillage (fig 7) présente un *caractère modulaire*, et à chaque domaine angulaire correspondra un ensemble de détecteurs de *conception similaire*.
En partant du point d' interaction, on trouve:

(i) *Des chambres* qui mesurent l' impulsion des traces chargées dans un champ magnétique.

(ii) Des *calorimètres* électromagnétique et hadronique, ce dernier faisant partie de l' électro-aimant.

(iii) Des *chambres à muons*.

3.2 *DÉFINITION DU RÉFÉRENTIEL UTILISÉ.*

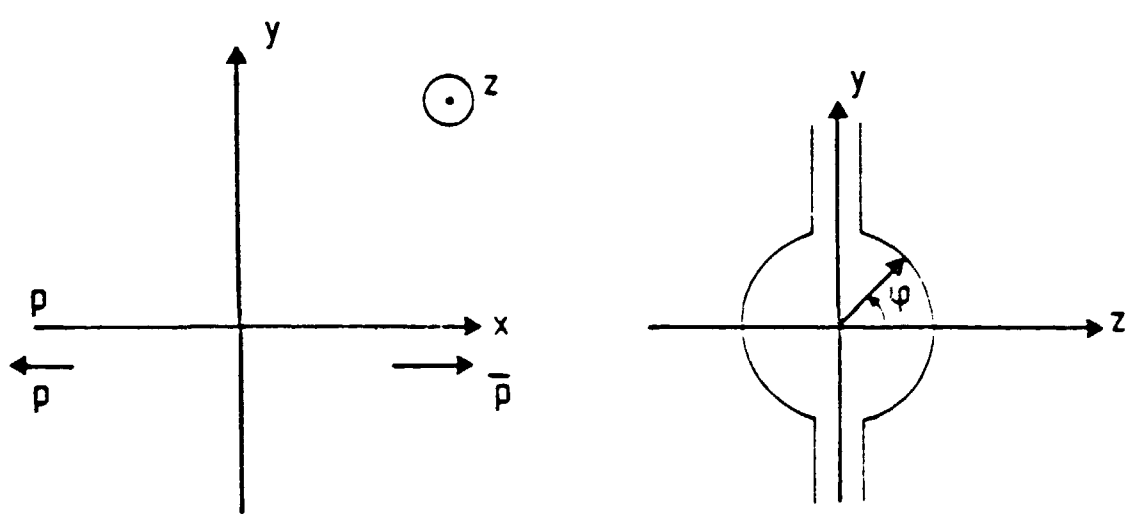


Figure 8: Définition du référentiel utilisé.

Le système de coordonnées est le suivant (fig 8):

(i) x est parallèle au tube du faisceau et est orienté dans le sens des antiprotons *sortants.*

(ii) y est vertical et pointe vers le haut.

(iii) z vaut par définition $z = x \times y$.

Lorsqu' on raisonnera en coordonnées sphériques, l' axe principal sera l' axe x, ϕ sera l' azimut. Les trois coordonnées sphériques seront alors notées r,θ,ϕ (fig 7).
En coordonnées cylindriques, x sera toujours l' axe principal, ϕ l' azimut, et R sera la troisième coordonnée radiale. Le détecteur présente une symétrie par rapport au plan x,y contenant le tube à vide du faisceau. Le côté du détecteur à l' extérieur de l' anneau est appelé ECX, et le côté à l' intérieur est nommé ECA.

3.3 *LE DÉTECTEUR CENTRAL.*

Le détecteur central est un ensemble de chambres à dérive placé dans un champ magnétique horizontal de 0.7 T, qui permet de mesurer les paramètres suivants des traces chargées issues du vertex:

(i) Leur trajectoire dans l' espace, ce qui donne leur impulsion.

(ii) Leur ionisation.

3.3.1 *Description de l' appareillage.*

Le détecteur central a la forme d' un cylindre de 5.8 m de long et de 2.3 m de diamètre, il est constitué de 4 modules vers l' avant et de 2 modules centraux, chacun de ces éléments ayant la forme d' un demi-cylindre.
L' ensemble comporte 6150 fils de mesure et 17000 fils cathodiques créant le champ électrique, tous ces fils étant disposés horizontalement et parallèlement au champ B, qui est lui-même colinéaire à z. Le champ électrique créé a une valeur de l' ordre de 1.5 kV/cm. Il est parallèle aux plans des fils de mesure. La répartition géométrique des fils a été conçue pour avoir le plus grand nombre de fils touchés par trace, et des directions de dérive approximativement perpendiculaires à la trace. Pour satisfaire à cette dernière condition, dans les chambres vers l' avant, les plans de fils sont horizontaux, tandis que dans la partie centrale, les plans de fils sont verticaux.

Les trajectoires des particules sont échantillonnées par les fils sensibles et sont données par:

(i) Le temps de dérive des électrons d' ionisation (coordonnée x).

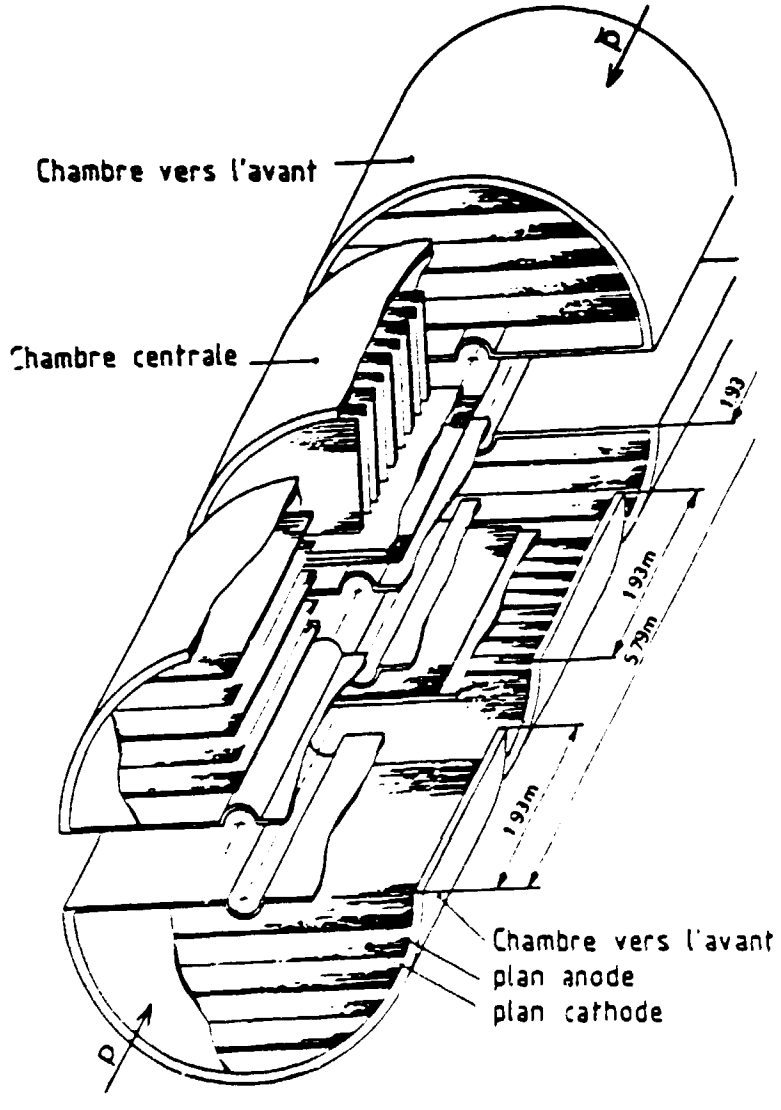


Figure 9: Le détecteur central.

(ii) La division de courant entre les extrémités des fils sensibles (coordonnée z dans les chambres avant et y dans la chambre centrale).
(iii) Le numéro de fil touché.

L'intervalle minimum entre deux collisions est de 3.8 μs (avec 6 paquets de particules); comme il faut que le temps de dérive soit inférieur à cet intervalle, la distance de dérive a été fixée à 18 cm ce qui correspond à un temps maximum de dérive de 3.6 μs.

3.3.2 *Les circuits électroniques.*

La charge (ionisation), le temps de dérive et la division de charge sont échantillonnés toutes les 32 ns.
Le temps de dérive à l'intérieur de cet intervalle est mesuré par un TDC (*convertisseur temps numérique*) interpolateur à 3 bits qui offre une précision de 4 ns. La résolution spatiale du détecteur est alors donnée par le produit de la vitesse de dérive (≃53 μm/ns) et de la précision sur la mesure du temps de dérive (4 ns). Elle est d'environ 200 μm.
La séparation spatiale entre deux traces sera obtenue lorsqu'on aura un intervalle de 32 ns sans signal. Ainsi, deux traces seront obligatoirement séparées si l'intervalle en temps de dérive est supérieur à 64 ns, ce qui correspond à une distance de dérive de 3 mm.

Un système de microprocesseur (ROP) réalise en ligne, un premier traitement des données et supprime en particulier les fils non touchés.

3.3.3 *Précision espérée dans la mesure de l'impulsion.*

Le champ magnétique du détecteur central est orienté suivant l'axe horizontal perpendiculaire au tube du faisceau (axe z). Par conséquent, la résolution du détecteur central sera meilleure pour des traces pointant vers l'avant ou vers le haut. La résolution $\delta p/p$ du détecteur central est proportionnelle à l'impulsion p de la particule: plus celle-ci est élevée, plus la trajectoire tend vers une droite. La résolution espérée du détecteur central est de 2% pour des traces de 45 GeV pointant vers l'avant et de 10% pour des traces à 90°.

3.4 *LES CALORIMÈTRES.*

3.4.1 *Quelques principes de base de la calorimétrie.*

Les électrons et les photons n' interagissent avec la matière que par interaction électromagnétique, tandis que les hadrons interagissent principalement par interaction forte. À partir de ces propriétés, il est possible d' *identifier* chacun des types de particules.

Un électron de haute énergie qui pénètre dans de la matière émet des photons de freinage, ces photons eux-mêmes réémettant des paires $e^+ \cdot e^-$. C' est un processus en cascade dont la section efficace varie en Z^2 où Z est le nombre atomique du matériau (chap 4).

La section efficace d' interaction des hadrons avec les noyaux varie comme $A^{2/3}$ où A est le numéro atomique. Le hadron parcourt en moyenne une longueur λ telle que le cylindre de volume $\sigma \cdot \lambda$ contienne un noyau. Soit $\aleph_0$ le nombre d' Avogadro, ρ la masse volumique du noyau et soit m la masse du noyau. Nous avons $m = \rho \cdot \sigma \cdot \lambda$ et $m = A/\aleph_0$. Nous en déduisons:

$$\lambda = \frac{A}{\rho \cdot \sigma \cdot \aleph_0}$$

La longueur d' absorption varie donc comme $A^{1/3}/\rho$.

Soit X_0 la longeur de radiation dans un matériau donné, et soit λ_h la longueur d' absorption d' un hadron. On constate alors aisément qu' à densité constante, $X_0 \lambda_h$ varie comme $1/Z^{4/3}$. Ainsi, si on choisit un matériau ayant un nombre atomique Z élevé, on obtient $X_0 \ll \lambda_h$, c'est-à-dire qu' il sera alors possible de séparer les signaux des électrons des hadrons en divisant en profondeur le calorimètre en deux parties:

(i) Une partie électromagnétique où les électrons et les photons, contrairement aux hadrons chargés, y déposent pratiquement toute leur énergie. Elle est constituée, par exemple, d' un empilement de plomb ($Z = 82$) et de scintillateur.

(ii) Une partie hadronique située en arrière, qui en plus de l' étude de la physique hadronique à grand $P_\perp$, sert d' "anticoïncidence" pour la signature des particules électromagnétiques: ainsi, une énergie importante déposée dans un module de calorimètre hadronique correspondant, permettra l' élimination d' un faux candidat électron.

Il n' est pas obligatoire que la partie hadronique du calorimètre soit faite avec le même matériau que la partie électromagnétique. En outre pour des raisons d' encombrement, l' épaisseur du calorimètre hadronique ne doit pas être trop importante, c'est-à-dire que la longueur d' absorption λ_h d' un hadron dans le calorimètre hadronique doit être la plus faible possible.
Le choix finalement retenu dans la construction du calorimètre hadronique, est un empilement de fer et de scintillateur, ce même fer permettant le retour des lignes du champ magnétique de l' aimant.

3.4.2 *Le calorimètre électromagnétique.*

3.4.2.1 Les gondoles.

La calibration des gondoles qui représentent la partie centrale du calorimètre électromagnétique couvrant l' angle θ compris entre 25° et 155°, constitue l' objet de cette thèse. Elles seront décrites dans le chapitre suivant.

3.4.2.2 Les bouchons.

Les deux bouchons (fig 10), sont les modules du calorimètre électromagnétique couvrant l' angle $\theta \in [5°,25°] \cup [155°,175°]$. Il sont constitués chacun de 2 parties situées de part et d' autre du tube à vide qui sont elles-mêmes divisées en 16 modules ayant la forme d' un pétale. Chaque module, constitué d' un empilement de plomb et de scintillateur, est segmenté en profondeur en 4 parties.
Chaque segment de pétale est lu par un PM, et un détecteur de position composé de deux plans de tubes proportionnels, situés à 11 longueurs de radiation en profondeur, donne la position du maximum de la gerbe d' un électron de désintégration d' un boson intermédiaire.

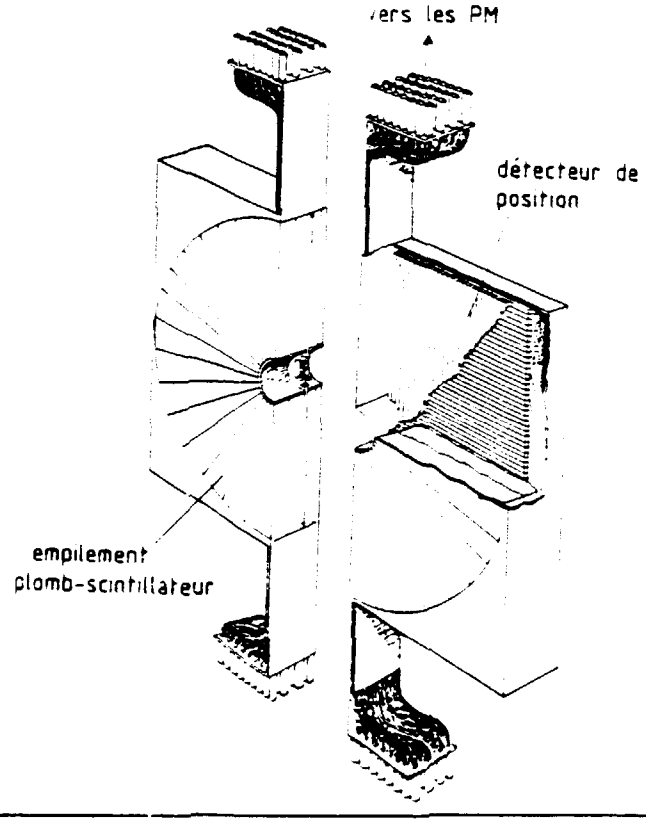


Figure 10: Les bouchons.

3.4.3 *Le calorimètre hadronique.*

Le calorimètre hadronique, situé derrière le calorimètre électromagnétique qui absorbe presque toute l' énergie des électrons et des photons, et en moyenne 40% de l' énergie d' un hadron chargé, a plusieurs fonctions:

(i) Il doit être en mesure de donner avec un précision suffisante, la *fraction d' énergie* des jets hadroniques de grande énergie transverse $E_\perp = E \cdot \sin\theta$ *non déposée* dans le calorimètre électromagnétique.

(ii) Il doit contribuer à l' *identification des particules électromagnétiques* de haute énergie qui se manifestent par une quantité importante d' énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et une quasi-absence de signal dans la partie hadronique.

(iii) Il contribue à l' identification indirecte des *neutrinos* par une mesure de l' *énergie transverse "manquante"* qui correspond à l' énergie du neutrino n' ayant pas interagi.

De plus, la mesure de $E_{\perp}$, primordiale dans la physique des jets, est utilisée par le système de déclenchement qui doit être le moins biaisé possible. Ainsi, le calorimètre devra être très segmenté en x (le long du faisceau). Toutefois cette segmentation spatiale n' aura pas besoin d' être aussi fine que celle du calorimètre électromagnétique puisqu' une grande partie de l' énergie est déjà absorbée par ce dernier.

Le calorimètre hadronique (fig 11), constitué d' un empilement de plaques de fer et de scintillateur d' épaisseurs respectives de 5 cm et 0.7 cm, est divisé en deux parties

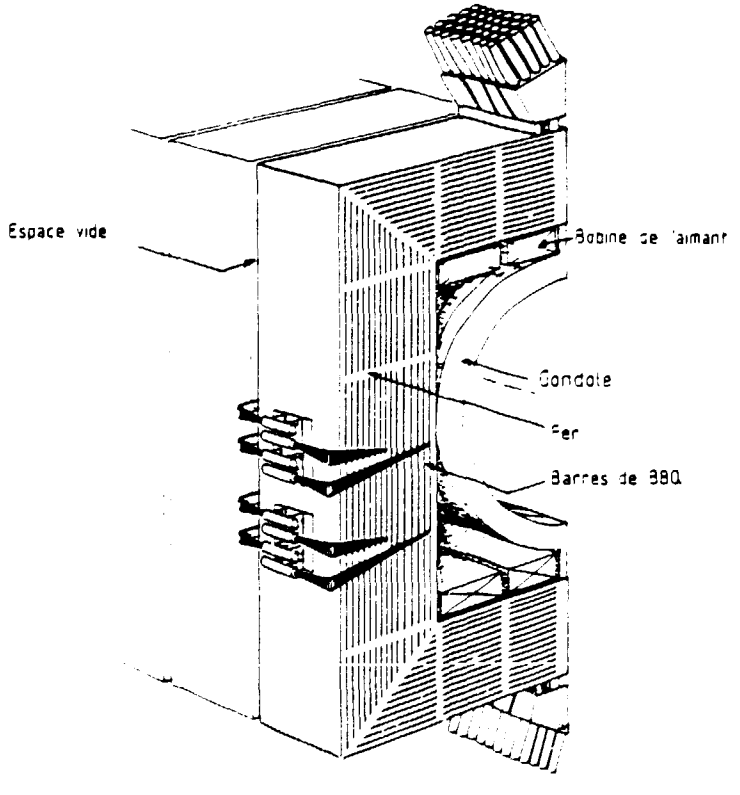


Figure 11: Le calorimètre hadronique central.

distinctes:

(i) *La partie centrale* (les *C*) est constituée de 2 rangées de 8 modules, elle couvre la partie angulaire en θ comprise entre 25° et 155°. Les *C* sont ainsi placés derrière les gondoles. Chaque *C* est segmenté en 12 parties en azimut (ϕ), et en 2 parties en profondeur. Chaque segment de module est lu par 2 PM.

(ii) La *partie vers l' avant* (les *I*), qui couvre la partie angulaire $\theta \in [5°,25°]$ (derrière les bouchons), est très semblable aux *C*, hormis le fait que la segmentation est plus poussée pour les modules près du faisceau. Cette division a été nécessitée par le grand nombre de particules produites vers l' avant. Chaque segment est lu par un seul PM.

La résolution en énergie du calorimètre hadronique est d' environ $80\%/\sqrt{E}$ où E est en GeV.

3.4.4 *Les détecteurs vers l' avant.*

Les détecteurs vers l' avant ont pour but de:

(i) Fermer au mieux les $4\cdot\pi$ d' angle solide pour avoir une bonne mesure de l' énergie transverse.

(ii) Étudier la physique hadronique à petit $P_\perp$.

Ces détecteurs (fig 12) couvrent la région angulaire $\theta < 5°$ correspondant à une pseudo-rapidité comprise entre 3.2 et 6.5. Ils sont divisés en deux parties: le détecteur vers l' avant proprement dit CALCOMP (angle $\theta \in [0.7°,5°] \cup [175°,179.3°]$) et un détecteur situé très à l' avant dit VERY FORWARD destiné à la détection des particules émises à des très petits angles ($\theta \in [0.2°,0.7°] \cup [179.3°,179.8°]$). De plus, ont été placées autour du faisceau sur une longueur de 1.66 m, 2 chambres dites END-CAP constituées chacune de 2 plans de fils de mesure distants de 10 mm formant 2 espaces de dérive. Leur principe de fonctionnement est identique à celui du détecteur central. En outre, des détecteurs spéciaux dits ROMAN POTS, ont été installés en amont et en aval, pour mesurer la section efficace de la diffusion élastique.

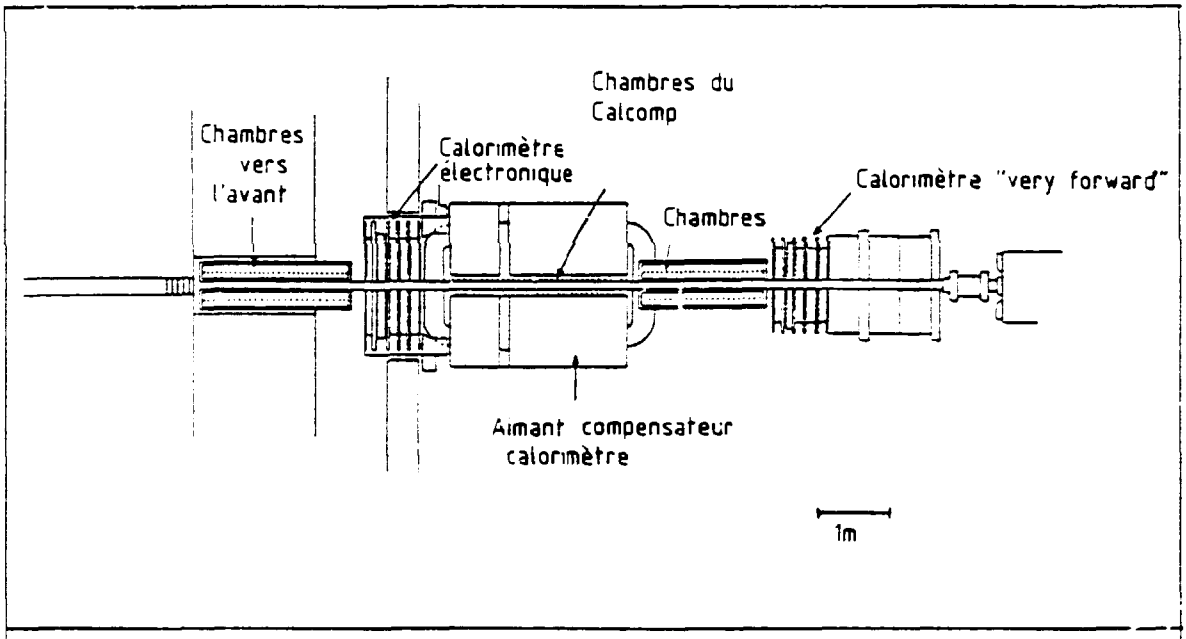


Figure 12: Les détecteurs vers l' avant.

3.5 *LES CHAMBRES À MUONS.*

Les muons n' interagissent avec la matière que par interaction électrofaible, mais pour une énergie dans le centre de masse inférieure à quelques dizaines de GeV, la composante faible de l' interaction est négligeable. Ceci signifie qu' en première approximation, ces particules n' interagissent que par interaction électromagnétique. Toutefois, à la différence des électrons, les muons ne produisent pratiquement pas de photons de freinage, car leur masse est beaucoup plus élevée (chap 4). Aussi, ils ne développent pas de gerbe et ne font qu' engendrer de l' ionisation. Vu leur énergie, ils sont en outre à leur *minimum d' ionisation.* En conséquence, ils seront capables de traverser de grandes épaisseurs de matière sans être absorbés. Ce sont les seules particules chargées ayant un tel comportement. Des chambres (fig 13) placées derrière le calorimètre et un blindage de fer supplémentaire permettent leur identification, les autres particules chargées ayant déjà été *arrêtées.*

Les chambres à muons ont été conçues pour avoir une résolution meilleure que la dispersion due à la diffusion coulombienne, pour des traces d' énergie de l' ordre de plusieurs dizaines de GeV. Elles sont constituées de modules de 4m×6m groupés en 2

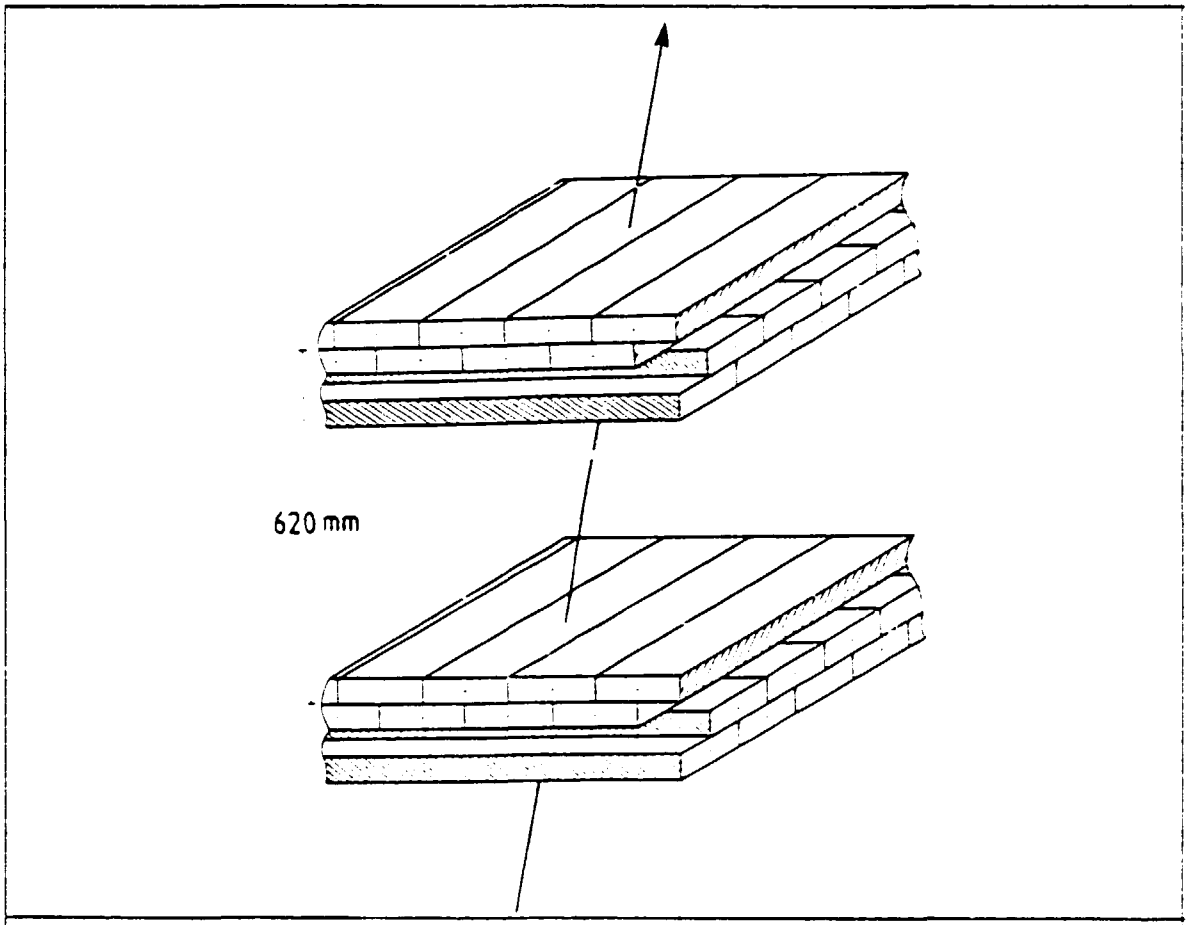


Figure 13: Les chambres à muons.

couches distantes de 62 cm.. Chacun de ces modules comprend 4 couches de tubes à dérive, 2 orientées dans chaque direction, ce qui permet de lever les ambiguïtés quant à la position des traces.

L' impulsion du muon est mesurée principalement avec le détecteur central, mais peut aussi être obtenue en mesurant la déviation de la particule dans le fer aimanté. Toutefois, la première méthode est deux fois plus précise.

La résolution sur la masse du Z^0 mesurée dans son mode désintégration muonique, devrait être de l' ordre de 5 à 12%.

3.6 *LE DÉCLENCHEMENT.*

3.6.1 *Principes de base.*

La valeur de la section efficace d' interaction non-diffractive proton-antiproton à 540 GeV dans le centre de masse, est de l' ordre de 35 mb (les diffusions élastiques sont aussi exclues). Ceci correspond à un taux de comptage de 7 kHz pour une luminosité de $2\times10^{-29}\,cm^{-2}s^{-1}$.
Or, comme nous l' avons vu dans le chapitre 1, la section efficace de production des bosons intermédiaires est de l' ordre du nanobarn, ce qui fait que ces événements sont des événements *rares*. De plus, l' acquisition n' est pas en mesure de supporter des taux de comptage aussi élevés. En conséquence, une sélection supplémentaire doit être opérée, et celle-ci doit être rapide car l' intervalle en temps moyen entre 2 paquets de particules[8], est de 7.6 μs.

La sélection d' un événement se fait à la suite de trois tests de complexité croissante déterminant sa nature:

(o) Le déclenchement *interaction* (ou *biais minimum*). Il requiert des coïncidences entre les signaux émis par des paires d' hodoscopes[9] placés à chaque extrémité du détecteur. Il permet l' élimination des rayons cosmiques, et en principe des interactions "faisceau-gaz".

(i) Le déclenchement *calorimètre*. Il est beaucoup plus sophistiqué: les charges produites à la sortie de chacun des PM sont traitées par un calculateur analogique câblé; le traitement des données doit pouvoir se dérouler durant l' intervalle de temps compris entre deux passages des paquets de particules.

(ii) *Le calcul sur ordinateur.* Un événement retenu après avoir franchi le niveau 1 de la sélection, est ensuite reconstruit par un "168E" qui est un émulateur d' ordinateur IBM, très rapide. Si cet événement est retenu, il sera alors écrit sur une bande spéciale comportant tous les événements "intéressants" ainsi que sur une bande ordinaire; s' il est rejeté, il sera simplement écrit sur la bande ordinaire.

---

[8] Ce chiffre est valable lorsque le faisceau est composé de 3 paquets de protons et de 3 paquets d' antiprotons.

[9] Les hodoscopes sont des scintillateurs émettant un signal chaque fois qu' ils sont touchés.

3.6.2 *Description du déclenchement "biais minimum".*

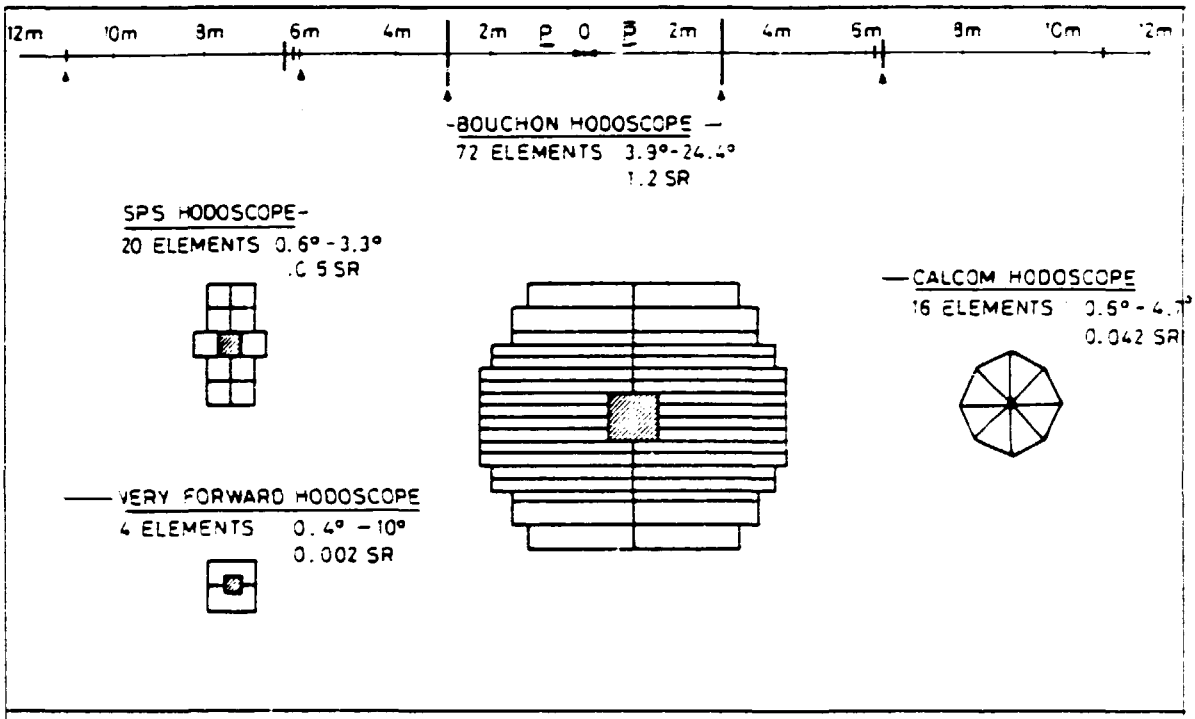


Figure 14: Les hodoscopes de déclenchement.

Le but du déclenchement *biais minimum* est d' opérer le rejet des événements dits faisceau-gaz qui risquent de perturber les niveaux plus élevés de sélection: ces événements ont en général une énergie transverse totale assez importante. Il sert également à déterminer si une interaction a eu lieu.

Pour éliminer de tels événements, on impose que les produits de réaction soient émis des 2 côtés du tube à vide, *ce qui élimine du même coup les événements diffractifs*. De plus, pour s' assurer que les particules produites proviennent bien d' un vertex proche du point d' interaction, une mesure de temps de vol est effectuée, et des retards sont attachés à chacun des hodoscopes afin d' avoir une simultanéité des signaux à 10 ns près. Les hodoscopes ont été positionnés de manière à retenir le maximum d' événements. La distribution en énergie obéit à la loi du plateau en rapidité (chap 12), aussi 4 systèmes d' hodoscopes ont été installés (fig 14):

(i) Les hodoscopes SPS situés de part et d' autre du détecteur.

(ii) Les hodoscopes du détecteur VERY FORWARD.

(iii) Les hodoscopes des CALCOMPS.
(iv) Les hodoscopes des bouchons.
De plus, le SPS engendre une porte[10] lors du passage d' un paquet de particules.

Le déclenchement "biais minimum" sera assuré dans les conditions suivantes (& représente ET, + représente OU, fig 15):

$$(SPS_g + VF_g + CAL_g + BH_g) \,\&\, (SPS_d + VF_d + CAL_d + BH_d) \,\&\, SPS_{gate}$$

Des mesures effectuées en comparant les événements retenus avec les événements produits, ont montré que l' efficacité de ce déclenchement est de $96 \pm 2\%$ [46].

3.6.3 *Le déclenchement "calorimètre".*

Le déclenchement *calorimètre* doit pouvoir déterminer *rapidement* les énergies déposées dans chacun des modules de calorimètre afin de décider si l' événement doit être retenu ou non.

Pous s' affranchir au mieux des problèmes de reconstruction spatiale, le processeur effectue une somme analogique de tous les signaux captés provenant d' une unité logique correspondant à un module de calorimètre, comme par exemple, une gondole ou un module de *C*. Pour que cette somme ait une signification, *les constantes de calibration doivent être les plus uniformes possible*. À chaque unité logique, est attaché un convertisseur analogique-numérique (ADC) à 8 bits qui transforme ensuite ce signal en un nombre.

Interviennent alors deux processeurs en parallèle: l' un calcule l' énergie E, et l' autre l' énergie transverse $E_t = E \cdot \sin\theta$ déposée dans chaque module de calorimètre. La transformation du nombre n donné par l' ADC en une énergie E (ou énergie transverse), est effectuée en considérant ce nombre comme une *adresse*: les processeurs lisent alors à l' adresse n l' énergie E.
Ainsi, après avoir mesuré les piédestaux qui sont les signaux résiduels émis lorsqu' aucune énergie n' a été déposée, et mesuré par ailleurs les constantes de calibration; on établit par un traitement informatique normal la table de correspondance entre le signal donné par l' ADC à 8 bits et l' énergie (ou énergie transverse) mesurée. Toutes ces valeurs sont ensuite conservées dans une mémoire (RAM).

---

10 Cette porte est créée en mesurant l' induction dans une bobine provoquée par le passage du paquet de particules chargées.

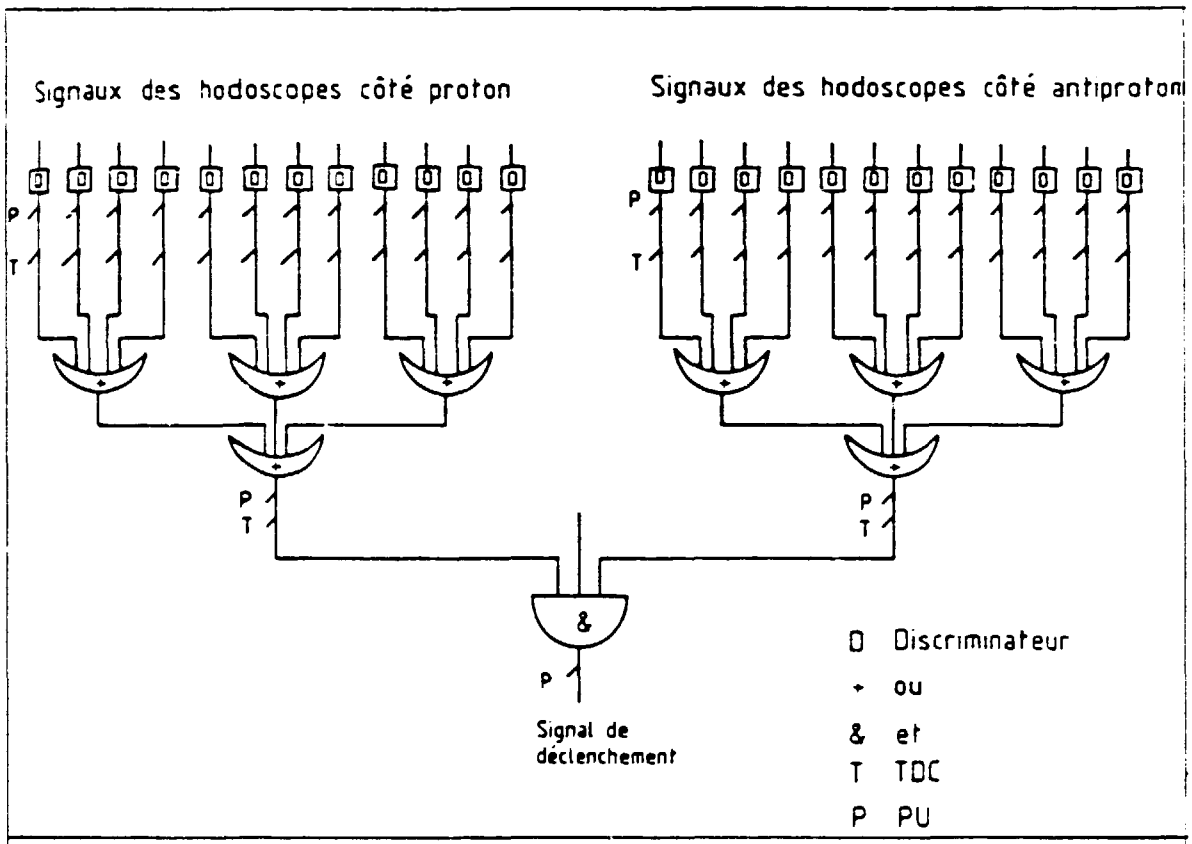


Figure 15: Logique associée aux hodoscopes SPS.

Suivant le type de physique que l' on veut étudier, de nombreuses combinaisons peuvent être envisagées. Le déclenchement *électron* par exemple, consiste en la recherche d' événements où plus de 10 ou 12 GeV d' énergie transverse ont été déposés dans deux gondoles adjacentes. Le processeur ajoute les énergies correspondant à chacun de ces modules, et si la valeur obtenue est supérieure à un certain seuil, une porte de lecture est émise.

La recherche des jets consiste en la sélection d' événements où plus de 15 GeV sont déposés dans 8 gondoles et les 2 *C* correspondants. De même, afin de limiter les biais géométriques dans l' étude des jets QCD, sont sélectionnés tous les événements à grand $P_\perp$ où plus de 60 GeV d' énergie transverse totale sont déposés.

3.7 *L' ACQUISITION DES DONNÉES.*

3.7.1 *Description générale.*

Le système d' acquisition des données (fig 16) doit réunir les informations issues des modules élémentaires de lecture des données (numériques), en un flot unique. Il présente un caractère *arborescent* et utilise les standards CAMAC.

L' unité élémentaire est le module CAMAC [47]. Ces modules sont réunis dans un châssis, les châssis sont réunis dans une branche, et les branches sont elles-mêmes réunies dans une branche unique. Un module appelé *contrôleur de châssis* (RWCC ou Read Write Crate Controler) lit toutes les données d' un châssis et les garde dans une mémoire tampon. Ensuite, un *contrôleur de branche* (RWBD ou Read Write Branch Driver) réunit plusieurs châssis en une branche, et la réunion des différentes branches en une branche unique est aussi effectuée à l' aide d' un RWBD.

En aval de ces contrôleurs, le traitement des données est assuré par l' ordinateur d' acquisition; en amont, arrivent les données provenant des ADC. Ces contrôleurs jouant le rôle de tampon, peuvent garder en mémoire jusqu' à l' équivalent de 4 événements. Le processus d' acquisition consiste en un dialogue entre l' ordinateur d' acquisition et le système décrit plus haut. En effet, un nouvel evénement ne peut être acquis que si les deux conditions suivantes sont simultanément vérifiées:

(i) L' ordinateur doit avoir fini de traiter l' événement précédent.

(ii) La réunion du flot des données provenant du système CAMAC doit être terminée.

De plus, ces données peuvent être lues par plusieurs calculateurs a la fois, l' un dirigeant effectivement l' acquisition (le calculateur *maître*) et les autres travaillant en mode *espion*. Ceci est été rendu possible par l' utilisation d' un RRU ("Remus Router Unit") qui dirige le flot des données vers deux routes de bus séparées.

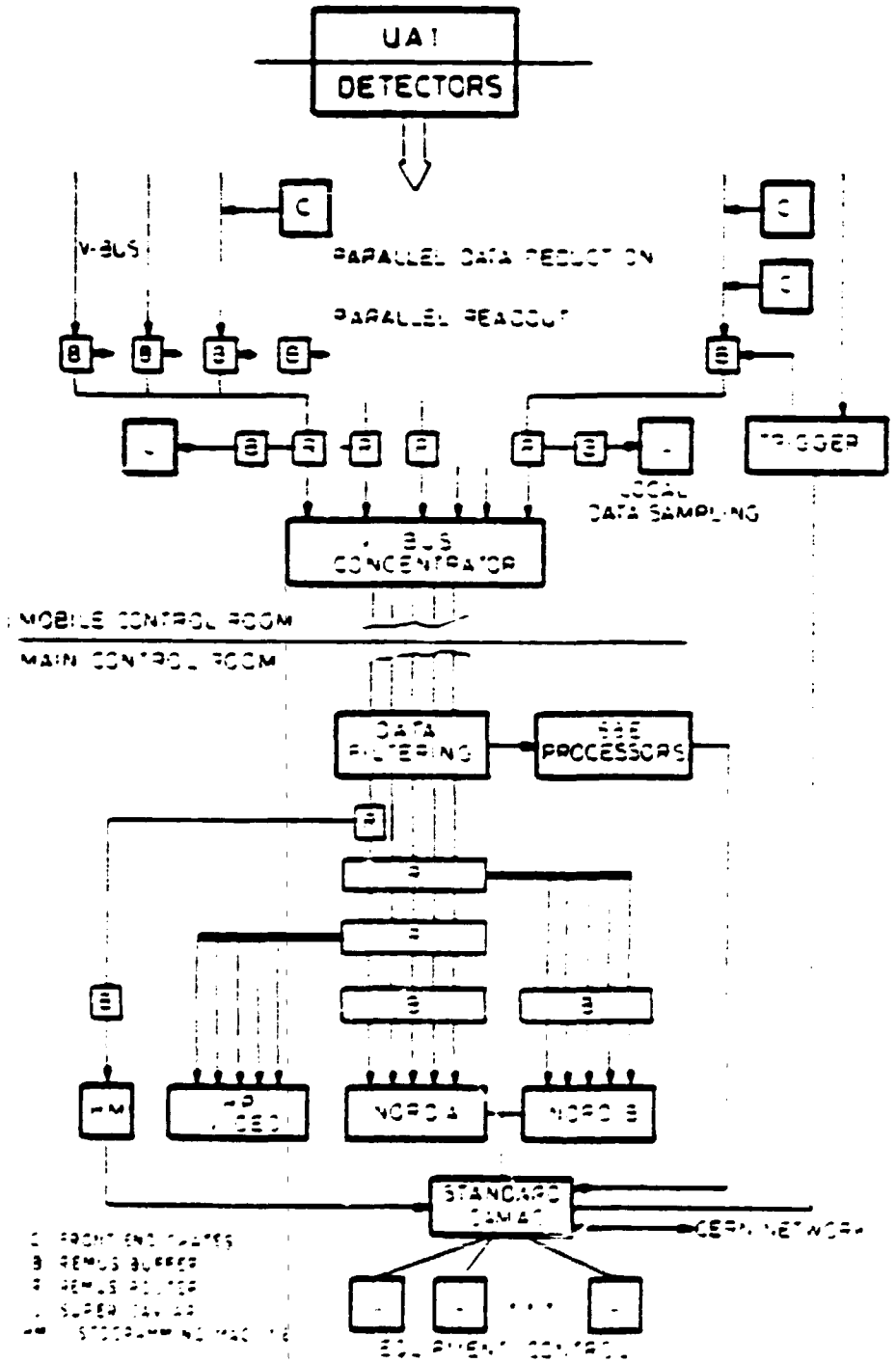


Figure 16: Le schéma du système d'acquisition des données.

3.7.2 *Les moyens de calcul.*

Deux systèmes nommés respectivement SYS-A et SYS-B composés chacun d' une NORD-100 et d' une NORD-500 ont été installés; la NORD-100 (16 bits) sert à la fois de machine d' acquisition et de frontal pour la NORD-500 qui est une machine à 32 bits. Ces deux systèmes ont des fonctions bien distinctes: SYS-A est la machine d' acquisition, tandis que SYS-B est la machine de contrôle et de calibration. Nous verrons par la suite que la calibration des gondoles est effectuée par SYS-B.

La NORD-100-A est la machine qui commande le système d' acquisition standard DAS de l' expérience UA1. La NORD-500-A reconstruit complètement en ligne avec accumulation de statistique, quelques événements du détecteur central et en effectue une représentation graphique: il assure le suivi et le contrôle de cet appareillage.
La NORD-100-B, pendant les périodes de faisceau, acquiert les données des calorimètres en mode espion afin de pouvoir en contrôler le bon fonctionnement. En dehors des périodes de faisceau, tout utilisateur peut se servir de son acquisition privée pour calibrer son appareillage. Il se sert alors du système MINIDAS qui est une bibliothèque de procédures d' acquisition qu' il peut utiliser à son gré (§ 3.7.3).
La NORD-500-B est utilisée hors-ligne pour l' analyse des données des calorimètres acquises précédemment. Elle permet d' effectuer un suivi plus fin de l' appareillage.
Toute une série de micro-ordinateurs CAVIAR [48] assurent le contrôle et le suivi de l' ensemble de l' équipement. Ils ont chacun des tâches particulières. Enfin, trois minicalculateurs HP21MXZ assurent des fonctions spécialisées telles que la gestion des histogrammes ou l' acquisition des chambres à luminosité.

3.7.3 *Description de MINIDAS.*

MINIDAS est une bibliothèque de sous-programmes FORTRAN qui a été conçue de telle manière que tout utilisateur puisse se construire simplement un système privé d'acquisition de données.

Ce système gère les RWCC et les RWBD décrits plus haut ainsi que le dialogue entre l' ordinateur d' acquisition et le système CAMAC décrit dans le paragraphe 3.7.1. En particulier, lorsqu' un flot de données remonte jusqu' au calculateur, sont vérifiés pour chaque partie du calorimètre le nombre de mots correspondants qui est relié au nombre de PM: on peut ainsi détecter une panne "hardware".

Ce système ne peut bien entendu n' être utilisé que par un utilisateur à la fois, et un mécanisme de bouclage est assuré par un *sémaphore* qui indique à tout utilisateur potentiel si le système est déjà utilisé ou non.

3.8 *LE TRAITEMENT DES DONNÉES.*

Avant la reconstruction proprement dite des événements, on doit s' affranchir des problèmes de calibration. C' est ce que l' on appelle le prétraitement ("preprocessing"). Tout d' abord, on soustrait les piédestaux qui sont rappelons le, les signaux mesurés lorsque aucune énergie n' a été déposée. Ensuite, on traduit les canaux d' ADC lus à la sortie de chacun des PM en "GeV" à l' aide de constantes de calibration mesurées par ailleurs. Cela revient en fait à effectuer une normalisation des données brutes, car ces "GeV" considérés, n' ont *a priori* pas de grande signification physique. Ces constantes de calibration sont gardées dans une sorte de base de données que l' on appelle le HTAB.

Après la normalisation de ces données, commence alors le travail de reconstruction des événements proprement dit. À partir des données issues des calorimètres, on reconstruit les positions spatiales des gerbes produites ainsi que l' énergie qu' elles ont déposée. Tout ce processus sera décrit en détail dans le chapitre 8 (pour les gondoles).
La mesure de l' impulsion des particules chargées dans le détecteur central se ramène à la recherche de la courbure des traces.

Lorsque toutes les données ont été reconstruites, elles sont ensuite traduites dans un format "DST" qui permet une utilisation simple de l' information précédemment calculée. On met à la disposition des physiciens. les énergies déposées dans chacun des modules de calorimètre, les positions des particules incidentes ainsi que leur impulsion mesurée.

Les études de physique expérimentale peuvent alors commencer.

Chapitre 4

LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE (GONDOLES).

Le calorimètre électromagnétique de l' expérience UA1 dont les gondoles représentent la partie centrale ($\theta > 25°$), a été conçu pour identifier les particules électromagnétiques (électrons et photons) et mesurer leur énergie. Il doit:

(i) Pouvoir mettre en évidence les bosons intermédiaires $W^{\pm}$ et Z^0 par leur mode de désintégration en électron(s):

$$W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \cdot (\bar{\nu}_e)$$
$$Z^0 \rightarrow e^+ \cdot e^-.$$

(ii) Pouvoir identifier de manière certaine des électrons de plus faible énergie noyés dans un bruit de fond hadronique important, comme par exemple ceux provenant de désintégrations de saveurs lourdes ou de particules supersymétriques.

4.1 *PRINCIPES PHYSIQUES DU DÉTECTEUR.*

4.1.1 *Les mécanismes physiques.*

Un électron passant à travers de la matière tend à émettre des photons γ de freinage dans le champ électrique des noyaux. Les photons ainsi produits interagissent avec la matière suivant différents processus qui sont principalement (fig 17):

(i) L' effet photoélectrique,

(ii) La diffusion Compton,

(iii) La création de paires $e^+ \cdot e^-$.

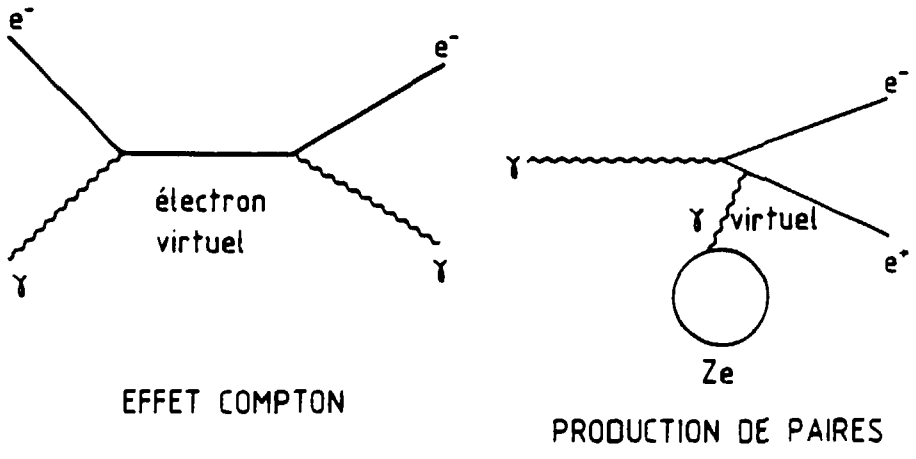


Figure 17: Les graphes de Feynman de l' effet Compton et de la création de paire.

Comparons l' intensité de chacun de ces processus (fig 18):

(i) La section efficace de l' effet photoélectrique varie comme Z^5 où Z est le nombre de protons dans le noyau. De plus, on peut démontrer [49] que si k est l' énergie du photon et m est la masse de l' électron, la section efficace varie comme $k^{-7/2}$ pour $k \ll m$, et comme $1/k$, pour $k \gg m$.
Dans le plomb, l' effet photoélectrique est prédominant pour des photons d' énergie inférieure à 100 keV (fig 18). Cet effet n' entrera en ligne de compte que pour les γ secondaires émis lors d' une calibration au cobalt (chap 5).

(ii) La section efficace σ de la diffusion Compton des photons avec les électrons du cortège électronique $\gamma \cdot e \rightarrow \gamma \cdot e$ peut être calculée au premier ordre en ne retenant que le graphe de Feynman donné figure 17.a). Elle se met sous la forme $\sigma = Z \cdot \sigma_0$ [50] où:

$$\sigma_0 \simeq \frac{\pi\alpha^2}{km}\left[\ln\frac{2k}{m} + \frac{1}{2} + \mathcal{O}\left(\frac{m}{k}\cdot\ln\frac{k}{m}\right)\right]$$

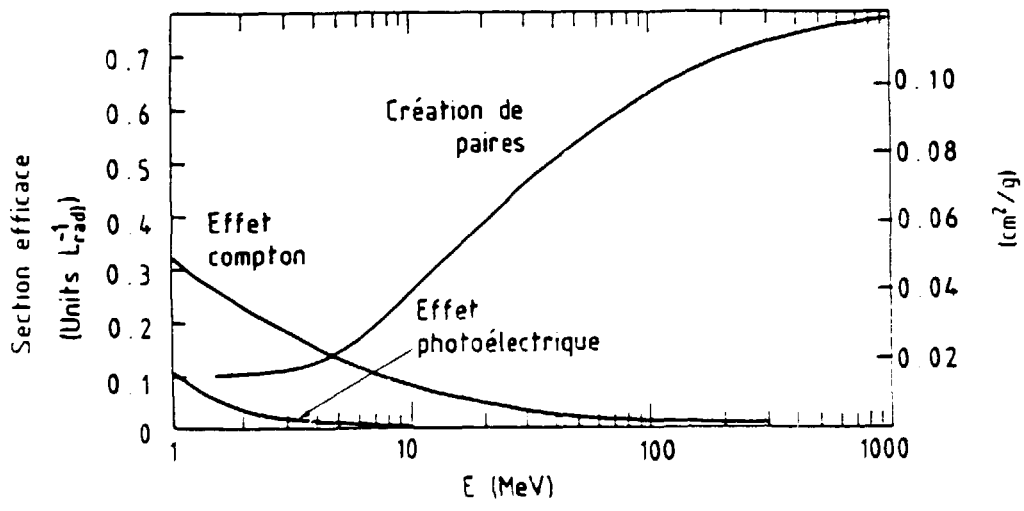


Figure 18: Sections efficaces des différents mécanismes d' interaction des γ avec le plomb en fonction de leur énergie.

La diffusion Compton est l' effet dominant[11] pour des photons ayant une énergie de l' ordre de quelques centaines de keV à 1 MeV (fig 18). La section efficace d' interaction varie comme $1/k$ où k est l' énergie du photon.

(iii) La création de paires ne peut se produire qu' au voisinage des noyaux. Le graphe de Feynman à l' ordre le plus bas décrivant ce processus est donné figure 17.b). La section efficace est donnée par la formule de Beithe-Heitler [50] et ne dépend pas de l' énergie k du photon pour $k \gg$ m où m est la masse de

[11] Nous verrons par la suite (chap 5) que l' effet Compton est le mecanisme principal d' interaction avec la matière des photons γ fournis par la source de ^{60}Co utilisee lors la calibration.

l'électron. Elle est proportionnelle à Z^2. Ainsi, la figure 18 indique une dépendance faible de la section efficace d'interaction k pour des énergies comprises entre 1 MeV et 1 GeV.
De même, la section efficace de production de photons de freinage dans le champ électrostatique des noyaux est proportionnelle à Z^2. La production de paires est l'effet prédominant à haute énergie (fig 18).

Pour des particules électromagnétiques incidentes d'énergie supérieure à 100 MeV, il se produit *un processus en cascade*: dans le champ électrostatique des noyaux, une particule chargée (e^+ ou e^-) émettra des photons de freinage qui eux-mêmes se désintégreront en paires $e^+ \cdot e^-$. On assiste à un phénomène de *développement de gerbe.*

Les mécanismes principaux de perte d'énergie des électrons de la gerbe sont:
(i) L'ionisation: ce phénomène est dominant pour des électrons d'énergie inférieure à 6.9 MeV (énergie critique dans le plomb). L'électron est alors rapidement absorbé.
(ii) Le bremßtrahlung: ce processus est dominant pour les électrons d'énergie supérieure à 6.9 MeV. Pour ces particules, la perte d'énergie par ionisation devient alors négligeable [56].

En conséquence, la majeure partie de l'ionisation engendrée par la gerbe d'un électron de haute énergie provient d'électrons ayant une énergie proche de l'énergie critique (6.9 MeV).

4.1.2 *Le principe de la mesure.*

Le principe de la calorimétrie repose sur la mesure de l'ionisation engendrée par les particules chargées créées au cours du développement de la gerbe. Cette mesure peut être effectuée de différentes manières. On peut soit essayer de compter directement le nombre d'électrons d'ionisation émis comme par exemple dans les calorimètres à gaz ou à argon liquide; soit procéder de manière plus indirecte en utilisant un scintillateur comme on le fait ici. En effet, lors du passage d'une particule chargée dans une épaisseur de scintillateur, les électrons d'ionisation émis provoquent l'émission d'une *quantité de lumière proportionnelle à la quantité d'énergie déposée.* Pour mesurer ce signal, il suffira d'utiliser des photomultiplicateurs (PM).

Dans le paragraphe 3.4.1, nous avons vu que le calorimètre électromagnétique devait avoir un nombre atomique élevé. Ceci permet d'une part, de distinguer les électrons des hadrons, et d'autre part d'avoir un détecteur le moins volumineux

possible. Aussi, le calorimètre est-il constitué d' un empilement de plaques de plomb et de scintillateur. Le plomb assure le développement de la gerbe, et le scintillateur permet de mesurer l' ionisation engendrée par les électrons de la gerbe. En pratique, seul le plomb contribuera au développement des gerbes: il a un nombre atomique $Z=82$, tandis que le scintillateur a un $Z=6$ ou 1 (il est composé principalement de carbone et d' hydrogène).
Les paires e^+-e^- de la gerbe sont produites dans le plomb et l' ionisation engendrée ne peut être mesurée que dans le scintillateur. Pour que la mesure soit possible, il faut donc que les couches de plomb soient siffisamment minces pour que les électrons d' ionisation produits puissent traverser plusieurs épaisseurs de scintillateur. Les plaques de plomb font 1.2 mm d' épaisseur. 13% de l' énergie d' ionisation est déposée dans le scintillateur [63].

4.1.3 *Les performances attendues.*

4.1.3.1 La linéarité.

Si la gerbe engendrée par le passage d' un électron est complètement contenue dans le calorimètre, le signal que celui-ci donnera, sera une fonction linéaire de l' énergie. En effet, comme la majeure partie des électrons a une énergie proche de 6.9 MeV (§ 4.1.1, fig 19), et que le nombre total de particules produites dans la gerbe est proportionnel à l' énergie de la particule incidente; le signal reçu sera proportionnel au nombre total de particules formées dans la gerbe, c'est-à-dire à l' énergie de la particule incidente.

4.1.3.2 La résolution.

Deux facteurs limitent la résolution des gondoles:

(i) *Les fluctuations d' échantillonnage.*

(ii) *La photostatistique.*

D' un événement à l' autre, les gerbes ne se développent pas de la même manière. On est donc en présence de *fluctuations d' échantillonnage*: d' un événement à l' autre, la quantité relative d' énergie déposée dans le scintillateur varie. On peut facilement montrer que l' incertitude engendrée par ce phénomène est proportionnelle à $\sqrt{e/X_0}$ où e est l' épaisseur du scintillateur et X_0 la longueur de radiation du matériau.
L' incertitude liée à la *photostatistique* est égale à $1/\sqrt{N}$ où N est le nombre de photoélectrons "vus" par les photomultiplicateurs.

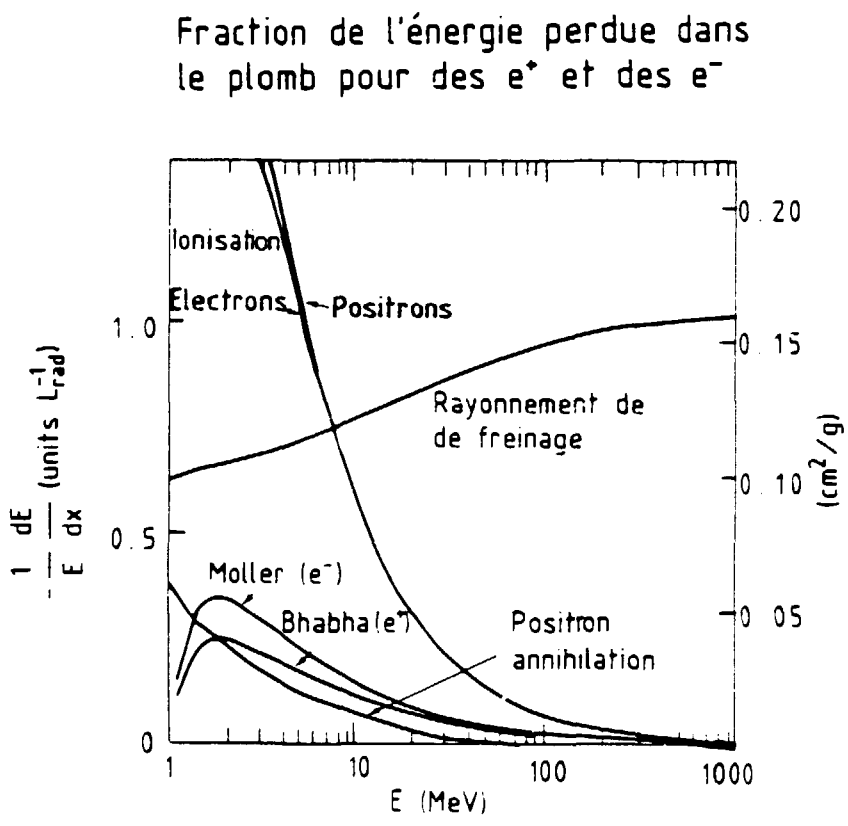


Figure 19: La perte d' énergie des électrons dans le plomb.

Le type de scintillateur et l' épaisseur des plaques de plomb et de scintillateur devront être choisies pour optimiser la résolution du détecteur. Notons que la minimisation des fluctuations d' échantillonnage exige que l' on diminue l' épaisseur des plaques de plomb et de scintillateur, tandis que la photostatistique sera meilleure si l' on augmente l' épaisseur du scintillateur (plus de lumière).

4.2 *COMMENT SONT FAITES LES GONDOLES.*

4.2.1 *Généralités, la forme du calorimètre.*

L' expérience UA1 a une géométrie cylindrique. Le calorimètre électromagnétique a lui-même la forme d' un cylindre dont l' axe principal est x. La forme générale du détecteur est donnée par la figure 20. Le choix de la segmentation géométrique du calorimètre est dicté par les considérations suivantes:

(i) La mesure de l' angle θ est primordiale, car la donnée de E et θ permet de mesurer la composante transverse $P_\perp$ de l' impulsion qui est essentielle pour la mesure de la masse du $W^\pm$ (chap 13), ainsi que pour la bonne définition de l' énergie transverse mesurée par le système de déclenchement.

(ii) La connaissance de l' azimut ϕ est moins importante, et de plus la segmentation en ϕ ne serait pas très aisée à cause de la présence du champ magnétique dans lequel on ne peut placer de PM.

La partie centrale du calorimètre électromagnétique est composée de 2×24 sections semi-cylindriques, situées de part et d' autre de la ligne de faisceau, et couvrant 180 degrés en azimut. Elles ont chacune un rayon interne de 1.3 m et une largeur de 24 cm (fig 20). Les modules de calorimètre ont une forme caractéristique qui est à l' origine de leur dénomination de *gondoles*.

Elles sont constituées par un empilement, de 22 cm de large, de plaques de plomb de 1.2 mm d'épaisseur et de plaques de scintillateur (polystyrène + 1% butyl-PBD) de 1.5 mm d' épaisseur.
En outre, les modules de calorimètre sont placés dans une zone de champ magnétique intense (0.7 T) dans laquelle on ne peut pas placer de PM. La lumière est donc dirigée vers des PM situés en dehors de l' aimant par des guides de lumière.
Nous allons justifier ces choix.

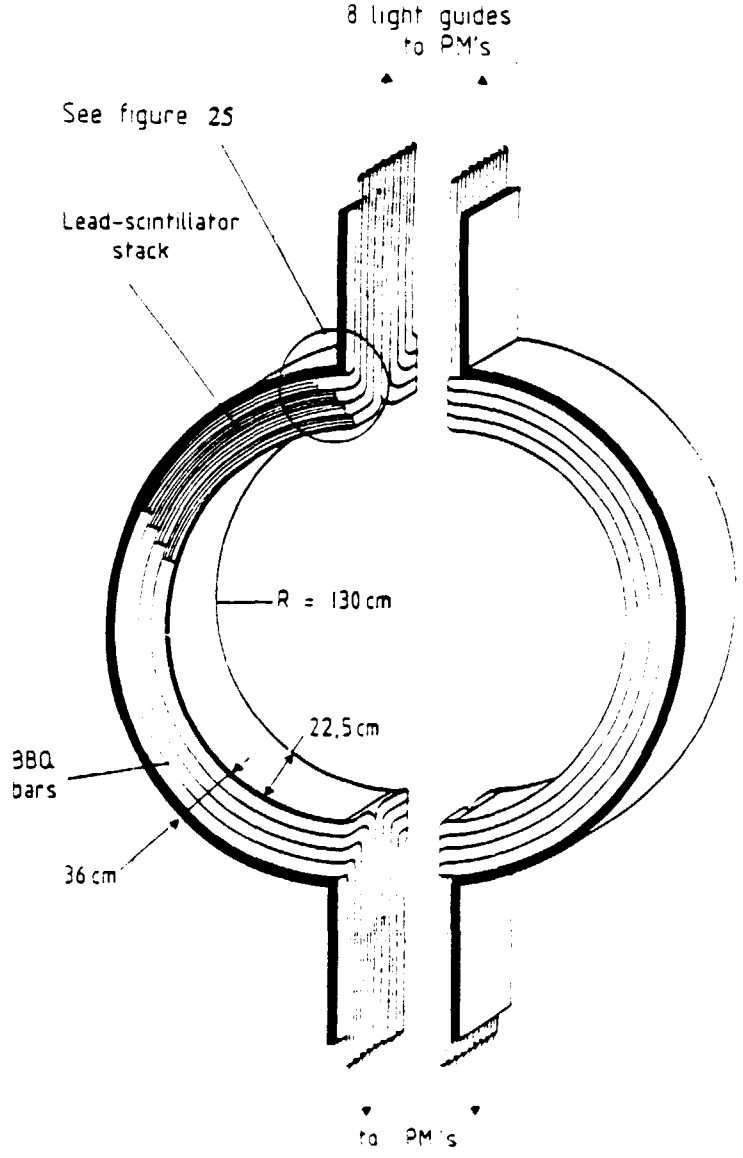


Figure 20: Les gondoles.

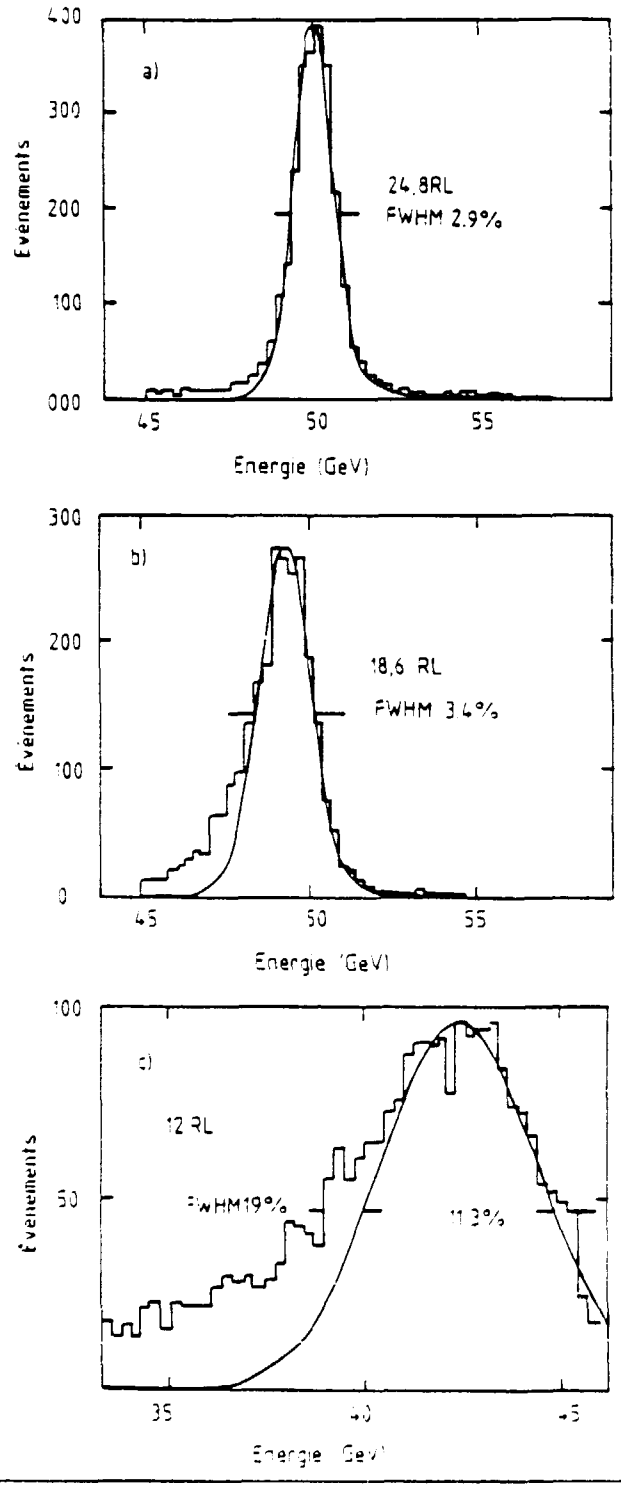


Figure 21: Mesure de la réponse d' un calorimètre en fonction de son épaisseur pour des électrons de 50 GeV.

4.2.2 *Quelle doit être l' épaisseur des gondoles?*

La profondeur des gondoles devra être suffisante pour absorber la *totalité* de l' énergie d' une particule électromagnétique. Lors de la conception des gondoles, des études ont été effectuées afin de déterminer quelle devait être leur profondeur minimale. Les tests furent effectués, soit avec du verre au plomb [54], soit avec des empilements de plomb et de scintillateur [55]. Lorsque l' épaisseur du calorimètre n' est pas suffisante, à partir d' une certaine énergie, *certaines gerbes n' auront pas fini de se développer* au fond du calorimètre et leur énergie sera donc sous-estimée. Si l' on soumet ce calorimètre à un faisceau test d' électrons d' énergie donnée, la distribution en énergie mesurée n' est pas gaussienne (fig 21), et la réponse du calorimètre en fonction de l' énergie, n' est pas linéaire.
La mesure de l' épaisseur minimale que doit avoir le calorimètre, effectuée avec un prototype fait de verre au plomb, a suggéré que l' épaisseur minimale du calorimètre devait être d' environ 25 longueurs de radiation X_0, afin qu' un électron de 50 GeV ait sa gerbe complètement absorbée (fig 21) [54]. La résolution du détecteur est alors de 3%.

4.2.3 *La segmentation en profondeur.*

L' idée de la segmentation en profondeur des gondoles repose sur le fait que la distribution moyenne en profondeur de l' énergie déposée par un hadron diffère de celle déposée par un électron (ou γ). Un pion chargé interagit avec la matière principalement par interaction forte, et la gerbe qu' il engendre se développe, en moyenne, beaucoup plus profondément que celle d' un électron. Ainsi, 30% des hadrons n' interagissent pas dans les gondoles autrement que par ionisation, et ne commencent seulement à développer leur gerbe que dans le calorimètre hadronique après avoir été absorbés (§ 3.4.1).
On dispose donc d' un moyen pour distinguer les $\pi^{\pm}$ des électrons qui se fera grâce à une segmentation en profondeur des gondoles en 4 parties (fig 22). Chacun de ces segments a les caractéristiques suivantes:

1er segment : 3.3 longueurs de radiation X_0 (1 plaque d'aluminium, 14 plaques de plomb, 15 plaques de scintillateur)

2ème segment : 6.5 longueurs de radiation X_0 (30 plaques de plomb, 30 plaques de scintillateur)

3ème segment : 10.1 longueurs de radiation X_0 (46 plaques de plomb, 46 plaques de scintillateur)

4ème segment : 6.5 longueurs de radiation X_0 (30 plaques de plomb, 30 plaques de scintillateur)

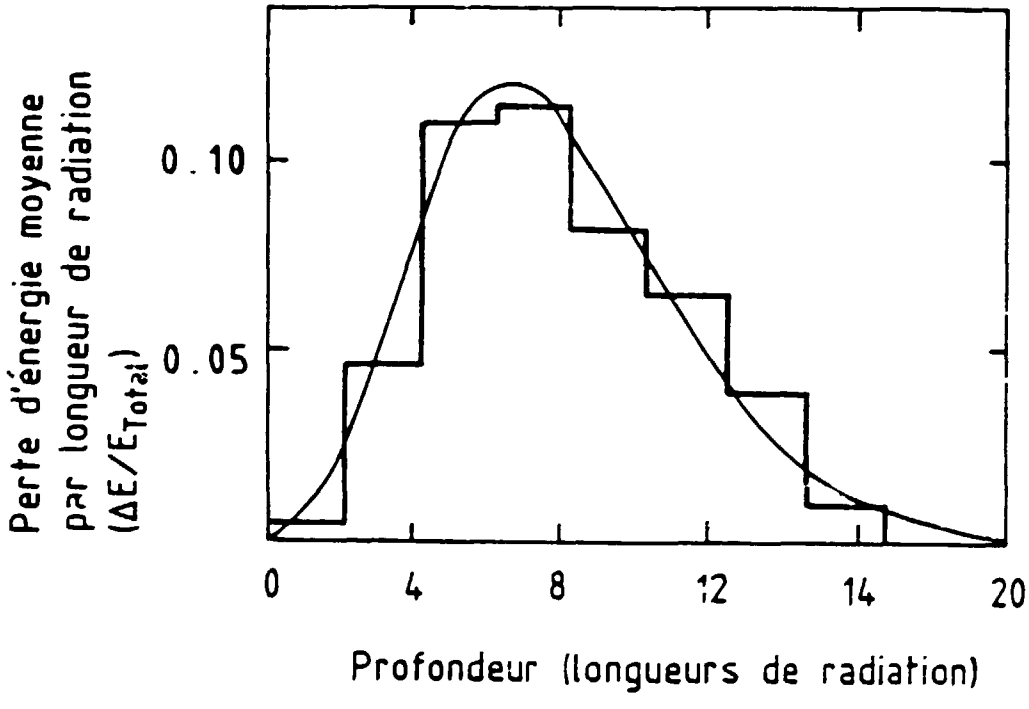


Figure 22: Courbe de déposition de l'énergie dans le plomb en fonction de la profondeur.

Un électron de haute énergie déposera presque toute son énergie dans les segments n° *2* et *3*, tandis que *statistiquement* un hadron déposera peu d'énergie dans le segment n° *1* et en déposera de plus en plus dans les segments n° *3* et *4*, ainsi que dans le calorimetre hadronique.

4.2.4 *Le scintillateur.*

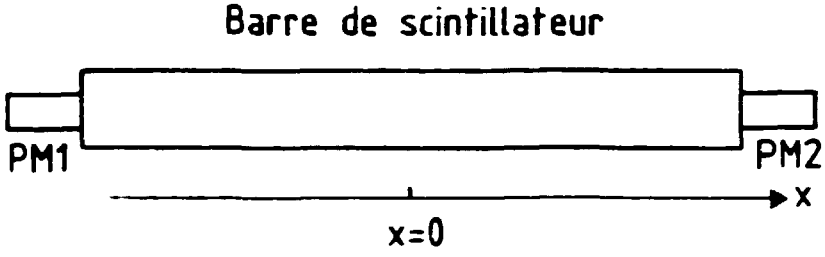


Figure 23: Étude d' un cas simple de reconstruction spatiale.

4.2.4.1 Quel scintillateur choisir?

Le choix du type de scintillateur s est fait en se fondant selon plusieurs critères: il devait:

(i) Être peu coûteux.

(ii) Émettre un nombre suffisant de photons pour que nous ne soyons pas trop gênés par les problèmes de photostatistique.

(iii) Être résistant aux radiations.

(iv) Avoir une longueur d' atténuation permettant la reconstruction spatiale des événements.

4.2.4.2 Le principe de la reconstruction.

La mesure de la position x d' une particule incidente se fait en comparant la réponse des PM de gauche aux PM de droite. Pour simplifier notre propos, nous allons considérer un cas idéalisé[12] (fig 23): une barre de scintillateur atténuant exponentiellement le signal avec une longueur d' atténuation λ, et une particule déposant une énergie E au milieu de cette barre. Chacun des 2 PM préalablement calibrés liront cette énergie E. Ils émettront des charges respectives q_{01} et q_{02}.
Supposons maintenant que la particule entre dans le scintillateur en un point d' abscisse x différent du milieu.

Le PM n° 1 lira un signal q_1: $\quad q_1 = q_{01} \cdot e^{-x/\lambda}$

Le PM n° 2 lira un signal q_2: $\quad q_2 = q_{02} \cdot e^{-x/\lambda}$.

La coordonnée x vaudra alors: $$x = \frac{\lambda}{2} \ln \frac{q_2 \cdot q_{01}}{q_1 \cdot q_{02}}$$

On a ainsi reconstruit la position de la trace incidente grâce aux mesures faites par chacun des PM.

4.2.4.3 Le choix de la longueur d' atténuation.

Le scintillateur doit d' une part, ne pas trop atténuer la lumière et d' autre part, permettre la reconstruction spatiale. Ces deux souhaits sont contradictoires, et on doit donc optimiser. Soient L la demi-largeur d' une gondole, λ la longueur d' atténuation du scintillateur et ξ le rapport L/λ. Dans le cas où l' on disposerait d' une photostatistique suffisante de telle manière que l' incertitude liée à cette dernière soit négligeable, la meilleure reconstruction spatiale serait obtenue pour ξ tel que:

$$e^{2\cdot\xi} - 1 = \frac{2\cdot\xi}{3} \times e^{2\cdot\xi}$$

c'est-à-dire $\xi = 1.407$.
La formule ci-dessus est démontrée dans l' annexe A. Ainsi, il aurait fallu que le scintillateur ait une longueur d' atténuation de 13.5 cm; en fait, elle a été choisie à 23 cm.

---

[12] Le processus de reconstruction dans les gondoles, sera décrit plus en détail dans le chapitre 8.

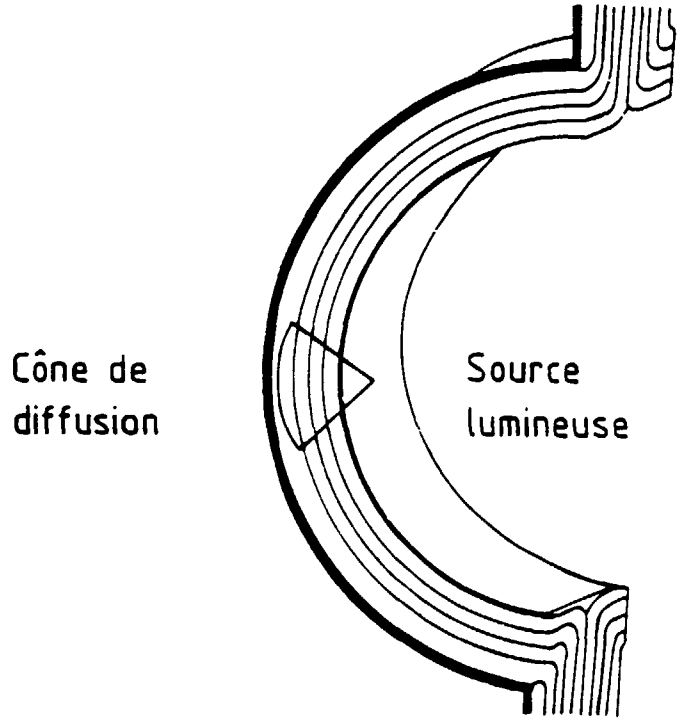


Figure 24: Comment est diffusée la lumière?

4.2.4.4 La collecte de la lumière.

En général, la lumière émise par le scintillateur d' un appareil lors du passage d' une particule ionisante est directement "vue" par un PM. Ici les choses sont plus compliquées car les gondoles ont une forme géométrique telle qu' il est pratiquement impossible qu' un PM "voie" directement le signal (fig 24).

La lumière est collectée par des barres de plexiglass. Cette lumière émise a une longueur d' onde de 360 nm environ pour laquelle le plexiglass n' est pas très transparent. Par conséquent, la longueur d' onde de la lumière émise par le scintillateur doit etre changée afin d' être en mesure de détecter un signal suffisant. Ainsi, au PMMA (plexiglass) constituant le collecteur de lumière a été ajoutée une molécule (BBQ) qui a la particularité d' *absorber* la lumière UV et *réémettre* de la lumière visible de longueur d' onde $\lambda \approx 480$ nm, pour laquelle le plexiglass est beaucoup plus transparent. Ces barres de plexiglass dopées au BBQ sont généralement appelées "barres de BBQ".

De plus comme les PM doivent être situés en dehors du champ magnétique, la lumière est ensuite collectée vers ceux-ci par des guides en plexiglass. La figure 25 montre leur structure. Les guides sont collés aux barres de convertisseur de longueur d'onde, puis divisés et torsadés de manière à changer à la fois leur forme et leur direction tout en conservant la même section. Chaque guide est alors relié par un joint à un long guide de lumière qui transmet la lumière au delà des calorimètres hadroniques. Ce guide transmet la lumière à un photomultiplicateur (PM) XP2008 Phillips. L'extrémité du guide de lumière est collée à un bloc de plexiglass dopé au BBQ.

En dehors du calorimètre hadronique, les guides et les photomultiplicateurs sont maintenus dans une boîte. À l'intérieur de la boîte, les guides de lumière sont nus, pour nous permettre d'injecter la lumière dans les guides par l'intermédiaire de 4 diodes montées dans chaque boîte. Ces diodes sont utilisées pour la calibration de l'électronique (chap 9). L'interférence entre les guides est inférieure à 1%, à cause de la réflexion totale interne de la lumière à l'intérieur des guides. La lumière est atténuée d'environ un facteur 5 dans l'ensemble de ces guides.
Nous verrons dans le chapitre 8 que la longueur d'atténuation du signal dans les barres de BBQ est de l'ordre de 2 m. Dans ces conditions, le signal parvenant au PM n'est pas trop atténué et ne dépend donc pas fortement de la position de la particule incidente: on limite ainsi les biais dans le système de déclenchement. Notons que même si cela avait été techniquement possible, il n'aurait pas fallu construire des collecteurs de lumière ayant une atténuation nulle, car la détermination de l'azimut ϕ de la particule incidente, en comparant la réponse des PM du haut et du bas, aurait été impossible (§ 4.2.4.2).

4.2.4.5 Récapitulatif: le cheminement de la lumière.

En résumé, le cheminement de la lumière est le suivant:

(i) Le scintillateur émet de la lumière dont le maximum d'intensité est de longueur d'onde $\lambda_1 = 360$ nm au passage d'une particule ionisante.

(ii) Cette lumière est collectée par une barre en PMMA (polymétacrylate de méthyle ou "plexiglass") dopée au BBQ qui est un "changeur de longueur d'onde": il absorbe la lumière de longueur d'onde $\lambda_1 \approx 360$ nm et réémet isotropiquement de la lumière à $\lambda_2 \approx 480$ nm.

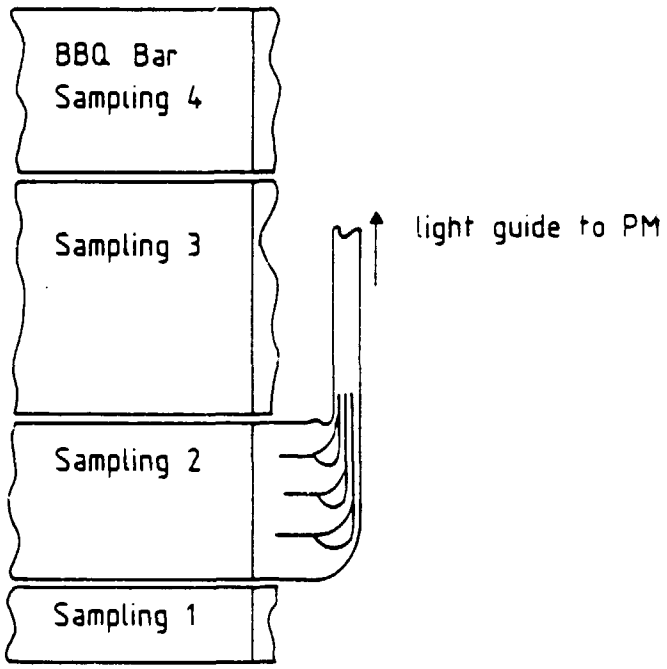


Figure 25: Structure des guides de lumière.

(iii) La lumière réémise par la barre dopée au BBQ est transmise au PM par un guide de lumière en plexiglass. Ce guide de lumière fait 2 m de long environ (fig 25).

De plus afin de pouvoir reconstruire spatialement les événements, des PM ont été placés à chaque extrémité des collecteurs de lumière, ce qui fait que chaque segment de gondole est lu par 4 PM. Au total, nous disposons de 16 photomultiplicateurs par "gondole", soit 768 photomultiplicateurs pour les 48 "gondoles".

4.3 *LES PHOTOMULTIPLICATEURS (PM).*

4.3.1 *Principe du photomultiplicateur.*

Puisqu' une particule chargée traversant le calorimètre provoque l' émission de lumière par ionisation du scintillateur, nous utilisons des *photomultiplicateurs* (PM) [52] pour détecter le signal. Le principe de fonctionnement est le suivant.
Les photons émis sont captés par une photocathode qui réémet par effet photoélectrique des électrons dits photoélectrons. Le nombre de photoélectrons émis étant faible [57] (environ 86 pour 1 GeV déposé), la charge ainsi créée ne peut être lue directement et doit être *amplifiée.* Les photoélectrons qui ont été émis par la photocathode, sont accélérés par un champ électrostatique puis captés par une dynode qui réémet elle-même environ 4 fois plus d' électrons. Ce processus est réitéré 10 fois. Il est à noter que ce gain de 4 environ dépend de la valeur de la haute tension d' alimentation qui créée le champ électrostatique.

4.3.2 *Lecture du signal.*

Suivant que l' on calibre avec la source cobalt, ou que les gondoles soient utilisées dans leur fonction normale de recherche de particules électromagnétiques de haute énergie, les impulsions de lumière parvenant à la photocathode peuvent avoir pour l' appareillage, un caractère presque *continu* ou *discret.* Le dispositif de mesure est conçu pour pouvoir détecter le signal dans ces deux cas (fig 26).

4.3.2.1 La voie rapide.

Cette voie est normalement utilisée pour mesurer le signal engendré par la détection d' un événement "isolé". Elle mesure l' impulsion de charge émise par le PM: celle-ci est transformée en une impulsion de tension qui est elle-même amplifiée. Cette impulsion de tension est elle-même retransformée en une impulsion de charge par l' intermédiaire d' un câble de $50 + 50\ \Omega$ pour être lue par un *convertisseur analogique-numérique* (appelé en abrégé ADC de charge).
Comme la charge émise par le PM est très variable, les énergies déposées dans les gondoles allant depuis quelques dizaines de MeV (muon) à 50 GeV ou plus (électron provenant de la désintégration d' un boson intermédiaire, ou jet), deux voies de lecture séparées où l' amplification du signal n' est pas la même, ont été prévues. Ces deux voies, dites haut gain et bas gain, ont un rapport d' amplification de 31.5 environ.

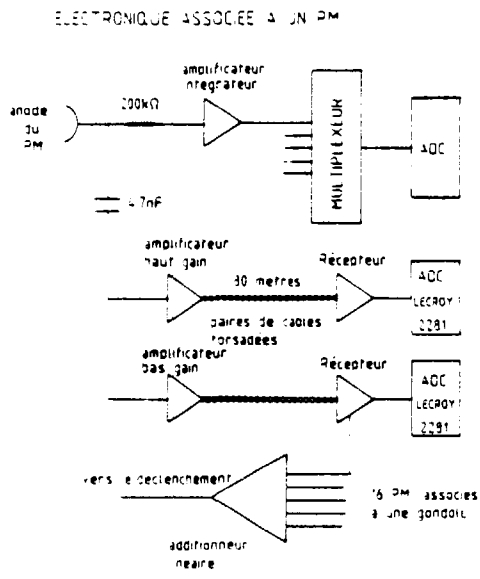


Figure 26: Schéma de l'électronique associée à un photomultiplicateur.

L' ADC est opéré en *mode synchrone*, c'est-à-dire que la mesure de la charge ne se fait que pendant un *intervalle de temps bien défini* (400 ns environ) qui encadre l' impulsion provenant du photomultiplicateur.

4.3.2.2 Le picoampèremètre.

Lors d' une calibration au cobalt (chap 5) il est difficile de mesurer l' énergie déposée par un photon γ isolé, car d' une part, celui-ci est de faible énergie et par conséquent la photostatistique est très mauvaise et d' autre part, ces photons sont émis avec une fréquence élevée. En effet, chaque PM du segment n° *1* "voit" un photoélectron toutes les 2 µs. On est donc amené à moyenner les charges émises par les PM.
Ainsi, à la *voie rapide* utilisée pour lire une charge (cas d' un e ou γ isolé) a été ajoutée une voie dite *picoampèremètre* qui lit le courant moyen ainsi produit. Le circuit électronique utilisé est du type amplificateur intégrateur (fig 27). Sa constante de temps est de 60 ms environ, tandis que celle de la voie rapide est de 200 ns environ.

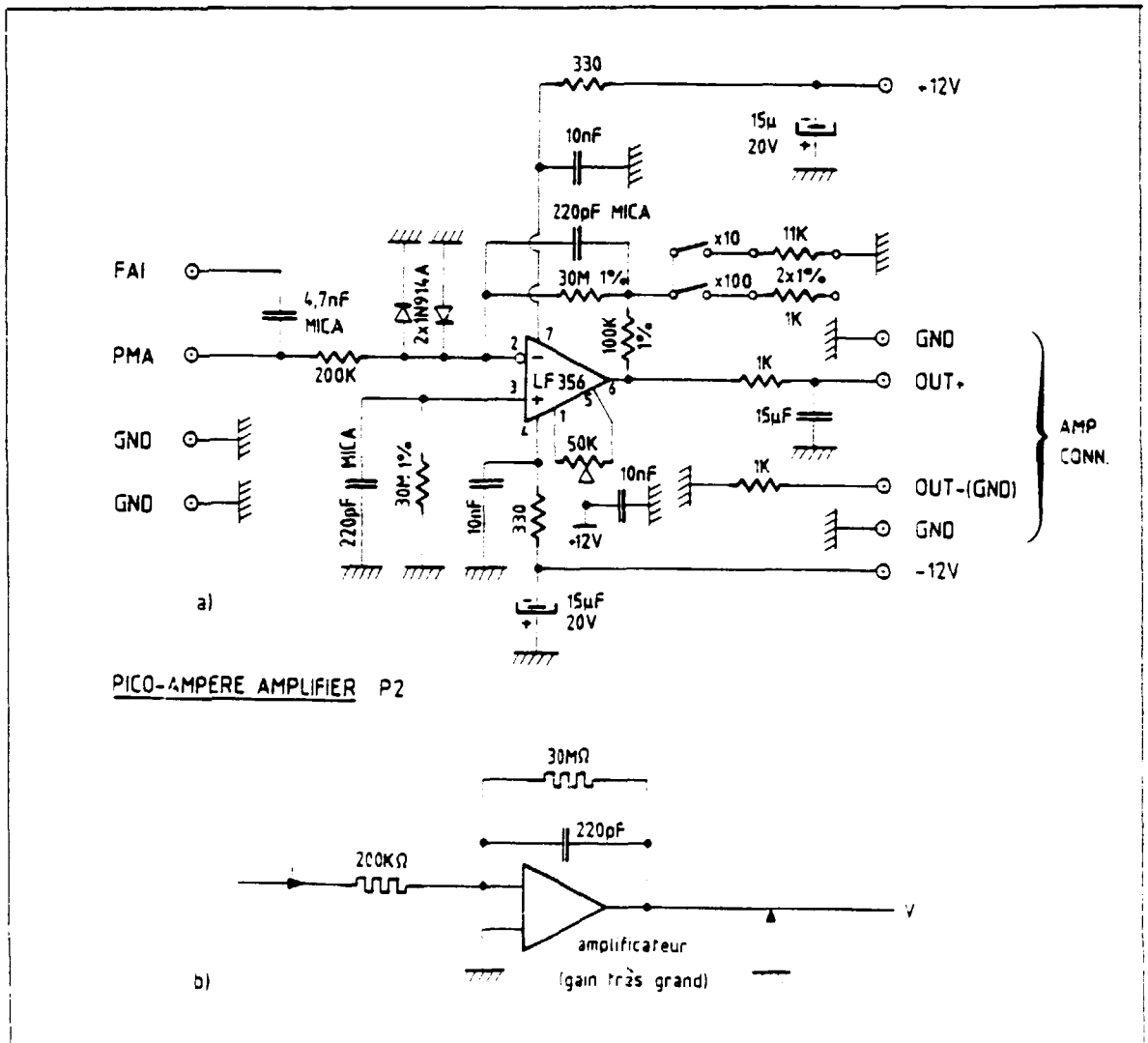


Figure 27: a) Schéma vrai du picoampèremètre. b) Schéma simplifié.

Le courant produit par le PM est très petit, il varie de l ordre de 30 nanoampères pour un PM du segment n° *1* à 100 picoampères pour un PM du segment n° *4*. Afin de pouvoir le mesurer, le *picoampèremètre* le transforme en une tension $V \in [0V;10V]$ qui est ensuite lue par un ADC de tension. Celui-ci numérise cette tension V en un nombre entier compris entre 0 et 4095. Le schéma simplifié du circuit électronique qui moyenne le courant i produit, et le transforme en une tension V mesurable est donné figure 27. On montre alors facilement que la tension V produite à la sortie du circuit, vaut approximativement $R \cdot i$, où i est le courant moyen émis par le PM qui est de l' ordre de

quelques nanoampères. En conséquence, pour avoir une valeur de V de l'ordre de quelques centaines de millivolts, la valeur de R a été choisie à 30 MΩ. Le gain du picoampèremètre est multiplié par 10 dans les segments n° *3* et *4* car le signal reçu lors d'une calibration avec la source de ^{60}Co est plus faible (chap 6).
La linéarité de l'ADC de tension a été vérifiée expérimentalement de la manière suivante: avec un générateur de basse tension, on a envoyé une tension V donnée et on a lu le signal numérique de l'ADC. On a alors constaté que le signal lu s obéissait bien à la loi attendue:

$$s = s_0 + c \cdot V \qquad \text{où } V \text{ est le piédestal.}$$

On a supposé que le multimètre était linéaire.
La mesure de la constante c nous donne l'étalonnage de l'ADC de tension: 413 canaux d'ADC pour 1 Volt. La connaissance de la valeur exacte de cette constante n'est pas nécessaire lors du processus de calibration. Par contre, il importe que la loi $V \rightarrow s$ où s est le signal mesuré soit "linéaire" (affine en fait).

4.4 *PREMIÈRE ESTIMATION DES PERFORMANCES DU DÉTECTEUR.*

4.4.1 *La résolution en énergie.*

Plusieurs phénomènes physiques limitent la résolution du calorimètre.

(i) Les *fluctuations de gerbe* (§ 4.1.3.2). Elles ont été évaluées à l'aide d'un programme Monte-Carlo (EGS) qui simule tous les effets prévus par QED [59]. Il donne la résolution suivante:

$$\Delta E/E = 0.08 \times E^{-1/2} \qquad (E \text{ en GeV}).$$

(ii) La *photostatistique*. L'incertitude statistique sur la mesure est égale à $N^{-1/2}$ où N est le nombre de photoélectrons vus par les 16 PM d'une gondole. Une mesure [57] du nombre de photoélectrons émis a été effectuée avec des muons, et on a mesuré en moyenne 30 photoélectrons vus par les 16 PM.
L'ionisation engendrée par un muon est de l'ordre de 10.75 MeV/cm (chap 12) et l'épaisseur totale des gondoles (plomb + scintillateur) pour une particule d'incidence normale, est de $120 \times (1.2 + 1.5)$mm = 32.4 cm. Un muon dépose donc environ 348 MeV d'ionisation dans une gondole. Pour un GeV déposé, le nombre moyen de photoélectrons "vus" par les PM sera donc de $30/0.348 \simeq 86.2$.

En conséquence, l' incertitude $\Delta E/E$ liée à la photostatistique pourra être paramétrée par:

$$\Delta E/E = 0.11 \times E^{-1/2} \qquad (E \text{ en GeV}).$$

4.4.2 *Le rejet des hadrons.*

Dans l' analyse des données on doit être en mesure de ne pas confondre des pions neutres ou chargés avec des particules électromagnétiques.
Tout d' abord voyons comment on peut rejeter un π^o. Ce π^o qui a une durée de vie très courte se désintègre en deux γ. Une telle particule simulera dans les gondoles une trace électromagnétique, et ne sera pas vue par le détecteur central. La distinction entre un π^o et un γ est assez délicate car leurs signatures expérimentales sont presque les mêmes.

Le rejet des hadrons chargés est plus aisé et est effectué grâce à la segmentation en profondeur décrite dans le paragraphe 4.2.2, et surtout l' utilisation du calorimètre hadronique.
Des tests en faisceau ont été effectués afin de comparer la réponse d' une gondole, à un faisceau de pions et à un faisceau d' électrons. À incidence normale, 95% des électrons d' énergie inférieure à 120 GeV déposent moins de 1% de leur énergie dans le calorimètre hadronique, tandis que seuls 2×10^{-3} pions ont un comportement analogue. Il a été établi que pour des particules ayant 50 GeV d' impulsion, on a moins de 10^{-3} pions dont le comportement simule celui des électrons [53].
Le bruit de fond sera en fait surtout engendré par des événements où des agrégats $\pi^- \pi^o$ sont émis.

(...) Le premier (précepte) était de ne recevoir aucune chose pour vraie que je ne la connusse évidemment être telle.

René Descartes (Le discours de la méthode)

Partie III :

La calibration des gondoles.

Chapitre 5

PRINCIPES GÉNÉRAUX DE LA CALIBRATION DES GONDOLES.

Calibrer une gondole, revient à déterminer les fonctions de proportionnalité $C_{ij}(x,\phi,t)$ entre l' énergie E_i déposée dans le segment n° i par une particule et la charge q_{ij} émise par le PM n° j, suivant la relation:

$$E_i = C_{ij}(x,\phi,t)\, q_{ij} \qquad (1)$$

Ces fonctions de proportionnalité sont appelées improprement *constantes de calibration.* Elles dépendent de la position de la trace incidente (x,ϕ) donnée en coordonnées cylindriques (cf chap 4).
La formule ci-dessus suppose la linéarité de l' appareillage ainsi que l' indépendance des fonctions de calibration en fonction de l' angle θ *d' incidence avec les gondoles.*

5.1 *PRINCIPES DE BASE DE LA CALIBRATION AU COBALT.*

5.1.1 *Comment calibrer les gondoles.*

Une procédure de calibration des gondoles, serait de les placer dans un faisceau d' électrons d' énergie donnée, et de mesurer le signal lu. Cette méthode présente l' inconvénient que mécaniquement, *les gondoles n' étant pas rigides*, le fait de les déplacer pour les soumettre à un faisceau test, modifie les contraintes internes. Les solutions envisagées pour construire un faisceau d' électrons de test dans la zone d' expérience ont été jusqu' à présent exclues pour des raisons de coût et de complexité (LINAC ou injection d' électrons dans le SPS).

On aurait aussi pu envisager de calibrer les gondoles directement avec des données en étudiant la réponse de l' appareillage aux électrons de désintégration du J/ψ ou du Υ par exemple. En ce qui concerne le J/ψ qui a une masse de 3.1 GeV, l' énergie des électrons produits est faible (de l' ordre du GeV) et ces particules seront noyées dans le bruit de fond hadronique. En outre, les électrons de désintégration du Υ sont rares: en extrapolant les sections efficaces de production du Υ dans des expériences e^+e^- ou $p\bar{p}$ [61], on ne peut guère envisager la détection de plus de quelques Υ se désintégrant en une paire $e^+ e^-$. De plus, la linéarité du calorimètre n' est pas certaine pour les énergies inférieurs à 10 GeV (§ 6.3.2.2, fig 34).

Pour pallier ces problèmes, on a choisi d' utiliser une *source de Cobalt 60* qui émet deux photons γ de 1.17 et 1.30 MeV. La source est suffisamment compacte pour pouvoir être déplacée avec précision le long de la face avant des gondoles. Les photons de basse énergie sont assez pénétrants et la source assez puissante pour que la calibration des segments profonds soit possible[13].

5.1.2 *Principe de la calibration avec la source Cobalt.*

L' énergie instantanée déposée par les deux photons provenant d' une désintégration est trop faible pour pouvoir être enregistrée par la voie rapide de lecture.
Le signal de la source est constitué par l' addition d' un grand nombre de petites impulsions réparties, en moyenne, uniformément dans le temps. Cette particularité a nécessité l' introduction de la voie dite *lente* (§ 4.3.2.2) constituée d' un amplificateur intégrateur. Cette voie lente est calibrée en *courant* (en *puissance*), tandis que la voie rapide est calibrée en *charge* (en *énergie*).

Ainsi, la constante de calibration d' un PM d' un segment n° i donné, est obtenue en reliant le nombre de GeV déposés en une seconde dans ce segment avec le courant mesuré par ce PM.
Si P_i est la puissance en GeV/s déposée dans le segment n° i par la source, si G est une constante de l' électronique liant l' intensité I mesurée en canaux d' ADC par le picoampèremètre et la charge q mesurée en canaux d' ADC par la voie rapide, et si $L(t)$ traduit la dérive du gain de l' électronique, en dérivant la formule (1), la fonction de calibration $C(x,\phi,t)$ peut se mettre sous la forme:

---

13 On peut aisément montrer que si l' on considère la section efficace d' interaction des photons dans le plomb en fonction de leur énergie, celle-ci présente un minimum pour des photons ayant une impulsion de l' ordre du MeV (fig 18).

$$C(x,\phi,t) = \frac{P_i}{I(x,\phi,t)\cdot G\cdot L(t)} \qquad (2)$$

5.1.3 *La notion de puissance effective de la source.*

On dit que la source a une puissance effective de N *GeV par seconde si elle produit pendant 1 seconde la même lumière dans le scintillateur que* N/E *électrons de haute énergie* E *(* E ≥ *10 GeV).*

Comme la nature et le nombre de particules secondaires dépendent du matériau absorbant et de l' énergie de la particule incidente (§ 4.1.1), la fraction de gerbe vue par le scintillateur diffère suivant que l' on considère un photon de 1 MeV ou un électron de haute énergie (plusieurs GeV). Dans ces conditions, la puissance effective ainsi définie est différente de la puissance véritable définie par l' activité de la source multipliée par l' énergie des photons. Ce point sera développé au chapitre 6.

5.2 *LES PARAMÈTRES À MESURER POUR OBTENIR LES FONCTIONS DE CALIBRATION.*

5.2.1 *La constante de calibration croisée* G.

Considérons (fig 28) un système émettant une série d' impulsions lumineuses très rapprochées de fréquence ν, chaque impulsion provoquant l' émission d' une charge q par le photomultiplicateur. Le picoampèremètre moyennera alors les impulsions de charge et lira un courant $i = q\cdot\nu$.

Si A est le gain de la chaîne de lecture de la voie rapide, on lira un signal Q en canaux d' ADC valant:

$$Q = A\cdot q$$

Si B est le gain de la chaîne de lecture du picoampèremètre, on lira un signal I en canaux d' ADC valant:

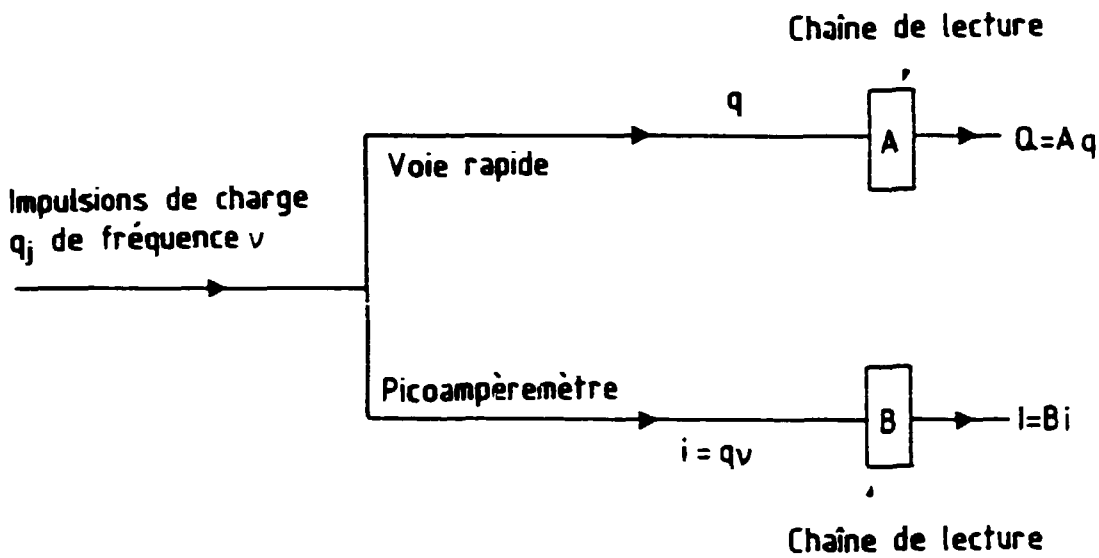


Figure 28: La constante d' intercalibration *G*.

$$I = B \cdot i$$

La constante de calibration croisée *G* est par définition le rapport *A B*, cette constante ne dépendant que des *caractéristiques des voies de lecture.* Pour mesurer *G*, nous utiliserons des LED (*Light Emitting Diodes*) qui émettent des impulsions lumineuses stables à une fréquence donnée, la mesure de *G* sera alors donnée par le rapport:

$$G = \frac{Q \cdot \nu}{I}$$

5.2.2 *Le suivi de la calibration au cours du temps.*

Les caractéristiques de la chaîne de lecture peuvent évoluer au cours du temps, et on peut être en présence en particulier, d' une évolution des gains des PM. En conséquence, ces quantités doivent pouvoir être réexaminées facilement au cours du temps. Pour effectuer ce suivi, on pratique une *calibration relative* à l' aide d' un système laser qui sera décrit au chapitre 10. Une calibration de référence au laser sera effectuée en même temps que la calibration au cobalt, et les calibrations au laser suivantes nous donneront la dérive par rapport à la calibration de référence (quantité $L(t)$ dans la formule (2) p 72).

5.2.3 *La mesure du signal* I.

Pour que la calibration de référence au laser soit de la meilleure qualité possible, elle doit être la plus rapprochée possible en temps, de la calibration au cobalt. Or le processus de calibration au cobalt est assez long (10 jours environ).

À court terme, les seules dérives qui peuvent exister, sont des dérives de l' électronique. En conséquence, le rapport des signaux $I(x_1,\phi_1,t)/I(x_2,\phi_2,t)$ sera constant. On a alors décidé d' effectuer la mesure de $I(x,\phi)$ en deux étapes. Nous effectuons tout d' abord une mesure très soignée du signal $I(x,\phi)$ en un point de référence (x_0,ϕ_0) donné. Pendant le même temps, nous effectuons une calibration au laser. Ensuite, nous mesurons la carte de réponses des calorimètres c'est-à-dire la fonctions $I(x,\phi)$.

5.3 *ÉVALUATION DE LA QUALITÉ DES CALIBRATIONS.*

5.3.1 *Évaluation avec des gondoles de test.*

Nous disposons de trois gondoles de test dont la constitution mécanique et le système de lecture sont identiques aux gondoles installées dans l' expérience. Ces gondoles peuvent être exposées à la source cobalt ou à un faisceau d' électrons *calibré en énergie*. La comparaison de la réponse à ces deux types d' irradiation permet de mesurer la puissance effective déposée par la source dans chaque segment.
La mesure avec la source dans la zone d' expérience, revient alors à effectuer un transfert de la calibration obtenue dans le faisceau de test sur les trois gondoles témoins.
Cette procédure sera d' autant meilleure que les gondoles sont ***identiques*** *entre elles.*

5.3.2 *Tests des calibrations avec des données de physique.*

Deux grandes classes de tests sont envisagées:

(i) Test avec des données biais minimum et des muons.

(ii) Test avec des événements candidats bosons intermédiaires.

Ces tests consistent à utiliser les caractéristiques physiques des événements observés, et peuvent servir à corriger les calibrations.

La deuxième classe de tests pourrait être utilisée dans le même esprit que la première, mais vu la faible statistique dont nous disposons actuellement, nous nous sommes jusqu' à présent bornés à mesurer la résolution de l' appareillage.

Chapitre 6

DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE TRANSFERT.

Dans le chapitre 5, nous avons introduit la notion de puissance effective P_i de la source déposée dans le segment numéro i d' une gondole.
Historiquement, il a été procédé de manière un peu différente et on a défini la notion de puissance effective globale P_{Co} déposée dans une gondole, et introduit la constante f_i qui est appelée *fraction de puissance effective* déposée dans le segment n° i. Cette constante est définie par $P_i = f_i \cdot P_{Co}$.
On mesure alors séparément P_{Co} et $f_i \cdot P_{Co}$.

6.1 *DESCRIPTION DE LA SOURCE.*

La source Cobalt est une petite bille enfermée dans un château d'uranium[14] pesant 345 kg (fig 29). Elle est placée à 90 mm de la fente d' ouverture ayant pour dimensions 20mm × 5mm. Son activité est de 6.6 Curies (3.3 Curies jusqu' en septembre 1982).

L' ouverture de la source est effectuée à l' aide d' un barillet qui tourne sous l' effet de la pression d' un gaz comprimé, des mâchoires tendant a maintenir celui-ci en position fermée. Le passage de l' air comprimé est commandé par une électro-vanne. Cette électro-vanne est actionnée par un niveau haut-bas qui est lui-même géré par ordinateur.
Ce système est très sûr, car la source ne peut en aucun cas s' ouvrir si le système n' est pas alimenté en gaz comprimé. En outre, un interrupteur de butée confirme l' ouverture de la source, ce qui permet d' éviter toute acquisition de données avec une source mal ouverte.

---

14 L' uranium plus absorbant que le plomb, a été préféré, car il permet de minimiser l' encombrement et obtenir un rapport halo/faisceau inférieur à 1%.

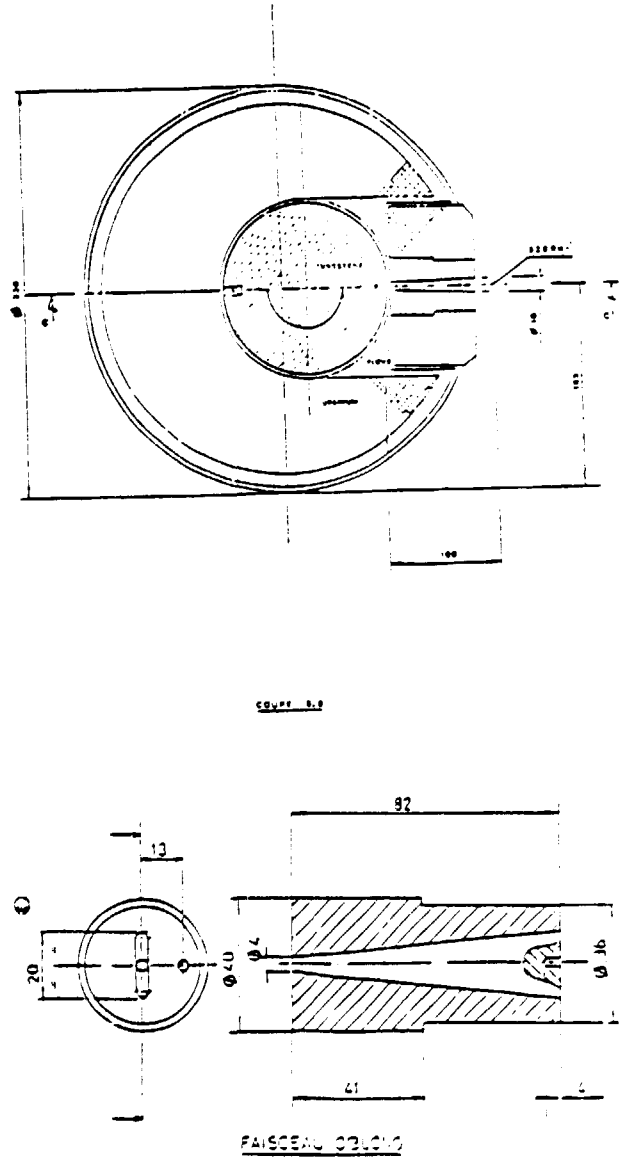


Figure 29: Château isolant la source.

6.2 *MESURE DE LA PUISSANCE EFFECTIVE GLOBALE DE LA SOURCE.*

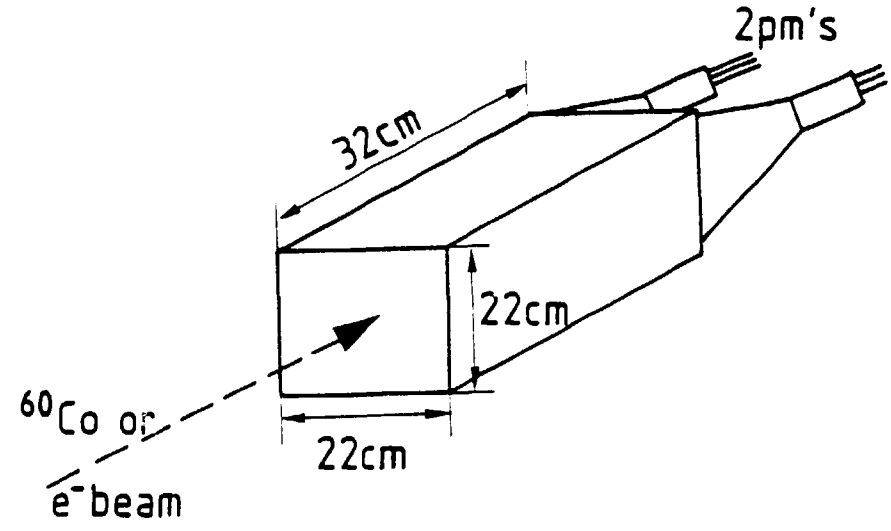


Figure 30: Le prototype de gondole.

La puissance effective de la source est mesurée sur un petit prototype de gondole qui a en principe les mêmes caractéristiques qu' une gondole normale.

5.2.1 *Description du prototype de gondole.*

Le prototype non segmenté représente un secteur de gondole: il possède le même nombre de couches de plomb et de scintillateur, ces différentes couches ayant les mêmes épaisseurs que dans une gondole. *Toutefois, il ne présente pas de scintillateur frontal.*

La lumière sera collectée comme dans une gondole normale: de chaque côte sera placée une barre de BBQ, au bout de laquelle sera fixé un photomultiplicateur permettant de lire le signal (schéma fig 30).

6.2.2 *La lecture des données*

Le prototype de gondole est lu par deux PM. Ceux-ci ont les deux mêmes voies de lecture que les PM normaux d' une gondole, c'est-à-dire une sortie picoampèremètre et une sortie rapide. La sortie du picoampèremètre qui traduit un courant i en une tension V peut être lue avec un voltmètre. Le signal sortant de la voie rapide est lu par un ADC qui est ensuite lui-même lu par ordinateur, cet ordinateur pouvant être un CAVIAR ou une H-P.

6.2.3 *Description de la mesure.*

6.2.3.1 Principe de la mesure.

Reprenons la formule (2) p 72. Elle peut encore s' appliquer ici, P_i devient alors la puissance effective déposée par la source dans le prototype de gondole.
La constante de calibration C_i est obtenue en mesurant la réponse de ce prototype aux électrons (formule (1) p 71).
En conséquence, pour un PM n° donné, la puissance effective de la source sera donnée par la formule suivante:

$$P_i = \frac{E \cdot I_i \cdot G_i}{Q_i}$$

où E est l' impulsion des electrons, I_i le courant mesuré lors de l' exposition à la source, Q_i la charge mesurée lors de l' exposition aux électrons, et G_i la constante de calibration croisée.

6.2.3.2 Mesure de *I*.

Afin de s' assurer de la reproductibilité des résultats, deux séries de mesures ont été effectuées. On a mesuré successivement le signal obtenu avec la source fermée, puis le signal obtenu avec la source ouverte. Ce signal est mesuré en volts. Les résultats sont donnés dans la table 1.

Table 1
Mesure de l'intensité I_i.

PM	piedest	Mesure 1	Mesure 2
1	0.04	6.95	6.91
2	0.13	7.33	7.20

(Volts)

6.2.3.3 Mesure de *G*.

Table 2
Mesure de la constante de calibration croisée G_i.

	PM n° *1*		PM n° *2*	
	I_1	Q_1	I_2	Q_2
ped	0.04	256	0.13	247
LED	1.495	1019	2.04	783
ped	0.04	256	0.13	247
LED	1.49	1025	2.04	785
ped	0.04	256	0.13	247

La calibration croisée est effectuée avec les LED (chap 9) Nous avons mesuré simultanément la réponse Q de la voie rapide (LeCroy) et la réponse I du picoampèremètre aux impulsions LED de fréquence ν. Ces LED sont placées devant les guides de lumière qui lisent les plaques de BBQ. La constante de calibration croisée G est alors donnée en comparant le signal $Q \cdot \nu$ donné par la voie rapide et le courant I donné par le picoampèremètre suivant la formule:

$$G = \frac{Q \cdot v}{I}$$

Les mesures ont donné (table 2): $G_1 = 3.182 \times 10^6$, $G_2 = 4.107 \times 10^6$.

6.2.3.4 Mesure de Q.

On expose ensuite le protoype de gondole aux électrons et on effectue encore deux séries de mesures (table 3). L'énergie des électrons est de 10 GeV. On obtient: $Q_1 = 855$; $Q_2 = 998$.
La mesure est affectée d'une incertitude liée à la photostatistique et aux fluctuations statistiques dans l'échantillonnage de la gerbe: on a mesuré une largeur de 5.5% sur le signal Q (§ 4.4.1). La mesure ayant été effectuée avec 200 électrons, l'incertitude statistique sur la mesure de Q_1 et Q_2 est de 4‰, compatible avec les variations observées.

Table 3
Réponse Q du prototype aux électrons.

PM n°	signal e^-	piédestal	Q
1	1107.0	248.2	858.8
2	1264.5	257.4	1007.1
1	1099.3	247.7	851.6
2	1247.2	257.5	989.7

6.2.3.5 Mesure de l' impulsion des électrons.

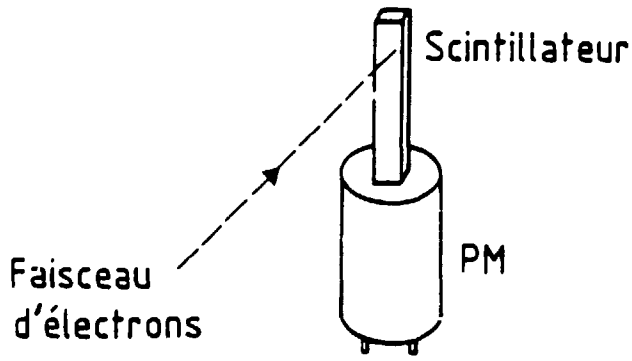


Figure 31: Un scintillateur en forme de doigt.

L' impulsion du faisceau d' électrons est en principe connue et constitue l' un des paramètres du faisceau. Nous avons cependant vérifié sa valeur à l' aide d' un aimant déflecteur (fig 32).
La mesure consiste à soumettre le faisceau d' électrons à un champ magnétique et à mesurer la déflexion engendrée.

Si θ est l' angle de déflexion, si p est l' impulsion du faisceau en MeV, et si $\int B dl$ est l' intégrale curviligne du champ magnétique $\boldsymbol{B}$, on peut aisément démontrer la formule semi-numérique suivante:

$$\vartheta = \frac{300 \times \int B dl}{P\ (\mathrm{MeV})} \quad (\mathrm{T \cdot m})$$

Nous pouvons admettre que la trajectoire des électrons à l' intérieur de l' aimant est circulaire. Par un calcul géométrique relativement simple (annexe C), nous pouvons facilement établir que l' angle de déflexion θ est donné par (fig 32):

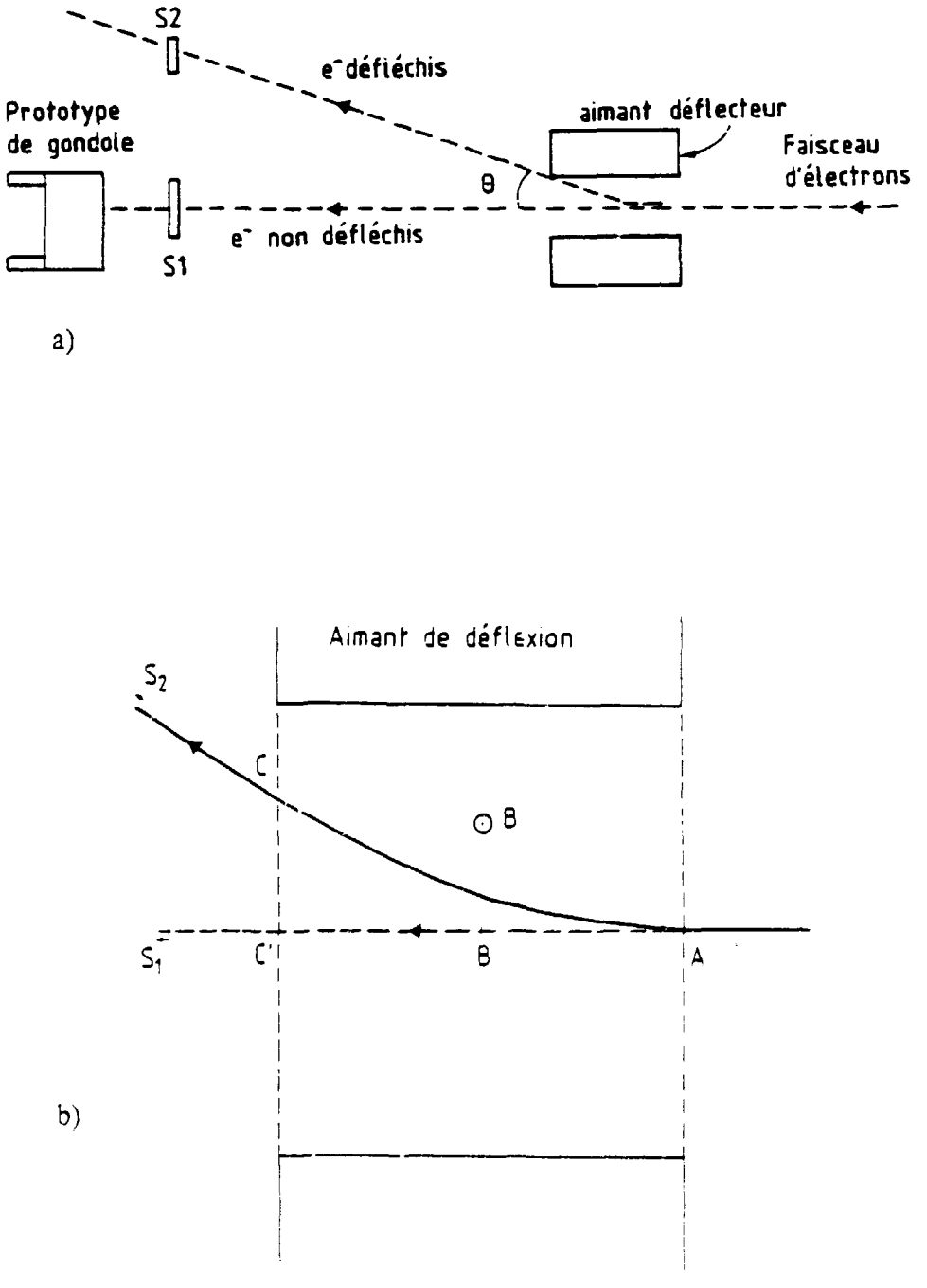


Figure 32: a) Mesure de l'impulsion des électrons.b) Définition du point B.

$$\theta = \tan^{-1} \frac{S_1 S_2}{S_1 B}$$

où les points S_1 et S_2 sont définis dans la figure 32. S_1S_2 valait 120.4 cm et S_1B valait 1160.8 + 100 cm (la longueur totale de l' aimant est de 2 m). En conséquence, θ vaut 0.09549 radians.
$\int B dl$ a été mesuré à l' aide d' un teslamètre en effectuant une carte du champ à l' intérieur de l' aimant. Une valeur de 3.168 T·m a été trouvée. En conséquence, la valeur mesurée de l' impulsion des électrons est de 9.95 GeV.

La mesure de $\int B \cdot dl$ est donnée à une précision de l' ordre de 1 à 2%. La mesure de S_1S_2 est donnée à une précision de l' ordre du pour-mille, ainsi que la mesure de S_1B (annexe C).

Notons enfin que les électrons traversent 18 m d' air et qu' ainsi, 6% d' entre eux perdent de l' énergie sous forme de photons de freinage[15]. Cependant, ces derniers seront recueillis par le détecteur qui ne fait pas la distinction entre un électron seul, et un électron accompagné de plusieurs photons.

La mesure de l' impulsion des électrons effectuée est donc compatible avec la valeur annoncée par les responsables du faisceau.

6.2.3.6 La puissance effective mesurée.

Pour chacun des PM, nous avons alors obtenu lors de la première mesure:

$$P_1 = 304\,304 \text{ GeV}\cdot\text{s}^{-1}; \qquad P_2 = 293\,619 \text{ GeV}\cdot\text{s}^{-1}.$$

et lors de la deuxième mesure:

$$P_1 = 306\,876 \text{ GeV}\cdot\text{s}^{-1}; \qquad P_2 = 298\,781 \text{ GeV}\cdot\text{s}^{-1}.$$

L' écart entre les valeurs données par chacun des 2 PM est de 3%.
Nous avions fait jusqu' à présent l' hypothèse que la source et le faisceau étaient situés au même endroit. Ceci n' est pas vrai en toute rigueur.

---

[15] La longueur de radiation X_0 des électrons dans l' [illegible] est de 304 m.

Le scintillateur a une longueur d' atténuation de 23 cm, cette différence de 3% correspond donc à un écart entre la position de la source et du faisceau d' électrons de 3 mm environ.

Dans une gondole, l' atténuation du signal le long du scintillateur est pratiquement exponentielle, et on peut alors admettre que le calcul effectué dans le paragraphe 4.2.4 s' applique encore ici. En conséquence, si q_1 et q_2 sont les charges mesurées par chacun des PM préalablement calibrés, ayant pour constantes de calibration absolue C_1 et C_2, l' énergie E d' une particule vaudra (au premier ordre):

$$E = (C_1 \cdot q_1 \cdot C_2 \cdot q_2)^{1/2} \qquad (1)$$

En remplaçant C_1 et C_2 dans l' équation (1), l' on obtient:

$$P_{Co} = \frac{E}{\sqrt{\frac{q_1}{i_1 \cdot G_1} \times \frac{q_2}{i_2 \cdot G_2}}} \qquad (2)$$

Lors de la première mesure aux électrons, nous donc obtenu comme mesure de la puissance effective[16], la valeur de 298 910 GeV·s^{-1}, et lors de la deuxième mesure, la valeur de 302 800 GeV·s^{-1}.

Remarque

L' équation (2) ci-dessus, n' est vraie que si l' atténuation de la lumière dans le scintillateur est effectivement exponentielle. Cette dernière hypothèse reste à vérifier. L' écart de 3% entre les puissances effectives données par chacun des PM peut alors être effectivement corrigé. Dans le cas contraire, on est en présence d' une erreur sur la mesure de P_{Co} qu' on ne peut pas corriger. L' incertitude engendrée serait alors de $3\%/\sqrt{2} = 2\%$. Il se peut que nous soyons là en présence d' une cause d' erreur importante.

[16] La valeur mesurée a pu être obtenue à 1.5% de précision (295 000 GeV s), plusieurs mois avant, en utilisant des moyens indirects qui seront décrits dans le paragraphe 7.6.

6.2.3.7 Évaluation des erreurs.

Évaluons l' incertitude globale de la mesure de P_{Co} et commençons par évaluer l' erreur "statistique".

Nous pouvons estimer la précision de la mesure de l' impulsion des électrons au pour-cent. La mesure de leur impulsion donnait un accord à 0.5% avec la valeur attendue.

La mesure du courant I est obtenue avec une précision meilleure que le pour-mille, les mesures effectuées à des instants successifs donnant toujours la même valeur. Ce résultat sera confirmé dans la suite de l' exposé.

Nous verrons dans le chapitre 9 que la constante de calibration croisée G est donnée à 5‰ près.

Nous avons effectué deux séries de mesures de Q, et nous avons constaté d' une mesure à l' autre, un glissement systématique de 1.2% des données. L' incertitude statistique sur la mesure de Q est de 4‰. Nous avons donc un accord à 3 écarts standards entre les deux mesures. En plus des erreurs statistiques, nous devons probablement être en présence d' erreurs systématiques dues par exemple, à un changement de l' impulsion des électrons du faisceau (le glissement entre les 2 mesures est le même pour les 2 PM et vaut 1.2%).

Nous pouvons espérer avoir mesuré P_{Co} avec une précision de l' ordre de 1 à 2%.

6.2.4 *Calcul théorique.*

Soit ν l' activité de la source (nombre de désintégrations par seconde). Soient E_1 et E_2 les énergies respectives des deux photons émis. La puissance vraie P_{Co} de la source sera:

$$P_{Co} = (E_1 + E_2)\cdot\nu\cdot\Delta\Omega/4\cdot\pi$$

où $\Delta\Omega$ est l' angle solide de la fente vu par la source. Au moment où ce calcul avait été [illegible] (mai 1982), ν valait 3.91 Curies. Or par définition: 1 Curie = 3.7×10^{10} s^{-1}.
En première approximation, on peut admettre que $\Delta\Omega = S/d^2$ où $S = 0.5\times2$ cm^2 est la section de la fente, et $d = 9$ cm est la distance de la source à la fente. Les deux photons émis ont une énergie de 1.1732 MeV et 1.3325 MeV et la puissance vraie vaudra alors 360 000 GeV·s^{-1}.

Mais, une plaque d' aluminium est installée devant le premier segment, elle absorbe 14% de l' énergie de la source et seulement 1% de l' énergie d' un électron. La puissance théorique de la source est donc de 313 000 GeV/s.

Cette valeur est à comparer avec la valeur mesurée aux électrons en mai 1982. Deux mesures avaient été faites qui avaient donné 194 000 $GeV \cdot s^{-1}$ puis 191 000 $GeV \cdot s^{-1}$.

La différence entre la valeur théorique et la valeur mesurée est importante. Ce désaccord peut être être expliqué car *nous ne mesurons seulement que l' énergie d' ionisation déposée dans le scintillateur.* Il faut donc déterminer la fraction de l' énergie d' ionisation déposée dans le scintillateur, que ce soit pour des gerbes engendrée par des électrons de haute énergie ou des photons de 1 MeV. Pour cela, on a utilisé le programme de Monte-Carlo EGS [59].
Ce programme prédit que la fraction de l' énergie d' ionisation déposée dans le scintillateur par des photons de "basse" énergie (quelques MeV) est de l' ordre de 0.07. L' incertitude théorique sur cette valeur est importante car il est difficile de reproduire la cinématique des électrons qui ont une énergie inférieure à 100 keV.
En ce qui concerne les électrons de plusieurs dizaines de GeV, ce programme prédit que la fraction de l' énergie d' ionisation déposée dans le scintillateur est de 0.14 [62].

En conséquence, si l' on renormalise la valeur théorique de P_{Co}, l' on obtient une puissance effective calculée de 313 000 x 0.07/0.14 = 157 000 GeV. Cette valeur est en accord à 20% près avec la valeur mesurée.

6.2.5 *L' évolution au cours du temps de la puissance effective.*

La mesure décrite ci-dessus permet d' obtenir la puissance effective de la source à un instant donné. Soit P_0 la puissance effective de la source au temps $t=0$. Comme l' activité de la source décroît exponentiellement au cours du temps, la puissance effective $P(t)$ de la source à un instant ultérieur vaudra donc $P(t) = P_0 \cdot e^{-t/T}$ où T est la durée de vie (en 1/e) du Cobalt 60 (91.27 mois).
Toutefois, nous pouvons envisager des effets indésirables tels l' activation de l' enveloppe de la source ou la dégradation du mécanisme d' ouverture de la source. Expérimentalement, il s' est avéré que ces effets étaient négligeables dans la limite de la précision des données car d' une part, nous avons vérifié la reproductibilité des mesures (§ 10.2.1) et d' autre part, nous avons vérifié avec les données que les facteurs d' échelle n' ont pas changé d' une période de faisceau à l' autre (chap 12).

6.3 *MESURE DES FRACTIONS DE PUISSANCE EFFECTIVE* f_i.

Nous avons vu que la quantité P_{Co} mesurée correspondait à *la puissance effective déposée par la source dans le prototype de gondole.* Nous voulons aussi mesurer les fractions f_i de puissance effective déposée dans le segment n° *i*. La mesure des quantités $f_i \cdot P_{Co}$ devra se faire en comparant *la réponse d' un segment de gondole à la source cobalt et aux électrons.*

6.3.1 *La mesure aux électrons.*

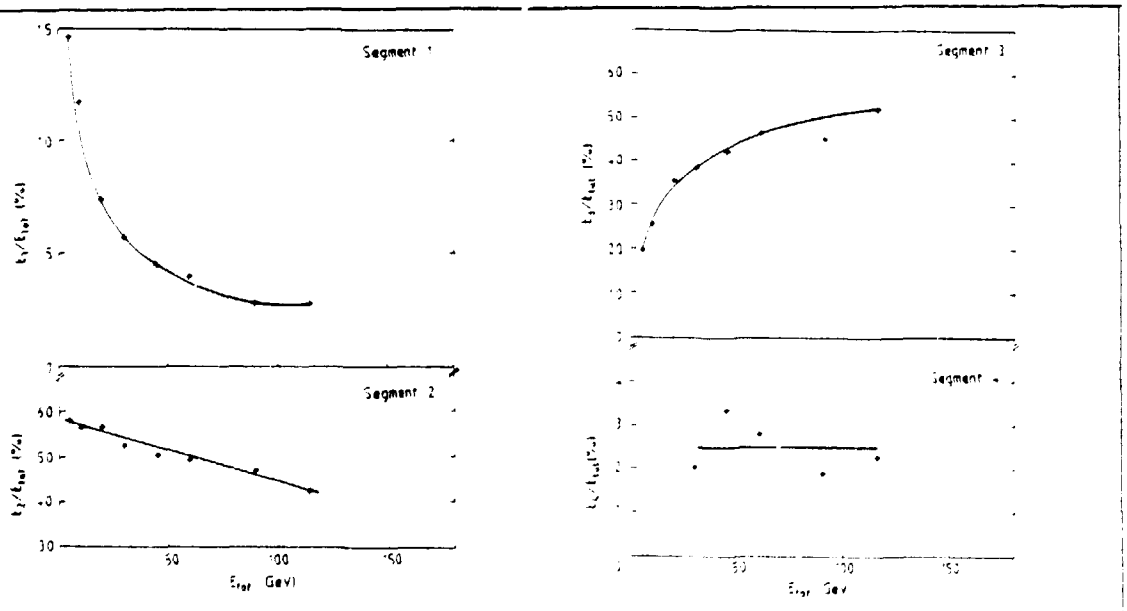


Figure 33: Le pourcentage moyen de l' énergie déposée par des électrons dans un segment donné en fonction de l' énergie.

Imaginons que les 4 segments n° i du calorimètre soient parfaitement calibrés et enregistrent respectivement les énergies E_i, où $i \in \{1,2,3,4\}$.
Si l'on néglige la résolution du calorimètre qui ne dépend pas de l'existence des 4 segments, on doit avoir pour tout électron d'énergie E, la relation suivante:

$$\sum_{i=1}^{4} E_i = E \qquad (1)$$

Les valeurs E_i sont corrélées entre elles de telle manière que si l'on mesure E'_i pour un autre électron d'énergie E, on doit avoir:

$$\sum_{i=1}^{4} \delta E_i = 0 \qquad (\text{avec } \delta E_i = E'_i - E_i) \qquad (2)$$

Supposons maintenant que l'on change les constantes de calibration arbitrairement d'un facteur α_i applicable à E_i. La relation (2) ne sera plus vérifiée:

$$\sum_{i=1}^{4} \alpha_i \cdot \delta E_i \neq 0 \qquad (3)$$

On voit que les fluctuations de développement de la gerbe électromagnétique entraîne un élargissement de la résolution lorsqu'on ne dispose pas des constantes de calibration optimales. Supposons maintenant que l'énergie E de l'électron incident change. Les relations (1) à (3) établies ci-dessus s'écrivent en posant $x_i = E_i/E$:

$$\sum_{i=1}^{4} x_i = 0 \qquad (1')$$

$$\sum_{i=1}^{4} \delta x_i = 0 \qquad (2')$$

$$\sum_{i=1}^{4} \alpha_i \cdot \delta x_i \neq 0 \qquad (3')$$

Ces équations doivent être vérifiées quel que soit l'énergie.

Comme en moyenne, les proportions d'énergie déposées dans chaque segment dépendent de l'énergie incidente (fig 33) les relations (1') et (2') contraignent

suffisamment les constantes de calibration pour les définir avec précision. Nous écrivons donc que quel que soit l'énergie incidente, la résolution du calorimètre doit être minimum. Pour cela, nous partons d'un ensemble de constantes f_i déterminées par le calcul de l'absorption du ^{60}Co dans le plomb (§ 6.3.3.2). Les énergies obtenues sont appelées E_i et nous leur appliquons ensuite quatre facteurs correctifs α_i, par rapport auxquels nous réalisons la minimisation de la quantité suivante:

$$\chi^2 = \sum_E \frac{\langle (E - \Sigma \alpha_i \cdot E_i)^2 \rangle}{E} \qquad (4)$$

La somme sur E signifie que l'on utilise plusieurs énergies connues dans le calcul, et la division par E correspond à la pondération par l'erreur due à la photostatistique (la précision de la mesure de E est en $E^{-1/2}$).
Notons que la recherche du minimum de résolution est équivalente d'après la formule (4), à un ajustement linéaire par la méthode des moindres carrés, de la réponse du calorimètre.
Pour le calcul, nous avons utilisé 6 énergies et 200 électrons pour chaque énergie: 5, 10, 30, 45, 60 et 115 GeV. E_i est la moyenne pondérée par la photostatistique, des 4 valeurs de l'énergie obtenues par les photomultiplicateurs d'un segment. Les f_i nominaux utilisés pour calibrer chaque PM sont égaux à:

$$f_1 = 0.62; \qquad f_2 = 0.285; \qquad f_3 = 0.035; \qquad f_4 = 0.0020$$

Le point d'impact des électrons sur la face avant de la gondole est connu exactement, et la calibration à la source (mesure des courants I_{ij}) est réalisée au même point, et chaque fois que l'on change l'énergie du faisceau. Ceci évite les problèmes de reconstruction qui apparaissent quand on ne connaît pas le point d'impact. L'énergie du faisceau est connue à 1% près pour $E > 10$ GeV.

6.3.2 *Résultats et conclusion.*

6.3.2.1 Les valeurs numériques obtenues.

Dans la table 4, nous montrons les résultats pour chaque énergie et pour l'ensemble des énergies. La détermination des α_i pour une énergie donnée est entachée d'une erreur importante car les fluctuations de développement de gerbe ne suffisent pas à contraindre suffisamment les α_i (δx_i est petit dans la formule (2')). Par contre, le fait qu'en moyenne, les pourcentages d'énergie varient de plusieurs dizaines de pour-cent en passant de 10 à 115 GeV (fig 33), entraîne une bonne détermination de α_i lorsqu'on

Table 4
Les α_i mesurés aux électrons.

Énergie e^- incident	segment n° *1*	segment n° *2*	segment n° *3*	segment n° *4*
5 GeV	0.8274	0.96376	0.98672	0.81478
10 GeV	0.866	1.0107	0.91107	0.95512
30 GeV	1.282	0.975	0.933	0.656
45 GeV	1.144	1.011	0.900	0.787
60 GeV	0.90366	1.0567	0.88432	0.72385
115 GeV	0.713	1.068	0.887	1.728
intégré	0.98375	1.0088	0.94250	0.78427

utilise l' ensemble des énergies disponibles. Si le prototype de gondole et la gondole étaient *rigoureusement similaires*, on aurait l' *égalité* entre la puissance effective déposée dans une gondole et la puissance effective déposée dans le petit prototype. On aurait alors:

$$P_{Co} = f_1 \cdot P_{Co} + f_2 \cdot P_{Co} + f_3 \cdot P_{Co} + f_4 \cdot P_{Co}$$

c'est-à-dire: $f_1 + f_2 + f_3 + f_4 = 1$

Comme les gondoles sont munies d' un *scintiliateur frontal*, contrairement au prototype, la puissance effective totale déposée par la source sera plus grande dans le prototype. Ainsi, le programme de Monte-Carlo EGS prévoit que le scintillateur frontal absorbe 8% de la puissance effective de la source. On devrait avoir:

$$f_1 + f_2 + f_3 + f_4 = 0.92$$

Cette valeur est à comparer avec la valeur mesurée de $f_1 + f_2 + f_3 + f_4$ qui est de 0.93 (table 5).

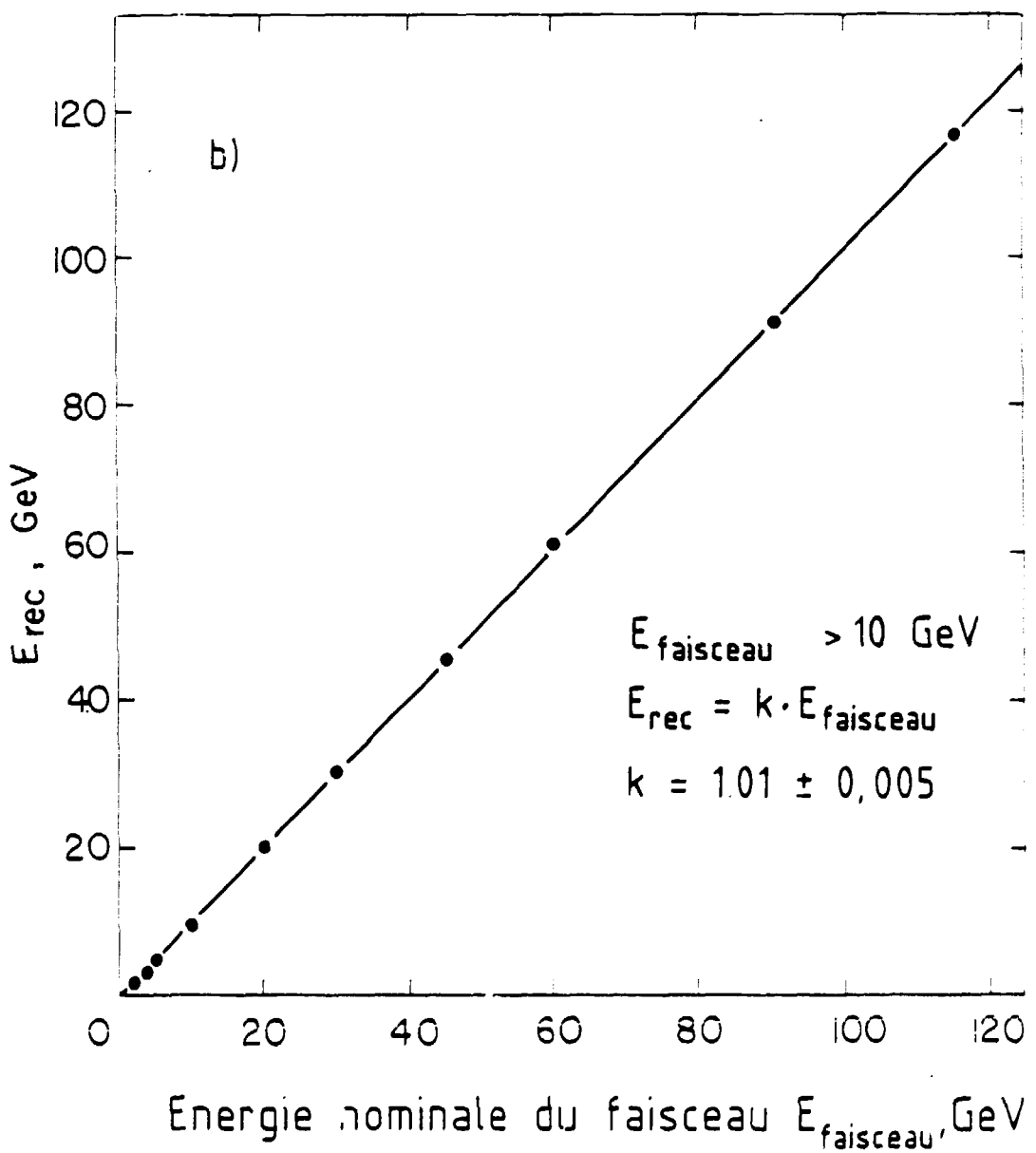


Figure 34: La linéarité des gondoles.

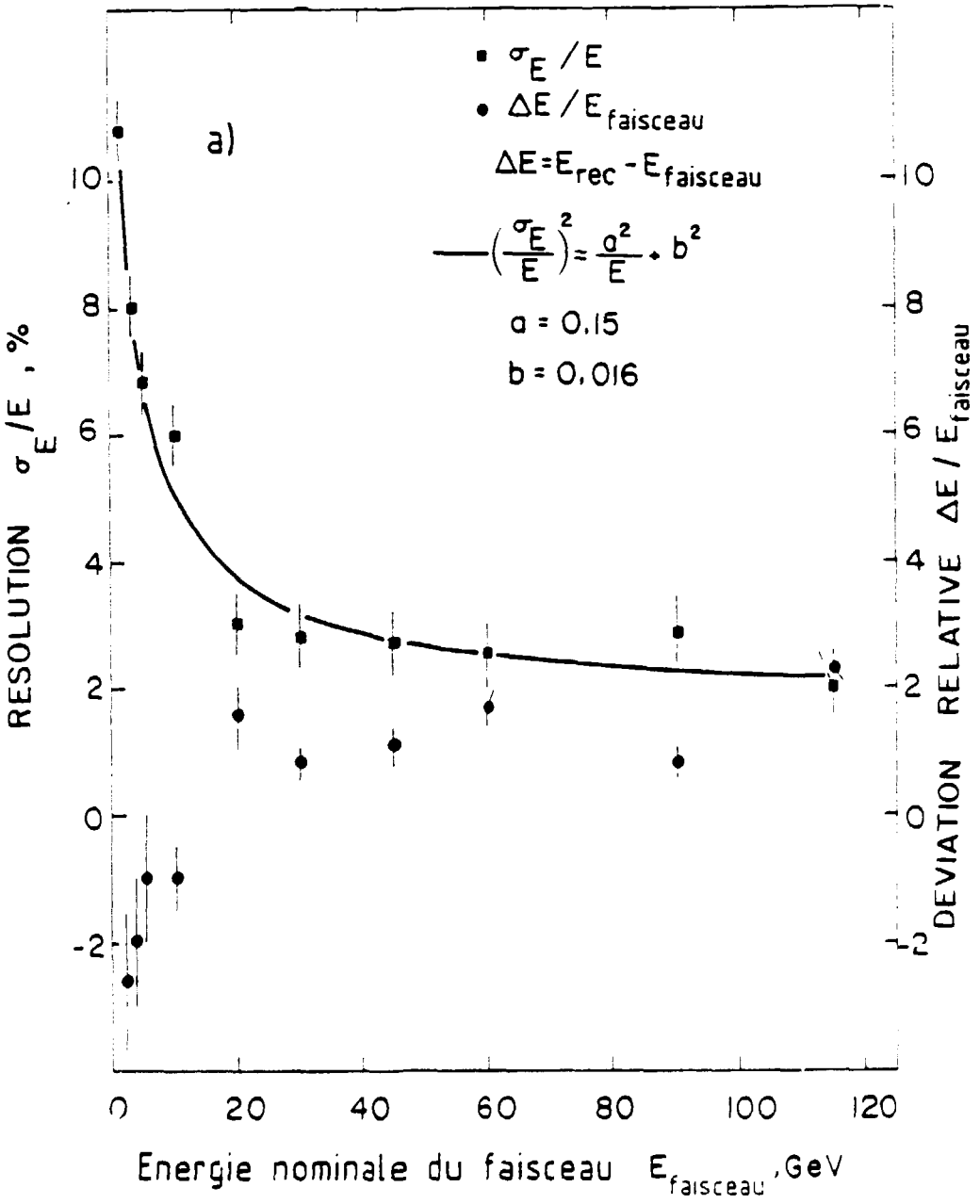


Figure 35: La résolution mesurée des gondoles.

6.3.2.2 La linéarité des gondoles.

Pour effectuer la mesure des coefficients f_i avec des électrons, nous avons effectué une rampe en énergie de ceux-ci de 2 à 115 GeV. En reprenant ces mêmes données, on peut mesurer la linéarité du calorimètre. Si l'on compare l'énergie reconstruite E_{rec} et l'impulsion nominale des électrons P_{nom}, 2 domaines distincts apparaissent:

(i) Pour des impulsions supérieures à 10 GeV, l'énergie reconstruite pour un électron incident au milieu en x et en ϕ de la gondole, obéit à la loi suivante (fig 34):

$$E_{rec} = k \cdot P_{nom}$$

L'étude a été effectuée avec deux gondoles de test et a donné $k_1 = 1.01$ et $k_2 = 0.98$. *Les deux mesures du coefficient* k *présentent un écart de 3%.* Pour chacune des gondoles, le rapport k est donné à 5‰ près (fig 34).

(ii) Pour des impulsions inférieures à 10 GeV, l'énergie reconstruite est sous-estimée. Ceci peut être expliqué partiellement. En effet, le faisceau test n'a pas été conçu pour de si petites impulsions et l'impulsion du faisceau n'est peut-être pas donnée avec la meilleure précision: pour avoir une intensité raisonnable de faisceau, on a été obligé d'ouvrir au maximum les collimateurs. Pour des électrons d'énergie plus élevée, on s'est aperçu que l'énergie moyenne reconstruite dépendait de l'ouverture des collimateurs et que plus ceux-ci sont ouverts, plus l'impulsion moyenne du faisceau diminue. L'effet est de l'ordre du pour-cent. Toutefois ces incertitudes sont inférieures au désaccord mesuré. Les calculs effectués avec le programme de Monte-Carlo EGS indiquent que le calorimètre devrait être linéaire jusqu'à des énergies atteignant 500 MeV. Nous sommes alors probablement en présence de *non-linéarités* du système de lecture.

En conséquence, ces résultats traduisent plusieurs choses:

(i) Pour une gondole donnée, la détermination des coefficients f_i est suffisamment bonne pour assurer une linéarité *apparente* de ce module de calorimètre à mieux que 5‰ pour des énergies comprises entre 10 et 115 GeV.

(ii) Les coefficients f_i varient de quelques pour-cent d'une gondole à l'autre. Il est donc primordial de les mesurer sur chacune des gondoles de l'expérience, une erreur importante effectuée sur f_2 et f_3 se répercutant immédiatement sur l'énergie mesurée. On montrera au chapitre 12 comment on peut déterminer les f_i pour chaque gondole à l'aide des événements biais minimum et à l'aide des muons cosmiques.

6.3.2.3 La résolution des gondoles.

La largeur σ de la distribution de l' énergie E mesurée pour des électrons d' incidence normale au milieu de la gondole, obéit à la loi expérimentale suivante (fig 35):

$$\sigma^2 = a^2/E + b^2 \qquad \text{où } E \text{ est en GeV, avec } a = 0.15, b = 0.035$$

Le premier terme représente la résolution intrinsèque du détecteur, le deuxième représente les autres incertitudes[17] (largeur en énergie du faisceau, bruit...).

L' incertitude sur la mesure de l' énergie des électrons incidents liée aux propriétés de développement de gerbe a pu être paramétrée par un programme de Monte-Carlo EGS (§ 4.4.1) et elle devrait être paramétrée par $0.08/\sqrt{E}$ où E est l' énergie donnée en GeV. En fait, d' autres phénomènes limitent la résolution du détecteur et la photostatistique joue aussi un rôle important[57]. Dans le paragraphe 4.4.1, nous avons vu que l' incertitude liée à la photostatistique devrait être paramétrée par $0.11 \times E^{-1/2}$. L' incertitude sur l' énergie mesurée par le calorimètre devrait donc être de l' ordre de $0.136/\sqrt{E}$.
Cette valeur est à comparer à la résolution expérimentale en $0.15/\sqrt{E}$. L' accord est excellent entre ces deux estimations.

6.3.3 *Autres évaluations des* f_i.

On peut procéder de différentes manières pour vérifier les valeurs des coefficients f_i déterminées précédemment. Ainsi:

(i) On peut les évaluer numériquement en calculant l' absorption des photons γ de 1 MeV environ dans un empilement de plomb et de scintillateur.

(ii) On peut aussi procéder de manière purement expérimentale en mesurant la courbe d' absorption des photons de 1 MeV.

6.3.3.1 Évaluation numérique.

Comme les photons émis par la désintégration du Cobalt 60 ont une énergie de 1.1732 MeV et 1.3325 MeV, ils interagiront principalement par effet Compton, et l' effet photoélectrique sera le mécanisme dominant pour les γ secondaires émis. L' interaction

---

17 Notons que les positions relatives du faisceau et de la source ne sont connues qu' avec une précision de l' ordre du centimètre.

photon-nucléon est négligeable [64], ainsi que les processus de création de paires.

Le calcul des fractions d' énergie absorbée peut être effectué à l' aide du programme Monte-Carlo EGS décrit dans le chapitre 4 et qui tient compte de tous ces effets. Pour ces calculs, on négiige la désintégration du ^{60}Co en électrons de 314 keV qui sont totalement absorbés par le scintillateur frontal, ainsi que la diffusion des γ sur le bord de la fente de la source (phénomène peut-être plus important). Ce programme utilise des tables de sections efficaces qui ont été calculées ou mesurées par ailleurs. (Notons que les électrons des couches profondes du plomb ont des énergies de liaison de plusieurs centaines de keV qui ne sont plus négligeables devant les énergies des particules de la gerbe.)
Les valeurs ainsi obtenues sont [59]:

$$f_1 = 0.63, f_2 = 0.33, f_3 = 0.038, f_4 = 0.0016$$

Une méthode plus rapide, mais moins raffinée, consiste à utiliser directement les tables de sections efficaces de diffusion d' un photon d' énergie donnée dans un matériau donné. Ces tables donnent en outre les facteurs correctifs requis pour tenir compte de l' émission de photons secondaires [58,60]. Les fractions f_i d' énergie déposée ainsi calculées valent:

$$f_1 = 0.600, f_2 = 0.354, f_3 = 0.045, f_4 = 0.0012$$

6.3.3.2 Mesure avec les éléments passifs [67].

Le principe de la mesure avec les éléments passifs consiste à *simuler artificiellement des segments de gondole* en plaçant entre la source Cobalt et le prototype de gondole des plaques de plomb afin de mesurer la *courbe d' absorption* et en déduire les f_i. Nous obtenons:

$$f_1 = 0.662 \pm 0.007 \ ; \qquad f_2 = 0.301 \pm 0.003 \ ;$$
$$f_3 = 0.035 \pm 0.001 \ ; \qquad f_4 = 0.002 \pm 2\times10^{-4} \ ;$$

Les valeurs des coefficients f_i doivent être diminuées de 8%, car le prototype de gondole n' a pas de scintillateur frontal. On obtient:

$$f_1 = 0.609 \pm 0.007 \ ; \qquad f_2 = 0.277 \pm 0.003 \ ;$$
$$f_3 = 0.032 \pm 0.001 \ ; \qquad f_4 = 0.0018 \pm 2\times10^{-4} \ ;$$

6.3.3.3 Les corrections du second ordre.

Les valeurs f_i obtenues après calcul doivent être elles-mêmes corrigées, car il apparaît un effet dit d' *anneau.*

Cet effet est une conséquence du fait que dans les premiers segments, l' électron développe sa gerbe en moyenne au fond de ceux-ci, tandis que le photon de la source développe sa "gerbe" au début. En particulier, 12% de l' énergie de la source est déposée dans la première des 14 couches de plomb-scintillateur (§ 6.3.4). Par contre pour des électrons d' incidence normale, seule 2.2 % de l' énergie d' un électron de 50 GeV est déposée dans le segment 1[18]. Ainsi, dans le segment n° *1*, avec la source on mesure la carte des premières couches de scintillateur, tandis que la carte en électrons qui nous concerne, est la carte des dernières couches de scintillateur. Dans l' annexe B, nous montrons que plus la source lumineuse est profonde dans le segment, plus le signal vu est important car les réflexions sont moindres. Si R est le rayon d' une gondole, et si ΔR est la différence de profondeur moyenne entre la gerbe d' un électron et la gerbe d' un photon de la source dans un segment donné, la correction β_i à effectuer sur f_i sera $\Delta R/R$.

Calculons numériquement ces coefficients β_i en nous plaçant par exemple dans le premier segment. Dans ce segment, l' énergie déposée par un électron incident sera essentiellement détectée par les dernières couches de scintillateur. Dans ces conditions, on verra donc plus de lumière que si cette énergie avait été déposée dans les premières couches, et on aura donc tendance à surestimer la fraction d' énergie déposée. La correction δ_i que l' on devra faire sur f_i sera donc: $\delta_i = 1 - \beta_i$.
On obtient pour le premier segment: $\beta_1 = \Delta R/R \simeq 3\%$
Dans le deuxième segment on peut considérer que la gerbe créée par un électron dépose son énergie en moyenne au milieu de ce segment, tandis que la gerbe de la source dépose son énergie en moyenne en tête du segment. On obtient alors $\beta_2 = 3.5$ % .
On peut admettre que l' effet d' anneau ne joue pas pour les segments du fond les formes de développement de gerbe étant à peu près identiques.

6.3.3.4 Les valeurs de f_i obtenues par chacune de ces méthodes.

Nous allons maintenant comparer les fractions f_i de puissance effective obtenues suivant chacune des méthodes décrites plus haut. Nous donnons les coefficients f_i obtenus par calcul, puis les f_i obtenus par la méthode des éléments passifs, avant correction puis corrigées de l' effet d' anneau (table 5).

---

18 La déposition relative d' énergie E_1/E_{tot} dans le segment n° *1* peut être paramétrée par $E_1/E_{tot} \simeq 16\% \sqrt{E_{tot}}$ (fig. 33).

Table 5
Les coefficients f_i.

segment	1	2	3	4
électrons	0.610±0.007	0.285±0.003	0.033±0.001	$0.0015\pm4\times10^{-4}$
EGS	0.630	0.330	0.038	0.0016
EGS corrigé	0.610	0.315	0.038	0.0012
tables d'absorption	0.600	0.354	0.035	0.0012
" " corrigées	0.575	0.343	0.035	0.0012
éléments passifs	0.609±0.007	0.277±0.003	0.032±0.001	$0.0018\pm2\times10^{-4}$
" " corrigés	0.585±0.007	0.267±0.003	0.032±0.001	$0.0018\pm2\times10^{-4}$

Les écarts entre les différentes évaluations des f_i sont importants: la dispersion entre la plus petite évaluation de f_2 et la plus grande évaluation de f_2 est de 20%. Les valeurs qui font foi sont les *valeurs mesurées* (aux électrons). L' accord entre les valeurs mesurées aux électrons et les valeurs obtenues par la méthode des éléments passifs est assez bon: il est assuré à 3% près pour les 3 premiers segments. Les principales incertitudes dans la mesure avec les éléments passifs résident dans la détermination de la correction à effectuer liée à *l' absence de scintillateur frontal* (§ 6.3.3.2) et dans l' évaluation précise de l' effet d' anneau.

6.3.4 *Limitations.*

Jusqu' ici nous avons fait l' hypothèse que les valeurs f_i précédemment mesurées étaient les mêmes pour toutes les gondoles. Nous allons examiner dans quelle mesure cette hypothèse peut être faite.

Si les gondoles de la zone d' expérience n' ont pas la même géométrie que les gondoles de test, le développement de la gerbe ne sera plus identique et la lumière produite par le scintillateur n' aura pas le même cheminement moyen, les coefficients f_i vont donc varier d' un module de calorimètre à l' autre.

Nous allons essayer d'évaluer l'incertitude théorique sur les f_i. Comme nous effectuons un calcul d'estimation d'erreur, un modèle simple pourra être considéré: nous supposons que l'atténuation du signal en profondeur est exponentielle avec une longueur d'atténuation λ. La fraction d'énergie déposée entre les épaisseurs a et b vaut:

$$f = \frac{1}{\lambda} \int_a^{a+b} e^{-x/\lambda} dx = e^{-a/\lambda} \cdot (1 - e^{-b/\lambda})$$

Considérons le segment n° i devant lequel est placée une épaisseur a de plomb, et ayant lui-même une épaisseur b.
Supposons qu'une incertitude δa règne sur la valeur de a ainsi qu'une incertitude δb sur la valeur de b. *Nous supposons que les erreurs sur* a *et* b *sont décorrélées.* L'incertitude relative sur la mesure de f vaudra:

$$\frac{\delta f}{f} = \sqrt{\left[\frac{\delta a}{\lambda}\right]^2 + \left[\frac{e^{-b/\lambda}}{1 - e^{-b/\lambda}} \cdot \frac{\delta b}{\lambda}\right]^2}$$

Soit n le nombre de couches de plaques de plomb d'épaisseur e entre la source et le segment n° i. Soit m le nombre de couches de plomb constituant le segment n° j.
En principe, l'épaisseur de chaque couche de plomb devrait être indépendante des autres. Ainsi si δe est l'erreur absolue faite sur une couche de plomb, l'erreur absolue faite sur p couches vaudra $\sqrt{p} \cdot \delta e$. On obtient alors:

$$\frac{\delta f}{f} = \sqrt{\left[\frac{\sqrt{n} \cdot \delta e}{\lambda}\right]^2 + \left[\frac{\sqrt{m} \cdot \delta e \cdot e^{-b/\lambda}}{\lambda \cdot (1 - e^{-b/\lambda})}\right]^2}$$

d'où:

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\delta e}{e} \cdot \frac{e}{\lambda} \sqrt{n + \left[\frac{e^{-b/\lambda}}{1 - e^{-b/\lambda}}\right]^2 \times m}$$

Chaque épaisseur de plomb fait environ 0.09 longueur d'atténuation. Son épaisseur est connue à 2% près. Nous avons estimé les incertitudes $\delta f/f$ pour chaque segment et les résultats sont donnés dans la table 6.

Nous pouvons aussi faire l' hypothèse que les épaisseurs de plomb ne sont pas indépendantes les unes des autres. Nous obtenons alors:

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{n \cdot \delta e}{\lambda} + \frac{m \cdot \delta e \cdot e^{-b/\lambda}}{\lambda \cdot (1 - e^{-b/\lambda})}$$

d'où:

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\delta e}{e} \cdot \frac{e}{\lambda} \left[n + \frac{e^{-b/\lambda}}{1 - e^{-b/\lambda}} \times m \right]$$

Table 6
Incertitude théorique sur la valeur de f_i.

segment	n_i	m_i	$\delta f/f$ % (incoh)	$\delta f/f$ % (cohér)
1	0	14	0.27	1.00
2	14	30	0.68	2.90
3	44	46	1.19	8.05
4	90	30	1.70	16.20

En conclusion, si les épaisseurs des différentes plaques de plomb d' un même segment sont indépendantes, les coefficients f_i devraient peu varier d' une gondole à l' autre. De plus, la majeure partie de l' énergie déposée par un électron, l' est dans le deuxième et le troisième segment. Ainsi, la moins bonne précision sur la valeur de f_4 n' a aucune importance pour des électrons, car moins de 1% de l' énergie d' un électron est déposée dans le 4ème segment. En conséquence, l' incertitude engendrée par la connaissance imparfaite des coefficients f_i sur la mesure de l' énergie des électrons ne devrait pas excéder l' ordre du pour-cent.

Si par malheur, les épaisseurs des différentes couches de plomb sont corrélées, alors l' incertitude sur la mesure de f_3 peut devenir importante ($\approx$ 8%). Comme les plaques de plomb ont été livrées "par fournées" et qu' elles n' ont pas été réparties au hasard, cette éventualité est probable. Ici réside peut-être l' explication des résultats obtenus avec les muons cosmiques ou les données "biais minimum" (chap 12).

Supposons maintenant que la première épaisseur $L/14$ de scintillateur du premier segment d' épaisseur L, ne touche pas le BBQ. La fraction d' énergie perdue ε_1 sera alors:

$$\varepsilon_1 = \frac{\int_0^{L/14} e^{-x/\lambda} dx}{\int_0^{L} e^{-x/\lambda} \cdot dx} = \frac{(1 - e^{L/14\lambda})}{(1 - e^{L/\lambda})}$$

Cette fraction est de l' ordre de 12%. En conséquence, la plus grosse source éventuelle d' erreur serait un défaut de construction de la gondole.

6.4 *CONCLUSION.*

La puissance effective déposée par la source dans le prototype est connue à ±2% près. Nous avons vu que la connaissance de cette quantité n' était pas primordiale dans le processus de calibration des gondoles, mais qu' il importait par contre d' avoir une mesure précise de la puissance effective $P_i = f_i \cdot P_{Co}$ déposée dans un segment de gondole. Deux facteurs limitent cette connaissance. D' une part, sur une gondole de test les quantités P_i ne peuvent être déterminées qu' à une certaine précision et d' autre part, l' on n' a réalisé la mesure que sur deux gondoles de test, et l' on suppose que toutes les gondoles sont *identiques. Cette dernière hypothèse n' est vraie qu' à 3% près.*

Examinons segment par segment à quelle précision nous pouvons espérer connaître la fraction f_i de puissance effective déposée.

(i) Nous avons vu dans le paragraphe 6.3.4, que sauf incident mécanique majeur, f_1 devrait peu varier d' une gondole à l' autre. Sur la gondole de test, f_1 a été déterminé avec une précision de 3%.
(ii) f_2 est connu à 1% près dans la gondole de test et la variation de ce coefficient d' une gondole à l' autre devrait être inférieure à 2%. En conséquence f_2 devrait être connu à mieux que 2% près.
(iii) f_3 est connu à 1% près dans la gondole de test, mais ce coefficient varie peut-être de plusieurs pour-cent d' une gondole à l' autre.
(iv) f_4 est connu à 20% près dans la gondole de test et ce coefficient devrait varier de plusieurs pour-cent d' une gondole à l' autre.

En pratique, un électron dépose son énergie surtout dans les segments n° *2* et *3*. La mauvaise connaissance de f_4 ne dégrade pas la résolution des gondoles, car un électron dépose moins de 1% de son énergie dans ce segment. Par contre la connaissance imparfaite de f_3 peut contribuer de manière importante, à la limitation de la résolution des gondoles.

Dans la suite de cette thèse, nous présenterons plusieurs méthodes pour tenter de transférer la mesure de $f_3 \cdot P_{Co}$ des gondoles de test aux gondoles de la zone d' expérience.

Chapitre 7

LA CALIBRATION AUX POINTS DE RÉFÉRENCE.

Nous décrivons maintenant le processus de calibration des gondoles de la zone d' expérience.
La mesure de la réponse des gondoles $I(x,\phi)$ à la source cobalt se fait en deux temps, nous mesurons tout d' abord $I(x_0,\phi_0)$ en un point de référence (x_0,ϕ_0), puis nous mesurons la carte $(x,\phi) \rightarrow I(x,\phi)$. *Dans ce chapitre, nous décrivons le processus de mesure de* $I(x_0,\varphi_0)$.

7.1 *LE CHOIX DES POINTS DE RÉFÉRENCE.*

On pourrait être tenté de prendre comme point de référence (x_0,ϕ_0) pour la calibration absolue, le point situé au milieu de la gondole en x et en ϕ. Ce choix n' a pas pu être retenu car les barres de BBQ présentent un collage en $\phi = 0°$. On a choisi deux points de référence A et B situés au milieu de la gondole en x, et respectivement à 30 degrés de chacun des talons: le point A sera le point de référence des 8 photomultiplicateurs (PM) du bas, le point B sera celui des 8 PM du haut (fig 36).

La constante de calibration $C(x_0,\phi_0)$ est la valeur utilisée par les processeurs du système de déclenchement (§ 3.6.3). *Le choix du meilleur point de référence sera déterminé par la contrainte que l' énergie reconstruite par le système de déclenchement soit la moins sensible possible à la position du point d' impact de la particule pénétrant dans la gondole.*
En effet, chaque segment de gondole est lu par 4 PM placés à chacune des 4 extrémités (fig 36). Comme le processeur "hardware" du système de déclenchement ne peut pas reconstruire spatialement l' événement à partir des 4 valeurs données par chacun des PM, il se borne à en ajouter les signaux (§ 3.6.3). Ceci engendre un biais dans le déclenchement.
Supposons que la particule d' énergie E arrive au point (x,ϕ) dans le segment considéré. Soient $E_j = C_j(x_0,\phi_0)\cdot q_j$ (où $j \in \{1,2,3,4\}$) les charges exprimées en GeV mesurées par chacun des 4 PM n° j d' un même segment n° i lisant une charge q_j: le système de

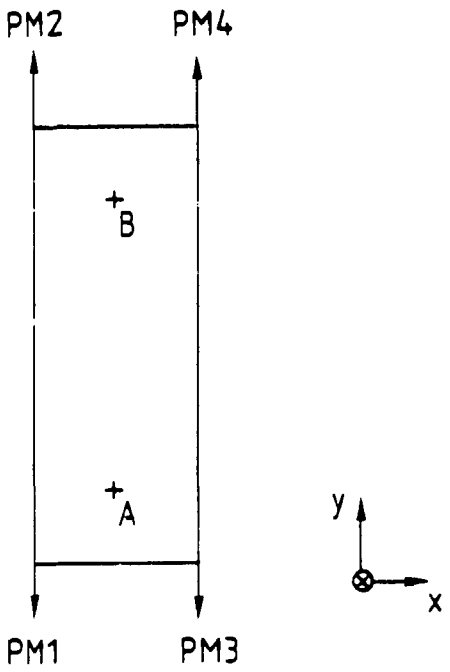


Figure 36: Numérotation des PM d' un segment n° *i*.

déclenchement lit E_j. Pour que celui-ci soit le moins biaisé possible, il faut que la somme $\frac{1}{4}(E_1+E_2+E_3+E_4)$ dépende le moins possible de x et ϕ.
Négligeons la variation en x, et supposons que la particule d' énergie E arrive au point $(x=0,\phi)$ dans le segment considéré, et que le scintillateur atténue exponentiellement la lumière. On a alors $E_1 = E_3$ et $E_2 = E_4$. De plus, comme les points de référence des 2 PM du bas *1* et *3* ont le même azimut, (idem pour les 2 PM du bas), le système de déclenchement lira un signal $\varepsilon(\phi)$ valant:

$$\varepsilon(\phi) = \tfrac{1}{4}(E_1+E_2+E_3+E_4) = \tfrac{1}{2}(E_1+E_2)$$

Soit ϕ_j l' azimut du point de référence du PM n° *j*. Si Λ est la longueur d' atténuation et R le rayon moyen d' une gondole, pour une particule détectée d' énergie E, les PM *1* et *2* recevront un signal E_1 et E_2 valant:

$$E_1 = E \cdot e^{-R\cdot(\phi-\phi_1)/\Lambda}$$

$$E_2 = E \cdot e^{+R\cdot(\phi-\phi_2)/\Lambda}$$

Comme les particules chargées de haute énergie (celles qui nous intéressent pour le déclenchement) sont peu courbées par le champ magnétique, leur distribution dans les gondoles est presque isotrope en ϕ. En outre, la distribution des particules neutres est en principe parfaitement isotrope en ϕ.
En ayant fait ces hypothèses, calculons la moyenne et l' écart-type de la distribution $\varepsilon(\phi)$ donnant la charge lue en GeV par le système de déclenchement, pour une particule incidente en $(0,\phi)$.

Définissons les quantités α et β suivant les formules ci-dessous:

$$\alpha = \frac{\pi\cdot R}{2\cdot\Lambda}\ ,\ \phi_1 = -\phi_2 = \frac{-\beta\cdot\pi}{2}$$

On a:
$$<\varepsilon> = \frac{E}{2\cdot\pi}\int_{-\pi/2}^{\pi/2}(e^{-R\cdot(\phi-\phi_1)/\Lambda} + e^{R\cdot(\phi-\phi_2)/\Lambda})\,d\phi$$

d'où:
$$<\varepsilon> = \frac{E\cdot \mathrm{sh}\ \alpha\cdot e^{-\beta\alpha}}{\alpha}$$

De même:
$$\sigma^2 = \frac{E^2}{4\cdot\pi}\int_{-\pi/2}^{\pi/2}(e^{-R\cdot(\phi-\phi_1)/\Lambda} + e^{R\cdot(\phi-\phi_2)/\Lambda})^2 d\phi - <\varepsilon>^2$$

d'où:
$$\sigma^2 = E^2\cdot e^{-2\beta\alpha}\times\left[\frac{1}{2} + \frac{\mathrm{sh}\ 2\alpha}{4\cdot\alpha} - \frac{\mathrm{sh}^2\alpha}{\alpha^2}\right]$$

Le scintillateur a une longueur d' atténuation de 23 cm pour une largeur de 23 cm, tandis que la longueur d' atténuation des barres de BBQ est de 2 m environ pour une longueur totale de 5 m. Les biais dans le déclenchement sont engendrés par la dispersion d' une gondole à l' autre des longueurs d' atténuation. La longueur d' atténuation du scintillateur (en x) est très uniforme d' une gondole à l' autre, ce qui n' est par contre pas le cas pour la longueur d' atténuation du BBQ (en ϕ). Les phénomènes d' atténuation du signal seront donc beaucoup plus critiques en ϕ qu' en x. Ceci justifie notre choix de ne considérer que l' effet de la variation en azimut.

Nous allons chercher la valeur β telle que $d<\varepsilon>/d\alpha = 0$, c'est-à-dire telle que $<\varepsilon>$ soit insensible à une petite variation de la longueur d' atténuation. On écrit que $d \ln <\varepsilon> = 0$. On a alors à résoudre $(1 - \beta - 1/\alpha)d\alpha = 0$.
On obtient: $\beta = 1 - 1/\alpha$.

La longueur d' atténuation des barres de BBQ est de 2.2 m environ et le rayon R des gondoles vaut 1.4 m environ: l' optimum est atteint pour $\beta \approx 0$. Ceci traduit le fait que le point de référence aurait dû être placé à proximité du milieu de la gondole. Ceux-ci ont été placés à 30° du talon des gondoles, et ce choix devrait donc être probablement réexaminé.

Le rapport $\sigma/<\varepsilon>$ pour une gondole donnée, ne dépend pas de la position du point de référence. Il vaut 12%. Une uniformisation à quelques pour-cent près des constantes de calibration absolue ne faussera pas, en principe, le système de déclenchement.

7.2 *LE MATÉRIEL UTILISÉ POUR LA MESURE.*

7.2.1 *Les moteurs.*

Dans la configuration choisie dans la zone d' expérience (LSS5), les gondoles restent fixes pour éviter toute déformation mécanique et la source est mobile (fig 37). La source est montée sur un support qui lui permet de se déplacer dans les trois coordonnées cylindriques x, r, θ (fig 8). Chacun de ces 3 mouvements peut être exécuté à l' aide d' un moteur *pas à pas* qui est commandé par ordinateur. Celui-ci envoie autant d' impulsions au système moteur que celui-ci doit faire de pas. Le nombre de pas envoyé à chacun de ces moteurs est enregistré dans une échelle de comptage.

L' encodage se fait en comptant le nombre de pas effectués par le moteur, les butées servant de points de référence absolue (un interrupteur dit de *fiduciel* se met "ON" lorsque le moteur est en butée). Pour envoyer le moteur à un point donné, deux possibilités se présentent:

(i) Si l' opérateur ignore la position exacte du moteur, l' encodeur est considéré comme détruit. Pour le restaurer il suffira alors d' envoyer le moteur jusqu' à la butée puis de compter le nombre de pas effectués depuis cette butée.

(ii) Si la position exacte du moteur est connue, un retour du moteur en butée n' est plus nécessaire, et le moteur ira directement au point voulu.

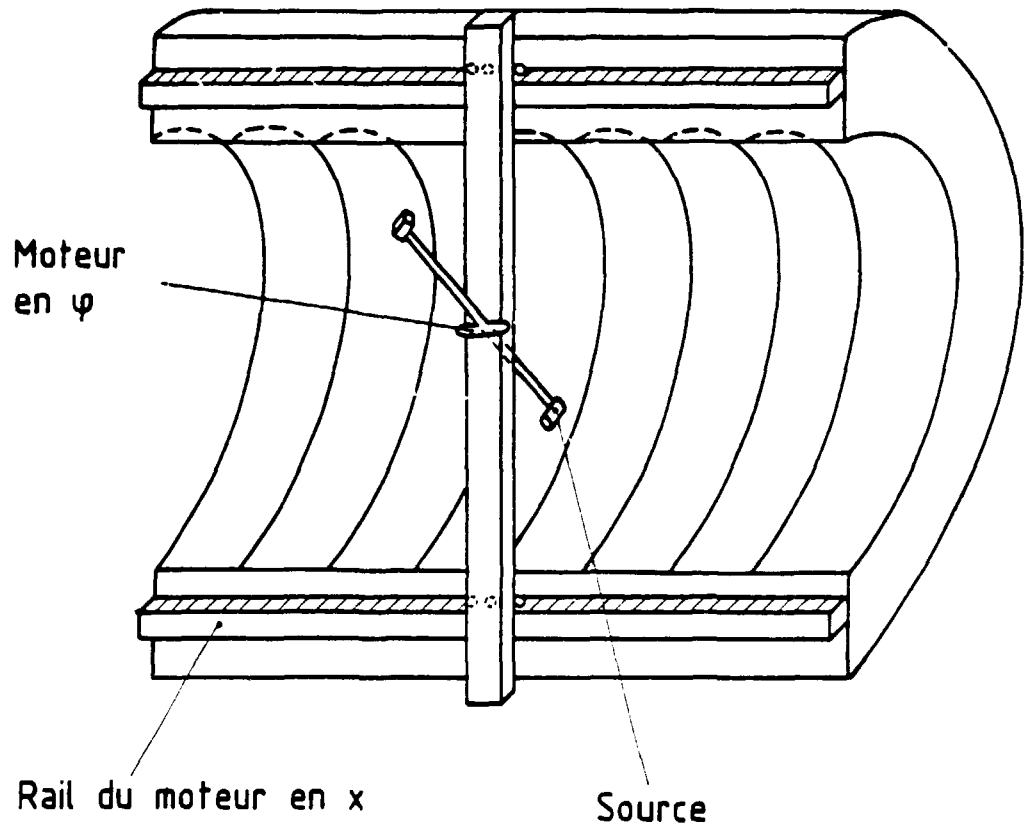


Figure 37: Schéma du système d' acquisition avec la source.

7.2.2 *Le programme d' acquisition (fig 38).*

Les sortie rapides (charges) des PM sont lues grâce au système MINIDAS installé sur SYS-B (NORD-100) (§ 3.7.3). Par contre, les picoampèremètres (courants) sont lus avec un micro-ordinateur CAVIAR [48] parfois nommé *Exorciser.* Celcui-ci est chargé en plus de l' exécution des commandes d' entrée-sortie et de commande du matériel: moteurs, ouverture de la source, détection des butées.
L' utilisateur dispose d' un tableau de touches lumineuses où s' affichent les menus proposés lui permettant de choisir ses conditions de calibration. Ce système est arborescent. Lorsque l' opérateur a fini de choisir ses conditions de mesure, un premier programme résident en machine dit *maître* est exécuté, il sera chargé de superviser deux autres programmes, l' un d' *analyse presqu' en ligne* des données, l' autre d' *acquisition*

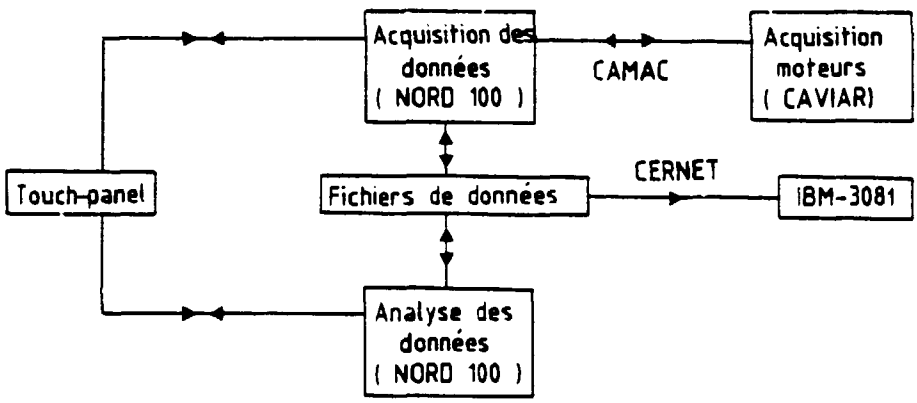


Figure 38: Le dispositif informatique du système de prise de données.

de données. C' programme maître a aussi pour rôle de gérer les données, de les ranger dans différents fichiers, et d' en faire une représentation graphique simple.

Le programme d' analyse est un programme PASCAL installé sur SYS-B. Il donne des résultats préliminaires qui permettent de vérifier très vite la vraisemblance des données. Ce programme est le programme général d' analyse des données en temps différé (annexe E) qui a été légèrement modifié afin d' être compatible avec la configuration informatique du système d' acquisition: en particulier, on récupère les erreurs d' exécution. Notons que ce programme n' est utilisé que pour la mesure de la géométrie des gondoles et des constantes de calibration aux points de référence, il ne sera pas utilisé lors de l' acquisition des cartes d' atténuation.

Le programme d' acquisition, est écrit en BASIC et réside dans le CAVIAR qui fonctionne comme une annexe de SYS-B. Le chargement de ce programme en machine, son lancement, ainsi que le transit des données s' effectuent grâce à une liaison CAMAC entre les deux machines[19].

[19] Il est possible de travailler en mode "transparent" sur le CAVIAR, par l' intermédiaire de la machine SYS-B et de la liaison CAMAC.

7.3 *LE RÉGLAGE DES HAUTES TENSIONS.*

7.3.1 *Nécessité de régler les hautes tensions.*

Comme les signaux des 16 PM d' une gondole sont additionnés d' une manière analogique pour constituer l' énergie (ou l' énergie transverse) utilisée par le système de déclenchement (§ 3.6.3), il est nécessaire que les constantes de calibration de chacun des PM soient égalisées. Pour cela, il suffira d' agir sur les hautes tensions des PM d' un même segment afin d' obtenir la même valeur du courant enregistré lorsque la source illumine la gondole aux points de référence. Cette valeur du courant dépend du segment et de la valeur nominale cherchée pour la constante de calibration à travers la formule fondamentale:

$$I_{ij} = \frac{F_i}{C_{ij}(x_0,\phi_0)\cdot G_{ij}}$$

La valeur nominale I_{ij} du courant est choisie de telle manière que:

(i) L' énergie enregistrée lorsque l' ADC arrive à saturation soit suffisamment grande pour que l' on puisse enregistrer des gerbes très énergiques (> 100 GeV).

(ii) La haute tension soit relativement éloignée de la valeur maximale autorisée par le constructeur[20]. Nous avons choisi des constantes de calibration $C_j \simeq 50$ MeV/canal d'ADC correspondant à une énergie de saturation de 200 GeV. Sachant qu' un électron de 100 GeV dépose environ 50% de son énergie dans les segments n° *2* et *3*, nous pouvons enregistrer des dépositions électromagnétiques bien supérieures à 100 GeV sans problème de saturation.

7.3.2 *Description de l' appareillage.*

Le système d' alimentation en haute tension est automatique et peut être géré à partir d' un micro-ordinateur du type CAVIAR. Celui-ci est comme le CAVIAR qui commande la source, interfacé par une liaison CAMAC avec la NORD-100 SYS-B et peut donc lui aussi fonctionner en mode transparent. Par l' intermédiaire de SYS-B, ce CAVIAR lit les valeurs nominales des voltages sur un fichier. Il les écrit ensuite dans le RAM[21] des alimentations LeCroy en haute tension des PM de l' expérience.

---

[20] Pour les PM XP2008, le constructeur admet une haute tension pouvant atteindre 1800 V; mais à partir de 1600 V, des non-linéarités commencent à apparaître.

[21] Un RAM est un système de mémoire permanente.

En conséquence, le dispositif informatique du système de réglage des hautes tensions ressemblera en tout point au système habituel de calibration avec la source cobalt, hormis le fait que nous aurons le deuxième CAVIAR de l' alimentation des hautes tensions à commander.

7.3.3 *Le réglage des hautes tensions.*

On place la source Cobalt au point de référence approximatif utilisé lors du calcul des constantes de calibration absolue et on mesure le courant I_{ij} en faisant la différence source ouverte − source fermée (piédestal). On règle alors la haute tension du PM (i,j) jusqu' à obtenir un signal I_{ij} correspondant au C_{ij} voulu. Nous avons vu dans le paragraphe 4.3 que la charge émise par la photocathode d' un PM est démultipliée à l' aide 10 dynodes. Le facteur d' amplification de chaque dynode est en première approximation proportionnel à la haute tension V du PM. Le signal i recueilli à la sortie du PM devrait donc varier en V^n où n est le nombre de dynodes. Expérimentalement, il s' est avéré en fait, que le signal i obéissait à la loi suivante:

$$i = k \cdot V^s \text{ où } s \simeq 8$$

Si cette loi $i = k \cdot V^s$ était rigoureuse, et si i_n et V_n sont les intensités et tensions obtenus à l' étape n, la tension V_{n+1} donnant le signal i souhaité vaudrait:

$$V_{n+1} = V_n \, (i/i_n)^{1/s}$$

On mesurera alors le signal i_{n+1}, et on vérifiera si on a $i_{n+1} \simeq i$ (voulue).
On montrera en annexe D que cette itération converge bien. De plus, la qualité de la convergence de la méthode est encore améliorée par la mesure de la pente s (qui n' est retenue que si s vaut 8 environ, toute autre valeur traduisant un problème).

La source est placée au point de référence A des 8 PM du bas d' une gondole donnée (fig 36), pour lesquels on effectue le réglage des hautes tensions. Les 8 nouvelles hautes tensions V_{ij} désirées sont calculées puis écrites dans le RAM des hautes tensions. Après une attente de 6 secondes, on lit les 8 intensités I_{ij} correspondantes. Si parmi ces 8 valeurs I_{ij}, certaines d' entre elles sont dans la fourchette désirée, on arrête le réglage pour les PM correspondants.
Pour une gondole donnée, le processus automatique est arrêté, si les 8 hautes tensions V_{ij} donnent les intensités désirées pour ces 8 PM, ou si au bout de trois essais le réglage n' est pas encore terminé pour tous les 8 PM. Le réglage est alors fini manuellement. La

fourchette a été choisie de telle manière que la dispersion d' une gondole à l' autre des constantes de calibration au point de référence soit inférieure à 2% ce qui est largement suffisant car le système de déclenchement ne lit les énergies qu' à 12% près (§ 7.1).
On interdit en outre, aux hautes tensions d' alimentation d' être inférieures à 800 V ou supérieures à 1600 V.

La même opération est recommencée pour les 8 PM du haut.

Le schéma global de réglage des 384 PM des gondoles d' un côté donné est le suivant:

(i) La source est placée à l' angle $\phi = 30°$.
(ii) On effectue le réglage successif de tous les PM du bas pour chacune des 24 gondoles, en plaçant la source au milieu de chacune d' entre elles.
(iii + iv) La même opération est recommencée au point B à 150° pour les 8 PM du haut.

L' uniformisation des constantes de calibration aux points de référence avait été souhaitée à 2%. Dans la figure 42, nous montrons que la dispersion des constantes de calibration d' un PM à l' autre est de l' ordre de 5%. Ceci peut s' expliquer. En effet d' une part, les points utilisés lors du réglage des hautes tensions ne sont pas exactement les points de référence des PM, et d' autre part, l' uniformisation des constantes de calibration s' est effectuée en prenant comme constante de calibration croisée G la valeur nominale: nous montrons dans le chapitre 9, que la variation d' un PM à l' autre des constantes G est de 5% en moyenne.

La dispersion introduite sur la reconstruction de l' énergie par le système de déclenchement ne sera donc pas dominée par la dispersion sur les valeurs des constantes de calibration (§ 3.6.3), mais par la *dépendance de l' énergie reconstruite en fonction du point d' impact.*

7.4 *LA CALIBRATION PAR BALAYAGE VERTICAL.*

7.4.1 *Description de la méthode.*

Une mesure du signal $I(x_0,\phi_0)$ au point de référence peut être obtenue en effectuant une série de mesures dans un voisinage de ce point (x_0,ϕ_0) puis en effectuant un lissage en fonction de x ou de ϕ, des valeurs mesurées.

Historiquement, on a effectué la mesure en faisant balayer la source "verticalement" depuis la butée du bas jusqu'à la butée du haut. On a alors pris en considération les points de mesure situés entre 20° et 40° de chacun des talons de gondole, et on a lissé les logarithmes des valeurs mesurées par un polynôme de degré 2. On a ensuite admis que la réponse de la source à 30° était donnée par la valeur de cette fonction de lissage à $\phi = 30°$.

7.4.2 *La précision obtenue.*

Comme en première approximation, l'atténuation du signal le long de la barre de BBQ est exponentielle, on a choisi un degré de polynôme relativement bas afin de ne pas *"lisser les incertitudes"*. En effet, d'après le théorème de Stone-Weierstraß[22], on peut approximer toute courbe à toute précision souhaitée, par un polynôme. Ainsi, si nous ne prenons garde, nous risquons en prenant un degré trop élevé de polynôme de prendre en compte certaines aspérités qui ne sont que des fluctuations statistiques. Ceci est d'autant plus vrai que le polynôme considéré devrait être dans le cas idéal de degré 1.

En mesurant l'écart moyen quadratique entre les points de mesure et les points lissés, on a constaté que la précision du lissage était de l'ordre de 1.5%.

---

22 Si f est une application continue d'un compact $K \subset \mathbb{R}$ dans $\mathbb{R}^p$, alors il existe une suite de polynômes $(f_n)_{n \in \mathbb{N}}$ convergeant uniformément vers f sur K.

7.4.3 *Limites de la méthode.*

La mesure par balayage vertical est délicate car il est très difficile de passer exactement par les points de référence. Le moteur en ϕ ne se déplace pas strictement verticalement et par conséquent, l'abscisse du milieu de la gondole exprimée en nombre de pas depuis la butée, dépend de ϕ. On peut calculer en nombre de pas l'abscisse des 2 points de référence, mais d'une part cette abscisse n'est pas la même pour le point du bas et pour le point du haut, et d'autre part, il est très difficile de récupérer par la suite une erreur éventuelle dans la détermination de ces valeurs: la source ne passe alors plus par les points de référence.

Exprimons l'erreur faite sur la constante de calibration sachant qu'une erreur δx est faite sur l'abscisse x du milieu et qu'aucune erreur n'est faite sur l'angle ϕ (ie $\delta y = 0$ avec $y = R \cdot \phi$ où ϕ est radians). Si nous faisons l'hypothèse que l'atténuation du signal est exponentielle, le signal I vu à partir d'un point (x,y) peut se mettre sous la forme:

$$I = I_0 \cdot e^{-x/\lambda - y/\Lambda}$$

où λ est la longueur d'atténuation en x (scintillateur) et Λ la longueur d'atténuation en y (BBQ).
Une erreur δx introduit sur la valeur de I (ie C_{ij}) une erreur relative ε qui vaut:

$$\varepsilon = \delta x/\lambda$$

Dans la figure 39 qui donne le signal mesuré en fonction de l'abscisse de la position de la source, nous constatons qu'au voisinage du segment CD un ressaut apparaît. Ceci traduit le fait que la longueur d'atténuation λ est localement plus faible. Le segment CD contient le point de référence. Ainsi dans certains cas, nous pouvons avoir $\lambda = 10$ cm, et $\delta x = 1$ cm. L'erreur induite sur la mesure de la constante de calibration au point de référence est alors de 10%!

Quelles conclusions pouvons-nous en tirer?

- Si la particule arrive au centre de la gondole, l'erreur faite sur la mesure de l'énergie E_1 pour le PM de gauche compensera au premier ordre l'erreur faite sur la mesure de l'énergie E_2 pour le PM de droite et l'énergie vraie mesurée $(E_1 \cdot E_2)^{1/2}$ sera au premier ordre exacte.
- Par contre, si la particule arrive au bord de la gondole (chap 8), une mesure précise de l'énergie déposée ne peut être effectuée que par les photomultiplicateurs du bord correspondant. Cette mesure peut présenter une erreur supérieure à 5%.

Dans ces conditions, cette méthode qui fut utilisée jusqu' en septembre 1982, a été *abandonnée.*

7.5 *LA CALIBRATION PAR BALAYAGE HORIZONTAL.*

Les points d' ancrage des rails permettant le mouvement du moteur en x sont déterminés avec une précision de l' ordre du centimètre. En conséquence, l' horizontalité du mouvement de ce moteur sera assurée avec une excellente précision. Nous sommes donc amenés à effectuer une calibration par balayage horizontal.

Nous devons connaître la position du milieu des gondoles au millimètre près. Elle aurait pu être mesurée avec un mètre mais la précision est de l' ordre de 5 mm, car la visualisation du bord du scintillateur n' est pas très aisée. Cela est insuffisant. L' incertitude sur $C_{ij}(x,\phi)$ liée à la géométrie des gondoles, serait de 4% environ.

Nous allons tout d' abord décrire une méthode qui permet de connaître de manière précise ces milieux de gondoles, puis nous indiquerons ensuite comment on détermine les constantes de calibration aux points de référence.

7.5.1 *La géométrie des gondoles.*

7.5.1.1 Principe physique de la mesure.

La source Cobalt n' est pas ponctuelle et la fente présente une certaine largeur. Aussi, certains photons γ émis ne seront pas tout à fait perpendiculaires à la gondole et pourront atteindre les segments du fond sans passer par les premiers segments. On assiste alors à une remontée très nette du signal dans les segments profonds, lorsque la source est au bord d' une gondole. On se place à ϕ constant, et en faisant varier l' abscisse x de la source, c'est-à-dire en la faisant balayer horizontalement, on peut repérer le point x_0 où l' énergie $Q_i(x)$ déposée dans le segment n° i est maximum (fig 39). On peut admettre, en première approximation, que cette valeur x_0 est l' abscisse du bord de la gondole. Si x_d et x_g sont les abscisses respectives des deux pics correspondant à chacun des bords, on peut faire l' hypothèse que l' abscisse x_m du milieu vaut:

$$x_m = \tfrac{1}{2}(x_g + x_d)$$

Cette méthode présente plusieurs faiblesses:

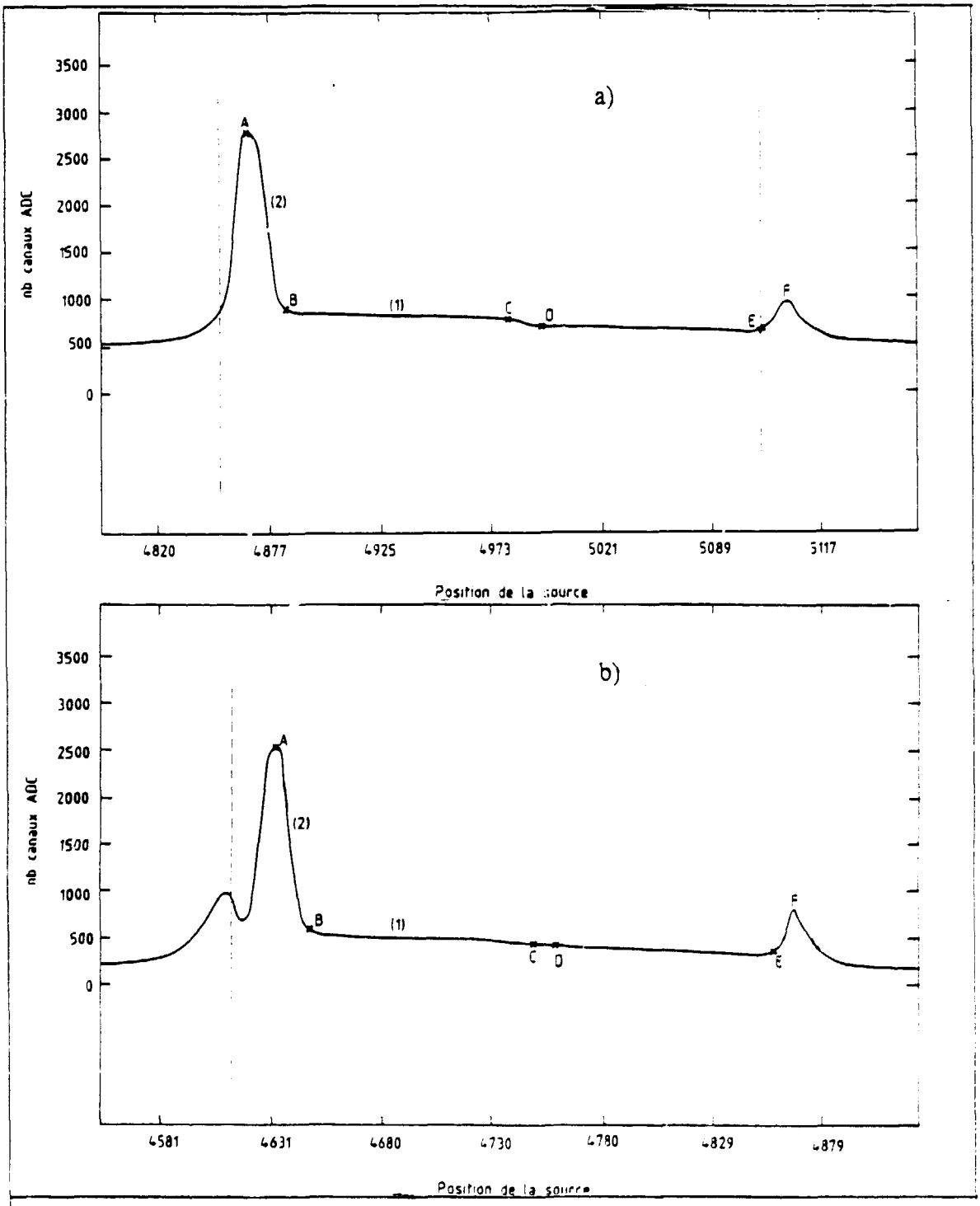


Figure 39: Réponse d' un P.M du segment n° 3 lors d' un balayage horizontal.a) Gondole ne touchant pas un inter-*C*. b) Gondole touchant un inter-*C*

(i) La mesure ne s' effectuant qu' à des intervalles de 1.5 mm environ, les abscisses x_d et x_g ne peuvent être données avec une précision meilleure que ± 1.5 mm.
(ii) Il arrive parfois que des PM *saturent* lorsque la source est au bord du scintillateur. Dans ces conditions, le pic risque de ne correspondre à aucune réalité physique, des fluctuations de l' électronique étant à craindre.
(iii) Les gondoles sont groupées par paquets de 4 correspondant à un module de calorimètre hadronique *C*. Entre deux *C*, l' écartement des gondoles est supérieur à l' écartement habituel, et il apparaît parfois un phénomène de double pic. Le pic qui doit être considéré est le pic interne. Celui-ci risque toutefois de ne pas correspondre exactement à un bord de scintillateur.

Par conséquent, une méthode d' analyse plus fine doit être utilisée pour déterminer la position du milieu d' une gondole.

Dans la figure 39 qui représente la quantité d' énergie $Q_j(x)$ lue par un PM j lorsque la source est à l' abscisse x, deux points de rupture de pente P et E apparaissent nettement: ils correspondent à peu près au bord du scintillateur. On peut alors admettre que l' abscisse x_m du milieu M vaut:

$$x_m = \tfrac{1}{2}(x_B + x_E)$$

Le fait de faire la mesure pour deux PM opposés en x contrebalance en principe, les erreurs systématiques éventuelles. (On constatera a posteriori qu' elles sont de toute manière très faibles). En outre, la recherche du milieu grâce aux points de rupture de pente permet d' éviter les inconvénients décrits plus haut. Cet algorithme, effectué pour les 8 PM des segments n° *3* et *4*, est décrit en détail dans l' annexe E.

7.5.1.2 Description de la mesure.

Pour chacun des balayages horizontaux, le moteur est placé à l' angle ϕ voulu et la mesure est ensuite effectuée pour les 24 gondoles d' un même côté. Comme pour chaque gondole, on est amené à déborder sur les gondoles voisines, un système d' *aller-retour* devra être conçu, car le système de lecture est fait de telle manière que seule une gondole peut être lue à la fois. Si cela est possible, le balayage concernant la gondole n° n, se fera en partant du milieu approximatif de la gondole n° $n-\varepsilon$, et finira au milieu approximatif de la gondole n° $n+\varepsilon$, où $\varepsilon \in \{-1,1\}$ représente le sens de balayage (fig 39).

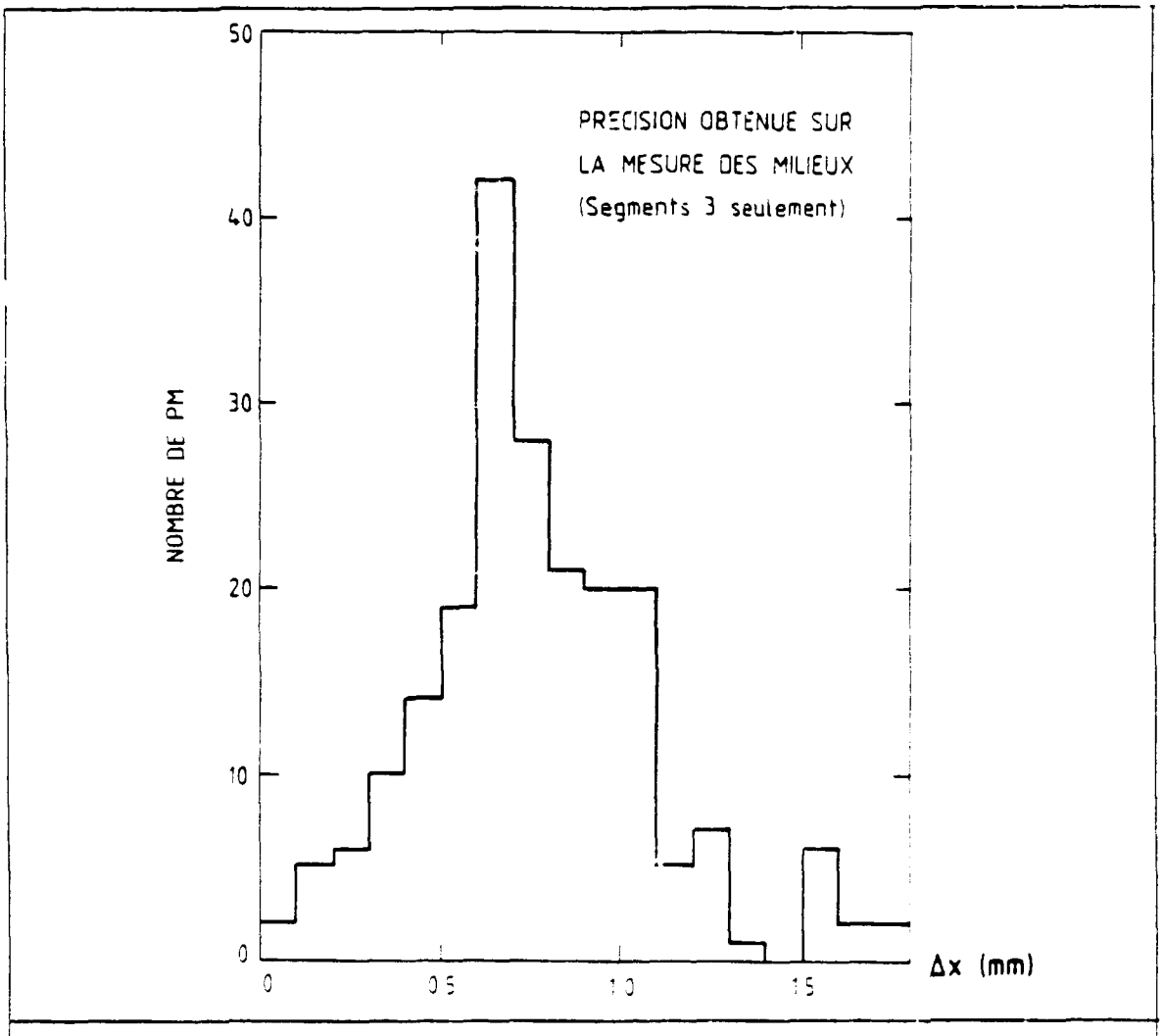


Figure 40: Précision obtenue dans la mesure du milieu des gondoles.

Tout d' abord, avant de commencer le balayage d' une gondole donnée on effectue une mesure de piédestal source fermée. Ensuite, on lance le moteur en x et l' acquisition des points de mesure se fait en continu sans s' arrêter. On effectue 238 points de mesure au total. Leur espacement est variable suivant que la source se trouve au bord de la gondole ou pas. Pour chaque point sont effectuées 64 mesures.

L' architecture informatique du processus d' acquisition où trois programmes sont imbriqués a été décrite dans le paragraphe 7.2.2. Le transfert des données du CAVIAR vers SYS-B s' effectue quand la mesure de la gondole n° n est finie. Pendant que le

CAVIAR acquiert les données de la gondole n° n, le programme maître range les données de la gondole $(n-1)$ et en fait une représentation graphique, le programme d' analyse traite ces mêmes données de la gondole $(n-1)$ et calcule l' abscisse de son milieu.

Lorsque la procédure d' acquisition est achevée, on transfère les données de la NORD-100 vers l' IBM à l' aide d' une liaison entre les deux machines (CERNET).

La mesure s' effectue sur 5 lignes horizontales à ϕ = 60°, 80°, 120°, 150° et 30°. Ces lignes sont complémentaires. En effet, les lignes à ϕ = 30° ou 150° qui sont utilisées pour la calibration absolue des gondoles ne donnent que des résultats médiocres en ce qui concerne les mesures géométriques. Ceci est dû au fait que si l' on place par exemple la source à ϕ = 30°, le signal lu par les 4 PM du haut est faible et les pics sont peu marqués. Dans ces conditions, il est indispensable de faire des mesures relativement près du milieu en ϕ de la gondole. De plus, comme on le verra plus bas, la multiplication du nombre de lignes améliorera la qualité de la calibration absolue des gondoles en augmentant le nombre de données.

7.5.1.3 Qualité des résultats.

La mesure est effectuée pour les 8 PM n° j des segments n° *3* et *4* de la gondole n° m, c'est-à-dire que l' on obtient 8 mesures x_{jm} du milieu de la gondole considérée. Soit σ_m l' écart-type de cette distribution $(x_{j,m})_{j=1,8}$. Nous avons histogrammé cette quantité σ_m pour m=1,48 (fig 40) et nous avons trouvé $\langle\sigma_m\rangle$ = 0.9 mm avec une dispersion de 0.6 mm. S' il n' y avait pas d' *erreurs systématiques*, la précision de la mesure du milieu d' une gondole serait de l' ordre de 0.3 mm.

Les abscisses du milieu d' une gondole sont exprimées en nombre de pas qu' il y a depuis la butée jusqu' au milieu de cette gondole. Comme le mouvement en azimut du moteur n' est pas parfaitement vertical, ce nombre de pas varie d' une ligne à l' autre. Si les corrections effectuées précédemment sont exactes, une droite doit pouvoir joindre les abscisses trouvées pour chacun des angles ϕ. Le non-alignement des 5 points ne fait que traduire les erreurs de méthode. Dans la table 7, nous comparons les quantités x_m et x_c qui sont respectivement la valeur nominale de l' abscisse du milieu à un angle donné et la même valeur obtenue après lissage par une droite (ce lissage est pondéré par la confiance que l' on a en chaque point). Dans cette table, $\langle..\rangle$ et $\sigma(..)$ représentent respectivement la moyenne et l' écart-type de la distribution considérée. L' écart moyen entre x_m et x_c est de 1 mm. Cette mesure nous donne la précision de l' algorithme de recherche des milieux.

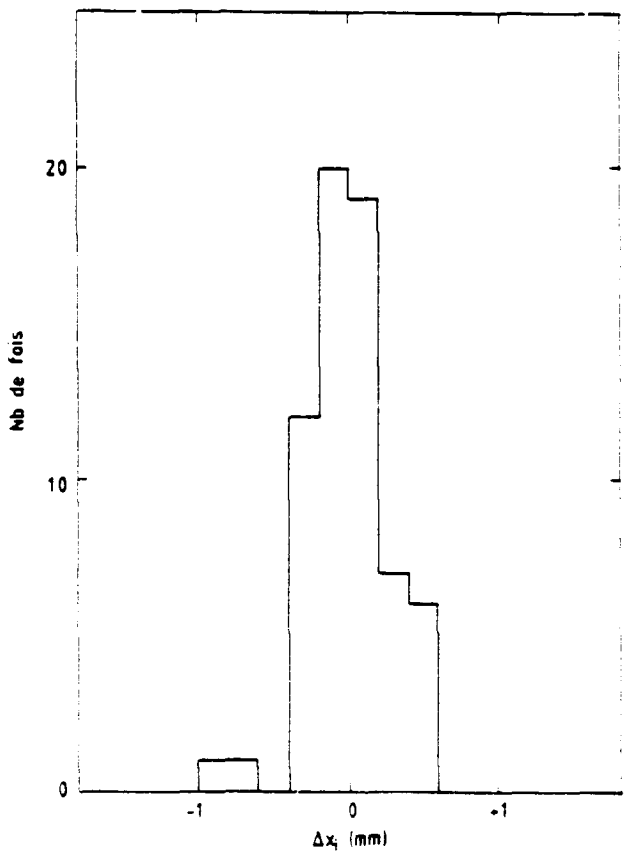


Figure 41: Reproductibilité de la mesure du milieu d' une gondole.

On mesure par la même occasion, le *dévers* gondole par gondole, qui est de l' ordre de 1 à 2 cm entre le haut et le bas. Notons qu' en lissant ces données, on peut améliorer la précision sur l' abscisse respective du milieu pour chacune des 5 lignes.

Nous nous sommes aussi assurés de la *reproductibilité* des mesures en effectuant 3 séries de mesures géométriques une avec l' ancien jeu de hautes tensions, et deux autres avec les nouvelles hautes tensions. La réponse des PM n' était alors plus la même. Pour chacune des gondoles, nous notons x_1, x_2, x_3 les milieux trouvés pour chacune de ces mesures. La dispersion entre les 3 mesures est de $(3.0\times10^{-2} \pm 0.267)$ mm (fig 41). Ce résultat traduit le fait que les erreurs systématiques[23] dans la détermination des milieux

[23] Notons que la fente de la source n' est pas tout à fait orthogonale à la gondole. Cela peut se voir à l' œil nu, et il a été noté que le

Table 7
L' alignement des abscisses mesurées.

ligne	$\langle x_m - x_c \rangle$	$\sigma(x_m - x_c)$	(mm)
30°	− 1.02	0.73	
60°	0.31	0.49	
80°	0.81	0.83	
120°	1.47	0.34	
150°	− 1.43	0.45	

de gondole doivent être probablement très faibles.

En conclusion, les abscisses des milieux de gondole sont données avec une précision meilleure que le millimètre.

7.5.2 *La calibration des gondoles aux points de référence.*

Dans le paragraphe précédent, nous avons indiqué comment on pouvait localiser avec précision les milieux de gondole. Nous allons maintenant nous concentrer sur la mesure du signal en ces points et montrer comment on a pu limiter les erreurs.

pic était beaucoup plus net d' un côté que de l' autre. Malgré tout, on n' a jamais pu voir un écart significatif entre les valeurs mesurées dans le segment n° *3* et les valeurs mesurées dans le segment n° *4*, ce qui nous laisse supposer que cet effet est négligeable. En histogrammant la différence entre l' abscisse du milieu mesurée pour le segment n° *3* et celle mesurée pour le segment n° *4*, nous avons trouvé un résultat compatible avec 0 dans la limite de nos incertitudes (~ 1 mm). Toutefois, il serait intéressant de mesurer l' angle exact, car une erreur de 1° peut engendrer une dérive de l' ordre de plusieurs millimètres de la tache de la source.

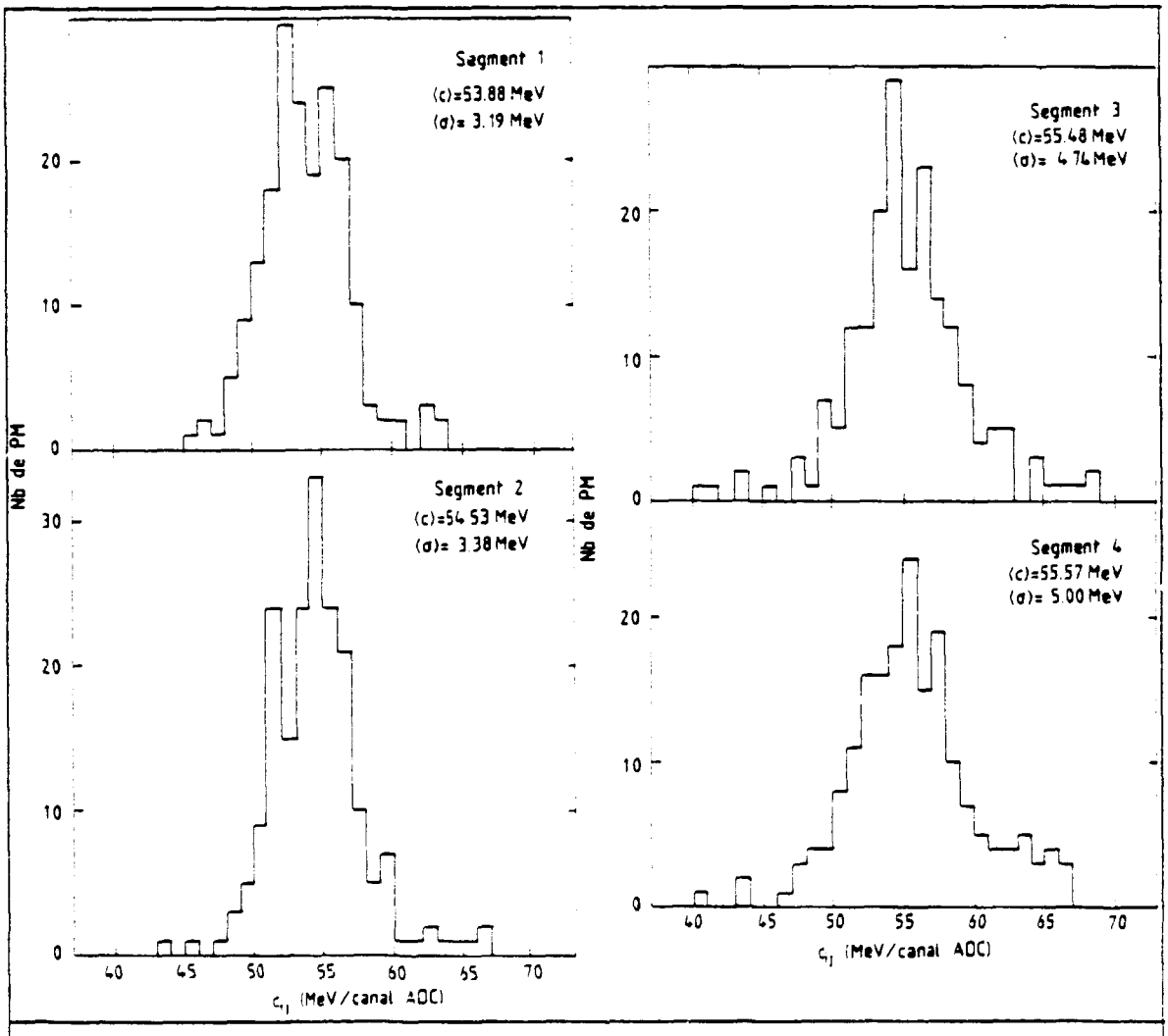


Figure 42: La dispersion d' un PM à l' autre des constantes de calibration.

7.5.2.1 La mesure du signal *I* au point de référence.

Les mêmes données qui ont servi à la mesure de la géométrie des gondoles servent encore ici pour mesurer les constantes de calibration absolue $C(x_0,\phi_0)$.

---

24 Le saut *CD* qui apparait dans la figure 39, n' est-il pas une "marche d' escalier" dans la carte aux électrons? Dans ce cas, la largeur de la tache de la source tendrait à la "délaver". L' incertitude sur $C_i(x,\phi)$ pourrait donc être beaucoup plus importante dans les segments n° *3* et *4* pour des points situés près du milieu en *x* de la gondole. Dans l' hypothèse la plus pessimiste, l' incertitude sur la mesure de $C_i(x,\phi)$ est de l' ordre de la hauteur de la marche, ce qui peut introduire une incertitude de plusieurs pour-cent.

On lisse la courbe de réponse[24] ln $Q(x)$ par un polynôme de degré 2 pour tous les points d' abscisse x comprise entre ± 20 mm de celle du milieu. La valeur retenue de la réponse $Q(x_m)$ sera celle obtenue après lissage, et non la valeur brute, afin de limiter les fluctuations. De plus, le calcul de l' écart-type entre les valeurs obtenues après lissage, et les valeurs brutes mesurées en chacun des points considérés nous donnera une évaluation de la précision obtenue sur la mesure de $C(x_0,\phi_0)$.

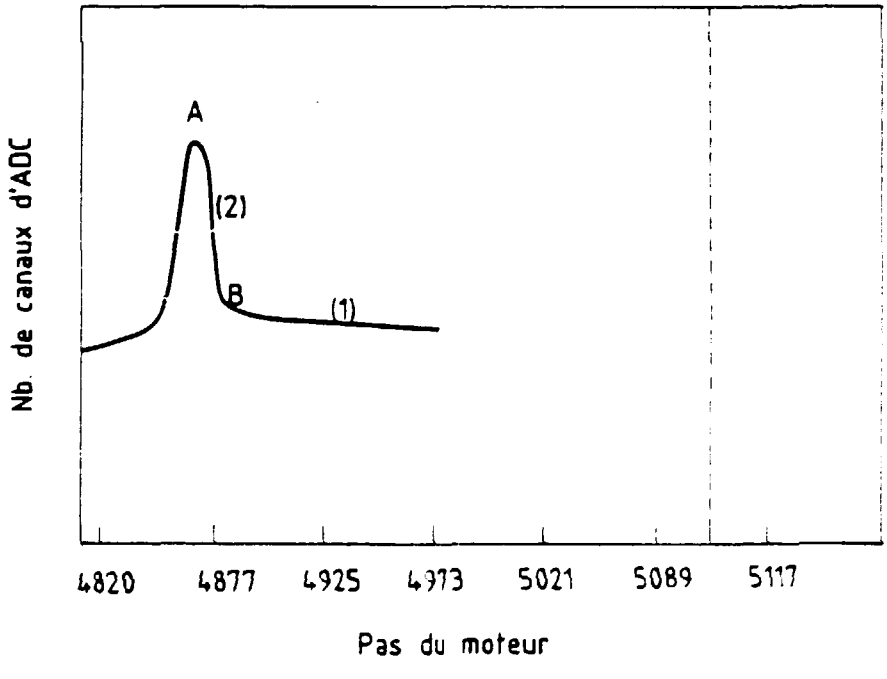


Figure 43: Réponse d' une gondole de bout en balayage horizontal.

Comme seule 20% en moyenne de l' énergie d' un electron est déposée dans ces segments, l' incertitude engendrée sur la mesure de l' énergie devrait être en tout état de cause inférieure au pour-cent (ce phenomene n' apparait pas dans les segments n° 1 et 2). Toutefois, d après certaines etudes qui ont été effectuées [61], cet effet serait dû au scintillateur frontal (qui absorbe 8% de l' énergie de la source et seulement 1% de l' énergie d' un électron de plusieurs dizaines de GeV). La carte aux électrons ne devrait donc pas présenter de "marche"

Grâce à la détermination excellente des milieux, l' erreur sur la mesure de $C(x_0,\phi_0)$ due à la géométrie devrait être inférieure à 1%: on fait ainsi disparaître une cause d' erreur importante.

7.5.2.2 Calibration des gondoles de bout.

La calibration d' une gondole de bout est délicate, car les points de référence ne peuvent pas être atteints physiquement par la source: ils sont situés à 2 cm en arrière des butées. En conséquence, une calibration par balayage vertical est incertaine, et même si l' on effectue une calibration par balayage horizontal, la valeur de la constante de calibration au point de référence sera obtenue par une extrapolation linéaire. De plus, la position du point de référence qui est déterminée en repérant le seul pic apparaissant (fig 43), ne peut être déterminée avec une précision meilleure que 5 mm.

7.6 *LA COHÉRENCE DES CALIBRATIONS AU COBALT.*

Le but de ce paragraphe est de vérifier la cohérence des calibrations au cobalt en comparant deux séries de mesures effectuées en des instants différents[25].

Soient C_j et C'_j les constantes de calibration au point de référence du PM n° j respectivement obtenues lors de la première et de la deuxième série de mesures. On introduit des pseudo-constantes de calibration D_j (D'_j) où le point de référence pour le calcul de ces valeurs D_j (D'_j) sera le point B pour les 8 PM du bas, et le point A pour les 8 PM du haut (fig 36): nous avons interverti les points de référence usuels. Ces pseudo-constantes de calibration D_j nous permettent de mesurer le vieillissement: si les gondoles vieillissent, l' atténuation du signal entre le point de référence et le pseudo-point de référence devient plus forte.

Afin de bien cerner l' effet du vieillissement sur les constantes de calibration, nous allons effectuer les *hypothèses simplificatrices* suivantes:

(i) La longueur d' atténuation λ est uniforme et a la même valeur partout que ce soit dans la barre de BBQ ou le guide de lumière (en principe, elle devrait être un peu plus élevée dans ce dernier).

---

[25] Dans tout ce qui suit, les dérives laser seront intégrées dans les constantes de calibration.

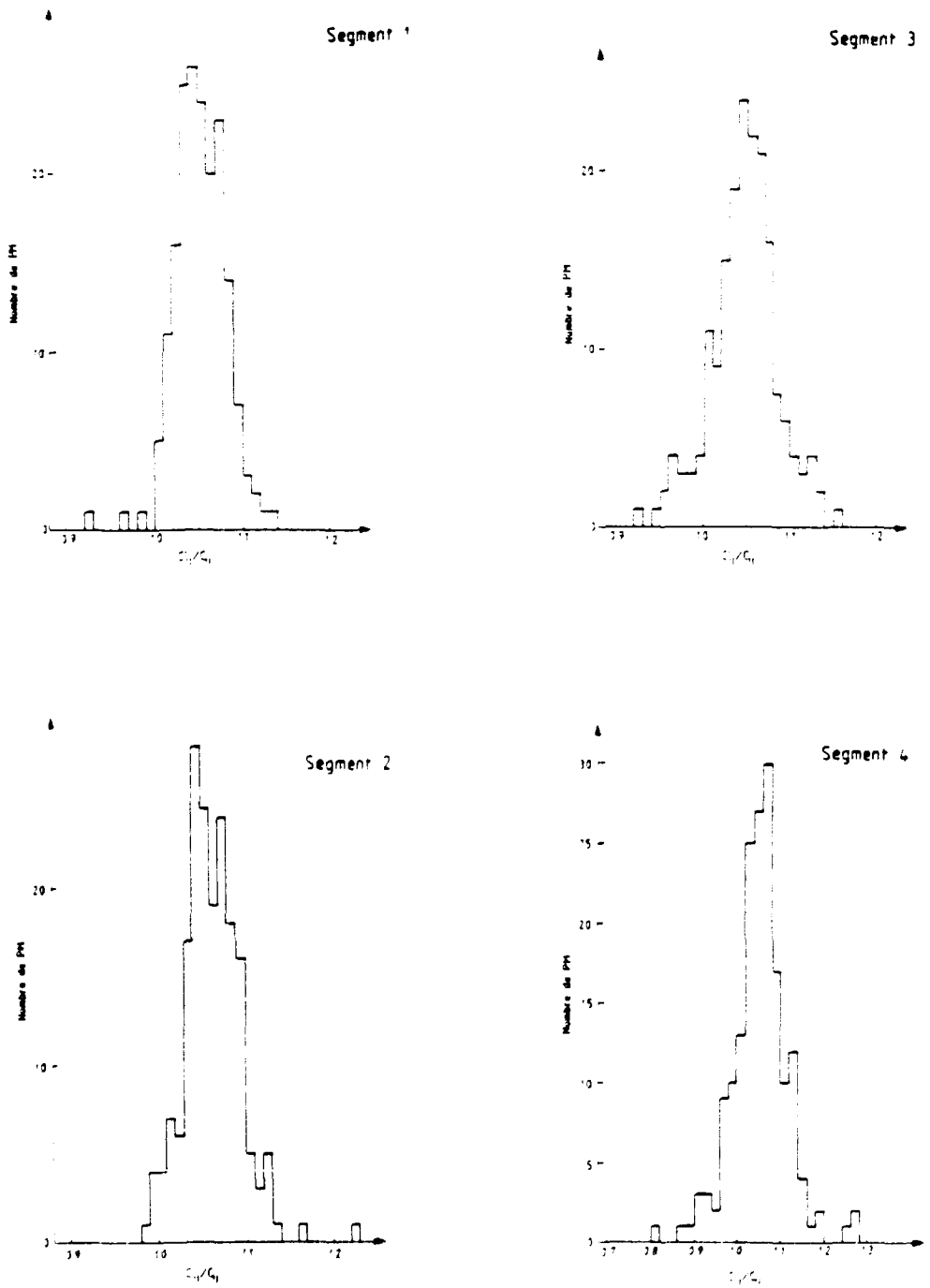


Figure 44: Comparaison de deux calibrations au cobalt effectuées à des instants différents (au point de référence).

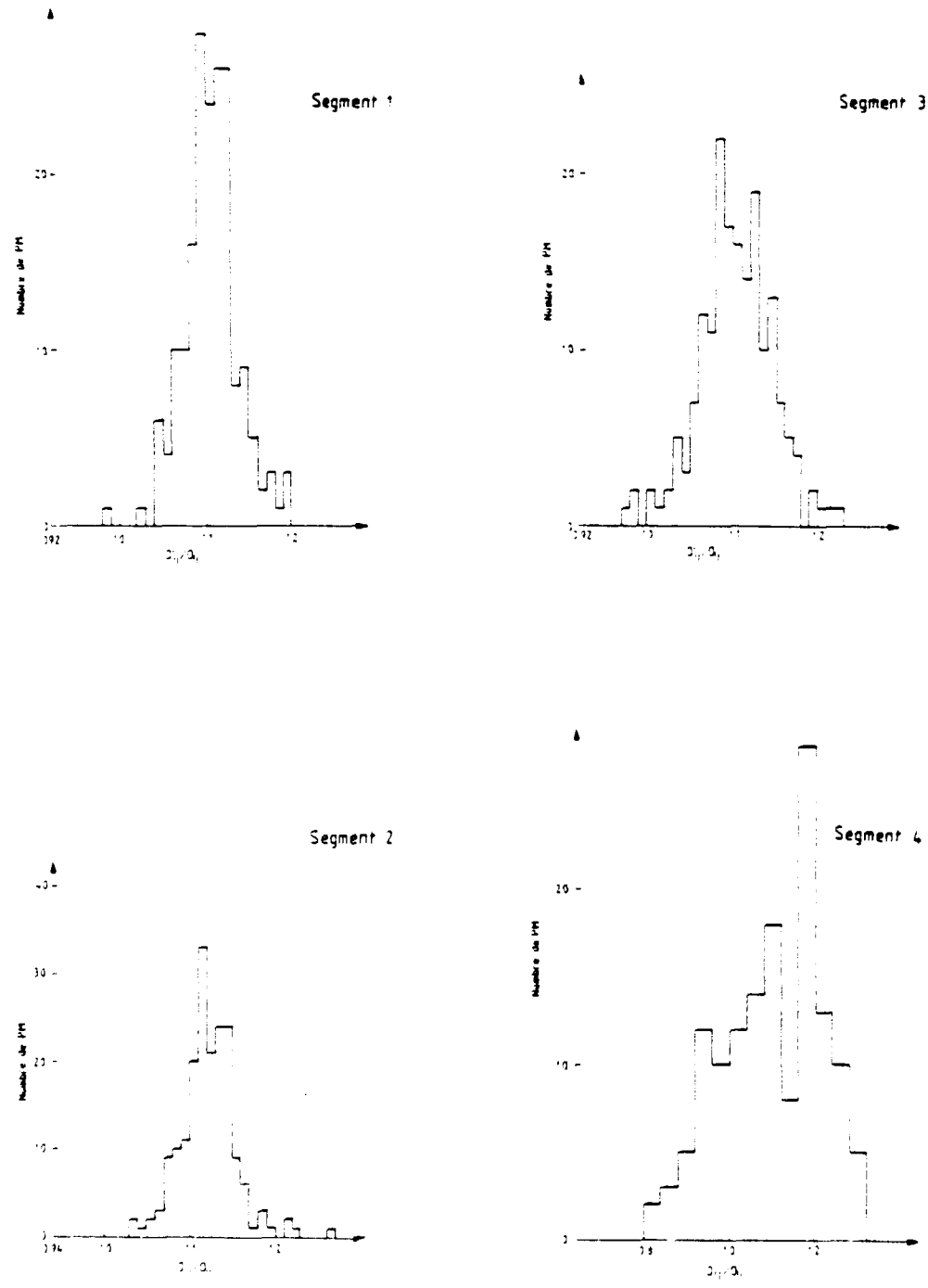


Figure 45: Comparaison de deux calibrations au cobalt effectuées à des instants différents (au pseudo-point de référence).

(ii) Le vieillissement est le même dans la barre de BBQ et le guide de lumière, et est en outre uniforme.

(iii) La longueur d' atténuation dans le scintillateur reste inchangée (elle varie de moins de 1% par an).

Ces hypothèses sont simplistes, mais elles sont destinées à effectuer un calcul d' erreur.

Soit L la longueur parcourue par la lumière entre le point de référence et le PM, et soit l la longueur parcourue par la lumière depuis le point de référence A (point de mesure de C_j) jusqu' au pscudo-point de référence B (point de mesure de D_j).
La constante C_j peut se mettre sous la forme:

$$C_j = K_j \cdot e^{L/\lambda}$$

où K_j est une constante directement proportionnelle à la puissance effective de la source P_{Co}. Ainsi, K_j serait la constante de calibration absolue obtenue pour la source placée "au PM".

De même nous avons: $D_j = K_j \cdot e^{(L+l)/\lambda}$.

on en déduit donc: $1/\lambda = 1/l \ln(D_j/C_j)$

Le rapport K'_j/K_j peut se mettre sous la forme:

$$K'_j/K_j = C'_j/C_j \, e^{L(1/\lambda - 1/\lambda')}$$

$$= \frac{C'_j}{C_j} \cdot \exp\left[\frac{L}{l} \cdot \ln \frac{D_j \cdot C'_j}{C_j \cdot D'_j} \right]$$

Évaluons L/l. Si R est le rayon moyen d' une gondole, la distance l vaut $l = \frac{2}{3}\pi \cdot R$, c'est-à-dire $l \simeq 2.7$ m. L quant à lui vaut aussi environ 2.7 m.
Ainsi, en première approximation nous pouvons supposer que $L \simeq l$, d' où:

$$K'_j/K_j = (C'_j/C_j)^2 \cdot (D_j/D'_j)$$

K_j doit rester constant au cours du temps, c'est-à-dire que l' on doit avoir $K_j \simeq K'_j$.
Pour illustrer le processus qui est décrit ci-dessus, nous allons comparer deux calibrations effectuées avec deux sources différentes et nous allons essayer de retrouver les caractéristiques de la seconde source à partir de celles de la première: le changement de source s' est fait dans un "laboratoire chaud" de Saclay, et la mesure des rapports de

puissance effective s' est effectuée avec le prototype de gondole non segmenté qui sert usuellement à comparer la réponse entre le cobalt et les électrons. Ce prototype n' a que 2 PM. Or, lorsque le blindage a été retiré au moment du changement de source, les PM ont été complètement "aveugiés". La mesure qui fut alors effectuée n' a pas été de très bonne qualité. Ainsi si l' on fait foi en les hypothèses énoncées ci-dessus, les résultats donnés dans la table 8 qui compare la calibration avec l' ancienne source effectuée en septembre 1982 et la calibration avec la nouvelle source faite en décembre 1982, indiquent une surestimation de la puissance effective de la nouvelle source de 6%.

Table 8
Suivi de la mesure de la puissance effective de la source après son changement en décembre 1982 (en %).

seg	$C'_j/C_j - 1$	$D'_j/D_j - 1$	$K'_j/K_j - 1$
1	11.1 ± 5.6	16.1 ± 5.3	6.2
2	10.4 ± 5.5	15.2 ± 5.9	5.7
3	9.7 ± 6.0	13.0 ± 6.1	6.4
4	12.9 ± 7.5	10.3 ± 11.7	?

Pour justifier les hypothèse faites ci-dessus, nous recommençons la même procédure avec les données de 1983 (février et juillet) qui ont été prises avec la même source. Les figures 44 et 45 obtenues à partir de la table 9, représentent respectivement la distribution segment par segment de la quantité C'_{ij}/C_{ij} et de la quantité D'_{ij}/D_{ij} pour les 192 PM lisant ce numéro de segment.
Les résultats trouvés (-0.5%) sont dans les marges d' incertitude et sont compatibles avec 0. On constate en outre que les segments du fond vieillissent moins, ce qui est tout à fait compréhensible car ils sont moins irradiés.

En conclusion, la comparaison des données de 1983 et de 1982 justifie a posteriori notre démarche pour mesurer P_{Co} à partir de la comparaison de 2 calibrations au cobalt des gondoles. De plus, la valeur de P_{Co} obtenue à la suite de cette mesure est compatible à 1% près avec la valeur obtenue au faisceau d' électrons.

Table 9

Vérification du suivi de la mesure de la puissance effective de la source (en %).

seg	$C'_j/C_j - 1$	$D'_j/D_j - 1$	$K'_j/K_j - 1$
1	6.1 ± 3.5	12.1 ± 3.5	+0.1
2	5.1 ± 2.9	10.5 ± 4.0	−0.3
3	4.7 ± 4.1	10.1 ± 4.7	−0.7
4	5.3 ± 6.5	9.6 ± 11.0	+1 ?

Chapitre 8

LA RECONSTRUCTION DANS LES GONDOLES, LES CARTES.

Lorsqu' une particule est détectée par une gondole, pour chacun des segments nous voulons retrouver l' *énergie e* déposée dans ledit segment ainsi que la *position spatiale* (x,ϕ) de la gerbe développée,
Chaque segment est lu par 4 PM et nous mesurons 4 valeurs q_1, q_2, q_3 et q_4. Soit $C_j(x,\phi)$ la fonction de calibration du PM n° j. Les inconnues sont e,x,ϕ et nous avons à résoudre les 4 équations:

$$e = C_j(x,\phi)\cdot q_j \qquad (1)$$

Pour résoudre les équations (1), il faut déterminer les fonctions de calibration $C_j(x,\phi)$ dont les expressions ne sont pas simples car les gondoles ont une forme cylindrique: l' atténuation dans la barre de BBQ (en ϕ) n' est pas complètement exponentielle, la lumière effectuant plusieurs réflexions avant d' atteindre le PM. (L' atténuation en x est grossièrement exponentielle.)
Nous sommes donc amenés à effectuer une mesure détaillée de la carte de $C_j(x,\phi)$ qui est donnée par la réponse $I_j(x,\phi)$ de la gondole à la source Cobalt (chap 5).

8.1 *LA MESURE DES CARTES.*

8.1.1 *La prises de données.*

Pour que la mesure soit effectuée dans les meilleures conditions d' efficacité, les points de mesure doivent être judicieusement répartis.
Nous n' effectuons la calibration que pour les points situés à moins de 95 mm du milieu, car pour ceux situés plus près du bord (se trouvant à 115 mm du milieu), nous assistons à la fois à des phénomènes de fuite de gerbe et d' absorption par les segments du fond de photons n' ayant pas traversé les premiers segments (§ 7.5.1).
Pour que le processus d' acquisition soit le plus fiable et le plus rapide possible, on effectue avec la source des balayages verticaux (fig 46), le support de la source se

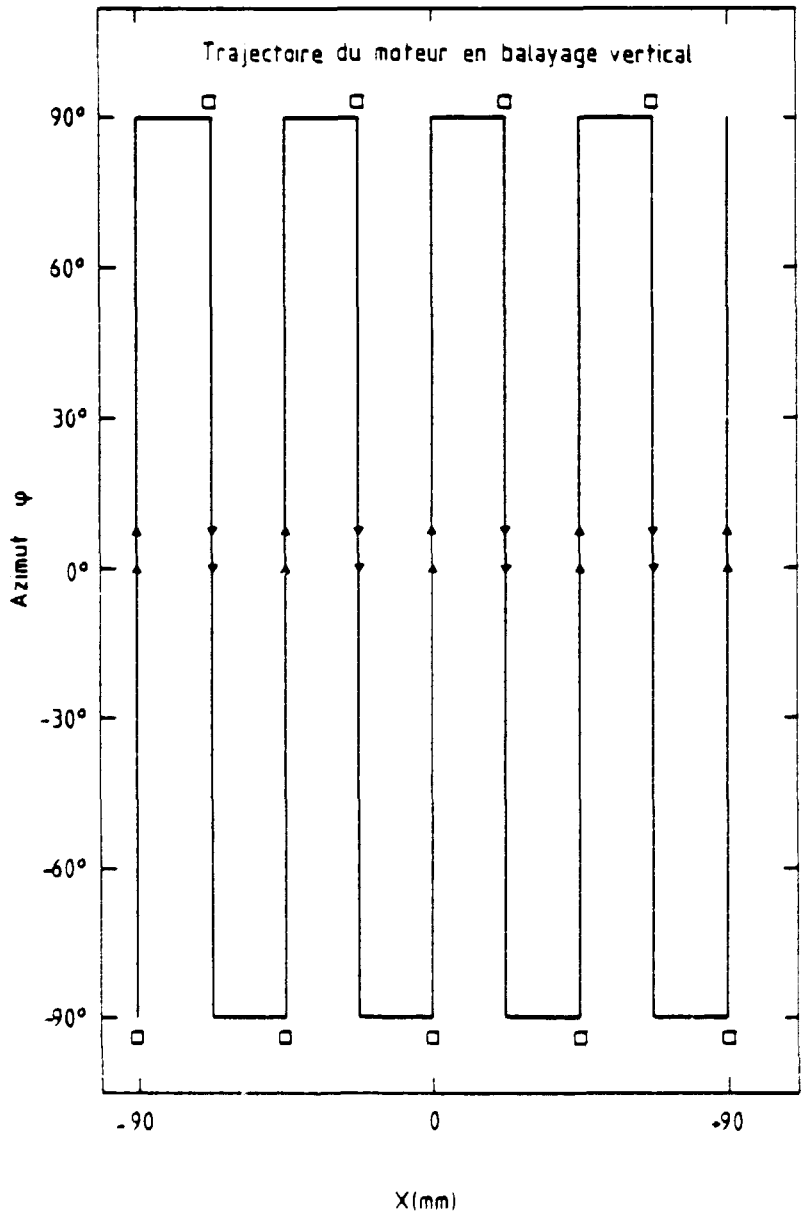


Figure 46: Trajectoire du moteur lors d' un balayage vertical.

déplaçant d' un talon de gondole à l' autre. Ces talons sont matérialisés par des butées munies d' interrupteurs renvoyant un signal au système d' acquisition lorsqu' elles sont touchées. Pour accélérer le processus, les mesures sont effectuées en continu, sans que le moteur déplaçant la source ne s' arrête.
La mesure en des points très rapprochés n' est pas utile car les détails sont gommés par la largeur de la tache de la source. Ainsi, on effectue 9 lignes verticales de mesure, comprises entre -90 mm et 90 mm du milieu, les mesures étant faites en 91 points sur chaque ligne (tous les 2°). Le mouvement du moteur en ϕ est alterné (fig 46).

Les conditions d' acquisition des données sont les suivantes:

(i) Une mesure de piédestal est effectuée pour chaque ligne.

(ii) Pour chaque point la moyenne de 64 mesures est effectuée.

(iii) Les données des 91 points de chaque ligne sont rangées dans un tableau que l' on renvoie vers SYS-B lorsque la ligne est finie. De plus, pendant l' acquisition de la ligne $n+1$, les données de la ligne n sont gérées par SYS-B qui assure en particulier, une représentation graphique des cartes, mais n' assure pas l' analyse complète en ligne des cartes comme c' était le cas pour les balayages horizontaux.

8.1.2 *Les corrections géométriques.*

Au moment de la prise de données, les abscisses x de chacun des points de mesure par rapport au milieu de la gondole ne sont pas encore connues avec précision et doivent être corrigées.
Dans le paragraphe 7.5.1, nous avons montré que lors de la calibration des gondoles au point de référence, nous avions besoin d' un positionnement très précis de ces points: nous avons été amenés à mettre en place un système qui nous donne en nombre de pas depuis la butée, l' abscisse du milieu d' une gondole à un angle ϕ donné. Nous connaissons donc de manière précise l' abscisse du point de mesure par rapport au milieu de la gondole, exprimée en nombre de pas depuis la butée.
Cette correction géométrique est effectuée lors du calcul des cartes.

8.2 *LE PRINCIPE DE LA RECONSTRUCTION.*

L' équation (1) écrite p 131 est un système de 4 équations à 3 inconnues. Nous sommes donc en présence d'un système d' équations surdéterminé. Nous sommes amenés à reformuler le problème de la reconstruction dans les gondoles un peu différemment: nous chercherons les valeurs de e, x et ϕ les plus *plausibles.*
On effectue une minimisation au sens des moindres carrés, et on introduit un coefficient de pondération $\alpha_j = \sqrt{N_j}$ donné par la photostatistique, attaché à chacun des 4 PM, où N_j est le nombre de photoélectrons "vus" par ce PM.
Soit q_j le signal mesuré par le PM n° j et soit $C_j(x,\phi)$ sa fonction de calibration.

Reconstruire un événement où q_1,q_2,q_3,q_4 ont été mesurées par chacun des 4 PM du segment n° i, revient alors à chercher e,x et ϕ tels que:

$$\chi^2(e,x,\phi) = \sum_{j=1}^{4} \alpha_j^2 \cdot (e - C_j(x,\phi) \cdot q_j)^2 \quad \text{minimum} \qquad (2)$$

Dans l' annexe H, nous formalisons l' équation (2).

Mathématiquement, on peut démontrer que les minima locaux peuvent être très nombreux; par conséquent, si l' on procède par une méthode itérative, l' initialisation du processus doit être effectuée *judicieusement.*

La méthode standard de reconstruction consiste à effectuer la minimisation de l' expression (2), en initialisant le processus par un premier calcul analytique de x et de ϕ. Pour que le processus de reconstruction soit exprimable simplement, et pour que le programme n' occupe pas trop de place en mémoire centrale; on a paramétré les cartes $C_j(x,\phi)$ par des polynômes en x et ϕ, c'est-à-dire que l' on a effectué un lissage des cartes de réponse $I_j(x,\phi)$.

8.3 *LA RECONSTRUCTION STANDARD.*

8.3.1 *La paramétrisation des cartes droites.*

8.3.1.1 Présentation de la méthode.

La figure 47 représente une carte typique d' atténuation de la lumière.
Pour chacune des 9 lignes verticales de balayage, l' abscisse représente l' angle ϕ de la position de la source, l' ordonnée donne le logarithme du signal ln I_{ij}, où I_{ij} est donné en canaux d' ADC.
On peut en tirer les conclusions qualitatives suivantes:

(i) Les 9 lignes sont *parallèles*: ceci traduit que la fonction d' atténuation $f(x,\phi)$ est *factorisable* et peut se mettre sous la forme $f(x,\phi) = g(x) \cdot h(\phi)$.

(ii) Les neuf lignes sont *équidistantes* (hormis peut-être au milieu): cela traduit que l' atténuation le long du scintillateur est presque exponentielle.

(iii) La carte le long de la barre de BBQ est beaucoup plus *complexe*.

La *factorisabilité* des cartes simplifiera beaucoup le traitement des données car nous nous ramenons en fait à la paramétrisation de $g(x)$ puis de $h(\phi)$. Les cartes $I_j(x,\phi)$ sont lissées en logarithme par des polynômes en x et en ϕ au sens des moindres carrés. Pour déterminer le degré du polynôme souhaité et le nombre de coefficients retenus, le lissage se fait dans la base des polynômes de Tchebychev et utilise une méthode d' orthogonalisation de Gram-Schmidt. Le programme (MUDIFI) qui effectue ce lissage est issu de la bibliothèque mathématique du CERN [69]. Le lissage se fait pour tous les points (x,ϕ) tels que $(x,\phi) \in [-95 \text{ mm}; 95 \text{ mm}] \times [-76.5°;76.5°]$. Les points compris entre 76.5° et 90° ne sont pas lissés. Ce domaine angulaire correspond aux talons de la gondole pour lesquels une partie du signal de la source n' est pas détectée. Ces phénomènes de fuite sont actuellement à l' étude.

8.3.1.2 La précision des cartes lissées.

La qualité d' une carte d' atténuation $f(x,\phi)$ est déterminée par deux paramètres qui sont sa précision et sa factorisabilité. La carte de réponse des gondoles étant lissée en logarithme, l' erreur engendrée sur la mesure du signal I par le lissage est égale à l' erreur absolue effectuée sur l' estimation de ln $I(x,\phi)$.

---

26 Soit $K = [-1,1]$. On définit dans l' algèbre des polynômes à une indéterminée $\mathbb{R}[X]$, le produit scalaire $(f|g) = \int_K f(x) \cdot g(x) \cdot \sqrt{1 - x^2}\, dx$ (*Tchebychev*). On généralise ce produit scalaire à l' algèbre des polynômes à deux indéterminées, et on définit le *paramètre de corrélation* par $(f'f')/(f|f)$.

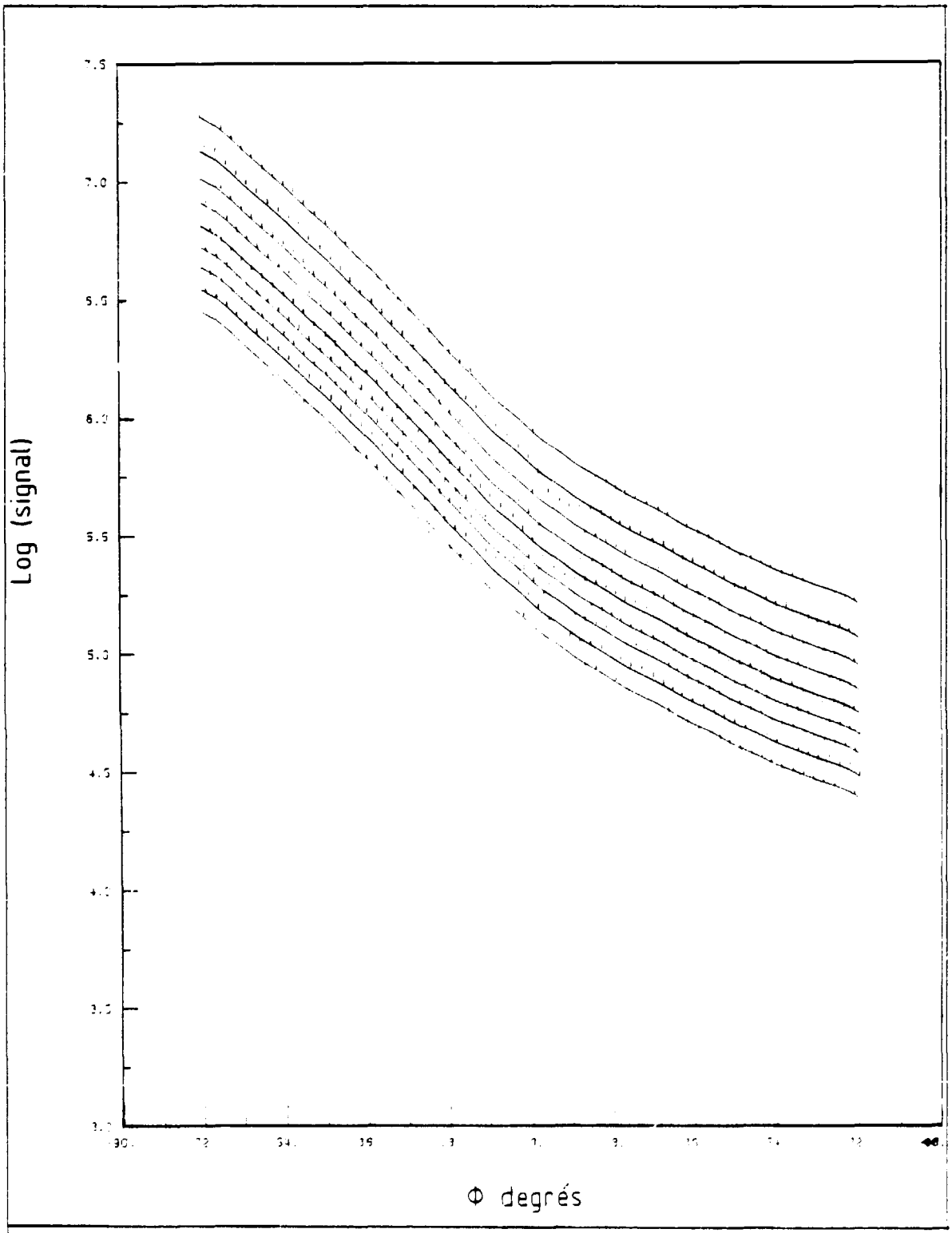


Figure 47: Exemple de carte associée à un photomultiplicateur

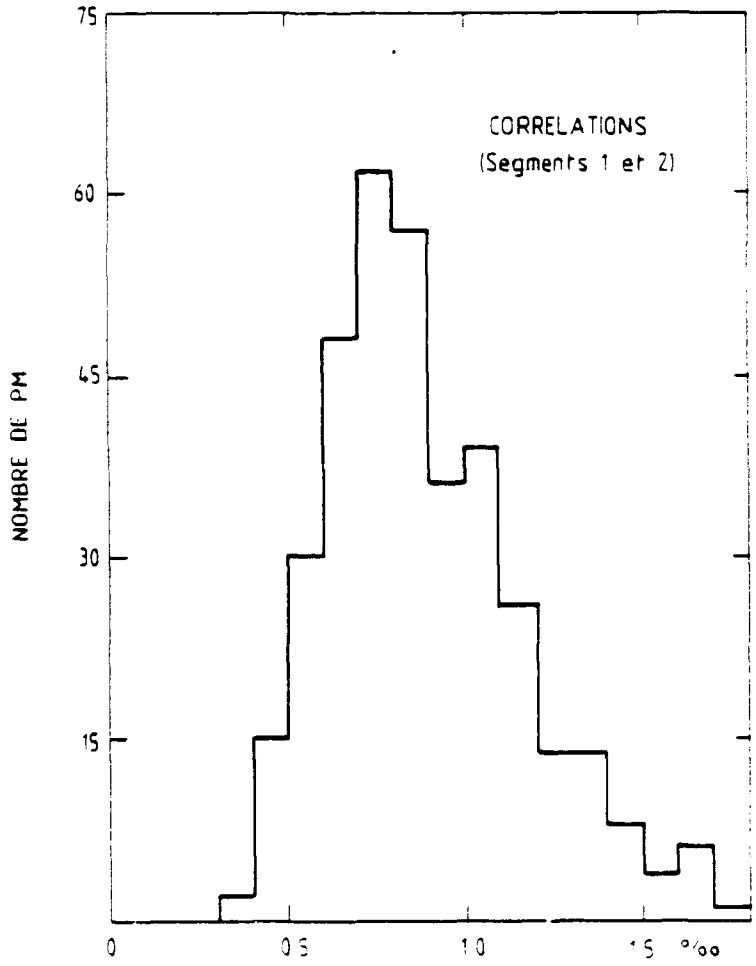


Figure 48: Les corrélations entre x et ϕ des cartes.

Si nous posons $f(x,\phi) = g(x)\cdot h(\phi) + f'(x,\phi)$, le paramètre de corrélation[26] sera en première approximation défini par f'/f. Il correspond au reliquat non factorisable.

Il est apparu empiriquement qu'un paramètre de corrélation élevé traduisait soit une mauvaise correction de dévers, soit une mesure de carte de mauvaise qualité. La limite généralement admise pour ce paramètre est de 1‰ (fig 48). La détermination de ce paramètre ne sert finalement qu'à donner une indication indirecte de la qualité des cartes.

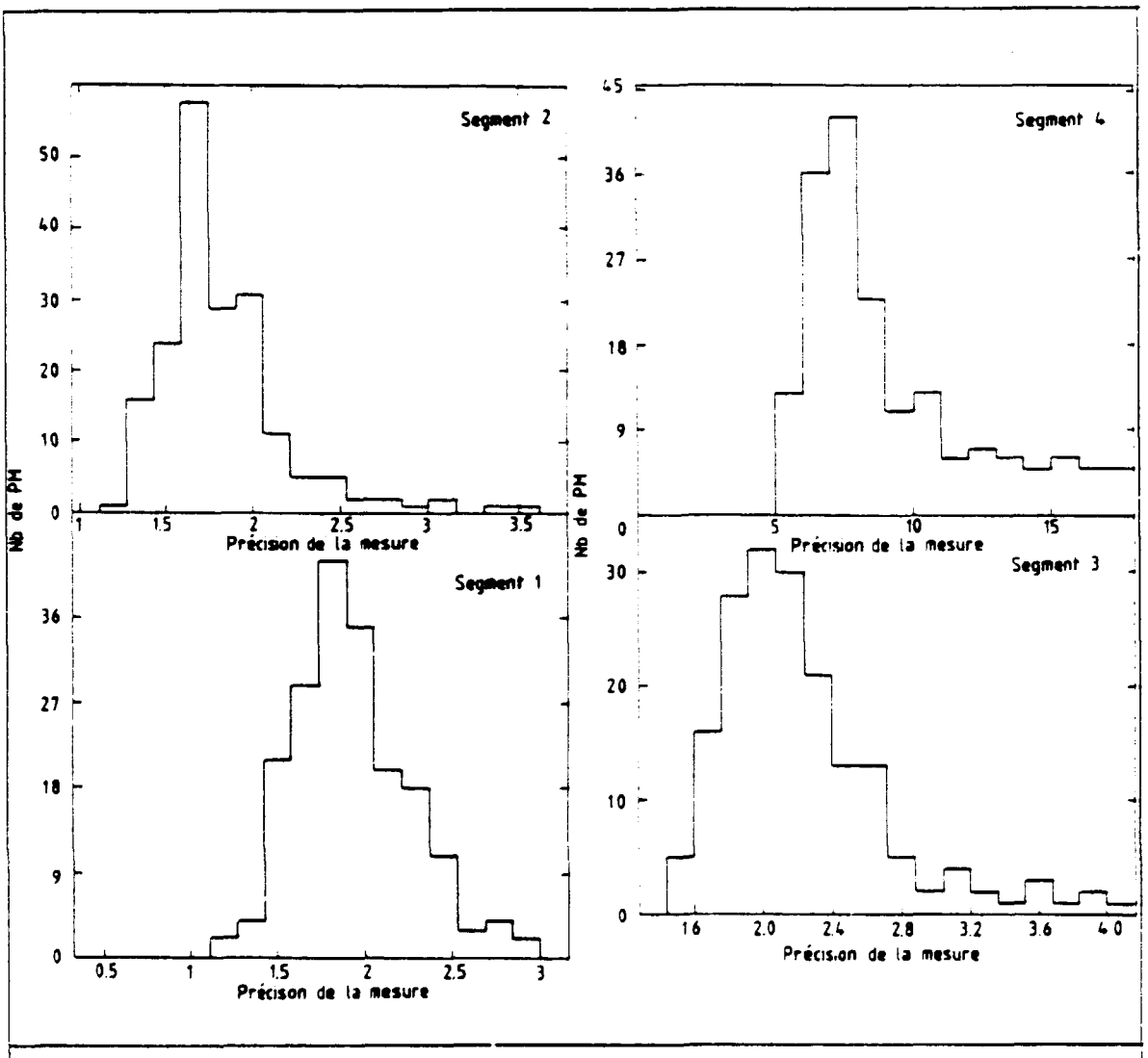


Figure 49: Précision obtenue dans le lissage des cartes

L' écart entre les cartes lissées et les cartes brutes est de 1.9±0.5% dans les segments n° *1* et *2*, et de 2.3±0.9% dans le segment n° *3* (fig 49). Quant aux corréiations, elles sont de l' ordre de 1.00±0.67‰ pour les segments n° *1* et *2*, et de l' ordre de 1.67±1.24‰ pour le segment n° *3*.

Dans l' annexe H, nous montrons que l' erreur relative sur l' énergie engendrée par le lissage des cartes est de l' ordre de la précision du lissage. En conséquence, une précision de l' ordre de 2% sur les cartes engendre une incertitude de l' ordre de 2% sur la mesure des énergies déposées dans chacun des segments. En pratique, une particule

électromagnétique de haute énergie dépose son énergie surtout dans les segments n° *2* et *3*. L' erreur induite sur la mesure de l' énergie totale sera donc de $2\%/\sqrt{2} \approx 1.5\%$.

8.3.1.3 La précision des cartes brutes.

Parmi les causes d' erreur dans la mesure des cartes brutes, nous pouvons citer:

(i) La photostatistique.

(ii) L' erreur liée à la discrétisation des données par l' ADC.

(iii) Le bruit du picoampèremètre.

Dans l' annexe F, nous montrons que si n est le nombre de photoélectrons vus par un PM pour un GeV déposé, si τ est la constante de temps du picoampèremètre, et si $P_i = f_i \cdot P_{Co}$ est la puissance effective déposée dans le segment n° i, l' incertitude relative ε liée à la photostatistique vaudra:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot n \cdot P_i \cdot \tau}}$$

Les 64 mesures effectuées sont corrélées car elles sont effectuées dans un laps de temps trop court par rapport au temps de décharge du picoampèremètre qui est de 60 ms.

Table 10
La précision des cartes (en %).

seg	précision du lissage	photostat calculée	bruit de lecture	précision th des cartes
1	1.96	0.16	0	1.95
2	1.96	0.24	0	1.95
3	2.33	0.65	0.6	2.15
4	~8	2.84	~8	?

Dans la table 10, nous donnons les valeurs calculées pour chacun des segments. Il apparaît clairement que la photostatistique ne peut expliquer à elle seule la mauvaise précision avec laquelle on mesure les cartes du quatrième segment.

Évaluons maintenant l'incertitude liée à la quantification des résultats. Dans le quatrième segment, lorsque la source est placée au point de référence, on ne lit environ que 33 canaux d'ADC. Pour une particule placée au milieu de la gondole, on ne lit plus que 20 canaux d'ADC. Si n est le nombre de canaux d'ADC lus, on peut estimer que signal réel est en fait compris entre $n - \frac{1}{2}$ et $n + \frac{1}{2}$, ce qui fait que le signal est connu en moyenne à $\pm \frac{1}{4}$ de canal d'ADC. L'incertitude liée à cette quantification est donc de l'ordre de 1.5 à 2%. Le phénomène le plus important est sûrement le bruit du picoampèremètre qui se traduit par une fluctuation des piédestaux de quelques canaux d'ADC. Ce phénomène pourrait alors expliquer la dispersion de 8% pour le quatrième segment.
Reprenons les données du segment n° *3*. Si la dispersion des mesures dans le segment n° *4* est de 8%, elle devrait être de 6‰ dans le segment n° *3* (le signal est un peu plus de 10 fois important). L'incertitude liée au bruit de l'électronique sera alors comparable à l'incertitude liée à la photostatistique. La somme de ces deux effets sera donc de l'ordre du pour-cent.

En lissant les points mesurés des cartes d'atténuation du segment i, nous effectuons une erreur liée au processus de lissage. Cette erreur peut être évaluée. En effet, pour chacun des points on peut mesurer l'écart quadratique entre les points bruts et la courbe de lissage. Soit β_i l'incertitude avec laquelle on mesure les points et soit λ_i la précision "intrinsèque" du processus de lissage. Nous pouvons admettre que la valeur de la précision ℓ_i avec laquelle on lisse les points ne fait que traduire l'incertitude de la mesure et du lissage, c'est-à-dire que l'on a:

$$\ell_i^2 = \beta_i^2 + \lambda_i^2$$

On constate qu'effectivement pour les 3 premiers segments, λ_i ne dépend pas du numéro de segment (table 10).

8.3.2 *L' algorithme de reconstruction.*

8.3.2.1 Première étape: la recherche des valeurs approchées de la position spatiale.

Soit $F_j(x,\phi) = I_j(x,\phi)/I_j(x_0,\phi_0)$ l' atténuation du signal par rapport au point de référence pour le PM n° *j*.
Comme nous l' avons constaté dans le paragraphe 8.3.1.1, les cartes d' atténuation sont factorisables en x et ϕ et ceci à une très bonne précision. Ceci signifie que les fonctions d' atténuation $F_j(x,\phi)$ du PM n° *j* du segment n° *i* peuvent se mettre sous la forme:

$$F_j(x,\phi) = g_j(x)\cdot h_j(\phi)$$

De plus, nous pouvons supposer que l' atténuation en ϕ du signal "vu" par les deux PM du bas[27] est la même, ce qui signifie que:

$$h_1(\phi) = h_3(\phi) \text{ que nous noterons } h_+(\phi)$$

De la même manière, nous pouvons supposer que :

$$h_2(\phi) = h_4(\phi) \text{ que nous noterons } h_-(\phi)$$

Toujours de la même manière, nous ferons l' hypothèse que l' atténuation en x du signal "vu" par les PM *1* et *2* d' une part, et les PM n° *3* et *4* d' autre part est la même, c'est-à-dire que:

$$g_1(x) = g_2(x) \text{ que nous noterons } g_+(x)$$

$$g_3(x) = g_4(x) \text{ que nous noterons } g_-(x)$$

L' équation (1) se ramène alors à la résolution des équations suivantes:

$$\begin{aligned} E_1 &= e\cdot g_+(x)\cdot h_+(\phi) \\ E_2 &= e\cdot g_+(x)\cdot h_-(\phi) \\ E_3 &= e\cdot g_-(x)\cdot h_+(\phi) \\ E_4 &= e\cdot g_-(x)\cdot h_-(\phi) \end{aligned}$$

Nous constatons alors aisément que:

---

27 La numérotation des PM est définie figure 36.

$$\frac{E_1}{E_3} = \frac{g_+(x)}{g_-(x)}; \quad \frac{E_2}{E_4} = \frac{g_+(x)}{g_-(x)}; \quad \frac{E_1}{E_2} = \frac{h_+(\phi)}{h_-(\phi)}; \quad \frac{E_3}{E_4} = \frac{h_+(\phi)}{h_-(\phi)}$$

Chacune de ces équations nous donne de manière relativement simple x et ϕ. Nous faisons en outre l' hypothèse que g et h sont des exponentielles, ce qui signifie que nous ne considérons que les atténuations moyennes. Nous déterminons ainsi simplement le point de départ $X=(x,\phi)$ de l' itération, en effectuant la moyenne des valeurs trouvées.

8.3.2.2 Deuxième étape: la reconstruction spatiale proprement dite.

Cette reconstruction spatiale, effectuée segment par segment, est réalisée par un programme de la bibliothèque du CERN ("MINSQ") qui minimise l' erreur (§ 8.2):

$$\sum_{j=1}^{4} \alpha_j^2 \cdot (e - C_j(x,\phi) \cdot q_j)^2$$

suivant un processus itératif où le point de départ (x^0,ϕ^0) est le point déterminé plus haut.

8.4 *LES TESTS DES CARTES EN FAISCEAU.*

En principe, l' atténuation du signal dans une gondole est seulement liée aux proriétés géométriques de celle-ci. En première approximation, les cartes d' atténuation aux électrons ou à la source cobalt, devraient être identiques.
Examinons les facteurs qui peuvent différencier ces deux types de cartes.

8.4.1 *Les effets de bord.*

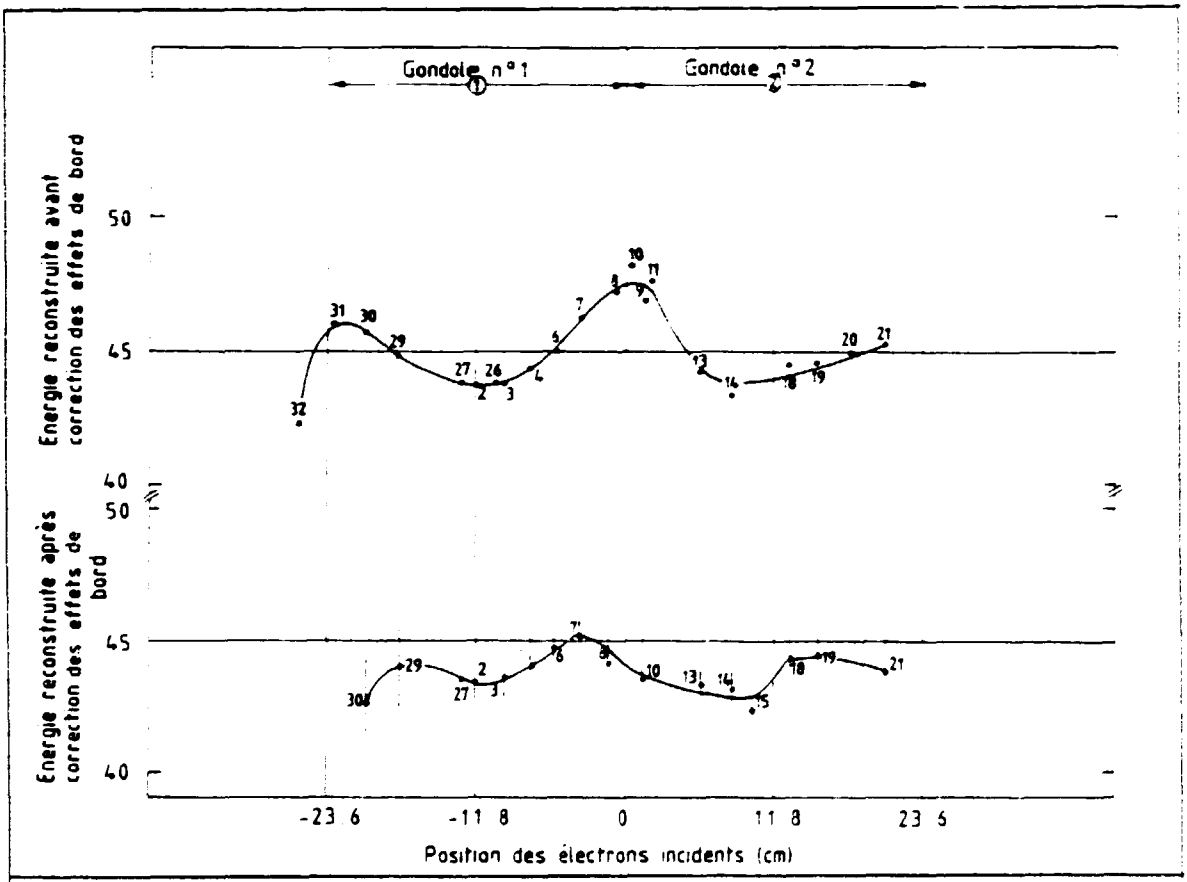


Figure 50: L' énergie reconstruite avant et après correction des effets de bord.

La largeur de la tache de la source atteint une dimension de l' ordre du centimètre, tandis que la gerbe engendrée par un électron est beaucoup plus étroite et ne fait que quelques millimètres de large. Ainsi, la gerbe d' un électron d' incidence normale qui touche une gondole assez près de son bord, aura sa gerbe complètement contenue dans le calorimètre, tandis que la source placée au même endroit déposera une partie de sa puissance en dehors de la gondole. Ces phénomènes de *fuite* peuvent être appréhendés:

(i) *Par calcul:* on utilise un programme Monte-Carlo (EGS) qui évalue les fuites au bord de la gondole.

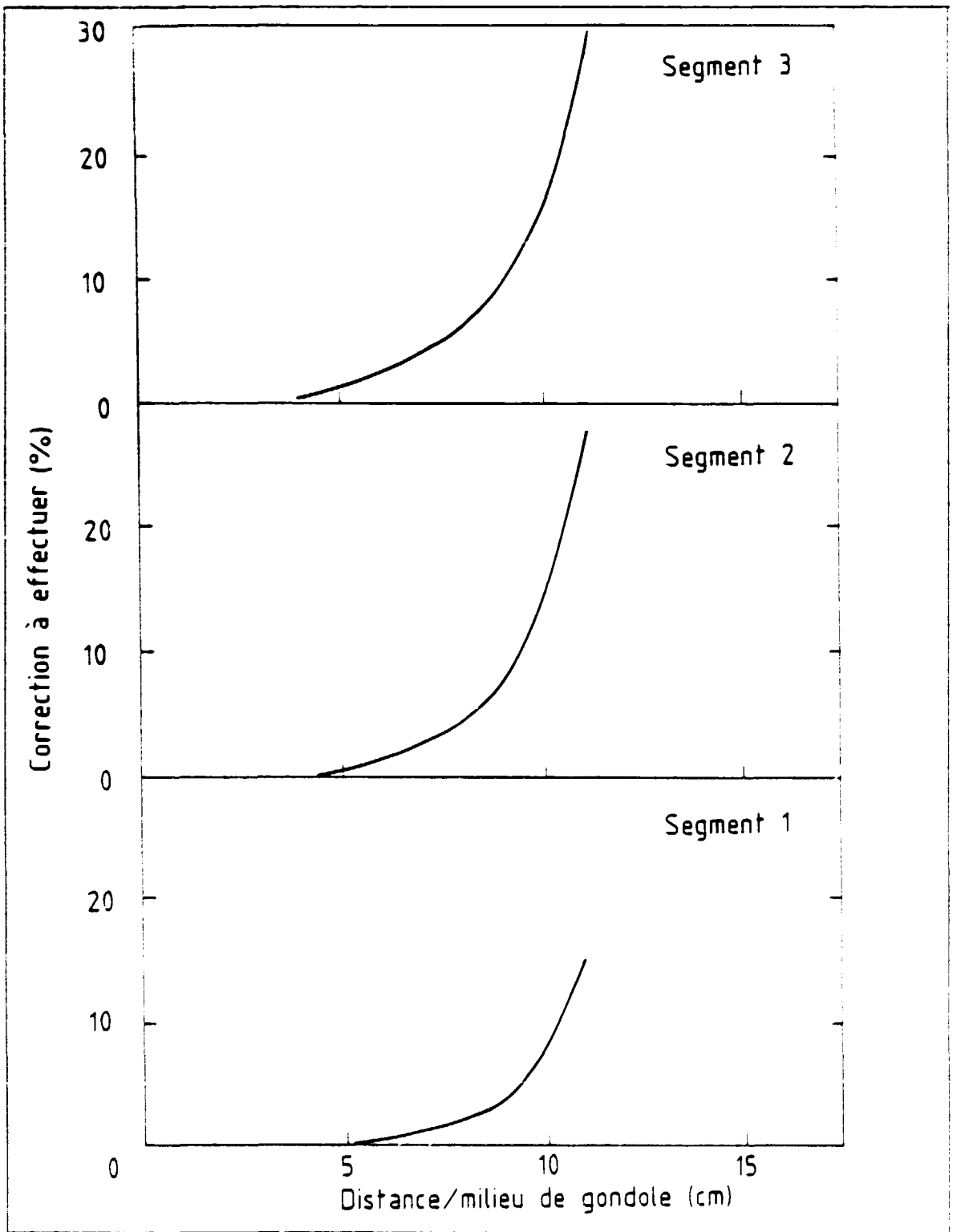


Figure 51: Les fuites de bord évaluées par calcul.

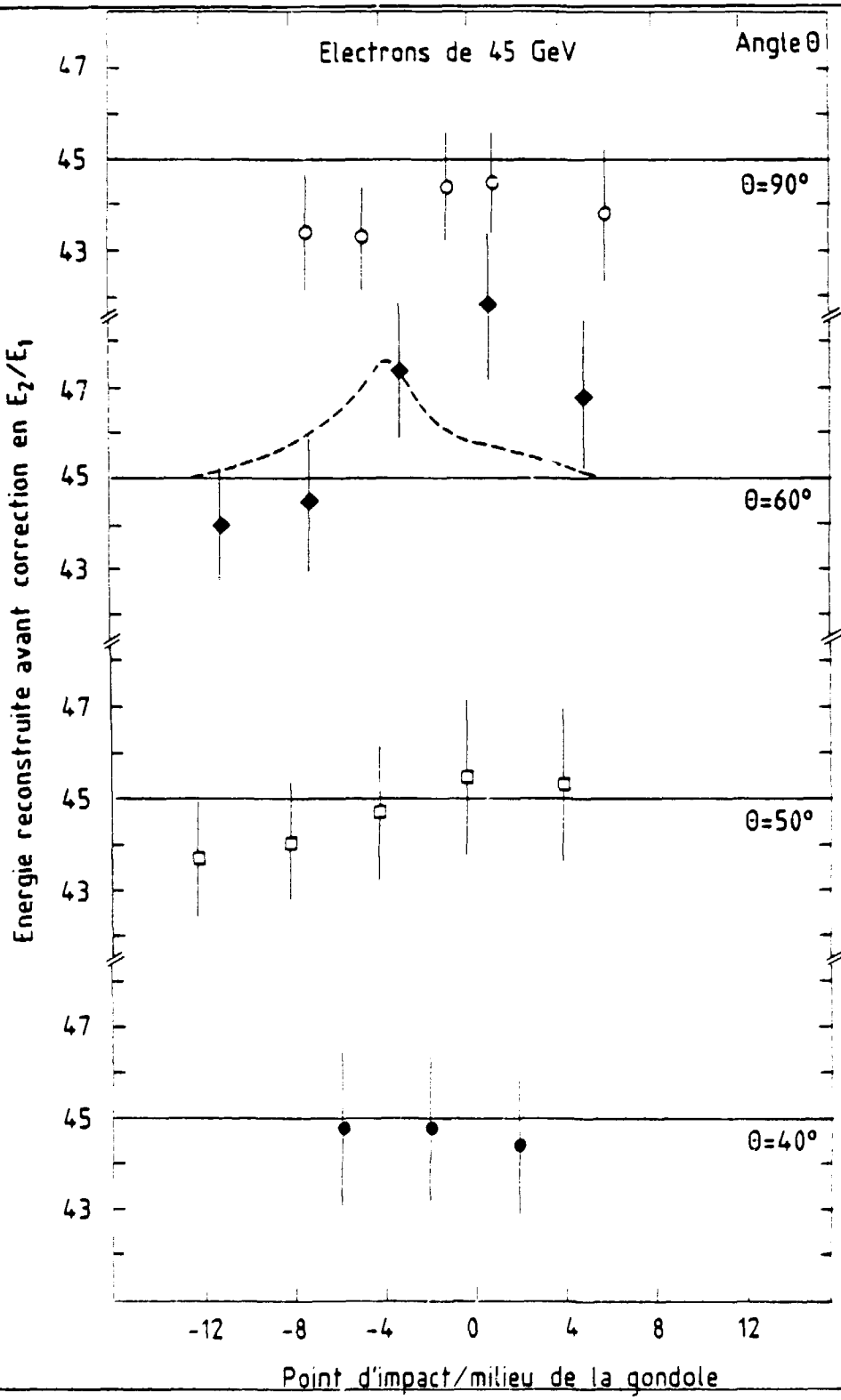


Figure 52: L' énergie reconstruite avant corrections.

(ii) *Expérimentalement*: on effectue sur une gondole de test une carte aux électrons et on la compare à celle de la source cobalt.

En utilisant le programme de Monte-Carlo EGS, on a pu paramétrer les fuites au bord de la gondole et on a établi une carte de facteurs correcteurs en fonction de la distance par rapport au milieu (fig 51). Il apparaît alors que les corrections de géométrie décrites dans le paragraphe 8.1.2 revêtent une importance capitale, sous peine de fausser la mesure de l' énergie.

Dans la figure 50, nous donnons la valeur de l' énergie reconstruite, pour des données prises avec des électrons après avoir effectué les corrections décrites plus haut.

8.4.2 *Les effets angulaires.*

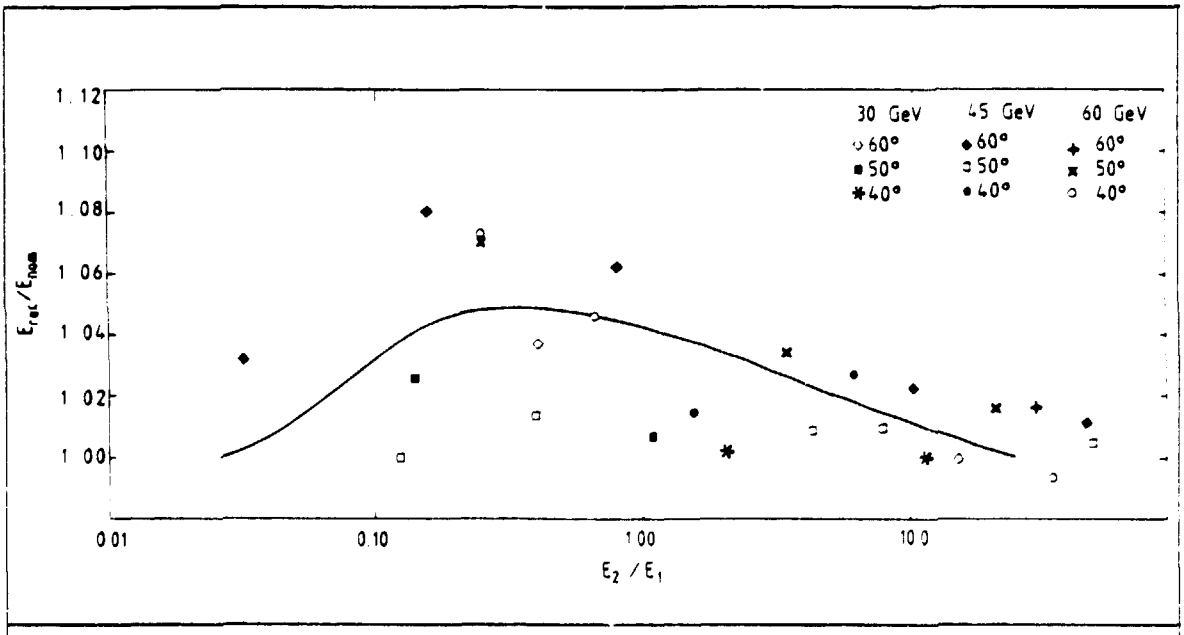


Figure 53: La dépendance en E_2/E_1 de l' énergie reconstruite.

Jusqu' à maintenant, nous avons toujours considéré des électrons perpendiculaires au calorimètre. Or la géométrie de l' expérience UA1 est cylindrique, et l' angle d' incidence des électrons de désintégration des bosons intermédiaires ne sera pas toujours normal. En conséquence, une étude supplémentaire doit être faite pour étudier la réponse du calorimètre pour des électrons ayant différents angles d' incidence. Dans la figure 52, il apparaît que pour des électrons ayant un point d' impact près du bord, l' énergie reconstruite est surestimée[28]. Nous allons essayer d' expliquer ce phénomène.

Ces électrons provoquent des gerbes qui sont détectées par deux modules de calorimètre et qui traversent donc les barres de BBQ. Il est alors probable que nous soyons en présence d' émission de lumière Čerenkov dans les barres de BBQ.

En conséquence si cette dernière hypothèse est vraie, la surestimation de l' énergie dépendra de la position du maximum de la gerbe par rapport aux barres de BBQ: la correction que nous devons effectuer dépendra de la position x du point d' incidence, de l' angle θ d' incidence, et de l' énergie de de l' électron incident. Afin de simplifier le processus de correction, on a supposé que la surestimation de l' énergie ne dépendait que de E_2/E_1 où E_1 et E_2 sont les énergies respectives déposées dans chacun des modules du calorimètre. La figure 53 montre que l' on peut faire cette hypothèse simplificatrice.

8.4.3 *Test de l' algorithme de reconstruction, mesure de la résolution spatiale.*

8.4.3.1 La mesure expérimentale.

La résolution spatiale du détecteur a été mesurée en faisceau test d' électrons. Elle peut s' exprimer par la formule empirique suivante (fig 54, 55):

$$\Delta x = 6.0 \text{ cm}/\sqrt{E} + (1.0 \text{ cm} - \sin\theta),$$

où θ est l' angle entre l' électron incident et le faisceau. La résolution en azimut ϕ peut s' exprimer par la formule suivante:

$$\Delta\phi = 0.24 \text{ rad}/\sqrt{E} \qquad (\text{où } E \leq 40 \text{ GeV})$$

Pour des énergies supérieures, la résolution en ϕ du détecteur n' est pas meilleure et prend la valeur asymptotique $0.24/\sqrt{40}$.

---

[28] Dans les données présentées dans la figure 52, les f_i utilisés pour la reconstruction sont les f_i nominaux: on explique ainsi le fait que pour un électron de 45 GeV d' incidence normale, l' énergie reconstruite ne soit pas de 45 GeV.

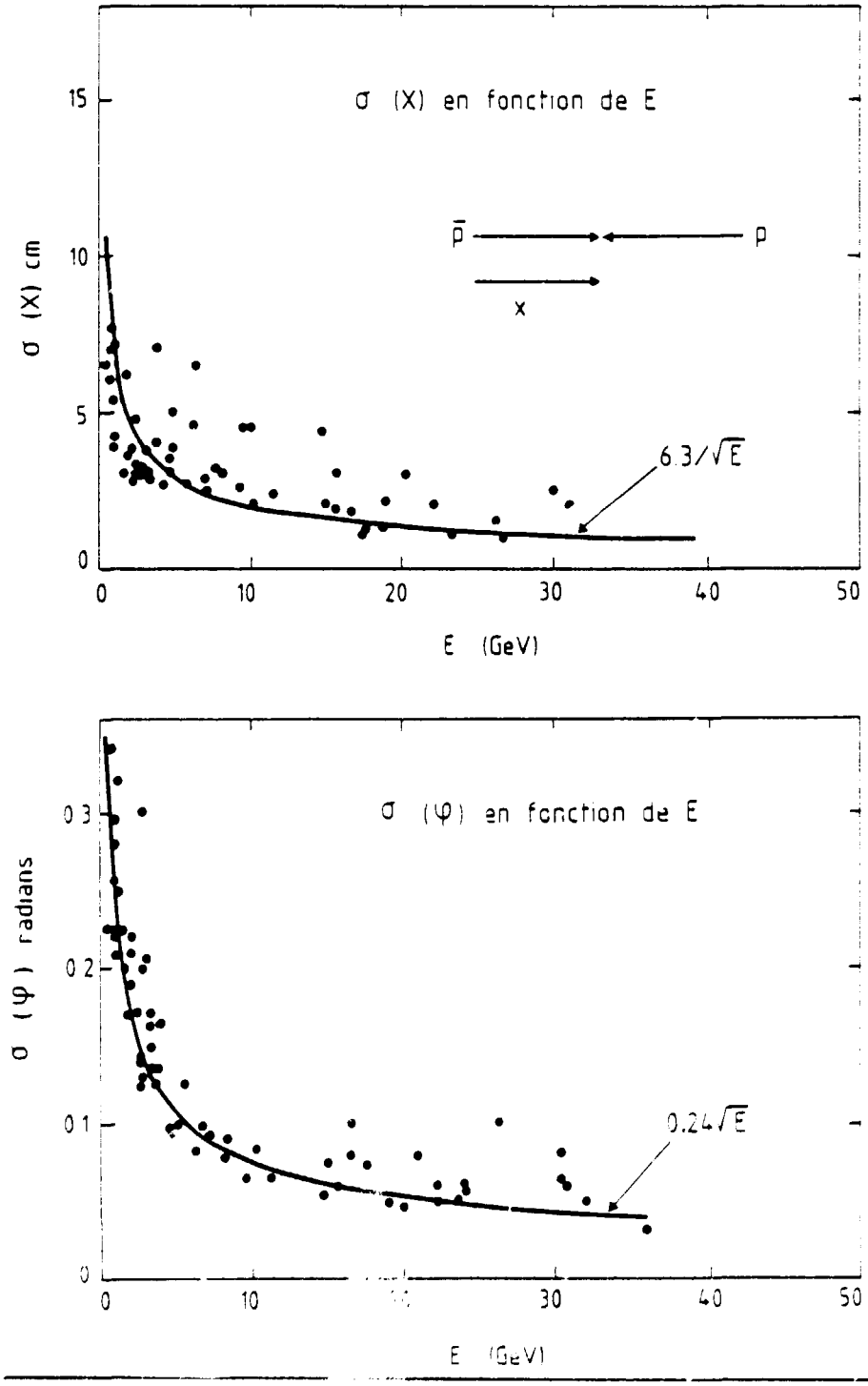


Figure 54: a)Résolution sur la position x. b)Résolution sur la position φ (pour un segment donné)

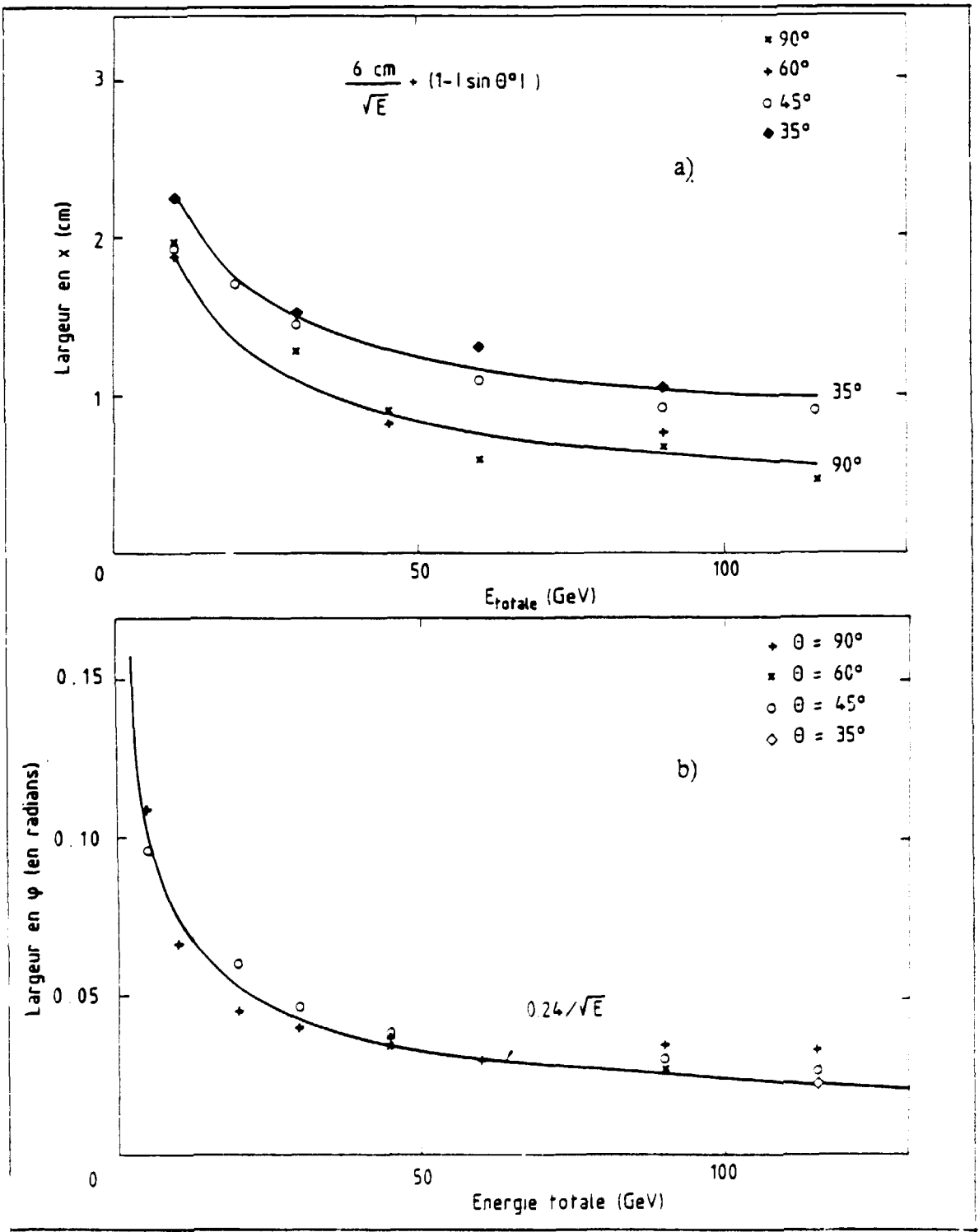


Figure 55: a)Résolution sur la position x. b)Résolution sur la position ϕ (intégrée sur les 4 segments)

Pour des électrons de 50 GeV provenant de la désintégration du $W^{\pm}$ ou du Z^0, la résolution spatiale est de l' ordre de 1 cm en x et de 2° en ϕ.

8.4.3.2 Évaluation théorique de la précision spatiale.

Soit $\langle \delta x \rangle_{th}$ l' incertitude moyenne théorique sur l' abscisse x reconstruite. $\langle \delta x \rangle$ est définie par:

$$\langle \delta x \rangle_{th} = \frac{1}{L} \int_0^L \delta x^2 \cdot dx$$

Dans l' annexe A, nous avons montré que si N est le nombre de photoélectrons vus pour un GeV déposé, si L est la demi-largeur d' une gondole et si λ est la longueur d' atténuation dans le scintillateur, on a:

$$\langle \delta x \rangle^2_{th} = \frac{\lambda^3}{2 \cdot L \cdot N \cdot E} \cdot \mathrm{sh}\ \frac{L}{\lambda}$$

En réalité les choses sont plus compliquées car un segment de gondole est vu par 4 PM. La valeur $\langle \delta x \rangle$ trouvée doit donc être divisée par $\sqrt{2}$. Nous obtenons:

$$\langle \delta x \rangle^2 = \frac{\lambda^3}{4 \cdot L \cdot N \cdot E} \cdot \mathrm{sh}\ \frac{L}{\lambda}$$

On a $\lambda \simeq 24$ cm, $L \simeq 12$ cm, et pour un GeV déposé, chaque rangée de 4 PM voit en moyenne 21.55 photoélectrons (§ 4.4.1).
On obtient alors la formule semi-numérique suivante:

$$\langle \delta x \rangle = \frac{2.6 \text{ cm}}{\sqrt{E}}$$

De même en ce qui concerne la mesure de ϕ, on obtient pour $\lambda \approx 2.2$m, $L \simeq 2.2$m:

$$\langle \delta y \rangle = \frac{23.8 \text{ cm}}{\sqrt{E}}$$

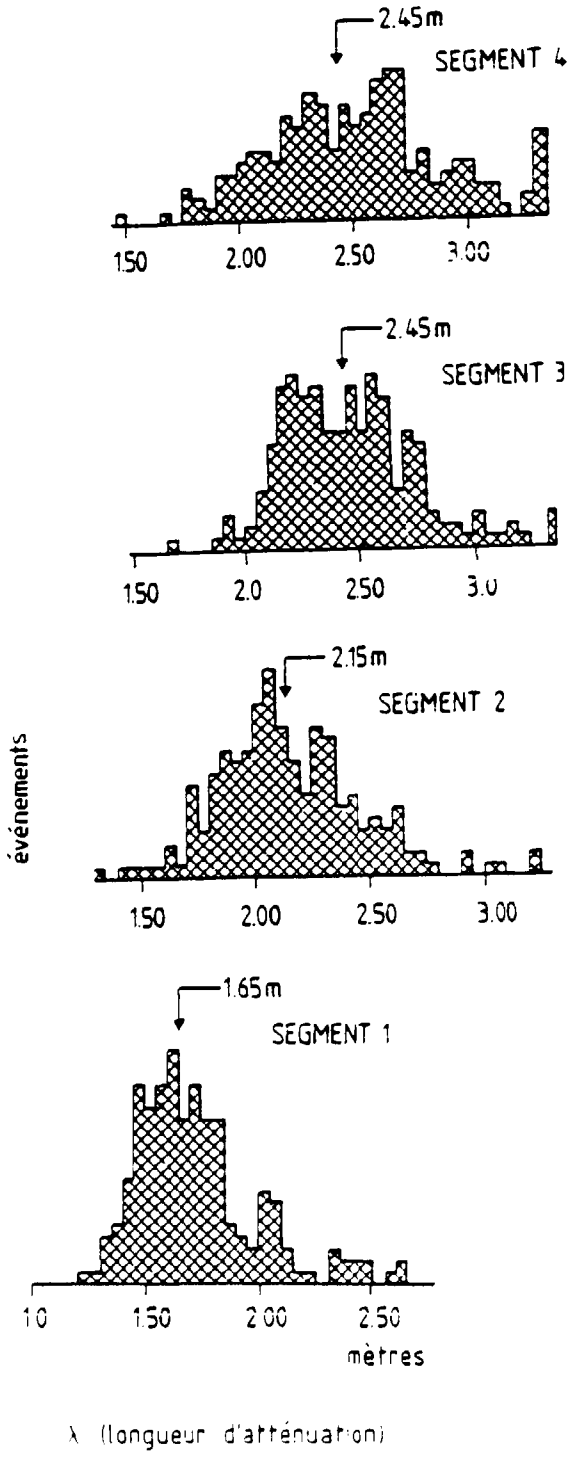


Figure 56: Longueurs moyennes d' atténuation.

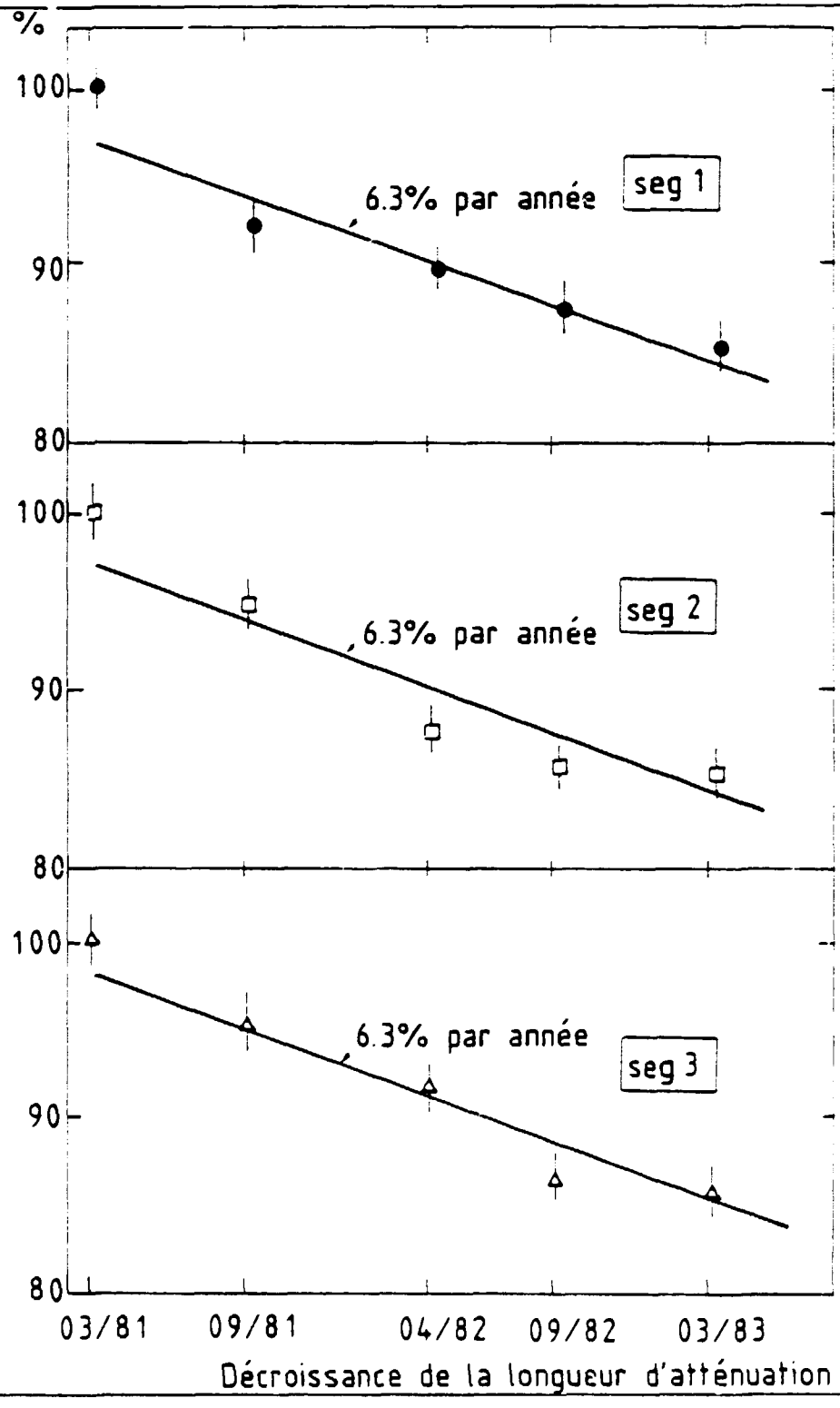


Figure 57: Vieillissement des barres de BBQ en fonction du temps.

c'est-à-dire: $$\langle \delta\phi \rangle = \frac{0.17 \text{ rad}}{\sqrt{E}}$$

L' incertitude sur la mesure de x et ϕ ainsi calculée, est plus faible que l' incertitude mesurée. Les causes peuvent être multiples. En effet, la position exacte en x de la gondole par rapport au faisceau n' est connue qu' à 7 mm près, un phénomène d' hystérésis ayant été mis en évidence dans le mouvement des moteurs déplaçant les gondoles de test (annexe G). En outre, les scintillateurs en forme de doigt (fig 31) assurant le déclenchement présentent une certaine largeur et une certaine hauteur et les électrons détectés n' auront donc pas toujours exactement le même point d' impact.

8.5 *ANNEXE: LE VIEILLISSEMENT DES GONDOLES.*

Nous pouvons mesurer la variation de la longueur moyenne d' atténuation en fonction du temps en utilisant les cartes d' atténuation 9 lignes. Cette étude a été effectuée avec les données prises en mars 1981, septembre 1981, avril 1982, septembre 1982, mars 1983. On calcule pour chacune des lignes l' atténuation moyenne entre 30° et 150°, puis on effectue la moyenne des 9 valeurs trouvées.
Par cette méthode, on a établi que la longueur d' atténuation moyenne le long du BBQ est de l' ordre de 1.65 m dans le premier segment, 2.15 m dans le deuxième segment, 2.45 m dans les segments n° *3* et *4* (fig 56).
La figure 57 montre la décroissance de la longueur d' atténuation en fonction du temps. D' après cette étude, il semblerait que le vieillissement soit de l' ordre de 6.3 % par an. Cette mesure est compatible avec l' étude faite avec les balayages horizontaux.

8.6 *L' INVERSION DES CARTES.*

8.6.1 *Introduction.*

Dans l' annexe H, nous montrons que le lissage de la carte de réponse induit une erreur que l' on pourrait qualifier de systématique, de 1.5% sur la mesure de l' énergie des électrons.
Le système actuel de reconstruction devrait donc être remplacé par un *système plus fin* dans les segments n° *1*, *2* et *3*, mais par contre l' algorithme actuel est préférable pour le segment n° *4* à cause *du lissage qui moyenne les points et réduit les incertitudes statistiques.* Ce système plus fin de reconstruction peut consister en l' inversion des cartes, méthode que nous allons présenter ci-dessous.

Les notations sont celles utilisées dans l' annexe H.
On appelle le nombre de GeV E_j vus par le PM n° j d' un segment donné la quantité:

$$E_j = C_j(x_0,\phi_0)\cdot q_j$$

où $C_j(x_0,\phi_0)$ est la constante de calibration au point de référence pour ce PM n° j, et q_j la charge lue. On définit une fonction d' atténuation $F_j(x,\phi)$ par:

$$F_j = C_j(x,\phi)/C_j(x_0,\phi_0)$$

On pose: $$\boldsymbol{E} = \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \\ E_4 \end{bmatrix} \qquad \boldsymbol{F} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \end{bmatrix}$$

On note $\boldsymbol{X} = (x,\phi)$, et la différentielle de $\boldsymbol{F} = (\partial\boldsymbol{F}/\partial x, \partial\boldsymbol{F}/\partial\phi)$ est notée $\partial\boldsymbol{F}/\partial\boldsymbol{X}$.

8.6.2 *Le principe de l' inversion.*

Dans l' annexe H, nous montrons que le problème de reconstruction spatiale se ramène à la résolution de l' équation:

$$\boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{X},\boldsymbol{E}) = {}^{t}\left[\frac{{}^{t}\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\Delta}\cdot\boldsymbol{F}}{{}^{t}\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{\Delta}\cdot\boldsymbol{F}}\boldsymbol{F} - \boldsymbol{E} \right] \cdot\boldsymbol{\Delta}\cdot \frac{\partial\boldsymbol{F}}{\partial\boldsymbol{X}} = 0 \qquad (9)$$

L' inversion des cartes consiste en la résolution directe de l' équation (9) *avec les cartes* $C_j(x,\varphi)$ *vraies.*

Lorsque nous mesurons les cartes d' atténuation avec la source cobalt, nous paramétrons l' application $\boldsymbol{C}$: $(e_i,x,\phi) \rightarrow (E_1,E_2,E_3,E_4)$ dont le domaine de définition est $\Omega \subset \mathbb{R}^3$.
$\boldsymbol{C}(\Omega)$ est une hypersurface de $\mathbb{R}^4$. Elle représente l' ensemble des quadruplets $\boldsymbol{E}=(E_1,E_2,E_3,E_4)$ qui sont cohérents, c'est-à-dire tels que l' équation (1) p131 a une

solution. À cause des *erreurs expérimentales*, les quadruplets mesurés n' appartiennent en général jamais à $C(\Omega)$.

Nous devons tout d' abord paramétrer soigneusement l' application $X \rightarrow F(X)$, afin d' avoir une évaluation acceptable de la différentielle première $\partial F / \partial X$. Dans cette optique, nous nous constituerons une carte des fonctions F, $\partial F / \partial X$, $\partial^2 F / \partial X^2$ pour chacun des points de mesure (on exclut les talons). Cette paramétrisation est le point

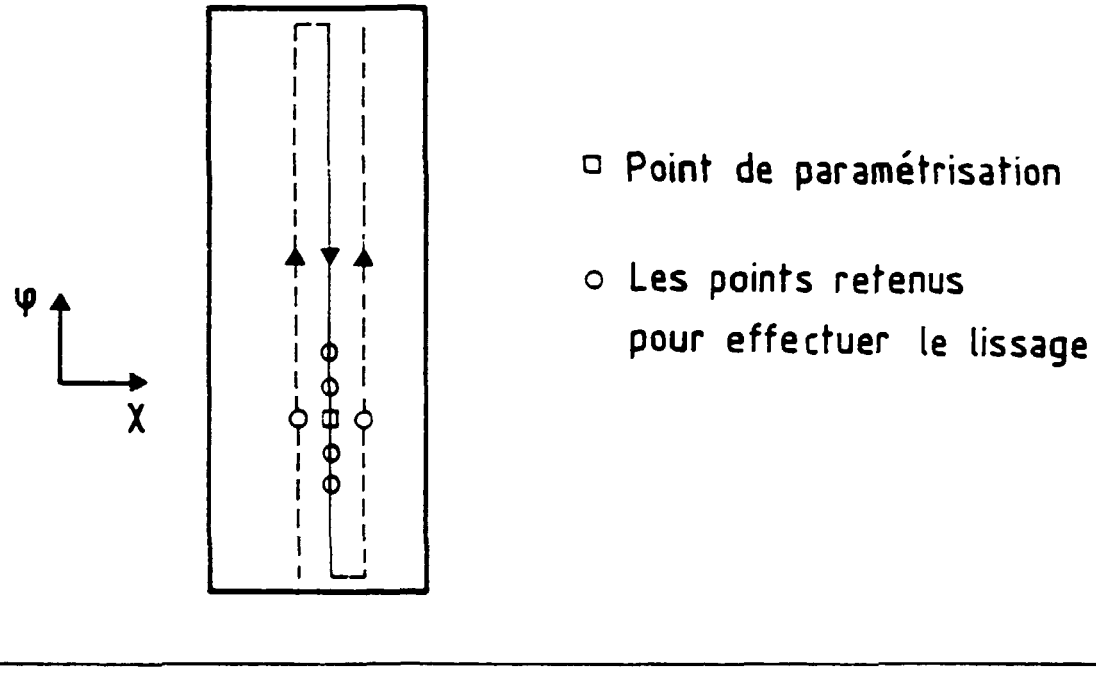


Figure 58: Le choix des points retenus pour effectuer une paramétrisation des cartes droites.

délicat de la méthode, car elle conditionne la qualité des cartes inversées.
Pour ce faire, nous appliquons le principe de factorisabilité des cartes, c'est-à-dire que nous admettons que $F_j(x,\phi_j)$ peut se mettre sous la forme: $F_j(x,\phi_j) = g(x) \cdot h(\phi_j)$. Nous paramétrerons alors séparément g et h.

1) g représente l' atténuation du signal dans le scintillateur. Elle est presque exponentielle et très régulière (fig 39). Par conséquent, pour paramétrer la fonction g, nous considérerons la valeur mesurée de g au point considéré ainsi qu' aux 2 points adjacents situés sur la même ligne horizontale (figure 58).

2) La paramétrisation de h est plus délicate car parfois, nous observons des irrégularités dans la carte en ϕ, dont on ne sait pas très bien si elles sont réelles ou non.

Il faut donc être en mesure de faire un compromis entre un lissage trop lâche qui gommera des variations de $\partial F/\partial X$ qui sont réelles, et l' absence de lissage qui donnera un sens à des discontinuités qui n' en sont pas vraiment[29].
Pour paramétrer correctement $h(\phi)$ $h'(\phi)$ et $h''(\phi)$, nous avons fait le choix suivant: nous avons décidé de lisser par une parabole tous les points de mesure de h situés sur la même ligne verticale à moins de 5° du point considéré (fig 58).

Les valeurs de $F, \partial F/\partial X$ et $\partial^2 F/\partial X^2$ paramétrées pour chaque point de mesure avec la source, sont gardées dans un tableau en mémoire centrale: elles nous serviront de paramétrisation de l' application $X \to F(X)$. Après ce travail de préparation, peut alors commencer l' inversion proprement dite des cartes.
Dans cet algorithme, nous nous cantonnons à l' inversion spatiale car nous pouvons noter qu' une homothétie $E \to \lambda \cdot E$ laisse X invariant. Nous considérons donc le domaine G des points de mesure défini par:

$$G = [-\ \ )\text{mm},90\text{mm}] \times [-76.5°,76.5°],$$

et nous posons $e = 1$ (remarquons que les 4 valeurs (E_1,E_2,E_3,E_4) ne sont plus indépendantes, car on a posé $e = 1$).

Nous introduisons les trois variables indépendantes suivantes:

$$\rho_x = \frac{E_1 \cdot E_2}{E_3 \cdot E_4} \qquad \rho_y = \frac{E_1 \cdot E_3}{E_2 \cdot E_4} \qquad \rho_c = \frac{E_1 \cdot E_4}{E_2 \cdot E_3}$$

Ainsi, ρ_x donne approximativement la position x de la particule, ρ_y donne son angle ϕ, et ρ_c est ce que nous appelons le paramètre de distorsion: il donne le degré de contradiction dans la mesure. Par conséquent, lors de la paramétrisation de la fonction $\rho_x,\rho_y,\rho_c \to X$, c' est ce dernier paramètre que nous ferons varier le plus vite.

---

29 Dans la résolution de l' équation (9) par la méthode de Newton-Raphson, on utilise $\partial^2 F/\partial X^2$: une erreur de paramétrage de $\partial F/\partial X$ risque d' enlever beaucoup de sa signification à $\partial^2 F/\partial X^2$.

Le processus d' inversion des cartes est le suivant:

(i) Nous partons d' un point $X_0 \in G$. À ce point correspond un vecteur E_0 donné par la carte droite, ce qui nous donne ρ_x,ρ_y,ρ_c. Pour un tel triplet (ρ_x,ρ_y,ρ_c), l' équation (1) a une solution qui sera évidemment le vecteur X_0 de départ, et l' équation (9) en X aura aussi pour solution $X = X_0$.

(ii) Nous faisons varier le paramètre de distorsion ρ_c, c'est-à-dire que nous nous éloignons à peu près suivant la normale de la surface $C(G)$ et nous cherchons le nouveau point X correspondant.

En principe, les valeurs de X devraient varier assez peu, car le fait de faire varier ρ_c en laissant inchangées les deux autres paramètres, implique des compensations. Ceci améliorera la qualité de la convergence de la méthode de Newton-Raphson.

Le calcul du X résultant, se fait en 2 étapes:

(i) Nous nous inspirons du théorème des fonctions implicites. Nous savons que $\Phi(X_0,E_0) = 0$. La nouvelle valeur $E+\Delta E$ induite par la variation du paramètre ρ_c nous donne une variation ΔX sur les coordonnées du point X. On a alors:

$$\Phi(X_0+\Delta X,E_0+\Delta E) = 0$$

D' après ce théorème, si l' application linéaire tangeante $\partial\Phi/\partial X$ est inversible en X_0, pour ΔE suffisamment petit, cette équation a une solution unique. Une solution approchée en sera donnée en résolvant l' équation suivante:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial X}(X_0,E_0)\cdot\Delta X = -\frac{\partial\Phi}{\partial E}(X_0,E_0)\cdot\Delta E$$

Cette équation est un système 2×2 d' équations linéaires.

(ii) À partir de la valeur $X_1 = X_0+\Delta X$ ainsi trouvée, nous finissons la résolution de l' équation (9) par la méthode de Newton-Raphson [68]. Elle a toutes les chances de converger car cette valeur X_1 est très proche de la solution X vraie.

La paramétrisation de la carte inversée $\rho_x,\rho_y,\rho_c \rightarrow X$ est ainsi effectuée pour toutes les valeurs ρ_x,ρ_y,ρ_c comprises dans un volume suffisamment proche de la surface $C(G)$.
On pourra éventuellement lisser cette paramétrisation.

8.6.3 *Tests préliminaires.*

Les premiers tests d' inversion des cartes se sont déroulés avec l' événement 228 du run 6069 qui est un candidat $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}(\bar{\nu}_e)$. La gondole 11 ECX[30] avait été touchée et nous avons inversé complètement les cartes de chacun de ses 4 segments. Un excellent accord en x ainsi qu' en ϕ avait été alors trouvé en comparant ces données avec les données du détecteur central. Ainsi, le désaccord Δx entre les deux valeurs trouvées n' est que de 2 mm. L' accord est excellent aussi avec les résultats donnés par le système de reconstruction standard, ce qui prouve au moins que l' algorithme d' inversion des cartes n' est pas erroné.

Le coefficient ρ_c (p 156) mesure l' incertitude sur l' énergie: plus il différera de sa valeur nominale (imposée par les cartes cobalt), plus les 4 valeurs données par chacun des PM seront inhomogènes. En outre, l' incertitude sur la mesure de x et ϕ est liée directement aux incertitudes sur la mesure de $E=(E_1,E_2,E_3,E_4)$. Elle est assez difficile à exprimer mathématiquement, x et ϕ ne pouvant eux-mêmes être exprimés analytiquement.

Cette méthode qui ne peut pas rendre les données meilleures qu' elles ne sont, se propose surtout de se libérer au maximum des incertitudes liées au traitement numérique des données. Ainsi, les premiers essais encourageants effectués, nous poussent à remplacer progressivement l' utilisation du système actuel de reconstruction spatiale _ qui devra être conservé au moins pour le 4ème segment _ *par l' utilisation directe des cartes inversées.*

30 La définition du côté ECX est donnée dans le paragraphe 3.2.

Chapitre 9

LES CALIBRATIONS DE L' ÉLECTRONIQUE.

Rappelons que la calibration croisée sert à mesurer pour un PM donné, le rapport des gains de la voie rapide et de la voie intégratrice (chap 5). Elle est effectuée avec des diodes émittrices de lumière (LED).

9.1 *DESCRIPTION DE LA MESURE.*

Les LED engendrent une succession d' impulsions lumineuses stables d' amplitude a et de fréquence ν. La fréquence ν est choisie grâce à un diviseur de fréquence qui divise la fréquence d' un signal (10240 Hz) par 2^n où $n \in \{0,1,..9\}$. L' amplitude de chacune des impulsions est réglée à l' aide d' un DAC qui fournit une tension proportionnelle au nombre n écrit dans un registre. Il est calibré pour émettre une tension V de 10 V pour $n = 2^{15} - 1$.
En principe, les chaînes de lecture sont linéaires. Donc, si Q est la charge mesurée par la voie rapide et I le courant mesuré par la voie lente (ou picoampèremètre), Q et I seront proportionnelles à a, et I sera aussi proportionnelle à ν. En faisant varier ces deux paramètres, nous pouvons vérifier l' hypothèse de la linéarité de la chaîne de lecture.

9.2 *LA PRISE DE DONNÉES.*

L' acquisition des données du picoampèremètre se fait avec le CAVIAR et ne nécessite aucun système de porte particulier. Par contre, la lecture des sorties rapides nécessite un système de porte, afin qu' elle puisse se faire pendant le flash de la LED. Un système d' acquisition *synchrone* est nécessaire, et on utilise pour cela SYS-B piloté par le logiciel MINIDAS (§ 3.7.3).

Le schéma global d' acquisition est le suivant: on alterne mesure du piédestal, mesure avec les LED, mesure de piédestal. On peut ainsi s' assurer de la stabilité des piédestaux. L' acquisition de la voie rapide par MINIDAS et de la voie lente à l' aide du CAVIAR se font simultanément[31]. On acquiert en général 100 événements avec la voie rapide et 100 × 64 événements avec le CAVIAR.
Comme pour les calibrations au cobalt, les données sont stockées dans un fichier de format "caractère", afin de pouvoir être transférées sur IBM par CERNET. Outre les informations permettant l' identification des données, sont gardés sur fichier pour chaque série de mesures, les moyennes et les écart-types pour les sortie rapides et les picoampèremètres.

9.3 *LE CALCUL DES CONSTANTES DE CALIBRATION CROISÉE.*

Nous effectuons la mesure pour différentes valeurs de l' amplitude a et de la fréquence ν des impulsions. Pour retenir les meilleures valeurs de a et ν lors de la détermination de la constante G nominale, les considérations suivantes interviennent:

(i) L' amplitude du signal émis par le PM doit être suffisante, pour ne pas être confronté à des incertitudes trop élevées liées à la photostatistique ou au bruit de l' électronique.
(ii) La fréquence doit être la plus élevée possible: on moyenne au maximum l'intensité[32].
(iii) La chaîne de lecture ne doit pas être saturée: on requiert que le signal lu tant à la sortie de la voie rapide, qu' à la sortie du picoampèremètre soit inférieur à 3500 canaux d' ADC.
(iv) Le signal lu par la voie rapide doit être de l' ordre de 500 à 600 canaux d' ADC, ce qui correspondrait à peu près au signal émis lors de la détection d' un électron de désintégration d' un boson intermédiaire. Nous limiterons au

---

[31] Bien que chaque gondole soit équipée d' un système LED, l' acquisition des données doit se faire gondole par gondole, car on ne dispose que d' un seul ADC de tension, et le multiplexeur n' autorise que la lecture d' une gondole à la fois.

[32] Le temps de décharge du picoampèremètre est de 60 ms.

maximum l' effet d' une non-linéarité éventuelle de la voie rapide.

Dans le paragraphe 4.3.2.2, nous avions déjà évalué la linéarité du picoampèremètre et montré qu' elle était meilleure que le pour-cent. En conséquence, pour la détermination de la valeur nominale du gain G, nous choisissons la fréquence la plus élevée qui satisfasse à la contrainte (iii).

On mesure la charge Q moyenne, l' écart-type δQ et l' intensité I. Le gain G du PM vaut:

$$G = \frac{Q \cdot \nu}{I}$$

9.4 *LES RÉSULTATS.*

9.4.1 *La précision sur la mesure de* G.

La précision obtenue sur la mesure du gain G d' un PM donné peut être soit mesurée, soit évaluée numériquement.
En principe, I est obtenue avec une précision de l' ordre du pour-mille. En conséquence, seule l' incertitude sur la mesure de Q influera sur la précision de la mesure de G. Supposons qu' à la suite de n mesures, la valeur moyenne mesurée soit Q et la dispersion δQ. La précision sur la mesure de Q sera donc $\delta Q/\sqrt{n} \cdot Q$. Dans la table 11, nous donnons la distribution segment par segment de $\delta Q/Q$.

Nous constatons que la dispersion sur la mesure de Q est de l' ordre de 4%. En conséquence, puisque nous effectuons 100 mesures, l' incertitude statistique sur la mesure de Q devrait être de 4‰.

Nous pouvons justifier numériquement la valeur δQ mesurée dans la table 11. 600 canaux d' ADC correspondent environ à une énergie de 30 GeV. Pour un GeV vu par un PM, on a environ 21.6 photoélectrons émis. Comme l' erreur liée à la photostatistique est en $n^{1/2}$ où n est le nombre de photons vus par le PM, l' incertitude liée à la photostatistique sur la mesure de Q sera donc de $(21.6 \times 30)^{-1/2} \approx 4\%$.
Cette évaluation théorique est compatible avec la valeur expérimentale mesurée. En conséquence, si le bruit de la chaîne de lecture est faible, nous pouvons espérer avoir une précision de la mesure de G de l' ordre de 5‰.

Table 11
La distribution de $\delta Q/Q$ pour la calibration croisée.

segment	moyenne	écart-type
1	3.61×10^{-2}	1.11×10^{-2}
2	3.95×10^{-2}	1.11×10^{-2}
3	4.48×10^{-2}	1.21×10^{-2}
4	4.70×10^{-2}	1.28×10^{-2}

En fait, cette estimation doit être probablement trop optimiste, car nous n' avons pas envisagé les problèmes de fiabilité et de reproductibilité des mesures. Nous pouvons estimer cette erreur en comparant les données de deux périodes de calibrations différentes.

Soit G_j le gain d' un PM lors de la première mesure, et soit G'_j la même quantité lors d' une deuxième mesure. Dans la table 12, nous comparons la calibration aux LED de mars 1983 avec celle d' août 1983, et nous donnons la distribution de G'/G en moyenne et en écart-type σ.

Table 12
La stabilité des gains G.

segment	$\langle G'/G \rangle$	σ
1	1.012	1.07×10^{-2}
2	1.011	1.18×10^{-2}
3	1.008	1.25×10^{-2}
4	1.009	1.26×10^{-2}

Entre ces deux mesures, il semblerait qu' il y ait eu un glissement des données de 1% environ.

9.4.2 *La dispersion globale des constantes* G.

Table 13
La distribution PM par PM des gains LED.

seg	$\langle G \rangle$	σ	σ/G (%)
1	3224	118	3.66
2	3198	112	3.50
3	316.1	15.3	4.84
4	315.5	12.5	3.96

En principe l' électronique de lecture est la même quel que soit le PM et par conséquent, les constantes G devraient être uniformes d' un PM à l' autre d' un segment donné[33].

Dans la table 13, nous donnons segment par segment la moyenne $\langle G \rangle$ des constantes de calibration croisée pour les 192 PM ainsi que la dispersion σ des mesures. Elle est de l' ordre de 3.5% pour les segments n° *1* et *2*, et de 4.5% pour les segments n° *3* et *4*. Nous obtenons ainsi une mesure de l' uniformité de l' électronique. *Une calibration à mieux que 3% nécessite donc une prise en compte des vraies valeurs de* G.

---

33 Le signal lu à la sortie du picoampèremètre de chacun des PM des segments n° *3* et *4* est amplifié 10 fois, vu le faible signal de la source cobalt.

Chapitre 10

LE SUIVI DE LA CALIBRATION AU COURS DU TEMPS.

10.1 *LA CALIBRATION AU LASER.*

Le système de calibration Cobalt-LED est un système long et difficile à mettre en œuvre, il ne peut pas être utilisé pendant les périodes où il y a du faisceau p-$\bar{p}$.
On désire malgré tout suivre l' évolution des calibrations au cours du temps. Pour cela, on utilise une source de *lumière intense* (laser) et *calibrée* que l' on peut partager et distribuer à chaque PM. Si l' on peut suivre au cours du temps l' intensité de cette source, on peut effectuer à intervalle régulier des calibrations relatives qui permettent de suivre les variations de gain de toute la chaîne de lecture depuis le PM jusqu' à l' ADC.

La calibration au laser est effectuée simultanément pour les gondoles, pour les bouchons et pour les détecteurs vers l' avant.

10.1.1 *Le laser (fig 59).*

La source primaire de lumière est fournie par un laser pulsé à N_2 émettant à λ = 337.1 nm qui est ensuite utilisé pour pomper un laser à colorant qui réémet à λ = 420 ± 20 nm: la largeur en temps de l' impulsion est de 10 ns environ.

La lumière émise par le laser à colorant passe tout d' abord à travers deux systèmes de filtres qui contrôlent la quantité de lumière envoyée vers les PM.

(i) Le premier système est constitué d' un disque tournant sur lequel sont montés 6 filtres de densité 0,1,2,3,4 et ∞ pouvant être placés tour à tour dans le "faisceau".

(ii) Le deuxième système est constitué d' un filtre unique ayant la forme d' un disque, où la densité est une fonction "continue" de l' angle de rotation du disque. En faisant pivoter ce disque, on peut couvrir tout le domaine de lecture des PM. Pour une orientation de disque donnée, l' intensité de la lumière peut être fixée à 5% près.

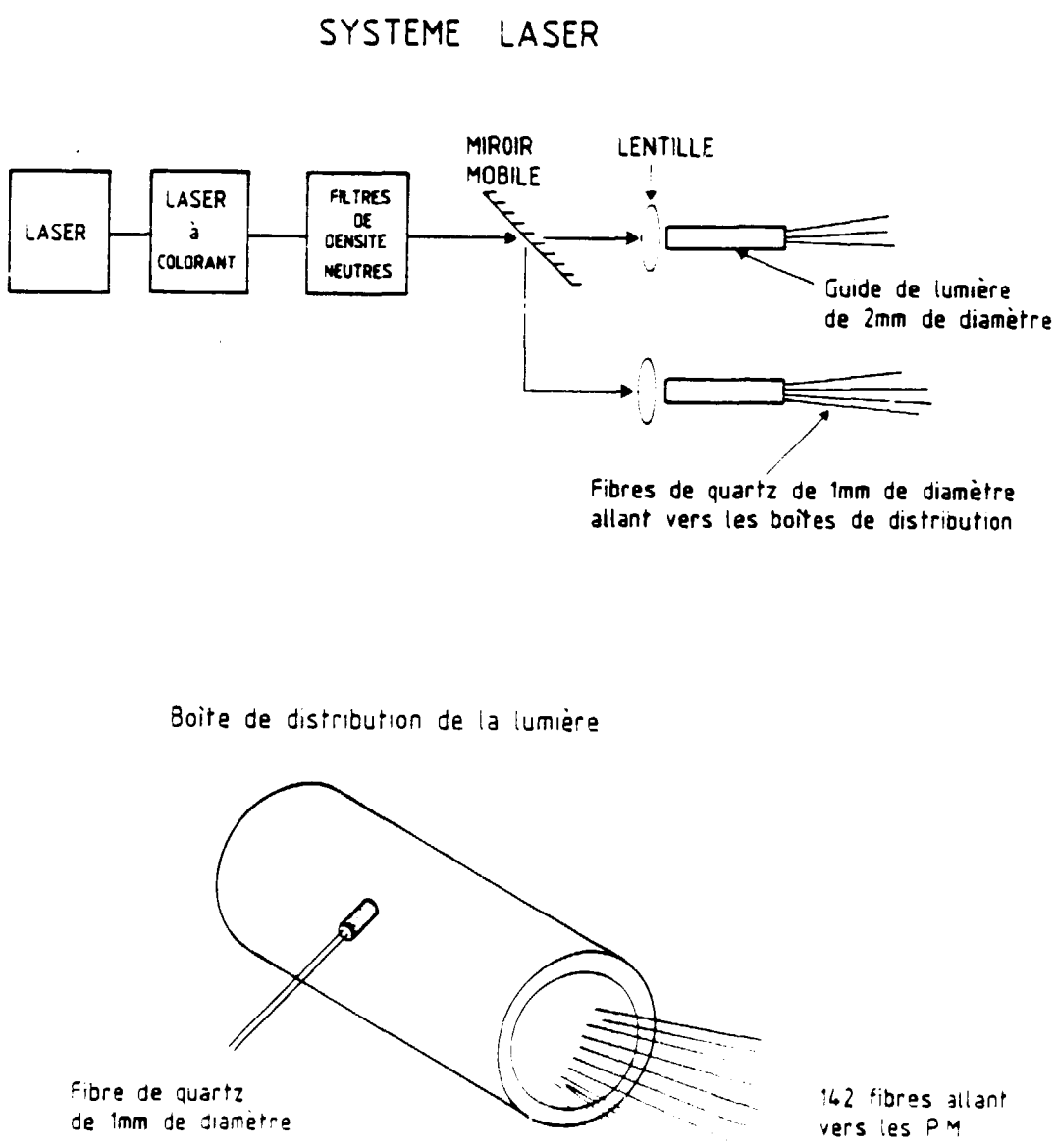


Figure 59: Schéma du système de distribution de la lumière laser

Après être passée à travers les filtres, la lumière est ensuite focalisée sur un groupe de fibres en quartz de 1 mm de diamètre. Chacune de ces fibres envoie la lumière vers une boîte de diffusion qui la "mélange" et la distribue ensuite vers des fibres de 0.2 mm de diamètre permettant d' alimenter chacun des PM ainsi que les PM moniteurs (§ 10.1.2).
Les boîtes de diffusion, qui sont au nombre de quatre, (une pour ECX haut, une pour ECX bas, une pour ECA haut, une autre pour ECA bas),[34] ont la forme de cylindres peints en blanc à l' intérieur. La fibre d' entrée est perpendiculaire à la fibre de sortie. Cette méthode de distribution de la lumière engendre beaucoup de pertes, mais son avantage réside dans le fait que la distribution de la lumière est uniforme à mieux que 2% d' une fibre à l' autre.

La lumière transmise par chacune de ces fibres, est ensuite absorbée par un bloc de plexiglass dopé au BBQ (chap 4). La lumière réémise par le BBQ, est transmise vers le PM.
On est ainsi dans les mêmes conditions, du point de vue de l' émission de la lumière, que pour une mesure réelle d' énergie par le calorimètre.

10.1.2 *Le suivi du laser*

L' intensité lumineuse relative de l' impulsion laser est mesurée par des PM moniteurs munis d' une source d' Américium et par des cellules photoélectriques (fig 60).

La source d' Américium est placée devant un cristal de NaI et constitue donc une source de lumière monochromatique pouvant servir de référence stable. À la suite d' une impulsion laser, le PM moniteur numéro m mesurera M_m canaux d' ADC. Nous supposons que tout le système laser est linéaire et on peut alors rapporter ce signal M_m au pic A_m de la source Américium. L' intensité Q_m de l' impulsion lumineuse du laser rapportée à ce PM moniteur est définie par $Q_m = M_m / A_m$. Considérons un PM n° j de l' expérience. Comme le système est linéaire, si N_j est le nombre de canaux d' ADC mesurés par ce PM pour une intensité laser Q_m, nous pouvons introduire la quantité $L_{jm} = N_j/Q_m$. Elle ne dépend que des gains respectifs du PM n° j et du PM moniteur n° m. L_{jm} est appelé le gain laser du PM n° j rapporté au PM moniteur n° m. Soit L_j la moyenne des quantités L_{jm}. La dérive de l' électronique de lecture de ce PM n° j pourra être suivie en observant l' évolution au cours du temps de L_j.

---

34 La signification de ECX et ECA est donnée dans le paragraphe 3.2.

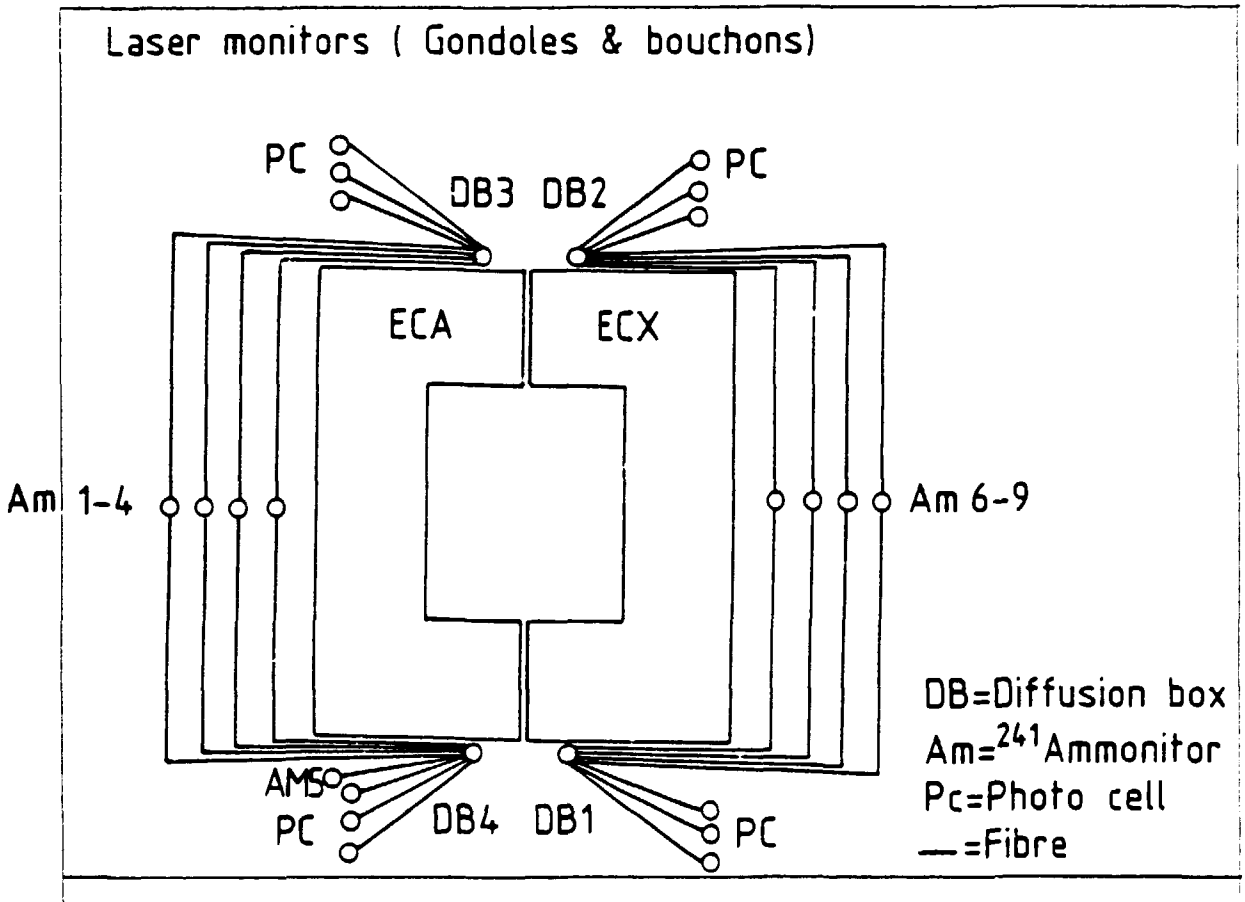


Figure 60: La répartition des PM moniteurs et des cellules photoélectriques.

La quantité Q_m est, par définition, indépendante du gain du PM moniteur. Cependant, le pouvoir lumineux du NaI associé à la source d' Américium peut évoluer – *phénomène du jaunissement* – et la référence utilisée pour la mesure du gain des moniteurs peut changer. Ceci entraînerait un décalage systématique des valeurs $L_{jm}(t)$. Pour mettre en évidence un tel décalage, nous vérifions les gains des moniteurs les uns par rapport aux autres. Considérons la fonction $L_{mn}(t)$ qui représente le gain du PM moniteur m rapporté au PM moniteur n à l' instant t. Cette quantité ne dépend que de la quantité de lumière relative entre les PM moniteurs m et n et de la valeur des références A_m et A_n. Toute dérive de ces références se traduira par un changement de la valeur de L_{mn}. Comme on dispose de 5 PM moniteurs par boîte diffusante, on est en mesure d' isoler le (ou les) PM moniteur(s) éventuel(s) dont la référence a varié.
On éliminera de cette manière tous les PM moniteurs qui ont dérivé de plus de 2%.

On procédera de la même manière pour les cellules photoélectriques[35], sauf que le gain de ces dernières est garanti stable à mieux que 1%. On n'a donc pas besoin du pic de référence Américium et Q_m est la valeur lue directement. Finalement, si $L_j(t)$ est le gain laser mesuré pour le PM n° j, la constante de calibration de ce PM devra être corrigée suivant la formule:

$$C_j(t) = C_j(t=0) \times \frac{L_j(t=0)}{L_j(t)} \qquad (1)$$

On utilisera les valeurs de $L_j(t)$ déterminées au temps le plus proche de l'apparition de l'événement que l'on veut reconstruire.

10.1.3 *Le suivi du vieillissement.*

Les constantes de calibration aux points de référence sont corrigées du vieillissement. Pour effectuer cette correction, nous avons effectué l'hypothèse que le vieillissement était lié aux périodes de luminosité du faisceau: il est apparu que le vieillissement était moins important en dehors des périodes de faisceau.
Si l'on suppose (hypothèse *la plus pessimiste*) que le vieillissement de toutes les gondoles a été brutal et s'est effectué en même temps, totalement au début ou totalement à la fin de la période de prise de données, on peut démontrer que l'erreur systématique introduite en effectuant une interpolation linéaire en fonction du temps des constantes de début et de fin de run, est de $v/\sqrt{3}$ où v est l'écart relatif entre les constantes de calibration avant et après la prise de données. Cette hypothèse est probablement beaucoup trop pessimiste, et en pratique, l'erreur doit être nettement inférieure.

La calibration au laser qui sert essentiellement à mesurer la dérive des PM, ne permet pas encore de suivre le vieillissement des gondoles qui est une des causes principales de l'évolution au cours du temps des fonctions de calibration (§ 7.6). Ce suivi est pourtant physiquement possible: il suffit de comparer pour une impulsion lumineuse donnée, la réponse des PM du haut et des PM du bas, ce qui donne l'atténuation de la lumière.

---

35 Ce sont des photodiodes du type P.I.N [70].

10.2 *TESTS DES CALIBRATIONS AU COBALT ET AU LASER.*

Table 14
Reproductibilité des mesures au cobalt.

seg	D_L(%)		D_S(%)	
	m	σ	m	σ
1	−0.16	0.43	−0.004	0.58
2	−0.18	0.38	−0.008	0.81
3	−0.09	0.47	−0.008	1.38
4	−0.07	0.44	−0.330	2.95

Ce paragraphe décrit des tests permettant de s' assurer des corrections effectuées sur les constantes de calibration avec la formule (1) p 169.
Tout d' abord, une série de tests a permis de s' assurer du suivi par le laser des dérives de l' électronique. Nous montrons après, comment la calibration au laser et la calibration au cobalt peuvent se corriger mutuellement.

10.2.1 *Reproductibilité des signaux Cobalt-laser* [65].

Pour s' assurer de la reproductibilité des mesures, deux séries de calibrations aux points de référence ont été effectuées à cinq heures d' intervalle. La mesure ayant été faite en avril 1982, ces calibrations ont été effectuées par balayage vertical[36]. De plus, on a effectué en même temps que cette calibration avec la source, une calibration au laser.

Soient S_0 et S_0' les signaux lus avec la source à cinq heures d' intervalle; L_0, L_0' les signaux respectifs lus avec le laser.

[36] On ne fausse pas les données. En effet, effectuer une calibration absolue avec une très bonne localisation des points de référence ne présente que très peu d' intérêt ici, car ce qui est important dans la mesure, n' est pas de passer aux points de référence, mais de passer les deux fois au même point. Dans ces conditions, cette erreur de méthode ne biaisera pas le résultat.

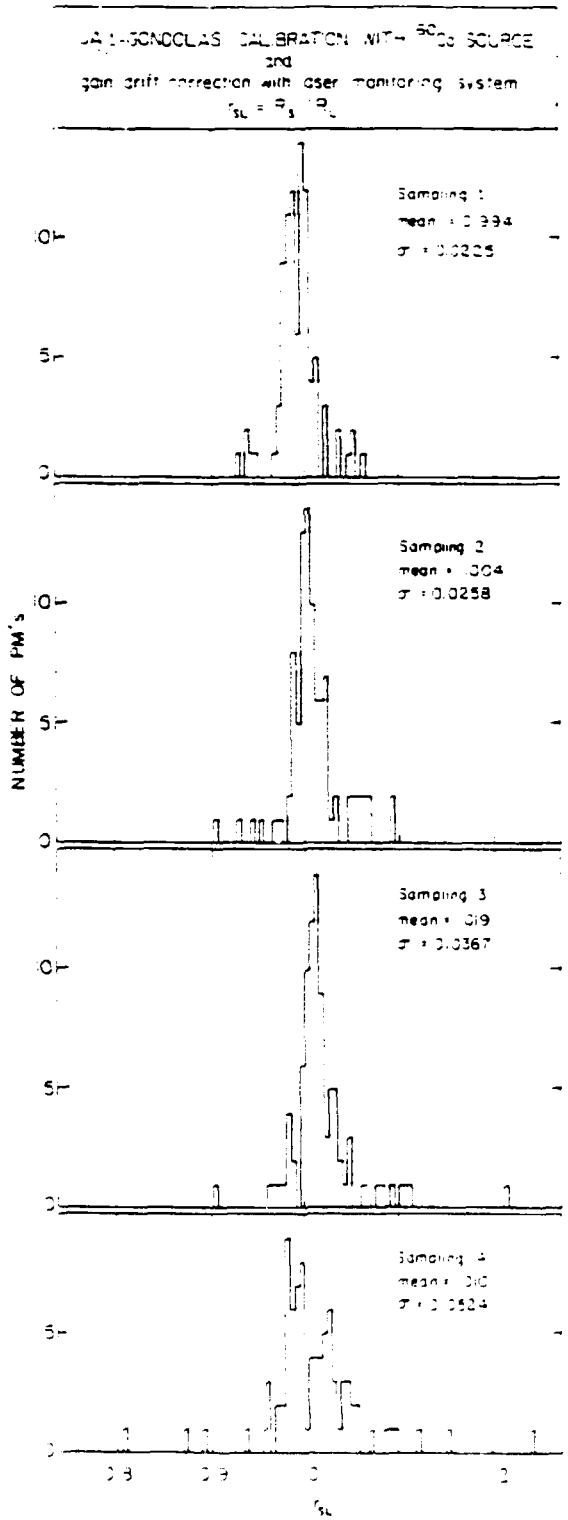


Figure 61: Suivi d' une dérive par le laser

La table 14 nous donne la distribution de $D_S = 2 \cdot (S_0 - S_0')/(S_0 + S_0')$ et $D_L = 2 \cdot (L_0 - L_0')/(L_0 + L_0')$ en moyenne m et en écart-type σ. Les mesures au laser sont reproductibles à 5‰ près ainsi que la mesure avec la source cobalt dans le premier segment. La reproductibilité de la mesure au cobalt se dégrade au fur et à mesure que l'on avance en profondeur[37].

10.2.2 *Étude de la correction d'une dérive de l'électronique par le laser.*

Table 15
Test du suivi d'une dérive de l'électronique par le laser.

seg	r		R_S	
	m	σ	m	σ
1	0.994	0.022	1.51	0.82
2	1.004	0.0258	0.97	0.48
3	1.019	0.0367	0.79	0.59
4	1.010	0.0524	0.85	0.49

Afin de pouvoir tester le suivi par le laser des dérives des gains des PM, on a changé artificiellement les gains en mettant les hautes tensions à 1300 V. On a effectué une nouvelle calibration au cobalt (au point de référence uniquement) et au laser, et on a vérifié la qualité du suivi des gains par le laser. Soient S_0 et L_0 les mesures cobalt et laser respectives obtenues avant la mise sous haute tension à 1300V, et S_1 et L_1 les mêmes quantités obtenues après. Soient $R_L = L_1/L_0$ et $R_S = S_1/S_0$. Si le suivi au laser est correct, on a $R_L = R_S$. On a donné dans la table 15, la distribution de la quantité $r = R_S/R_L$ PM par PM pour chacun des 4 segments (m est la moyenne et σ est l'écart-

37 Comme nous comparons des constantes de calibration au point de référence, nous comparons des données *lissées*. On atténue ainsi les fluctuations dans la mesure du signal en moyennant plusieurs points de mesure. En conséquence, la largeur σ mesurée au cobalt est inférieure à l'erreur effectuée sur la mesure de chaque point pris isolément. Ainsi, nous retrouvons une reproductibilité à 3% des constantes de calibration dans le quatrième segment, alors que la précision de la mesure en chaque point n'est que de 8% (§ 8.3.1.3).

type). Afin de pouvoir juger de l' importance des changements de gains, on a aussi donné la distribution de la quantité R_S.

La suivi au laser des gains est assuré à 2% près dans les deux premiers segments, et à 4% près dans le 3ème seginent et à 5% près dans le 4ème segment. Cette dispersion dans les résultats peut être interprétée de diverses manières. D' une part, la deuxième série de mesures a été effectuée immédiatement après le changement des hautes tensions, et des dérives des gains ont peut-être pu se produire entre la deuxième calibration au cobalt et la deuxième calibration au laser, ces deux mesures n' étant pas tout-à-fait simultanées. D' autre part, le changement de gain moyen (30%) étant très important, nous avons peut-être mis en évidence des non-linéarités du système de lecture. En pratique, la dérive moyenne des gains entre les deux calibrations au cobalt est beaucoup plus faible (§ 10.2.3). En conséquence, le suivi au laser des gains des PM doit être probablement meilleur que ce que nous avons mesuré.

10.2.3 *La dérive à long terme des gains des PM.*

Table 16
La dérive moyenne des gains L_{ij}

segm n° i	$(L'_{ij}/L_{ij})_{j=1,192}$	
	moyenne	écart-type
1	1.012	3.9×10^{-2}
2	1.007	3.3×10^{-2}
3	1.005	3.9×10^{-2}
4	1.012	3.9×10^{-2}

La table 16 donne la dérive moyenne des gains L_{ij} mesurée entre février 1983 et juillet 1983.
Dans le paragraphe 10.2.1, nous avons vu que pour une dérive de 30% des gains des PM, le suivi au laser dans les deux premiers segments est effectué avec une précision de

2%. Comme en pratique la dérive laser moyenne est de (0 ± 4)% (table 16), le suivi des gains de la chaîne de lecture pourra être effectué avec une précision meilleure que le pour-cent.

10.2.4 *Le suivi du laser avec la source cobalt.*

Le système de distribution de la lumière laser comprend des boîtes de diffusion qui sont chargées de répartir la lumière. Si les caractéristiques d' une boîte diffusante changent, les gains lasers des PM vont varier. Nous allons mettre en évidence ce phénomène en comparant les calibrations au cobalt et au laser effectuées en février 1983 et en juillet 1983. Entre ces deux calibrations, une modification a été effectuée dans la configuration du système de laser et la comparaison des calibrations au laser postérieures à ce changement avec la calibration de référence, est devenue problématique. Ainsi, on a constaté [71] une *dérive systématique* des gains L_j et ceux-ci ont du être corrigés en se basant sur le fait que la variation moyenne des quantités L_j pour une boîte diffusante donnée doit être nulle (table 16). Nous allons montrer dans ce qui suit, que la correction à effectuer sur les gains laser L_j peut être obtenue en comparant les deux calibrations au cobalt avec les deux calibrations au laser.
Soient C_{ij} la constante de calibration du PM n° j du segment n° i obtenue lors de la première calibration et C'_{ij} la même quantité obtenue lors de la deuxième calibration. Soient L_{ij} et L'_{ij} les gains laser respectifs (non corrigés) obtenus lors de la première et deuxième série de mesures. Soient K_{ij} et K'_{ij} les mêmes quantités corrigées de la dérive systématique observée pour certaines boîtes diffusantes. On pose:

$$r_{ij} = \frac{C'_{ij}}{C_{ij}}; \qquad s_{ij} = \frac{C'_{ij} \cdot L_{ij}}{C_{ij} \cdot L'_{ij}}; \qquad t_{ij} = \frac{C'_{ij} \cdot K_{ij}}{C_{ij} \cdot K'_{ij}}$$

Si les K_{ij} sont corrects, on a $\langle K_{ij} \rangle = 1$, c'est-à-dire que l' on a $\langle r_{ij} \rangle = \langle t_{ij} \rangle$. Nous allons vérifier cette égalité pour chaque boîte diffusante.

Nous considérons tout d' abord le côté ECA qui semble ne pas présenter de problème particulier. Pour chaque segment n° i, nous calculons la moyenne m et l' écart-type δ des quantités $\langle r_{ij} \rangle$ et $\langle t_{ij} \rangle$ pour les 192 PM correspondant à ce numéro de segment (les résultats sont notés $m \pm \delta$). Elles sont données dans la table 17.
Il apparaît que la correction laser effectuée en ECA rend les données corrigées avec le laser lui-même corrigé, cohérentes avec les données brutes, et qu' *elle diminue les dispersions.*

Table 17
Suivi laser, côté ECA

seg n° i	$r_{ij} - 1$	$t_{ij} - 1$	(%)
1	8.0 ± 5.5	7.5 ± 2.0	
2	5.8 ± 2.3	5.6 ± 1.5	(côté ECA)
3	5.0 ± 3.4	5.1 ± 1.6	
4	4.4 ± 4.9	4.4 ± 4.8	

Table 18
Suivi laser, côté ECX haut

seg n° i	$\rho_m - 1$	$\sigma_m - 1$	$\tau_m - 1$	(%)
1	3.6 ± 2.3	6.5 ± 3.1	6.7 ± 2.5	
2	2.2 ± 1.6	4.8 ± 1.9	5.2 ± 1.6	(ECX haut)
3	1.9 ± 1.5	4.5 ± 3.7	4.9 ± 2.6	
4	4.6 ± 6.8	6.2 ± 4.0	6.6 ± 5.8	

Étudions maintenant la boîte diffusante ECX haut. Nous considérons les quantités $\rho_m = \frac{1}{2}(r_{i2} + r_{i4})$ $\sigma_m = \frac{1}{2}(s_{i2} + s_{i4})$, et $\tau_m = \frac{1}{2}(t_{i2} + t_{i4})$ concernant la gondole n° m. Dans la table 18, nous donnons la distribution des quantités ρ_m, σ_m et τ_m pour $m = 1,48$. Une corrections de 3% avait été faite concernant cette boîte diffusante. Elle est pleinement justifiée.

En ce qui concerne la boîte diffusante ECX bas, aucune correction n'a été faite. Dans la table 19, nous donnons les mêmes distributions concernant les quantités $\rho_m' = \frac{1}{2}(r_{i1} + r_{i3})$, et $\sigma_m' = \frac{1}{2}(s_{i1} + s_{i3})$.

Table 19
Suivi laser, côté ECX bas

seg n° i	$\rho_m' - 1$	$\sigma_m' - 1$	(%)
1	5.0±2.0	0.3±1.7	
2	4.0±3.4	− 1.8±1.2	(ECX bas)
3	2.6±5.5	0.0±2.9	
4	6.7±4.6	2.2±3.6	

Pour cette boîte diffusante, le gain doit être diminué de 4%. Si l' on avait foi en les données brutes, le segment n° *2* aurait "rajeuni" de manière significative: les constantes de calibration auraient diminué de 2%!

Dans l' annexe I, nous avons discuté de l' effet de la position en azimut ϕ du moteur sur les constantes de calibration absolue. Cet effet est négligeable. Les mesures décrites plus haut ne seront donc pas biaisées par cet effet.

10.2.5 *Corolloire: une nouvelle mesure du vieillisement.*

Nous avons constaté dans les tableaux de mesures ci-dessus que les "constantes" de calibration au point de référence augmentaient au cours du temps: cela traduit le fait que les gondoles laissent passer de moins en moins de lumière.

Les mêmes hypothèses seront reprises que dans le paragraphe 7.6. Si L est la distance parcourue par la lumière depuis le point de référence jusqu' au PM, et λ la longueur d' atténuation des barres de BBQ, l' atténuation du signal sera de $e^{-L/\lambda}$. Supposons que cette longueur d' atténuation λ avant la prise de données p-$\bar{p}$, devienne λ' après.
Soit C_j la constante de calibration absolue avant le run p-$\bar{p}$, et C_j' la même quantité après, qui sera éventuellement corrigée par le laser, afin de s' affranchir de toute dérive de l' électronique. Comme, la constante C_j est inversement proportionnelle à la lumière I_j vue par le PM, elle est proportionnelle à $e^{L/\lambda}$. On obtient donc:

$$\frac{C'_{ij}}{C_{ij}} = \frac{e^{L/\lambda'}}{e^{L/\lambda}} = e^{L(\lambda - \lambda')/\lambda\lambda'}$$

Ainsi, la différence relative de signal "vu" vaudra $L \cdot \delta\lambda / \lambda^2$.
On a $L \simeq 2.5$ m , $\lambda \simeq 1.7$ m; en admettant que pendant le run, la longueur d' atténuation du BBQ a diminué de $\delta\lambda/\lambda \approx 3\%$ (fig 56 et 57), le rapport C'_j/C_j devrait donc valoir de l' ordre de 1 + 4.5%, or on mesure 1 + 6% environ (§ 10.2.4).

L' *estimation* du vieillissement effectuée ici, est donc cohérente avec les autres mesures de vieillissement décrites dans le paragraphe 8.5.

Chapitre 11

CONCLUSIONS CONCERNANT LES CALIBRATIONS.

Le processus de reconstruction dans les gondoles consiste à chercher l'énergie E déposée dans un segment (et la position spatiale de la gerbe) en fonction des charges q_1, q_2, q_3 et q_4 mesurées par chacun des 4 PM. Dans cette procédure, nous avons besoin des fonctions de calibration $C_i(x,\phi,\theta,t,E)$ de chacun des 4 PM.
Soit E l'énergie vraie de l'électron et soit E' son énergie reconstruite. On peut alors reformuler le problème et introduire une fonction $\alpha(x,\phi,\theta,t,E)$ qui permet de relier E' à E suivant la relation:

$$E' = \alpha(x,\phi,\theta,t,E)\cdot E$$

Si la calibration était parfaite, α *vaudrait 1.* Nous allons examiner dans quelle mesure cette hypothèse peut être faite.

11.1 *LA LINÉARITÉ DU CALORIMÈTRE.*

Dire que les gondoles sont linéaires est équivalent à dire que la fonction α est indépendante de l'énergie E de l'électron incident.
De nombreux phénomènes peuvent être à l'origine d'une non-linéarité du calorimètre:

(i) Une épaisseur non suffisante de celui-ci: nous assistons alors à une saturation de l'appareillage du fait que les gerbes n'auront pas totalement fini de se développer au fond du calorimètre.

(ii) Une non-linéarité de la chaîne de lecture (PM, ADC...).

(iii) Une mauvaise mesure des fractions f_i de puissance effective déposée par la source dans le segment n° i: la fraction f_i d'énergie déposée dans un segment variant en fonction de l'énergie d'un électron incident, une erreur systématique sera donc effectuée sur la mesure de l'énergie de cet électron.

La linéarité du calorimètre a été mesurée au faisceau test d'électrons sur deux gondoles de test (§ 6.3.2.2) et il s'avère que la variation de α en fonction de l'énergie est inférieure à 0.5%.

Cette mesure ne permet que de vérifier les points (i) et (ii), car les constantes f_i qui avaient été mesurées aux électrons pour une gondole de test donnée, ne sont peut-être pas les mêmes pour les autres gondoles. La non-linéarité engendrée par le point (iii) ci-dessus devrait être de l' ordre de quelques pour-mille. En effet:

(i) Les quantités f_i sont elles-mêmes connues avec une précision de l' ordre de quelques pour-cent.

(ii) Un électron dépose son énergie surtout dans les segments n° *2* et *3*.

(iii) La variation des quantités f_2' et f_3' est faible en fonction de l' énergie de l' électron incident pour des énergies comprises entre 20 et 60 GeV (qui sont de l' ordre de l' énergie des électrons de désintégration des bosons intermédiaires) (fig 33).

Le calorimètre sera donc très linéaire pour de telles énergies.

11.2 *LA DÉPENDANCE SPATIALE.*

11.2.1 *La dépendance en fonction du point d' impact (x,φ).*

Rappelons que le processus de calibration des gondoles avec la source cobalt revient à effectuer un transfert de la calibration des gondoles de test aux gondoles de l' expérience. Comme en toute rigueur, les gondoles sont différentes les unes des autres, deux sources d' erreur vont intervenir:

(i) L' incertitude liée au processus de transfert (les gondoles ne sont pas identiques).

(ii) L' incertitude liée à la mesure des cartes d' atténuation.

L' incertitude liée au point (i) est la cause principale d' erreur dans la mesure de l' énergie des électrons de désintégration des bosons intermédiaires. Elle peut être évaluée au faisceau test d' électrons (§ 6.3.2.2), ou en étudiant des données prises avec des *rayons cosmiques* ou des événements *"biais minimum"* (chap 12). Elle est de l' ordre de 3%. Toutefois nous pouvons espérer ramener cette incertitude à 1.5% en effectuant une calibration croisée avec des données de physique (biais minimum et muons cosmiques). Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 12.

L' incertitude liée au point (ii) est plus difficile à évaluer. En effet, dans tout le processus de calibration, nous avons effectué l' hypothèse que l' atténuation relative du signal par rapport aux points de référence était la même pour la source cobalt et les électrons.

Cette hypothèse semble malgré tout raisonnable car les conditions d'atténuation de la lumière sont purement optiques. Toutefois comme nous l'avons vu dans le chapitre 6, la position moyenne en profondeur de la gerbe pour chacun des segments diffère suivant que l'on considère des électrons ou la source cobalt: nous avons fait l'hypothèse implicite que les cartes d'atténuation de chacune des plaques de scintillateur étaient les mêmes. En conséquence, le point (ii) doit être examiné au *faisceau test*. Des données ont été prises, et sont en cours de dépouillement.

En outre lorsque la source est placée au bord du scintillateur, une partie de sa tache est située en dehors du calorimètre et de plus, les segments du fond peuvent être touchés par des photons n'ayant pas traversé les premiers segments. Cette erreur systématique a pu être évaluée à l'aide du programme de Monte-Carlo EGS, et ses résultats ont été intégrés dans le programme de reconstruction.
Lorsqu'on est à 90 mm du milieu de la gondole, ce programme indique une correction de quelques pour-cent à effectuer sur les cartes. Après correction, pour un électron incident au bord de la gondole, l'énergie est reconstruite avec une précision de l'ordre du pour-cent (§ 8.4.1).

De plus les cartes utilisées dans le programme de reconstruction sont *approximatives* car elles résultent d'un *lissage* des cartes mesurées. Cette incertitude liée au processus de reconstruction, a été évaluée à 1.5% (annexe H). Une parade a été imaginée en effectuant une reconstruction a priori des données à partir des cartes brutes et en stockant les résultats dans des tables (§ 8.6). Cette solution n'est en réalité acceptable que pour les segments n° *1*, *2* et *3*, car dans le segment n° *4*, les cartes brutes ne sont connues qu'à 8% près et un lissage des données amortit les fluctuations statistiques.

11.2.2 *La dépendance en fonction de l'angle d'incidence* θ.

Toutes les calibrations ont été effectuées en considérant des particules d'*incidence* θ *normale*, c'est-à-dire que nous avons mesuré α pour $\theta = 90°$. Or les électrons de désintégration des bosons intermédiaires ne sont pas obligatoirement orthogonaux aux gondoles, la géométrie de l'expérience étant cylindrique. Plusieurs gondoles peuvent être traversées: les gerbes traversent les barres de BBQ. Nous sommes alors probablement en présence du phénomène d'émission de lumière Čerenkov dans ces barres.
La surestimation induite de l'énergie dépendra en toute rigueur de la position (x,ϕ) de la particule incidente et de son énergie. En pratique il s'est avéré que si E_1 et E_2 étaient les énergies déposées dans chacune des gondoles, le facteur correctif à appliquer ne dépendait en première approximation que de E_2/E_1 [55] (§ 8.4.2). La correction à appliquer en ce qui concerne la masse du Z^0 est de l'ordre de 1 à 2% (table 25).

11.3 *LE SUIVI AU COURS DU TEMPS DES CALIBRATIONS.*

Les fonctions de calibration évoluent au cours du temps car les gondoles vieillissent sous l'effet des radiations et le système de lecture peut dériver. L'évolution au cours du temps peut être suivie de deux manières:

(i) À l'aide d'un système laser.

(ii) En comparant deux calibrations effectuées à des instants différents.

Le système laser ne suit pour l'instant que les gains des PM, mais permettrait en principe de suivre aussi l'évolution des fonctions de calibration.
En changeant artificiellement les constantes de calibration en modifiant les hautes tension d'alimentation des PM, nous avons vu que le suivi par le laser des dérives de l'électronique est excellent (§ 10.2).
En comparant les calibrations de début et de fin de "run", nous observons une augmentation de 6% des constantes de calibration qui correspond à la diminution de la quantité de lumière transmise due au vieillissement. Nous corrigeons celui-ci en effectuant une interpolation pondérée par les périodes de luminosité du faisceau, entre les deux calibrations au cobalt. Nous faisons alors implicitement l'hypothèse que *le vieillissement est à peu près uniforme au cours du temps*[38]. Cette hypothèse est peut-être discutable, car il se pourrait que le vieillissement des gondoles soit un phénomène brutal lié par exemple à une irradiation accidentelle du calorimètre par le faisceau de protons (§ 10.2.3).
Le vieillissement pourrait être suivi soit avec le laser (§ 10.2.3), soit avec des données biais minimum (chap 12).

11.4 *L'INCERTITUDE D'ÉCHELLE.*

Comme le mécanisme de calibration des gondoles de la zone d'expérience consiste en un *transfert* depuis les gondoles de test, une erreur dite d'échelle risquera d'être effectuée, c'est-à-dire que $\langle\alpha\rangle \neq 1$. En effet, les puissances effectives $f_i \cdot P_{Co}$ déposées dans le segment n° i d'une gondole donnée, varient d'un module de calorimètre à l'autre. Or toutes les mesures se ramènent aux mesures effectuées sur les deux gondoles de la zone de test.

Dans le chapitre 12, nous verrons que ce transfert de calibration ne peut se faire qu'avec une précision de l'ordre de 3%. Il pourra être amélioré en soumettant les gondoles de test aux muons. Grâce aux mesures au rayons cosmiques sur les gondoles de

---

38 Dans le programme de reconstruction, les cartes d'atténuation sont supposées ne pas dépendre du temps et seules les constantes de calibration aux points de référence sont corrigées du vieillissement. Cette hypothèse doit sûrement être revue.

l' expérience, nous pourrons alors effectuer une vérification croisée, et nous verrons que sous certaines conditions, nous pouvons espérer pouvoir effectuer un transfert de calibration avec une précision de l' ordre de 1%.

11.5 *CONCLUSION.*

De nombreuses sources d' erreur entrent en ligne de compte dans le processus de calibration et un travail important devra être encore fourni, afin de bien comprendre certains effets.

Il est toutefois envisageable de calibrer directement les gondoles avec les électrons de désintégration du Z^0, mais cette possibilité reste encore académique à cause de la faible (!) statistique.

Nous verrons toutefois dans le chapitre suivant que nous pourrons améliorer les calibrations en étudiant la réponse des gondoles aux données *biais minimum* et aux *muons cosmiques.*

(...) pourront les humains visiter les sources des grêles, les bondes des pluies et l' officire des foudres. Pourront envahir les régions de la Lune, entrer le territoire des signes célestes, (...)

François Rabelais (Tiers livre, chap LI)

Partie IV :

Confrontation des calibrations aux données de physique.

Chapitre 12

ÉTUDE DES DONNÉES 'BIAIS MINIMUM' ET DES RAYONS COSMIQUES.

L' étalonnage des gondoles de l' expérience consiste à effectuer un *transfert* de calibration depuis des gondoles de test jusqu' aux gondoles de l' expérience. Nous avions fait l' hypothèse fondamentale que toutes les gondoles étaient identiques, et nous devons la vérifier. Ainsi, nous avons étudié la réponse du calorimètre à des données de physique, et nous avons pu comparer la calibration de chaque module de calorimètre, l' un par rapport à l' autre. Deux grandes classes de mesures ont été effectuées, la première avec des données p-$\bar{p}$ à petit $P_\perp$, la deuxième avec des muons cosmiques.

12.1 *LES LOIS DE LA PHYSIQUE À PETITE IMPULSION TRANSVERSE.*

Dans l' annexe J, nous rappelons les lois de la physique hadronique à petit $P_\perp$; ces lois sont *expérimentales.*
Il apparaît deux paramètres *indépendants* qui sont l' impulsion transverse $P_\perp$ et la rapidité y. La section efficace invariante peut se factoriser en une fonction $f(P_\perp)\cdot g(y)$

(i) La distribution f en impulsion transverse est paramétrée par:

$$\frac{d\sigma}{dP_\perp} = f(P_\perp) = b^2 \cdot P_\perp \cdot e^{-b \cdot P_\perp} \qquad (1)$$

(ii) La distribution g en y obéit à la loi du plateau en rapidité, c'est-à-dire:

$$\frac{d\sigma}{dy} = g(y) = 1 \qquad (2)$$

12.1.1 *La distribution en énergie transverse.*

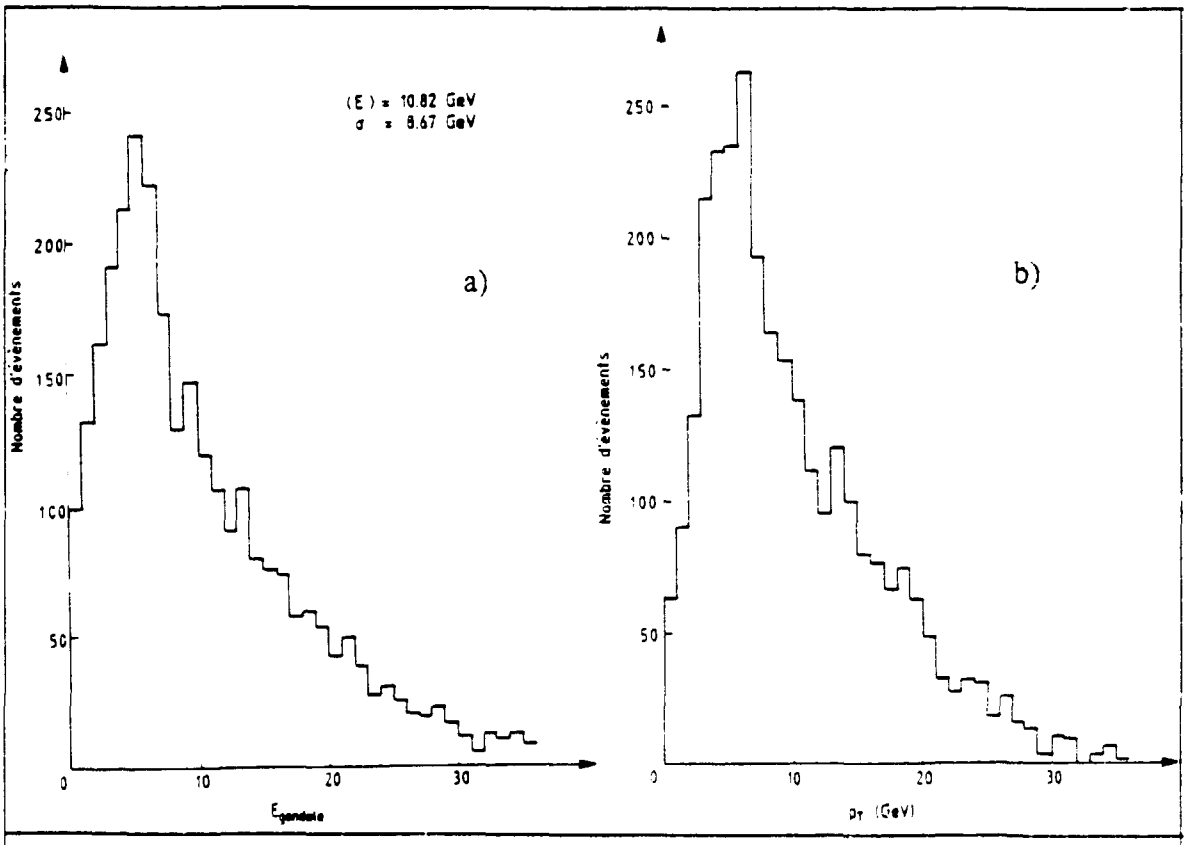


Figure 62: a) Distribution de l'énergie déposée dans les gondoles.
b) Distribution de $P_\perp$ mesurée avec le détecteur central.

Nous représentons dans la figure 62, la distribution en impulsion transverse totale mesurée par le détecteur central et la distribution en énergie transverse totale déposée dans les gondoles. Soit $\langle E_\perp \rangle$ l'énergie transverse totale moyenne mesurée et soit σ la largeur de la distribution en $E_\perp$. Nous avons mesuré: $\langle E_\perp \rangle = 10.82$ GeV; $\sigma = 8.67$ GeV. Nous avons donc $\langle E_\perp \rangle \approx \sigma$. Pour vérifier complètement la loi (1), il faudrait aussi effectuer une mesure de la distribution en multiplicité.

12.1.2 *Le plateau en rapidité*

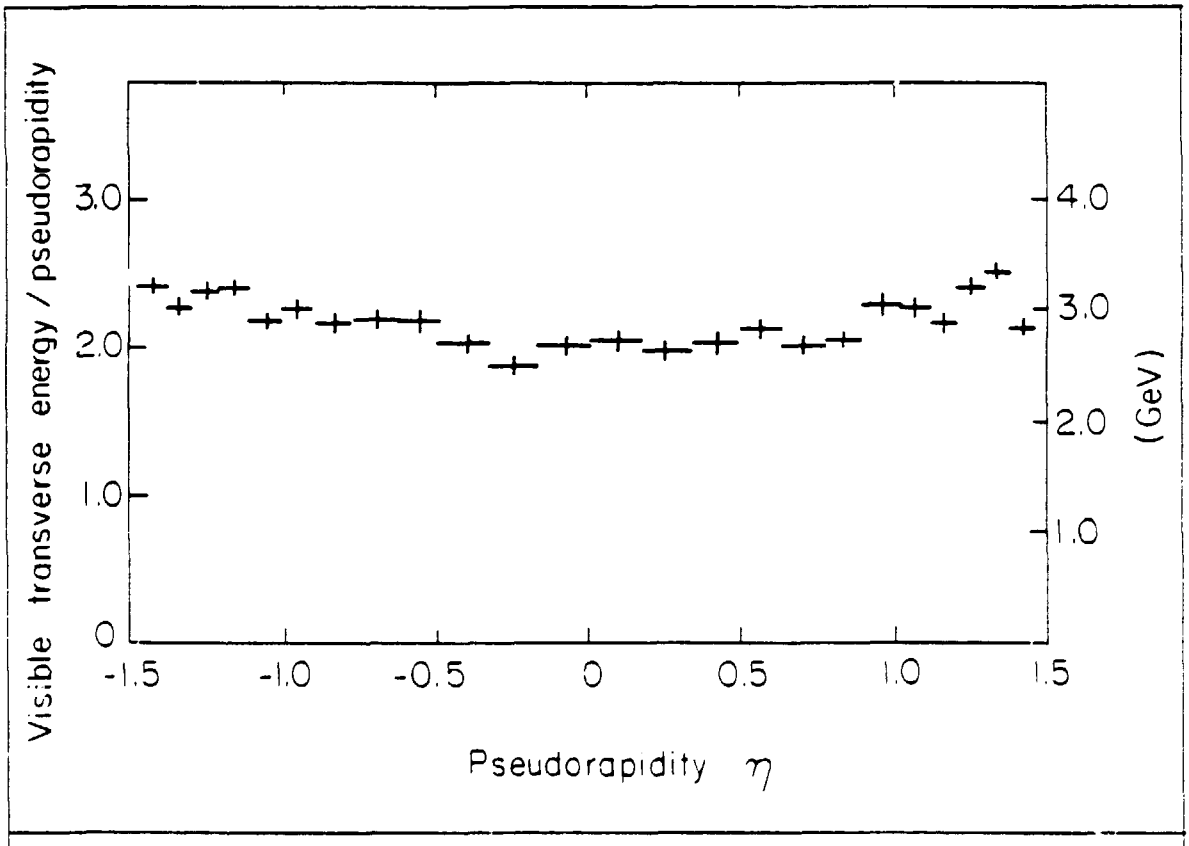


Figure 63: La mesure du plateau en rapidité dans les gondoles.

La mise en évidence du plateau en rapidité à l'aide des gondoles n'est pas une chose très aisée. En effet, le calorimètre présente une géométrie cylindrique et les hadrons développent des gerbes qui traversent plusieurs modules. À chaque gondole correspond un intervalle de rapidité dont la largeur varie avec la position du module de calorimètre considéré. Ainsi, dans l'annexe J, nous prouvons que si x est leur largeur, R leur rayon, et θ est leur position angulaire par rapport à l'axe du faisceau, l'intervalle $\Delta\eta$ en pseudo-rapidité ainsi défini vaut:

$$\Delta\eta = \sin\theta \cdot \frac{x}{R}$$

Nous avons donné dans la figure 63 [72], la distribution de l'énergie transverse moyenne déposée dans chaque gondole, raportée à l'intervalle de pseudorapidité. Cette mesure a été effectuée en décembre 1981.
L'épaisseur de plomb "vue" par une gerbe hadronique varie en fonction de l'angle θ (fig 8). De plus, il est démontré dans l'annexe J [73] que la distribution en pseudorapidité diffère en toute rigueur de la distribution en rapidité. Le décrochement en $\eta = 0$ de la figure 63 peut peut-être être expliqué ainsi. Il est donc délicat de faire une comparaison absolue entre plusieurs gondoles. *Nous pouvons par contre facilement comparer la réponse de la gondole n°* n *avec la moyenne des réponses des gondoles adjacentes.* Nous pouvons ainsi évaluer la qualité des calibrations.

12.2 *VÉRIFICATION DES CALIBRATIONS AVEC DES DONNÉES BIAIS MINIMUM.*

12.2.1 *Mesure de la précision du système de calibrations.*

Si le calorimètre était parfaitement calibré, l'énergie moyenne E_n déposée dans un segment de la gondole n° n serait au premier ordre, la moyenne des énergies E_{n-1} et E_{n+1} déposées dans le segment de même numéro des gondoles adjacentes.
L'écart ε_n entre E_n et $\frac{1}{2}(E_{n-1} + E_{n+1})$ traduira soit un défaut de mesure avec les données 'biais minimum', soit un défaut de calibration. Nous obtiendrons en étudiant la distribution des quantités ε_n/E_n une borne supérieure de la précision de notre système de calibration.
Soit $m_n = \frac{1}{2}(E_{n-1} + E_{n+1})$. L'incertitude $\delta\varepsilon_n$ sur la quantité ε_n est liée aux incertitudes des mesures des quantités E_n et m_n suivant la relation:

$$\delta\varepsilon_n^2 = \delta E_n^2 + \delta m_n^2$$

On obtient donc:
$$\frac{\delta\varepsilon_n^2}{E_n^2} = \frac{\delta E_n^2}{E_n^2} + \frac{\delta m_n^2}{E_n^2}$$

D'une part, on a:
$$\delta m_n^2 = \frac{\delta E_{n-1}^2 + \delta E_{n+1}^2}{4}$$

et d'autre part, on peut supposer que δE_n est indépendant de n.

On obtient donc:
$$\frac{\delta\varepsilon_n^2}{E_n^2} = \frac{3}{2} \times \frac{\delta E_n^2}{E_n^2}$$

En moyenne, la quantité ε_n vaut 0. La somme quadratique des quantités ε_n/E_n nous donnera donc directement $\delta\varepsilon_n/E_n$, c'est-à-dire $\delta E_n/E_n$ qui est la précision avec laquelle on mesure l'énergie déposée par des particules 'biais minimum' dans la gondole n° n. On définit la quantité $\rho_{(n)}$ par:

$$\rho_{(n)} = \frac{E_n - \frac{1}{2}(E_{n-1} + E_{n+1})}{\sqrt{\frac{3}{2}}\, E_n}$$

La moyenne quadratique ρ_i de ces quantités de ces quantités $\rho_{(n)}$ pour le segment n° i, nous donne la précision avec laquelle on mesure l'énergie des particules 'biais minimum'. Une étude a été effectuée avec des données "biais minimum" prises sans champ magnétique en 1983 [75].

On obtient: $\rho_1 = 3.1\%$; $\rho_2 = 4.8\%$; $\rho_3 = 8.1\%$; $\rho_4 = 18\%$.

12.2.2 *Vérification des facteurs d'échelle* (P_{Co}).

L'exploitation des données 'biais minimum' permet aussi de nous assurer que nous n'avons pas subi de glissement systématique des fonctions de calibration, en mesurant l'énergie transverse totale moyenne $\langle E_\perp \rangle$ déposée dans les gondoles. Cette quantité n'est pas exactement la même d'une mesure à l'autre car elle dépend en fait des conditions de déclenchement et de faisceau. Pour essayer de suivre les variations de cette quantité, nous avons mesuré l'impulsion transverse totale $\langle P_\perp \rangle$ vue par le détecteur central et nous avons corrélé ces deux quantités. En principe, $\langle P_\perp \rangle / \langle E_\perp \rangle$ doit rester constant. Nous avons traité 90 000 événements 'biais minimum' acquis en 1982 et 13 000 événements acquis en 1983. *Les données ont été prises avec champ magnétique* ce qui enlève une grande partie de sa signification à la notion d'énergie transverse totale déposée dans le calorimètre électromagnétique. Toutefois, nous pouvons comparer en niveau la réponse moyenne des gondoles en 1982 avec cette même quantité en 1983. Dans la table 20, nous avons donné pour chacune des 18 bandes de données de 1982, l'"énergie" $\langle E_g \rangle$ déposée dans les gondoles, l'impulsion transverse $\langle P_\perp \rangle$ mesurée par le détecteur central, et le rapport ρ de ces deux quantités. Le premier nombre ci-dessous donne la valeur moyenne m des 18 séries de mesures, et le deuxième nombre donne l'écart type σ (notés abusivement $m \pm \sigma$). On a:

Table 20
Suivi des calibrations avec les données 'biais minimum' (données prises entre 09 – 1982 et 12 – 1982).

Période n°	$\langle E \rangle_g$	$\langle P_\perp \rangle$	rapp	
1	11.62	10.04	0.864	
2	11.64	10.18	0.874	
3	11.43	10.22	0.894	
4	11.41	10.08	0.883	
5	15.15	14.68	0.968	*
6	10.73	10.81	1.007	
7	10.95	11.00	1.007	
8	10.86	10.55	0.971	
9	10.82	9.41	0.869	
10	11.12	9.67	0.869	
11	10.76	9.42	0.876	
12	11.12	9.73	0.874	
13	10.85	9.63	0.887	
14	10.99	9.65	0.877	
15	10.64	9.68	0.909	
16	11.47	10.26	0.894	
17	11.84	10.95	0.924	
18	13.36	11.78	0.878	*

(*) Dans les deux lignes marquéees d' une astérisque,les données sont sujettes à caution.

$$\langle P_\perp \rangle = 10.43 \pm 1.23 \text{ GeV}$$

$$\langle E_g \rangle = 11.48 \pm 1.11 \text{ GeV}$$

$$\langle P_\perp / E_g \rangle = 0.91 \pm 0.05$$

La même mesure a été effectuée en 1983. Nous considérons deux bandes de données, et nous obtenons:

$$\langle P_\perp \rangle = 10.13 \text{ GeV}, \langle E \rangle = 10.85 \text{ GeV}, \langle P_\perp \rangle / \langle E \rangle = 0.933$$

$$\langle P_\perp \rangle = 10.11 \text{ GeV}, \langle E \rangle = 10.71 \text{ GeV}, \langle P_\perp \rangle / \langle E \rangle = 0.943.$$

Les résultats expérimentaux obtenus en 1983[39] sont compatibles avec les résultats obtenus en 1982 dans la limite de la précision de la mesure (5%).

12.3 *ÉTUDE AVEC DES MUONS COSMIQUES.*

Les rayons cosmiques chargés détectés par les gondoles traversent une grande épaisseur de matière avant de les toucher. Ce sont donc principalement des *muons.* (Le déclenchement élimine les quelques *pions résiduels*). Les muons sont des particules d' ionisation minimale. Ils perdent peu d' énergie dans la matière. L' *énergie* qu' ils déposent par ionisation, est donc en première approximation, *proportionnelle à l' épaisseur de matière traversée.*

Pour chacun des segments des 48 gondoles, nous pouvons mesurer l' énergie d' ionisation déposée par épaisseur de matière traversée dE/dx. En comparant ces quantités les unes par rapport aux autres, nous pouvons alors comparer les constantes de calibration de chacun des modules correspondants et peut-être (?) les corriger.

Deux systèmes de déclenchement ont été installés, le premier pour mettre en évidence les rayons cosmiques verticaux, le deuxième pour mettre en évidence les rayons cosmiques horizontaux[40]. Pour reconstruire ces événements, les coordonnées x et ϕ de la trace dans le segment de gondole sont données par le détecteur central.

Chaque segment n° i de gondole ayant 4 PM, nous obtenons donc 4 mesures $E_j = C_{ij}(x,\phi) \cdot q_j$ de l' énergie déposée dans ce segment où q_j est la charge lue par le PM n° j. Chacune de ces mesures est pondérée par la photostatistique suivant un poids $\alpha_j = \sqrt{N_j}$ où N_j est le nombre de photoélectrons qui *devraient être vus* par le PM n° j. En effet, soit N la quantité de lumière totale émise par le scintillateur et soit N_j le nombre moyen de photoélectrons vus par le PM n° j. On peut facilement démontrer que le rapport N_j/N ne dépend que de la position (x,ϕ) de la particule incidente. Ainsi, après avoir déterminé la position de la particule incidente à l' aide du détecteur central, on calcule à l' aide des cartes d' atténuation la quantité de lumière relative vue par chacun de ces PM, et l' on pondère à partir de cette quantité. *On évite ainsi d' amplifier les*

---

39 La mesure effectuée ci-dessus, avait eu pour but de s' assurer de la puissance effective de la nouvelle source après son remplacement en février 1983 (§ 7.6).

40 En fait, ils ont une inclinaison de 45° environ.

fluctuations statistiques qui augmenteraient encore le poids des PM ayant vu beaucoup de photoélectrons. L' énergie reconstruite E sera donc:

$$E = \frac{\sum_{j=1}^{4} \alpha_j^2 \cdot E_j}{\sum_{j=1}^{4} \alpha_j^2}$$

Les tables 21 et 22 donnent pour chacun des 4 segments la distribution pour les 48 gondoles de l' ionisation dE/dx engendrée, $\langle dE/dx \rangle$ représente la moyenne et σ l' écart-type.

Table 21
Rayons cosmiques verticaux.

seg	dE/dx (MeV/cm)	σ (MeV/cm)	%
1	10.43	0.68	6.5
2	9.44	0.49	4.7
3	11.52	1.08	9.5
4	7.27	1.00	13.8

Nous constatons que dans le troisième segment, l' ionisation mesurée varie d' une gondole à l' autre de 9.5% en moyenne. Si l' on exclut les gondoles n° *11*, *13* et *28* qui sont dans la queue inférieure de la distribution, la largeur moyenne de la distribution est ramenée à 6.5%.

De plus il semblerait que l' énergie d' ionisation mesurée dans le troisième segment soit surestimée de 10% (table 23). On peut l' expliquer. En effet, les gondoles sont calibrées pour mesurer avec la meilleure précision possible l' énergie des électrons de plusieurs dizaines de GeV et toutes les quantités considérées sont des quantités *effectives*. Un électron incident de haute énergie provoque l' émission d' une gerbe électromagnétique qui engendre de l' ionisation dans le plomb **et** le scintillateur. Or, seule la fraction d' ionisation déposée dans le scintillateur peut être détectée. Par programme de Monte-

Table 22
Rayons cosmiques horizontaux.

seg	dE/dx (MeV/cm)	σ (MeV/cm)	%
1	11.10	0.81	7.3
2	10.47	0.50	4.8
3	11.26	1.02	9.1
4	6.90	0.94	13.6

Carlo (EGS), il est apparu que la fraction d'énergie déposée dans le scintillateur décroissait avec la profondeur de la gerbe. Cet effet permet d'interpréter les données expérimentales. Une comparaison entre les différents segments d'une même gondole est donc délicate.

De plus, la comparaison entre les réponses d'un même numéro de segment de différentes gondoles est aussi assez délicate. En effet, le signal lu en canaux d'ADC est faiblement au-dessus du piédestal et nous risquons d'être confrontés à des non-linéarités du système de lecture. Une vérification croisée de ces résultats avec les donnees 'biais minimum' est donc souhaitable.

12.4 *COMPARAISON DES DONNÉES 'BIAIS MINIMUM' ET DES COSMIQUES.*

12.4.1 *Principe de la comparaison.*

Nous pouvons introduire la notion de constante de calibration B_j mesurée avec les événements "biais minimum": soit C_j la constante de calibration cobalt et soit ρ_j l'écart relatif entre l'énergie moyenne mesurée dans la gondole j et la moyenne des énergies mesurées dans les gondoles adjacentes (§ 12.2). On pose alors:

Table 23
Comparaison des données biais minimum et des cosmiques.

segm n° i	Min.Bias (ρ_i)	Cosmiques (μ_i)	Différence (δ_i)	%
1	3.1	6.8	7.1	
2	4.8	4.4	4.7	
3	8.1	6.5	7.1	
4	18	13	13	

$$B_j = \frac{C_j}{1+\rho_j}$$

Deux causes peuvent être à l'origine d'une différence entre la constante de calibration B_j et la constante de calibration C_j:

(i) L'incertitude sur la mesure avec les données.

(ii) Une mauvaise calibration avec la source cobalt.

Soit ρ la moyenne quadratique des quantités ρ_n. D'après ce que nous avons vu ci-dessus, la largeur ρ de cette distribution ρ_n est liée à l'incertitude m de la mesure avec les données 'biais minimum' et à l'incertitude c liée à la procédure de calibration avec la source suivant la relation:

$$\rho^2 = c^2 + m^2 \qquad (1)$$

De même, soit η_n l'écart relatif entre la constante de calibration nominale et la constante de calibration mesurée avec les muons. Soit η la moyenne quadratique de ces quantités η_n. Si μ est la précision de la calibration avec les muons, on a:

$$\eta^2 = c^2 + \mu^2. \qquad (2)$$

Soit $\delta_n = \rho_n - \eta_n$ la différence mesurée entre les signaux biais minimum et les signaux mesurés avec les muons. Soit δ la moyenne quadratique de ces quantités. En principe les erreurs qui pourraient être faites lors de la calibration au cobalt se compensent dans le calcul de δ_n, c'est-à-dire que la largeur δ sera liée seulement aux précisions des

calibrations avec les donnees biais minimum et les muons. Nous supposerons pour le moment que les erreurs faites lors de ces deux types de mesure *ne sont pas corrélées*. On a alors:

$$\delta^2 = m^2 + \mu^2 \qquad (3)$$

Les quantités δ, η et ρ sont *expérimentales* et sont données dans la table 23. Nous cherchons à déterminer les quantités m, μ et c qui sont les précisions de chacune des 3 méthodes de calibration, et pour ceci, nous disposons de 3 équations à 3 inconnues. À partir des équations (1) (2) et (3) nous obtenons:

Cobalt: $c^2 = \frac{1}{2}(\rho^2 + \eta^2 - \delta^2)$

Cosmiques: $\mu^2 = \frac{1}{2}(\eta^2 + \delta^2 - \rho^2)$

Biais.Min: $m^2 = \frac{1}{2}(\rho^2 + \delta^2 - \eta^2)$

La précision de chacune de ces mesures est donnée dans la table 24.

12.4.2 *La précision de la calibration des gondoles.*

Table 24
La précision des méthodes de calibration.

segm n°	Cobalt (c)	Biais.Min (m)	Cosmiques (μ)	Finale (s)	%
1	1.6	2.7	6.6	1.35	
2	3.2	3.6	3.0	1.87	
3	5.4	6.1	3.7	2.73	
4	12.7	12.9	3.4	3.18	

Nous faisons pour le moment l' hypothèse que μ et m sont *décorrélées*. Nous sommes alors à même de déterminer quelle sera la précision des gondoles pour des électrons de 50 GeV environ, qui déposent principalement leur énergie dans les segments n° *2* et *3*. Nous avons donné dans la table 23, les précisions calculées de chacune des trois méthodes. Ainsi, nous constatons que la précision de la calibration au cobalt est de 3% dans le segment n° *2*, et de 5% dans le segment n° *3*. Comme un électron de haute énergie dépose son énergie surtout dans le segment n° *2* (et n° *3*), on constate que la précision de la mesure de l' énergie devrait être de l' ordre de 2% si les erreurs effectuées pour les différents segments sont corrélées et de 3% dans le cas contraire. De plus, l' incertitude liée au développement des gerbes et à la photostatistique est de l' ordre de 2% pour un électron de 50 GeV.
En conséquence, que les erreurs sur C_j *soient corrélées ou pas*, la précision théorique de la mesure qui est de l' ordre de 3% est en bon accord avec la résolution mesurée sur la masse du Z^0 (chap 13), et avec la dispersion entre les résultats obtenus avec les deux gondoles de test (§ 6.3.2.2). La calibration des gondoles peut encore être améliorée en effectuant une moyenne pondérée des 3 calibrations cobalt, muons, et biais minimum.

Soient c, μ et m les constantes de calibration respectives mesurées avec la source cobalt, les muons et les rayons cosmiques. Soient δc $\delta\mu$ et δm les précisions avec lesquelles on connaît respectivement c, μ et m. La constante s de calibration finalement retenue sera la moyenne pondérée de ces trois quantités. Elle est définie par:

$$s = \frac{\frac{1}{\delta c^2}\cdot c + \frac{1}{\delta \mu^2}\cdot \mu + \frac{1}{\delta m^2}\cdot m}{\frac{1}{\delta c^2} + \frac{1}{\delta \mu^2} + \frac{1}{\delta m^2}} \qquad (4)$$

s peut se mettre sous la forme symbolique n/d. Les mesures de c, μ et m sont indépendantes. La précision sur la mesure de n sera la moyenne quadratique de la précision de chacun des 3 termes. Ainsi, on a:

$$\frac{\delta s}{s}^2 = \left[\left(\frac{c}{\delta c}\right)^2 + \left(\frac{\mu}{\delta \mu}\right)^2 + \left(\frac{m}{\delta m}\right)^2 \right]^{-1}$$

La précision avec laquelle on peut connaître les calibrations est donnée dans la table 24.

12.4.3 *L' incertitude d' échelle.*

Il existe aussi une incertitude absolue sur la mesure de l' énergie liée à la calibration des gondoles de test. En effet, ces gondoles nous donnent la calibration de référence, et nous ignorons a priori quel est l' écart entre leurs caractéristiques et les caractéristiques moyennes des gondoles de l' expérience. Nous disposons de 3 gondoles de test qui peuvent être calibrées aux muons ou au cobalt. On peut donc estimer que le transfert de calibration pourra s' effectuer avec une précision de l' ordre de $3\%/\sqrt{2} \approx 2\%$. Cette incertitude est une incertitude *d'échelle.*

12.4.4 *Limitations.*

Tous les calculs effectués dans le paragraphe ci-dessus ont supposé que les erreurs effectuées lors de la calibration avec les muons cosmiques ou avec les données "biais minimum" étaient *décorrélées.* Cette hypothèse doit être examinée avec plus de soin car le signal lu par l' ADC est faiblement au-dessus du piédestal et nous risquons d' être en présence de non-linéarités de la chaîne de lecture. Nous devons alors remplacer l' équation (3) du paragraphe 12.4.1 par l' équation suivante:

$$\delta^2 \leq m^2 + \mu^2$$

On peut alors aisément montrer que l' on a:

Cobalt: $\quad 0 \leq c^2 \leq \frac{1}{2}(\rho^2 + \eta^2 - \delta^2)$

Cosmiques: $\quad \frac{1}{2}(\eta^2 + \delta^2 - \rho^2) \leq \mu^2 \leq \eta^2$

Biais.Min: $\quad \frac{1}{2}(\rho^2 + \delta^2 - \eta^2) \leq m^2 \leq \rho^2$

Nous allons maintenant nous assurer que les égalités écrites page 197 sont *raisonnables*, et pour cela nous allons effectuer des *vérifications croisées.*
La précision de la mesure avec les muons cosmiques devrait peu varier d' un segment à l' autre, celle ci ne dépendant que de l' épaisseur de matière traversée.
Il apparaît donc clairement que:

(i) Le quatrième segment devrait être principalement calibré avec les muons cosmiques.

(ii) Dans le premier segment, la calibration au cobalt est la plus précise.

(iii) Dans le segment n° *2*, la précision probable de la calibration avec la source cobalt ne devrait pas être très éloignée de la valeur vraie. En effet, si l'on considère les données expérimentales obtenues à partir des électrons de désintégration du Z^0 et si l'on compare les calibrations des deux gondoles de test à un faisceau d'électrons, la précision probable de la calibration avec la source devrait être de l'ordre de 3% dans le segment n° *2*. La majeure partie de l'énergie d'un électron de hautre énergie y est déposée.

(iv) La valeur obtenue (5.4%) à la suite du calcul de la précision de la calibration au cobalt dans le segment n° *3* ne devrait donc pas différer beaucoup de la valeur vraie si l'on extrapole les données des segments n° *2* et *4*.

En conséquence l'hypothèse qui affirmait que μ et m sont des quantités décorrélées semble relativement raisonnable.

La quantité qui nous importe en fait, est la réponse des gondoles à des électrons de plusieurs dizaines de GeV. En toute rigueur, cette quantité n'a pas pu être mesurée avec les événements "biais minimum" ou les muons cosmiques, qui nous donnent la réponse *moyenne* des gondoles à des particules déposant une énergie équivalente de quelques centaines de MeV. Pour *extrapoler* ces résultats à des électrons de désintégration des bosons intermédiaires, nous devons faire l'hypothèse que le système de lecture des gondoles est *linéaire*.

Si l'on suppose que les non-linéarités du système de lecture sont négligeables, la mesure effectuée ci-dessus permet de corriger les fractions de puissance effective f_i déposée par la source. La résolution du calorimètre devrait donc être améliorée.

Si les hypothèses effectuées plus haut sont *exactes*, nous avons mesuré la précision c de la réponse des gondoles à des électrons de plusieurs dizaines de GeV d'incidence *normale* au *milieu* d'une gondole. *La mesure effectuée ci-dessus ne permet pas de rendre compte des erreurs systématiques apparaissant à haute énergie* (fuites, effets angulaires, effet Čerenkov, non-linéarités).

Les chiffres donnés dans la table 24 indiquant la résolution que devraient avoir les gondoles après avoir corrigé les constantes de calibration doivent donc être examinés avec prudence. Toutefois, l'incertitude c trouvée plus haut ($\simeq$ 3%) (table 24) est en bon accord avec la mesure expérimentale de la largeur du Z^0 ou avec l'écart trouvé entre les fonctions de calibration des deux gondoles de test (§ 6.3.2.2). Ce dernier point pourrait peut-être être un argument incitant à tenir compte des résultats expérimentaux obtenus avec les muons cosmiques ou les événements "biais minimum".

Chapitre 13

LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONCERNANT LE $W^{\pm}$ ET LE Z^0.

Le but de ce chapitre est de rappeler la mise en évidence des modes électroniques de désintégration des bosons intermédiaires et de préciser l' évaluation de la masse de ces particules. La mesure de cette dernière quantité est directement reliée aux calibrations des gondoles et nous apporterons quelques précisions sur ce dernier point.

13.1 *LES MODES DE DÉSINTÉGRATION DES BOSONS INTERMÉDIAIRES.*

Nous avons vu dans le chapitre 1, que les bosons intermédiaires Z^0 et $W^{\pm}$ pouvaient être mis en évidence par leurs modes respectifs de désintégration électronique:

$$\begin{aligned} Z^0 &\rightarrow e^+ \cdot e^- \\ W^+ &\rightarrow e^+ \cdot \bar{\nu}_e \\ W^- &\rightarrow e^- \cdot \nu_e \end{aligned}$$

Nous devons donc identifier expérimentalement les électrons (et neutrinos) de désintégration des bosons intermédiaires.

13.1.1 *La mise en évidence des électrons de désintégration des bosons intermédiaires.*

La première phase de la reconstitution des événements consiste à reconstruire les trajectoires des particules détectées que ce soit dans le détecteur central ou les gondoles. Nous allons plus particulièrement nous concentrer sur l' algorithme de reconstruction dans les gondoles, ce processus dépendant directement des calibrations (chap 8). La procédure suivante est suivie:

(i) On recherche dans une gondole donnée, le segment où le maximum d' énergie a été déposé.

(ii) On cherche ensuite dans les gondoles adjacentes et dans la même gondole, par ordre d' énergie décroissante quels sont les segments qui ont été touchés. Le calcul est réalisé de telle manière que trois gondoles au plus ne peuvent être retenues, car géométriquement, une particule ne peut pas traverser plus de trois modules de calorimètre. De plus, la projection de la trajectoire dans le plan transverse (fig 7) doit être une droite d' équation $\phi = Cte$, pour une trace incidente de grande impulsion.
(iii) On essaie ensuite de faire passer au mieux une droite par tous les points ainsi obtenus. Ceci se fait par une méthode de lissage par les moindres carrés, où l' on pondère par l' énergie déposée dans chaque segment.
(iv) On vérifie ensuite que la droite ainsi obtenue, ne pointe pas vers des segments de gondole qui auraient été omis précédemment.
(v) On compare la trajectoire ainsi obtenue avec la trajectoire donnée par le détecteur central (s' il s' agit d' une trace chargée).
(vi) On regarde si d' autres traces pénètrent dans les segments traversés par la trace de plus haute impulsion. Toutes ces études permettent en particulier la mise en évidence de π^0, $\pi^\pm$ et γ parasites qui pourraient contaminer les données.

13.1.2 *La mise en évidence des électrons isolés.*

Les électrons détectés dans les calorimètres peuvent éventuellement appartenir à des jets [82]. D' une part l' émission de tels électrons peut être reliée à des processus de physique hadronique et d' autre part, la mesure de l' énergie de ces particules s' avère délicate: lorsqu' un paquet de particules est détecté par le calorimètre, il est très difficile d' évaluer l' énergie de chacune des particules séparément. En outre la mesure de l' impulsion des particules chargées de plusieurs dizaines de GeV à l' aide du détecteur central n' est pas très précise (entre 5 et 12%) (§ 3.3.3). En conséquence, on se restreindra aux électrons *isolés*. Pour qu' un événement soit retenu comme un "candidat", la(es) trace(s) chargée(s) devra(ont) donc à la fois avoir un caractère *isolé* et *électromagnétique*. Les critères d' identification des électrons isolés sont les suivants:

(i) Une trace dans le détecteur central de $P_\perp \geq 7$ GeV/c (ou compatible avec une trace de $P_\perp \geq 15$ GeV/c^2 "à 3 σ") doit pointer vers la plus grande déposition d' énergie localisée dans le calorimetre. Dans le cas des gondoles, cela signifie que l' azimut de la trace et l' azimut mesuré par les gondoles doivent être compatibles à l' intérieur de 5σ.

(ii) Cette trace doit être *isolée*. Dans le cas contraire, une gondole détectant un électron, détecte aussi d' autre particules parasites et la mesure de l' énergie devient

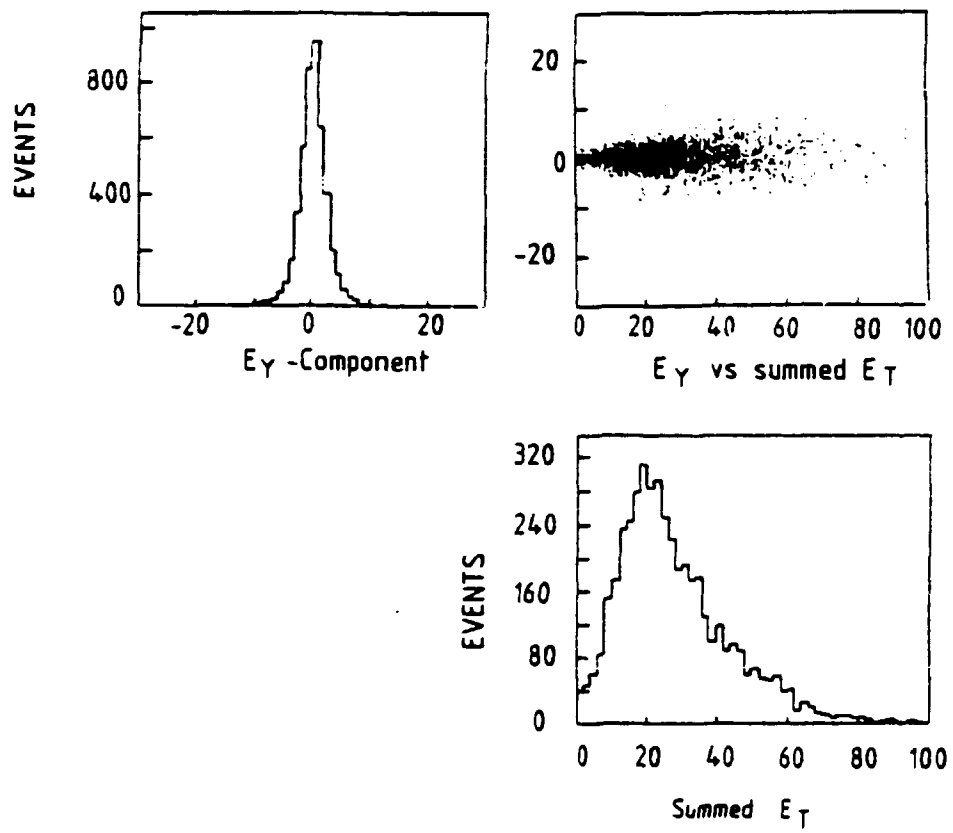


Figure 64: E_{xy} en fonction de l'énergie transverse totale (GeV), pour des déclenchements biais minimum.

délicate. La somme des impulsions transverses de toutes les autres traces pénétrant dans les deux gondoles doit être inférieure à 2.5 GeV.

(iii) *Cette trace ne doit pas appartenir à un jet.* Dans un cône autour de la trace, défini par $(\delta y^2 + \delta\phi^2)^{1/2} < 0.7$ (où ϕ est en radians), la trace candidate électron doit être la *principale source d' énergie*; c'est-à-dire que dans ce cône, la somme des impulsions transverses des autres traces doit être inférieure à 10% de l' impulsion transverse de la trace candidate, et plus de 90% de l' énergie électromagnétique transverse totale déposée dans ce cône doit provenir du candidat électron. L'*alignement* des positions (x,ϕ) dans les différents segments traversés par la trace doit être *compatible* avec une trace unique dominante. Pour les gondoles, on demande que tous les segments dans lesquels le dépôt d' énergie est supérieur à 2 GeV soient compatibles en azimut *à l' intérieur de* $4{\cdot}\sigma$.

(iv) La distribution en profondeur de l' énergie déposée dans le calorimètre doit être compatible avec les mesures faites en faisceau test pour des électrons d' énergie semblable (chap 4). Dans le paragraphe 4.4.2, nous montrons quels sont les critères expérimentaux permettant de séparer la signature d' un $\pi^{\pm}$ d' un électron. Ainsi, si l' on demande que plus de 98% de l' énergie soit déposée dans le calorimètre électromagnétique, moins de 2% des électrons sont rejetés. De plus, on a vu qu' un électron déposait presque toute son énergie dans les trois premiers segments des gondoles.
En conséquence, on demande qu' une part relativement faible de l' énergie soit déposée dans les cellules hadroniques correspondantes, soit moins de 600 MeV dans les *C*. En outre, on demande que relativement peu d' énergie soit déposée dans le 4ème segment du calorimètre électromagnétique, c'est-à-dire que l' énergie E_4 déposée dans le 4ème segment soit inférieure à 500 MeV, ou avoir $E_4/(E_3+E_4) \leq 20\%$.

(v) En ce qui concerne les événements $W^{\pm}$, leur *géométrie* doit être compatible avec celle attendue pour une telle classe d' événements. On utilise l' algorithme de recherche des jets[41] sur les événements attendus. On range alors ces événements en deux classes:

(a) Les événements sans jet ou avec un jet qui n' est pas antiparallèle à la direction du candidat électron. Un jet est dit *antiparallèle* à la direction de l' électron, si son axe est situé à $\pm 30°$ de la direction opposée à celle de l' électron, dans le plan transverse à la ligne des faisceaux.
(b) Les événements pour lesquels un jet est antiparallèle à la direction du candidat électron, ou les événements avec deux jets dont la somme vectorielle est antiparallèle à la direction du candidat électron.

(vi) On considère comme *angle mort* la région située à moins de 15° du talon des gondoles à cause des différences de réponse du calorimètre à la source cobalt et aux électrons (§ 8.3.1.1).

---

41 Un initiateur est défini comme une cellule de calorimètre dans laquelle l'énergie transverse déposée est au moins de 1.5 GeV dans le cas des calorimètres, et comme une trace d'impulsion transverse de 1 GeV/c dans le cas du détecteur central. Un jet est reconnu dans les calorimètres si son énergie transverse est supérieure à 10 GeV. Un jet est reconnu dans le détecteur central si son impulsion transverse est supérieure à 7.5 GeV/c. Les événements pour lesquels un jet est situé dans le plan vertical sont rejetés: afin de pouvoir mesurer l'énergie transverse manquante de manière fiable, l'axe du jet doit être à moins de 15° de la verticale pour que l'événement ne soit pas rejeté.

13.1.3 *La recherche des neutrinos (pour le $W^{\pm}$).*

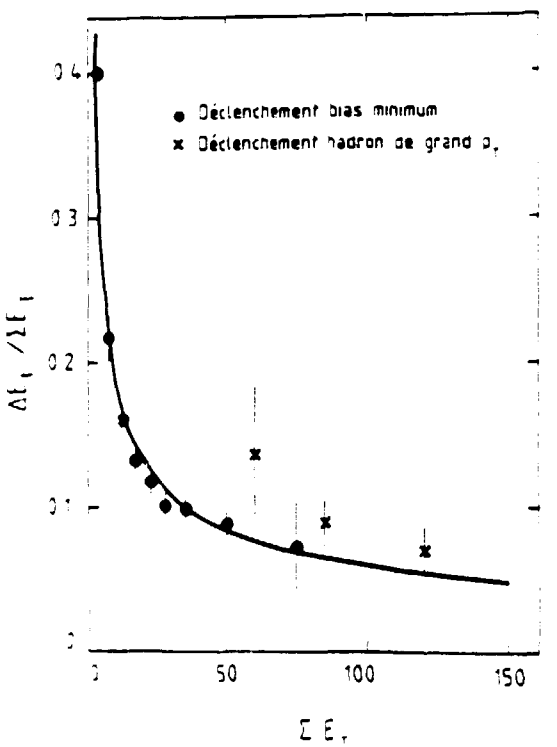


Figure 65: Résolution sur l' énergie transverse manquante.

Dans le chapitre I, nous avons vu que la mise en évidence expérimentale des neutrinos consistait à rechercher des événements où la composante transverse de l' énergie mesurée par les calorimètres semble ne pas obéir à la loi de conservation de l' énergie-impulsion.

Afin de prouver la validité de l' algorithme de recherche des neutrinos décrit ci-dessous, des études préliminaires ont été faites sur des évènements "biais minimum" (fig 64) [81]: pour de tels événements, la distribution en E_{-y} (E_{-z}) est bien centrée sur 0 avec une faible dispersion. La résolution sur l' énergie transverse totale est bien paramétrée par $0.6\times\sqrt{E_{\perp}}$ (fig (65). L' incertitude sur chaque composante de l' énergie transverse manquante est $0.4\cdot(E_{\perp})^{1/2}$.

La recherche d'un neutrino provenant de la désintégration d'un $W^{\pm}$ obéit aux critères suivants:

(i) Une trace dans le détecteur central de grande impulsion transverse doit être associée à une déposition localisée d'énergie dans deux cellules du calorimètre électromagnétique.

(ii) Cette trace doit satisfaire à la condition: $P_{\perp} \geq 5$ GeV/c.

(iii) L'énergie transverse manquante doit être supérieure à 15 GeV. Pour ne pas être lié aux problèmes de calibration près des talons de gondole (§ 8.3.1.1), on rejette en outre tous les événements pour lesquels la somme des impulsions des traces touchant l'ensemble des gondoles à moins de 15° du plan vertical est supérieur à 10 GeV/c. Les événements pour lesquels une gondole a été touchée fortement par des traces chargées d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c, à la fois en haut et en bas, sont également rejetés.

(iv) La trace chargée doit être isolée.

(v) La géométrie de l'événement doit être compatible avec celle d'une désintégration électronique du $W^{\pm}$.

13.2 *ÉVALUATION DU FOND.*

13.2.1 *Évaluation du fond pour les* $W^{\pm}$.

Plusieurs sources de bruit de fond sont à envisager:

(i) Un pion (hadron) chargé de grande impulsion transverse accompagné de 1 ou plusieurs π° [53]. Il apparaît que ce bruit de fond ne devrait pas être supérieur à 0.5 événement [90].

(ii) Émission d'une paire de Dalitz $e^{+}e^{-}$ par un π°, η° ou un γ de grande impulsion transverse, où l'un des deux électrons n'est pas détecté [77] Il apparaît que le nombre d'événements de ce type devrait être de l'ordre de 0,3. Ce fond est négligeable [90].

Envisageons maintenant la désintégration du $W^{\pm}$ en τ. Ce τ peut lui même se désintégrer en électron. On obtient alors:

$$W^{\pm} \rightarrow \tau^{\pm}(\bar{\nu})_{\tau}$$
$$\downarrow$$
$$e^{\pm}(\nu_e)(\bar{\nu})_{\tau}$$

Nous sommes alors en présence d' un électron de désintégration du τ de plus faible énergie et de 3 neutrinos. Cet événement peut ressembler à une désintégration électronique du $W^{\pm}$. En 1983, 2 événements de ce type simulant une désintégration électronique du $W^{\pm}$ étaient attendus. Il faut remarquer pour ce type d' événement, l' énergie transverse de l' électron et du neutrino devraient être proches de la coupure à 15 GeV imposée sur ces deux quantités.

13.2.2 *Évaluation du fond pour le* Z^0 [*81*].

Plusieurs *sources de bruit de fond* peuvent être envisagées:

(i) Production de jets hadroniques [82]. La limite supérieure obtenue pour ce bruit de fond est de 10^{-3} événement.

(ii) Jet de saveur lourde se désintégrant en un électron dominant [78]. Ce bruit de fond est de $(1.5 \pm 1.0) \times 10^{-3}$ événement.

(iii) Le continuum de Drell-Yan [30]. Il engendre un fond de 2.5×10^{-2} événement ayant une masse invariante supérieure à 80 GeV.

(iv) Production de paires W^+W^- [79]. Les sections efficaces pour un tel processus sont beaucoup trop faibles dans la région de masse invariante autour de 90 GeV/c^2.

(v) Désintégration d' un onium d' un nouveau quark. Ce fond est négligeable [80].

13.3 *LA PHÉNOMÉNOLOGIE DU Z^0.*

13.3.1 *La mise en évidence du mode électronique de désintégration du Z^0.*

La mise en évidence du Z^0 sous son mode de désintégration électronique $Z^0 \rightarrow e^+ \cdot e^-$ se fait en cherchant des paires où au moins un des électrons satisfait aux critères stricts définis au § 13.1.2. En 1983, 4 événements de ce type ont été mis en évidence [81,85]. Aucune des sources de fond éventuelles ne peut produire ni le nombre ni les caractéristiques des événements observés, et une interprétation de ces événements comme dus à la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+ \cdot e^-$ est la plus plausible.

13.3.2 *Principe de la mesure de la masse du Z^0 [85].*

La mesure de la masse du Z^0 à partir de son mode de désintégration $Z^0 \rightarrow e^+ \cdot e^-$ est relativement aisée, car il suffit de mesurer la masse invariante de la paire $e^+ \cdot e^-$ produite. Rappelons que la masse invariante d' un système de 2 particules 1 et 2 est définie par:

$$m^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2$$

Comme les particules produites sont de haute énergie, on a $\| \boldsymbol{p}_i \| = E_i$.
Posons $\boldsymbol{p}_i = E_i \cdot \boldsymbol{u}_i$, où $\boldsymbol{u}_i$ est un vecteur unitaire. On obtient alors:

$$m^2 = 2E_1E_2 \, (1 - \boldsymbol{u}_1 \cdot \boldsymbol{u}_2).$$

La mesure de la masse du Z^0 se ramène alors à la mesure de l' énergie et de la direction de chacun des électrons produits. Elle dépend donc directement de la qualité des calibrations.

Table 25
Corrections de la masse invariante des 4 diélectrons

	M_1	M_2	M_3	M_4
Valeur non corrigée	102.8	94.0	92.9	97.7
Valeur corrigée de la dérive des PM	101.4	95.7	92.9	98.7
Valeur corrigée de la différence entre la carte $F(X)$ brute et la carte $F(X)$ lissée (et de la mauvaise résolution en ϕ)	99.7	95.7	92.9	98.7
Valeur corrigée de l' énergie déposée par les traces chargées	98.7	95.2	91.7	97.7
Valeur corrigée de l' énergie électromagnétique neutre déposée	98.2	94.8	90.9	97.1
Correction de l' effet angulaire	98.2	94.0	89.6	94.8
Valeur corrigée du vieillissement des barres de BBQ.	98.4	95.5	90.7	95.9

13.3.3 *Les corrections de masse.*

13.3.3.1 Les corrections laser et de vieillissement.

Afin de simplifier le traitement des données, les *corrections laser* ne sont introduites que pour le traitement des événements candidats boson intermédiaire. Ces événements doivent donc être reconstruits complètement à partir des nouvelles valeurs corrigées. Dans ces corrections nous inclurons aussi partiellement le *vieillissement des barres de BBQ.*

Dans le paragraphe 8.5, nous avons exprimé le vieillissement des gondoles au cours du temps. Il est apparu que le vieillissement des gondoles n' était pas uniforme au cours du temps, et que la longueur d' atténuation des barres de BBQ semblait diminuer plus fortement pendant les périodes de faisceau. En conséquence, un interpolation tenant compte des périodes de luminosité différente du faisceau, a été effectuée entre les constantes de calibration au point de référence données par chacune des deux calibrations au cobalt, avant et après la prise de données. Rappelons que le suivi du vieillissement pourrait être effectué avec le laser (§ 8.5).

13.3.3.2 Les corrections avec les cartes brutes.

Comme nous l' avons vu, la reconstruction dans les gondoles s' effectue avec les cartes d' atténuation lissées par des polynômes de Tchebychev. L' erreur relative moyenne effectuée sur l' énergie reconstruite, est de 1.5% (annexe H); elle peut être localement plus importante. Pour les événements candidats bosons intermédiaires, nous sommes alors obligés d' affiner le traitement en considérant les cartes brutes.
La mesure de l' azimut ϕ de la particule incidente obtenue avec le détecteur central est plus précise que celle obtenue avec les gondoles. Nous admettrons que la particule a déposé son énergie en un point (x_i,ϕ_i) dans le segment n° i où x_i a été donné précédemment par la reconstruction standard dans les gondoles, et où ϕ_i est donné par le détecteur central.
Nous calculons à partir des cartes d' atténuation brutes, les 4 fonctions d' atténuation $F_{ij}(x,\phi)$ pour chacun des PM n° j du segment n° i. Pour chacun de ces PM nous obtenons donc une estimation de l' énergie déposée dans ce segment n° i. La valeur finalement retenue sera la moyenne de ces 4 énergies pondérée par la photostatistique. En principe, lorsque le système d' "inversion" des cartes sera pleinement opérationnel, cette correction perdra une partie de son intérêt.

13.3.3.3 Corrections d' effet angulaire.

Au faisceau test d' électrons, il a été constaté que l' énergie des particules touchant successivement deux gondoles numérotées *1* et *2* était toujours surestimée et qu' en première approximation, cette surestimation ne dépendait que du rapport E_2/E_1 (§ 8.4.2). Une explication de ce phénomène pourrait peut-être résider dans l' émission de lumière Čerenkov dans les barres de BBQ traversées par la gerbe.

Pour corriger la mesure de l'énergie des électrons de désintégration des bosons intermédiaires, nous faisons l'hypothèse que les données obtenues en faisceau test, sont reproductibles pour toutes les paires de gondoles adjacentes de la zone d'expérience.

13.3.3.4 Soustraction des pions.

Lors d'une collision p-$\bar{p}$, beaucoup de pions de faible énergie sont émis. Les pions chargés ont leur impulsion mesurée par le détecteur central et il est en principe possible de retrancher leur énergie.
La soustraction des neutres est plus délicate. Pour l'effectuer, on s'est appuyé sur le fait qu'en moyenne 0.2 GeV d'énergie transverse sont déposés par unité de rapidité. Notons qu'une signature de particule neutre pourrait peut-être être donnée par une mauvaise cohérence entre les 4 énergies mesurées par chacun des PM d'un même segment.

13.3.4 *Les résultats.*

Les corrections décrites ci-dessus ont été faites pour tous les candidats bosons intermédiaires se décomposant en électron(s). Après ces corrections, la valeur moyenne des masses des paires $e^+ \cdot e^-$ pour les 4 événements observés est de 95.1 ± 1.6 GeV/c² et la dispersion des données (3%) est compatible avec les incertitudes expérimentales. De plus, en ajustant une Breit-Wigner élargie par la résolution du calorimètre électromagnétique bien représentée par une gaussienne, on obtient une estimation de la masse et de la largeur du Z^0. La valeur de la masse ainsi obtenue est:

$$M_{Z^0} = 95.6 \pm 1.4 \text{ GeV}.$$

L'erreur inclut les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques venant des variations de réponse d'une cellule à l'autre. Cette mesure peut être affectée par une erreur sur l'échelle d'énergie absolue, de 3% qui affecterait de la même manière, l'estimation de la masse du $W^{\pm}$. Ces nombres n'incluent pas les corrections radiatives. Cette dernière valeur de la masse est à comparer à la prédiction du "modèle standard", $M_{Z^0} = 93.8 \pm 2.0$ GeV/c² (corrections radiatives incluses [84]).

La largeur obtenue par la même méthode est $\Gamma_{Z^0} = 1.8\ \mathrm{GeV/c^2}$, c'est-à-dire $\Gamma_{Z^0} < 8.5\ \mathrm{GeV/c^2}$ avec un niveau de confiance de 90% et $11.5\ \mathrm{GeV/c^2}$ avec un niveau de confiance de 95%. *Ainsi pour la première fois, apparaît un indice d'une largeur non nulle.* Cette largeur peut être comparée à la valeur prédite par le "modèle standard", $\Gamma_{Z^0} = 3.1\ \mathrm{GeV/c^2}$, si seulement trois "générations" de fermions sont cinématiquement accessibles; si la masse du top est $M_t > 40\ \mathrm{GeV/c^2}$, on s'attend à $\Gamma_{Z^0} = 2.84\ \mathrm{GeV/c^2}$, car alors la désintégration $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ est cinématiquement interdite.

13.3.5 *Étude d' un événement Z^0 ayant un comportement étrange*

Dans l' événement 6059,1010 qui est un candidat Z^0, à la trace de 9 GeV d' impulsion dans le détecteur central, correspond une énergie de 48 GeV déposée dans un module de calorimètre. De plus, cette trace a un caractère électromagnétique car pratiquement toute l' énergie a été déposée dans le calorimètre électromagnétique. L' impulsion d' une trace de $9\ \mathrm{GeV/c^2}$ est bien mesurée par le détecteur central, et la mesure de l' impulsion et de l' énergie sont incompatibles à 6.4 écarts standards. Cet événement n' est pas le seul observé, et nous sommes amenés à nous interroger sur sa nature. En effet, si cet écart entre l' impulsion et l' énergie est interprété comme étant dû à l' émision d' un photon de freinage par un des deux électrons, la probabilité pour qu' il se produise est de l' ordre de 1 à 2 % [86]. En comptant le nombre de Z^0 détectés par UA1 et UA2 et en comptant le nombre de fois où un tel phénomène s' est produit, la probabilité pour qu' une telle interprétation soit correcte est inférieure à 10^{-3}. Les causes expérimentales semblant exclues [81], différentes explications théoriques de la production de tels événements ont été avancées, mais aucune d' entre elle n' étant vraiment satisfaisante, seule une augmentation de la statistique pourrait permettre de clarifier la nature de ces événements.

13.4 *LA PHÉNOMÉNOLOGIE DU* $W^{\pm}$.

13.4.1 *La mise en évidence du* $W^{\pm}$.

La mise en évidence du $W^{\pm}$ se fait soit en suivant la "route électron" décrite dans le paragraphe 13.1.2, soit en suivant la "route neutrino" décrite dans le paragraphe 13.1.3. On s' aperçoit qu' en utilisant ces deux algorithmes de recherche des $W^{\pm}$, on retombe sur le même ensemble de candidats $W^{\pm}$. Toutefois, la "route neutrino" n' est qu' une vérification de l' algorithme de recherche des $W^{\pm}$, car les critères concernant la trace chargée associée sont assez contraignants et se rapprochent de ceux de la route "électron".

13.4.2 *Comment on mesure la masse du* $W^{\pm}$.

La mesure de la masse du $W^{\pm}$ devrait s' effectuer en mesurant la masse invariante de la paire $e^{\pm}\cdot(\bar{\nu}_e)$. D' une part, on ne peut mesurer que l' énergie transverse du neutrino, et d' autre part, cette mesure est imprécise (§ 13.1.3). On est donc amené à trouver d' autres variables expérimentales du sytème $e^{\pm}\cdot(\bar{\nu}_e)$. On peut alors étudier:

(i) Soit la *distribution en énergie transverse* de l' électron produit. Cette méthode consiste en la recherche du *pic du jacobien.* En effet, on montre (§ 13.4.3), que lorsqu' une particule au repos de masse M se désintègre en 2 corps, si l' on effectue une distribution en impulsion transverse d' une des 2 particules produites, il apparaît un pic pour $P_\perp = \frac{1}{2} M_W$. Lorsqu' on effectuera une distribution en impulsion transverse des électrons "candidats $W^{\pm}$", si un pic apparaît pour $P_\perp = \frac{1}{2} M_W$, nous aurons une preuve supplémentaire que *ces électrons proviennent de la désintégration en 2 corps, d' une particule de masse égale à la masse du* $W^{\pm}$.

(ii) Soit considérer la *masse transverse* du système électron-neutrino: on introduit une nouvelle notion de masse invariante du système $e^{\pm}\cdot(\bar{\nu})$ en ne considérant que les composantes transverses de l' énergie et de l' impulsion.

Cette mesure est relativement délicate, car pour chacune des deux méthodes employées, des difficultés apparaissent.

13.4.3 *Le pic du Jacobien*

13.4.3.1 Rappels mathématiques.

La distribution du lepton chargé issu de la désintégration d' un $W^{\pm}$ n' est pas isotrope, car cette particule a un spin. En effet, à cause de la structure $V-A$ de l' interaction par échange de courants chargés, un fermion avec une hélicité -1 interagit avec un fermion d' hélicité $+1$. Par conséquent, le W produit sera complètement polarisé dans la

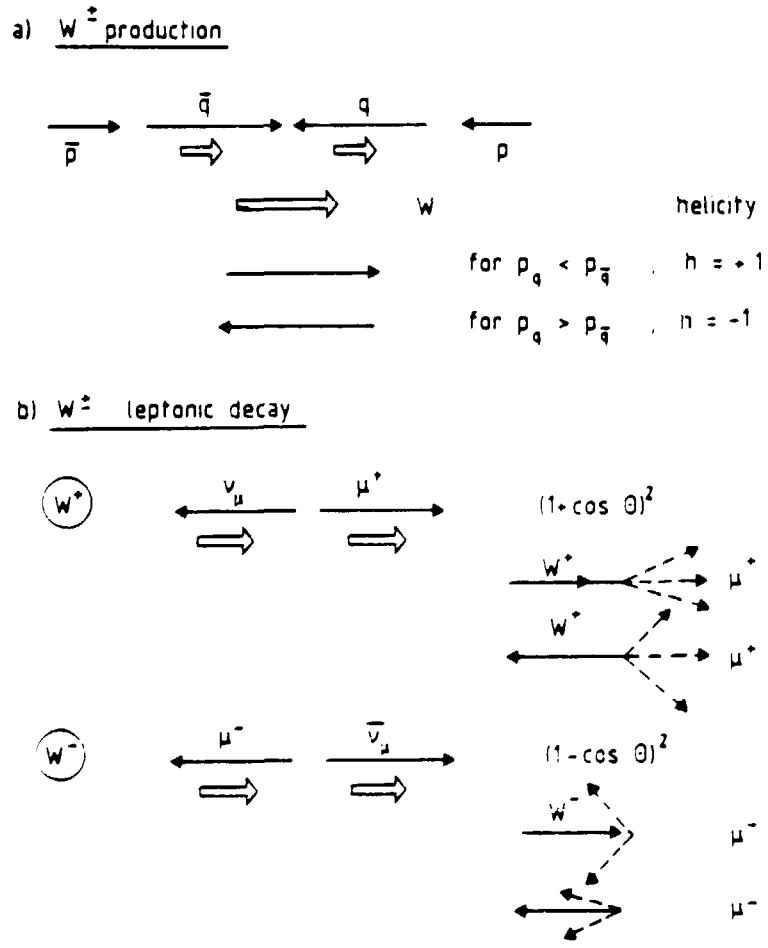


Figure 66: La polarisation du $W^{\pm}$.

direction des antiprotons (fig 66).

Comme le spin du W est dans la même direction que l'antiproton incident, les électrons e^- sont émis préférentiellement dans la direction du proton, et les positons e^+ dans la direction des antiprotons. Dans ces conditions, si θ est l'angle d'émission de l'antilepton par rapport au spin du W dans son référentiel au repos, on obtient la distribution angulaire suivante (fig 66):

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}(1 + \cos\theta)^2$$

Exprimons maintenant la distribution en impulsion transverse de l'électron émis, dans le référentiel du W au repos.

On a: $P_\perp = \frac{1}{2} M_W \cdot \sin\theta,$

d'où:
$$\frac{dN}{dP_\perp} = \frac{d\cos\theta}{dP_\perp} \times \frac{dN}{d\cos\theta}$$

$$= \frac{4 \cdot P_\perp}{M_W^2} \times \frac{1}{\sqrt{1 - (2P_\perp/M_W)^2}} \times \frac{dN}{d\cos\theta}$$

En conclusion, lorsqu'on exprime la distribution en impulsion transverse, il apparaît une singularité[42] à $\theta = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire $P_\perp = \frac{1}{2} M_W$. En fait, les choses sont plus compliquées, car le $W^\pm$ n'est pas au repos dans le laboratoire.

13.4.3.2 Mesure de la masse du $W^\pm$ par recherche du pic du Jacobien

La distribution de l'énergie transverse obtenue pour chacun des événements candidats $W^\pm \to e^\pm(\nu_e)$ produits en 1983, est représentée dans la figure 67. Il apparaît un pic aux alentours de 37.5 GeV qui semble confirmer l'interprétation d'un électron émis à partir du processus $W^\pm \to e^\pm(\nu_e)$.

En ce qui concerne la mesure de la masse du $W^\pm$ à partir du pic du Jacobien, nous devons tenir compte du fait que le $W^\pm$ obtenu n'est pas totalement au repos. Ce $W^\pm$ est obtenu à la suite d'une interaction parton-antiparton, et ceux-ci peuvent avoir une

---

42 Cette singularité est d'ordre purement mathématique: on effectue un changement de variable $\theta \to P_\perp$ et le jacobien de ce changement de variable s'annule pour $\theta = \pi/2$.

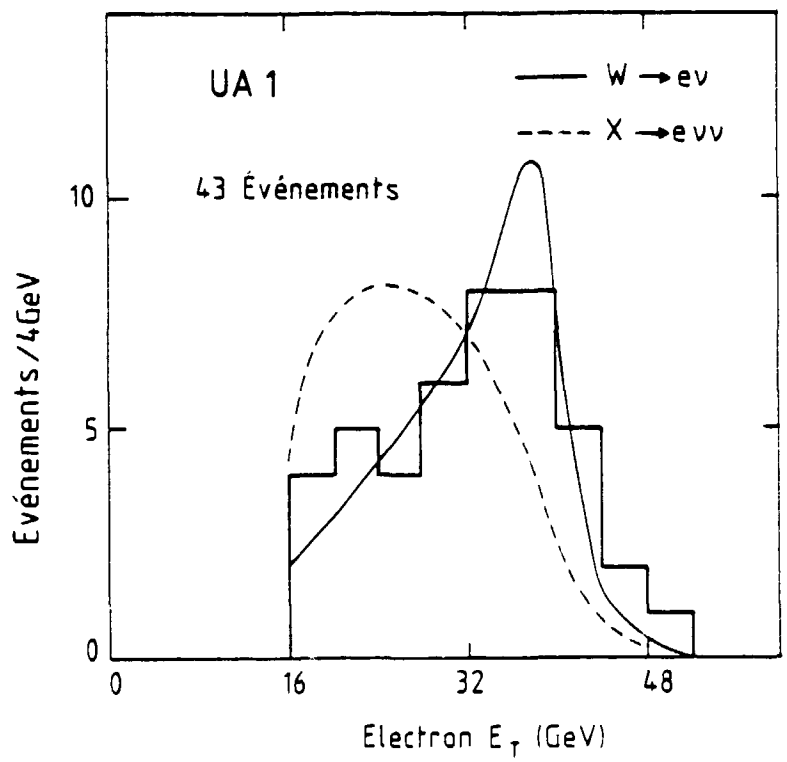


Figure 67: Énergie transverse des électrons.

impulsion transverse (§ 1.2.1). Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour estimer ce mouvement transverse, afin de pouvoir effectuer la correction "à la main". On peut procéder soit:

(i) En calculant à partir des lois de QCD, le mouvement interne des partons en fonction de l'énergie [91].

(ii) En extrapolant le processus Drell-Yan (§ 1.2.1), en sachant que l'impulsion transverse des paires $e^+ \cdot e^-$ et $\mu^+ \cdot \mu^-$ croît avec leur masse invariante.

Cette impulsion transverse moyenne peut être estimée à 6 GeV environ. Cette valeur restant *nettement inférieure* à l'estimation théorique de la masse du $W^{\pm}$, le pic du Jacobien ne devrait pas être trop "délavé". Après avoir effectué ces corrections, l'on obtient:

$$M_W = 80.5 \pm 0.5 \text{ GeV}.$$

13.4.4 *La masse transverse du* $W^{\pm}$ [*90*].

13.4.4.1 Rappels mathémathiques.

Afin de pouvoir mesurer la masse du $W^{\pm}$ se désintégrant dans le mode $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}(\bar{\nu}_e)$, nous allons introduire la notion de masse transverse. Soient $E_{\perp_1}$ et $P_{\perp_1}$ les énergie et impulsion transverses respectives de l' électron, et soient $E_{\perp_2}$ et $P_{\perp_2}$ les mêmes quantités respectives concernant le neutrino. On appelle masse transverse la quantité:

$$m_{\perp}^2 = (E_{\perp_1} + E_{\perp_2})^2 - (P_{\perp_1} + P_{\perp_2})^2$$

On démontre facilement que $m_{\perp} \leq m$ (annexe K).
Il s' agit donc de déterminer avec précision, *la limite supérieure de la masse transverse.*

13.4.4.2 Mesure de la masse transverse des systèmes *e*-ν

Dans la figure 68, nous avons représenté la distribution en masse transverse pour tous les $W^{\pm}$ se désintégrant en électrons mis en évidence en 1983. À partir de cette distribution, on en déduit la valeur suivante pour la masse du $W^{\pm}$:

$$M_W = 80{,}3 \ {}^{+0{,}4}_{-1{,}3} \ \text{GeV}$$

L' avantage de cette méthode est que le *résultat obtenu ne dépend que très faiblement de l' impulsion transverse du W* (si l' on suppose que celle-ci est faible par rapport à la masse du $W^{\pm}$) et faiblement de la distribution du lepton chargé issu de la désintégration du $W^{\pm}$ (en $(1+\cos\theta)^2$). Il existe cependant un inconvénient: la mesure de la masse transverse peut être affectée par des erreurs expérimentales cumulées sur les énergies et

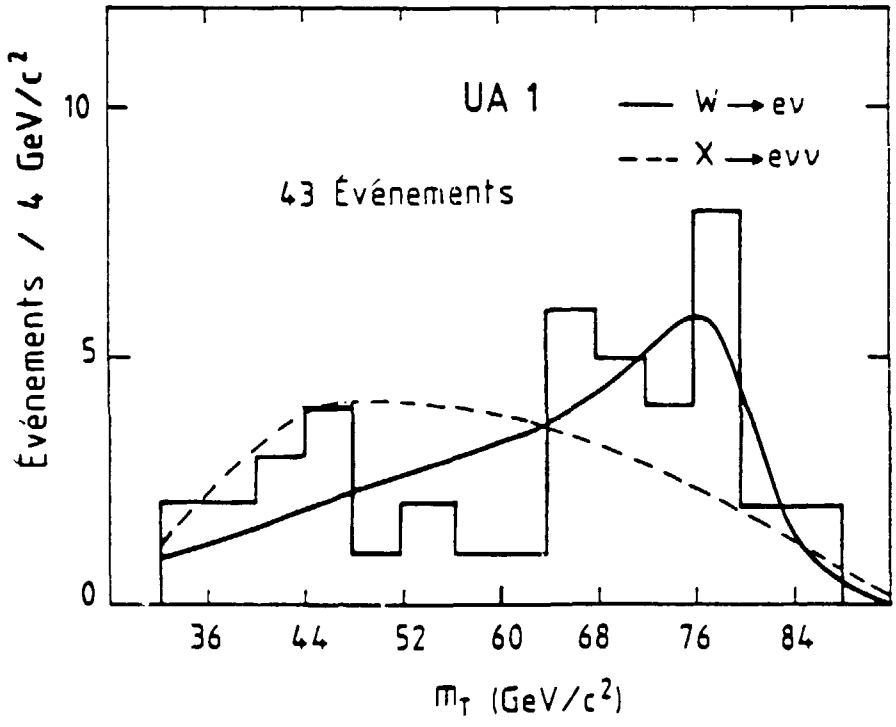


Figure 68. Distribution de la masse transverse obtenue à partir des vecteurs énergie transverse mesurés pour l'électron et pour le neutrino.

impulsions transverses de l' électron et du neutrino; en outre la partie inférieure de la distribution en masse transverse peut être légèrement affectée par la désintégration $W^{\pm} \rightarrow \tau^{\pm}(\bar{\nu}_{\tau})$ ou par les autres sources éventuelles de fond.

Afin de tenter de rejeter les événements où *des* τ *parasites* auraient été produits, on ne sélectionne que les événements où les énergies transverses respectives de l' électron et du neutrino sont supérieures à 30 GeV. Dans la figure 69 est représentée la distribution en masse transverse des événements satisfaisant à ces coupures. On obtient à partir de cette distribution:

$$M_W = 80{,}9 \begin{matrix} +0{,}6 \\ -1{,}4 \end{matrix} \text{ GeV} \quad \text{et} \quad \Gamma_W < 7 \text{ GeV} \ (95\% \text{ de confiance}).$$

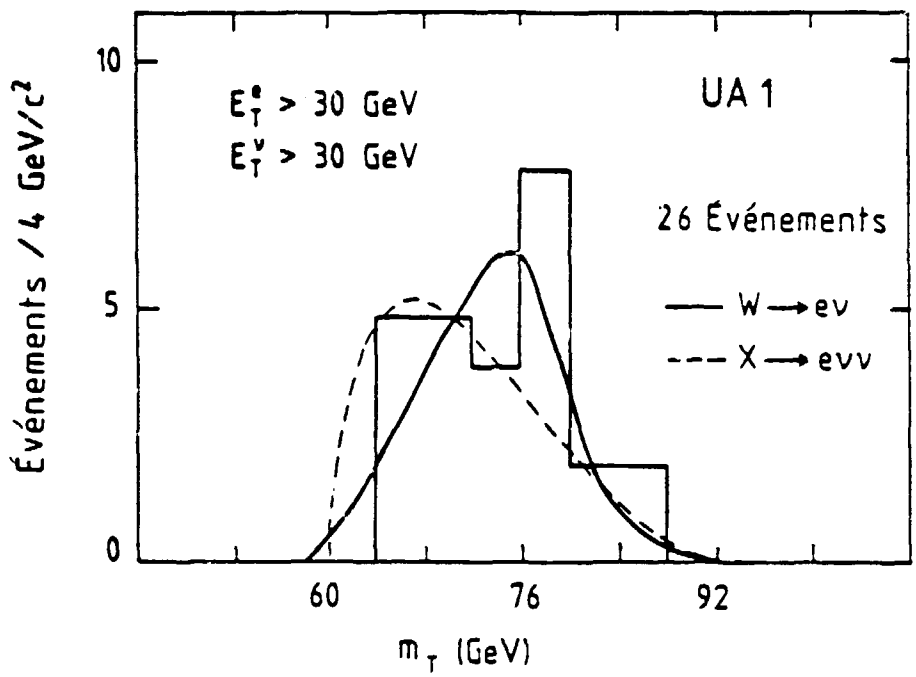


Figure 69: Distribution de la masse transverse obtenue à partir des vecteurs énergie transverse mesurés pour l'électron et pour le neutrino. Le module de ces énergies transverses est supérieur à 30 GeV.

13.4.5 *Conclusions concernant la masse du* $W^{\pm}$.

Les trois approches donnent des résultats très semblables, mais il est préférable de retenir ce dernier résultat qui, bien que les erreurs expérimentales soient plus grandes que pour les deux autres approches, semble le moins affecté par les erreurs systématiques. Ce résultat peut être comparé aux prédictions du modèle standard:

$$M_W = 83.0 \pm 2.4 \text{ GeV/c}^2 \text{ et } \Gamma = 3.0 \text{ GeV/c}^2.$$

13.4.6 *Corollaire de l' étude des* $W^{\pm}$*: test des calibrations absolues.*

Pour tester la mesure de la puissance effective de la nouvelle source effectuée en juin 1983, nous pouvons comparer le pic en énergie transverse des électrons obtenu avec les $W^{\pm}$ de 1982, avec la même quantité obtenue en 1983. Ces mesures sont purement expérimentales. En décembre 1982, le pic était situé à 37 ± 5 GeV (mesuré pour 6 événements). En 1983, le pic est situé à 37.5 ± 1 GeV. Cette étude nous donne une cohérence entre la mesure de la puissance effective de la nouvelle source et de l' ancienne à mieux que 5 %. On constate que les meilleurs tests concernant ce point, restent encore la mesure aux électrons, et la comparaison de deux calibrations au cobalt (chap 6 et 7).

13.5 *MESURE DES COEFFICIENTS TESTANT LE MODÈLE* $SU(2)_L \times U(1)$.

La mesure de la masse du $W^{\pm}$ nous donne directement une mesure de l' angle de Weinberg $\sin^2\theta_W$ (chap 1) à partir de la formule suivante:

$$M_W = \frac{38.5}{\sin^2\theta_W} \quad (\mathrm{GeV/c^2})$$

D' où l' on obtient à partir de la masse du $W^{\pm}$, la valeur de θ_W suivante:

$$\sin^2\theta_W = 0.226 \pm 0.008_{stat} + 0.014_{syst}$$

Cette valeur trouvée est compatible avec les mesures expérimentales de $\sin^2\theta_W$ effectuées dans les expériences ν-e, ν-μ et e^+-e^-. Ces mesures corrigées du facteur d' échelle, donnent $\sin^2\theta_W = 0.217 \pm 0.010$ (§ 1.1.2).

La mesure du coefficient ρ, défini par: $\rho = \dfrac{M_W^2}{M_{Z^0}^2 \cdot \cos^2\theta_W}$

nous donne: $\rho = 0.926 \pm 0.038_{stat} \pm 0.016_{syst}$

Le modèle standard simple prévoit $\rho = 1$. Dans la limite des incertitudes expérimentales, la valeur mesurée de ρ ($0.87 < \rho < 0.98$) *est donc compatible avec le modèle standard.*

CONCLUSION

La calibration au moyen d' une source de ^{60}Co du détecteur qui a permis la mise en évidence des bosons intermédiaires montre une résolution de l' appareillage d' environ 3% sur la mesure de l' énergie. Cette valeur est supérieure à la limite théorique intrinsèque du calorimètre qui est de l' ordre de 1.5%. Les erreurs systématiques ne sont donc pas encore toutes maîtrisées, et il est peu probable qu' elles soient réduites dans le futur. La vérification détaillée du modèle de Weinberg-Salam s' appuie sur des mesures précises ($\leq$ 1%) de la masse du $W^{\pm}$ et du Z^0: on voit qu' il y a donc encore place pour des expériences de précision sur la masse du $W^{\pm}$ et du Z^0.

(...) Le second (précepte), (était) de diviser chacune des difficuités que j' examinerais en autant de parcelles qu' il se pourrait et qu' il serait requis pour les mieux résoudre.

René Descartes (Le discours de la méthode)

Partie V :
Annexes et références.

Annexe A

LA LONGEUR D' ATTÉNUATION OPTIMALE DU SCINTILLATEUR.

Nous reprenons le cas idéalisé du paragraphe 4.2.4.2. Nous avons vu que si x est la coordonnée de la particule incidente, si λ est la longueur d' atténuation du scintillateur et si q_1 et q_2 sont les charges respectives mesurées par les PM, on a:

$$x = \frac{\lambda}{2} \ln \frac{q_2 \cdot q_{01}}{q_1 \cdot q_{02}}$$

Évaluons en fonction de λ, la précision relative dx/x où x est une fonction $X(q_1,q_2)$ de q_1 et de q_2.

On écrit que: $$dx = \frac{\partial X}{\partial q_1} \cdot dq_1 + \frac{\partial X}{\partial q_2} \cdot dq_2$$

Les variables q_1 et q_2 sont indépendantes. On peut alors facilement prouver que l' incertitude δx de la mesure de x peut se mettre sous la forme:

$$\delta x^2 = \frac{\lambda^2}{4} \left[\left(\frac{\delta q_1}{q_1} \right)^2 + \left(\frac{\delta q_2}{q_2} \right)^2 \right]$$

La précision sur q_i est liée au nombre de photoélectrons "vus" par le PM n° i. Pour une particule incidente au milieu de la barre de scintillateur, supposons que N photoélectrons soient vus par chacun des PM. Si la particule est incidente en un point x différent de l' origine, le PM n° *1* "verra" $N_1 = N \cdot e^{-x/\lambda}$ photoélectrons, et le PM n° *2* "verra" $N_2 = N \cdot e^{x/\lambda}$ photoélectrons. L' incertitude $\delta q_i/q_i$ liée à la photostatistique vaut $\delta q_i/q_i = N_i^{-1/2}$. En conséquence, δx^2 vaut:

$$\delta x^2 = \frac{\lambda^2}{2 \cdot N} \operatorname{ch} \frac{x}{\lambda}$$

On veut minimiser la moyenne quadratique des incertitudes δx où $x \in [0,L]$ où L est la demi-longueur de la barre de scintillateur.

On a: $$\int_0^L \delta x^2 \cdot dx = \frac{\lambda^3}{2 \cdot N} \cdot \operatorname{sh} \frac{L}{\lambda}$$

Si N_0 le nombre de photoélectrons émis par le scintillateur, le nombre N de photoélectrons vus après atténuation d' une demi-largeur de scintillateur vaut:

$$N = N_0 \cdot e^{-L/\lambda}.$$

d'où: $$\int_0^L \delta x^2 \cdot dx = \frac{\lambda^3}{4 \cdot N_0} (e^{2 \cdot L/\lambda} - 1)$$

Si l' on pose $\xi = L/\lambda$, on peut aisément montrer que le minimum est atteint pour la valeur ξ solution de l' équation:

$$e^{2 \cdot \xi} - 1 = \frac{2 \cdot \xi}{3} \times e^{2 \cdot \xi}$$

On a donc $\xi = 0.88$.
On a $L \simeq 11.8$cm, la longueur d' atténuation idéale aurait été de 13.5 cm.

Annexe B

L' EFFET D' ANNEAU.

Nous allons étudier la variation du signal lumineux parvenant au PM, en fonction de la position en profondeur d' une source lumineuse dans un segment de gondole. Soient A et B deux points assez éloignés du talon de la gondole (fig 70) pour qu' un rayon lumineux émis à partir de ces points ne puisse pas atteindre le talon sans avoir fait au moins une réflexion. On peut admettre que, parmi les rayons lumineux émis, seuls atteindront le talon de la gondole ceux qui ont une incidence suffisamment rasante pour être réfléchis totalement. On peut admettre de plus, que la distribution de la lumière est isotrope.

Il a été établi [66], soit par mesure, soit par un calcul numérique, que le cône formé par la lumière parvenant au PM après avoir été réfléchie, sera plus étroit au point A qu' au point B. La différence de signal mesuré entre le point A et le point B sera $\Delta i/i = \Delta R/R$.
L' angle minimum correspondant est $(2\Delta R/R)^{1/2}$, la distance minimum correspondante étant $(2 \cdot \Delta R \cdot R)^{1/2}$. Numériquement on a:
$\Delta R_1 = 4.2$ cm; $\Delta R_2 = \Delta R_4 = 8.4$ cm; $\Delta R_3 = 12.6$ cm; en outre, $R \simeq 1.37$ m dans le premier segment.

On constate alors, en première approximation, que cette zone où la lumière ne subit pas obligatoirement de réflexion totale pour atteindre le PM correspond à peu près à la zone d' angle $\phi \leq 13.5°$ (talon de gondole) qui est non calibrée à cause des phénomènes de fuite de gerbe mal élucidés, ces fuites étant différentes suivant que ce talon de gondole est exposé au faisceau de photons γ de la source ou à un faisceau d' électrons.

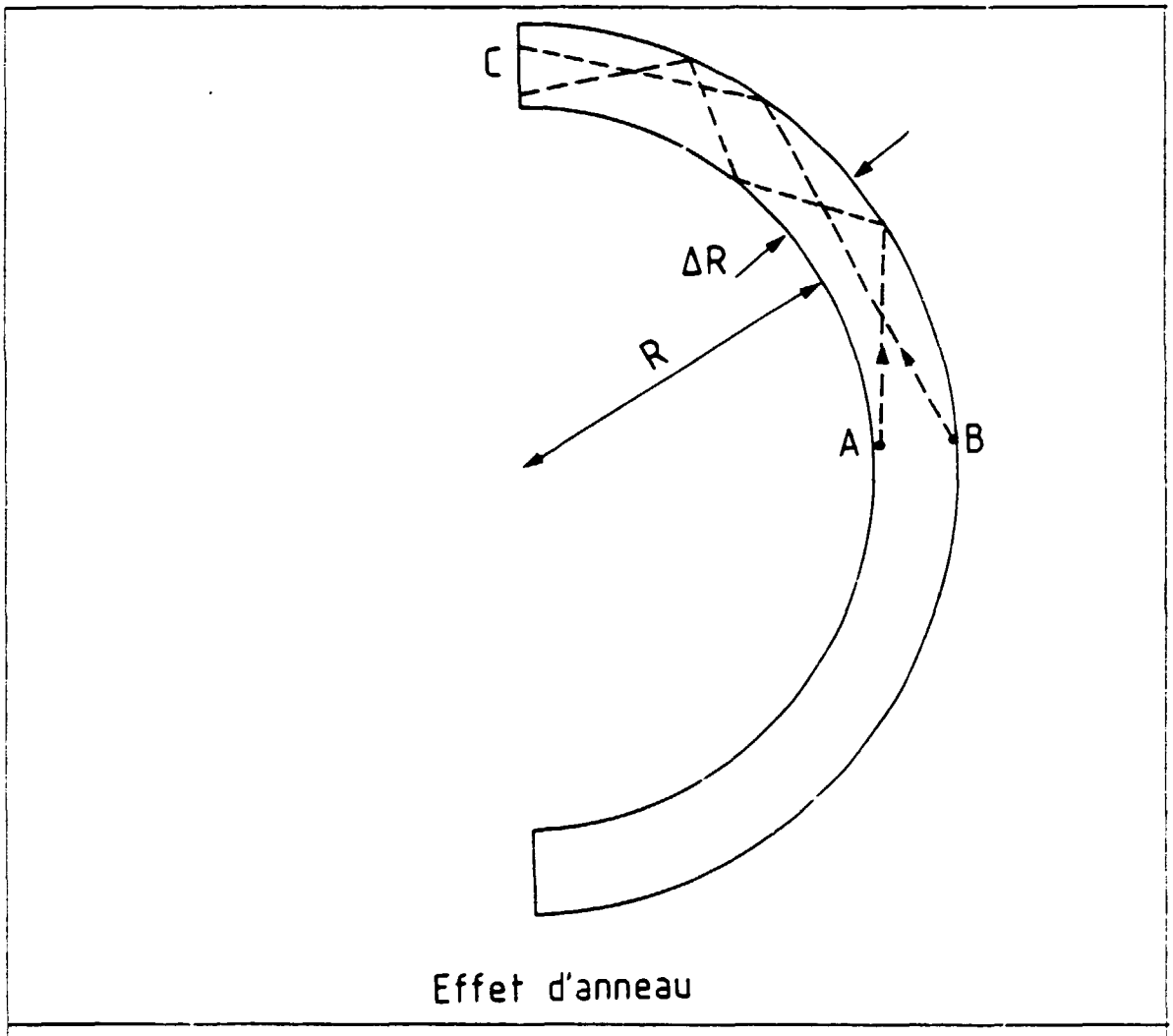


Figure 70: Principe de l' effet d' anneau.

Annexe C

LA MESURE DE L' ANGLE DE DÉFLEXION.

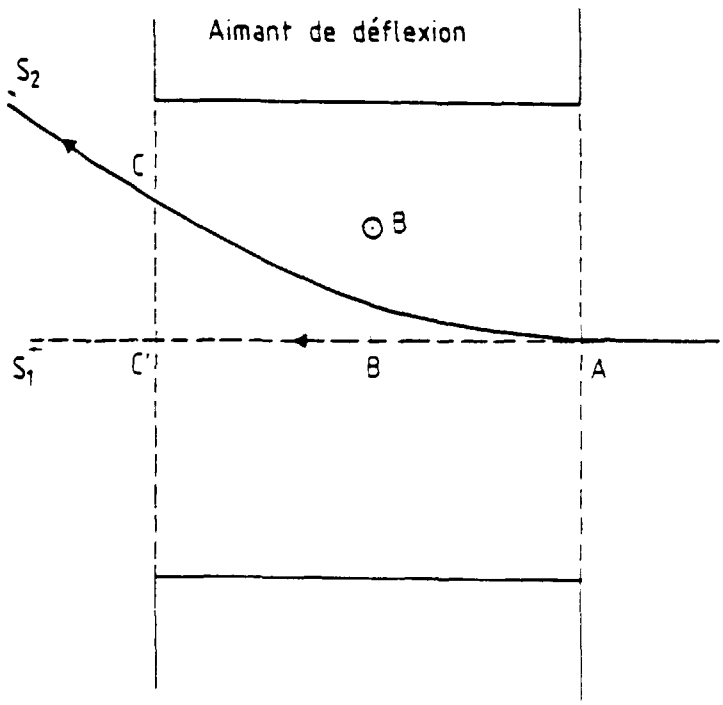


Figure 71: La mesure de l' angle de déflexion dans un champ magnétique.

Nous considérons un champ magnétique B uniforme et nous considérons une particule traversant ce champ magnétique.
Soit A le point d' entrée de la particule dans le champ et C son point de sortie (fig 71). Les points B et C' sont définis dans la figure 71. Soit α l' angle de déflexion de la particule. Nous allons montrer que pour α petit, $C'B \simeq \frac{1}{2} C'A$.

La trajectoire d' une particule chargée dans un champ magnétique est circulaire. Soit $O=(0,0)$ le centre du cercle considéré. Supposons que le point A ait pour coordonnées $(0,R)$, la point C aura pour coordonnées $(R\cdot\sin\alpha, R\cdot\cos\alpha)$. Le point B est l' intersection de la tangente en C au cercle, avec la droite d' équation $y = R$.
On prouve alors aisément que ce point B a pour coordonnées $(R\cdot(1-\cos\alpha)/\sin\alpha, R)$. Soit $\ell = AC'$ la profondeur de l' aimant. Nous voulons exprimer AB en fonction de ℓ. On a $\ell = R\cdot\sin\alpha$.

$$AB = \frac{R\cdot(1-\cos\alpha)}{\sin\alpha} = \frac{R}{2\cdot\cos^2\frac{\alpha}{2}}$$

L' écart entre $\cos^2\frac{\alpha}{2}$ et 1 est en α^2. Dans le cas présent, il est négligeable ($\alpha \approx 10^{-1}$ rad). En conséquence, la plus grosse d' erreur pourrait être engendrée par une non-uniformité du champ magnétique qui toutefois devrait présenter une symétrie par rapport au plan passant par B perpendiculaire au faisceau (L' aimant présente lui-même cette symétrie).

Annexe D

CONVERGENCE DE L' ALGORITHME DE RÉGLAGE DES HAUTES TENSIONS.

Nous ne noterons pas par la suite les indices *ij* correspondant au numéro de PM.

Faisons l' hypothèse que l' intensité i lue à la sortie du PM en fonction de la haute tension V d' alimentation, obéisse à la loi suivante:

$$i = k \cdot V^s \qquad (1)$$

Ce paramètre s que l' on appelle pente n' est pas connu a priori. Supposons que la vraie pente soit s, et que dans l' algorithme de réglage des hautes tensions, on ait pris la valeur s'.

Soient i_n le courant lu, et V_n la haute tension d' alimentation à l' étape n. Soit i le courant recherché. Dans ces conditions, la haute tension V_{n+1} calculée vaudra:

$$V_{n+1} = V_n \cdot (i/i_n)^{1/s'} \qquad (2)$$

Or d' après l' hypothèse (1), le courant i_{n+1} vaudra:

$$i_{n+1} = k \cdot V_{n+1}^s \qquad (3)$$

De même:

$$i_n = k \cdot V_n^s \qquad (4)$$

D' où:

$$\frac{i_{n+1}}{i_n} = \frac{V_{n+1}^s}{V_n^s} \qquad (5)$$

D' après les équations (2) et (5) on déduit alors que:

$$\frac{i_{n+1}}{i_n} = \frac{i}{i_n}^{s/s'} \qquad (6)$$

D'où: $$i_{n+1} = i^{s/s'} \cdot i_n^{(1-s/s')} \qquad (7)$$

Posons: $$u_n = \ln i_n.$$

D' apès l' équation (7) on obtient la relation de récurrence suivante:

$$u_{n+1} = (1 - \tfrac{s}{s'}) \cdot u_n + \tfrac{s}{s'} \cdot \ln i \qquad (8)$$

D' après la formule (8), u_{n+1} peut se mettre sous la forme:

$$u_{n+1} = f(u_n) \qquad (9)$$

où f(x) est défini par: $$f(x) = (1 - \tfrac{s}{s'}) \cdot x + \tfrac{s}{s'} \cdot \ln i \qquad (10)$$

D' après le théorème du point fixe, si l' application $x \to f(x)$ est de Lipschitz, alors la suite $(u_n)_{n \in \mathbb{N}}$ définie par $u_{n+1} = f(u_n)$ est convergente et converge vers la limite ℓ définie par $\ell = f(\ell)$.
Si $|f'(x)| < 1$, alors f est de Lipschitz. Cela sera vérifié en particulier si:

$$-1 < 1 - \tfrac{s}{s'} < 1 \qquad (11)$$

À partir de l' équation (11), si l' on fait l' hypothèse que s et s' sont positives, on en déduit que si:

$$s' > \tfrac{1}{2} s \qquad (12)$$

alors la suite u_n est convergente. La suite $(i_n)_{n \in \mathbb{N}}$ est définie par:

$$i_n = g(u_n) \quad \text{avec } g(x) = e^x. \qquad (13)$$

Or $x \to g(x)$ est une application continue, donc si la suite $(u_n)_{n \in \mathbb{N}}$ est convergente, la suite $(g(u_n))_{n \in \mathbb{N}}$ sera aussi convergente et convergera vers la limite $g(\ell)$.
La suite $(u_n)_{n \in \mathbb{N}}$ converge vers la limite ℓ définie par:

$$\ell = (1 - \tfrac{s}{s'}) \cdot \ell + \tfrac{s}{s'} \cdot \ln i \qquad (14)$$

D' où on en déduit que: $$\ell = \ln i \qquad (15)$$

La suite $(i_n)_{n\in\mathbb{N}}$ est définie par $i_n = \exp(u_n)$. L'image par une application continue d'une suite convergente est une suite convergente. En conséquence, la suite $(i_n)_{n\in\mathbb{N}}$ sera convergente et convergera bien vers la limite $g(\ell) = i$.

Comme la pente s est de l'ordre de 7 à 8, le problème de convergence ne devrait pas se poser. Ceci est effectivement vérifié[43].

43 On avait pris en septembre 1981 comme pente, une valeur de l'ordre de 4 à la suite de mauvaises mesures qui avaient été effectuées indépendamment, et on avait constaté une mauvaise convergence.

Annexe E

L' ALGORITHME DE RECHERCHE DES MILIEUX DE GONDOLE.

Nous décrivons l' algorithme qui donne les abscisse des milieux de gondole[44]. Les notations sont celles de la figure 39.

E.1 *RECHERCHE DES PICS* A *ET* F.

Tout d' abord, on doit être capable de reconnaître les pics A et F de manière certaine, des fluctuations des PM pouvant induire des faux pics. Pour chacun des PM n° j du segment n° *3*, on cherche les points A_{3j} et F_{3j} représentant chacun des deux pics. Cette identification se fait par recherche de maximum de la courbe de réponse $Q_{3j}(x)$ en fonction de l' abscisse x de la source. De plus, pour les bords de gondole correspondant à un bord de C, on cherchera à identifier les doubles pics éventuels afin de ne retenir que le pic interne.

On regarde ensuite si les 4 valeurs A_{3j} sont cohérentes. Pour chacun des 4 PM du segment n° *3*, on cherche l' ensemble des PM dont l' abscisse du pic diffère de l' abscisse du pic considéré de moins de 5 mm. Pour chacun des 4 PM, nous avons donc *un ensemble de pics correspondants.* On retient alors le PM dont l' ensemble de correspondance est le plus grand, et on admet alors que l' abscisse nominale du pic vaut la moyenne des abscisses trouvées, pour cet ensemble. L' abscisse des pics des PM non retenus sera alors fixée à sa valeur nominale. Pour illustrer notre propos, supposons que l' ensemble retenu contienne 3 PM et que seule l' abscisse A_{3j_4} d' un PM diffère de la valeur nominale de plus de 5 mm. Dans ce cas, l' algorithme de recherche du quatrième pic A_{3j_4} a probablement échoué, et on admettra que le pic A_{3j_4} a en fait pour abscisse:

---

44 L' analyse en ligne qui donne les milieux de gondole et même les constantes de calibration ne peut en aucun cas être suffisante. D' une part, le programme utilisé pratique des résolutions de systèmes linéaires et ne peut donner de très bons resultats que si les nombres 'REAL' de PASCAL ont un nombre suffisant de bits. Nous avons donc dû recommencer l' analyse sur une plus grosse machine que la NORD-100. D' autre part, la calibration absolue ne peut se faire qu' après l'acquisition de toutes les données en balayage horizontal. On ne peut donc se satisfaire du programme d' analyse en ligne.

$$A_{3j_4} = \tfrac{1}{3}(A_{3j_1} + A_{3j_2} + A_{3j_3})$$

On a alors très probablement une très bonne approximation quant à la vraie position du point A.
La reconnaissance du pic F s' effectue de façon identique.

Le même processus est alors recommencé pour les 4 PM du segment n° *4*. Il est beaucoup plus délicat car de grosses fluctuations peuvent apparaître. Comme grâce aux 4 PM du segment n° *3* on avait déjà une très bonne approximation de la position des points A et F, on ramènera à leur valeur nominale toutes les abscisses qui en diffèrent de plus de 5 mm.

E.2 *RECHERCHE DES POINTS DE RUPTURE DE PENTE B ET E.*

Lorsque les pics A_{ij} et F_{ij} ont été repérés, on commence alors le calcul des ruptures de pente. On constate sur la figure 39, que l' atténuation du signal dans le scintillateur au voisinage du milieu de la gondole devient parfois importante. Cette région CD sera ignorée par la suite car elle risquera de perturber les lissages effectués.
De part et d' autre de cette région centrale, l' atténuation du signal dans le scintillateur est exponentielle. Cela est particulièrement bien vérifié pour les points compris entre 20 mm et 80 mm du milieu. Le milieu M' ayant été précédemment défini comme étant le milieu du segment AF, on définit alors le point B_1 comme étant le point d' abscisse $x_m - 80$ mm, ainsi que le point C_1 comme étant le point d' abscisse $x_m - 20$ mm.
La courbe (1) est alors définie comme étant le polynôme de degré $n = 3$ qui lisse au sens des moindres carrés le logarithme des signaux mesurés ($\ln Q_i(x)$) en tous les points compris entre B_1 et C_1.

On définit ensuite la courbe (2) qui est la "face interne" du pic A. Plus précisément, on repère parmi les points de mesure compris entre A et B, les points où la pente $|Q'_{ij}(x)|$ est suffisamment forte, c'est-à-dire où:

$$|Q'_{ij}(x)| > \tfrac{1}{2} \sup_{x \in AB} |Q'_{ij}(x)| \quad (\text{fig } 39)$$

Ces points sont lissés en logarithme par une parabole. Remarquons que nous retiendrons toujours 3 points au minimum, même s' ils n' ont aucune signification réelle dans des cas "pathologiques", ceci afin d' éviter une sortie fautive du programme.

Ensuite, on définit B_{ij} comme étant l'intersection de la courbe (1) avec la courbe (2), calculée par la méthode de Newton [68]. On postule alors que B_{ij} est le point de rupture de pente.
On suit exactement la même procédure pour la détermination du point E_{ij}.
Afin d'éliminer les résultats fantaisistes, les points B_{ij} et E_{ij} ne seront pris en compte que s'ils sont à 105 ± 15 mm du milieu nominal.

E.3 *DÉTERMINATION DU MILIEU* M.

Ces points B_{ij} et E_{ij} étant définis, on fait alors l'hypothèse que le milieu M_{ij} donné par le PM n° *j* du segment n° *i* est le milieu du segment $B_{ij}E_{ij}$. Ce processus est répété pour les 8 PM des segments n° *3* et *4*.

L'expression du résultat final est donnée par la moyenne et l'écart-type ainsi que le nombre de PM retenus pour le calcul de l'abscisse du point *M*, soit parmi les 4 PM du segment n° *3*, soit parmi les 8 PM des segments n° *3* et *4*.

Cette méthode est itérative, car le choix des points B_1 et C_1 (resp E_1 et D_1) dépend directement de la valeur de l'abscisse du point *M*. On est donc être amené à procéder en deux étapes.

Annexe F

L' INCERTITUDE LIÉE À LA PHOTOSTATISTIQUE LORS DE LA CALIBRATION AVEC LA SOURCE.

Nous allons tout d' abord rappeler les équations simplifiées décrivant le picoampèremètre (fig 27). Considérons une source de courant i. Le signal V lu à la sortie du picoampèremètre obéit à la loi:

$$\frac{dV}{dt} + \frac{1}{R \cdot C} \cdot V = \frac{1}{C} \cdot i(t) \qquad (1)$$

Posons $\tau = R \cdot C$: τ est la constante de temps du picoampèremètre.
On peut alors aisément montrer que la solution permanente de cette équation différentielle peut s' écrire:

$$V(t) = \frac{1}{C} \int_0^{\infty} e^{-u/\tau} \cdot i(t-u) \cdot du \qquad (2)$$

Si i_0 est le courant moyen reçu au cours du temps, la tension V_0 moyenne mesurée vaut:

$$V_0 = R \cdot I_0 \qquad (3)$$

Les équations (2) et (3) signifient que le circuit moyenne pendant "τ secondes" le signal reçu.

Considérons l' expression:

$$\frac{\tau}{2} = \int_0^{\infty} e^{-2u/\tau} \cdot du \qquad (4)$$

Soit $\varepsilon > 0$. On peut démontrer que $\exists H > 0$ tel que

$\forall\, h < H$ et $\forall\, \theta_n \in [nh,(n+1)h]$, on a:

$$\left| h \sum_{n \in \mathbb{N}} e^{-2\theta n/\tau} - \int_0^{\infty} e^{-2u/\tau} \cdot du \right| \leq \varepsilon \cdot n \cdot P \cdot \tau^2 \qquad (5)$$

Appliquons le théorème de la moyenne.

$\forall\, n \in \mathbb{N}, \exists\, \theta_n \in [nh,(n+1)h]$ tel que:

$$\int_{nh}^{(n+1)h} e^{-u/\tau} \cdot i(t-u) \cdot du = e^{-\theta n/\tau} \times \int_{nh}^{(n+1)h} i(t-u)\, du \qquad (6)$$

Posons: $$q_n = \int_{nh}^{(n+1)h} i(t-u) \cdot du \qquad (7)$$

$V(t)$ peut donc se mettre sous la forme:

$$V(t) = \sum_{n \in \mathbb{N}} k \cdot e^{-\theta n/\tau}\, q_n \qquad (8)$$

La quantité q_n représente la charge émise entre l'instant $t-nh$ et $t-(n+1)h$. Les grandeurs q_n sont décorrélées. L'incertitude statistique δV sur la mesure de V vaudra donc:

$$\delta V^2 = \sum_{n \in \mathbb{N}} k^2 \cdot e^{-2\theta n/\tau} \cdot \delta q_n^2 \qquad (9)$$

Soit δq la moyenne des quantités δq_n au cours du temps.

On a: $$\frac{\delta q^2}{q^2} = \frac{1}{\sqrt{N}} \qquad (10)$$

où N est le nombre moyen de photoélectrons déposés pendant ce laps de temps h. Soit P la puissance effective de la source et soit n le nombre de photoélectrons vus pour 1 GeV déposé. On a $N = n \cdot D \cdot h$. En outre si i_0 est le courant moyen déposé au cours du temps, on a: $q = i_0 \cdot h$.

On obtient donc: $$\delta q^2 = \frac{i_0^2 \cdot h}{n \cdot P} \qquad (11)$$

On obtient donc:

$$\frac{\delta V^2}{V^2} = \frac{1}{n \cdot P \cdot \tau^2} \sum_{n \in \mathbb{N}} e^{-\theta n/\tau} \times h \tag{12}$$

D' après l' hypothèse (5), on a:

$$\left| \sum_{n \in \mathbb{N}} e^{-2\theta n/\tau} \cdot h - \int_0^\infty e^{-2u/\tau} \cdot du \right| \leq \varepsilon \cdot n \cdot P \cdot \tau^2. \tag{13}$$

On a donc: $\forall \varepsilon > 0$

$$\left| \frac{\delta V^2}{V^2} - \frac{1}{n \cdot P \cdot \tau^2} \cdot \int_0^\infty e^{-2u/\tau} \cdot du \right| \leq \varepsilon \tag{14}$$

c'est-à-dire:

$$\boxed{\frac{\delta V^2}{V^2} = \frac{1}{2 \cdot n \cdot P \cdot \tau}} \tag{15}$$

Annexe G

LES CALIBRATIONS DES GONDOLES DE TEST.

La calibration des gondoles de la zone d' expérience ("LSS5") est très indirecte et de nombreux facteurs d' erreur peuvent se glisser. Il a donc été jugé utile de disposer de 3 gondoles de test que l' on calibrera de la même manière que dans la zone d' expérience et que l' on soumettra ensuite à un faisceau d' électrons. On pourra ainsi vérifier nos calibrations et éventuellement les améliorer.

G.1 *DESCRIPTION DE L' INFRASTRUCTURE.*

Les trois gondoles de test sont fixées sur un bâti qui peut être déplacé à l' aide de trois moteurs (fig 72). Un moteur déplace le bâti longitudinalement suivant l' axe x, un autre suivant l' axe ϕ[45], un troisième modifie l' angle θ du faisceau avec le bâti. Ce troisième moteur permet d' étudier le comportement d' électrons non perpendiculaires aux gondoles, et ne sert pas pour les calibrations avec la source. Un encodage de la position de ces 3 moteurs est assuré par une courroie, ce qui permet de numériser leur position.

La source est fixée sur le bâti et ne peut se déplacer. Comme le moteur en ϕ ne balaie qu' un angle de 100° environ, pour que la source puisse balayer en ϕ toute la gondole, on est obligé de la déplacer "manuellement". Elle pourra être placée en deux positions différentes, une position basse où l' on calibre la moitié basse des gondoles, et une position haute où l' on calibre la moitié haute.

L' acquisition des données se fait avec un miniordinateur Hewlett-Packard. À chaque gondole est attaché un ADC de charge et un ADC de tension. Le système d' acquisition lit toujours tous les ADC, et par conséquent, un système de porte sera nécessaire, même pour acquérir des données ne concernant que les picoampèremètres. Ainsi, lorsqu' on veut mesurer un piédestal ou effectuer une mesure avec la source Cobalt, une porte artificielle est engendrée par l' horloge des LED, cette porte étant en anticoïncidence avec une bouffée éventuelle d' électrons.

---

45 Les systèmes de coordonnées utilisés sont les mêmes qu' à LSS5 (fig 36).

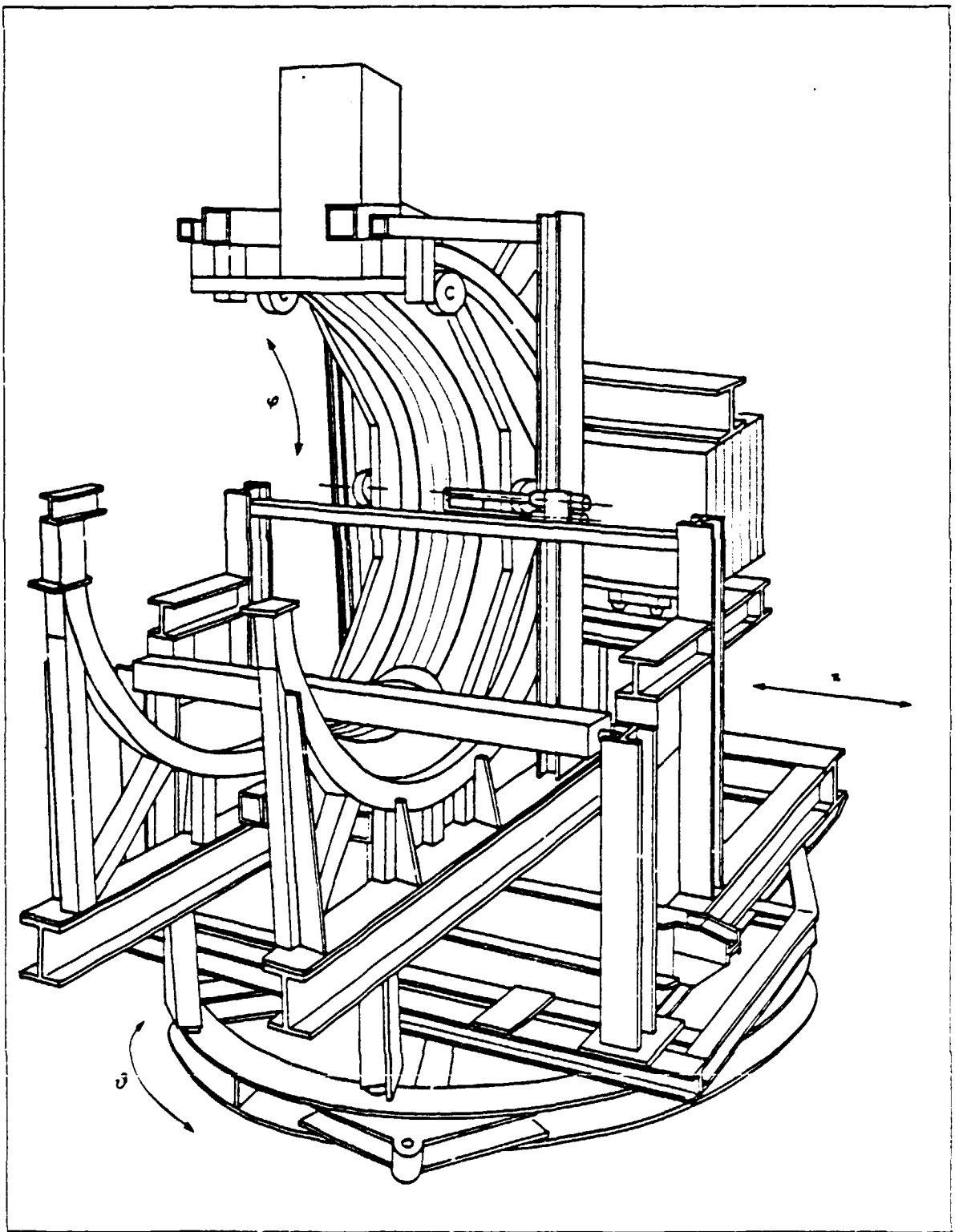


Figure 72: Les gondoles de la zone de test.

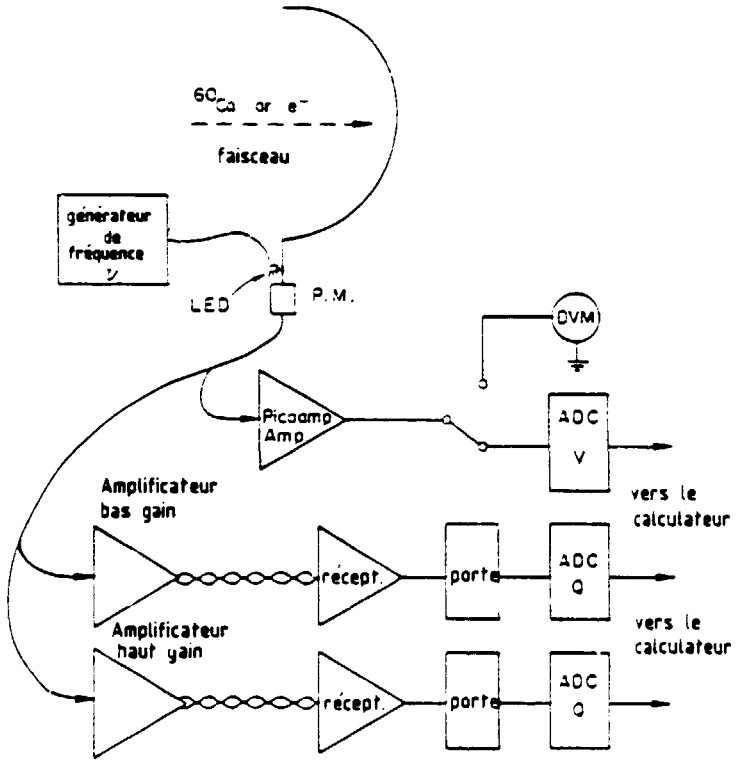


Figure 73: Schéma de l'électronique associée à un photomultiplicateur des gondoles de test.

G.2 *LE RÉGLAGE DES HAUTES TENSIONS D' ALIMENTATION DES PM.*

Les conditions de prise de données doivent être *les plus similaires possibles* avec celles de LSS5. Les points de référence (x_0,ϕ_0) attachés à chacun des PM sont les mêmes qu' à LSS5 (fig 36). De plus, bien que cela ne soit absolument pas nécessaire pour le déclenchement, on a réglé les hautes tensions afin d' avoir des $C_{i,j}(x_0,\phi_0)$ tous égaux et valant 55 MeV/canal d' ADC.

Le réglage des hautes tensions ressemble à celui fait à LSS5 sauf qu' ici, il s' effectue manuellement. La source est placée succesivement aux deux points de référence. Comme la mesure de la pente s n' est pas très aisée à faire manuellement, et que l' algorithme de réglage des hautes tensions converge quand même avec une pente légèrement fausse (cf annexe D), on a pris arbitrairement comme valeur $s = 7$ (§ 7.3).

G.3 *LA CALIBRATION LED.*

Il suffit de faire deux mesures pour obtenir tous les gains G_{ij}, chaque gondole disposant de deux ADC: un ADC de charge et un ADC de tension. La première mesure sera une mesure de piédestal, la deuxième sera une mesure faite avec les LED 'ON' avec une certaine fréquence ν (notons que nous utilisons la même horloge qu' à LSS5). On obtient alors directement 16 × 3 valeurs de G_{ij}. On peut aussi faire varier la fréquence afin d' obtenir la meilleure réponse possible des picoampèremètres, c'est-à-dire la plus proche possible du début de la saturation (chap 9).

G.4 *LA GÉOMÉTRIE DES GONDOLES DE TEST.*

La mesure de la position absolue des gondoles a été faite par des géomètres. La position relative a été déterminée par balayage horizontal avec la source Cobalt. Le principe de cette mesure est le même que pour les gondoles de la zone d' expérience. Toutefois se posent quelques problèmes qui n' existaient pas dans la zone d' expérience (LSS5).

En effet, d' une part la source ne peut "balayer" verticalement qu' une demi-gondole, et un raccord doit être fait entre entre la position basse et la position haute. Une zone de recouvrement existe entre ces deux positions et sert à repositionner une configuration de la source par rapport à l' autre. Dans cette zone de superposition, on effectue un balayage horizontal dans chacune des deux positions haute ou basse de la source.

D' autre part, l' encodeur du moteur longitudinal en x n' est pas fidèle: on assiste à un phénomène d' hystérésis lorsque le mouvement du moteur change de sens. Cela a été vérifié à la main et avec la source. Ce phénomène avait une amplitude de 7 mm. Le bâti était mal équilibré et l' ajout d' un contre-poids a réduit cet effet de 7 mm à 3 mm. On a constaté en outre, qu' il existait une dispersion entre deux séries de mesures qui était de l' ordre de 2 à 3 mm. Cette dispersion ne semble pas être un problème de logiciel mais un problème de mauvaise fidélité de l' encodeur, l' effet observé étant le même sur les trois gondoles.

L' acquisition des données se fait de manière habituelle (run piédestal puis acquisition avec la source ouverte avec les gondoles en déplacement horizontal).

G.5 *LA CALIBRATION ABSOLUE DES GONDOLES DE TEST.*

La calibration absolue des gondoles test (mesure des C_{ij}) se fait comme à LSS5 en utilisant des balayages horizontaux. Les balayages sont effectués sur les cinq lignes habituelles (ϕ = 30°, 150°, 120°, 80°, 60°) et une sixième ligne est effectuée sur la zone de recouvrement afin de rendre cohérentes les données du haut, avec les données du bas de la gondole. Les points de référence sont situés sur les lignes à ϕ = 30° et 150°, les autres lignes n' étant utilisées que pour améliorer le positionnement de ces milieux. Le calcul des constantes de calibration absolue C_{ij} est effectué de la même manière qu' à LSS5.

G.6 *LES CARTES D' ATTÉNUATION DES GONDOLES DE TEST.*

La source est tout d' abord placée dans sa position basse. On effectue d' abord un balayage horizontal afin de se repositionner exactement. On doit ensuite effectuer 9 séries d' acquisitions pour chacune des 9 lignes verticales, la première mesure de la série étant une mesure de piédestal, la deuxième étant une mesure avec la source ouverte. Les 9 lignes sont équidistantes et ont leurs abscisses comprises entre −90 mm et 90 mm de celle du milieu.

Un balayage horizontal de raccordement doit être effectué, puis la source est ensuite installée dans sa position haute. Un nouveau balayage horizontal de raccordement est effectué, puis on acquiert de la même manière les données des 9 demi-lignes du haut.

G.7 *LE TRAITEMENT DES DONNÉES (EN BALAYAGE HORIZONTAL ET VERTICAL).*

L' analyse comprend plusieurs étapes. Tout d' abord, on doit transformer les données qui sont acquises sur bande avec une H-P en un fichier de données ayant la même structure que celles provenant de la zone d' expérience LSS5.
Ensuite, nous utilisons les mêmes programmes d' analyse que ceux utilisés pour les données de LSS5 en tenant compte du fait qu' entre la gondole n° *1* et la gondole n° *2*, il existe un intervalle simulant un inter-*C*.

Annexe H

FORMALISME DE LA RECONSTRUCTION DANS LES GONDOLES.

H.1 *LES ÉQUATIONS DE LA RECONSTRUCTION.*

Pour chaque PM n° j, nous avons défini un point de référence (x_0,ϕ_0) et nous introduisons les quantités E_j définies par:

$$E_j = q_j \cdot C_j(x_0,\phi_0),$$

ces quantités étant appelées improprement le nombre de "GeV" vus par ce PM.

Ainsi pour un segment donné, nous disposons de 4 valeurs mesurées E_1,E_2,E_3,E_4. À partir de ces 4 valeurs, nous désirons retrouver:

(i) L' énergie e effectivement déposée dans le segment n° i.

(ii) La position spatiale (x,ϕ) de la particule incidente.

Mathématiquement, ceci signifie que nous cherchons les 3 quantités x,ϕ et e telles que:

$\forall\, j \in \{1,2,3,4\}$, on ait: $\qquad e = C_j(x,\phi) \cdot q_j. \qquad (1)$

Nous introduisons la notion d' atténuation relative du signal $F_j(x,\phi)$ définie par:

$$F_j(x,\phi) = C_j(x_0,\phi_0)/C_j(x,\phi).$$

L' équation (1) est alors équivalente à l' équation (2) suivante:

$$E_j = F_j(x,\phi) \cdot e \qquad (2)$$

Nous avons 4 équations à 3 inconnues. En principe, ce système d' équations (2) n' a pas de solution.

Posons: $\qquad \boldsymbol{F} = (F_1,F_2,F_3,F_4),\ \boldsymbol{E} = (E_1,E_2,E_3,E_4),\ \boldsymbol{X} = (x,\phi)$

Le système d' équations (2) est alors équivalent à l' équation vectorielle (3) suivante:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \\ E_4 \end{bmatrix} = e \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \end{bmatrix}$$

C' est-à-dire de manière condensée:

$$\boldsymbol{E} = e \cdot \boldsymbol{F}(\boldsymbol{X}) \qquad (3)$$

Comme cette équation n' a en général pas de solution, nous allons retenir les valeurs de e et X les plus plausibles, ce qui signifie que nous allons chercher e et X tels que le vecteur $e \cdot \boldsymbol{F}(\boldsymbol{X})$ soit le plus "proche" possible de $\boldsymbol{E}$. Le produit scalaire qui définit cette notion de proximité tient compte des poids relatifs de chacun des 4 PM; ils sont reliés à la photostatistique, c'est-à-dire que nous accorderons une plus grande confiance aux PM qui ont émis un plus grand nombre de photoélectrons. Soit δ_i le poids de chacun de ces 4 PM. Soit Δ la matrice des poids définie par:

$$\Delta = \begin{bmatrix} \delta_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta_4^2 \end{bmatrix} \qquad (4)$$

Chercher le vecteur $e \cdot \boldsymbol{F}(\boldsymbol{X})$ le plus proche possible de $\boldsymbol{E}$ revient à minimiser le produit scalaire suivant:

$$S(e,\boldsymbol{E},\boldsymbol{X}) = \sum_{j=1}^{4} (E_j - e \cdot F_j(x))^2 \cdot \delta_j^2$$

$$= {}^t(\boldsymbol{E} - e \cdot \boldsymbol{F}(\boldsymbol{X})) \cdot \Delta \cdot (\boldsymbol{E} - e \cdot \boldsymbol{F}(\boldsymbol{X})) \qquad (5)$$

Un minimum ne pourra être atteint que si:

$$\partial S/\partial e = 0 \qquad (6) \qquad\qquad \partial S/\partial \boldsymbol{X} = 0 \qquad (7)$$

Remarquons que $\partial S/\partial \boldsymbol{X}$ est une notation abrégée car en fait, $\partial S/\partial \boldsymbol{X}$ est une forme différentielle d' ordre 2.
À partir de l' équation (6), l' on obtient:

$$e = \frac{{}^{t}E\cdot\Delta\cdot F}{{}^{t}F\cdot\Delta\cdot F} \qquad (8)$$

À partir des formules (7) et (8), l' on obtient l' équation suivante:

$$\Phi(X,E) = {}^{t}\left[\frac{{}^{t}E\cdot\Delta\cdot F}{{}^{t}F\cdot\Delta\cdot F}F - E\right]\cdot\Delta\cdot\frac{\partial F}{\partial X} = 0 \qquad (9)$$

Précisons nos notations: $\partial F/\partial X$ est un "tenseur" d' ordre 2 ayant 4×2 composantes tandis que ${}^{t}E\Delta F/{}^{t}F\Delta F - E$ est un "vecteur".
Par conséquent, $\Phi(X,E)$ est un "vecteur" à deux composantes. Nous nous sommes ainsi ramenés à la résolution d' un système non-linéaire de 2 équations à deux inconnues x et ϕ.

H.2 *ÉVALUATION DE L' ERREUR ENGENDRÉE PAR LES CARTES SUR LA MESURE DE L' ÉNERGIE.*

D' après la formule (8), l' énergie de la particule est fonction du paramètre F qui représente sous forme vectorielle les atténuations de chacun des 4 PM du segment considéré. Supposons qu' une erreur δF ait été faite sur la mesure des cartes. L' erreur effectuée sur l' énergie vaudra:

$$\delta e = \frac{{}^{t}E\cdot\Delta\cdot\delta F}{{}^{t}F\cdot\Delta\cdot F} - 2\times\frac{{}^{t}(F\cdot\Delta\cdot\delta F)\,{}^{t}E\cdot\Delta\cdot F}{({}^{t}F\cdot\Delta\cdot F)^2}$$

Les erreurs $\delta F_1,\delta F_2,\delta F_3,\delta F_4$ sont corrélées, car si la carte d' atténuation présente un pic ou une cuvette en un point, ces irrégularités seront gommées pour tous les 4 PM. Soit λ la précision à laquelle on connaît les cartes. On a $\delta F = \lambda\cdot F$.
On obtient alors $|\delta e/e| = \lambda$.

L' incertitude sur la mesure de l' énergie liée aux cartes sera égale à leur précision.

Annexe I

ESTIMATION DES EFFETS GÉOMÉTRIQUES EN AZIMUT.

Les moteurs commandant le support de la source ne peuvent pas être montés de manière parfaitement identique d' une calibration à l' autre, car il est difficile de replacer les rails et les butées au même endroit. Ceci peut fausser la mesure de la constante de calibration absolue, car la définition géométrique du point de référence dépend directement de la position des butées en ϕ. Dans ce qui suit, nous allons essayer d' en estimer l' impact, tout en sachant que ce problème restera toutefois dans l' ensemble purement académique, car ce qui importe lors de la reconstruction est la position relative du point de référence dans la carte d' atténuation. Celle-ci est parfaitement connue. Dans ces conditions, il est primordial d' utiliser pour la reconstruction, des cartes mesurées avec la même configuration que celle utilisée lors de la mesure des constantes de calibration absolue. Le seul effet qui pourrait être engendré, est une erreur systématique sur la mesure de l' azimut ϕ qui sera de toute manière négligeable, devant la résolution du détecteur.
Toutefois, ce mauvais positionnement des butées pourra engendrer un biais dans l' histogramme des rapports C'_{ij}/C_{ij} (§ 10.2.4), ces constantes étant alors définies avec des points de référence légèrement différents.

Donnons tout d' abord quelques définitions:
On appelle angle "0° nominal", l' angle ϕ_0 atteint par le moteur en ϕ à la butée du bas, et "180° nominal" l' angle ϕ_1 à la butée du haut. Soient $\alpha = \phi_0 + \frac{1}{6}(\phi_1 - \phi_0)$ l' angle "30° nominal" et $\beta = \phi_0 + \frac{5}{6}(\phi_1 - \phi_0)$ l' angle "150° nominal".
Soient C_1 et C_2 les constantes de calibration absolues respectives des PM n° *1* et *2*, le PM n° *1* étant situé au bas de la gondole, le PM n° *2* étant situé en haut. Soient $C'_1, C'_2, \phi'_1, \phi'_2$ les mêmes quantités respectives lors d' une nouvelle calibration. On suppose que la lumière a dans la barre de BBQ une atténuation exponentielle.
C_1 peut se mettre sous la forme:

$$C_1 = C_{01} e^{\frac{r}{\lambda}},$$

où r est le rayon moyen de la gondole et λ la longueur d' atténuation du BBQ.

De la même manière C_2 peut se mettre sous la forme:

$$C_2 = C_{02} \cdot e^{(\pi - \beta) r/\lambda}.$$

On arrive alors à: $$C_1 \cdot C_2 = C_{01} \cdot C_{02} \cdot e^{-\pi r/\lambda} \times e^{-2 \cdot (\phi_1 - \phi_0)/3}$$

Le rapport $C_1' \cdot C_2'/C_1 \cdot C_2$ peut s' exprimer ainsi:

$$\frac{C_1' \cdot C_2'}{C_1 \cdot C_2} = \exp \frac{-2 \cdot [(\phi_1' - \phi_0') - (\phi_1 - \phi_0)]}{3}$$

Soient k l' angle décrit par un pas de moteur et f le nombre total de pas de butée à butée. Le développement du moteur est constant au cours du temps, c'est-à-dire que quel que soit la configuration, pour un pas, le même angle sera toujours parcouru.

On a alors: $$\phi_1 - \phi_0 = \tfrac{2}{3} k \cdot f$$

D' où: $$C_1' C_2'/C_1 C_2 = e^{-2 \cdot \delta f/3f} \quad \text{avec } \delta f = f - f'. \qquad (2)$$

Posons: $$C_1' = C_1 + \delta C_1 \; r, \; C'_2 = C_2 + \delta C_2.$$

D' après l' équation (2), on obtient alors:

$$\delta C_1/C_1 + \delta C_2/C_2 = -\tfrac{2}{3} \delta f/f.$$

C' est ainsi que du côté ECX, le nombre de pas de butée à butée a varié de $\delta f = 500$ entre la calibration de février 1983 et celle de juillet 1983, pour un nombre total f de pas de 142 300. On avait alors:

$$\tfrac{1}{2} (\delta C_1/C_1 + \delta C_2/C_2) \simeq 1 \text{ ‰}.$$

Par conséquent, cet effet est tout à fait négligeable et ne pourra être l' interprétation du phénomène exposé dans le paragraphe suivant.

Annexe J

RAPPELS SUR LA PHYSIQUE DES ÉVÉNEMENTS BIAIS MINIMUM.

J.1 *LA RAPIDITÉ.*

On appelle rapidité la quantité:

$$y = \ln \frac{1}{2} \cdot \frac{E+P_{\parallel}}{E-P_{\parallel}}$$

où E est l'énergie de la particule et $P_{\parallel}$ la projection de l'impulsion suivant l'axe du faisceau. On appelle $m_{\perp}$ la quantité définie par:

$$m_{\perp}^2 = m^2 + P_{\perp}^2$$

En écrivant que:

$$\text{ch } y = \tfrac{1}{2}(e^y + e^{-y}) \text{ et sh } y = \tfrac{1}{2}(e^y - e^{-y}),$$

On arrive à:

$$\boxed{e = m_{\perp} \cdot \text{ch } y \ , \ P_{\parallel} = m_{\perp} \cdot \text{sh } y} \qquad (1)$$

J.2 *LA PSEUDO-RAPIDITÉ.*

Dans le cas où $E \gg m$, on a $E \simeq p$. Si θ est l'angle entre la trace et le faisceau, on a alors par définition:

$$\tan\theta = P_\perp / P_\parallel$$

$P_\parallel$ peut alors se mettre sous la sous la forme: $P_\parallel = E \cdot \cos\theta$,

si $P_\perp \gg m$, on a alors: $y = -\ln[\tan(\frac{\theta}{2})/2]$.

Nous appellons pseudo-rapidité η, la quantité définie par:

$$\boxed{\eta = -\ln\circ\tan(\tfrac{\theta}{2})/2} \qquad (2)$$

Ainsi, dans le cas où $E \gg m_\perp$, rapidité et pseudorapidité se confondent.

D'après l'identité: $$\tan\theta = -\frac{2}{\tan\frac{\theta}{2} - \operatorname{cotg}\frac{\theta}{2}}$$

on arrive à la relation: $\tan\theta = 1/\mathrm{sh}\,\eta$

On en déduit alors: $\mathrm{sh}\,\eta = m_\perp / P_\perp \,\mathrm{sh}\, y$

J.3 *LA DISTRIBUTION EN ÉNERGIE DANS LES GONDOLES* [73].

Dans ce paragraphe, nous allons exprimer l'espace de phase $\mathbf{d^3p}$ en fonction de la rapidité. Plaçons nous en coordonnées cylindriques. Si $P_\perp$, $P_\parallel$ et ϕ sont les 3 coordonnées cylindriques du vecteur impulsion p, le Jacobien se met alors sous la forme:

$$\mathbf{d^3}p = P_\perp \cdot dP_\parallel \cdot dP_\perp \cdot d\phi$$

or: $P_\parallel = m_\perp \cdot \mathrm{sh}\, y$,

d'où: $dP_\parallel = E \cdot dy$,

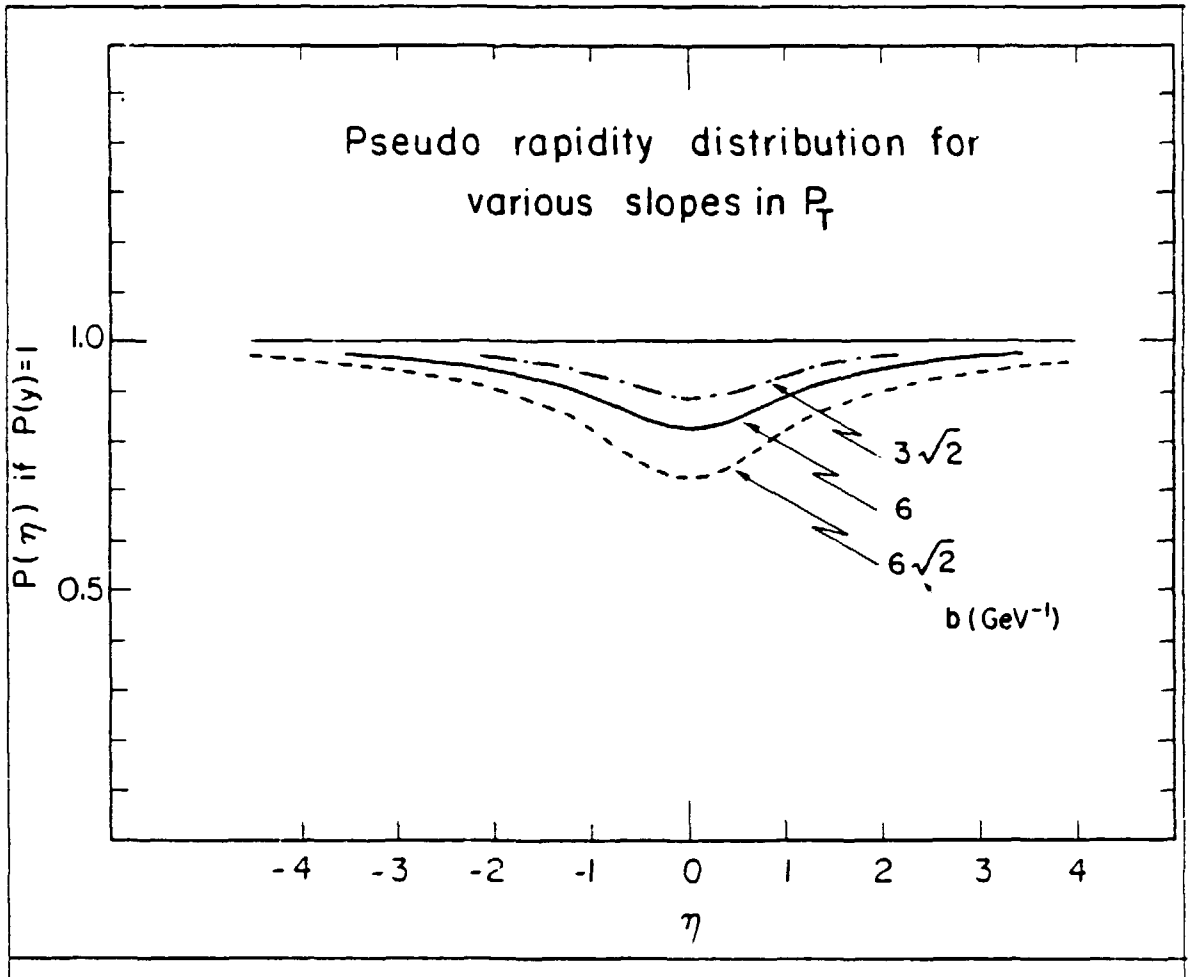


Figure 74: Distribution théorique en fonction de la pseudorapidité.

d'où:

$$\mathbf{d^3p} = E \cdot P_\perp \cdot dP_\perp \cdot d\phi \cdot dy \qquad (4)$$

La distribution des particules est isotrope en ϕ. Par conséquent, la section efficace σ peut se mettre sous la forme suivante:

$$d^3\sigma = \Phi(P_\perp, y) \cdot \mathbf{d^3p}$$

Si l' on suppose en outre que $\Phi(P_\perp, y)$ se factorise, la section efficace invariante pourra s' exprimer ainsi:

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{d^3p} = f(P_\perp) \cdot g(y) \qquad (5)$$

De plus, on suppose d' une part, que la distribution est uniforme dans l' espace de phase longitudinal c' est à dire que $g(y) = 1$ (plateau en rapidité), et que d' autre part, la distribution en $P_\perp$ peut se mettre sous la forme:

$$f(P_\perp) = b^2 \, e^{-bP_\perp}$$

En faisant toutes ces hypothèses nous obtenons alors la distribution en η suivante:

$$P(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^2 \cdot e^{-x} \, dx}{\sqrt{b^2 \cdot m^2/(1+\xi)^2 + x^2}}$$

où ξ est défini par $\xi = \text{sh } \eta$.
Ainsi, $P(\eta) < 1$ et $P(\eta)$ atteint son minimum en $\xi = 0$, c'est-à-dire en $\eta = 0$. On constate un décrochement en $\eta = 0$ qui s' accentuera pour m (ou b) augmentant. Cet effet, de l' ordre de la dizaine de pour-cent, sera effectivement observé dans les distributions en $E_\perp$ dans les gondoles, donnant directement $P(\eta)$ (§ 12.1.2 et fig 63).

Annexe K

LA MASSE TRANSVERSE

La masse transverse est toujours inférieure à la masse vraie.
Rappelons la définition de la masse transverse $m_\perp$:

$$m_\perp^2 = 2\cdot(E_{\perp 1}\cdot E_{\perp 2} - \boldsymbol{P}_{\perp 1}\cdot\boldsymbol{P}_{\perp 2})$$

où $(E_{\perp i}, P_{\perp i})$ sont respectivement l'énergie transverse et la masse transverse de la particule i.

On a: $m^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2$.

Comme les particules n° *1* et *2* sont de masse nulle, on a pour $i \in \{1,2\}$ $E_i = \|\boldsymbol{p}_i\|$. Donc,

$$\begin{aligned} m^2 &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 + \boldsymbol{p}_1^2 + \boldsymbol{p}_2^2 - 2\,\boldsymbol{p}_1\cdot\boldsymbol{p}_2 \\ &= 2\,(E_1E_2 - \boldsymbol{p}_1\cdot\boldsymbol{p}_2) \\ &= 2\,(E_{\perp 1}E_{\perp 2} - \boldsymbol{P}_{\perp 1}\cdot\boldsymbol{P}_{\perp 2} + E_1E_2 - E_{\perp 1}E_{\perp 2} - \boldsymbol{P}_{\perp 1}\cdot\boldsymbol{P}_{\perp 2}) \\ &= m_\perp^2 + E_1E_2(\,1 - \sin\theta_1\cdot\sin\theta_2 - \cos\theta_1\cdot\cos\theta_2) \\ &= m_\perp^2 + E_1E_2(\,1 - \cos(\theta_1 - \theta_2)) \end{aligned}$$

On a $1 - \cos(\theta_1 - \theta_2) \geq 0$, donc on a toujours $m^2 \geq m_\perp^2$.

De plus on a: $m = m_\perp \iff \theta_1 = \theta_2$.

LISTE DES RÉFÉRENCES.

[1] **I. Newton.** *Philosophiæ naturalis principia mathematica*, (1687) (first edition Streater London). (cité dans Gravitation **Ch Misner, Khip S. Thorne, John Archibald Wheeler** (Freeman editor))
The Annus Mirabilis of Isaac Newton. Ed. R.Palter, M.I.T. Press (1967).
F.E.Manuel, *A Portrait of Isaac Newton".* The Harvard University Press (1968).
R.Westfall, *Never at Rest, a Biography of Isaac Newton".* The Cambridge University Press (1980).

[2] **J. Kepler**, *De Harmonice Mundi*, Augsburg. (1619) (cité dans Gravitation etc...)

[3] *"Clerk Maxwell and Modern Science".* Ed. C.Domb, The Athlone Press (1963).

[4] **A.A Michelson and E.W Morley** American Journal of Science, **34**, 333 (1887)

[5] **A.Einstein**, Akademie-Vorträge, Akademie-Verlag-Berlin (œuvres complètes).
Einstein 1879 – 1955, Colloque du Centenaire, Collège de France (1979).
A.Einstein,R.C.Tolman,B.Podolsky, Phys. Rev. **37**,780,(1931).
A.Einstein,B.Podolsky,N.Rosen, Phys. Rev. **47**,777,(1935).
A.Einstein,N.Rosen, Phys. Rev. **48**,73,(1935).
A.Einstein,N.Rosen, Phys. Rev. **49**,404,(1936).

[6] **S.Drake,** *Galileo Work.* The University of Chicago Press (1978).
S.Drake, *Galileo Studies.* The University of Michigan Press (1970).
L.Fermi,G.Bernardini, *Galileo and the Scientific Revolution".* Basic Books Inc., New York (1961).

[7] **H.Yukawa,S.Sakata**, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17**,467,(1935).
H.Yukawa,S.Sakata, Proc. Phys. Soc. Japan **18**,128,(1936).

[8] **NN Bogoliubov and DV Shirkov** *Introduction to the theory of quantum fields* New York Interscience Publishers Inc 1955
P Roman *Theory of Elementary Particules.* North-Holland Publishing Company 1960
E.L Hill Review of Modern Physics **23**, 253 (1957)
Bjorken and Drell *Quantum Field Theory* Mac Grave Hill book company (p 17)

[9] **W.R Hamilton,** *Mathematical Papers*, 3 vol Cambridge (1931 – 1940)
Carl Jacobi *Volersungen über Dynamik* (1842 – 1843) edited in 1866 by A. Clebsh

[10] **E. Schrödinger,** *Abhaudlungen zur Wellenmechanik* Leipzig, Borth, 1927
E. Schrödinger, *Die moderne Atomtheorie.* Die bei der Entgegennahme der Nobel Preises 1933 in Stockhölm gehaltenen.

[11] **M. Hirondel,** *Cours de mécanique quantique* 3ième année de l' École centrale des arts et manufactures (1978)

[12] **P.A.M Dirac,** *Relavistics waves equations* Proceeding of the *Royal Society (London)* **A 155** (886) p 447 – 459 (1936)
P.A.M Dirac *The principles of Quantum Mechanics* Proc of Roy Soc **A 177** 610 (1928), ibid **A 118** 351 (1928)

[13] **S. Poulard** *Cours de théorie des champs* 3ième année de l' École centrale des arts et manufactures (1978).

[14] **E.Fermi**, Ric. Scient. **4**(2),491,(1933).
E.Fermi, Nuovo Cimento **11**,1,(1934).

[15] **L.S Pontryagin,** *Topological groups* (p281) Gordon and Breach Science Publishers Inc.

[16] **C.N.Yang,R.L.Mills**, Phys. Rev. **96**,191,(1954).

[17] **T.D.Lee,C.N.Yang**, *Question of parity in weak interactions*, Physical Review, **105**. p 254 (1956).

[18] **Wu et al.**, *Experimental tests of parity conservation in β decay*, Physical Review **105**, p 1413 (1957)

[19] **E.G.C.Sudarshan,R.E.Marshak**, Phys. Rev. **109**,1860,(1958)
et "Padua-Venice Conference On Mesons And Recently Discovered Particles" (1957) page V-14.

[20] **R.P.Feynman**, Phys.Rev. **109**,193,(1958).

[21] **J.J.Sakurai**, Nuovo Cimento 7,649,(1958).

[22] **S.L Glashow**, Nuclear Physics **22** (1961), p 579
S. Weinberg, Physical Review Letters **19** (1967), p 1264
A. Salam, Proceeding 8th Nobel Symposium (Aspenäsgården 1968) (Almqvist and Wiksell, Stochölm, 1968), p367

[23] **P.Higgs**, Phys. Lett. **12**,132(1964).
P.Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**,508,(1964).
P.Higgs, Phys. Rev. **145**,1156,(1966).

[24] **H.A.Bethe,J.Goldstone**, Proc. Roy. Soc. (London) **238A**,551,(1957).
J.Goldstone, Nuovo Cimento **19**,154,(1961).

[25] **F.J.Hasert et al.**, Phys. Lett. **46B**,121,(1973).

[26] **BD Josephson** *Possible new effects in superconductive tunnelling*. Physics Letters **1**, p 251 (1962)

[27] **J.E Kim, P Langacher, M.L Levine and HH Williams,** Rev moder Phys. **53** (1981) 211

[28] **LM Sehgal,** *Electroweak Interaction* (Academic training at CERN Nov 1982)

[29] **M Veltman** *Radiative corrections to vector boson masses* LAPP TH 12, Jan 1980
MB Einhorn DRT Jones M Veltman, *Heavy particles and the ρ parameter in the standard model*, NSF ITP 81 – 43
J Van der Bij, M Veltman, *Two-loop large Higgs mass correction to the ρ parameter*, april 1983 UM TH 83 – 4

[30] **S.D.Drell,T.M.Yan**, Ann. Phys. NY **66**,578,(197).
T.M Yan, Ann. Rev. Nucl. Sci. **26**,199,(1976).
R.P.Feynman, *Photon Hadron Interactions* (1972). Reading, Mass: Benjamin.

[31] **G. Altarelli, G. Parisi** Nuclear Physics **B126**, 298 (1977)

[32] **F.E.Paige** *Topical Workshop Product. New Part. Super High Energy Collisions,* ed. V.Barger,F.Halzen, Univ. Wis., Madison.
F.E.Paige,S.D.Protopopescu ISA T Program, BNL-29777 (1981).

[33] **G.Altarelli,R.K.Ellis,G.Martinelli** Nucl. Phys. **147B**,461,(1979).

[34] **B.Humpert,W.L.van Neerven** Phys. Lett. **93B**,456,(1980).

[35] **M.Gell-Mann,M.Levy**, Nuovo Cimento **16**,705,(1960).
N.Cabibbo, Phvs. Rev. Lett. **10**,531,(1963).
M.Kobayashi,K.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**,652,(1973).

[36] **R. Peschansky** *École d' été de Physique des particules,* Gif-sur-Yvette, 1978

[37] **S.J. Brodsky** *Jet production and the dynamical role of color* Proceedings of the 1977 Rencontre de Moriond
S.J Brodsky and N Weiss, *The retention of quantum numbers by quarks and multiquark jets* SLAC-PUB 1926 (1977)

[38] **AP Linde** Jetp Letters **23** (1976) 73

[39] **H Georgi et al.** Harvard preprint, HUTP-77/A084
J. Ellis and M.K Gaillard CERN 76 – 18 Yellow Report p 15 (1976) (december 1977)

[40] **P Fayet,** *Introduction aux théories supersymétriques des particules.* École Normale Supérieure Paris, LPTENS 83 – 28
P. Fayet, *Cours donné à l' école d' été de Gif-sur-Yvette* (1982)
P. Fayet *Academic Training at CERN* in march 1983.

[41] **C.Rubbia,P.McIntyre,D.Cline**, Aachen Int. Neutrino Conference (1967) page 683.

[42] **R.Billinge, M.C.Crowley-Milling**, IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.NS-26,Ndegree.3,(1979).

[43] **A. Savoy-Navarro** *Experimental tests of supersymmetry* CERN preprint 83 – 132

[44] **S.van der Meer,** *Design Study of a Proton-Antiproton Colliding Beam Facility,* CERN/PS/AA/78 – 3.
S.van der Meer, *Precooling in the Antiproton Accumulator,* CERN/PS/AA/78 – 26.
S.van der Meer, *Stochastic Stacking in the Antiproton Accumulator,* CERN/PS/AA/78 – 22.
S.van der Meer, *Stochastic Cooling in the CERN Antiproton Accumulator,* IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.NS-28,N°3,(1981).

[45] **A.Astbury et al.**,CERN/SPSC/78 – 06,SPSC/P92 (1978).
M.Barrance Luque et al.,N.I.M. **176**,175,(1930).
M.Calvetti et al., N.I.M. **176**,255,(1980).
K.Eggert et al., N.I.M. **176**,217,(1980).
K.Eggert et al., N.I.M. **176**,223,(1980).
M.J.Corden et al., Phys. Scr. **25**,5,(1982).
M.J.Corden et al., Phys. Scr. **25**,11,(1982).
B.Aubert et al., N.I.M. **176**,195,(1980).
M.Calvetti et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.NS-30,71,(1983).
M.Calvetti et al., *The UA1 Central Detector,* Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, SLAC-250 (1982) page 16.

[46] **A. Astbury et al.** *The UA1 Trigger* mars 1983 (54 p)

[47] **S. Cittolin,** *UA1 data-acquisition system,* Feb 1982. (14 p). Contrib. to International conference on instrumentation for colliding beam physics, Stanford, 17 – 23 Feb 1982 Proceedings. SLAC, 1982. - 151-156. - (SLAC 250)
The UA1 Collaboration, *The UA1 Data Acquisition System,* Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, SLAC-250 (1982) page 151.

[48] **S. Cittolin, B G Taylor** *SUPER CAVIAR : memory mapping the general-purpose microcomputer,* 13 Oct 1981. (14 p) (CERN EP Int 81 – 09 ; CERN PRE 81 – 027)
Contrib. to Topical conference on the application of microprocessors to high-energy physics experiments, CERN, Geneva 4 – 6 May 1981 Proceedings. Geneva : CERN, 1981.(533 – 543). - (CERN 81 – 07)

[49] **Sakurai** *Advanced Quantum Mechanics* Reading Massassuchets, Addison-Wesley, 1967 (p 82 et suivantes, 481 et suivantes).

[50] **Bjorken and Drell,** *Relavistic Quantum Mechanics* Mac Grave Hill book company
O. Klein and N. Nishina Z Physik **52**, 853 (1929)

[51] **Bjorken and Drell,** *Relavistic Quantum Mechanics* Mac Grave Hill book company, p 122, 123

[52] **Lucas** *Cours de physique nucléaire expérimentale,* p II-15, figure 18 École centrale des arts et manufactures (1978).

[53] **J. Sass,** *Étude faite au faisceau test H3 en mai 1982* (non publiée).

[54] **J.A Appel et al.,** *preprint,* Fermilab-pub 75 – 41 – EXP

[55] **É.Locci,** *Thèse de 3ième Cycle,* Orsay, (1980).

[56] **N. Barash Schmidt et al.,** *Particule properties data booklet* april 1980 (from Review of particle properties)
N. Barash Schmidt et al., Review of Modern Physics Vol 52, N°2 april 1980

[57] Étude faite par J. Mallet à Saclay, citée dans la thèse d' É. Locci p 48 (note CEA N 2399). Ce chiffre est aussi cité dans la référence [76].

[58] **Cochet et al.,** *The absolute calibration of the gondola shower counters* CERN UA1 technical note TN82/02

[59] **A. Givernaud and M. Spiro** *EGS Monte-Carlo simulation of the 4 Curie Cobalt 60 source and of high energy electron showers in the gondolas,* CERN UA1-TN 82/30

[60] **U. Fano,** *Gamma ray attenuation,* Journal of Research of the National Bureau of Standards **51** (1953)

[61] **Badier et al.** 13 Aug 1979. (15p) *First evidence for* Υ *production by* π CERN EP 79 – 88 Publ. in Phys. lett., B **86** (1979) 98 – 102 Exp. no. NA3 (CERN SPS)
Kourkoumelis, C et al. *Characteristics of* J/ψ *and* Υ *production at the CERN Intersecting Storage Rings,* 29 Jan 1980. (11p) CERN EP 80 – 09 Publ. in Phys. lett., B 91 (1980) 481 – 486

Badier, J et al. *High statistics study (~ 10^6 events) of J/ψ production and Υ production in the energy range 150 to 280 GeV by $\pi^{\pm}$, $p^{\pm}$ incident particle*, 13 Aug 1980. (20 p). CERN EP 80 – 149 (exp NA 3). *Contrib. .o 20^{th} International conference on high energy physics*, Madison, 17 – 23 Jul 1980. (Ed. by L Durand and L G Pondrom.), New York : AIP, 1981. 201 – 204. (Exp. no. NA3 (CERN SPS))
Perez, P (CEA Saclay) *Étude de la production de paires e^+e^- et d' électrons directs en collisions proton-proton aux ISR du CERN*, Dec 1981. (110 p). CEA N 2243 Thèse: Paris Univ. Orsay Exp. no. R702 (CERN ISR)

[62] **C. Cochet et A. Givernaud** Résultats à paraître.

[63] **A. Givernaud** Étude non publiée.

[64] **Minorikawa Y, Kitamura T, Kobayakawa K** (Kinki Univ. Osaka Tokyo Univ. ; Kobe Univ.) *The photonuclear energy loss of cosmic ray muons and its relation with photon-nucleon cross section* KOBE 80 – 03, Jun 1980 ?(22 p).

[65] **C. Cochet et al.,** *About the accuracy of the cobalt calibration of the gondolas and the gain drift control with the laser system* CERN UA1-TN 82/29

[66] **M. Spiro**, Communication verbale.

[67] **C. Cochet et al.,** *Results from West hall tests on the calibration of the gondolas with cobalt source and electron beams*

[68] **E.Veyseyre** *Cours d' Analyse numérique de l' École centrale des arts et manufactures* (1975). Tome 1 page VI-11

[69] **R. Brun, M Hansoul, H. Wind,** *Mudifi* Writeup of the Cern computer library (April 1981)

[70] **F. Szoncsó** *Thèse à paraître.*

[71] **M.N Minard** Étude non publiée.

[72] **A. Astbury et al.,** *Some observations of the first events seen at CERN proton-antiproton collider* Physics Letters **107**, vol 4, p 320, 17 dec 1981

[73] **F. Muller** *On rapidity and multiplicity distributions.* (CERN EP-UA1 Tech Note 81 – 53) 14 dec 1981

[74] **M. Spiro** Communication orale.

[75] **M. Spiro** Étude effectuée en juillet 1983 non publiée. Elle est citée dans la référence [76].

[76] **J. Rich, C. Wultz,** *Analysis of Cosmic Ray muons and Minimum Bias Data for the Gondolas* (July 30^{th}, 1984) UA1 Collaboration public.

[77] **H.M.Kroll,W.Wada,** Phys. Rev. **98**,1355,(1955).

[78] **C.Peterson et al.,** Phys. Rev. **27**D,105,(1983).

[79] **R.Kinnunen**, Proc. Proton-Antiproton Collider Physics Workshop, Madison (1981) page 236.
R.W.Brown,K.O.Mikælian, Phys. Rev. **19**,922,(1979).
R.W.Brown,D.Sahdev,K.O.Mikælian, Phys. Rev. **20**D,1164,(1979).

[80] **T.K.Gaisser,F.Halzen,E.A.Paschos**, Phys. Rev. **15**D,2572,(1977).
R.Baier,R.Rükl, Phys. Lett. **102**B,364,(1981).

[81] **É. Locci,** *Thèse d' État*, Orsay (1984)

[82] **J. Sass,** *Thèse d' État*, Paris VI (1984)

[83] **G.Arnison et al.,** Phys. Lett. **132**B,214,(1983).

[84] **J.Ellis et al.,** Ann. Rev. Nuc. Sci. **32**,443,(1982).
W.J.Marciano,A.Stirlin, Phys. Rev. Lett. **46**,163,(1981).
F.M.Renard,M.Talon, Zeit. F. Phys. **5**C,337,(1980).

[85] **G.Arnison et al.,** Phys. Lett. **126**B,398,(1983).

[86] **F.Berends et al.,** Nucl. Phys. **202**B,63,(1982).

[87] **P.Bagnaia et al.,** Phys. Lett. **129**B,130,(1983).

[88] **S.D.Drell,T.M.Yan**, Phys. Rev. Lett. **25**,316,(1970).
F.Halzen,D.H.Scott, Phys. Rev. **18**D,3378,(1978).

S.Pakvasa, M.Dechantsreiter, F.Halzen, D.M.Scott, Phys. Rev. **20**D, 2862,(1979).

[89] **A.Sirlin**, Phys. Rev. **22**D,971,(1980).
W.J.Marciano,A.Sirlin, Phys. Rev. **22**D,2695,(1980).
C.H.Llewellyn Smith,J.A.Wheater, Phys. Lett. **105**B,486,(1981).

[90] **UA1 collab G Arnison et al**, Physics Letters **122b** (1983), 103
UA2 collab G Banner et al, Physics Letters **122b** (1983), 476
UA1 collab G Arnison et al, Physics Letters **122b** (1983), 273

[91] **F. Halzen W Scott** Physics Letters **78B** (1978) 318
P. Aurenche et R. Kinnunen Annecy preprint LAPP-TH-78 (June 1983)
A. Nakumura, G Pancheri and Y. Srivasta, Frascati preprint LNF-83/43 (R) (June 1983)
P Chiapetta and M. Greco, Frascati preprint LNF-83-44 (June 1983)

Manuscrit reçu le 10 mars 1987

LISTE DES TABLES

Table		*page*
1.	Mesure de l'intensité I_i.	81
2.	Mesure de la constante de calibration croisée G_i.	81
3.	Réponse Q du prototype aux électrons.	82
4.	Les α_i mesurés aux électrons.	92
5.	Les coefficients f_i.	99
6.	Incertitude théorique sur la valeur de f_i.	101
7.	L' alignement des abscisses mesurées.	122
8.	Suivi de la mesure de la puissance effective de la source après son changement en décembre 1982 (en %).	129
9.	Vérification du suivi de la mesure de la puissance effective de la source (en %).	130
10.	La précision des cartes (en %).	139
11.	La distribution de $\delta Q/Q$ pour la calibration croisée.	162
12.	La stabilité des gains G.	162
13.	La distribution PM par PM des gains LED.	163
14.	Reproductibilité des mesures au cobalt.	170
15.	Test du suivi d'une dérive de l'électronique par le laser.	172
16.	La dérive moyenne des gains L_{ij}	173
17.	Suivi laser, côté ECA	175
18.	Suivi laser, côté ECX haut	175
19.	Suivi laser, côté ECX bas	176
20.	Suivi des calibrations avec les données 'biais minimum' (données prises entre 09 – 1982 et 12 – 1982).	192
21.	Rayons cosmiques verticaux.	194
22.	Rayons cosmiques horizontaux.	195

23. Comparaison des données biais minimum et des cosmiques. 196
24. La précision des méthodes de calibration. 197
25. Corrections de la masse invariante des 4 diélectrons 209

LISTE DES FIGURES

Figure		*page*
1.	Le mécanisme de Drell-Yan.	8
2.	Sections efficaces de production pour les $W^{\pm}$ et Z^0 dans les collisions pp et $p\bar{p}$. Les sections efficaces calculées incluent les effets de brisure d'échelle [32].	10
3.	Synoptique de la mesure des coefficients testant le modèle de Weinberg-Salam.	12
4.	Le collisionneur.	20
5.	Le refroidissement des particules.	22
6.	Accumulation et refroidissement.	23
7.	Le détecteur UA1.	27
8.	Définition du référentiel utilisé.	28
9.	Le détecteur central.	30
10.	Les bouchons.	34
11.	Le calorimètre hadronique central.	35
12.	Les détecteurs vers l'avant.	37
13.	Les chambres à muons.	38
14.	Les hodoscopes de déclenchement.	40
15.	Logique associée aux hodoscopes SPS.	42
16.	Le schéma du système d'acquisition des données.	44
17.	Les graphes de Feynman de l'effet Compton et de la création de paire.	48
18.	Sections efficaces des différents mécanismes d'interaction des γ avec le plomb en fonction de leur énergie.	49
19.	La perte d'énergie des électrons dans le plomb.	52
20.	Les gondoles.	54

21. Mesure de la réponse d' un calorimètre en fonction de son épaisseur pour des électrons de 50 GeV. 55
22. Courbe de déposition de l'énergie dans le plomb en fonction de la profondeur. 57
23. Étude d' un cas simple de reconstruction spatiale. 58
24. Comment est diffusée la lumière? 60
25. Structure des guides de lumière. 62
26. Schéma de l'électronique associée à un photomultiplicateur. 64
27. a) Schéma vrai du picoampèremètre. b) Schéma simplifié. 65
28. La constante d' intercalibration *G*. 74
29. Château isolant la source. 78
30. Le prototype de gondole. 79
31. Un scintillateur en forme de doigt. 83
32. a) Mesure de l' impulsion des électrons.b) Définition du point B. 84
33. Le pourcentage moyen de l' énergie déposée par des électrons dans un segment donné en fonction de l' énergie. 89
34. La linéarité des gondoles. 93
35. La résolution mesurée des gondoles. 94
36. Numérotation des PM d' un segment n° *i*. 106
37. Schéma du système d' acquisition avec la source. 109
38. Le dispositif informatique du système de prise de données. 110
39. Réponse d' un PM du segment n° 3 lors d' un balayage horizontal.a) Gondole ne touchant pas un inter-*C*. b) Gondole touchant un inter-*C* 117
40. Précision obtenue dans la mesure du milieu des gondoles. 119
41. Reproductibilité de la mesure du milieu d' une gondole. 121
42. La dispersion d' un PM à l' autre des constantes de calibration. 123
43. Réponse d' une gondole de bout en balayage horizontal. 124
44. Comparaison de deux calibrations au cobalt effectuées à des instants différents (au point de référence). 126
45. Comparaison de deux calibrations au cobalt effectuées à des instants différents (au pseudo-point de référence). 127
46. Trajectoire du moteur lors d' un balayage vertical. 132

47. Exemple de carte associée à un photomultiplicateur 136
48. Les corrélations entre x et ϕ des cartes. 137
49. Précision obtenue dans le lissage des cartes 138
50. L' énergie reconstruite avant et après correction des effets de bord. 143
51. Les fuites de bord évaluées par calcul. 144
52. L' énergie reconstruite avant corrections. 145
53. La dépendance en E_2/E_1 de l' énergie reconstruite. 146
54. a)Résolution sur la position x. b)Résolution sur la position ϕ (pour un segment donné) 148
55. a)Résolution sur la position x. b)Résolution sur la position ϕ (intégrée sur les 4 segments) 149
56. Longueurs moyennes d' atténuation. 151
57. Vieillissement des barres de BBQ en fonction du temps. 152
58. Le choix des points retenus pour effectuer une paramétrisation des cartes droites. 155
59. Schéma du système de distribution de la lumière laser 166
60. La répartition des PM moniteurs et des cellules photoélectriques. 168
61. Suivi d' une dérive par le laser 171
62. a) Distribution de l' énergie déposée dans les gondoles. b) Distribution de $P_\perp$ mesurée avec le détecteur central. 188
63. La mesure du plateau en rapidité dans les gondoles. 189
64. $E_{\not\perp}$ en fonction de l'énergie transverse totale (GeV), pour des déclenchements biais minimum. 203
65. Résolution sur l' énergie transverse manquante. 205
66. La polarisation du $W^{\pm}$. 214
67. Énergie transverse des électrons. 216
68. Distribution de la masse transverse obtenue à partir des vecteurs énergie transverse mesurés pour l'électron et pour le neutrino. 218
69. Distribution de la masse transverse obtenue à partir des vecteurs énergie transverse mesurés pour l'électron et pour le neutrino. Le module de ces énergies transverses est supérieur à 30 GeV. 219
70. Principe de l' effet d' anneau. 230
71. La mesure de l' angle de déflexion dans un champ magnétique. 231

72. Les gondoles de la zone de test. 246
73. Schéma de l'électronique associée à un photomultiplicateur des gondoles de test. 247
74. Distribution théorique en fonction de la pseudorapidité. 259

TABLE DES MATIÈRES

ABSTRACT v

REMERCIEMENTS vii

INTRODUCTION ix

PARTIE I -- Buts de l' expérience. 1

Chapitre *page*

1. LA PHYSIQUE DU BOSON INTERMÉDIAIRE. 3

Le modèle de Weinberg et Salam. 3

Un exemple de théorie de jauge: QED 3

Introduction au modèle de Weinberg et Salam. 4

La phénoménologie des bosons intermédiaires. 8

Section efficace de production des bosons intermédiaires. 8

Description de leurs modes de désintégration. 11

Les modes de désintégration du $W^{\pm}$. 11

Les modes de désintégration du Z^0. 11

Mise en évidence expérimentale des bosons intermédiaires. 13

Mise en évidence des neutrinos. 14

Mise en évidence des électrons et des muons. 14

Étude du mode de désintégration en τ. 15

Recherche de nouvelles saveurs lourdes. 15

PARTIE II -- Description de l' appareillage. 17

Chapitre *page*

2. LE COLLISIONNEUR 19

Introduction générale 19

Description du complexe d' accélération [42]. 21

Production des antiprotons. 21

Le cycle de refroidissement et d' accélération. 21

Injection et accélération des particules. 24

La luminosité. 24

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE UA1. 27
Introduction. 27
Définition du référentiel utilisé. 28
Le détecteur central. 29
Description de l' appareillage. 29
Les circuits électroniques. 31
Précision espérée dans la mesure de l' impulsion. 31
Les calorimètres. 32
Quelques principes de base de la calorimétrie. 32
Le calorimètre électromagnétique. 33
Les gondoles. 33
Les bouchons. 33
Le calorimètre hadronique. 34
Les détecteurs vers l' avant. 36
Les chambres à muons. 37
Le déclenchement. 39
Principes de base. 39
Description du déclenchement "biais minimum". 40
Le déclenchement "calorimètre". 41
L' acquisition des données. 43
Description générale. 43
Les moyens de calcul. 45
Description de MINIDAS. 45
Le traitement des données. 46
4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE (GONDOLES). 47
Principes physiques du détecteur. 47
Les mécanismes physiques. 47
Le principe de la mesure. 50
Les performances attendues. 51
La linéarité. 51
La résolution. 51
Comment sont faites les gondoles. 53
Généralités, la forme du calorimètre. 53
Quelle doit être l' épaisseur des gondoles? 56
La segmentation en profondeur. 56
Le scintillateur. 58
Quel scintillateur choisir? 58
Le principe de la reconstruction. 59
Le choix de la longueur d' atténuation. 59
La collecte de la lumiere. 60

Récapitulatif: le cheminement de la lumière. 61
Les photomultiplicateurs (PM). 63
Principe du photomultiplicateur. 63
Lecture du signal. 63
La voie rapide. 63
Le picoampèremètre. 64
Première estimation des performances du détecteur. 66
La résolution en énergie. 66
Le rejet des hadrons. 67

PARTIE III -- La calibration des gondoles. **69**

Chapitre *page*

5. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE LA CALIBRATION DES GONDOLES. **71**

Principes de base de la calibration au Cobalt. 71
Comment calibrer les gondoles. 71
Principe de la calibration avec la source Cobalt 72
La notion de puissance effective de la source 73
Les paramètres à mesurer pour obtenir les fonctions de calibration. 73
La constante de calibration croisée G. 73
Le suivi de la calibration au cours du temps. 75
La mesure du signal I. 75
Évaluation de la qualité des calibrations. 75
Évaluation avec des gondoles de test. 75
Tests des calibrations avec des données de physique. 76

6. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE TRANSFERT. **77**

Description de la source. 77
Mesure de la puissance effective globale de la source. 79
Description du prototype de gondole. 79
La lecture des données. 80
Description de la mesure. 80
Principe de la mesure. 80
Mesure de I. 80
Mesure de G. 81
Mesure de Q. 82
Mesure de l'impulsion des électrons. 83
La puissance effective mesurée. 85
Évaluation des erreurs. 87
Calcul théorique. 87

L' évolution au cours du temps de la puissance effective. 88
Mesure des fractions de puissance effective f_i. 89
La mesure aux électrons. 89
Résultats et conclusion. 91
Les valeurs numériques obtenues. 91
La linéarité des gondoles. 95
La résolution des gondoles. 96
Autres évaluations des f_i. 96
Évaluation numérique. 96
Mesure avec les éléments passifs [67]. 97
Les corrections du second ordre. 98
Les valeurs de f_i obtenues par chacune de ces méthodes. 98
Limitations. 99
Conclusion. 102

7. LA CALIBRATION AUX POINTS DE RÉFÉRENCE. 105

Le choix des points de référence. 105
Le matériel utilisé pour la mesure. 108
Les moteurs. 108
Le programme d' acquisition (fig 38). 109
Le réglage des hautes tensions. 111
Nécessité de régler les hautes tensions. 111
Description de l' appareillage. 111
Le réglage des hautes tensions. 112
La calibration par balayage vertical. 114
Description de la méthode. 114
La précision obtenue. 114
Limites de la méthode. 115
La calibration par balayage horizontal. 116
La géométrie des gondoles. 116
Principe physique de la mesure. 116
Description de la mesure. 118
Qualité des résultats. 120
La calibration des gondoles aux points de référence. 122
La mesure du signal I au point de référence. 123
Calibration des gondoles de bout. 125
La cohérence des calibrations au Cobalt. 125

8. LA RECONSTRUCTION DANS LES GONDOLES, LES CARTES. 131

La mesure des cartes. 131
La prises de données. 131
Les corrections géométriques. 133

Le principe de la reconstruction. 134
La reconstruction standard. 135
La paramétrisation des cartes droites. 135
Présentation de la méthode. 135
La précision des cartes lissées. 135
La précision des cartes brutes. 139
L' algorithme de reconstruction. 141
Première étape: la recherche des valeurs approchées de la position spatiale. 141
Deuxième étape: la reconstruction spatiale proprement dite. 142
Les tests des cartes en faisceau. 142
Les effets de bord. 143
Les effets angulaires. 146
Test de l' algorithme de reconstruction, mesure de la résolution spatiale. 147
La mesure expérimentale. 147
Évaluation théorique de la précision spatiale. 150
Annexe: le vieillissement des gondoles. 153
L' inversion des cartes. 153
Introduction. 153
Le principe de l' inversion. 154
Tests préliminaires. 158

9. LES CALIBRATIONS DE L' ÉLECTRONIQUE. 159

Description de la mesure. 159
La prise de données. 160
Le calcul des constantes de calibration croisée. 160
Les résultats. 161
La précision sur la mesure de *G*. 161
La dispersion globale des constantes *G*. 163

10. LE SUIVI DE LA CALIBRATION AU COURS DU TEMPS. 165

La calibration au laser. 165
Le laser (fig 59). 165
Le suivi du laser 167
Le suivi du vieillissement. 169
Tests des calibrations au cobalt et au laser. 170
Reproductibilité des signaux Cobalt-laser [65]. 170
Étude de la correction d' une dérive de l' électronique par le laser. 172
La dérive à long terme des gains des PM. 173
Le suivi du laser avec la source cobalt. 174

Corollaire: une nouvelle mesure du vieillisement. 176

11. CONCLUSIONS CONCERNANT LES CALIBRATIONS. 179

La linéarité du calorimètre. 179
La dépendance spatiale. 180
La dépendance en fonction du point d' impact (x,ϕ). 180
La dépendance en fonction de l' angle d' incidence θ. 181
Le suivi au cours du temps des calibrations. 182
L' incertitude d' échelle. 182
Conclusion. 183

PARTIE IV -- Confrontation des calibrations aux données de physique. 185

Chapitre *page*

12. ÉTUDE DES DONNÉES 'BIAIS MINIMUM' ET DES RAYONS COSMIQUES. 187

Les lois de la physique à petite impulsion transverse. 187
La distribution en énergie transverse. 188
Le plateau en rapidité 189
Vérification des calibrations avec des données biais minimum. 190
Mesure de la précision du système de calibrations. 190
Vérification des facteurs d' échelle (P_{Co}). 191
Étude avec des muons cosmiques. 193
Comparaison des données 'biais minimum' et des cosmiques. 195
Principe de la comparaison. 195
La précision de la calibration des gondoles. 197
L' incertitude d' échelle. 199
Limitations. 199

13. LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONCERNANT LE $W^{\pm}$ ET LE Z^0. 201

Les modes de désintégration des bosons intermédiaires. 201
La mise en évidence des électrons de désintégration des bosons intermédiaires. 201
La mise en évidence des électrons isolés. 202
La recherche des neutrinos (pour le $W^{\pm}$). 205
Évaluation du fond. 206
Évaluation du fond pour les $W^{\pm}$. 206
Évaluation du fond pour le Z^0 [81]. 207
La phénoménologie du Z^0. 208

La mise en évidence du mode électronique de désintégration du Z^0. 208
Principe de la mesure de la masse du Z^0 [85]. 208
Les corrections de masse. 209
Les corrections laser et de vieillissement. 209
Les corrections avec les cartes brutes. 210
Corrections d' effet angulaire. 210
Soustraction des pions. 211
Les résultats. 211
Étude d' un événement Z^0 ayant un comportement étrange 212
La phénoménologie du $W^{\pm}$. 213
La mise en évidence du $W^{\pm}$. 213
Comment on mesure la masse du $W^{\pm}$. 213
Le pic du Jacobien 214
Rappels mathématiques. 214
Mesure de la masse du $W^{\pm}$ par recherche du pic du Jacobien 215
La masse transverse du $W^{\pm}$ [90]. 217
Rappels mathémathiques. 217
Mesure de la masse transverse des systèmes e-ν 217
Conclusions concernant la masse du $W^{\pm}$. 219
Corollaire de l' étude des $W^{\pm}$: test des calibrations absolues. 220
Mesure des coefficients testant le modèle $SU(2)_L \times U(1)$. 220

CONCLUSION **223**

PARTIE V -- Annexes et références. **225**

Annexe *page*

A. LA LONGEUR D' ATTÉNUATION OPTIMALE DU SCINTILLATEUR. **227**

B. L' EFFET D' ANNEAU. **229**

C. LA MESURE DE L' ANGLE DE DÉFLEXION. **231**

D. CONVERGENCE DE L' ALGORITHME DE RÉGLAGE DES HAUTES TENSIONS. **233**

E. L' ALGORITHME DE RECHERCHE DES MILIEUX DE GONDOLE. **237**

Recherche des pics *A* et *F*. 237
Recherche des points de rupture de pente B et E. 238
Détermination du milieu *M*. 239

F. L' INCERTITUDE LIÉE À LA PHOTOSTATISTIQUE LORS DE LA CALIBRATION AVEC LA SOURCE. 241

G. LES CALIBRATIONS DES GONDOLES DE TEST. 245

Description de l' infrastructure. 245
Le réglage des hautes tensions d' alimentation des PM. 247
La calibration LED. 248
La géométrie des gondoles de test. 248
La calibration absolue des gondoles de test. 249
Les cartes d' atténuation des gondoles de test. 249
Le traitement des données (en balayage horizontal et vertical). 249

H. FORMALISME DE LA RECONSTRUCTION DANS LES GONDOLES. 251

Les équations de la reconstruction. 251
Évaluation de l' erreur engendrée par les cartes sur la mesure de l' énergie. 253

I. ESTIMATION DES EFFETS GÉOMÉTRIQUES EN AZIMUT. 255

J. RAPPELS SUR LA PHYSIQUE DES ÉVÉNEMENTS BIAIS MINIMUM. 257

La rapidité. 257
La pseudo-rapidité. 258
La distribution en énergie dans les gondoles [73]. 258

K. LA MASSE TRANSVERSE 261

LISTE DES RÉFÉRENCES. 263

LISTE DES TABLES xi

LISTE DES FIGURES xiii

TABLE DES MATIÈRES xvii