

IPNO-T --75-5

FR 76 0 1634

THÈSE

PRÉSENTÉE

AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème Cycle

PAR

D. PERNET-GALLIX

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN ANALYSEUR DE FAISCEAU
DE HAUTE INTENSITÉ (10^6 e pps à 10^{10}).

Soutenue le 19/12/1975 devant la Commission d'examen

MM. H. RIGOU

Président.

A. MICHALOWICZ

Examinateurs.

L. DICK

THÈSE

PRESENTÉE

AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème Cycle

PAR

D. PERRET-CALLIX

ETUDE ET REALISATION D'UN ANALYSEUR DE FAISCEAU
DE HAUTE INTENSITE ($10^6 \leq \text{ppi} \leq 10^{10}$).

Soutenue le 19/12/1975 devant la Commission d'examen

MM. M. RIOU

Président.

A. NICHALOWICZ

} Examinateurs.

L. DICK

REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis de remercier ici tous ceux qui, de près ou de loin, ont rendu possible cette thèse et tout particulièrement Monsieur Michel RIOU, Professeur et Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire, qui a bien voulu assumer la présidence du jury.

Monsieur Marcel VIVARGENT, Directeur de Recherche au C.N.R.S., qui, en tant que Directeur de la Division des Hautes Energies de l'I.P.N., m'a accueilli dans ce laboratoire.

Monsieur Aron NICHALOWICZ, Directeur de Recherche au C.N.R.S., qui a dirigé mon travail.

Messieurs Kei Ichi KURODA et Maurice POULET, maîtres de Recherche, qui m'ont conseillé utilement dans la rédaction.

Tous les membres de la collaboration C.E.R.N. ORSAY, OXFORD : MM. J. ANTILLE, L. DICK, A. CONIDEC, A. GSPONER, M. WERLEN, N. BOOTH, A. CRABB, K. GREEN, G. SALMON.

M.J. DUFOURNAND pour les conseils et l'aide constante qu'il m'a toujours prodigués sur le plan technique.

Ainsi que l'ensemble des techniciens des groupes I.P.N Orsay et du C.E.R.N. qui m'ont aidé dans ce travail.

ABSTRACT

In this paper, we relate the study of a beam profile analyser working under high-beam intensity in the range of 10^7 to 10^9 or more particles per burst.

It describes the principle of measurement, the construction of the multi-cellular ionization chamber and the different tests carried out on the chamber in order to evaluate the main features.

TABLE DES MATIERES

	<u>page</u>
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - EXPERIENCES DE POLARISATION	3
1. QUELQUES MOTS SUR LA PHYSIQUE	3
2. PRINCIPE DE LA MESURE DE POLARISATION	4
2.1 Méthode de la double diffusion	4
2.2 Méthode utilisant une cible polarisée	4
3. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE DE RUTHERFORD	5
CHAPITRE II - POURQUOI UN DETECTEUR DE PROFIL	7
1. LES GRANDES INTENSITES DE FAISCEAUX	7
2. EXPERIENCES DE POLARISATION	7
2.1 Reconstruction de trajectoire	7
2.2 Détérioration de la cible	8
CHAPITRE III - ANALYSEURS DE FAISCEAUX EXISTANTS	9
1. PHOTOMETRIE	9
2. CAMERA ET INTENSIFICATEUR D'IMAGE	9
3. CHAMBRES A EMISSIONS SECONDAIRES	10
3.1 Chambre à fils	10
3.2 Mode proportionnel	10
3.3 Mode d'ionisation	11
CHAPITRE IV - CHOIX DU PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU DETECTEUR EN FONCTION DES CARACTERISTIQUES SOUHAITEES	13
1. CONDITIONS GENERALES	13
2. PRINCIPE DU FONCTIONNEMENT	13
3. RAISONS D'UNE STRUCTURE EN BANDE	14
CHAPITRE V - DESCRIPTION ET REALISATION DE LA CHAMBRE MULTICELLULAIRE	17
1. DESCRIPTION DE LA CHAMBRE ET REALISATION MECANIQUE	17
2. SYSTEME DE LECTURE	18
2.1 Logique de contrôle	18
2.2 Fonctionnement de l'interrupteur analogique et de l'amplificateur	18
2.3 Eléments de transfert	21

	<u>PAGE</u>
CHAPITRE VI - ACQUISITION ET TRAITEMENT DE L'INFORMATION	25
1. ELECTRONIQUE ASSOCIEE AU SYSTEME	25
2. CHRONOLOGIE DES DIFFERENTES ETAPES DE L'ACQUISITION	26
3. PARTIE PROGRAMMATION	28
CHAPITRE VII - MESURES EFFECTUEES SUR LA CHAMBRE, ANALYSES ET RESULTATS	31
1. ETUDE DE LA REPONSE ELECTRONIQUE ET DES LIMITES DU SYSTEME	31
1.1 Linéarité de la réponse du système "interrupteur-amplificateur"	31
1.2 Sensibilité maximale	31
1.3 Dynamique du système	33
2. COURANTS DE FUITE, COURANTS PARASITES, BRUIT DE FOND	33
2.1 Evaluation de la résistance et du courant de fuite parasite par l'étude de la constante de temps de décharge du système	34
2.2 Fluctuation des mesures en fonction de la haute tension	34
2.3 Rapport signal sur bruit	34
2.4 Evolution du piédestal en fonction des différentes fréquences d'acquisition	35
3. LA CHAMBRE COMME MONITEUR D'INTENSITE	35
3.1 Test avec sources radioactives	35
3.2 Tests sur faisceau	36
4. LA CHAMBRE COMME ANALYSEUR DE PROFILS	38
CONCLUSION	53
ANNEXE - PRINCIPE DE MESURE DE LA POLARISATION DES PROTONS DANS LES CIBLES POLARISEES	57
REFERENCES	60

INTRODUCTION

Ce travail a été réalisé au cours de l'expérience de polarisation à Rutherford, dans le groupe "Polarisation" de la division des Hautes Energies de l'Institut de Physique nucléaire d'Orsay, au sein de la Collaboration CERN - IPN-Orsay - Oxford.

Au cours de ces dernières années, des progrès techniques importants ont été réalisés, tant en ce qui concerne les cibles polarisées, les faisceaux intenses de hadrons, que les méthodes de détection, d'acquisition et de traitement des données, progrès qui ont permis des mesures de plus en plus difficiles et raffinées dans le domaine de la polarisation.

Parallèlement, de nombreux travaux théoriques ont été menés, essentiellement sur la base des pôles de Regge, pour donner les interprétations théoriques aux résultats obtenus.

Les succès, puis les insuccès des modèles élaborés ont vite contraint les expérimentateurs à rechercher de nouvelles approches pour accéder à la compréhension des phénomènes liés à l'interaction hadron-hadron.

Ainsi, la collaboration à laquelle je participe a décidé d'entreprendre l'étude de la polarisation dans des domaines peu ou pas explorés : la polarisation à grand transfert, la mesure d'éventuelles asymétries dans les interactions inclusives à un corps.

Ce nouveau type d'expérience se caractérise essentiellement par la mesure de très faibles sections efficaces différentielles, ce qui nécessite des techniques particulières liées à l'utilisation de faisceaux de grandes intensités.

Ceci nous a conduit à la mise au point de méthodes de détection et de repérage spatial et temporel du faisceau, particulièrement, comme c'est le cas en ce qui nous concerne, lorsqu'il y a utilisation d'une cible polarisée qui se dégrade localement en fonction de l'irradiation reçue.

Ce sont ces problèmes qui font l'objet du travail présenté ici. J'ai en effet été amené à étudier, construire et mettre au point un nouveau système de détection, mesure et contrôle automatiques de faisceaux de grandes intensités : *la chambre d'ionisation multicellulaire.*

Ce travail comporte l'exposé des points suivants :

Chapitre I : Présentation de l'intérêt physique des expériences de polarisation, ainsi que description de l'expérience pour laquelle cette étude a été faite.

Chapitre II : Raisons qui ont amené la création de cet analyseur de faisceau.

Chapitre III : Présentation des différentes sortes d'analyseurs de profil de faisceaux existants.

Chapitre IV : Présentation de la solution adoptée pour le principe de détection.

Chapitre V : Description et réalisation de la chambre.

Chapitre VI : Exposé de la méthode d'acquisition des données et traitements de l'information.

Chapitre VII : Présentation des résultats obtenus au cours des tests et mesures effectuées.

La conclusion tendra à montrer que cet analyseur voit, par ses caractéristiques, son cadre d'utilisation s'ouvrir à toutes les expériences utilisant des faisceaux intenses et demandant une connaissance précise du faisceau au niveau de la cible.

CHAPITRE I

EXPERIENCES DE POLARISATION

1. QUELQUES MOTS SUR LA PHYSIQUE

L'expérience à laquelle j'ai pris part avait pour but la mesure de polarisation dans la diffusion $p - p^+$ à 8 GeV/c pour le canal élastique à de grands moments de transfert

$$[1 \leq t \leq 6 \text{ (GeV/c)}^2]$$

et pour le canal inclusif

$$p + p^+ \rightarrow p + X .$$

Il est important de préciser l'intérêt de telles mesures et le rôle qu'elles jouent en physique de hautes énergies.

Jusqu'à ces dernières années, les résultats expérimentaux de sections efficaces totales ou différentielles étaient généralement assez bien interprétés par les modèles théoriques, en particulier le modèle de Regge¹⁾. Et, bien qu'il subsistât quelques problèmes (absence de certains creux dans les sections efficaces différentielles en t prévus par le modèle, déplacement de certains autres en fonction de l'énergie alors que le modèle prédisait leur fixité, etc.), ces modèles semblaient satisfaisants.

En revanche, les mesures de polarisation posaient de nombreux problèmes que le modèle de Regge ne résolvait pas, ou mal. La polarisation est une observable beaucoup plus sensible à la phase relative des amplitudes et à l'influence d'amplitude non dominante que les sections efficaces différentielles.

C'est pourquoi de nombreuses expériences^{2,3)} ont été effectuées pour résoudre ces difficultés. Par ailleurs, de nouveaux domaines ont été explorés, en particulier par cette collaboration, tels que l'étude de la polarisation pour les grands transferts, régions pour lesquelles le modèle de Regge n'est pas applicable car il suppose

$$|t| \ll s ,$$

et l'étude de la polarisation dans les réactions inclusives à un corps. On voit donc que ces expériences sont un moyen puissant de confirmer ou d'infirmer les modèles que l'on peut imaginer quant à la structure de l'interaction hadron-hadron. Par conséquent, il est essentiel de poursuivre le travail commencé il y a déjà une dizaine d'années suivant des énergies incidentes croissantes.

Parallèlement, le développement des cibles de protons polarisés a permis d'améliorer la technique des mesures de polarisation.

2. PRINCIPE DE LA MESURE DE POLARISATION

2.1 Méthode de la double diffusion

La polarisation $P_0(t)$ du nucléon dans l'état final est déterminée en mesurant une asymétrie gauche-droite après diffusion sur un noyau dont le pouvoir d'analyse P_A est connu :

$$A = P_0(t) \cdot P_A .$$

La connaissance, souvent peu précise, de la valeur de P_A rend cette méthode difficile et susceptible d'erreurs systématiques.

2.2 Méthode utilisant une cible polarisée

La section efficace sur la cible polarisée s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_p = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{np} [1 + P_0(t) - P_c]$$

où :

$(d\sigma/dt)_{np}$ est la section efficace sur la cible non polarisée,

P_c la polarisation de la cible;

$P_0(t)$ est reliée à l'asymétrie expérimentale A :

$$P_0(t) = \frac{A}{|\vec{P}_c \cdot \vec{n}|} ;$$

\vec{n} est le vecteur unitaire perpendiculaire au plan de diffusion

$$A = \frac{(d\sigma/dt)^+ - (d\sigma/dt)^-}{(d\sigma/dt)^+ + (d\sigma/dt)^-} .$$

Les signes + et - désignent le signe de $\vec{P}_c \cdot \vec{n}$.

Cette méthode minimise les erreurs systématiques par la connaissance directe de A et permet de réduire l'erreur statistique, le nombre d'événements recueillis étant nettement plus important car ils ne subissent qu'une seule diffusion.

3. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE DE PUTHETFORD

Cette expérience à 8 GeV/c comporte l'installation suivante (fig. 1).

Les particules vers l'avant sont sélectionnées par les compteurs S_1 , S_2 , S_3 et S_4 , en corrélation avec les particules de recul détectées par R_1 et R_{2abc} .

Les coïncidences obtenues par ces six compteurs déterminent les événements.

La définition précise des trajectoires des particules diffusées et de recul est assurée par les hodoscopes $H_{1, \dots, 9}$.

Les compteurs Čerenkov \bar{C}_1 , \bar{C}_2 , \bar{C}_3 signalent la nature des particules diffusées : mésons ou protons.

L'aimant M 402 permet une analyse en moment utilisée surtout pour les réactions inclusives.

Cette implantation permettait de couvrir une large gamme de t de 1 à 6 GeV/c².

Ces expériences, qui tendent à mesurer des asymétries de quelques pour mille, doivent être très bien contrôlées. Pour assurer une grande stabilité dans les mesures on doit enregistrer de nombreux paramètres de l'expérience.

Ainsi, lors de l'expérience de 8 GeV/c, de nombreux moniteurs sont utilisés (fig. 2) :

- Une chambre d'ionisation (I. Ch.) permet la mesure de l'intensité globale du faisceau de 10^8 protons/cycle à 10^9 protons/cycle, avec une précision supérieure à 1%.
- Une chambre à fils rend compte de la position du faisceau à trois mètres de la cible.
- Des compteurs $T_{1,2,3}$, détectant des particules diffusées vers l'arrière par les noyaux non polarisés, sont sensibles à l'intensité du faisceau et à la stabilité de la cible.
- Des compteurs $M_{1,2,3}$ et $M_{2,4,4}$, situés vers un plan perpendiculaire au plan de diffusion, permettent la mesure de la stabilité de la cible et de la position moyenne du faisceau, indépendamment de la polarisation de la cible.
- Enfin, un compteur à scintillation donne la structure en temps du cycle.

Cette revue rapide montre que, surtout dans les expériences de cibles polarisées, un paramètre important n'est pas contrôlé : la position précise et l'extension spatiale du faisceau au niveau de la cible.

C'est pour tenter de combler cette lacune qu'il a été décidé de créer un détecteur répondant à cet impératif : la chambre à ionisation multicellulaire ou chambre à bandes.

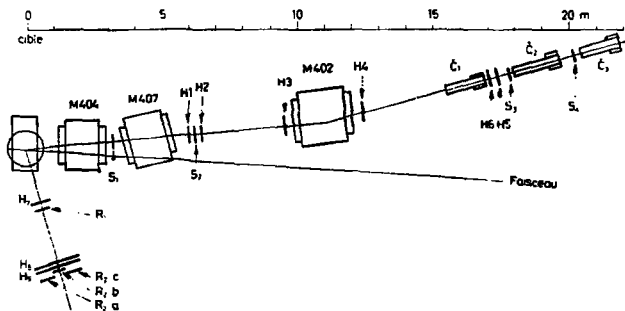
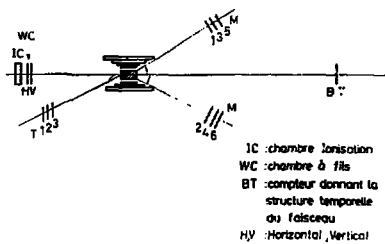


Fig. 1



MONTEURS DE L'EXPERIENCE

Fig. 2

CHAPITRE II

POURQUOI UN DETECTEUR DE PROFIL

Revenons sur les raisons qui ont justifié l'étude et la mise au point d'un détecteur spécial de profil.

1. LES GRANDES INTENSITES DE FAISCEAUX

On a vu, ces dernières années, se développer de nouvelles expériences utilisant les grandes intensités de faisceaux. Un gain en intensité permet des expériences plus courtes et plus précises, mais demande une adaptation des détecteurs et de l'électronique rapide identifiant les événements.

Un travail très important a été fait pour l'électronique (circuits intégrés, échelles rapides, introduction des ordinateurs "on-line") et pour la plupart des détecteurs.

Par contre, les analyseurs de profil et de position du faisceau, très sensibles à cette augmentation d'intensité, rencontrent encore des problèmes liés aux effets de charge d'espace ou de saturation de l'électronique.

2. EXPERIENCES DE POLARISATION

La plupart des problèmes posés par les expériences de polarisation ont pour origine l'existence même de la cible et de l'aimant de grand flux (25 kG) qui permet cette polarisation. On trouvera à l'Annexe un exposé de la méthode de mesure de la polarisation.

2.1 Reconstruction de trajectoire

Lorsqu'on fait l'analyse d'une expérience quelconque, on élimine une grande partie du bruit de fond en faisant deux tests préliminaires sur la masse des événements recueillis : le test de coplanarité (deux corps de l'état final doivent être dans le plan de diffusion), et le test de position du vertex reconstruit par rapport à la cible.

Dans les expériences qui nous intéressent, l'aimant de polarisation courbe les trajectoires des particules à l'origine, ce qui complique la reconstruction. Il est donc important de localiser le mieux possible le vertex par la connaissance précise de la position du faisceau sur la cible. On introduit alors des contraintes sur les événements reconstruits pour améliorer la précision des résultats⁴⁾.

Dans l'analyse des réactions inclusives à un corps, ce problème est d'autant plus aigu que l'on ne peut effectuer le test de coplanarité puisqu'on ne mesure qu'une particule.

2.2 Détérioration de la cible

Les cibles polarisées (voir Annexe) subissent des dommages dus à l'irradiation : on observe une dégradation de la valeur moyenne de la polarisation en fonction du nombre total de particules ayant traversé la cible.

Ce phénomène, négligeable aux faibles intensités de faisceau, devient critique sur les faisceaux intenses (10^9 protons/cycle) où la durée de vie d'une cible peut être réduite à quelques jours.

Cela peut exclure certaines mesures très longues comme les réactions élastiques pour les grands transferts [$t \geq 4$ (GeV/c) 2] et, dans tous les cas, cause une perte de temps importante due à la régénération de la cible.

De plus, la destruction est localisée en majeure partie sur le passage du faisceau. Or, les mesures de la polarisation sont des mesures globales donnant une valeur moyenne sur toute la cible.

Une erreur systématique est donc introduite entre la valeur de la polarisation à laquelle le faisceau est sensible et celle que l'on mesure.

Une solution intéressante, déjà utilisée sur le faisceau d'électrons, serait de déplacer aléatoirement dans l'espace et périodiquement dans le temps le faisceau sur la cible.

On augmenterait ainsi notablement la durée de vie de la cible et la mesure de la polarisation de la cible reprendrait tout son sens.

Le déplacement aléatoire n'est désiré que pour permettre une uniformité d'irradiation indépendante de la durée de l'expérience.

Mais cette solution repose sur la possibilité de faire la corrélation entre chaque événement ou ensemble d'événements et la position précise du faisceau qui leur a donné naissance.

Sinon, l'imprécision sur le vertex est égale aux dimensions de la cible et la résolution des mesures devient très mauvaise.

Il apparaît donc que, pour résoudre ces trois problèmes, il était nécessaire de mettre au point une méthode de détection précise de la position du faisceau.

CHAPITRE III

ANALYSEURS DE FAISCEAUX EXISTANTS

Il existe déjà, bien entendu, de nombreux analyseurs de faisceaux utilisant des méthodes de mesures diverses depuis la photométrie jusqu'à la télévision avec les caméras à intensificateur d'image, sans oublier les effets d'ionisation dans les chambres à fils utilisées en régime proportionnel ou d'ionisation.

Nous allons examiner quelques-unes de ces méthodes dans le cas particulier de l'utilisation d'un faisceau de grande intensité.

1. PHOTOMETRIE⁵⁾

Cette méthode, essentiellement dirigée vers les très hautes intensités de particules 10^{11} à 2×10^{12} particules/cm², permet une mesure de profil de faisceau et de l'intensité (à 10% près).

C'est une méthode de densimétrie qui utilise des détecteurs plastiques (nitrate de cellulose) de faible épaisseur exposés perpendiculairement au faisceau à étudier.

Le grand inconvénient de cette méthode est la lenteur de la mesure et son caractère "off-line". Une analyse de profil dure environ 20 mn.

2. CAMERA ET INTENSIFICATEUR D'IMAGE

Il suffit pour cela de placer, perpendiculairement au faisceau incident, une plaque de scintillateur solide, puis de récolter la lumière émise sur l'objectif d'une caméra de télévision.

L'avantage de cette méthode est la visualisation instantanée du faisceau sur un écran de télévision, mais les inconvénients sont nombreux : si l'on veut un contraste important de l'image, il faut une épaisseur de scintillateur suffisante pour produire assez de photons, et cette matière modifie les caractéristiques du faisceau (dispersion, spectre en énergie, etc.). On a donc recours aux intensificateurs d'image⁶⁾ qui permettent une faible épaisseur de scintillateur.

L'image de télévision obtenue doit alors être digitalisée puis l'on utilise des "Transient Recorders"⁷⁾.

Cette méthode est peu flexible, demande une installation onéreuse et ne permet que des mesures relatives.

3. CHAMBRES A EMISSIONS SECONDAIRES

Le principe de détection de ces chambres est l'utilisation des électrons libérés par la surface d'une matrice lors d'un bombardement de particules chargées.

L'utilisation de ces chambres est prévue pour des faisceaux intenses supérieurs à 10^9 particules par cycle, car le nombre d'électrons émis par proton est de l'ordre de 4%.

C'est néanmoins le phénomène prédominant lorsqu'on utilise de fines lamelles de métal dont la largeur donnera la résolution spatiale du détecteur (environ 1 mm).

Le nombre d'électrons émis est mesuré par l'intégration de la charge résiduelle de chaque lamelle.

L'utilisation de telles chambres ne peut se faire que dans des conditions bien précises :

- elles ne fonctionnent que dans un vide assez poussé de 10^{-7} torr.
- elles ne peuvent rester en permanence dans le faisceau car elles subiraient un échauffement important et modifieraient les paramètres du faisceau.
- elles ont une sensibilité maximale assez faible de l'ordre de 10^{10} à 10^{11} protons/cycle.

3.1 Chambre à fils

C'est la méthode la plus couramment utilisée actuellement et ceci essentiellement pour deux raisons.

Tout d'abord, c'est une technique plus évoluée, bien étudiée depuis longtemps¹⁾.

Ensuite, cet appareil répondait très exactement aux exigences des basses intensités.

Ainsi, insensiblement, malgré l'augmentation de l'intensité des faisceaux, on a conservé les mêmes appareils sans remettre en question leur fonctionnement.

Il faut distinguer deux modes de fonctionnement : le mode proportionnel sensible à chaque particule, et le mode d'ionisation sensible au courant généré par un flux de particules.

3.2 Mode proportionnel

Le premier obstacle pour les grandes intensités est d'ordre électronique : impossibilité d'obtenir des circuits capables de "compter" à une fréquence de plus de 10^4 ou 10^5 impulsions/seconde ce qui, si l'on suppose une résolution de un millimètre, limite l'intensité de faisceau mesurable à 10^6 particules/seconde.

Le deuxième est d'ordre électrostatique³⁾ : c'est l'effet de charge d'espace (aussi observable dans l'utilisation en mode semi-proportionnel).

A haute intensité de particules, il se produit une sorte d'"habillage" ("ion coating") des fils (négatifs) par des ions (positifs) créant un écran de charges qui diminue sensiblement pendant un instant le potentiel "vu" par les charges alors créées. Celles-ci peuvent donc se recombinaison avec les ions du gaz ou même les ions formant l'écran.

Cela conduit à une perte dramatique d'efficacité et à une diminution de la hauteur des impulsions.

Il est utile, je pense, de rapporter les conclusions de l'article cité plus haut³⁾ car elles nous ont permis d'orienter plus précisément notre étude.

Il est rapporté que, pour améliorer le fonctionnement de ces appareils à haute intensité, il est nécessaire de :

- a) décroître le pas de la chambre de manière à diminuer l'effet ion coating;
- b) décroître le temps mort de l'électronique;
- c) décroître la distance interplan de manière à réduire l'écran de charge;
- d) décroître l'amplification dans les gaz;
- e) accroître la mobilité ionique;
- f) ajouter un gaz électronégatif.

La figure 3 montre bien les problèmes que posent les hautes intensités; même lorsqu'on augmente la haute tension, l'inefficacité augmente.

3.3 Mode d'ionisation

Ce cas est plus favorable aux mesures sous haute intensité [comme l'indique la conclusion (d) du paragraphe précédent] et certains points méritant d'être éclaircis. En fait, ces chambres travaillent en régime semi-proportionnel et non pas en régime d'ionisation : en effet, les fils ont des diamètres de l'ordre de 100 μm , les hautes tensions appliquées sont de l'ordre de 1000 à 1500.V; le champ ainsi créé au voisinage des fils est très grand et les conditions d'"avalanches" sont remplies. Ensuite, ces appareils ne donnent qu'une idée qualitative de la position du faisceau, le profil étant déformé du fait de la non linéarité en intensité. Néanmoins, le principe de ce détecteur est intéressant car il résout le problème de comptage par l'intégration naturelle sur le fil.

Notre but était de poser le problème de la détection de faisceau intense dans son ensemble et, en partant de bases nouvelles, concevoir un détecteur dont chaque élément serait étudié pour résoudre le problème des hautes intensités.

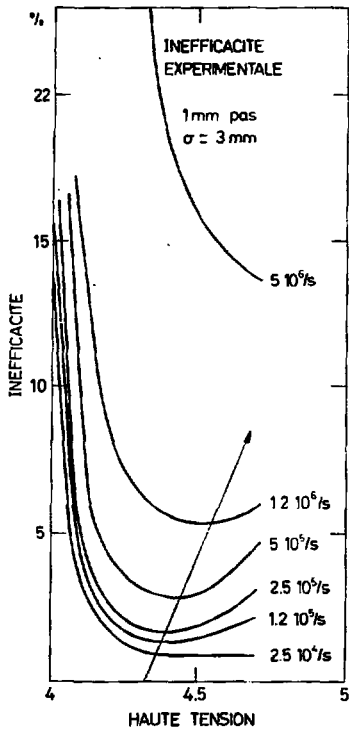


Fig. 3

CHAPITRE IV

CHOIX DU PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU DETECTEUR EN FONCTION DES CARACTERISTIQUES SOUHAITEES

1. CONDITIONS GENERALES

On peut, dès à présent, évaluer les caractéristiques souhaitées de l'appareil, compte tenu des problèmes précis de l'expérience de polarisation et des problèmes plus généraux de toutes les expériences utilisant des faisceaux de grande intensité.

- a) Fonctionnement en régime d'ionisation strict de façon à avoir une information précise sur la forme du faisceau ainsi que sur l'intensité absolue de celui-ci;
- b) Sensibilité et dynamique élevées de manière à couvrir une large gamme d'intensités ($10^7 + 10^9$ protons/cycle et plus). De telles intensités produisent des courants d'ionisation suffisamment grands par rapport aux courants de fuite pour être mesurables;
- c) Résolution fine (0,5 nm) pour une position précise du faisceau sur la cible;
- d) Insensibilité aux champs magnétiques permettant l'utilisation du détecteur dans un aimant de polarisation;
- e) Mécanique simple et dimensions faibles;
- f) Système de lecture associé permettant, soit la visualisation du profil sur un oscilloscope, soit la lecture sur un mini-ordinateur intégré dans le système d'acquisition de l'expérience;
- g) Bas prix en utilisant au maximum les derniers développements de l'électronique intégrée.

2. PRINCIPE DU FONCTIONNEMENT

Ces contraintes nous ont orienté vers la construction d'une chambre d'ionisation multicellulaire où chaque cellule constitue une petite chambre d'ionisation indépendante.

Techniquement, cette chambre se présente comme une chambre à fils classique où les fils sont remplacés par des bandes, électrodes collectrices de chaque cellule (fig. 4).

Chaque cellule collecte le courant d'ionisation produit par le passage du faisceau déchargeant ainsi la capacité associée préalablement portée à un potentiel de référence.

Un système de lecture connecte successivement chaque cellule à un amplificateur différentiel. Celui-ci donne un signal proportionnel à la charge perdue dans la cellule due au courant ionisant et remplace la cellule dans les conditions initiales.

Ce système a l'avantage de n'utiliser qu'un seul amplificateur pour la lecture d'un plan.

Nous reviendrons bien entendu en détail sur ce système de lecture originale dans le Chapitre V.

3. RAISONS D'UNE STRUCTURE EN BANDE

Nous avons choisi d'utiliser des bandes plutôt que des fils comme électrodes collectrices essentiellement pour deux raisons :

- a) *Une symétrie plus élevée* : géométriquement, un plan entre deux plans possède un degré de symétrie plus élevé qu'un cylindre (fil) entre deux plans.

Cela a une conséquence directe : le champ obtenu sera plus uniforme, comme le montre bien l'étude comparative des courbes équipotentielles dans le cas des bandes (fig. 5) et dans le cas des fils (fig. 6).

- b) *Une plus grande surface collectrice*

- Pour un fil de diamètre 10μ la surface collectrice est

$$S = L \times C ,$$

où L = la longueur du fil

et C = la circonférence.

Donc, ici,

$$S_F = L \times 30\mu .$$

- Pour une bande

$$S_B = L \times 2l ,$$

où l = la largeur de la bande

$$l = 0,25 \text{ cm} .$$

On obtient donc le rapport :

$$\frac{S_B}{S_F} = \frac{0,5 \text{ mn}}{30\mu} = 17 .$$

La surface collective est donc augmentée d'un facteur 17.

Les deux raisons induisent de nombreuses conséquences :

Notamment en régime d'ionisation stricte. Du fait de la bonne uniformité du champ, l'appareil pourra réellement fonctionner en régime d'ionisation pour des hautes tensions relativement faibles, de l'ordre de 500 V, et cela sans risque d'"avalanche".

Une haute tension faible est d'autant plus appréciable que l'on réduit les courants de fuite sur la chambre elle-même.

On obtient une meilleure efficacité. La zone de faible influence entre les électrodes collectrices est diminuée. Les effets décrits plus haut, tels que l'"ion coating", sont rendus négligeables.

On obtient une résolution plus fine. Il suffit de se rapporter aux figures 5 et 6 pour se rendre compte que les équipotentielles définissent mieux la zone sous l'influence d'une bande.

On peut utiliser une distance interplan plus faible du fait de la meilleure efficacité. Evaluons la sensibilité maximale que l'on pourra obtenir pour une distance interplan de 4 mm.

Un proton relativiste produit environ $1,5 \times 10^7$ électrons sur 8 mm et, si l'on suppose un flux de 10^6 protons/cycle/bande, on obtient la charge déposée suivante :

$$Q_1 = 10^6 \times 1,5 \times 10^7 \times 1,6 \times 10^{-19} = 2,4 \times 10^{-11} \text{ C ,}$$

charge à comparer avec la charge créée par les courants de fuite dans la chambre. Si $R_F = 10^{-15} \Omega$ et la haute tension = 500 V pour 0,5 sec (durée du cycle), on peut évaluer la charge de fuite :

$$Q_F = 5 \times 10^{-13} \times 0,5 = 2,5 \times 10^{-13} \text{ C .}$$

La précision des mesures dépendra en grande partie de la stabilité de la tension de référence et de l'uniformité des valeurs des composants électroniques qui seront associés à chaque cellule.

Enfin, l'utilisation de bandes a permis de mettre au point une méthode de construction bien plus facile et simple que celle qui consiste à souder des fils de quelques microns tous les millimètres. C'est l'explication de cette méthode qui constituera une partie du chapitre suivant.

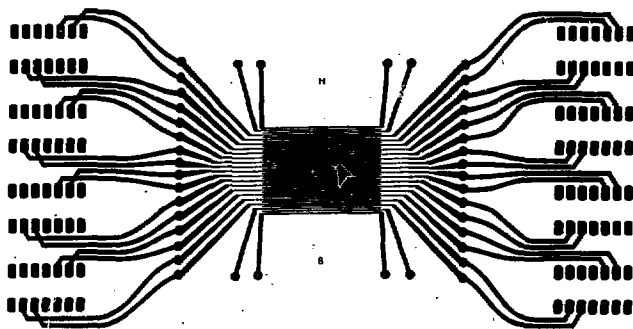


Fig. 4

Equipotentiel bande et fil

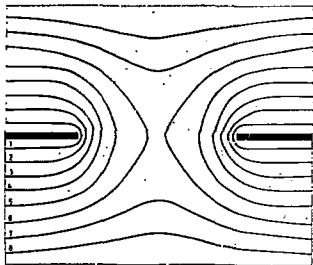


Fig. 5

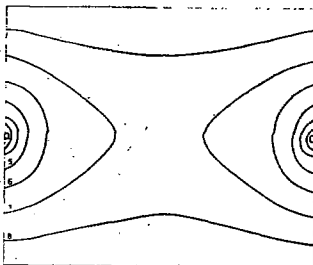


Fig. 6

CHAPITRE V

DESCRIPTION ET REALISATION DE LA CHAMBRE MULTICELLULAIRE

1. DESCRIPTION DE LA CHAMBRE ET REALISATION MECANIQUE (fig. 7)

La chambre consiste en un plan de bandes de 0,25 mm de largeur, séparées par un espace de 0,25 mm, inséré entre deux plans haute tension en mylar aluminisé avec un espace interplan de 4 mm.

Ces valeurs ont été choisies à la suite d'un compromis entre plusieurs paramètres : quantité d'ionisation et facilité technique en faveur d'un large espace interplan, résolution et faible tension pour un petit espace interplan.

Le cadre de la chambre est en plexiglass de 5 mm d'épaisseur et de résistivité $6 \times 10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$, l'espace interplan étant fourni par une cale de 4 mm dans la même matière.

L'alimentation en gaz se fait perpendiculairement à la chambre; elle est rendue possible par un dessin approprié de la cale interplan, comme le montre la figure 7.

Pour les tests on utilisera soit une atmosphère d'air, soit une atmosphère d'Argon pour diminuer les effets de recombinaisons.

Ainsi, la chambre a les dimensions suivantes : 8 cm verticalement \times 24 cm horizontalement, compte tenu de l'électronique nécessaire à la connexion avec l'amplificateur.

La technique de construction du plan de bandes a été mise au point par les ateliers Godet du CERN. C'est une technique de photogravure qui peut être pratiquée dans n'importe quel atelier de réalisation de circuit imprimé.

- i) On dessine sur transparent, comme pour un circuit classique, le schéma des bandes formant le plan de collection ainsi que les connexions à la partie électronique qui sera décrite plus loin. Pour plus de commodité, ce schéma est dessiné à une échelle 5 ou 6, puis le transparent est réduit par un procédé photographique à l'échelle d'utilisation.
- ii) Par le procédé classique de photogravure, on réalise le circuit sur une feuille de kapton cuivré de 1/100 mm d'épaisseur. On développe cette feuille et il ne reste que les bandes cuivrées et les connexions.
- iii) On détruit alors chimiquement l'isolant (kapton) au niveau des bandes.
- iv) Pour améliorer la conduction, on dépose une fine couche d'or par électrolyse.

En fait, tout le problème résidait dans la dissolution du kapron : un acide trop fort aurait détruit le cuivre; de nombreuses formules ont été essayées : on a utilisé en définitive de l'hydrate d'hydrazine. Cet atelier est actuellement en mesure de fournir des trames très fines de 0,125 mm de pas et même mieux.

2. SYSTEME DE LECTURE

La figure 8 montre schématiquement le système de lecture avec ses diverses interconnexions.

On peut dégager essentiellement trois fonctions :

- la commande et le contrôle de la charge et la décharge des cellules, que nous appellerons la logique de contrôle,
- la lecture proprement dite des cellules, réalisée par l'ensemble amplificateur-interrupteur analogique,
- les éléments de transfert qui permettent la visualisation facile des mesures.

2.1 Logique de contrôle

Elle a pour fonction de générer, à partir d'un ordre extérieur (signal de commande), des signaux définissant la séquence de balayage des cellules ainsi que des signaux de synchronisation.

Le générateur d'adresses, de conception relativement conventionnelle, est constitué d'un oscillateur fournissant des impulsions à une fréquence choisie. Celles-ci sont comptées dans une échelle qui génère, sur les quatre sorties en parallèle, les adresses successives des cellules d'ionisation devant être lues.

Un décodeur transforme alors l'adresse qu'il reçoit en une impulsion de contrôle qui va fermer l'interrupteur correspondant. Ce système d'adressage permet de gérer 32 interrupteurs avec seulement quatre fils de contrôle.

Un signal de "porte" permet une synchronisation dans le décodage et l'ordre n'est transmis que lorsque toute l'adresse a été décodée.

Un dernier signal de synchronisation stabilise le système entier de lecture et permet donc une mise en temps facile de l'appareillage.

2.2 Fonctionnement de l'interrupteur analogique et de l'amplificateur

Avant de commenter en détail chaque constituant de cette partie analogique, il est intéressant d'examiner la chronologie des événements lors de la lecture d'une cellule de la chambre.

Supposons que la cellule C ait été chargée à la tension V_r , tension de référence dans une étape antérieure à l'instant t_1 , puis isolée par rapport au reste de la chambre (interrupteur ouvert).

En présence d'une source ionisante, la bande de la cellule C collecte les électrons créés par ionisation et produit ainsi une décharge de la capacité associée.

A l'instant t_2 , le potentiel aux bornes de la cellule est alors $V_r - \Delta V$, où $\Delta V * C$ est la charge déposée par la source ionisante dans $t_2 - t_1$.

Si, à l'instant t_2 , on décide de lire la cellule C, l'interrupteur C est alors fermé. L'amplificateur différentiel, étant sensible à la différence $V_r - (V_r - \Delta V) = \Delta V$, délivre en sortie un signal proportionnel à ΔV mais, ce faisant, par l'intermédiaire de la boucle de contre-réaction, recharge la cellule C à la tension de référence V_r .

L'interrupteur est ouvert. La cellule isolée est de nouveau prête à recueillir les charges du gaz ionisé.

Comme on l'a vu, l'action de l'amplificateur est double (fig. 9) :

- i) il génère un signal proportionnel à la charge perdue,
- ii) il assure la recharge de la cellule.

Ces deux actions, en fait, n'en font qu'une : c'est en rechargeant la cellule par la boucle de contre-réaction qu'il génère le signal proportionnel à la charge perdue.

Le courant d'ionisation déchargeant l'ensemble cellule-condensateur est faible mais, si l'on mesure le courant de recharge présent pendant un temps beaucoup plus court, on obtient un facteur d'amplification important.

En effet, si l'on suppose que la cellule se décharge sous l'action du rayonnement pendant un temps T_1 ($1 \text{ msec} \leq T_1 \leq 1 \text{ sec}$), on obtient :

$$I_1 = \frac{dQ}{T_1} .$$

Si la recharge s'effectue pendant un temps T_2 , on mesure un courant I_2 égal à :

$$I_2 = \frac{dQ}{T_2} .$$

L'amplification en courant sera donc :

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{T_1}{T_2} .$$

T_2 est lié à la constante RC du circuit de charge :

$$T_2 = RC = 300 \Omega \times 4 \times 10^{-11} \text{ F} = 12 \times 10^{-9} \text{ sec.}$$

$$\frac{1 \times 10^{-3}}{12 \times 10^{-9}} \approx 10^5 \leq \frac{I_2}{I_1} \leq \frac{1}{12 \times 10^{-9}} = 10^8 .$$

Cette méthode nous permettra de mesurer des courants de décharge très faibles de l'ordre de 10^{-12} A.

Revenons maintenant à l'amplificateur utilisé en générateur de courant.

Soit :

- V_r la tension de référence appliquée à la borne non inversée de l'amplificateur,
- V_0 la tension de la cellule après le passage du rayonnement,
- V_s la tension de sortie,
- Z_1 et Z_2 les deux impédances qui jouent un rôle important dans le circuit,
- $Z_1 = 1/(C_1 p)$ où C_1 est le condensateur équivalent à celui de la cellule et du condensateur associés,
- $Z_2 = R_2/(1 + R_2 C_2 p)$ où R_2 est la résistance de la boucle de contre-réaction et $C_2 = C_1 = C$ est le condensateur parallèle sur la boucle de contre-réaction.

Pour les circuits linéaires on a :

$$\mathcal{L}(V_s) = \mathcal{L}[\overline{V_s}(V_r = 0)] + \mathcal{L}[V_s(V_c = 0)]$$

où $\mathcal{L}(V_s)$ est la transformée de Laplace de V_s .

Donc,

$$\mathcal{L}[V_s(p)] = -\frac{Z_2}{Z_1} \frac{V_0}{p} + 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \frac{V_r}{p} .$$

Prenons la transformée de Laplace inverse. On obtient :

$$V_s(t) = e^{-t/R_2 C} (V_r - V_0) + V_r$$

pour $t = 0$ correspondant au moment où l'on ferme l'interrupteur.

$$V_s(0) = 2V_r - V_0 .$$

Pour $t \rightarrow \infty$, $V_s \rightarrow V_r$.

On obtient donc un signal d'amplitude $V_c - V_b = \Delta V$ (chute de tension due à l'ionisation) par rapport à la ligne de base V_b .

Pour construire cette électronique nous avons utilisé essentiellement les éléments suivants.

Les interrupteurs ("Analog switch") sont des circuits intégrés CMOS. Ils sont insensibles au champ magnétique contrairement aux interrupteurs habituels ("type reed"). Chaque bloc compte quatre interrupteurs. Les caractéristiques de ces circuits répondent relativement bien à l'utilisation que l'on veut en faire :

- résistance interrupteur fermé : 300 Ω ,
- résistance interrupteur ouvert : 10^{11} Ω ,
- fréquence de répétition des ordres (ouverture, fermeture) : 10 MHz (bien au-dessus de l'utilisation),
- capacité parasite de 4 pF.

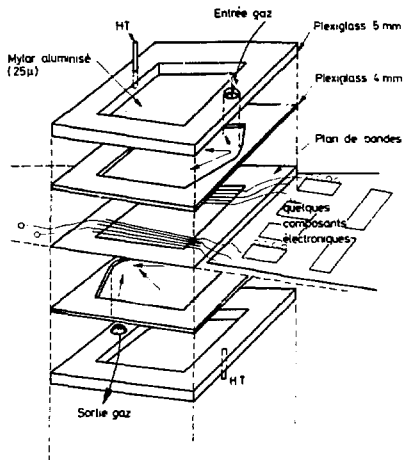
L'amplificateur est un circuit intégré du type FET (transistor à effet de champ) et possède, pour un bas prix, des caractéristiques intéressantes :

- résistance d'entrée : 10^{12} Ω ,
- résistance de sortie : 75 Ω ,
- facteur d'amplification boucle ouverte : 10^5 .

2.3 Eléments de transfert

La mise en forme du signal à la sortie de l'amplificateur est assurée par l'échantillonneur ("sample and hold") qui transforme l'impulsion en un signal carré de hauteur égale à celle de l'impulsion (fig. 10). Ceci permet une visualisation directe du profil sur un oscilloscope ou la conversion analogique digitale par l'ADC.

Ainsi, on se rend compte que cette méthode de lecture ne demande que peu de composants; elle permet en fait l'implantation d'un système de lecture complet de deux chaînes de 32 bandes dans une boîte de 20 cm \times 10 cm \times 4 cm, incluant même le convertisseur.



Vue décomposée de la chambre

Fig. 7

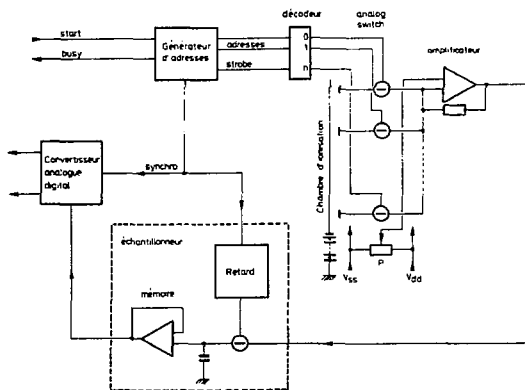


Fig. 8

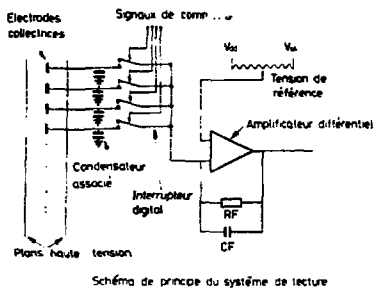


Fig. 9

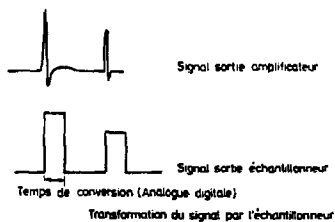


Fig. 10

CHAPITRE VI

ACQUISITION ET TRAITEMENT DE L'INFORMATION

Les données fournies par la chambre multicellulaire doivent être transférées, stockées et traitées en liaison avec les autres mesures physiques réalisées au cours des différents tests.

Pour ces opérations, on a utilisé un mini-ordinateur Nova du type Nova II et de l'électronique CAMAC et NIM.

L'ordinateur est inséré dans un système dont le rôle est l'acquisition des données de l'expérience et le traitement en ligne d'une partie de ces données permettant le contrôle effectif de l'expérience.

L'analyse du profil constituait donc une petite part du temps de machine.

Du fait de la grande sensibilité de l'appareillage, et de façon à étudier aussi l'évolution temporelle du faisceau lors d'un cycle, il a paru intéressant de collecter non pas un profil par cycle mais plusieurs : on arrivera à une centaine de profils par cycle. Cela correspond à une fréquence d'acquisition assez grande.

On a dû, pour cela, optimiser aussi bien la partie électronique que la partie programme.

1. ELECTRONIQUE ASSOCIEE AU SYSTEME (fig. 11)

Nous ne reviendrons pas sur l'électronique de la chambre elle-même, mais rappelons uniquement les entrées-sorties dont on doit tenir compte. En effet, il faut fournir un signal NIM initialisant le balayage de la chambre. En revanche, on reçoit le signal de mesure dont on doit analyser l'amplitude et un signal logique associé à chaque mesure.

D'une manière schématique, la *partie NIM* est constituée de trois éléments :

- Une horloge donne en permanence un signal à une fréquence que l'on choisit et qui déclenche un balayage complet (32 fils) de la chambre.
- Un retard de quelques μ sec est introduit sur le signal associé à chaque mesure à digitaliser, de façon à déclencher la conversion analogique digitale dans la "bonne" région du signal.

- Une porte ne laisse passer ce signal de conversion que si le signal du cycle est présent.

La chambre est donc balayée continuellement et l'on ne recueille les mesures que pendant la présence du faisceau. On élimine ainsi les charges accumulées pendant le reste du cycle.

La partie CAMAC est constituée essentiellement de trois modules :

- Un ADC (convertisseur analogique digital) capable de convertir une tension en 8 μ sec, mais possédant un temps mort de 8 μ sec environ. Le temps séparant deux lectures successives est de 16 μ sec au minimum.

De plus, il possède un réglage du zéro, aussi bien digital qu'analogique, programmable.

Ce convertisseur a une résolution de 12 "bits" (binary digit).

- Un DWD (discriminateur de bande) sera utilisé comme mémoire tampon. Ce module comporte une mémoire de 128 mots, ce qui correspond exactement à 4 profils (32 mots).
- Une échelle double recueillera la valeur de la chambre d'ionisation donnant l'intensité intégrée du cycle et la valeur du moniteur $T_{1,2,3}$. Ces deux valeurs seront acquises après chaque cycle.

2. CHRONOLOGIE DES DIFFERENTES ETAPES DE L'ACQUISITION

Si l'on décide d'acquérir plusieurs profils par cycle, on peut décrire la succession des événements de la façon suivante.

Dès que le signal de début de cycle est présent sur la porte, le signal de conversion corrélé au signal de mesure active l'ADC. Au bout de 8 μ sec, la valeur convertie est transférée dans le DWD, et cela jusqu'à ce que 128 valeurs (4 profils) soient mémorisées dans le DWD. Après chaque valeur acquise, le DWD donne un signal qui réinitialise (RESET) l'ADC pour qu'il soit prêt à convertir la valeur suivante.

Lorsque le DWD voit sa mémoire remplie, il émet un signal ("interrupt") qui appelle un programme d'acquisition et les valeurs sont transférées du DWD dans la mémoire de l'ordinateur. Pendant ce transfert, le DWD ne peut accepter de nouvelles valeurs. Le temps de transfert pour une valeur est de 6 à 7 μ sec; on peut donc évaluer à 1 msec le temps de transfert de 128 valeurs (de 4 profils).

Lorsque le nombre de mesures pour le cycle a été atteint, l'ordinateur a en mémoire la valeur de tous les profils recueillis pendant le cycle. Il envoie l'ordre de lecture des moniteurs sur les échelles.

En dehors du cycle, toutes ces valeurs sont enregistrées sur disque pour un traitement ultérieur.

Cette dernière étape serait différente pour une utilisation en ligne où le traitement de ces valeurs se ferait immédiatement après l'acquisition.

Il apparaît que trois valeurs de temps interviennent dans cette acquisition :

- a) Le temps de lecture de la chambre, limité surtout par le temps de conversion et le temps mort du convertisseur analogique digital (ADC).

Pour un plan de 32 fils, on a :

$$t_{\text{lecture}} = 32 \times (t_{\text{conversion}} + t_{\text{mort}}) = 32 \times (8 \text{ } \mu\text{sec} + 8 \text{ } \mu\text{sec}) = 512 \text{ } \mu\text{sec}.$$

- b) Le temps de mesure, temps pendant lequel les cellules isolées intègrent le courant dû au rayonnement ionisant.

Ce temps doit être grand devant le temps de lecture si l'on veut obtenir un "instantané" du faisceau.

On convient de choisir

$$t_{\text{mesure}} = 10 \times t_{\text{lecture}} = 10 \times 512 \text{ } \mu\text{sec} = 5,12 \text{ msec}.$$

- c) Le temps de transfert du DWD dans l'ordinateur, qui doit s'établir entre deux mesures, c'est-à-dire être inférieur au temps de mesure si l'on ne veut prendre aucune information.

Nous avons vu que :

$$t_{\text{transfert}} = 1 \text{ msec}.$$

Dans ces conditions, il apparaît que la première limitation dans la résolution en temps du faisceau est due au temps de conversion de l'ADC, et la deuxième au temps de transfert DWD vers l'ordinateur.

La chambre qui sera utilisée dans l'expérience suivante sera dotée d'un convertisseur à 2 μsec de temps de conversion et le transfert se fera par accès direct (environ 2 μsec par valeur transférée) ce qui améliorera substantiellement la résolution temporelle.

3. PARTIE PROGRAMMATION

Deux genres de programmes ont été réalisés pour ce détecteur :

- Un premier, développé en langage assembleur, peu évolué donc rapide à l'exécution, a constitué le programme d'acquisition (voir organigramme).

Son rôle : lire le DWD et les échelles, faire différents tests pour tenir la comptabilité du nombre de profils, nombre de cycles, etc.

Il devrait être suffisamment flexible pour s'insérer dans le programme d'acquisition de l'expérience en cours.

- Une deuxième catégorie de programmes devait traiter l'information enregistrée sur le disque. Ces programmes, pouvant être relativement lents mais plus élaborés, ont été réalisés en FORTRAN IV.

Les événements du disque sont transférés sur bande magnétique, ce qui permet de "sauver" l'information.

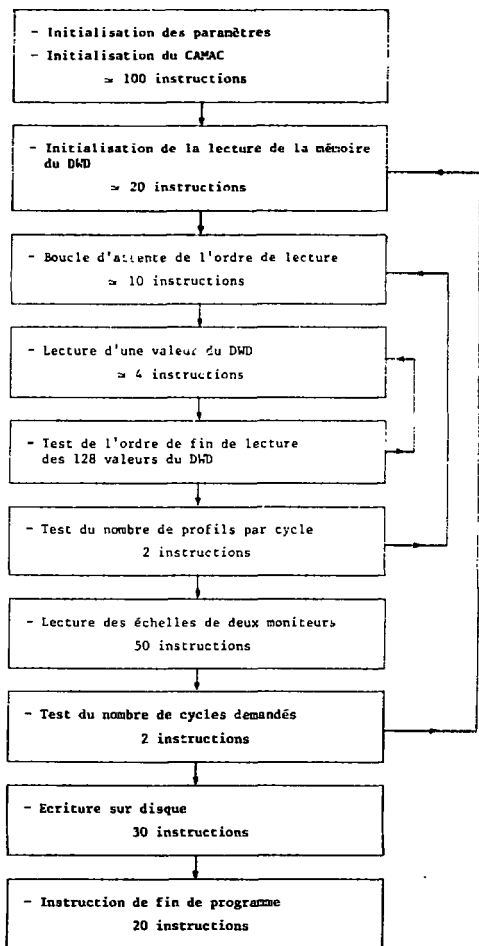
L'analyse des résultats s'est donc faite de la façon suivante.

Une première analyse rapide, faite à l'aide d'un programme de visualisation sur écran de télévision, permet de rejeter les profils erronés.

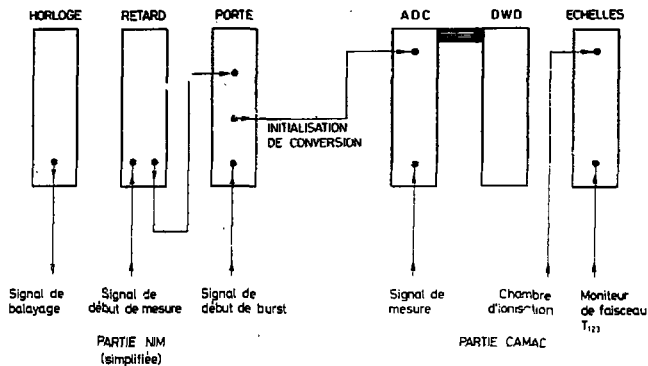
Une deuxième analyse, plus précise, fait la sommation canal par canal pour obtenir le profil global du cycle et une sommation totale qui donne l'intensité totale du cycle.

De plus, il a été possible de faire dessiner les profils par machine ("plotter").

Un premier programme permet de calculer la largeur à mi-hauteur et la position du centre de gravité du profil pour deux plans éventuels x,y, programme prévu pour une utilisation en ligne.



Organigramme du programme assembleur d'acquisition



HARDWARE

Fig. 11

CHAPITRE VII

MESURES EFFECTUEES SUR LA CHAMBRE, ANALYSES ET RESULTATS

Nous avons effectué une série de mesures pour tester et préciser expérimentalement les qualités et limites de cet appareil.

Ces mesures concernent, soit la réponse purement électronique du système, soit sa réponse en tant qu'analyseur d'un courant d'ionisation produit dans la chambre multicellulaire proprement dite.

Les premières mesures comprennent, avec l'étude du système de lecture, l'évaluation, chambre branchée, des courants parasites qui limitent les performances du système.

Les autres mesures ont été effectuées d'abord avec une source β , ensuite, et surtout dans le faisceau de protons du synchrotron à protons, utilisé par l'expérience décrite au Chapitre I.

1. ETUDE DE LA REPOSE ELECTRONIQUE ET DES LIMITES DU SYSTEME

1.1 Linéarité de la réponse du système "Interrupteur-amplificateur"

La mesure est simple : nous appliquons une tension *raffinée* aux bornes du condensateur associé figurant la chute du potentiel produit par le courant d'ionisation. On mesure le potentiel à la sortie de l'amplificateur. La figure 12 présente les résultats obtenus : le potentiel mesuré à la sortie du système est strictement linéaire à la tension appliquée sur le condensateur associé jusqu'à des tensions de 3 V; au-delà, le système est incapable de mesurer des tensions supérieures à la tension de référence.

1.2 Sensibilité maximale

C'est une caractéristique importante pour les appareils de mesure en général; ici, elle correspondra à l'intensité minimale que doit avoir un faisceau de particules relativistes chargées pour être détecté par le système.

Pour cela, nous avons relié une cellule de la chambre à la masse par une résistance de grande valeur ohmique ($10^9 \Omega$). On crée ainsi l'équivalent d'un courant d'ionisation déchargeant le système "cellule-capacité associée". Ce courant n'est malheureusement pas constant en fonction du temps, mais suit une loi très simple que nous allons établir.

En effet, on a créé un circuit R-C et la charge Q est solution de l'équation différentielle :

$$\frac{1}{C} \times Q + R \frac{dQ}{dt} = 0$$

$$Q(t) = Q_0 e^{-(t/RC)}$$

L'appareil étant sensible à la charge perdue, il doit suivre une loi de la forme :

$$Q(t) = Q_0 [1 - e^{-(t/RC)}]$$

Les figures 13 et 14 rendent compte de cette évolution.

(Dans ce paragraphe, on ne s'intéressera qu'aux courbes relatives à $R = 10^9 \Omega$.)

Lorsque $t = 30$ msec, le signal mesuré est maximal; il correspond à une charge déposée de :

$$Q_{\max} = Q_0 [1 - e^{-(3 \times 10^{-3})/RC}]$$

où Q_0 = décharge totale de la capacité chargée initialement à la tension de référence $V_r = 3$ V,

$$C = 36 \times 10^{-12} \text{ farad,}$$

$$R = 10^9 \Omega.$$

$$Q_{\max} = 6,22 \times 10^{-11} \text{ Coulomb.}$$

Lorsque $t = 2$ msec, le signal correspond au signal minimal mesurable :

$$Q_{\min} = 5,64 \times 10^{-12} \text{ Coulomb.}$$

Sachant qu'un proton de 8 GeV produit, par ionisation dans l'argon, environ 150 paires ion-électron, et en supposant que tous les électrons sont collectés, on peut évaluer la sensibilité maximale à :

$$S_{\max} = Q_{\min} \frac{1}{150 \times 1,6 \times 10^{-19}} = 2,4 \times 10^5 \text{ protons/cellule.}$$

Précisons que ces mesures ne tiennent pas compte des courants de fuite dans la chambre. Il est donc raisonnable d'évaluer la sensibilité maximale à environ 10^6 protons/bande.

Rappelons, pour terminer, que cet appareil est prévu pour l'analyse des faisceaux de grandes intensités : on ne s'étonnera donc pas de ces sensibilités assez faibles.

1.3 Dynamique du système

Ces calculs nous permettent aussi d'évaluer l'intensité maximale d'un faisceau mesurable par l'appareil (D n'étant mesuré qu'une fois) :

$$D = Q_{\max} \frac{1}{150 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 2,6 \cdot 10^6 \text{ protons/bande.}$$

Mais, comme on l'a vu, on est capable de recharger la capacité environ 100 fois par cycle. On peut donc mesurer des intensités 100 fois plus grandes :

$$D = 2,6 \cdot 10^8 \text{ protons/bande/cycle.}$$

Il est clair que cette limite peut être largement élevée essentiellement par deux moyens :

- Tout en conservant la sensibilité minimale, c'est-à-dire sans changer le condensateur associé, mais en diminuant le temps de conversion de l'ADC, on peut effectuer une mesure toutes les millisecondes et l'on gagne alors un facteur 5 ($1,3 \cdot 10^6$ protons/cycle/bande);
- Si l'on est intéressé par les très hautes intensités, il suffit de remplacer le condensateur associé de 30 pF par un autre condensateur de plus grande capacité : on peut ainsi augmenter cette valeur ($1,3 \cdot 10^9$ protons/cycle/bande) de plusieurs ordres de grandeur.

2. COURANTS DE FUITE, COURANTS PARASITES, BRUIT DE FOND

En fait, les mesures du courant d'ionisation produit par le faisceau de protons traversant la chambre pourront être limitées et perturbées par différents courants parasites :

- Le bruit de fond proprement dit, dû au courant d'ionisation provenant du rayonnement résiduel ambiant;
- Le courant de fuite à travers les isolants, provoqué par la haute tension appliquée sur la chambre. La résistance d'isolement de la chambre est toujours supérieure à $10^{18} \Omega$ (utilisation de plexiglas de résistivité $\sim 10^{17} \Omega/\text{cm}$) et même une tension de 500 V ne produit qu'un courant $I < 5 \cdot 10^{-13}$ A faible devant le courant provoqué par 10^6 protons;
- Les courants parasites dus à un isolement insuffisant du système de lecture par rapport au système cellule-condensateur associés.

Nous donnons, ci-dessous, une série de mesures et de tests effectués pour apprécier ces différents effets, souvent indissociables.

2.1 Evaluation de la résistance et du courant de fuite parasite par l'étude de la constante de temps de décharge du système

Reprenons les résultats obtenus lors de l'expérience décrite au paragraphe 1.2 de ce chapitre.

Etudions maintenant (fig. 14) les résultats obtenus lorsqu'on fait varier la résistance de test $10^9 \Omega$, $10^{10} \Omega$, $10^{11} \Omega$.

Ces résistances sont associées à trois gammes de temps de décharge :
1 msec \rightarrow 50 msec, 10 msec \rightarrow 500 msec, 100 msec \rightarrow 5 sec.

En fait, le rapport (τ/RC) est le même dans les trois cas et sans effets parasites; on doit, par une simple transformation d'échelle, observer une superposition des courbes expérimentales avec la courbe théorique (calculée en estimant C_{tot} à 38 pF).

La figure 14 montre que les résistances de fuite sont négligeables devant les résistances de test 10^9 et 10^{10} et l'on observe la superposition attendue avec la courbe théorique, compte tenu de l'effet de saturation à 3,6 V.

Par contre, on observe une déviation lorsqu'on considère la résistance de test de $10^{11} \Omega$. Dans cette configuration, les résistances de fuite commencent à avoir un effet non négligeable dans les mesures. Deux phénomènes entrent alors en concurrence : celui de décharge de la capacité par la résistance $10^{11} \Omega$, et celui de charge dû au courant parasite qui diminue la chute de tension observée.

Si l'on tente une décharge en utilisant une résistance de test de $10^{12} \Omega$, le courant parasite est alors du même ordre de grandeur que le courant de décharge. On peut donc évaluer le courant de fuite à :

$$I = \frac{3 \text{ V}}{10^{12} \Omega} = 3 \times 10^{-12} \text{ A}$$

faible devant la sensibilité maximale du système.

2.2 Fluctuation des mesures en fonction de la haute tension

La figure 15 montre, en l'absence de sources de rayonnement, une mesure du bruit de fond totale en fonction de la haute tension appliquée sur la chambre. La fluctuation totale est de l'ordre de 250 (μ - σ) ce qui ne représente qu'une erreur relative de $\pm 2,5\%$ dans une mesure avec faisceau.

2.3 Rapport signal sur bruit

La figure 16 montre ce qui se passe lorsqu'on décharge une bande.

La ligne de base n'est pas parfaite car tous les interrupteurs ne sont pas exactement identiques et possèdent des capacités et résistances de fuite légèrement différentes.

Dans ces conditions, le rapport signal sur bruit est de 88.

Mais on peut améliorer ce rapport par un tri précis des composants.

2.4 Evolution du piédestal en fonction des différentes fréquences d'acquisition

Du fait de l'irrégularité de la ligne de base, même en l'absence totale d'irradiations la valeur S obtenue par la sommation sur tous les canaux d'une mesure sera différente de zéro.

La figure 17 représente l'évolution de ce piédestal en fonction de la fréquence des mesures.

La linéarité observée en fonction du nombre de mesures indique que S est indépendante de la fréquence des mesures. On remarque que le point à quatre mesures est un peu en dehors de la droite, ce qui est peut-être dû au courant de fuite qui reste pourtant très faible mais non négligeable en l'absence d'ionisation.

3. LA CHAMBRE COMME MONITEUR D'INTENSITE

3.1 Test avec sources radioactives

Nous avons fait d'abord testé le fonctionnement de la chambre avec une source de ^{90}Sr .

Le ^{90}Sr émet un β dont le spectre d'énergie s'étend jusqu'à 2,5 MeV et un autre jusqu'à 0,5 MeV.

La figure 18 représente une courbe typique d'absorption du rayonnement β . En coordonnées logarithmiques, les pentes sont caractéristiques de l'énergie σ des β et, comme sur la figure 19 tirée de l'article de Lawrence et Slendenin¹⁰⁾, on observe un β "mou" et un β "dur".

Le bon fonctionnement d'une chambre d'ionisation se traduit par la collection correcte et complète des charges produites, ce qui se caractérise à la lecture par un plateau du courant d'ionisation en fonction de la haute tension appliquée.

La figure 20 montre une telle courbe mesurée avec une source de ^{241}Am émettrice d'un α de 5,4 MeV. On observe un plateau pour des hautes tensions comprises entre 100 et 600 V.

On remarque, d'autre part, l'amorce de la région proportionnelle et la saturation de l'appareillage pour de hautes tensions supérieures à 600 V.

Ces tests nous ont permis d'acquiescer un certain degré de confiance dans cet appareil et d'aborder ainsi les tests du faisceau.

3.2 Tests sur faisceau

Cet appareil a pu être enfin testé et utilisé sur un faisceau intense de 8 GeV de l'accélérateur Nimrod (Laboratoire de Rutherford) durant l'expérience de polarisation dont j'ai parlé au début de l'exposé.

Courbes d'ionisation

Rappelons brièvement quelles sont les différentes régions que l'on observe lorsqu'on fait varier la tension aux bornes d'une chambre d'ionisation soumise à une irradiation constante.

La figure 21 ¹¹⁾ fait état de six régions :

- i) partie transitoire où les phénomènes de recombinaison sont très importants;
- ii) un plateau d'ionisation : toutes les charges créées par les particules ionisantes sont collectées;
- iii) région proportionnelle : les charges créées acquièrent une énergie suffisante pour créer d'autres charges par collisions, c'est le phénomène de multiplication dans les gaz pouvant atteindre un facteur 10^3 ou 10^4 ;
- iv) région transitoire, saturation de l'effet de multiplicité;
- v) la charge collectée est indépendante de l'ionisation qui la crée : c'est la région Geiger-Müller;
- vi) région de décharge : la densité de décharge et le potentiel sont suffisants pour qu'il se forme une étincelle (chambre à étincelles).

Pour les mesures de faisceaux de grandes intensités, la région 2 permet des mesures précises : stabilité et linéarité.

La chambre multicellulaire utilisée en chambre d'ionisation classique.

On mesure, dans ce cas, le courant intégré de tous les canaux (cellules) et l'on normalise cette valeur par celle d'une chambre d'ionisation classique déjà utilisée comme moniteur du faisceau ou du moniteur $T_{1,2,3}$ dont nous avons parlé dans le Chapitre II.

Les courbes (fig. 22 et 23) présentent les résultats obtenus en atmosphère d'argon; sur la première, les erreurs ont été déterminées par l'écart calculé par rapport à la moyenne effectuée sur une dizaine de cycles; la deuxième précise la région de 0 à 400 V relativement aux deux moniteurs utilisés.

La figure 24 présente une mesure en atmosphère d'air. Dans ce cas, le plateau est moins net que dans le cas de l'argon. Cela tient au fait que le nombre de recombinaisons dans l'argon est très faible, tandis que dans l'air, surtout à cause de l'oxygène (électro-négatif), ce nombre est très important. On aurait

observé une différence encore plus importante si l'argon avait été totalement pur car, suite à de nombreuses fuites dans la chambre, on obtenait malheureusement plutôt un mélange air-argon que de l'argon pur.

Analyses de la réponse à une seule bande

Cette valeur est normalisée, soit par la chambre d'ionisation classique, moniteur de l'expérience, soit par la valeur intégrée de tous les canaux de la chambre multicellulaire. On a surtout porté notre attention sur deux bandes ayant par rapport au centre de gravité du faisceau des positions très distinctes. La figure 25 présente une mesure pour une bande au centre du faisceau (lieu d'intensité relative maximale, canal No 17).

En atmosphère d'argon, normalisée au moniteur du faisceau (chambre d'ionisation), la courbe reste semblable à celle obtenue pour l'ensemble intégré de la chambre (fig. 22). Cela met en évidence que chaque cellule constitue une petite chambre à ionisation fonctionnant pour des tensions comprises entre 300 et 700 V.

Normalisée à la valeur intégrée sur la chambre multicellulaire, la courbe présente aussi un plateau. Cela traduit le comportement correct des cellules mesurant fidèlement une intensité, image de la structure spatiale du faisceau.

La figure 26 donne une mesure en atmosphère d'air et l'on assiste, comme pour l'intégration de l'ensemble des cellules, à une mauvaise collection des charges d'ionisation.

La figure 27 donne le résultat pour une bande au "bord" du faisceau (faible intensité d'ionisation, canal No 1). Normalisée au moniteur du faisceau (chambre à ionisation), la courbe montre que le plateau s'affaisse lorsqu'on augmente la tension. D'autre part, la courbe normalisée à la somme totale des valeurs de la chambre a un comportement différent de celui observé pour le canal 17. On peut, de ces observations, déduire l'explication suivante :

Les charges créées dans la distance interplan admettent un spectre de vitesse assez isotrope dans l'espace. Avec une faible tension de polarisation, les charges seront collectées avec une très mauvaise résolution correspondant à cette dispersion de charge tendant à favoriser les bords peu peuplés. Cependant, à mesure que la tension va croître, la force d'attraction va augmenter et les vitesses initiales des charges vont devenir négligeables par rapport à celles acquises dans le champ électrique; la collection des charges se fera alors là où elles ont été produites.

Ainsi, dans une zone éloignée du centre de gravité, la quantité de charges pouvant être collectée entre les plaques des cellules va varier en fonction du champ appliqué. Plus la tension appliquée sera grande, mieux s'établira pour chaque cellule l'égalité entre le nombre de charges créées et celui des charges collectées.

Les courbes indiquent que la tension minimale, pour une bonne résolution, sera de l'ordre de 500 à 600 V.

En conclusion, on peut considérer la réponse du détecteur en fonction de la tension comme satisfaisante.

Linéarité en fonction de l'intensité

Les figures 28 à 30 visualisent les résultats de ces mesures; la gamme d'intensités accessibles était de 8×10^8 protons/cycle à $1,6 \times 10^9$ protons/cycle.

La figure 28 donne une idée de la précision des mesures, car elle montre la valeur du moniteur $T_{1,2,3}$ en fonction de la chambre d'ionisation. Elle révèle le degré de confiance que l'on peut accorder aux moniteurs.

La figure 29 rapporte les valeurs de la chambre à celles du moniteur $T_{1,2,3}$ et montre que l'erreur relative est de l'ordre de 13%.

La figure 30 rapporte les valeurs de la chambre à celles de la chambre d'ionisation utilisée comme moniteur principal dans l'expérience et montre que la linéarité est meilleure que 1,5%.

En conclusion, ces mesures montrent que cet appareil peut donner, en plus de la position et de l'extension du faisceau, un moniteur de l'intensité.

4. LA CHAMBRE COMME ANALYSEUR DE PROFILS

Le but de ce travail étant l'obtention de profils de faisceaux de grandes intensités, la figure 31 montre que cet objectif a été atteint puisqu'elle présente le profil d'un faisceau de quelque 2×10^9 protons/cycle, obtenu après sommation de 52 profils ayant été enregistrés lors du cycle. La largeur à mi-hauteur du profil vertical du faisceau est de l'ordre de 2,5 mm.

La figure 32 montre que l'on peut étudier la structure en temps du cycle (ici avec une résolution de 8 msec) par l'étude des différents profils enregistrés tout au long de ce dernier.

La figure 33 résume la figure 32 et montre comment évolue le canal d'intensités maximales dans le temps du cycle. Cette courbe présente les mêmes caractéristiques que celles données lors de l'expérience par le compteur à scintillation donnant la structure en temps du cycle.

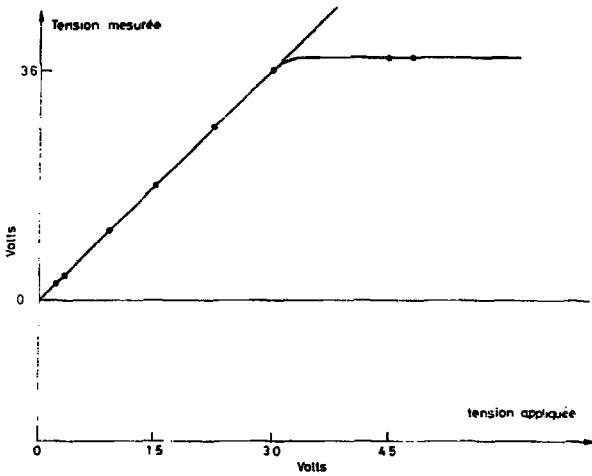


Fig. 12

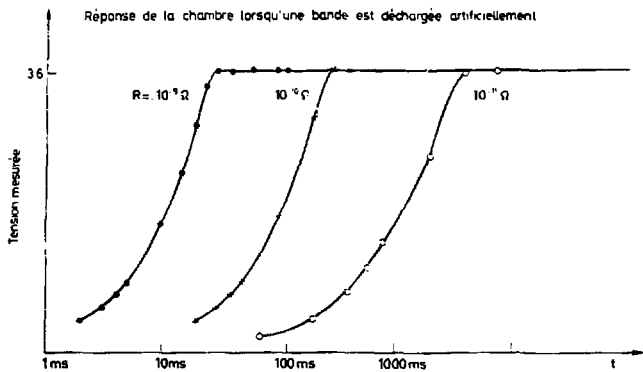


Fig. 13

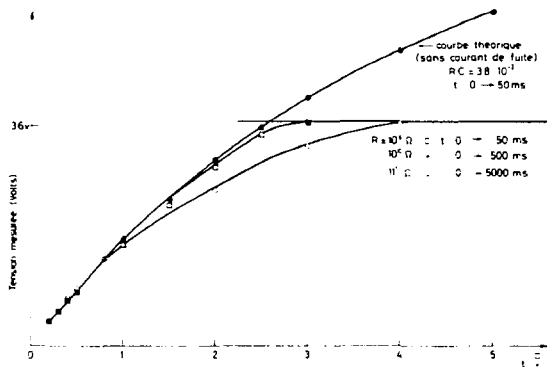


Fig. 14

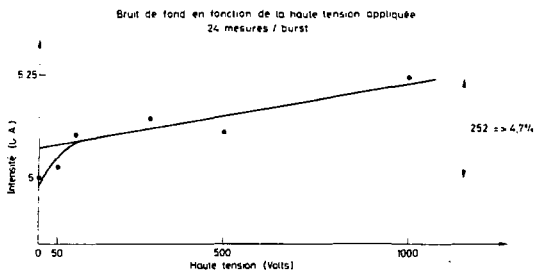


Fig. 15

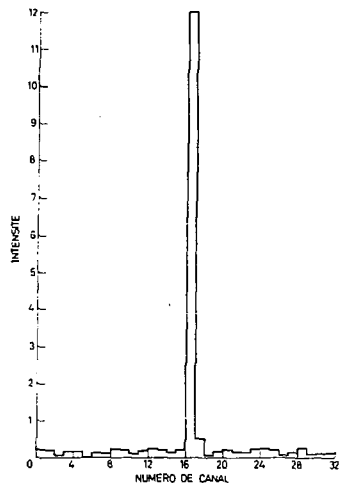


Fig. 16

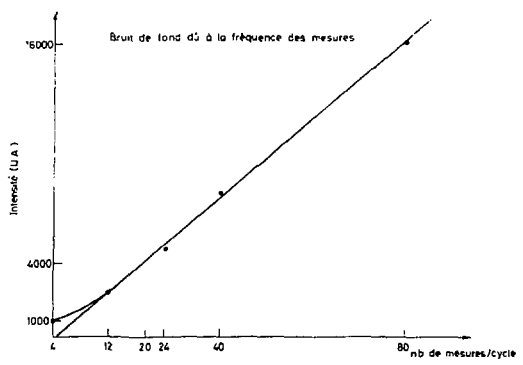


Fig. 17

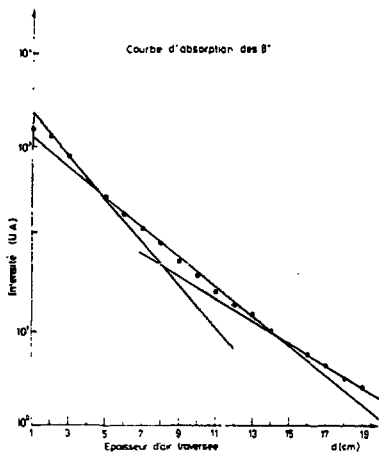


Fig. 18

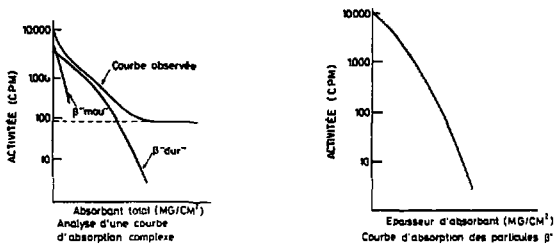


Fig. 19

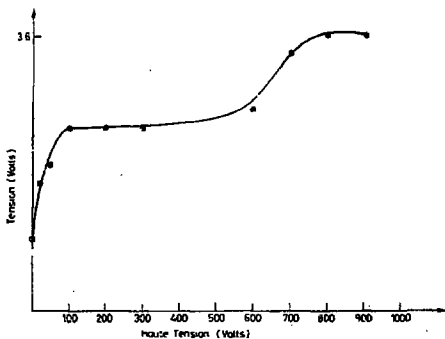
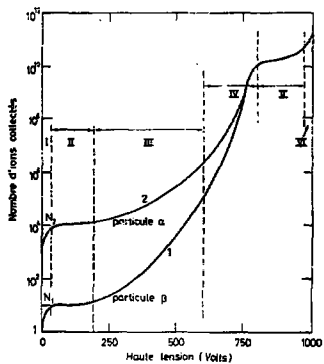


Fig. 20



Courbe illustrant les diverses régions en fonction de la haute tension.

Fig. 21

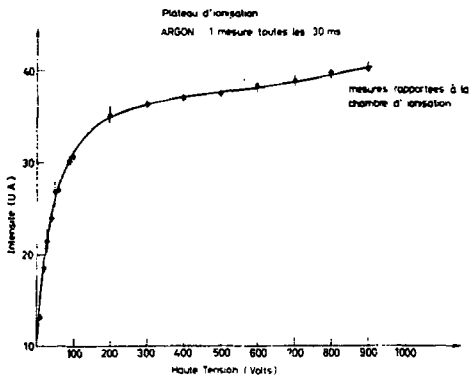


Fig. 22

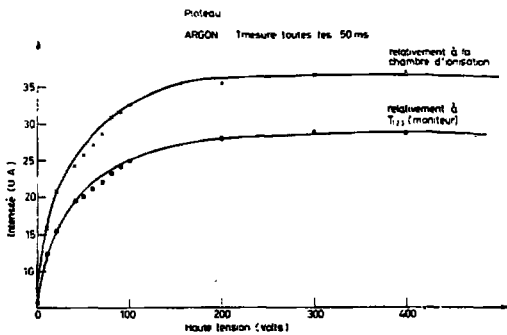


Fig. 23

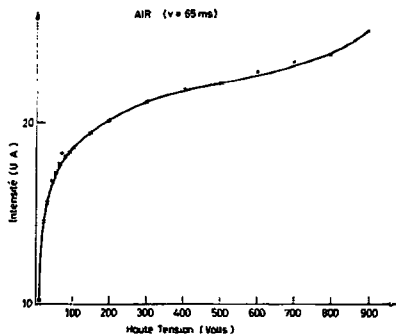


Fig. 24

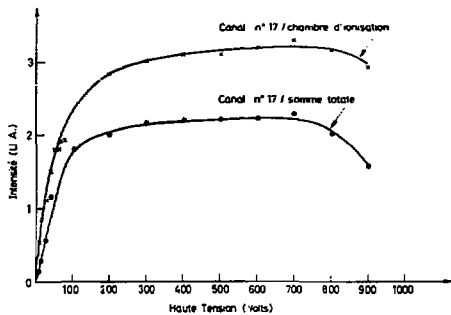


Fig. 25

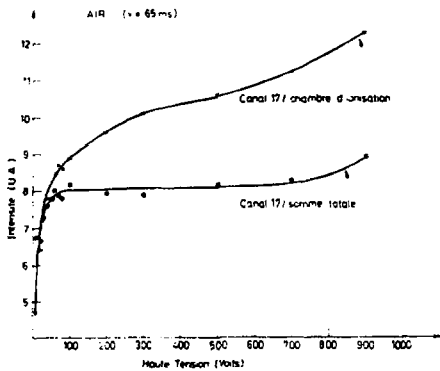


Fig. 26

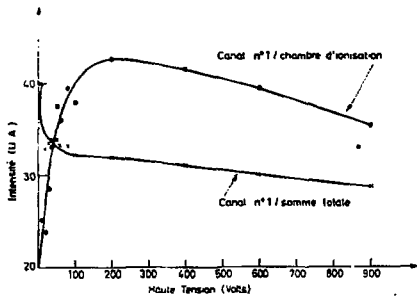


Fig. 27

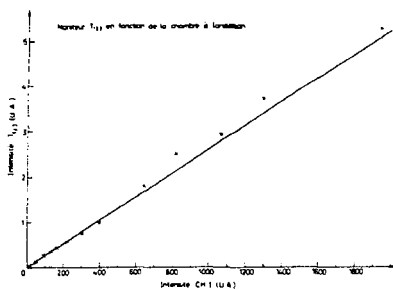


Fig. 28

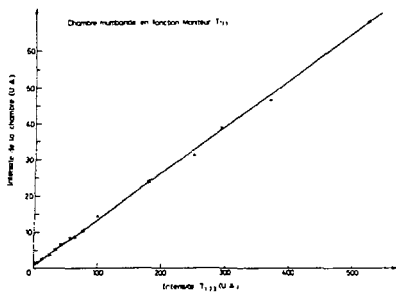


Fig. 29

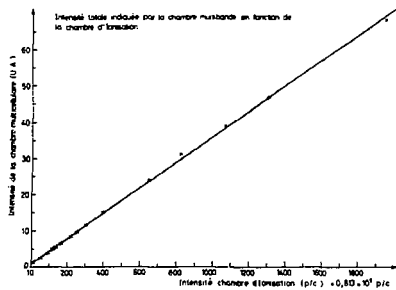


Fig. 30

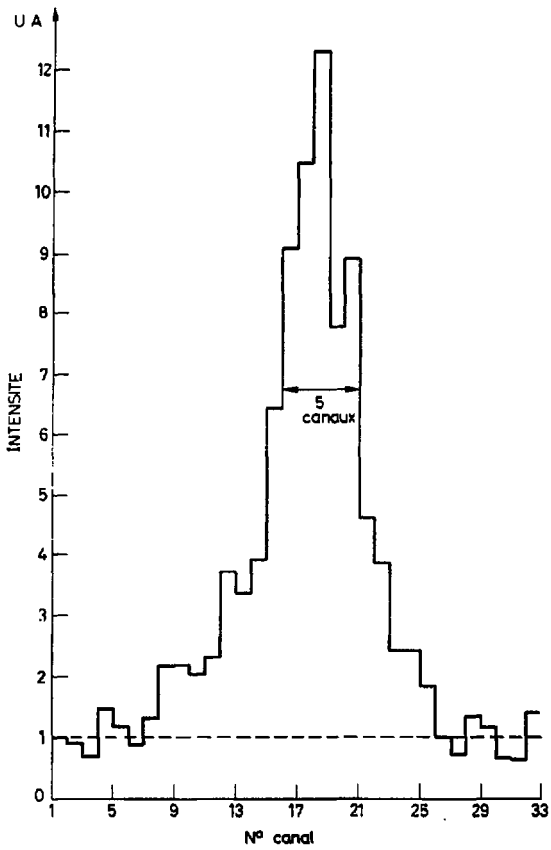


Fig. 31

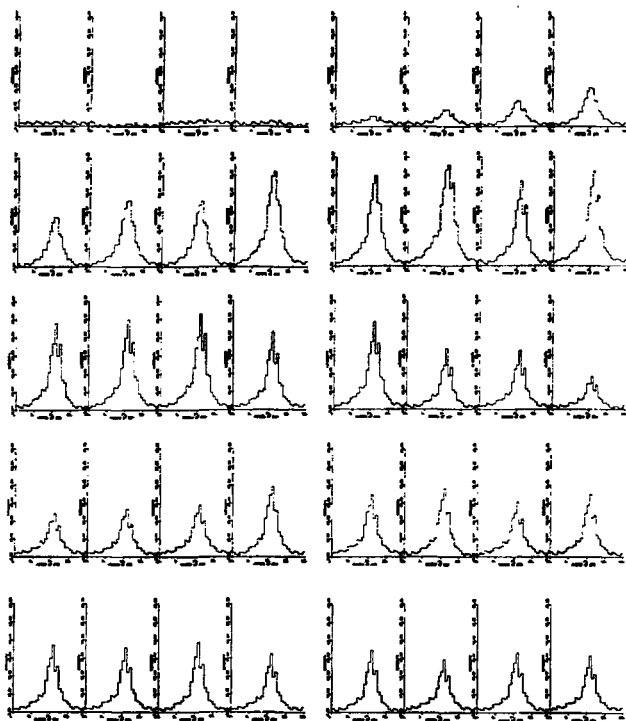


Fig. 32

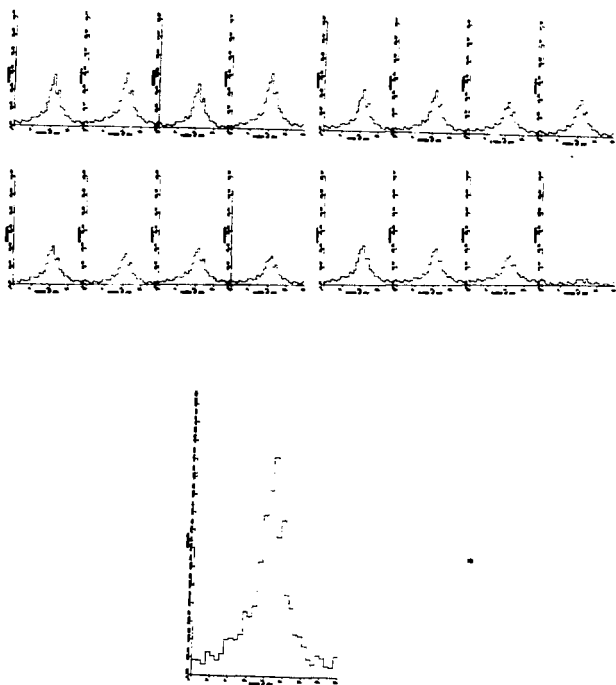


Fig. 32 (suite)

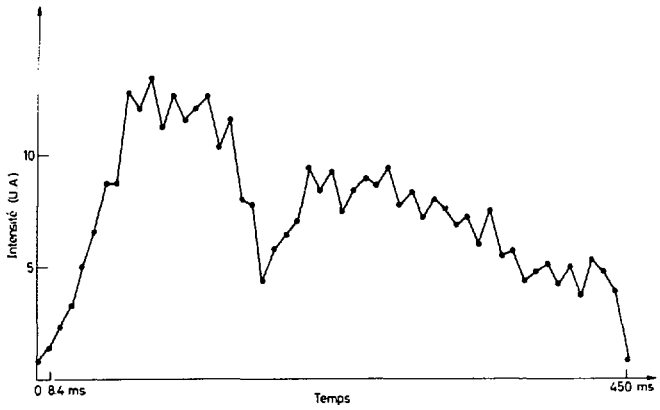


Fig. 33

CONCLUSION

Cet appareil, développé dans le cadre bien précis d'une expérience de polarisation, voit, par la qualité de ses caractéristiques, un champ d'application plus étendu dans toutes les expériences utilisant un faisceau intense de particules chargées ($\geq 10^6$ ppi).

Ses faibles dimensions permettent son installation dans des endroits difficiles d'accès, comme par exemple l'entrefer d'un aimant.

Ce détecteur offre peu de matière sur le faisceau, ce qui rend négligeables les effets de diffusion. En supposant le plan de bande de cuivre comme un plan continu, on peut évaluer à $0,5 \text{ g/cm}^2$ la quantité de matière sur le faisceau, ce qui, pour un proton de 8 GeV, correspond à une perte d'énergie relative à 10^{-3} .

La résolution de 0,5 mm et la linéarité en fonction de l'intensité font de ce détecteur un moniteur précis complet du faisceau. Le tableau suivant résume les principales caractéristiques de la chambre à ionisation multicellulaire.

Principales caractéristiques de la chambre d'ionisation multicellulaire

Sensibilité maximale	$10^6 \text{ p/sec/bande}^*)$
Dynamique maximale	$4,2 \times 10^8 \text{ p/sec/bande}^*)$
Résolution	0,5 mm
Haute tension appliquée	$\approx 500 \text{ V}$
Champ d'ionisation	1250 V/cm
Rapport signal/bruit	88
Linéarité vs intensité	$\leq \pm 1,5\%$
Nombre de mesures de profil possibles/msec	1 ^{**})
Résistance d'isolement	$\leq 10^{11} \Omega$
Quantité de matière sur le faisceau	$\leq 0,5 \text{ g/cm}^2$
Prix par bande (valeur digitalisée)	$\leq 30 \text{ Fr.s.}$

*) Pour des intensités plus grandes, voir Chapitre VII.

***) Suppose une intensité $\geq 10^8 \text{ p/sec/bande}$ et un convertisseur rapide (temps de conversion $\leq 3 \mu\text{sec}$).

Pour illustrer ces caractéristiques, voici comment sera utilisé ce détecteur au cours de la prochaine expérience à 24 GeV au CERN (avril 1975). Quatre plans de chambre seront utilisés de la façon schématisée par la figure 34. Deux donneront la position x et y du faisceau près de la cible et deux autres permettront de calculer la trajectoire moyenne du faisceau.

D'autre part, une électronique beaucoup plus évoluée ne permettant, en particulier, la lecture que d'une partie des cellules et le choix de la lecture simultanée ou successive des différents plans sera mise au point.

La cible sera uniformément irradiée par le déplacement aléatoire et automatique du faisceau, minimisant ainsi le dommage dû aux grandes intensités et l'erreur sur la valeur de la polarisation.

A chaque événement ou groupe d'événements, on pourra associer un profil du faisceau et ainsi affiner la connaissance du vertex (en particulier pour les réactions inclusives).

Ayant accès aussi à l'information temporelle de l'état du cycle, on pourra "dater" l'événement par rapport à l'origine du cycle, ce qui est intéressant si l'on veut faire des coupures (par exemple éliminer les zones de trop hautes ou faibles intensités).

Ce principe et cette méthode de mesure peuvent avoir certaines utilisations particulières.

Il est possible de construire, sur le même principe, une chambre d'ionisation monocellulaire pouvant rendre compte, grâce à la résolution en temps de l'appareillage, de l'intensité du faisceau pendant un temps donné qui peut être inférieur à la milliseconde dans le cas de faisceaux ayant une structure temporelle importante.

D'autre part, l'utilisation de l'effet d'émissions secondaires dans le cadre des méthodes et techniques que nous avons développées est aussi envisagée.

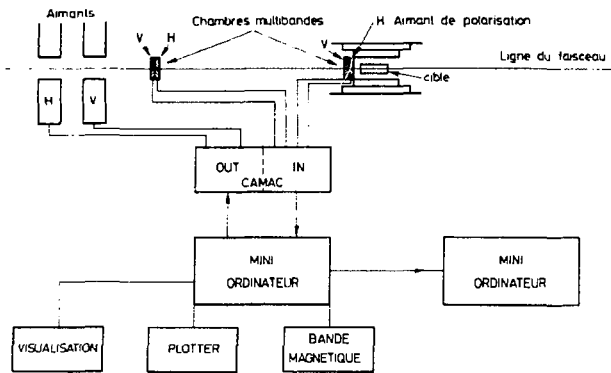


Fig. 34

ANNEXE

PRINCIPE DE MESURE DE LA POLARISATION DES PROTONS
DANS LES CIBLES POLARISEES (1)

La polarisation du spin du proton est mesurée dans la cible en utilisant la technique de la résonance magnétique nucléaire (RMN). Cette méthode utilise la fréquence de Larmor ω_0 du spin des protons autour d'un champ magnétique H_0 . La relation entre ω_0 et H_0 pour les protons est :

$$\omega_0 = 4,256 H_0 .$$

avec ω_0 en MHz, par exemple : $\omega_0 = 106,5$ MHz, et H_0 en KG, par exemple : $H_0 = 25,02$ KG.

En RMN, un champ magnétique oscillant H_1 est appliqué perpendiculairement au champ principal H_0 , la fréquence ω balaye la fréquence de résonance ω_0 des protons.

La quantité d'énergie absorbée au passage de ω est proportionnelle au degré de polarisation des protons.

Le champ H_1 est généré par un courant i dans un solénoïde de quelques tours dans la matière de la cible.

Si $\chi(\omega) = j\chi'(\omega) - j\chi''(\omega)$ représente la susceptibilité de la cible (par exemple du butanol), l'impédance du solénoïde peut être alors décrite :

$$Z_L(\omega) = j\omega L(\omega) = j\omega L_0 [1 + \chi'(\omega) - j\chi''(\omega)] .$$

La polarisation des protons est proportionnelle à l'énergie absorbée dans le butanol à la résonance.

Ainsi :

$$P \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \chi''(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re } Z_L(\omega) d\omega$$

où l'on néglige la variation du facteur ω dans $\text{Re } Z_L(\omega)$ du fait que la gamme totale d'intégration de ω autour de ω_0 est de 0,2Z.

Une manière d'isoler $\text{Re } Z_L$ dans Z_L est d'éliminer $\text{Im } Z_L$ par l'impédance d'une capacité telle que :

$$\omega L_0 - \frac{1}{\omega C} = D$$

On a ainsi accès à $\text{Re } Z_L$ et donc à P.

Ainsi, cette méthode de mesure donne la valeur de la polarisation totale de la cible.

Or, le paramètre intéressant est la valeur de la polarisation sur le passage même du faisceau.

Dans le cas des faisceaux de moyenne intensité, on peut supposer la polarisation uniforme, mais pour des faisceaux intenses, le dommage subi par la cible n'est pas négligeable (fig. 35) et la valeur de la polarisation par le passage du faisceau peut être très différente de la polarisation totale de la cible. C'est pourquoi il a été envisagé de déplacer aléatoirement le faisceau comme indiqué au Chapitre 2.

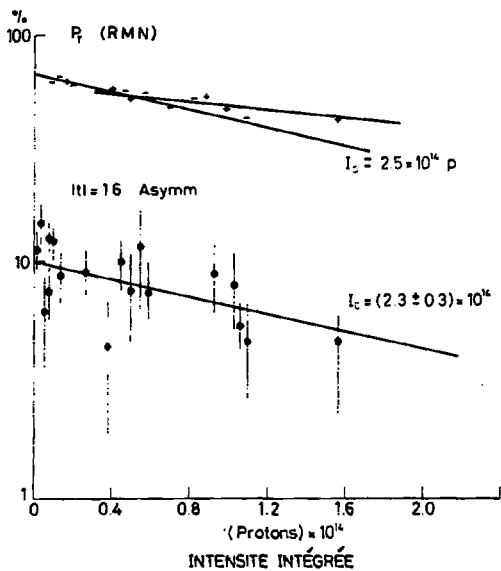


Fig. 35

REFERENCES

- 1) L. Van Hove, Topics on Regge-pole theory of high-energy scattering, Report CERN 68-31 (1968).
- 2) L. Dick et al., Measurements of the polarization parameter in π^+p backward elastic scattering at 6 GeV/c, Nuclear Phys. 843 522 (1972).
- 3) M. Borghini et al., Polarization in proton-proton elastic scattering at 10, 14 and 17.5 GeV/c, Phys. Letters 36B 501 (1971).
- 4) A. Conidec, Etude de la dépendance en U de la section efficace différentielle dans la diffusion élastique π^+p vers l'arrière à 6 GeV/c, Thèse de 3^e cycle, IPN, Orsay (1971).
- 5) H. Annoni, A. Cordailat, A.J. Herz, G. Mendola et R. Opiel, Méthode de mesure de profil d'un faisceau pour des intensités élevées de particules ($10^{12}/\text{cm}^2$), Report CERN 70-27 (1970).
- 6) M.J. NEEDHAM, Electronics, September 27, 1973, p. 117.
- 7) G. Charpak, Journal de Physique, Colloque C10, Suppl. aux Nos 11 et 12, novembre-décembre 1973, pp. 10-73.
- 8) B. Sadoulet and B. Makowski, Space charge effect in multiwire proportional counters, CERN/PHII/Phys. 73-3 (1973).
- 9) L.E. Glendenin, Nucleonics, January 1948, p. 12.
- 10) C.G. Montgomery and D.D. Montgomery, J. Franklin Institute, 231 447 (1941).
- 11) F. Udo, Polarization detection electronics, Group Note, October 1971.

Remerciements

J'aimerais remercier toutes les personnes de la collaboration CERN-IPN Orsay-Oxford au sein de laquelle ce travail a été réalisé,

- MM. J. Antille, L. Dick, A. Gonidec, A. Gsponer, M. Herlen,

- MM. K. Kuroda, A. Michalowicz, M. Foulet,

- MM. N. Booth, A. Grabb, K. Green, G. Salmon,

et M. J. Dufournand pour les conseils et l'aide constante qu'il m'a toujours prodigués.

