

TRAVAUX SUR LA MESURE D'INTENSITE ET LA LOCALISATION

BIDIMENSIONNELLE D'UN FAISCEAU D'ANTIPROTONS DE

FAIBLE ENERGIE DANS UN VIDE POUSSE

P. Fessler*

R E S U M E

Dans le but de mesurer l'intensité et de relever le profil d'un faisceau d'antiprotons de très basse énergie dans les faisceaux éjectés de LEAR, un détecteur semi-conducteur à pistes doué de détection bidimensionnelle a été étudié.

Pour bien comprendre les phénomènes mis en oeuvre, une synthèse de l'interaction rayonnement-matière et un résumé concernant les détecteurs semi-conducteurs sont proposés.

Ce document présente ensuite le détecteur et son comportement face aux essais effectués en laboratoire et sur le faisceau T11 du hall Est. Au vu des résultats, il suggère des modifications afin de réduire le bruit et de permettre son utilisation dans le vide poussé du LEAR.

* Etudiant technique du Centre Universitaire des Sciences et Techniques, Université de Clermont-Ferrand II

A B S T R A C T

With the aim of being able to satisfy the future needs for measurements and control of very low momenta and low intensity antiproton beams extracted from LEAR, a silicon strip detector has been studied. The silicon strip detector is unique of its kind because strips are attached at both sides and the strip planes are perpendicular to each other. Therefore, beam profiles can be observed in both planes simultaneously.

An introduction to the semiconductor detectors is included in the report. Special attention has been paid to understanding the interaction of protons with silicon in the crystalline form.

Structural details of the detector are presented here. The first results of performance tests in the laboratory and with the T11 beam in the East Hall are discussed. In order to reduce the signal-to-noise ratio and to obtain good behaviour in vacuum, a few modifications of the detector are proposed.

MOTS CLES: Détecteur semi-conducteur à pistes

Localisation bidimensionnelle de particules

Interaction rayonnement matière - jonction P.N.

S O M M A I R E

	Page
Résumé - Abstract - Mots clés	
Introduction	1
 PREMIERE PARTIE: Interaction rayonnement-matière	
1. Perte d'énergie linéique du proton dans le silicium	2
2. Modification de la formule de Bethe pour les basses énergies	5
3. Parcours moyen et énergie déposée en fonction de l'épaisseur traversée	7
4. Diffusion des particules dans la matière	9
5. Perte d'énergie la plus probable dans une couche mince de silicium	10
 DEUXIEME PARTIE: Détecteur semi-conducteur	
1. Généralités	16
2. Détection de particules par une jonctions P.N.	17
2.1 Rappels sur la jonction P.N. polarisée en inverse	17
2.2 Formation du signal	19
2.3 Caractéristique du signal obtenu	20
3. Les différentes technologies de fabrication des détecteurs	21
3.1 Détecteur à jonction diffusée	21
3.2 Détecteur à barrière de surface	22
3.3 La technologie planar (réf. 13)	23
3.4 Détecteur à pistes	23
4. Acquisition du signal	24
5. Comportement des semi-conducteurs en fonction des radiations reçues	28

	Page
TROISIEME PARTIE: Etude d'un détecteur semi-conducteur à pistes	
1. Le cahier des charges	29
2. Présentation du détecteur	30
3. Mesure des caractéristiques du détecteur	32
3.1 Précautions élémentaires	32
3.2 Courant inverse en fonction de la tension de polarisation	33
3.2.1 Schémas des montages	33
3.2.2 Tableau des mesures - commentaires	34
3.3 Courant inverse en fonction de la température et de la lumière	36
3.4 Mesure de la capacité entre deux pistes de chaque face	36
3.5 Mesure de la résistance entre les pistes	37
3.5.1 Schémas du montage	37
3.5.2 Tableau des mesures	37
3.6 Choix de la tension de polarisation	39
3.7 Détection de rayonnement	40
3.7.1 Détection de particules α	40
3.7.1.1 Schéma du montage	41
3.7.1.2 Résultats et commentaires	41
3.7.2 Détection de particules γ	43
3.8 Détection de hadrons de 3.5 GeV	44
4. Chaîne d'acquisition de mesure	45
4.1 Utilisation du préamplificateur MOD 5315 LABEN	45
4.2 Essais en delay line, (réf. 27)	46
5. Propositions de modification	47
5.1 Pour obtenir un bon comportement au vide	47
5.2 Pour diminuer le bruit	49

	Page
Conclusion	50
Remerciements	51
Références	52
Annexe A: Complexe PS	
Annexe B: Perte d'énergie et parcours du proton dans le silicium	
Annexe C: Chambre à fils	
Annexe D: Boîtier pour le test du détecteur	
Annexe E: Photos	
Annexe F: Courbes	

INTRODUCTION

Cette étude se place dans le cadre du complexe PS (Synchrotron à Proton) du C.E.R.N (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) situé à Meyrin (Suisse) et plus spécialement à l'intérieur du PS, au LEAR (anneau d'antiprotons de faible énergie); voir développement en annexe A page A1, (réf. 1).

Actuellement la position et le profil du faisceau d'antiprotons du LEAR sont donnés par les chambres à fils. Or, une partie de la physique s'oriente vers l'étude des phénomènes d'annihilation antiproton-proton qui se produisent aux très basses énergies des antiprotons incidents. Pour répondre aux aspirations des physiciens, il a été envisagé d'élargir la gamme d'énergie des antiprotons disponibles au LEAR vers le bas. Cependant pour des particules d'énergie cinétique inférieure à 5 MeV (~ 100 MeV/c) les chambres à fils deviennent imprécises et inutilisables du fait de la diffusion et de l'absorption des antiprotons sur la fenêtre d'entrée. Il était donc indispensable de considérer un détecteur ayant une fenêtre d'entrée beaucoup plus tolérante, qualité que possèdent, entre autre, les détecteurs semi-conducteurs au silicium.

A cet effet, le professeur Karl Erdman de l'université de Vancouver au Canada a réalisé un détecteur expérimental à pistes doué de détection bidimensionnelle aux basses énergies qui va servir de point de départ à notre étude.

Pour progresser efficacement et pour faciliter la poursuite des essais, ce document présente en premier lieu une partie théorique regroupant une synthèse de l'interaction rayonnement-matière et un résumé sur les détecteurs semi-conducteurs à jonction. En second lieu, il met en avant les caractéristiques du détecteur et suggère des modifications afin de satisfaire au mieux le cahier des charges.

PREMIERE PARTIE

INTERACTION RAYONNEMENT-MATIERE

Cette partie rassemble les principales notions concernant l'interaction d'un rayonnement avec la matière appliqué au cas du proton et du silicium. Elle s'efforce de dégager les particularités des phénomènes mis en oeuvre avec une précision suffisante pour pouvoir aborder sans appréhension les autres parties qui utilisent ces résultats.

1. Perte d'énergie linéique du proton dans le silicium

Dans une large gamme d'énergie ($10 \text{ MeV} < E < 1000 \text{ MeV}$), le proton interagit uniquement d'une façon électromagnétique avec la matière. Le transfert d'énergie dû aux collisions du proton avec les électrons des atomes constitutifs du milieu s'exprime alors par la formule de Bethe:

$$\frac{dE}{dx} \text{ (MeV/g/cm}^2\text{)} = \frac{2C}{\beta^2} \frac{Z}{A} z^2 \left[\ln \frac{2\alpha(\alpha+2)}{I/m_e c^2} - \beta^2 \right] \quad (1)$$

avec

$$\alpha = \frac{E}{Mc^2} \quad \text{et} \quad \beta^2 = \frac{v^2}{c^2} = \frac{\alpha(\alpha+2)}{(\alpha+1)^2}$$

E = énergie cinétique de la particule incidente (MeV)

z, M = charge et masse atomique au repos du proton ($z = 1, M = 938 \text{ MeV}/c^2$)

Z, A = charge et masse atomique de l'atome silicium ($Z = 14, A = 28$)

v = vitesse du proton

- c = vitesse de la lumière dans le vide
 m_e = masse atomique de l'électron ($.511 \text{ MeV}/c^2$)
 C = constante de valeur $\simeq .153$
 I = potentiel moyen d'excitation du silicium ($I \simeq 164 \text{ eV}$).

La formule (1) ne s'écarte pas de plus de 2 % des valeurs publiées par Joseph F. Janni (réf. 2) (cf. tableau annexe B, pages B1, B2, B3, B4). Toutefois, il convient de ne pas oublier qu'elle n'est pas valable pour les particules ultrarelativistes et qu'il faut la modifier pour les basses énergies (voir Courbe 1).

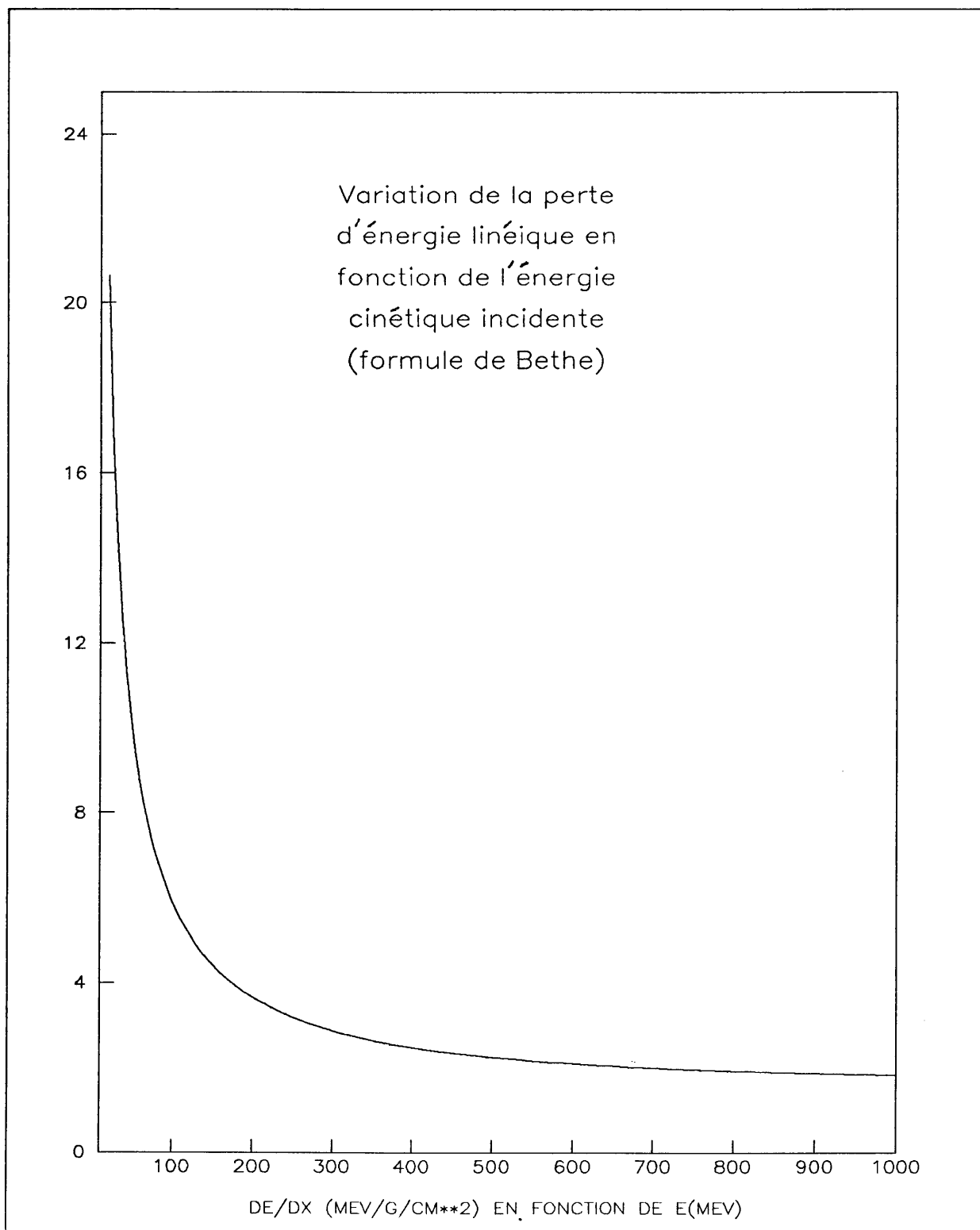
Cette courbe, établit d'après la formule (1), représente la perte d'énergie d'un proton dans du silicium en fonction de l'énergie incidente pour $10 \text{ MeV} < E < 1000 \text{ MeV}$. La perte d'énergie augmente très rapidement lorsque l'énergie de la particule incidente devient inférieure à 200 MeV. Ainsi un proton de 100 MeV a un transfert d'énergie de $5.86 \text{ MeV}/\text{g}/\text{cm}^2$ alors qu'un proton de 10 MeV a un transfert d'énergie de $34.8 \text{ MeV}/\text{g}/\text{cm}^2$ soit six fois plus.

La considération de l'interaction proton-silicium dans une gamme d'énergie plus étendue fait apparaître que:

- la courbe passe par un minimum. Ce point correspond à l'ionisation minimale du milieu par le proton. Il est repéré par les coordonnées

$$\frac{dE}{dx} = 1.67 \text{ MeV}/\text{g}/\text{cm}^2 \quad \text{et} \quad E_0 = 2.17 \text{ GeV} \quad (\text{réf. 2})$$

- la perte d'énergie augmente très lentement pour des énergies supérieures à E_0 (augmentation relativistique).



Courbe 1

2. Modification de la formule de Bethe pour les basses énergies

Du fait de sa charge électrostatique, le proton tend à attirer des électrons et ce d'autant plus que sa vitesse est faible. Le transfert d'énergie est donc modifié car le matériau n'est plus traversé par une charge strictement équivalente à celle du proton.

On peut rendre compte théoriquement de ceci, en introduisant un nombre de charge modifié dans la formule de Bethe:

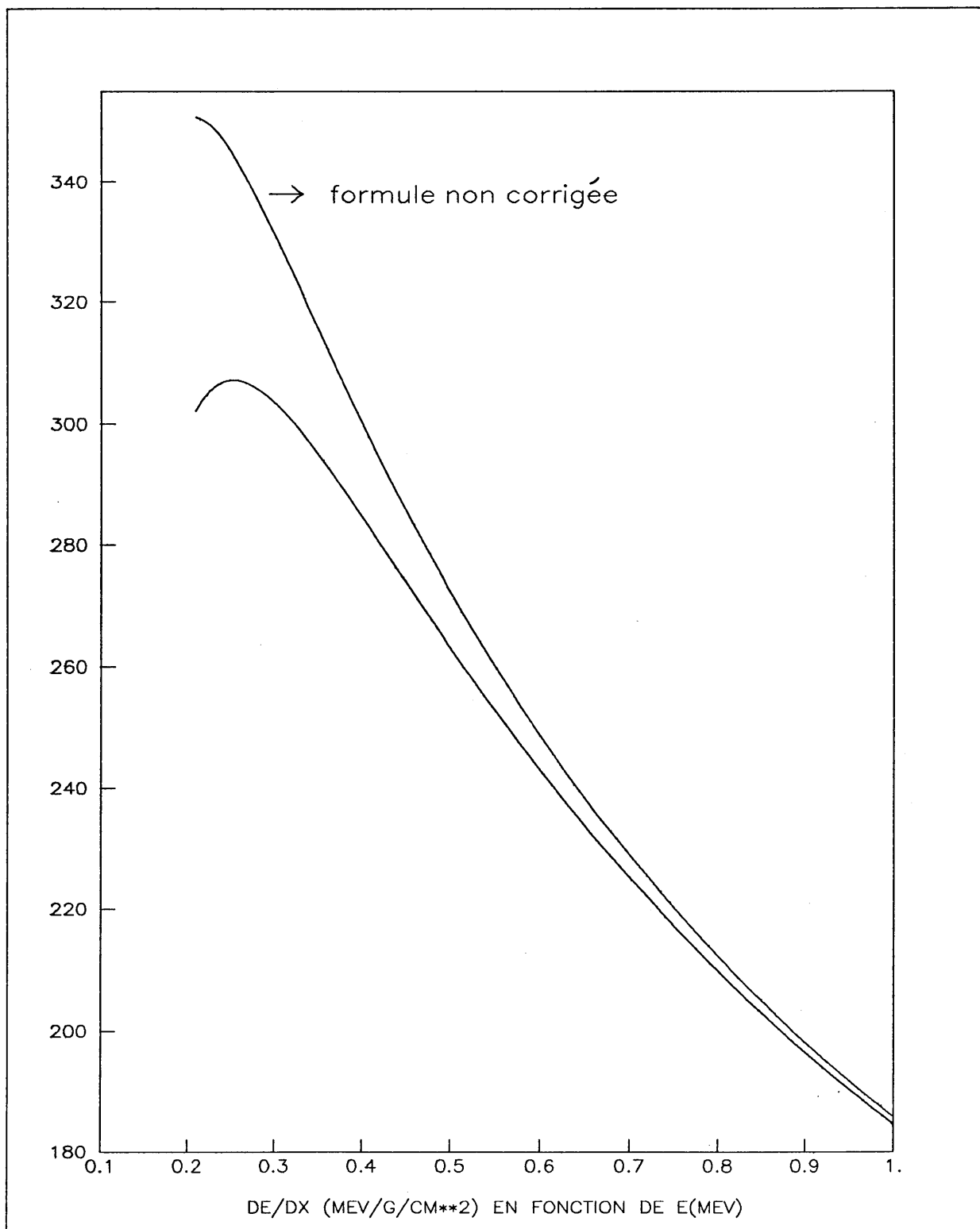
$$z_{\text{eff}} = z [1 - \exp(-125 \beta/z^{2/3})].$$

La formule (1) s'écrit alors

$$\frac{dE}{dx} \text{ (MeV/g/cm}^2\text{)} = \frac{2C}{\beta^2} \frac{Z}{A} z^2 [1 - \exp(-125 \beta/z^{2/3})]^2 \left[\ln \frac{2\alpha(\alpha+2)}{I/m_e c^2} - \beta^2 \right] \quad (2)$$

Cette formule permet d'obtenir des résultats à 5 % près pour l'intervalle d'énergie .3 MeV, 1000 MeV.

La comparaison des courbes issues des formules (1) et (2) nous montre que cet effet devient important pour une énergie cinétique inférieure à environ 1 MeV (voir Courbe 2).



Courbe 2

Influence de la variation de charge du proton incident sur la perte d'énergie dans le silicium.

3. Parcours moyen et énergie déposée en fonction de l'épaisseur traversée

On définit le parcours d'une particule chargée lourde dans la matière comme la distance qu'elle parcourt dans un matériau avant d'avoir perdu toute son énergie.

On obtient le parcours moyen à partir de la perte d'énergie

$$R = \int_0^{E_i} dx = \int_0^{E_i} \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}$$

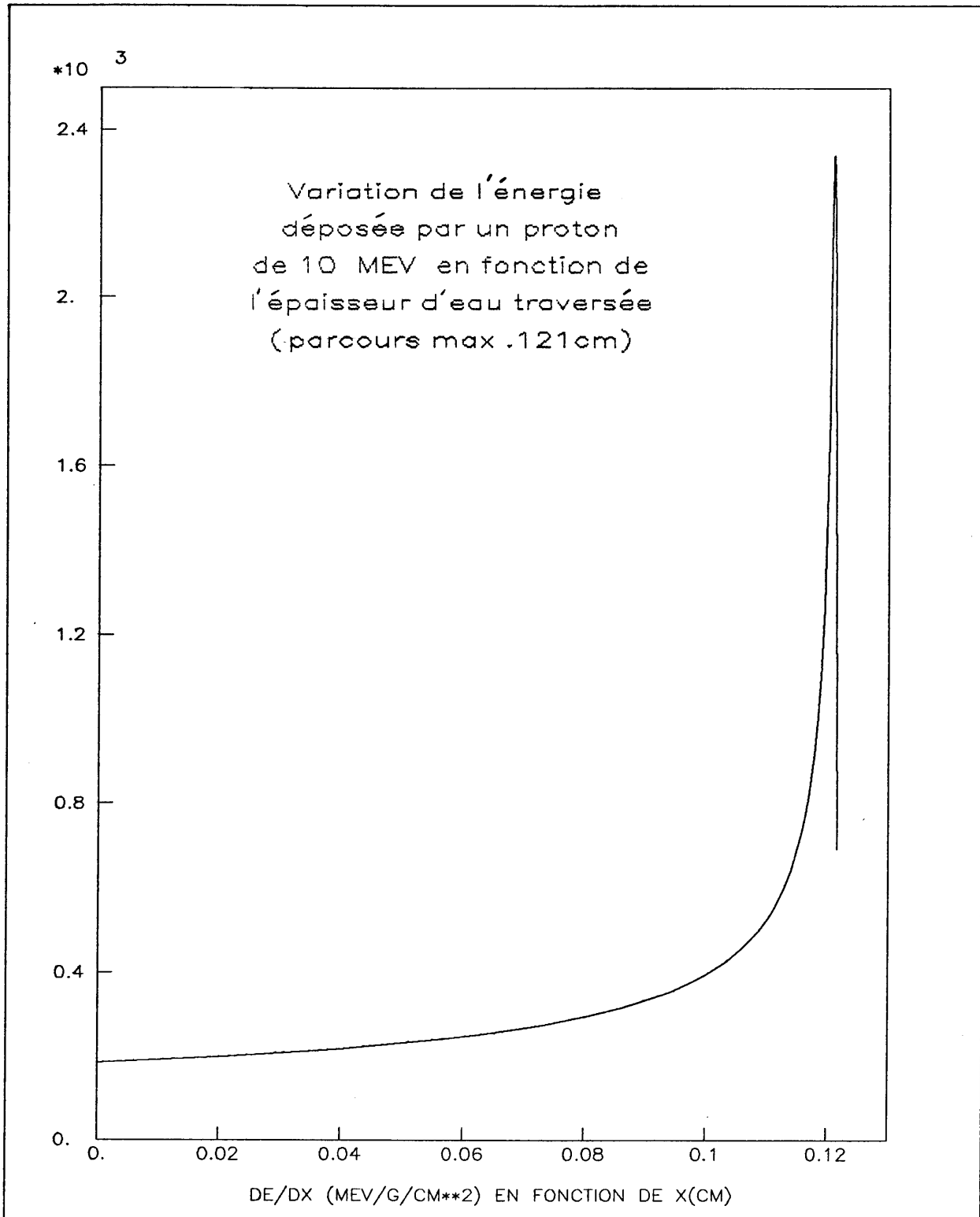
E_i = énergie cinétique incidente

R = parcours moyen (g/cm^2)

Les tableaux en annexe B, pages B1, B2, B3, B4, nous donnent les parcours moyens en mg/cm^2 des protons dans le silicium pour $.1 \text{ MeV} < E < 1000 \text{ MeV}$. Ces valeurs sont à peu près identiques à celles calculées par D.F. Measday et C. Richard-Serre pour $30 \text{ MeV} < E < 800 \text{ MeV}$ (réf. 3).

D'après la formule de Bethe, on se rend compte que l'énergie déposée par le proton dans la matière n'est pas uniforme tout au long de sa trajectoire. En effet, le proton perd de l'énergie au cours de son interaction avec le silicium: sa perte d'énergie linéique augmente donc en fonction de l'épaisseur traversée et passe par un maximum juste avant son arrêt.

La figure 3 met en relief ce phénomène: elle représente la perte d'énergie d'un proton de 10 MeV dans l'eau (voir Courbe 3).



Courbe 3

Variation de l'énergie en fonction de l'épaisseur traversée.
L'importante dose reçue en fin de parcours par le matériau peut
altérer ses caractéristiques.

4. Diffusion des particules dans la matière

Après avoir traversé une épaisseur x de matière, le proton sera dévié approximativement d'un angle

$$\langle \theta \rangle = \frac{15}{p\beta c} \sqrt{\frac{x}{x_0}} \quad \text{pour } \theta \text{ (radian) petit.}$$

$$p\beta c = E \frac{\alpha+2}{\alpha+1} \quad (\text{MeV}) \quad \text{avec } \alpha = \frac{E}{Mc^2}$$

x_0 = longueur de radiation du matériau traversé.

$$x_0^{-1} = 1.39 \times 10^{-3} Z^2 / A [\ln(183 Z^{-1/3}) - 1/18].$$

Pour le silicium un calcul précis donne $x_0 = 21.8 \text{ g/cm}^2$.

Pour une particule de 10 MeV traversant une pastille de silicium de 150 μm d'épaisseur, $\langle \theta \rangle \simeq 3$ milliradian: ceci nous permet de considérer son parcours comme linéaire.

Le dépôt d'énergie primaire (énergie directement cédée par le proton au silicium) ne représente cependant que 30 % du dépôt d'énergie total pour une particule incidente d'énergie cinétique $E = 10 \text{ MeV}$. 70 % de l'énergie est déposée par les électrons excités et ceci sur un rayon maximal autour de la trajectoire donné par la formule:

$$R_{\text{max}} = \frac{d}{\gamma \rho} 2000 E^{1.7} \text{ (Å)}.$$

d = densité de l'eau

ρ = densité du silicium

$$\gamma = \frac{Z/A}{Z'/A'}$$

Z', A' charge et masse atomique de l'eau

$$(Z' = 10, A' = 18).$$

On obtient $R_{\max} = 4.8 \mu\text{m}$.

Ceci entraîne une restriction sur la précision de localisation d'un proton dans le silicium et ceci d'autant plus que l'énergie incidente est importante.

5. Perte d'énergie la plus probable dans une couche mince de silicium

La perte d'énergie d'une particule chargée lourde dans la matière est suffisante pour créer des paires électron-trou (l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le silicium est $W = 3.62 \text{ eV}$).

Si l'épaisseur de silicium est suffisante pour arrêter totalement la particule incidente alors la perturbation du nombre de paires de porteurs engendrées par le rayonnement incident correspond à une répartition gaussienne autour de la valeur moyenne. Si n est le nombre de paires électron-trou créées, l'écart type correspondant est $\sigma = \sqrt{Fn}$ avec F facteur de Fano (dans le silicium à température ambiante, F est voisin de .2). On introduit le facteur de Fano par rapport à une distribution classique de Poisson car les ionisations produites dans le cristal ne peuvent pas être considérées comme indépendantes les unes des autres.

La largeur à mi-hauteur du spectre en énergie fourni par un matériau semi-conducteur est donné par l'expression:

$$\text{FWHM} = 2.36 \sigma W \quad (\text{réf. 4}).$$

Dans ce cas, la valeur moyenne de l'énergie perdue est identique à la valeur la plus probable.

Pour une perte d'énergie partielle du rayonnement incident dans le silicium, la répartition autour de la valeur moyenne n'est plus symétrique et on observe la formation d'une queue vers les grandes énergies.

La perte d'énergie moyenne n'est plus égale à la perte d'énergie la plus probable.

Landau (réf. 5) et Vavilov (réf. 6) ont étudié théoriquement les fluctuations de la perte d'énergie dans un matériau mince.

La fonction de distribution de Landau décrit la probabilité, pour une particule traversant une épaisseur x , de perdre une énergie comprise entre Δ et $\Delta+d\Delta$.

Dans son calcul il utilise le paramètre λ

$$\lambda = \frac{\Delta - \xi \ln \frac{2m_e v^2 \xi}{I^2 (1 - \beta^2)} + 1 - \beta^2 - C}{\xi} = \frac{\bar{\Delta} - \Delta^-}{\xi} - \ln \frac{\xi}{(\text{TEL})_{\max}} - 1 - \beta^2 + C$$

$C =$ constante d'Euler (.577)

$\bar{\Delta} =$ transfert d'énergie moyen

$\xi = kx$

avec

$$k = \frac{2\pi z^2 q^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{NZ}{A} = \frac{.15354}{\beta^2} z^2 \frac{Z}{A} \quad [\text{MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}]$$

$q =$ charge de l'électron

$N =$ nombre d'Avogadro.

Pour $z = 1$, $Z = 14$ et $A = 28$ $k = .0768$ ($\beta \rightarrow 1$)

x = épaisseur de matière traversée.

Par transformée de Laplace, on arrive à la distribution de Landau

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{u \log u + \lambda u} du$$

La courbe 4 représente cette distribution en utilisant le sous programme DENLAN (réf. 7) disponible dans la librairie du CERN.

L'expression de l'énergie la plus probable est donnée par Stiebling et Raether (réf. 8)

$$\Delta_{pp} = \xi \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \xi}{I^2 (1-\beta^2)} - \beta^2 + .198 - \delta \right] .$$

δ représente la correction due à la polarisation du milieu par le champ des particules ultrarelativistes. L'expression générale de δ pour l'ionisation dans la matière et dans les gaz par les particules chargées est donné par R.M. Sternheimer et R.F. Peierls (réf. 9).

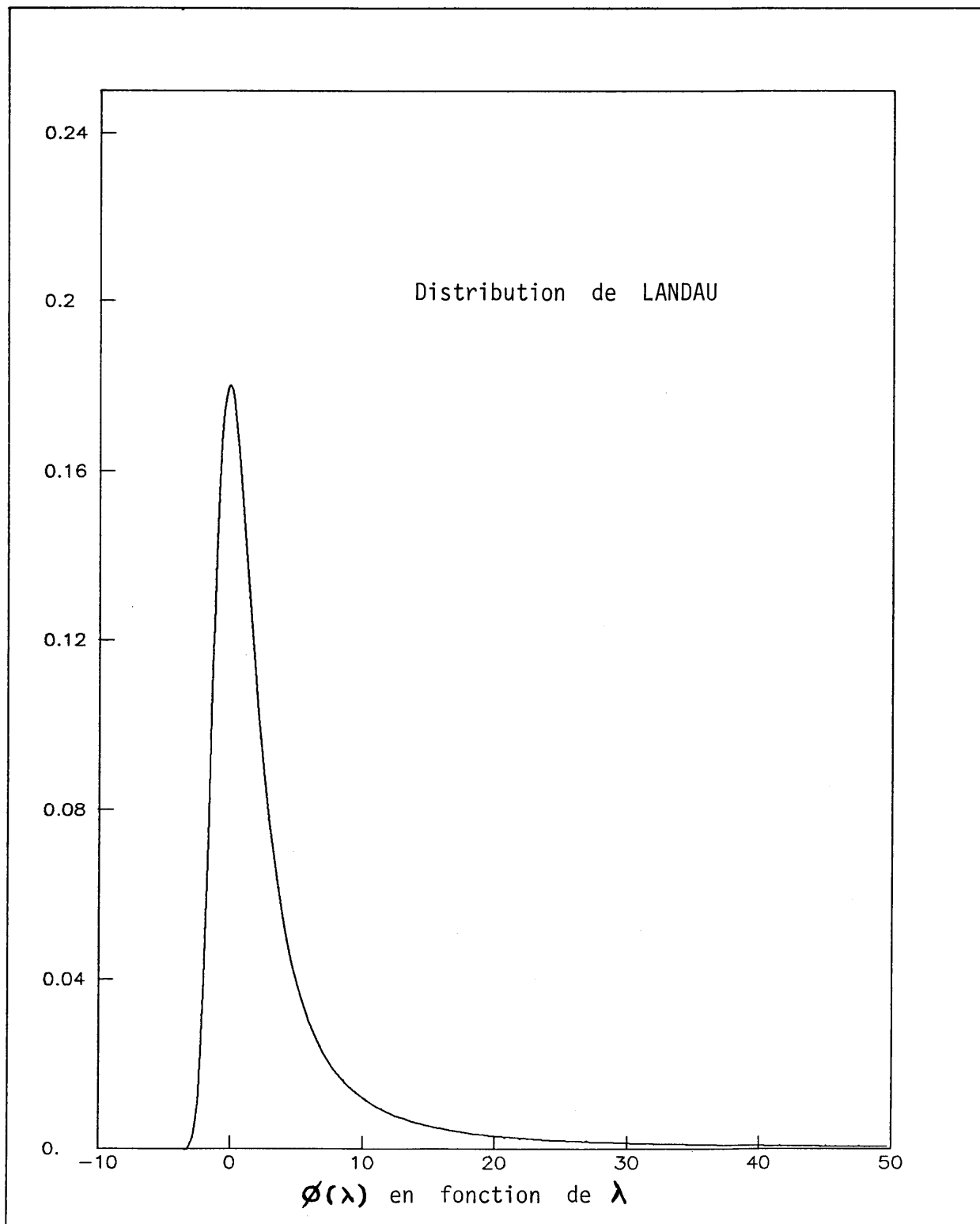
$$\text{Pour } x_0 < y < x_1 \quad \delta = 4.606y + c + a (x_1 - x)^m$$

$$y > x_1 \quad \delta = 4.606y + c$$

$$y < x_0 \quad \delta = 0$$

$$\text{avec } y = \log \frac{P}{Mc} = \log \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} .$$

P = quantité de mouvement de la particule.



Courbe 4

La fonction de distribution de Landau décrit la probabilité ($\Phi(\lambda)$), pour une particule traversant une couche non infinie de matière, de perdre une énergie comprise entre Δ et $\Delta+d\Delta$ ($\equiv \lambda$). Elle met en évidence la différence entre la perte d'énergie la plus probable et la perte d'énergie moyenne (distribution non gaussienne).

Pour le silicium $c = -4.425$, $x_0 = .2$, $x_1 = 3.0$

$$a = .1596, \quad m = 3.$$

Appliquons ces résultats à des exemples concrets en prenant soin de vérifier que les épaisseurs de matière peuvent être considérées comme minces, c'est-à-dire si $\xi \ll (\text{TEL})_{\text{max}}$.

Le transfert d'énergie maximal communicable aux électrons est

$$(\text{TEL})_{\text{max}} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2} \left[1 + \frac{2m_e}{M} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2 \right]^{-1}$$

(formule relativiste)

x = 150 μm			x=300 μm	
500	1000	2.17×10^3	2.17×10^3	Energie (MeV)
.574	.766	.909	.909	β^2
4.66×10^{-3}	3.50×10^{-3}	2.95×10^{-3}	5.90×10^{-3}	ξ (MeV)
1.38	3.33	10.2	10.2	$(\text{TEL})_{\text{max}}$ (MeV)
0	$\simeq 0$.37	.37	δ
78	63	58	117	$\bar{\Delta}$ (keV)
56	43	41	85	Δ_{pp} (keV)
373	290	250	266	Energie perdue par μm de sili- cium traversée (eV/ μm)
103	80	70	73	Nombre de paires électrons-trous créés par μm

Vavilov a montré que les approximations de Landau étaient valables pour $\xi < .01 (\text{TEL})_{\text{max}}$. Pour $.01 (\text{TEL})_{\text{max}} < \xi < (\text{TEL})_{\text{max}}$ il propose une distribution qui est fonction de ξ .

Pour des particules au minimum d'ionisation, retenons que la perte d'énergie la plus probable varie avec l'épaisseur de matière traversée. Pour une épaisseur de silicium de 150 μm , on peut relever la valeur de 70 paires électrons-trous créés par μm de silicium traversé.

Voyons à présent comment exploiter ces résultats pour la détection des particules dans la matière.

DEUXIEME PARTIE

DETECTEUR SEMI-CONDUCTEUR

1. Généralités

A température ambiante le silicium est un isolant. Il est caractérisé par une bande interdite de largeur 1.15 eV. Cependant la perte d'énergie d'une particule chargée lourde qui le traverse fait passer un grand nombre d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction et le silicium devient conducteur. Sa conductivité est alors définie par

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

- n = concentration des électrons dans la bande de conduction;
- p = concentration des trous (créés par le départ des électrons) dans la bande de valence;
- $\mu_{n,p}$ = mobilité des électrons et des trous respectivement (généralement $\mu_p < \mu_n$ car le processus de conduction par trous n'est pas aussi aisé que celui de conduction par électrons);
- q = valeur absolue de la charge d'un électron.

Le processus de passage d'un électron à un état excité dans le silicium requiert une énergie moyenne perdue par le rayonnement incident de $W = 3.62$ eV (soit environ trois fois la largeur de la bande interdite). Cette énergie d'ionisation est pratiquement indépendante de la nature et de l'énergie de la particule incidente: ceci justifie la relation

$$\frac{dE}{dx} \text{ (MeV/g/cm}^2\text{)} = W.N \quad \text{(réf. 10)}$$

- N = ionisation spécifique, c'est-à-dire le nombre de paire électron-trou créée par unité de longueur de silicium traversé.
- W = énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou.

Le nombre de porteurs créés sera donc d'autant plus grand que l'énergie de la particule incidente sera faible.

La détection du passage d'une particule dans du silicium peut donc être observée si on arrive à collecter les charges créées: c'est le rôle de la jonction P.N.

2. Détection de particules par une jonction P.N.

2.1 Rappels sur la jonction P.N. polarisée en inverse

Le contact entre une région de type N et une région de type P d'un même cristal semi-conducteur crée un gradient de concentration de porteurs. Un courant de diffusion des trous et des électrons vers les régions N et P respectivement prend naissance. Ce déplacement des porteurs majoritaires produit une ionisation progressive du cristal situé de part et d'autre de la jonction. Il apparaît donc deux charges d'espace fixes de même valeur absolue et de signe opposé qui engendrent un champ électrique intense dans la zone de transition. Cette zone, dépeuplée de charges mobiles, est aussi appelée zone de charge d'espace ou zone désertée.

Si le champ électrique créé s'oppose au passage des porteurs majoritaires, il facilite par contre celui des porteurs minoritaires. Soumis à une tension inverse V (côté P polarisé négativement et côté N polarisé positivement), le courant inverse qui traverse la jonction est:

$$I = I_s (1 - e^{-qV/kT})$$

I_s = courant de saturation dû aux porteurs minoritaires

k = constante de Boltzmann

T = température.

Ce courant, fortement dépendant de la température, participe au bruit de fond de la jonction (bruit $\propto \sqrt{I}$ (réf. 11))

Une grandeur importante qui caractérise la jonction est la longueur X sur laquelle s'étend la zone désertée

$$X = \left(\frac{2\epsilon(V_0 + V)}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2}$$

ϵ = permittivité du silicium ($1.054 \cdot 10^{-12}$ F cm⁻¹);

V_0 = hauteur de la barrière de potentiel à l'équilibre de la jonction ($\simeq .7$ V);

N_A = concentration en atome accepteur;

N_D = concentration en atome donneur.

En pratique, il y a souvent un fort déséquilibre des atomes dopeurs de part et d'autre de la jonction.

Pour $N_D \gg N_A$ la formule devient

$$X = \left(\frac{2\epsilon(V_0 + V)}{qN_A} \right)^{1/2}$$

ou encore $X = (2\epsilon\mu_e\rho(V_0 + V))^{1/2}$

ρ = résistivité du silicium

μ_e = mobilité électronique dans le silicium

A 300 K on arrive donc à l'expression

$$X \simeq .56 (\rho V)^{1/2} \quad (X \text{ en } \mu\text{m}). \quad (2.1.1)$$

Cette zone désertée présente une capacité par unité d'aire d'expression

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0}{X}$$

soit

$$c \simeq 1.87 \times 10^4 (\text{eV})^{-1/2} \quad \text{pF/cm}^2. \quad (2.1.2)$$

2.2 Formation du signal

C'est le champ électrique à l'intérieur du cristal qui sépare et entraîne les porteurs de charges créés par un rayonnement. Pour observer le passage d'une particule, il suffit alors de prévoir un préamplificateur suffisamment sensible aux bornes de la diode.

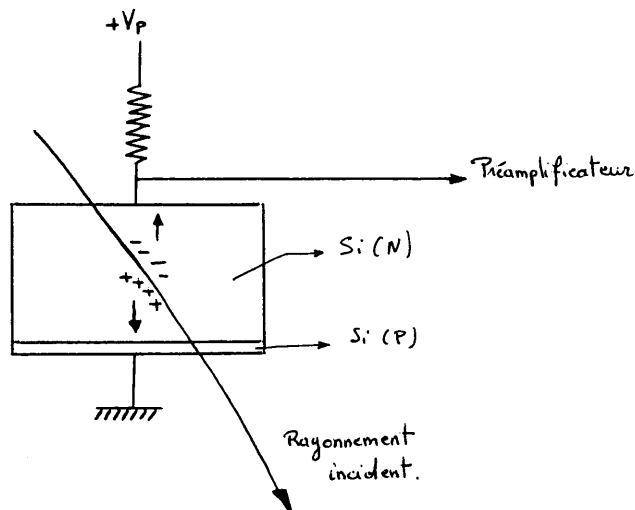


Schéma de principe de détection d'un rayonnement

Afin de limiter les phénomènes de recombinaison des charges dans le cristal, il est impératif que le temps de collection des porteurs soit nettement plus faible que leur durée de vie.

En première approximation, on peut exprimer le temps de collection t_c par:

$$t_c = \frac{L}{\mu E} = \frac{L^2}{\mu V} \quad (2.2.1)$$

L = distance séparant les électrodes

μ = mobilité des porteurs les moins rapides: les trous.

Actuellement l'ordre de grandeur du temps de collection dans les détecteurs au silicium est 10 ns. Comme la durée de vie des porteurs est typiquement de l'ordre de la milliseconde (réf. 12), la collection de la quasi totalité des charges dans un détecteur entièrement déserté est donc tout à fait possible.

2.3 Caractéristique du signal obtenu

Prenons l'exemple concret d'un détecteur silicium d'épaisseur 150 μm et de résistivité 5000 Ωcm , traversé par un proton de 2.17 GeV (ionisation minimale).

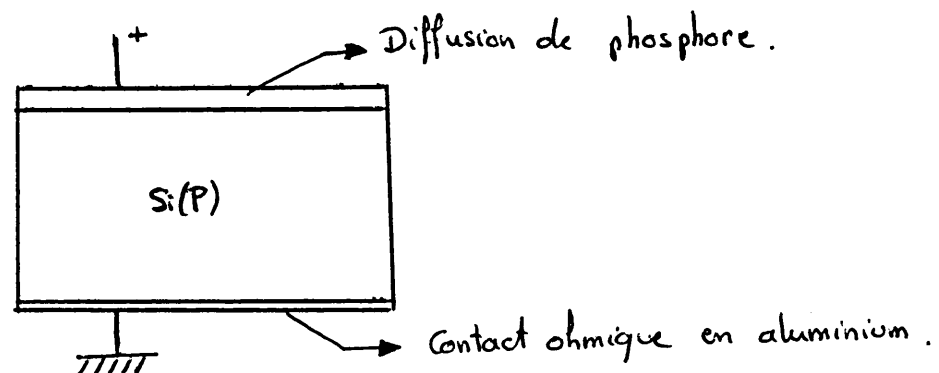
Nous avons vu que cette particule crée environ 70 paires électrons-trous par μm de silicium traversé soit \simeq 10500 pour 150 μm . En supposant que le taux de piégeage est faible, on obtient sur une électrode une charge de 1.7×10^{-15} Coulomb. Soumis à une tension de 50 V, la capacité de la jonction est 37 pF et les charges sont collectées en environ 7.5 ns. Le courant est donc de l'ordre de 0,2 μA et la tension aux bornes de la capacité de la jonction est 45 μV .

On constatera que le niveau des amplitudes est particulièrement faible. La chaîne électronique d'acquisition du signal et en particulier le préamplificateur devront être choisis en fonction de ces valeurs.

3. Les différentes technologies de fabrication des détecteurs

3.1 Détecteur à jonction diffusée

Le silicium de base est généralement dopé P. La jonction P.N. est réalisée par diffusion de phosphore à 1000° C. L'autre face est recouverte d'un dépôt d'aluminium pour former un contact ohmique.



L'épaisseur de la fenêtre d'entrée n'est jamais inférieure à $.2\mu\text{m}$ ce qui est un inconvénient lorsqu'on utilise ce détecteur en spectroscopie fine.

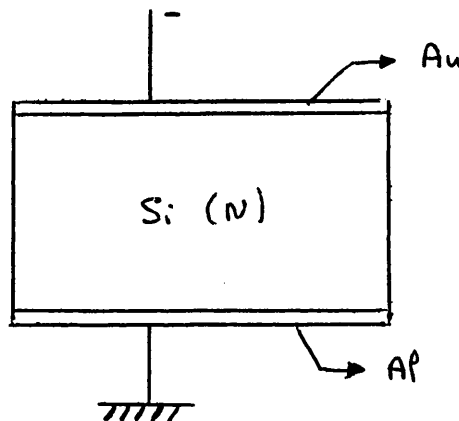
Le principal défaut de cette méthode de fabrication est la nécessité de soumettre le détecteur à des températures élevées: cela affecte, en effet, les caractéristiques premières du silicium (résistivité, durée de vie des porteurs) d'une manière irréversible. On leur préfère généralement les détecteurs à barrière de surface.

3.2 Détecteur à barrière de surface

Comme le détecteur à jonction diffusée, l'élément essentiel du détecteur à barrière de surface est un cristal semi-conducteur possédant une jonction très proche de l'une de ses faces. Deux électrodes sont disposées de part et d'autre du cristal pour appliquer la tension inverse et collecter les porteurs créés par le passage d'un rayonnement ionisant.

La technique de fabrication des détecteurs semi-conducteurs à barrière de surface repose sur le principe suivant:

Un substrat de silicium de type N développe en présence d'un milieu oxydant une très mince couche d'inversion à sa surface. Le dépôt d'une voile métallique en or renforce cette couche créée au voisinage immédiat de la surface du cristal. Le lien ohmique de base entre la plaquette de silicium et le circuit extérieur est réalisé par le dépôt d'une couche d'aluminium.



L'intérêt de cette méthode réside dans la non-obligation d'une montée en température et n'altère donc pas les caractéristiques du semi-conducteur. (La durée de vie des porteurs est très nettement supérieure à celle des détecteurs à jonction diffusée.) Le courant inverse de la jonction est également plus faible.

3.3 La technologie planar (réf. 13)

Mise au point par J. Kemmer (réf. 14), c'est la plus récente (1980) et celle qui permet d'obtenir les meilleurs résultats.

A partir d'un substrat de silicium de type N, on peut fabriquer une jonction P.N. par un procédé d'implantation ionique. Les ions (B^+) sont accélérés à une énergie comprise entre 5 et 50 keV (on peut ainsi contrôler l'épaisseur de la fenêtre d'entrée).

On leur fait ensuite balayer la surface de silicium désirée. La concentration des impuretés implantées est parfaitement contrôlée et il est possible d'introduire jusqu'à 10^{15} atomes de bore par cm^2 .

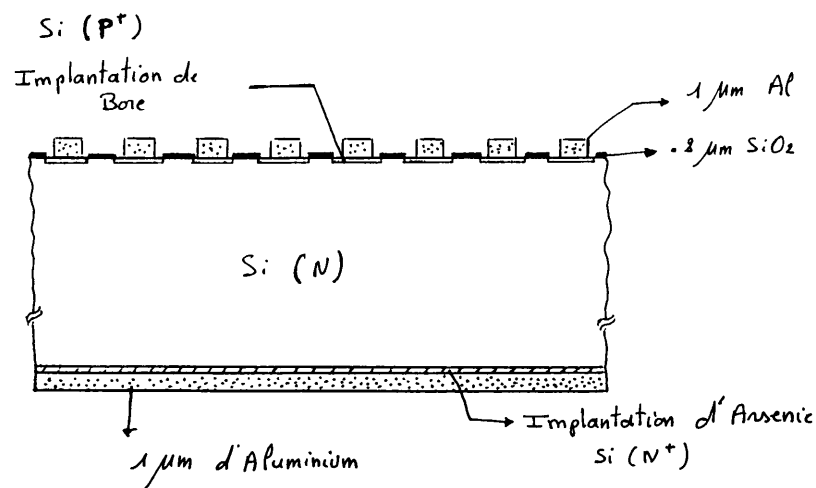
Un recuit thermique est nécessaire après l'implantation pour activer les impuretés et "guérir" les défauts.

L'avantage indiscutable de cette technologie est la très nette réduction du courant inverse (de l'ordre de 10 nA par cm^2 pour 300 μm , soit 50 à 100 fois moins que les détecteurs à barrière de surface), un bon comportement jusqu'à 200° C, une très bonne résolution nucléaire (\approx 11 keV pour l'émission α de 5486 keV de l'américium 241) dû à une capacité et a un bruit faible.

Une mise en oeuvre particulièrement adaptée à cette technologie est la réalisation de détecteur de position de particule.

3.4 Détecteur à pistes

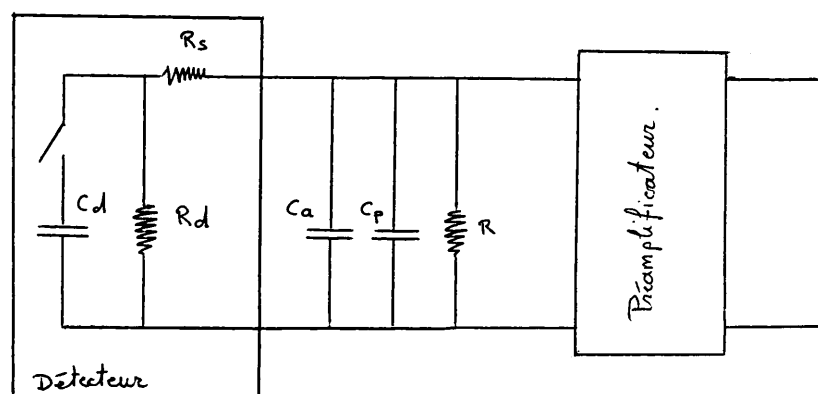
Son rôle fondamental n'est plus de faire de la spectrométrie mais de déterminer la position d'une particule ou d'un faisceau de particules avec une bonne résolution spatiale. Voici son schéma de principe:



C'est avec ces détecteurs que l'on obtient la meilleure résolution spatiale ($\approx 5 \mu\text{m}$) (réf. 15). La principale difficulté d'emploi provient de l'électronique. Certains détecteurs possèdent jusqu'à 1000 pistes dont chacune doit être dotée d'un préamplificateur !

4. Acquisition du signal

En assimilant l'absorption d'une particule dans le détecteur à la fermeture d'un interrupteur, le schéma équivalent du détecteur semi-conducteur peut se mettre sous la forme suivante:



- R_d, C_d = résistance et capacité de la zone désertée
 R_s = résistance série des contacts ohmiques
 R, C_a = résistance de charge et capacité ramenée à l'entrée du préamplificateur d'impulsion
 C_p = capacité parasite (généralement faible devant C_a et C_d)

En négligeant R_s devant R et R_d , l'amplitude de l'impulsion à l'entrée du préamplificateur est

$$V = \frac{Q}{C_d + C_a} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) - \exp\left(\frac{t}{\tau_m}\right) \right]$$

avec

$$\tau_d = R_d(C_d + C_a) \quad \text{temps de descente de l'impulsion}$$

$$\tau_m = R_s \frac{C_d C_a}{C_d + C_a} \quad \text{temps de montée de l'impulsion.}$$

On a vu que la capacité de la fonction varie avec la tension de polarisation. Pour éviter une dépendance de la hauteur d'impulsion à la sortie du préamplificateur linéaire sensible à la tension en fonction de la polarisation, on utilise des préamplificateurs sensibles à la charge en choisissant convenablement les valeurs des éléments passifs du circuit.

Le préamplificateur de charge est obtenu au moyen d'une contre-réaction capacitive. L'amplitude maximale de l'impulsion à la sortie du préamplificateur a pour expression

$$V_{\max} = \frac{AQ}{C_p + C_d + C_a + C_r(1+A)}$$

- A = gain de l'amplificateur
 Q = charge totale collectée
 C_r = capacité de contre-réaction.

Avec A suffisamment grand on a :

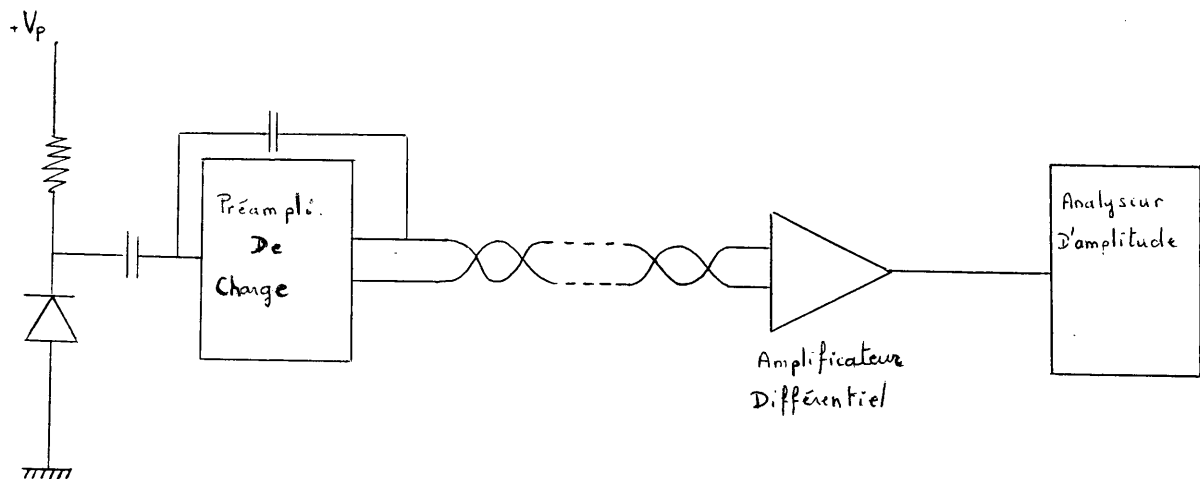
$$V_{\max} \approx \frac{Q}{Cr}$$

Le signal de sortie devient pratiquement indépendant de la capacité de la jonction et donc de la polarisation.

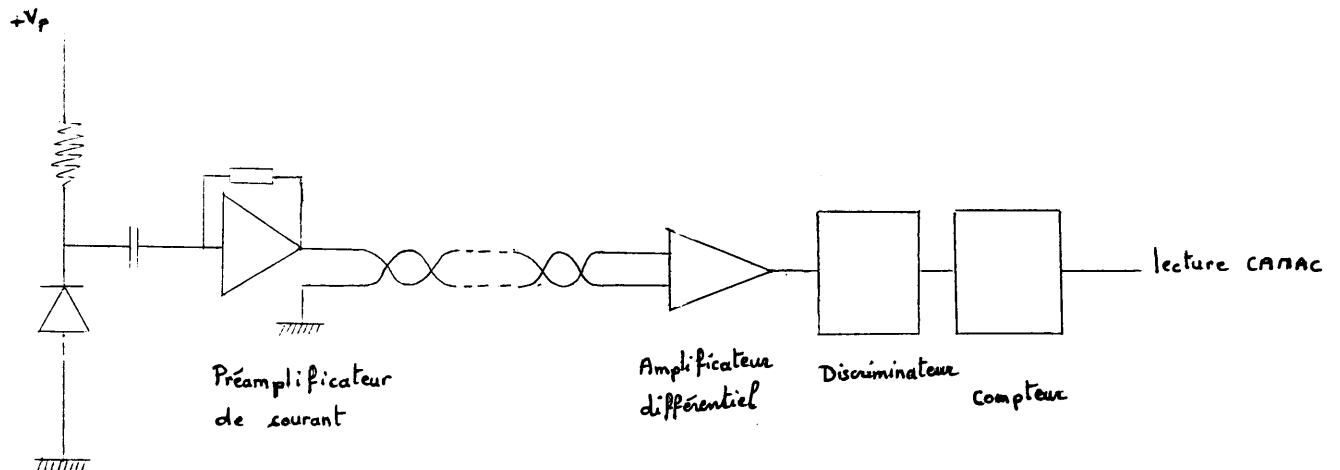
L'inconvénient du préamplificateur sensible à la charge est un temps de montée et de descente du signal trop important pour qu'il puisse être utilisé à des taux de comptage élevés. A cet effet on choisira de préférence un préamplificateur de tension ou de courant qui fournit des impulsions de durée beaucoup plus courtes (typiquement de l'ordre de 50 ns).

La suite de la chaîne électronique dépend naturellement des besoins spécifiques de chaque utilisation. (On trouvera dans les références 16, 17 des chaînes d'acquisitions du signal particulières.) Voici deux exemples de montage correspondant à la mesure de l'énergie d'une particule et à la mesure d'intensité d'un faisceau.

Pour l'installation de spectrométrie il est indispensable d'utiliser un préamplificateur sensible à la charge. L'énergie de la particule est déduite de la hauteur de l'impulsion après étalonnage du système.



Pour avoir une bonne efficacité de comptage (pas de recouvrement des impulsions) lors de la mesure d'intensité d'un faisceau, il est préférable d'utiliser un préamplificateur de courant (ou de tension).



temps de collection des charges $\approx 10 \text{ ns}$	temps de montée de l'impulsion $\approx 5 \text{ ns}$	transfert du signal $\approx 20 \text{ ns}$	Mise en forme de l'impulsion $\approx 15 \text{ ns}$	Convertisseur impulsion - nombre + mémorisation $\approx 50 \text{ ns}$
--	--	--	---	--

Avec un tel montage il est possible de distinguer deux particules dans un intervalle de temps de 100 ns. Après comptage des impulsions, on déduit l'intensité du faisceau.

L'intensité du faisceau d'antiprotons au LEAR devrait être de l'ordre de $10^7 \text{ } \bar{p}/\text{s}/\text{cm}^2$ après la mise en fonctionnement du nouvel accumulateur ACOL.

Du fait de la présence de cavités résonantes dans le système accélérateur qui a tendance à regrouper les particules par paquet plus compact, on peut s'attendre à avoir des particules toutes les 100 ns. Le schéma électronique proposé permettrait donc de connaître l'intensité du faisceau avec une bonne efficacité dans la mesure.

5. Comportement des semi-conducteurs en fonction des radiations reçues

L'énergie perdue par une particule dans la matière (surtout si cette particule est un neutron) peut être transférée au noyau des atomes et les déplacer de la position qu'ils occupaient initialement dans la maille.

A température ambiante, les lacunes ainsi créées peuvent se recombinaison avec des impuretés présentés dans le cristal et il apparaît des nouveaux niveaux d'énergie dans la bande interdite. Les électrons et les trous peuvent les occuper ce qui est la cause de l'augmentation du courant inverse dans les diodes. Pour les transistors, on observe une baisse du gain en courant à partir de 10^{12} protons/cm² (réf. 18). Il existe de nombreux rapports concernant la modification des caractéristiques des semi-conducteurs en fonction des radiations (réf. 19, 20, 21).

Retenons que les principales conséquences dues aux irradiations sont

- l'augmentation du courant inverse de la jonction;
- l'augmentation du bruit;
- diminution de la résolution nucléaire.

Ceci rend nécessaire de procéder à des étalonnages du système (détecteur + électronique) lorsque les détecteurs sont soumis à des doses importantes sur de longues périodes.

L'utilisation d'un détecteur semi-conducteur pour donner le profil d'un faisceau dans un anneau, n'est pas critique sur ce point. Ceci, à condition bien sûr, de retirer le détecteur du faisceau aussitôt après avoir relevé sa position, même si l'énergie des particules est suffisamment grande pour ne pas être perturbée par l'épaisseur de matière traversée.

Seule l'annihilation antiproton-proton qui libère ≈ 2 GeV sous forme d'énergie et de particules pourrait être à l'origine de dégradation dans le silicium. Aucune étude n'a encore été faite à ce sujet et il serait intéressant de suivre le comportement d'un détecteur utilisé dans ces conditions là.

TROISIEME PARTIE

ETUDE D'UN DETECTEUR SEMI-CONDUCTEUR A PISTES

1. Le cahier des charges

Le LEAR fournit actuellement des faisceaux d'antiprotons dont l'énergie est comprise entre .1 et 2 GeV/c. Il fonctionne lorsqu'un vide minimum de 10^{-10} Torr est atteint, ce qui nécessite plusieurs étages de pompes et un étuvage à 300° C. Il est prévu que des énergies plus basses seront réalisées dans le futur.

Comme il a été dit, la position et les profils des faisceaux éjectés sont actuellement donnés par les chambres à fils (voir annexe C, page 1) pour des énergies supérieures à 5 MeV (\simeq 100 MeV/c) et aucun détecteur n'est actuellement opérationnel pour les plus basses énergies.

Le premier objectif est donc de trouver un nouveau détecteur capable de remplacer les chambres à fils aux plus basses énergies sans perturber le vide.

Si cela doit guider en premier lieu notre réflexion, il n'en reste pas moins que l'on peut d'ores et déjà envisager dans quelle mesure il serait possible d'utiliser ce nouveau détecteur pour toute la gamme d'énergie des particules disponibles au LEAR.

Le second objectif est de prévoir l'utilisation de ce détecteur pour mesurer l'intensité du faisceau.

Dans tous les cas, les signaux issus des détecteurs seront analysés à une distance importante des faisceaux (de 10 à 100 mètres).

Un des détecteurs susceptible de répondre à ces exigences est le détecteur semi-conducteur à pistes. Une critique d'un détecteur au silicium d'un type nouveau est présenté ci-dessous.

2. Présentation du détecteur

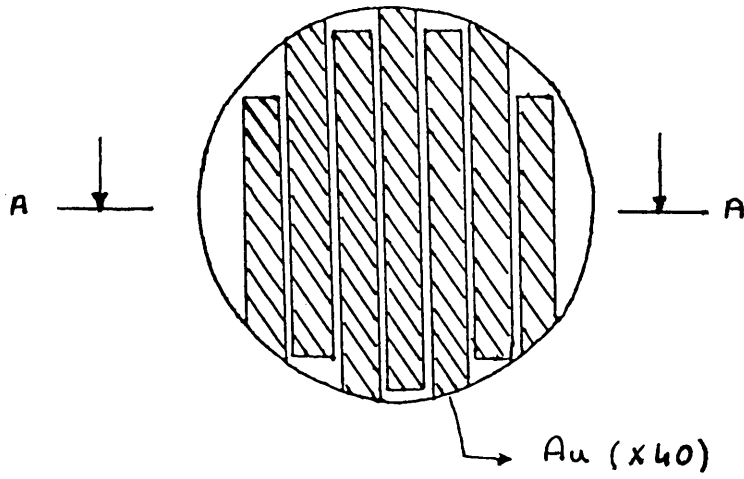
Ce détecteur, prêté gracieusement par le professeur Karl Erdman, a été fabriqué à Vancouver au Canada selon la technique décrite par I.B.A. England et Vera W. Hammer (réf. 22).

Il est constitué d'une pastille au silicium de type N de 150 μm d'épaisseur et de 50 mm de diamètre. Après traitement chimique, les deux faces ont été oxydées par du dichromate de potassium sur une couche très mince et recouvertes par une très faible épaisseur de germanium qui stabilise les jonctions P.N. ainsi formées.

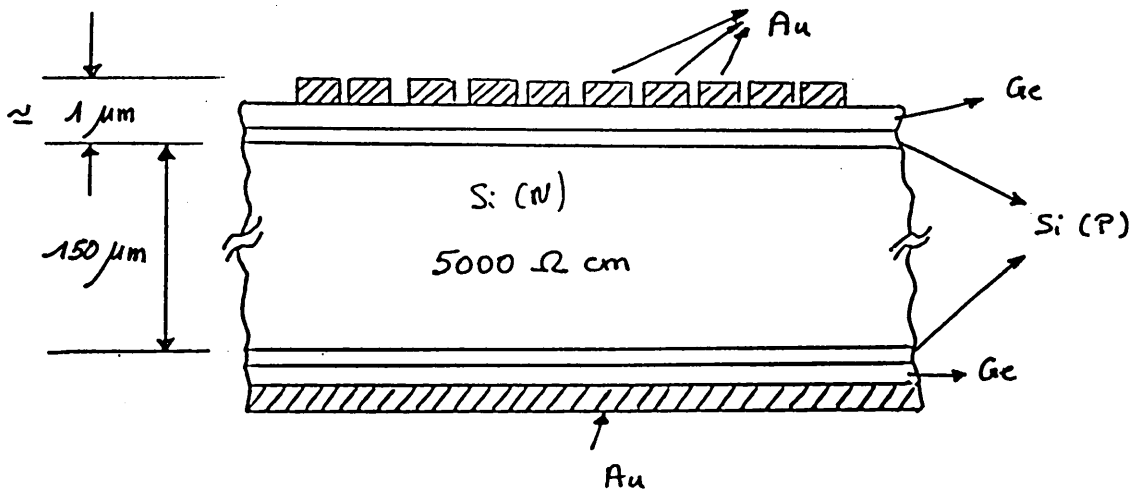
40 pistes d'or de largeur 1 mm chacune et séparées entre elles par une distance d'environ .1 mm ont ensuite été déposées sur chaque face. La direction des pistes sur une face est orthogonale à celle des pistes de l'autre face.

L'épaisseur de la fenêtre d'entrée n'excède pas 1 μm et la résistivité du silicium employée est 5000 Ωcm .

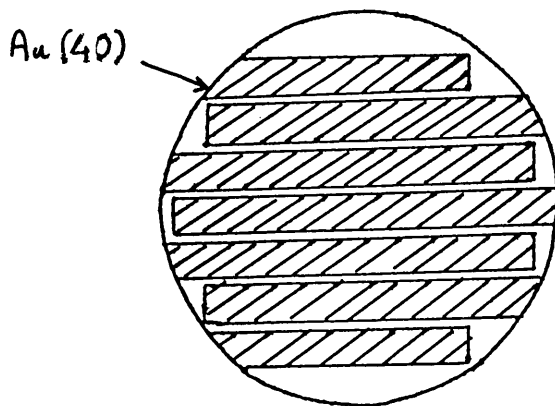
Voici sa représentation schématique:



Face supérieure



Coupe schématique AA



Face inférieure

Le détecteur lui-même est collé par des résines époxy sur un support en matière plastique pour permettre la connexion de chaque piste aux appareils d'acquisition de mesure (cf. photos 1 et 2 annexe, E, page E1).

La particularité de ce détecteur est de pouvoir faire de la localisation dans deux directions perpendiculaires simultanément pour des particules de faible énergie.

Bien sûr, la localisation bidimensionnelle de particules est possible aux hautes énergies en associant deux détecteurs à pistes que la particule peut traverser sans problème. Mais cette technique devient inefficace aux basses énergies car la particule est absorbée par le premier détecteur. Seul ce nouveau détecteur était donc à prendre en considération.

L'épaisseur de la fenêtre d'entrée du détecteur nous laisse espérer une utilisation jusqu'à l'énergie d'environ .1 MeV.

Mais voyons à présent ses caractéristiques plus en détails.

3. Mesure des caractéristiques du détecteur

3.1 Précautions élémentaires

Pour éliminer au maximum les bruits provenant de l'environnement (rayonnement, radio-fréquence, température), il convient de prendre les précautions élémentaires suivantes:

L'ensemble détecteur-connexions doit être protégé des champs électromagnétiques externes par une cage de Faraday. C'est une condition sine qua none pour observer autre chose que du 50 Hz. L'anneau pourrait jouer ce rôle lorsque le détecteur sera in situ.

- Le détecteur est sensible aux rayonnements et il vaut mieux le placer dans l'obscurité lors des essais (le boîtier de test du détecteur est représenté en annexe D, pages D1, D2, D3, D4. Les photos correspondantes sont en annexe E, page E2). On essaiera aussi de travailler dans une pièce pas trop chauffée car la température est un facteur important d'augmentation de bruit. Dans un anneau en fonctionnement ces deux points sont respectés.
- Pour limiter le bruit dû au câblage, il faut soigner le circuit de masse et placer le préamplificateur le plus près possible du détecteur.

3.2 Courant inverse en fonction de la tension de polarisation

3.2.1 Schémas des montages

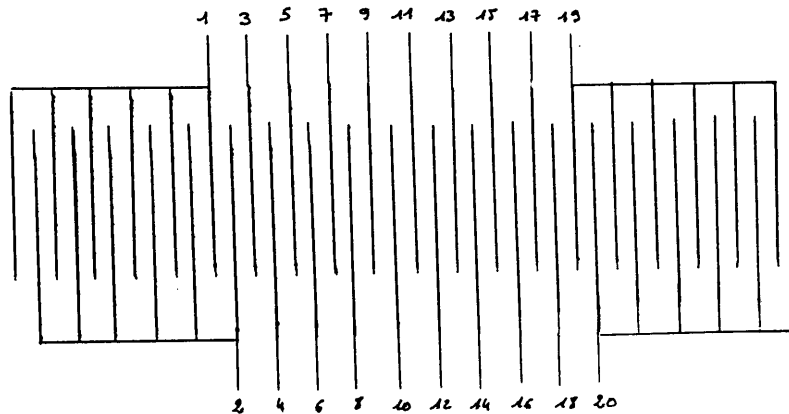
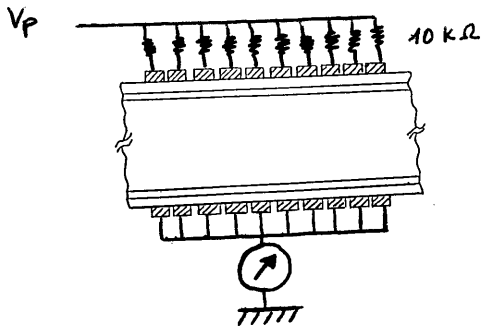
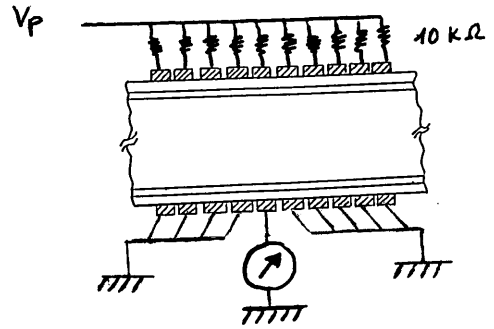


Schéma de connexion des pistes des faces inférieure et supérieure



Mesure du courant global



Mesure du courant d'une piste

3.2.2 Tableau des mesures - commentaires

Pour ces mesures, le détecteur était protégé de la lumière et entouré d'une cage de Faraday. La température était à peu près constante et égale à 20° C.

Mesure du courant global

Tension (V)	1.00	2.00	3.00	4.00	5.00	10.0	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0	70.0	80.0
Courant (µA)	2.68	3.00	3.13	3.26	3.41	5.08	10.1	12.6	14.8	17.6	20.9	24.6	30.0
Tension (V)	-1.00	-2.00	-3.00	-4.00	-5.00	-10.0	-20.0	-30.0	-40.0	-50.0	-60.0	-70.0	-80.0
Courant (µA)	-3.26	-3.58	-11.05	-12.1	-12.7	-14.0	-15.3	-16.5	-17.9	-19.4	-21.3	-23.5	-26.0

Mesure du courant d'une piste

Piste 14													
Tension (V)	1.00	2.00	3.00	4.00	5.00	10.0	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0	70.0	80.0
Courant (µA)	0.98	1.09	1.14	1.19	1.24	1.71	3.55	4.37	4.93	5.36	5.70	6.01	6.29
Piste 7													
Tension (V)	-1.00	-2.00	-3.00	-4.00	-5.00	-10.0	-20.0	-30.0	-40.0	-50.0	-60.0	-70.0	-80.0
Courant (µA)	1.07	1.15	1.18	1.22	1.26	1.63	3.46	4.32	4.85	5.24	5.57	5.85	6.20

Variation du courant en fonction des pistes

$V = +50V$										
Piste	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Courant (μA)	2.30	2.94	.500	.577	.616	1.19	.519	.568	.504	1.75
Piste	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Courant (μA)	1.78	.570	.479	.533	.443	.527	.449	.488	4.16	5.04

A 50 V, le courant traversant le détecteur est de l'ordre de $1 \mu A/cm^2$. Ce courant est très important si on le compare au courant inverse des diodes fabriquées par la technologie planar (1 à 10 nA/cm² pour 100 μm de Si): un rapport de 100 à 1000 existe entre les deux grandeurs.

Toujours à 50 V, on peut retenir la valeur de $\approx .5 \mu A$ comme courant inverse par piste.

En réalisant un montage symétrique en ce qui concerne la polarisation du détecteur (toutes les pistes supérieures sont au même potentiel par rapport aux pistes de la face inférieure, mesure du courant sur une piste, successivement sur la face supérieure et la face inférieure selon le signe de la tension de polarisation) on constate que le courant mesuré ne dépend pratiquement pas de la face sur laquelle on fait la mesure. Cela met en évidence une certaine symétrie dans la procédure de réalisation du détecteur ainsi que dans ses caractéristiques.

La comparaison du courant inverse de chaque piste nous laisse entrevoir quelques inégalités de fabrication. Les pistes 6, 10 et 11 semblent en particulier se détacher des autres.

Les courbes correspondant aux mesures sont en annexe F, pages F1, F2, F3.

3.3 Courant inverse en fonction de la température et de la lumière

Le courant s'accroît d'une façon non négligeable lorsque le détecteur est exposé à la lumière naturelle: le tableau ci-dessous en fait la démonstration.

V (Volt)	Obscurité	Lumière	
+ 50	18.25 μ A	35 μ A	Courant global
- 50	- 20.6 μ A	- 64.3 μ A	
+ 50	.533 μ A	2.41 μ A	piste 14
+ 50	.519 μ A	1.29 μ A	piste 7

Un petit test en température nous a d'autre part montré une grande sensibilité du courant inverse du détecteur en fonction de ce paramètre.

Température °C	35	30	26	24	23	20.5
(+ 50V) I (μ A)	108	73	70	62	58	45
Température °C	35	30	26	20		
(- 50V) I (μ A)	- 31	- 67	- 51	- 31		

(cf courbe en annexe F, page F4).

3.4 Mesure de la capacité entre deux pistes de chaque face

Cette mesure a été faite avec un pont d'impédance

Tension (V)	.80	1.8	2.4	3.0	3.6	4.2	4.8	5.4	6.0	15	18	24	30	36	42	48	54	
\sqrt{V}	1.1	.75	.65	.58	.53	.49	.45	.43	.42	.32	.26	.24	.20	.18	.17	.15	.14	.13
Capacité (pF)	408	240	168	133	112	93	80	83	61	52	50	48	47	46	46	46	46	

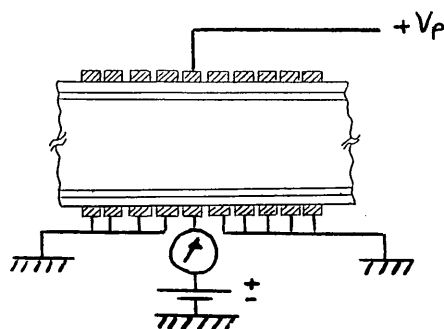
(cf. Courbe F5)

On constate que la zone désertée du détecteur est maximale à partir de 30 V car la capacité reste constante pour des valeurs supérieures de la tension de polarisation. Ramenée à 1 cm^2 , la capacité de la jonction à 50 V est environ égale à 100 pF. Par comparaison, la capacité d'une diode réalisée par la technologie planar est de l'ordre de 70 pF/cm^2 pour $150 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur du silicium (réf. 23).

La mesure de la capacité d'une jonction nous renseigne sur le niveau de bruit du détecteur: les deux grandeurs varient, en effet, dans le même sens (réf. 24). Pour augmenter le rapport signal sur bruit, on a donc intérêt à diminuer autant que possible la capacité du détecteur.

3.5 Mesure de la résistance entre les pistes

3.5.1 Schéma du montage



3.5.2 Tableau des mesures

Ces mesures représentent la variation de la résistance pour différentes valeurs de V_p en fonction de U

$V = 1 \text{ Volt}$											
$U \text{ (Volt)}$.00	.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70	.80	.90	1.00
$I \text{ (}\mu\text{A)}$.112	-.80	-1.71	-2.61	-3.50	-4.45	-5.37	-6.25	-7.17	-8.08	-9.09
$R \text{ (}\Omega\text{)}$		$6.5 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^5$	$8.9 \cdot 10^4$	$5.7 \cdot 10^4$	$3.8 \cdot 10^4$	$2.4 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^3$	
$V = 5 \text{ Volt}$											
$U \text{ (Volt)}$.00	.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70	.80	.90	1.00
$I \text{ (}\mu\text{A)}$.132	-.80	-1.8	-2.56	-3.49	-4.40	-5.27	-6.19	-7.07	-8.00	-8.89
$R \text{ (}\Omega\text{)}$		$3.65 \cdot 10^6$	$1.54 \cdot 10^6$	$3.7 \cdot 10^5$	$6.8 \cdot 10^5$	$6.7 \cdot 10^5$	$4.2 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$	$3.0 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^5$
$V = 25 \text{ Volt}$											
$U \text{ (Volt)}$.00	.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70	.80	.90	1.00
$I \text{ (}\mu\text{A)}$.357	-.63	-1.5	-2.5	-3.4	-4.3	-5.2	-6.1	-7.0	-7.9	-8.8
$R \text{ (}\Omega\text{)}$		$4.5 \cdot 10^7$	$1.0 \cdot 10^7$	$5.9 \cdot 10^6$	$4.1 \cdot 10^6$	$3.1 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^6$	$2.1 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^6$
$V = 50 \text{ Volt}$											
$U \text{ (Volt)}$.00	.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70	.80	.90	1.00
$I \text{ (}\mu\text{A)}$.477	-.55	-1.5	-2.4	-3.3	-4.2	-5.1	-6.0	-6.9	-7.8	-8.7
$R \text{ (}\Omega\text{)}$		360	25	13	8.8	6.7	5.3	4.4	3.8	3.3	2.9
$V = 100 \text{ Volt}$											
$U \text{ (Volt)}$.00	.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70	.80	.90	1.00
$I \text{ (}\mu\text{A)}$.615	-.43	-1.4	-2.3	-3.2	-4.1	-5.0	-5.9	-6.8	-7.7	-8.6
$R \text{ (}\Omega\text{)}$		274	64	30	19	14	11	9.4	7.9	6.9	6.2

Ce tableau représente la variation de la résistance pour différentes valeurs du U en fonction de V_p .

$U = 1 \text{ Volt}$														
$V \text{ (Volt)}$	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	16	25	30	40	50	60	70	80
$I \text{ (}\mu\text{A)}$	-9.1	-8.9	-8.9	-8.9	-8.9	-8.9	-8.9	-8.8	-8.8	-8.8	-8.7	-8.7	-8.7	-8.7

$U = .5 \text{ Volt}$														
$V \text{ (Volt)}$	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	16	25	30	40	50	60	70	80
$I \text{ (}\mu\text{A)}$	-4.5	-4.4	-4.4	-4.4	-4.4	-4.4	-4.3	-4.3	-4.3	-4.2	-4.2	-4.2	-4.2	-4.1

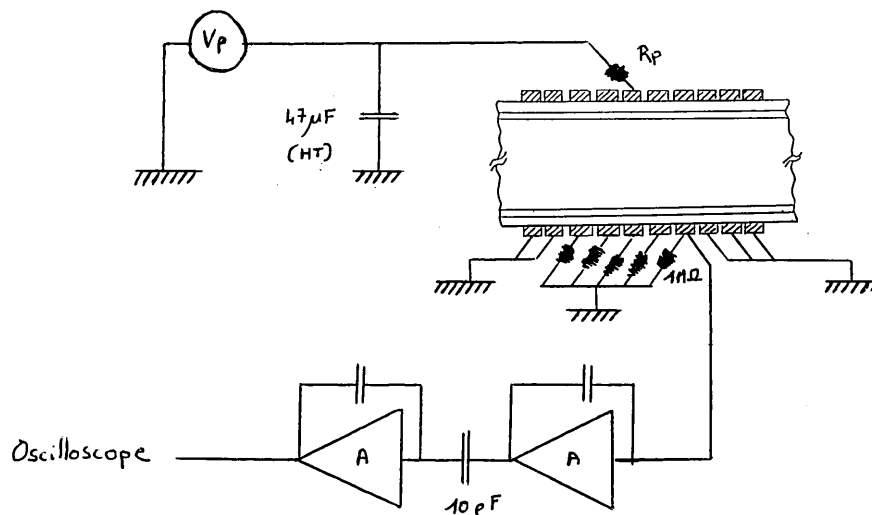
D'après ces tableaux, on peut remarquer que le montage proposé pour mesurer la résistance entre les pistes est à peu près correct puisque le courant relevé est un courant de surface et non pas un courant de volume (le courant ne varie pratiquement pas avec la tension de polarisation appliquée au détecteur (cf. courbe en annexe F, page F6). La valeur approximative de $5 \text{ M}\Omega$ semble raisonnable comme ordre de grandeur de la résistance entre les pistes.

Cette mesure est importante car c'est elle qui impose la résistance d'entrée du préamplificateur. Cette dernière doit être inférieure à $5 \text{ M}\Omega$ afin de pouvoir collecter le maximum de charges vers le préamplificateur.

Les courbes correspondant aux tableaux figurent en annexe F, pages F6, F7.

3.6 Choix de la tension de polarisation

La tension de polarisation appliquée au détecteur joue un rôle important sur le niveau du bruit. Les mesures effectuées avec le montage suivant le montre bien.



Pour $V_p = 0V$	bruit $\cong 80$ mV
$1 V < V_p < 50 V$	bruit $\cong 28$ mV
$V_p = 80 V$	bruit $\cong 80$ mV

Le bruit passe par un minimum. Il convient donc de rester dans la gamme de tension appropriée même si le temps de collection doit être plus grand.

Remarquons aussi que le niveau de bruit varie avec la valeur de la résistance de polarisation. Plus celle-ci est élevée, sans toutefois dépasser la valeur de $10 M\Omega$ sous peine de ne plus pouvoir polariser le détecteur (courant de l'ordre de $1 \mu A$), plus le bruit est faible.

Pour $R_p = 10 k\Omega$	bruit $\cong 20$ mV
$R_p = 1 M\Omega$	bruit $\cong 15$ mV

Ce paramètre est cependant moins critique que le choix de la tension de polarisation.

Signalons encore que le bruit est pratiquement indépendant du signe de la tension de polarisation.

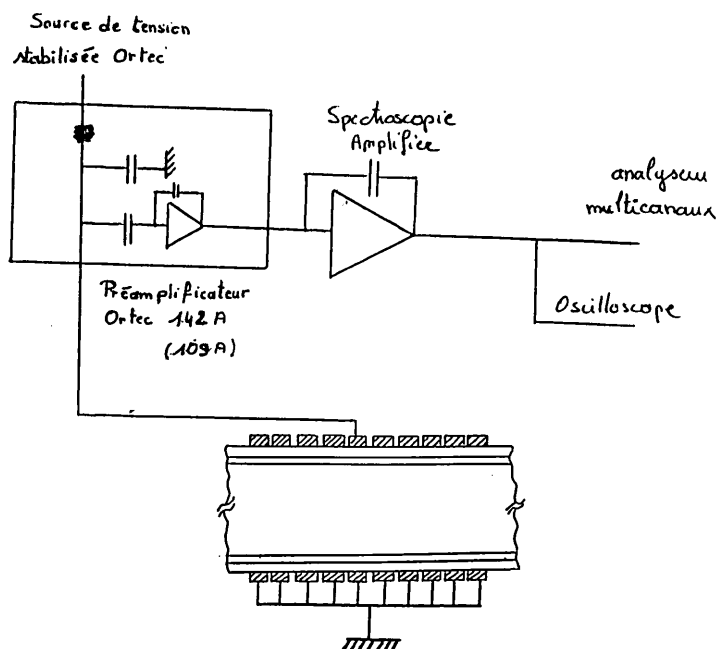
3.7 Détection de rayonnement

3.7.1 Détection de particules α

Les particules α sont très ionisantes et nous permettent d'obtenir des signaux importants. Nous n'avons malheureusement pas pu travailler sous vide ce qui empêche toute comparaison de largeur à mi-hauteur des pics pour des détecteurs différents. C'est cependant un test important qui permet de régler l'électronique.

La source radioactive utilisée est l'Am²⁴¹.

3.7.1.1 Schéma du montage

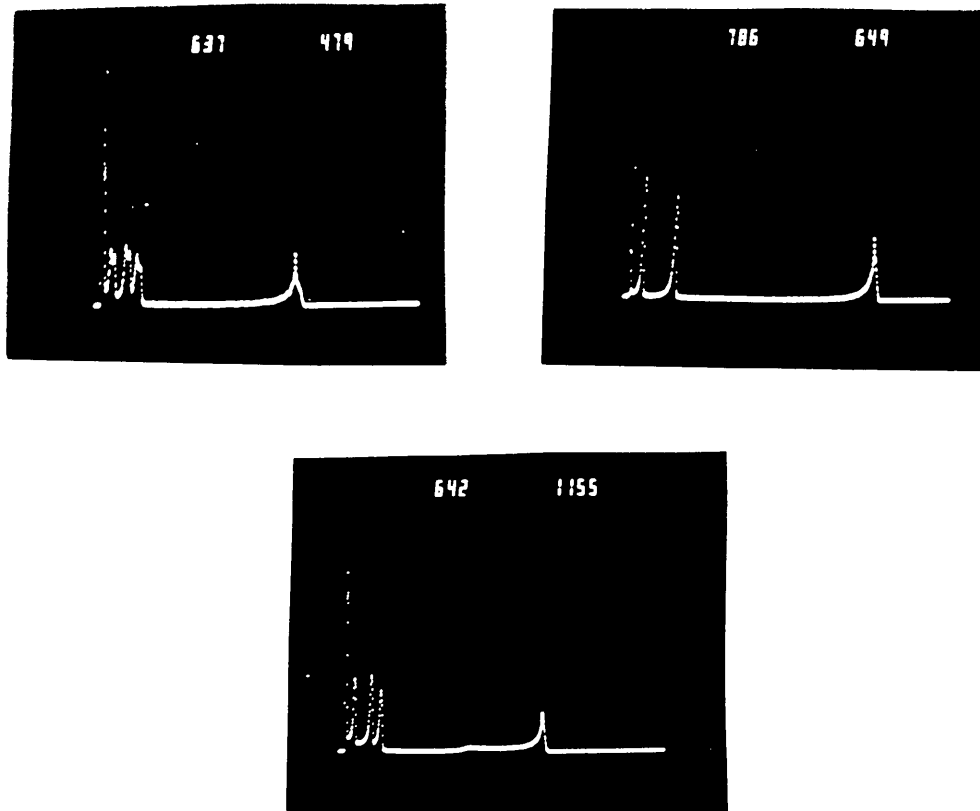


3.7.1.2 Résultats et commentaires

La résistance nominale de 100 M Ω du préamplificateur Ortec est trop importante pour pouvoir polariser le détecteur. Il est nécessaire de la changer pour une résistance de valeur moindre: 10 M Ω ou 1 M Ω par exemple.

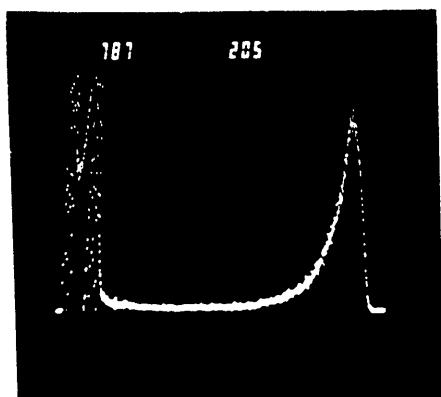
La durée de l'impulsion à 1/2 hauteur est de l'ordre de la μ s ce qui est relativement élevé (la littérature fait état de durée d'impulsion inférieure à 100 ns (réf. 25)). Elle nous empêche en tout cas de pouvoir mesurer l'intensité d'un faisceau dont les particules arrivent toutes les 100 ns avec une efficacité maximale.

Sur les spectres en énergie on remarque la présence de plusieurs pics proches du bruit de fond.

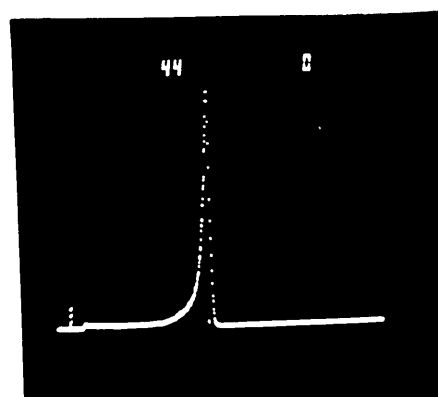


Pour éviter ceci, il suffit de polariser les deux pistes adjacentes à celle dont on recueille le signal.

Le spectre suivant met bien en évidence les pertes d'énergies des particules α dans l'air avant de pénétrer dans le détecteur: les particules ne sont pas monoénergétiques et on observe un élargissement du pic vers la gauche (énergie plus faible)



(1)



(2)

(le spectre (2) enregistré pour une tension de polarisation de 9 V fait apparaître un palier à la gauche du pic dû à la diffusion des porteurs de charge créés en dehors de la zone désertée).

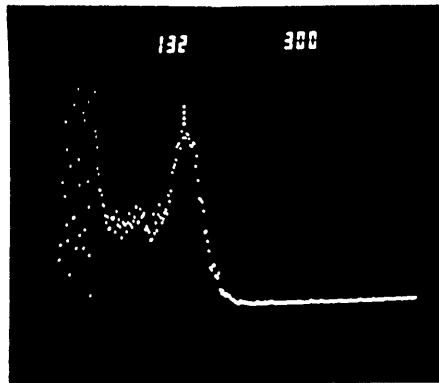
3.7.2 Détection de particules γ

Les particules γ de 122 keV du ^{57}Co réagissent avec la matière en créant des photoélectrons que l'on peut collecter sur les pistes.

Le signal est beaucoup plus faible que précédemment et il faut augmenter le gain de l'amplification.

Comme le rayonnement γ n'interagit pas avec l'air, on peut mesurer la largeur du pic à 1/2 hauteur et faire des comparaisons.

Dans le meilleur des cas on obtient $\text{FWHM} = 28 \text{ keV}$



Un détecteur planar de 300 μm d'épaisseur et de 25 mm^2 de surface présente une résolution nucléaire de 1.55 keV pour le même pic.

Bien que le bruit soit important, il permet tout de même de penser que la détection de particules au minimum d'ionisation est possible: celles-ci déposent en effet environ 40 keV dans 150 μm de silicium.

3.8 Détection de hadrons de 3.5 GeV

Le faisceau de hadrons de la ligne T11 située dans le hall Est est essentiellement constitué de pions et de protons. Il est produit par le bombardement d'une cible par un faisceau de protons. Les particules émises ayant la même quantité de mouvement sont alors sélectionnées et dirigées vers la ligne T11. A cette énergie, les particules produisent une ionisation minimale dans la matière (réf. 26); c'est donc dans ces conditions que le signal électronique est le plus faible. Aussi était-il intéressant de soumettre le détecteur à un tel test.

Le schéma électronique utilisé lors de ce test est le même que celui décrit au paragraphes 3.6, page 39.

Pour ne pas gêner le passage du faisceau à travers la cage de Faraday, nous avons percé les deux surfaces épaisses concernées pour y placer une feuille mince d'aluminium (cf. photo 4, annexe E, page E2).

A chaque pulse de faisceau, nous avons observé un signal à l'oscilloscope avec un rapport signal sur bruit compris entre 2 et 3. Il a même été possible d'établir un spectre en utilisant la carte de conversion analogique-digital du système Lecroy.

Les résultats de ce test nous semblent encourageants car ils nous montrent que malgré le bruit important, le passage de particules au minimum d'ionisation dans le détecteur engendre un signal électronique exploitable.

4. Chaîne d'acquisition de mesure

A cause de son coût élevé, il n'est pas envisageable de généraliser l'électronique utilisée jusqu'à présent pour les 80 pistes que compte le détecteur. Heureusement ce problème n'est pas nouveau et il existe depuis quelques années des préamplificateurs de petites tailles à des prix plus abordables spécialement développés pour les détecteurs à pistes. Nous avons testé les performances de l'un d'entre eux.

4.1 Utilisation du préamplificateur MOD 5315 LABEN

C'est un préamplificateur réalisé en technologie hybride qui dispose de huit entrées. Il est alimenté par une tension de ± 6 V et permet d'atténuer le bruit provenant des variations de la tension de polarisation du détecteur. Les sorties délivrent le signal à partir d'une tension continue de -0.6 V et $+0.6$ V pour chaque voie ce qui permet son transport sur une longue distance. Le gain annoncé est 1 V/pC.

Voici quelques mesures relevées avec ce préamplificateur

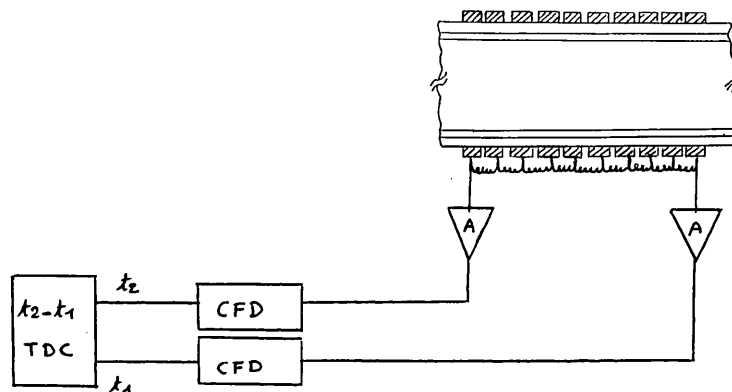
Source	Particules	Niveau du signal		Rapport Signal sur Bruit	
		1 voie	2 voies en cascade (10 pF)	1 voie	2 voies
Am^{241}	α (5.4 MeV)	20 mV	100 mV	4	4
Co^{57}	γ (122 keV)	5 mV	20 mV	≈ 1	2

Tension de polarisation + 25 V

Ce préamplificateur de charge nous donne de bons résultats. La durée des impulsions ($\approx 2 \mu s$) est cependant élevée.

4.2 Essais en delay line, (réf. 27)

C'est une technique qui s'efforce de réduire le "poids" de l'électronique associée aux détecteurs et qui semble pouvoir s'appliquer dans notre cas. Elle stipule de relier les pistes entre elles par un fil électrique d'impédance bien déterminé. Les signaux, selon la distance qu'ils parcourent, arrivent en des temps différents en bout de ligne. Une simple analyse dans le temps permet donc de reconstituer la position d'un faisceau sur la partie sensible du détecteur.



CFD: discriminateur à fraction constante

TDC: convertisseur temps-nombre.

Comme on le voit sur le schéma, l'avantage indiscutable de ce montage est qu'il nécessite uniquement deux systèmes amplificateurs par face. Malheureusement le fait de mettre plusieurs pistes en série augmente le bruit.

Pour 1 piste	bruit \approx 20 mV
5 pistes	bruit \approx 60 mV.

Le bruit devient très vite incompatible avec des mesures pour des particules au minimum d'ionisation.

Cependant on peut envisager d'utiliser ce schéma après un premier étage amplificateur car le bruit est alors moins critique. Ceci fait l'objet de nos mesures actuellement.

5. Propositions de modification

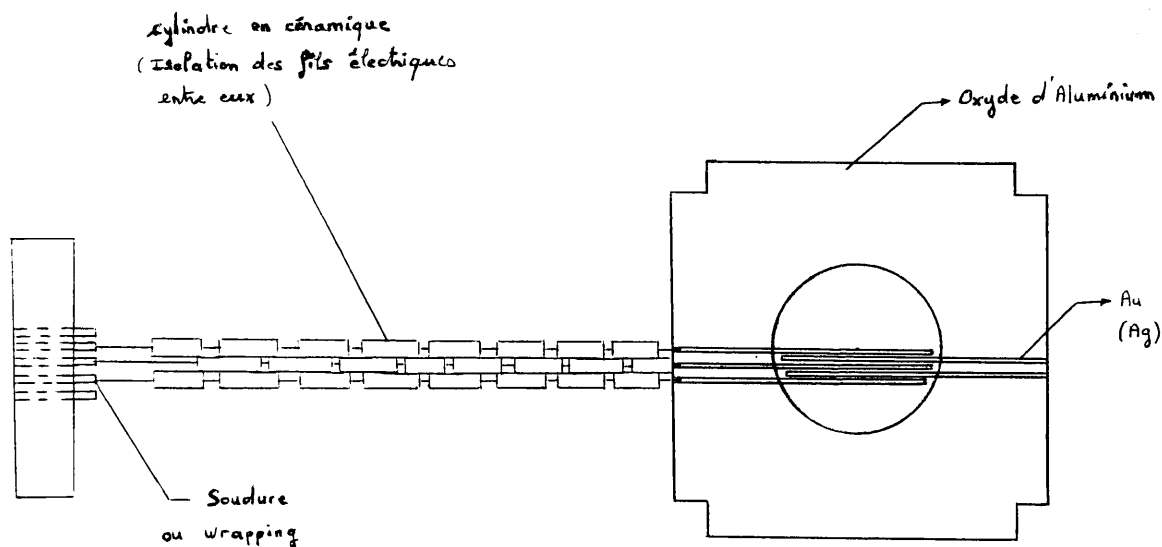
5.1 Pour obtenir un bon comportement au vide

Il est bien connu des spécialistes du vide que les matières plastiques et les colles époxyes ont un taux de dégazage important ce qui est incompatible avec le vide régnant à l'intérieur de l'anneau LEAR. Pour pouvoir introduire le détecteur dans l'anneau, il est impératif de changer le support actuel de la plaquette du silicium. Dans ce but, nous avons envisagé de remplacer les matières plastiques par un matériau plus stable: l'oxyde d'aluminium.

La société ENERTEC Schlumberger, à qui nous avons exposé notre problème, nous a fait parvenir deux échantillons d'oxyde d'aluminium afin de les tester dans un vide minimal de 10^{-10} mm de Mercure. Un essai préliminaire effectué par Mr. P. Simon (PS/EA) à 10^{-8} mm de Mercure n'a révélé aucune baisse de pression due au dégazage. Des essais à des pressions plus basses sont actuellement en cours.

Le traçage des circuits électriques sur l'oxyde d'aluminium et la liaison électrique dans le vide entre le détecteur et les préamplificateurs font appel à des techniques maîtrisées qui sont applicables au CERN (entretiens avec Mr. Gandi (SB/AC) et Mr. Brouet (PS/ML)).

La configuration du montage pourra se représenter comme suit:



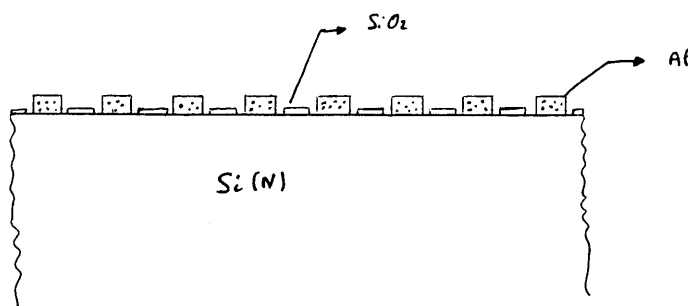
Les traversées (vide - pression atmosphérique normale), qui doivent supporter les hausses de température des parois de l'anneau sans détérioration et sans affecter la qualité du vide font l'objet d'une demande de renseignements auprès de la Société de Verrerie et de Thermométrie (135, rue du Théâtre, Paris 15ème) qui a réalisé des travaux semblables pour d'autres accélérateurs.

5.2 Pour diminuer le bruit

Pour pouvoir adapter convenablement l'électronique qui a été développée pour les détecteurs à pistes (de faibles capacités) dans notre cas, il faudrait diminuer la capacité entre les pistes des faces opposées. Pour résoudre ce point, une solution simple consiste à réduire la largeur des pistes. Une réduction d'un facteur trois, qui n'est d'ailleurs pas un problème technologique, nous ramènerait à des valeurs proches de 20 pF et nous permettrait d'utiliser un préamplificateur de courant rapide (réf. 25) par exemple.

Nous avons vu que le courant inverse de la jonction est particulièrement important. Comme il participe lui aussi au bruit de fond il convient d'essayer de le réduire.

Le détecteur, du fait de sa fabrication, possède une jonction P.N. sur chaque face. Ainsi lorsqu'on lui applique une tension de polarisation, une des deux jonctions est polarisée en inverse mais l'autre est polarisée en directe. Or, le courant d'une jonction P.N. polarisée en directe augmente exponentiellement avec la tension appliquée: ses porteurs majoritaires peuvent alors diffuser dans l'autre jonction et participer au courant inverse du détecteur. Il serait intéressant, par exemple, de faire des comparaisons avec un détecteur qui ne soit pas muni d'une double jonctions P.N. Un dépôt d'aluminium en atmosphère non oxydante ou une implantation d'Arsenic pourrait éviter la formation d'une jonction P.N. sur une face.



Conclusion

L'étude que nous venons de faire sur ce détecteur relève un niveau de bruit important qu'il faudrait essayer de réduire en agissant notamment sur le courant inverse et sur la capacité. Il a néanmoins fourni des résultats positifs lors du test avec des particules au minimum d'ionisation ce qui est très encourageant vu la simplicité de la technologie employée pour sa construction. Ainsi est-on en droit de penser, qu'après quelques modifications, ces caractéristiques lui permettront d'imposer son originalité, non seulement aux basses énergies, mais aussi dans le domaine de pointe actuel de la reconstruction d'images (réfs. 28, 29, 30, 31).

Remerciements

Je remercie l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN) de m'avoir accueilli au sein de ses prestigieux laboratoires de Meyrin pour effectuer mon stage de dernière année d'école d'ingénieur en génie physique.

Je remercie en particulier:

- mon responsable de stage: Monsieur V. Agoritsas
- le chef du groupe: Monsieur D.J. Simon

pour leur amabilité, leurs explications et le temps qu'ils ont consacré à la discussion au cours de cette étude.

Ce travail n'aurait pas eu lieu si Monsieur K. Erdman ne nous avait gracieusement prêté ce nouveau type de détecteur. Je lui exprime mes chaleureux remerciements ainsi qu'à Monsieur E.H.M. Heijne dont l'expérience en matière de détecteur semi-conducteur m'a été très utile. Les conseils et l'aide, dans des domaines aussi variés que l'électronique, la mécanique et l'informatique, de Messieurs J.P. Bovigny, J. Haffner, C. Nemoz et de Madame G. Granger, ont contribué à rendre cette étude aussi efficace que possible.

C'est Mlle G. Maus qui avec beaucoup de gentillesse a bien voulu dactylographier le texte. Par une présentation aérée, elle a su rendre agréable la lecture de ce rapport.

C'est un plaisir pour moi de leurs adresser tous mes remerciements.

REFERENCES

1. Rapport annuel 1984 - CERN.
2. Joseph F. Janni, Calculations of energy loss, range pathlength, straggling, multiple scattering, and the probability of inelastic nuclear collisions for .1 to 1000 MeV protons.
Air Force Weapons Laboratory, Kirtland Air Force Base, New Mexico, Sept. 1966.
3. D.F. Measday and C. Richard-Serre, Loss of protons by nuclear interactions in various materials.
CERN 69-17, 25 June 1969.
4. A.H.F. Muggleton, Semiconductor devices for radiation detection.
Journal of Physics Scientific Instruments, May 1972, Vol. 5, No. 5, pages 389-496, published by the Institute of Physics.
5. L. Landau, On the energy loss of fast particles by ionization,
J. Phys. (USSR) 8 (1944) 201.
6. P.V. Vavilov, Ionization losses of high energy heavy particles.
English translation in: Soviet Physics JETP, 5 (1957) 749.
7. K.S. Koelbig, CERN computer centre - programme library - G110 - Landau, Subprogram DENLAN.
8. J. Stiebling and H. Raether, Dispersion of the volume plasmon of silicon (16.7 eV) at large wave vectors,
Phys. Rev. Letters 40 (1978) 1293.
9. R.M. Sternheimer and R.F. Peierls, General expression for the density effect for the ionization loss of charged particles.
Phys. Rev. B, Volume 3, No. 11, 1 June 1971.
10. Détecteurs semi-conducteurs. La radiotechnique, Comprim-RTC.
Composants électroniques, 1966.
11. C. Goessling, E.H.M. Heijne, P. Jarron et al., Reliability studies of planar silicon détecteurs,
CERN/EF 85-12, 17 octobre 1985.
12. Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Werner-Heisenberg-Institut für Physik, Silicon detectors,
MPI-PAE/EXP-EL-135, R. Klanner, August 1984.
13. M. Pons - Conférence: Utilisation des technologies planar pour la réalisation des détecteurs nucléaires semi-conducteurs: description des technologies, application à la mesure de rayonnement et de particules; application à la localisation de particules,
CERN, vendredi 14 mars 1986.

14. J. Kemmer, Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process,
Nucl. Inst. and Meth. 169 (1980) 499.
15. E.H.M. Heijne and P. Jarron, The impact of microelectronics on particle detection,
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research 226 (1984) 12-15.
16. R. Alberganti, E. Chesi, Ch. Gecke et al., A system of 4400 silicon microstrips readout with analog multiplexed electronics used in the WA75 experiment,
CERN/EF 85-9, 18 June 1985.
17. G. Anziuino, R. Horisberger, L. Hubbeling et al., First results from a silicon-strip detector with ULSI readout.
18. G. Backenstoss, E. Braunersreuther, K. Goebel, Radiation damage of semiconductors by protons,
CERN 62-5, Nuclear Physics Division, 24 January 1962.
19. E.H.M. Heijne, Muon flux measurement with silicon detectors in the CERN neutrino beam,
CERN 83-06, 21 July 1983.
20. E.H.M. Heijne, P. Jarron, Silicon microstrip detectors, a new tool for charm, beauty and truth at high energies, 1984.
21. P. Weilhammer, Experience with Si detectors in NA32,
CERN EP/86-54, 5 May 1986.
22. J.B.A. England and V.W. Hammer, A new type of non injecting back contact for totally depleted silicon surface barrier detectors,
Nucl. Inst. and Meth. 96 (1971) 81-83.
23. Passivated ion implanted silicon junction detectors, Nuclear spectroscopy at room temperature,
ENERTEC-Schlumberger.
24. V. Radeka - Conférence: Signal processing for radiation detectors,
CERN, 10,11,12,13 March 1986.
25. P. Jarron, M. Goyot, A fast current sensitive preamplifier (MSD2) for the silicon microstrip detector.
Nucl. Inst. and Meth. 226 (1984) 156-162.
26. Review of particle properties,
Particle Data Group, April 1984 Edition, Printed at CERN, Geneva, July 1984.
27. J. Ditta, K. Kuroda, C. Nemoz, D. Sillou, Delay-line readout for multicell detectors, Lapp-Exp. 86-01, 27 March 1986.

28. B. Hyams, A silicon strip vertex detector for LEP, Nucl. Inst. und Meth. 225 (1984) 606-607.
29. R. Bailey, E.R. Belan, T. Böhringer et al., A silicon strip detector telescope for the measurement of production and decay of charmed particles.
30. E.H.M. Heijne, Images through semiconductors, International Journal of High Energy Physics, V. 26, May 1986.
31. E.H.M. Heijne, The use of semiconductor images in high energy particles physics, CERN/EF 85-14, 3 December 1985.

LE COMPLEXE PS.

Il est essentiellement constitué par :

- un générateur électrostatique
- un accélérateur linéaire (LINAC)
- un BOOSTER
- le synchrotron à protons (PS)
- l'accumulateur d'antiprotons (AA)
- le LEAR (Low Energy Antiproton Ring)
- le prochain accumulateur d'antiprotons (ACOL)

Entré en service en 1959, le synchrotron à protons de 28 GeV du CERN accélère et décélère principalement des protons et des antiprotons destinés aux expériences du SPS et à l'accumulateur d'antiprotons.

Les protons sont obtenus à partir du gaz hydrogène, accélérés à 750 KeV par un générateur électrostatique et envoyés ensuite dans un accélérateur linéaire qui les porte à 50 MeV. Le faisceau pénètre alors dans le synchrotron injecteur (Booster) comprenant quatre anneaux superposés de 50 mètres de diamètre, qui accélère les protons jusqu'à 800 MeV avant l'injection dans l'anneau circulaire de 200 mètres de diamètre du PS.

Dans l'anneau du PS, les protons sont accélérés par des cavités HF et circulent dans une chambre à vide maintenue à une pression d'environ $2 \cdot 10^{-6}$ Torr.

Les antiprotons sont produits par bombardement d'une cible avec des protons fournis par le PS (il faut 10^6 protons pour créer un antiproton). Les antiprotons de faible énergie sont transférés dans un anneau accumulateur (AA) ou ils sont refroidis pour produire un faisceau bien défini. Lorsque la concentration d'antiprotons est suffisante (technique mise au point par S. van der Meer (CERN), prix nobel de physique 1984), le faisceau est envoyé dans le SPS (Super Proton Synchrotron). Une fois dans le SPS, le faisceau d'antiprotons circule en sens inverse du faisceau de protons.

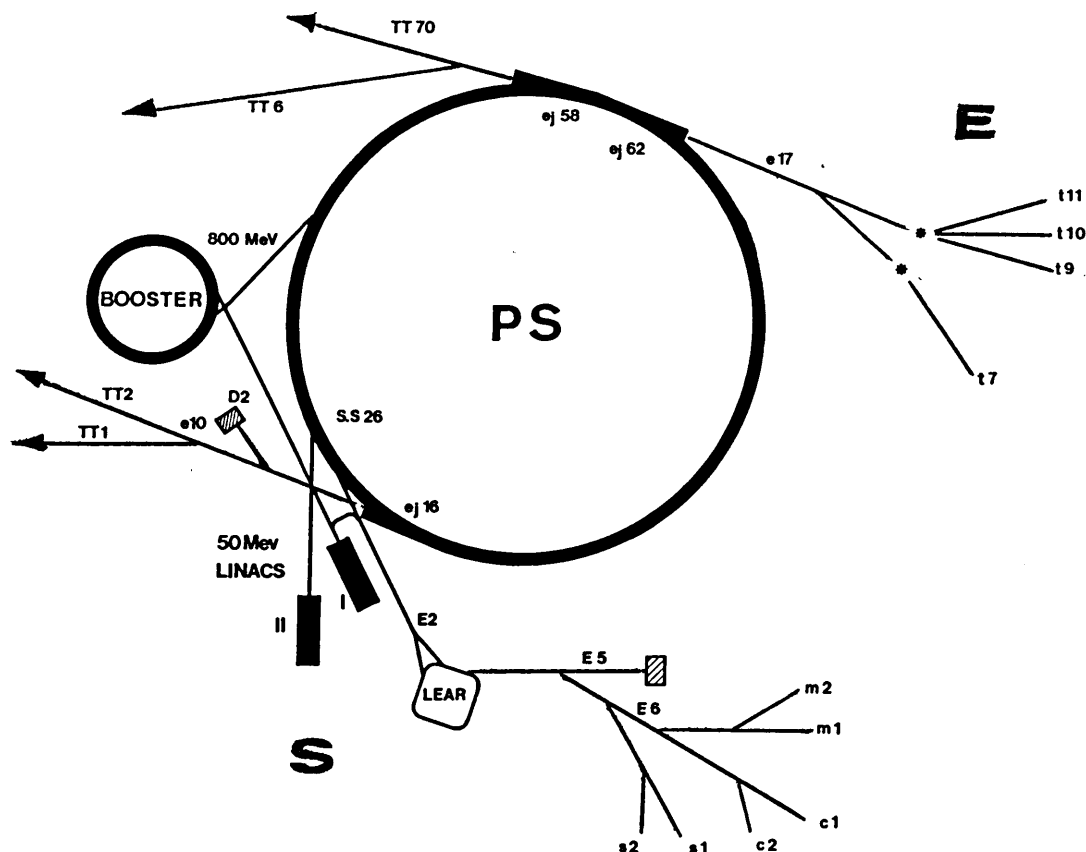
Ils sont accélérés jusqu'à 270 GeV et amenés en collision frontale. C'est ainsi que les particules W et Z ont été découvertes, ce qui valu aussi le prix nobel de physique 1984 à C. Rubbia (CERN).

Les antiprotons peuvent également être décélérés dans le PS pour alimenter le LEAR qui permet de réaliser des expériences à basse énergie uniques au monde.

Les pages A3,A4 représentent schématiquement le complexe PS ainsi que le profil d'un faisceau dans une partie d'éjection du LEAR.

Une photo représentant une vue générale du LEAR se trouve en annexe E page E3.

Représentation schématique du complexe PS.

**LINACS I et II**

Chaque Linac peut alimenter le synchrotron injecteur, ou directement le PS, en protons de 50 MeV; le Linac II est normalement utilisé pour l'exploitation régulière. Le Linac I produit également un faisceau de protons d'essai et ions H^- pour LEAR.

HALL SUD (S)

LEAR, l'anneau d'antiprotons de basse énergie, est conçu pour fournir des faisceaux purs d'antiprotons "refroidis" entre 0,1 et 2 GeV/c à une zone d'expérimentation occupant le reste du hall Sud.

E2 : alimente LEAR en protons de 50 MeV et ions H^- provenant du Linac I, ou en antiprotons de 0,6 GeV/c extraits de la section droite 26 du PS.

E5 : ligne du faisceau extrait de LEAR dotée d'un équipement de mesure des caractéristiques du faisceau.

E6 : alimente les zones d'expérimentation avec des flux continus d'antiprotons, extraits des faisceaux accumulés dans LEAR, à raison de $3 \times 10^5 \bar{p}/s$ environ. Le faisceau est divisé en trois branches, pouvant chacune être dirigée dans l'une des deux voies qui conduisent à différentes zones d'expérimentation. L'intensité relative dans les trois branches principales est réglable dans une plage de 20:1. Les faisceaux m_1 , c_1 et c_2 peuvent fonctionner jusqu'à 2 GeV/c, et les faisceaux m_2 , s_1 et s_2 jusqu'à 1 GeV/c environ.

TUNNELS DE TRANSFERT (TT)

TT1 : transfère des faisceaux de protons vers l'anneau II des ISR; une dérivation TT7 (non visible) alimente la cible servant aux expériences sur les oscillations neutrino (PS 169, 180 et 181).

TT2 : transfère des faisceaux de protons vers l'anneau I des ISR et vers le SPS (via TT10, non visible). Transporte aussi des protons vers l'accumulateur d'antiprotons (AA) pour la production de \bar{p} et aux fins d'essais, ainsi que des antiprotons renvoyés du AA dans le PS à 3,5 GeV/c.

TT6 : fournit des \bar{p} à l'anneau II des ISR à partir du PS.

TT70 : transfère des antiprotons accélérés dans le PS vers le SPS pour des expériences de collisions; des protons peuvent être lancés en sens contraire pour le contrôle de la ligne de transport de faisceaux.

D2 : décharge extérieure enterrée par delà le mur de l'anneau; elle est utilisée pour la mise au point des faisceaux circulant dans TT1 et TT2, ainsi qu'au cours des périodes de développement du PS.

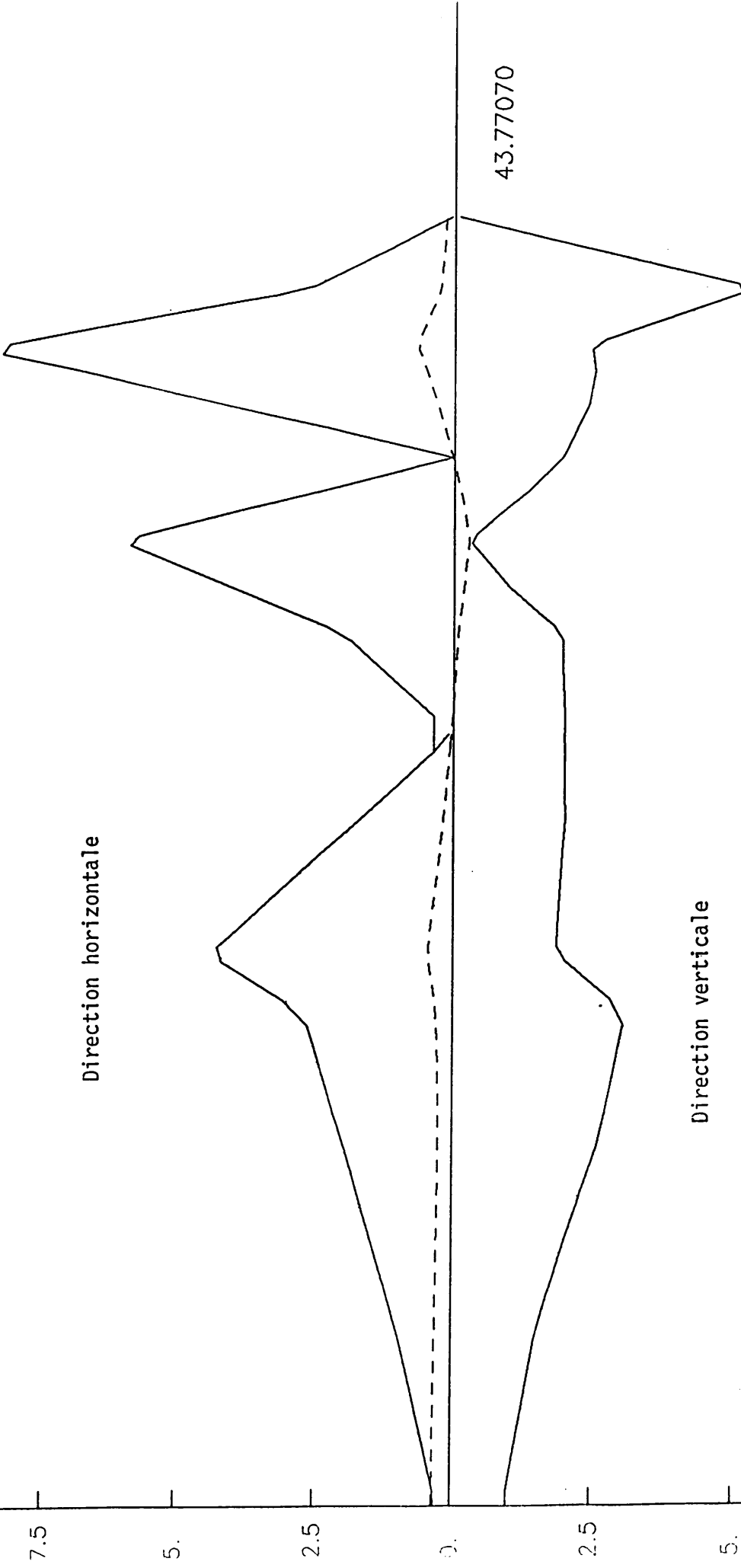
HALL EST (E)

Extraction lente à partir de la section droite 62; le faisceau primaire e_{17} est divisé en deux branches comportant chacune des cibles qui produisent quatre faisceaux secondaires. Ces derniers peuvent fournir des intensités d'environ 10^3 hadrons (ou de $10^3-10^4 e^+/e^-$, selon l'impulsion) pour 10^{11} protons de 24 GeV/c projetés sur la cible, avec $\Delta p/p \sim 1\%$. Les faisceaux t_7 et t_9 peuvent fonctionner jusqu'à 10 GeV/c, et les faisceaux t_{10} et t_{11} jusqu'à 5 et 3,5 GeV/c respectivement.

Largeur à mi-hauteur du faisceau
cm

Direction horizontale

Direction verticale



43.77070

A N N E X E B

Tables de la perte d'énergie et du parcours
du proton dans le silicium

SILICON

ELEMENT NUMBER 14
 SI
 ATOMS/MOLECULE 1
 ATOMIC WEIGHT 28.086
 ADJUSTED IONIZATION POTENTIAL 170.0

DENSITY = 2.3300 GM/CM3

PROTON ENERGY MEV	ENERGY LOSS GM/CM2 MEV/CM	PROTON RANGE MG/CM2 MM	PROTON PATH LENGTH MM MG/CM2	PROTON PATH LENGTH MM MG/CM2	MG/CM2	PATH LENGTH STRAGGLING MM PERCENT	MULTIPLE SCATTERING PERCENT	PROBABILITY OF INELASTIC NUCLEAR INTERACTION	
.10	432.01	.00122	.28403	.00124	.01119	.00005	3.884	1.387	0.
.15	382.61	.00174	.40657	.00176	.01483	.00006	3.609	1.063	0.
.20	350.19	.00233	.54234	.00235	.01863	.00008	3.402	.9426	0.
.30	303.29	.00364	.84784	.00367	.02635	.00011	3.082	.8457	0.
.40	270.91	.00513	1.11950	.00517	.03431	.00015	2.848	.7972	0.
.50	245.55	.00678	1.45804	.00683	.04256	.00018	2.672	.7622	0.
.60	223.98	.00860	1.80045	.00867	.05128	.00022	2.539	.7334	0.
.70	206.41	.01059	2.14667	.01066	.06050	.00026	2.435	.7088	0.
.80	191.79	.01273	2.49664	.01282	.07024	.00030	2.352	.6872	0.
.90	184.06	.01500	3.4952	.01510	.08017	.00034	2.278	.6683	0.
1.00	176.32	.01737	4.0476	.01749	.09023	.00039	2.215	.6513	0.
1.20	157.68	.02250	5.12423	.02264	.11201	.00048	2.123	.6215	0.
1.40	142.82	.02820	6.15707	.02837	.13643	.00059	2.064	.5962	0.
1.60	131.14	.03445	8.0263	.03465	.16301	.00070	2.019	.5747	0.
1.80	121.22	.04125	9.6124	.04149	.19170	.00082	1.983	.5562	0.
2.00	112.90	.04854	11.311	.04881	.22218	.00095	1.954	.5404	.00001
2.20	105.76	.05637	13.135	.05667	.25443	.00109	1.927	.5263	.00001
2.40	99.598	.06471	15.078	.06505	.28837	.00124	1.903	.5141	.00002
2.60	94.156	.07355	17.137	.07392	.32395	.00139	1.881	.5033	.00002
2.80	89.340	.08287	19.308	.08328	.36115	.00155	1.861	.4936	.00003
3.00	85.060	.09267	21.593	.09312	.39992	.00172	1.843	.4851	.00004
3.20	81.227	.10296	23.989	.10345	.44019	.00189	1.826	.4771	.00005
3.40	77.769	.11371	26.495	.11425	.48193	.00207	1.810	.4701	.00006
3.60	74.628	.12494	29.110	.12552	.52510	.00225	1.795	.4634	.00007
3.80	71.761	.13664	31.837	.13727	.56969	.00245	1.781	.4574	.00008
4.00	69.132	.14877	34.663	.14944	.61566	.00264	1.768	.4520	.00010
4.20	66.710	.16137	37.599	.16209	.66299	.00285	1.755	.4469	.00011
4.40	64.472	.17441	40.638	.17518	.71168	.00305	1.744	.4421	.00013
4.60	62.397	.18788	43.777	.18871	.76170	.00327	1.732	.4377	.00015
4.80	60.466	.20183	47.026	.20271	.81303	.00349	1.721	.4337	.00017

SILICON

PROTON ENERGY MEV	ENERGY LOSS		PROTON RANGE		PROTON PATH LENGTH		PATH LENGTH STRAGGLING		MULTIPLE SCATTERING PERCENT	PROBABILITY OF INELASTIC NUCLEAR INTERACTION
	GM/CM2	MEV/CM	GM/CM2	CM	GM/CM2	CM	GM/CM2	PERCENT		
5.00	58.666	136.69	.05037	.02162	.05058	.02171	.00087	.00037	1.711	.00019
5.50	54.652	127.34	.05917	.02540	.05942	.02550	.00100	.00043	1.688	.00025
6.00	51.211	119.32	.06860	.02944	.06888	.02956	.00115	.00049	1.666	.00033
6.50	48.223	112.36	.07862	.03374	.07895	.03388	.00130	.00056	1.647	.00041
7.00	45.603	106.25	.08926	.03831	.08962	.03846	.00146	.00063	1.630	.00051
7.50	43.351	101.01	.10046	.04312	.10086	.04329	.00163	.00070	1.613	.00062
8.00	41.275	96.170	.11224	.04817	.11268	.04836	.00180	.00077	1.598	.00070
8.50	39.410	91.825	.12459	.05347	.12508	.05368	.00198	.00085	1.584	.00085
9.00	37.724	87.898	.13752	.05902	.13805	.05925	.00217	.00093	1.572	.00093
9.50	36.193	84.330	.15102	.06482	.15160	.06506	.00236	.00101	1.560	.00093
10.00	34.794	81.071	.16506	.07084	.16568	.07111	.00257	.00110	1.549	.00095
11.00	32.331	75.330	.19480	.08360	.19552	.08392	.00299	.00128	1.528	.00099
12.00	30.227	70.428	.22670	.09730	.22754	.09766	.00344	.00148	1.511	.00126
13.00	28.407	66.188	.26074	.11190	.26168	.11231	.00391	.00168	1.495	.00162
14.00	26.816	62.481	.29686	.12741	.29793	.12787	.00441	.00189	1.480	.00190
15.00	25.412	59.210	.33506	.14380	.33625	.14431	.00493	.00212	1.467	.00228
16.00	24.163	56.299	.37529	.16107	.37662	.16164	.00548	.00235	1.455	.00262
17.00	23.044	53.692	.41757	.17921	.41903	.17984	.00605	.00260	1.444	.00296
18.00	22.035	51.341	.46181	.19820	.46311	.19889	.00665	.00285	1.434	.00331
19.00	21.120	49.209	.50802	.21803	.50977	.21879	.00726	.00312	1.425	.00368
20.00	20.286	47.267	.55620	.23871	.55811	.23953	.00790	.00339	1.416	.00406
22.00	18.823	43.857	.65830	.28253	.66053	.28349	.00925	.00397	1.400	.00470
24.00	17.572	40.943	.76800	.32962	.77058	.33072	.01068	.00458	1.386	.00516
26.00	16.501	38.447	.88515	.37989	.88809	.38116	.01219	.00523	1.373	.00564
28.00	15.567	36.271	1.0096	.43332	1.0130	.43475	.01379	.00592	1.362	.00604
30.00	14.745	34.357	1.1413	.48982	1.1450	.49143	.01547	.00664	1.351	.00623
32.00	14.016	32.658	1.2800	.54936	1.2842	.55115	.01723	.00739	1.342	.00642
34.00	13.365	31.140	1.4257	.61171	1.4303	.61388	.01906	.00818	1.333	.00662
36.00	12.779	29.775	1.5784	.67742	1.5855	.67960	.02097	.00900	1.324	.00683
38.00	12.249	28.540	1.7378	.74583	1.7484	.74822	.02295	.00985	1.317	.00704
40.00	11.767	27.417	1.9039	.81713	1.9100	.81973	.02501	.01073	1.309	.00726
45.00	10.733	25.009	2.3480	1.0077	2.3554	1.0109	.03046	.01307	1.293	.00782
50.00	9.8896	23.043	2.8324	1.2156	2.8433	1.2194	.03634	.01560	1.279	.00846
55.00	9.1867	21.405	3.3558	1.4403	3.3663	1.4447	.04263	.01830	1.266	.00929
60.00	8.5919	20.019	3.9174	1.6813	3.9292	1.6865	.04932	.02117	1.255	.00972
65.00	8.0815	18.830	4.5160	1.9382	4.5298	1.9441	.05639	.02420	1.245	.01039
70.00	7.6385	17.798	5.1509	2.2107	5.1666	2.2174	.06383	.02740	1.236	.01102
75.00	7.2503	16.893	5.8211	2.4983	5.8387	2.5059	.07163	.03074	1.227	.01138
80.00	6.9071	16.093	6.5258	2.8008	6.5455	2.8092	.07978	.03424	1.219	.01246
90.00	6.3274	14.743	8.0360	3.4489	8.0601	3.4593	.09706	.04166	1.204	.01395

SILICON

PROTON ENERGY MEV	ENERGY LOSS MEV/ GM/CM2	PROTON RANGE		PROTON PATH LENGTH		PATH LENGTH STRAGGLING		MULTIPLE SCATTERING PERCENT	PROBABILITY OF INELASTIC NUCLEAR INTERACTION
		GM/CM2	CM	GM/CM2	CM	GM/CM2	CM		
100.00	5.8562	13.645	4.1527	9.7046	4.1651	.11561	.04962	1.191	.15481
110.00	5.4655	12.735	4.9097	11.474	4.9243	.13535	.05809	1.180	.17045
120.00	5.1360	11.967	5.7180	13.362	5.7349	.15621	.06704	1.169	.18650
130.00	4.8544	11.311	6.5756	15.321	6.5949	.17814	.07646	1.159	.20286
140.00	4.6108	10.743	7.4806	17.481	7.5026	.20108	.08630	1.150	.21942
150.00	4.3981	10.247	8.4314	19.703	8.4560	.22498	.09656	1.142	.23608
160.00	4.2106	9.8107	9.4263	22.027	9.4537	.24979	.10720	1.134	.25289
170.00	4.0442	9.4230	10.464	24.451	10.494	.27546	.11823	1.127	.26987
180.00	3.8955	9.0764	11.542	26.971	11.576	.30197	.12960	1.120	.28697
190.00	3.7618	8.7649	12.661	29.584	12.697	.32926	.14131	1.113	.30413
200.00	3.6409	8.4833	13.817	32.287	13.857	.35731	.15335	1.107	.32129
210.00	3.5312	8.2276	15.011	35.077	15.054	.38607	.16569	1.101	.33845
220.00	3.4311	7.9944	16.241	37.950	16.288	.41552	.17833	1.095	.35564
230.00	3.3394	7.7808	17.505	40.905	17.556	.44562	.19125	1.089	.37280
240.00	3.2552	7.5846	18.804	43.938	18.858	.47635	.20444	1.084	.38991
250.00	3.1776	7.4037	20.135	47.048	20.192	.50769	.21789	1.079	.40691
260.00	3.1058	7.2365	21.497	50.232	21.559	.53959	.23159	1.074	.42379
270.00	3.0392	7.0814	22.890	53.487	22.956	.57205	.24570	1.070	.44054
280.00	2.9773	6.9372	24.313	56.812	24.383	.60504	.25967	1.065	.45712
290.00	2.9197	6.8028	25.765	60.204	25.838	.63854	.27405	1.061	.47351
300.00	2.8658	6.6773	27.245	63.661	27.322	.67252	.28864	1.056	.48969
310.00	2.8154	6.5599	28.752	67.182	28.833	.70697	.30342	1.052	.50565
320.00	2.7681	6.4498	30.285	70.764	30.371	.74187	.31840	1.048	.52139
330.00	2.7237	6.3463	31.844	74.406	31.934	.77721	.33356	1.045	.53690
340.00	2.6820	6.2490	33.427	78.107	33.522	.81295	.34891	1.041	.55214
350.00	2.6426	6.1573	35.035	81.863	35.134	.84910	.36442	1.037	.56712
360.00	2.6054	6.0707	36.666	85.674	36.770	.88563	.38010	1.034	.58184
370.00	2.5703	5.9889	38.320	89.539	38.429	.92253	.39594	1.030	.59628
380.00	2.5371	5.9114	39.997	93.455	40.109	.95979	.41193	1.027	.61045
390.00	2.5056	5.8380	41.694	97.421	41.812	.99739	.42807	1.024	.62433
400.00	2.4757	5.7683	43.413	101.44	43.535	1.0353	.44435	1.021	.63792
410.00	2.4473	5.7021	45.152	105.50	45.279	1.0736	.46076	1.018	.65118
420.00	2.4202	5.6391	46.911	109.61	47.042	1.1121	.47731	1.015	.66410
430.00	2.3945	5.5792	48.689	113.76	48.825	1.1510	.49399	1.012	.67668
440.00	2.3700	5.5220	50.485	117.96	50.627	1.1902	.51080	1.009	.68891
450.00	2.3466	5.4675	52.300	122.20	52.447	1.2296	.52772	1.006	.70079
460.00	2.3242	5.4154	54.133	126.48	54.285	1.2693	.54476	1.004	.71232
470.00	2.3029	5.3657	55.983	130.81	56.140	1.3092	.56191	1.001	.72352
480.00	2.2824	5.3181	57.850	135.17	58.012	1.3495	.57917	.9984	.73437
490.00	2.2629	5.2725	59.734	139.57	59.900	1.3899	.59653	.9959	.74489

SILICON

PROTON ENERGY MEV	ENERGY LOSS MEV/CM	PROTON RANGE GM/CM2 CM	PROTON PATH LENGTH GM/CM2 CM	PATH LENGTH STRAGGLING GM/CM2 CM	MULTIPLE SCATTERING PERCENT	PROBABILITY OF INELASTIC NUCLEAR INTERACTION
500.00	2.2442	143.60	144.01	1.4306	.2783	.75507
510.00	2.2262	148.07	148.48	1.4715	.2780	.76492
520.00	2.2090	152.56	152.99	1.5127	.2778	.77445
530.00	2.1925	157.10	157.53	1.5541	.2776	.78367
540.00	2.1766	161.66	162.11	1.5956	.2773	.79257
550.00	2.1613	166.26	166.72	1.6374	.2771	.80116
560.00	2.1467	170.89	171.36	1.6794	.2769	.80945
570.00	2.1326	175.55	176.04	1.7216	.2767	.81745
580.00	2.1190	180.24	180.74	1.7639	.2764	.82516
590.00	2.1059	184.96	185.48	1.8065	.2762	.83259
600.00	2.0933	189.72	190.24	1.8492	.2760	.83974
620.00	2.0694	199.30	199.85	1.9351	.2755	.85326
640.00	2.0471	208.99	209.57	2.0217	.2751	.86577
660.00	2.0264	218.79	219.39	2.1089	.2746	.87733
680.00	2.0070	228.68	229.31	2.1967	.2741	.88799
700.00	1.9889	238.66	239.32	2.2850	.2737	.89781
720.00	1.9719	248.74	249.42	2.3739	.2732	.90684
740.00	1.9560	258.89	259.60	2.4633	.2728	.91514
760.00	1.9410	269.13	269.87	2.5532	.2723	.92275
780.00	1.9269	279.45	280.21	2.6435	.2719	.92973
800.00	1.9137	289.84	290.63	2.7342	.2714	.93613
820.00	1.9012	300.30	301.11	2.8254	.2710	.94197
840.00	1.8894	310.82	311.67	2.9170	.2705	.94732
860.00	1.8783	321.41	322.29	3.0089	.2700	.95219
880.00	1.8678	332.07	332.97	3.1013	.2696	.95664
900.00	1.8579	342.78	343.71	3.1940	.2691	.96070
920.00	1.8485	353.56	354.51	3.2870	.2686	.96440
940.00	1.8396	364.39	365.37	3.3804	.2681	.96776
960.00	1.8312	375.28	376.29	3.4741	.2676	.97082
1000.00	1.8156	397.32	398.38	3.6624	.2661	.97613

THE ELECTRON DENSITY OF SILICON IS 3.003E 23 ELECTRONS PER GRAM

THE PROTON KINETIC ENERGY FOR MINIMUM IONIZATION IS 2.175 BEV, AND THE MINIMUM ENERGY LOSS IS 1.6758 MEV/GM/CM2

A N N E X E C

Chambres à fils

LES CHAMBRES A FILS.

Elles servent à localiser et à donner le profil des faisceaux dans les anneaux. Leur résolution spatiale est environ 1 mm .

Leur principe de fonctionnement est très proche de celui des détecteurs semiconducteurs (la différence provient du fait que dans les chambres à fils (aspect extérieure photo 1 page C2) l'élément sensible est un gaz alors que c'est un solide pour les détecteurs semiconducteurs). La particule incidente perd son énergie en ionisant les atomes du gaz. Les charges ainsi créées sont recueillies sur des électrodes distantes de 1 mm (cf photo 2) par l'application d'une forte différence de potentiel. Après intégration du signal, on trouve la position et le profil du faisceau grâce aux deux séries d'électrodes placées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre.

C'est ce type d'instrumentation qui est actuellement en fonctionnement au LEAR. Cependant, pour ne pas détruire le vide du LEAR, les chambres à fils, qui sont placées sur un système de balancier, sont à l'intérieur d'un bras en inox dont l'épaisseur de paroi à la hauteur du détecteur est de 35 μm . Ceci est un inconvénient majeur pour l'étude des particules de basse énergie (inférieure à 200 MeV/c), d'autant plus que la fenêtre d'entrée des chambres à fils est constituée de Mylar et d'une succession de feuilles d'aluminium (25 μm) nécessaire à l'application de la haute tension.

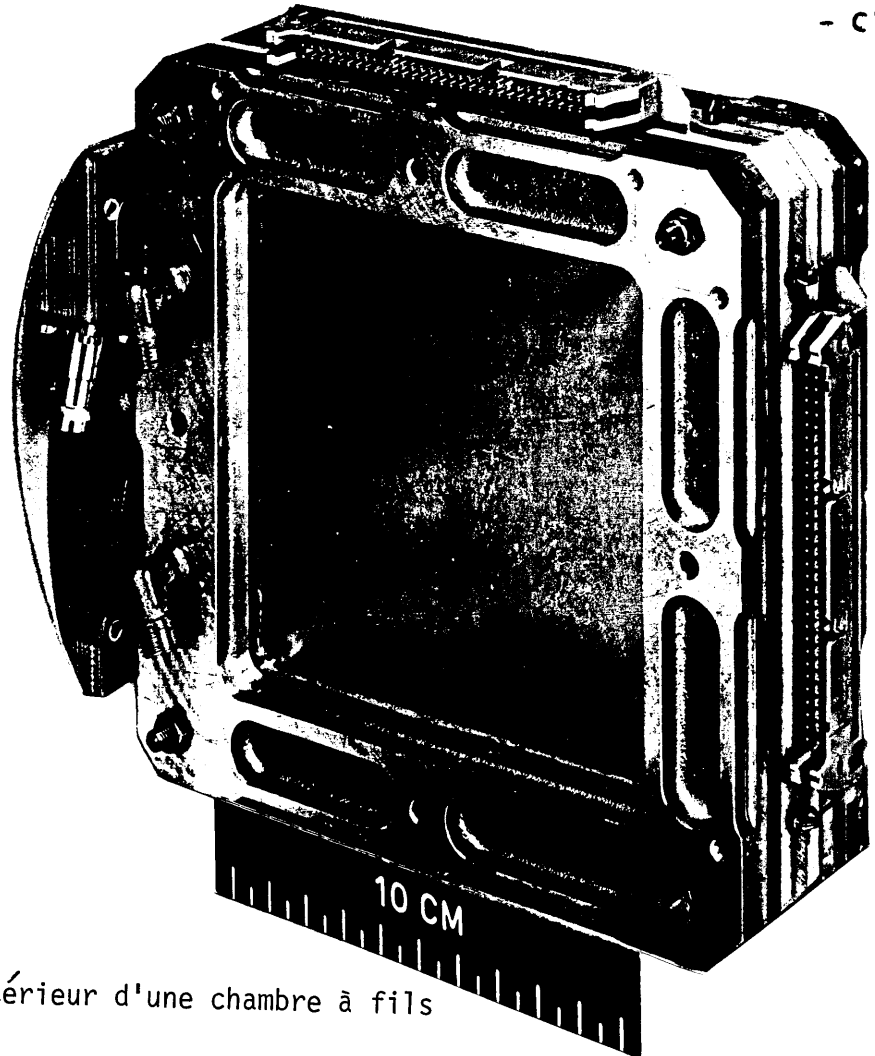


Photo 1 : Aspect extérieur d'une chambre à fils

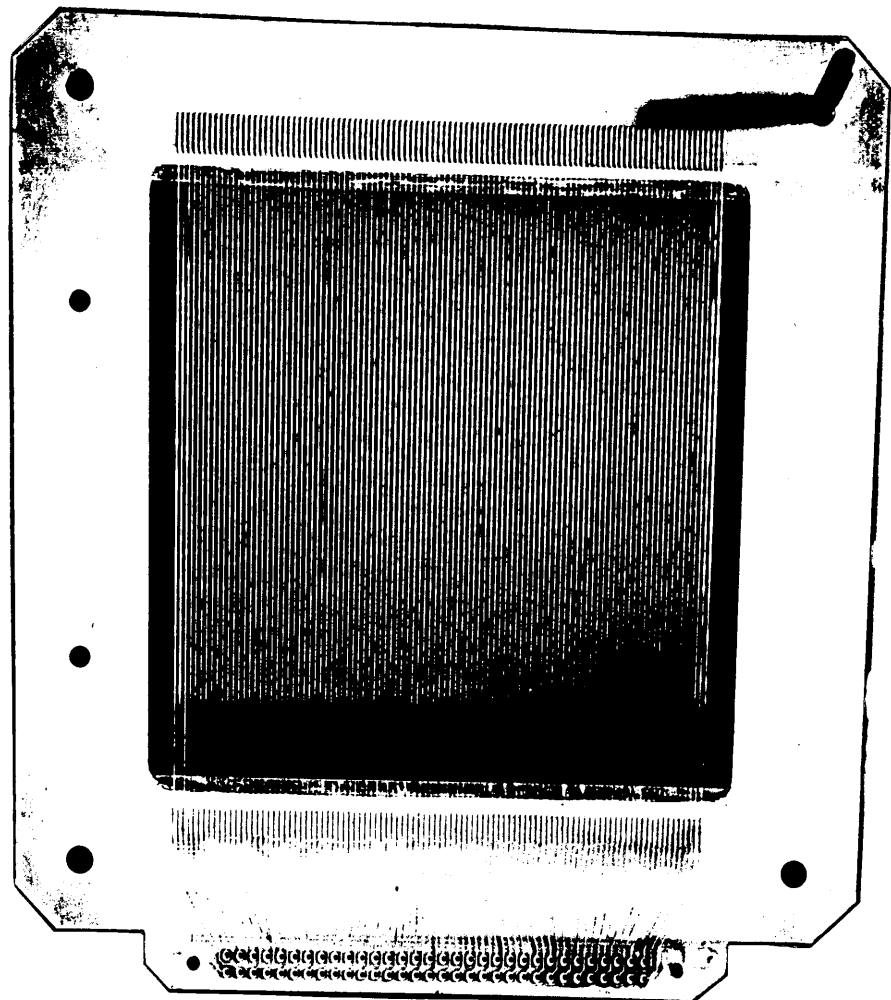
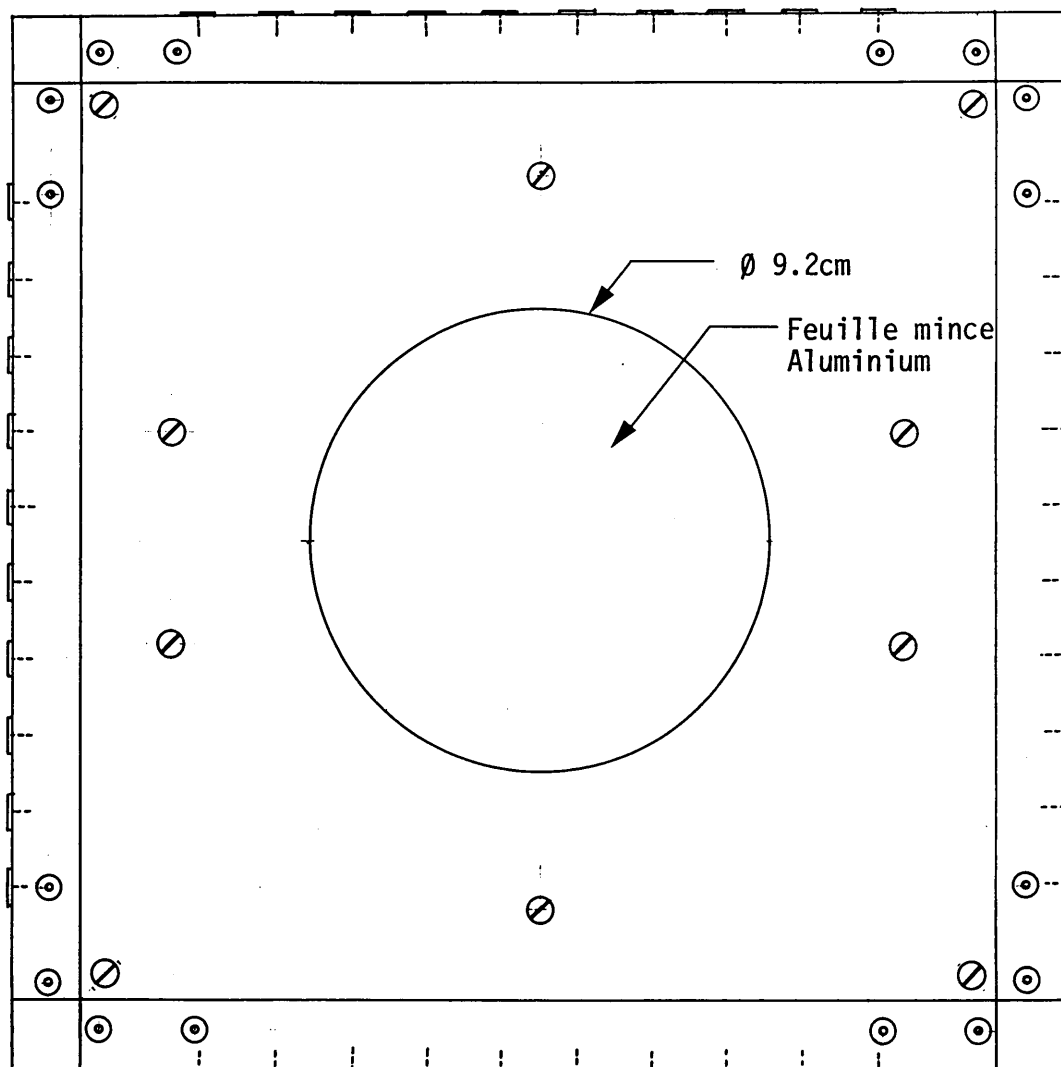


Photo 2 : Grille d'électrodes

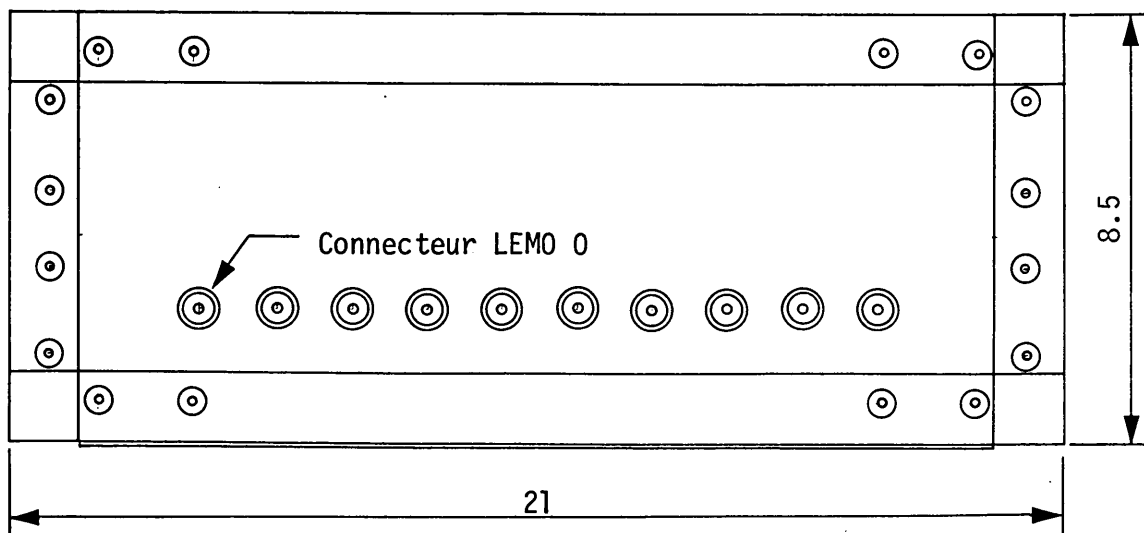
A N N E X E D

Boîtier de test du détecteur

BOITIER DE TEST DU DETECTEUR SEMICONDUCTEUR



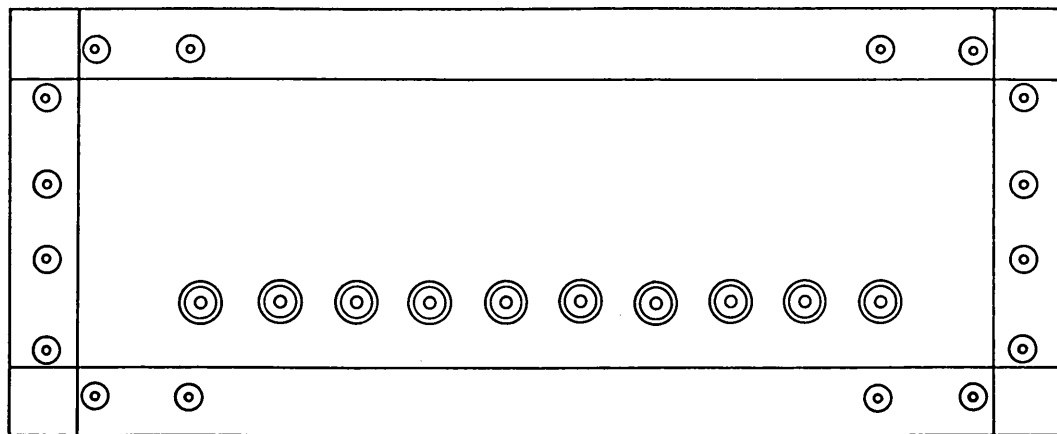
VUE DE DESSOUS



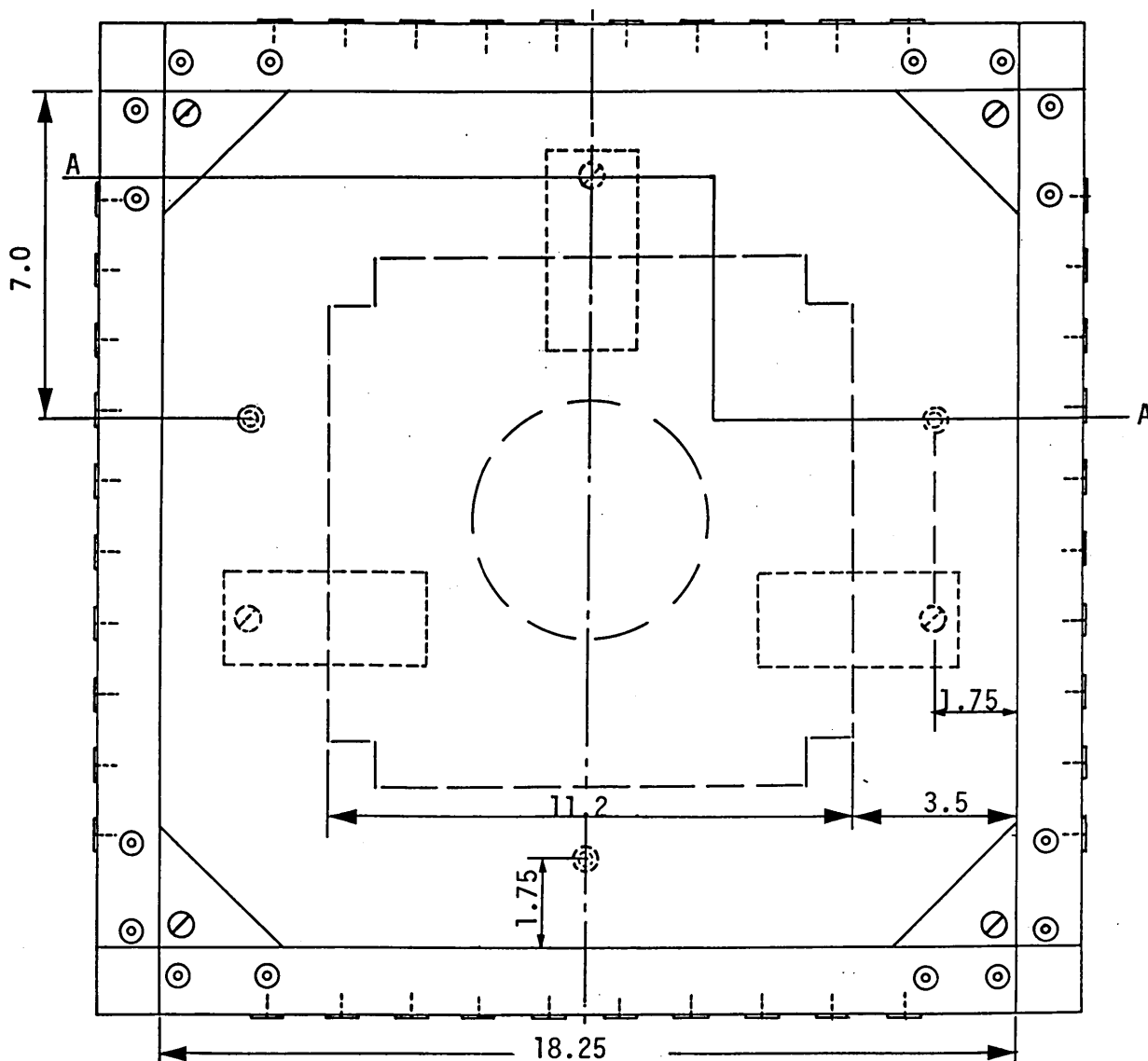
0 5 cm

VUE DE FACE

BOITIER DE TEST DU DETECTEUR SEMICONDUCTEUR



VUE DE FACE

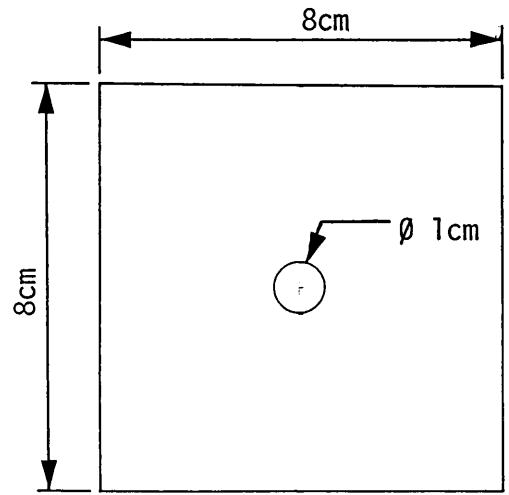
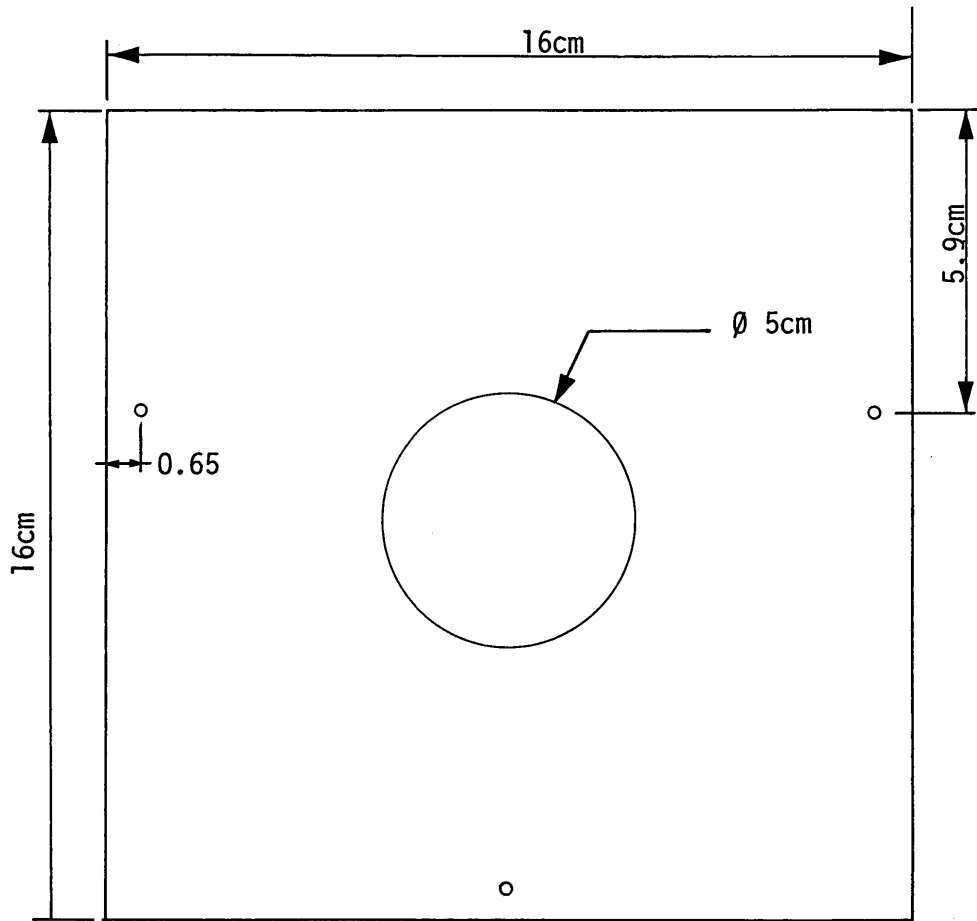


VUE DE DESSUS

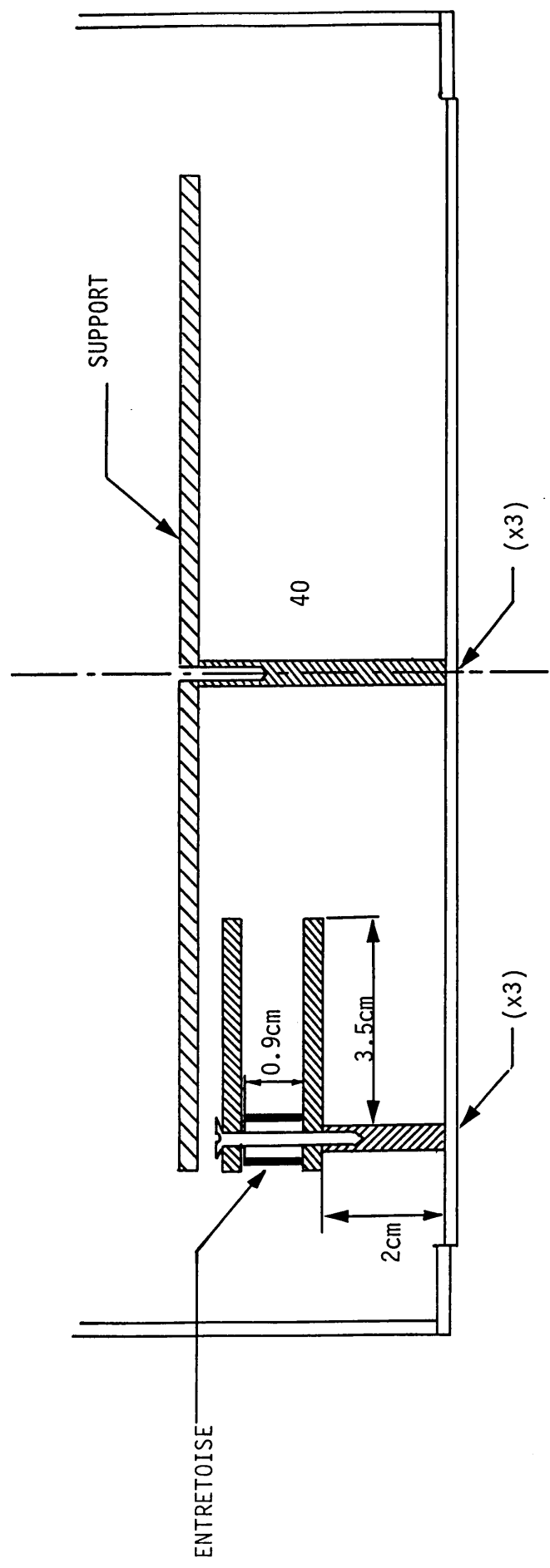
0 5cm

SUPPORT

VUE DE DESSUS



PIECE AUXILIAIRE



COUPE AA
VUE DE COTE
ECHELLE 1/1

A N N E X E E

Photographies

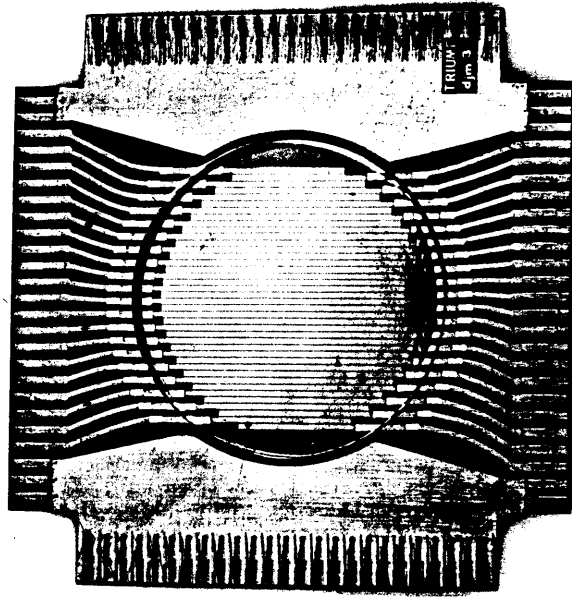
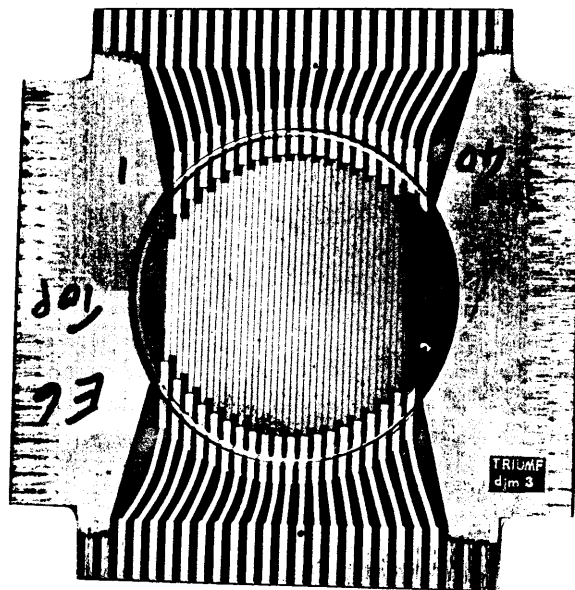


PHOTO 1 : Face supérieure du détecteur



5 cm

PHOTO 2 : Face inférieure du détecteur

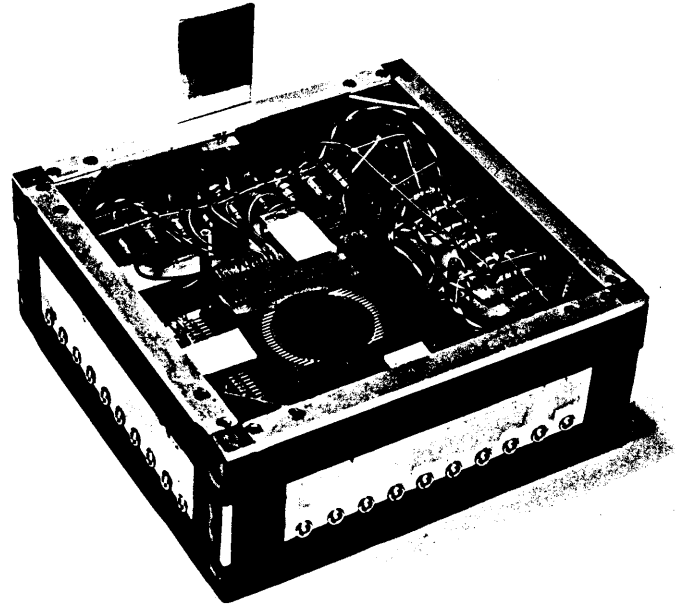
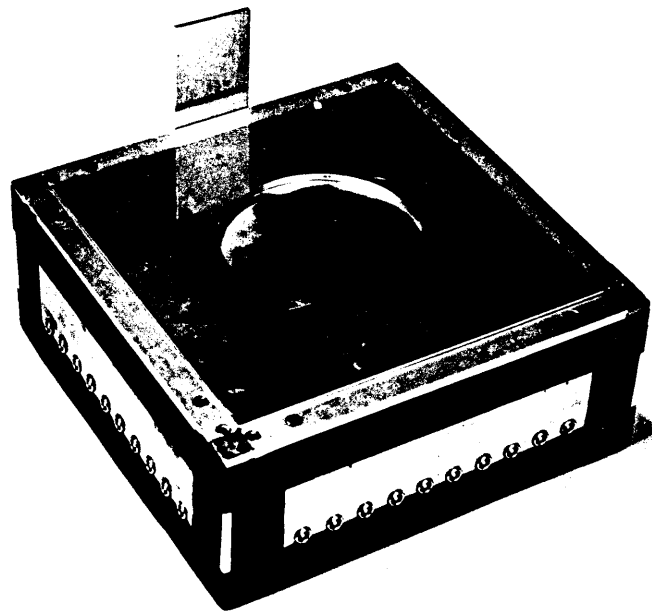


PHOTO 3 : Vue d'ensemble du boîtier de test
du détecteur



10 cm

PHOTO 4 : Boîtier lors du test avec un faisceau
de hadrons de 3,5 GeV

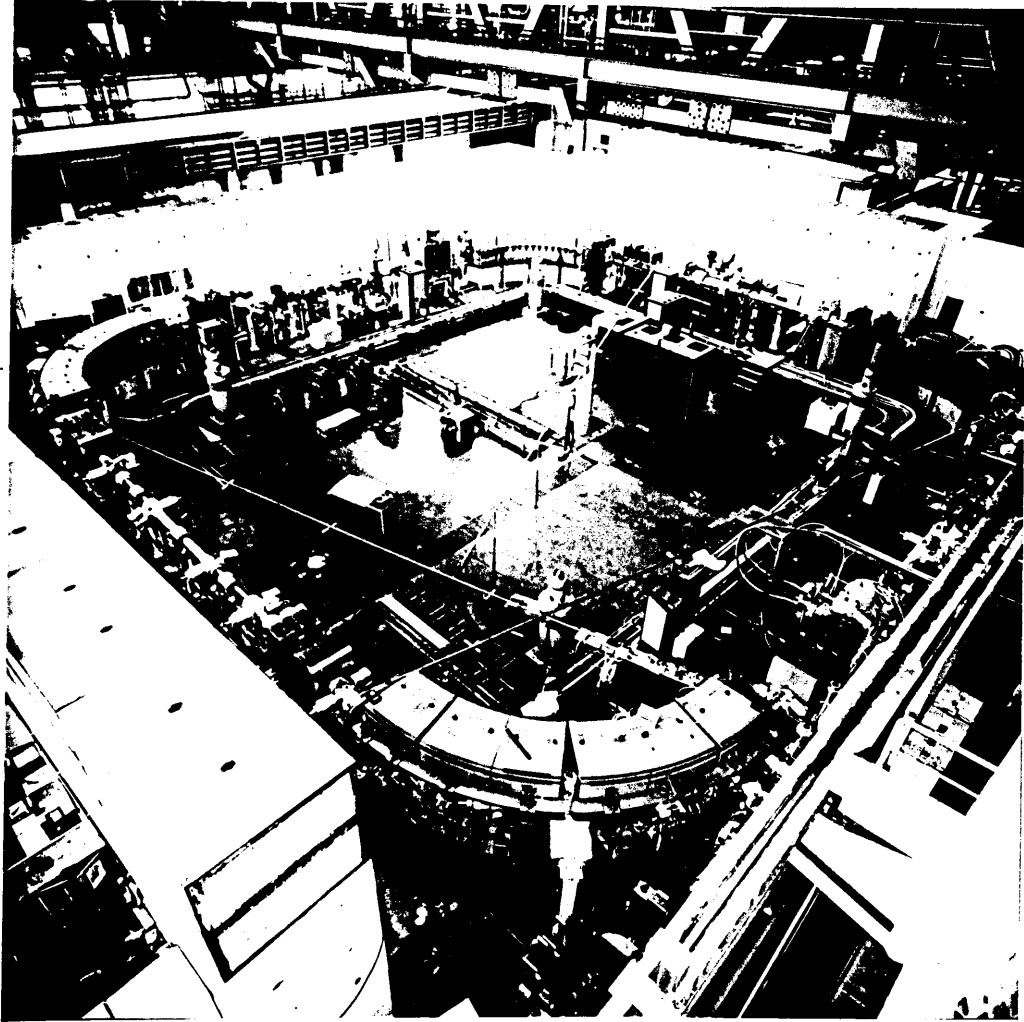
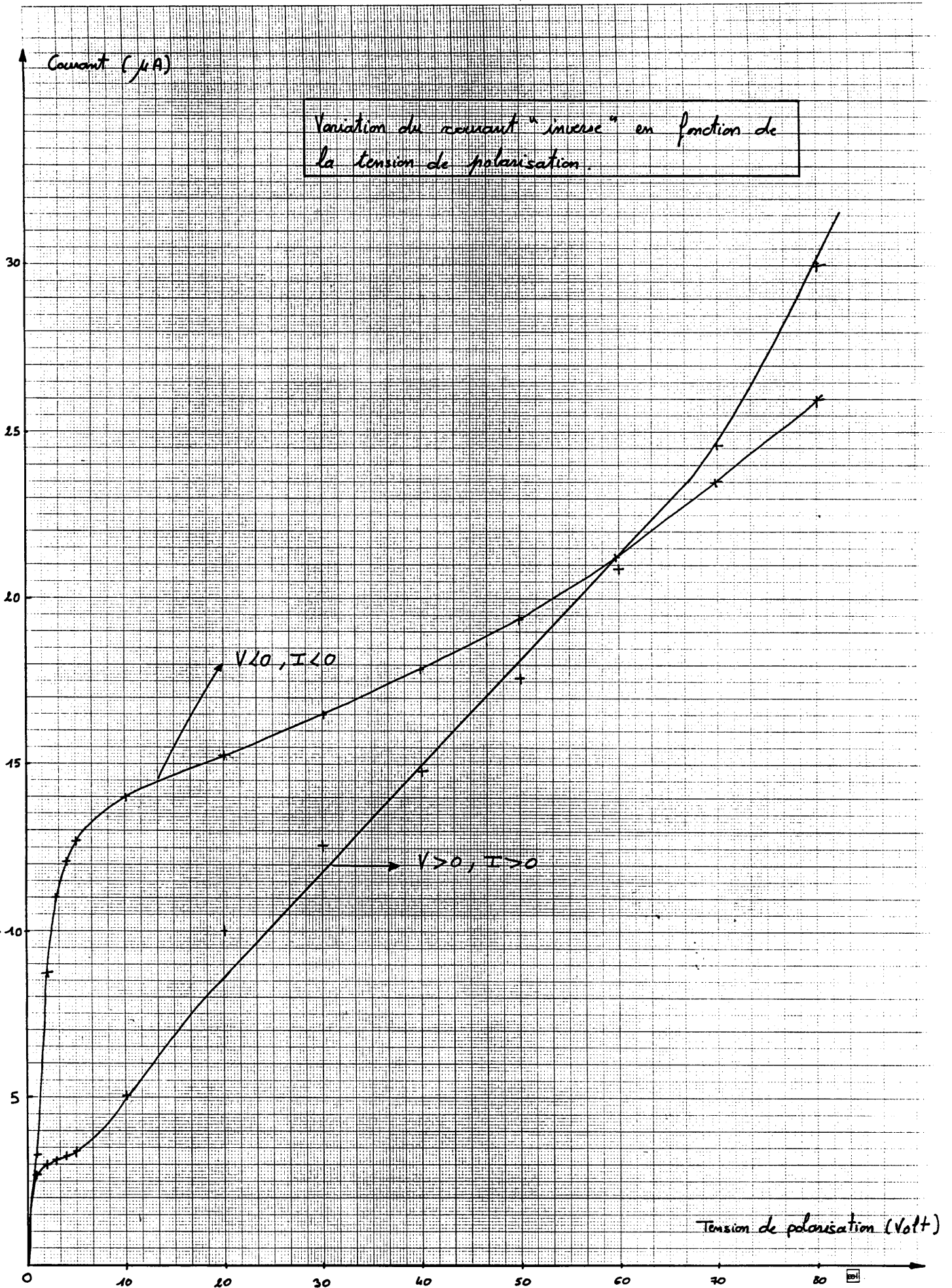
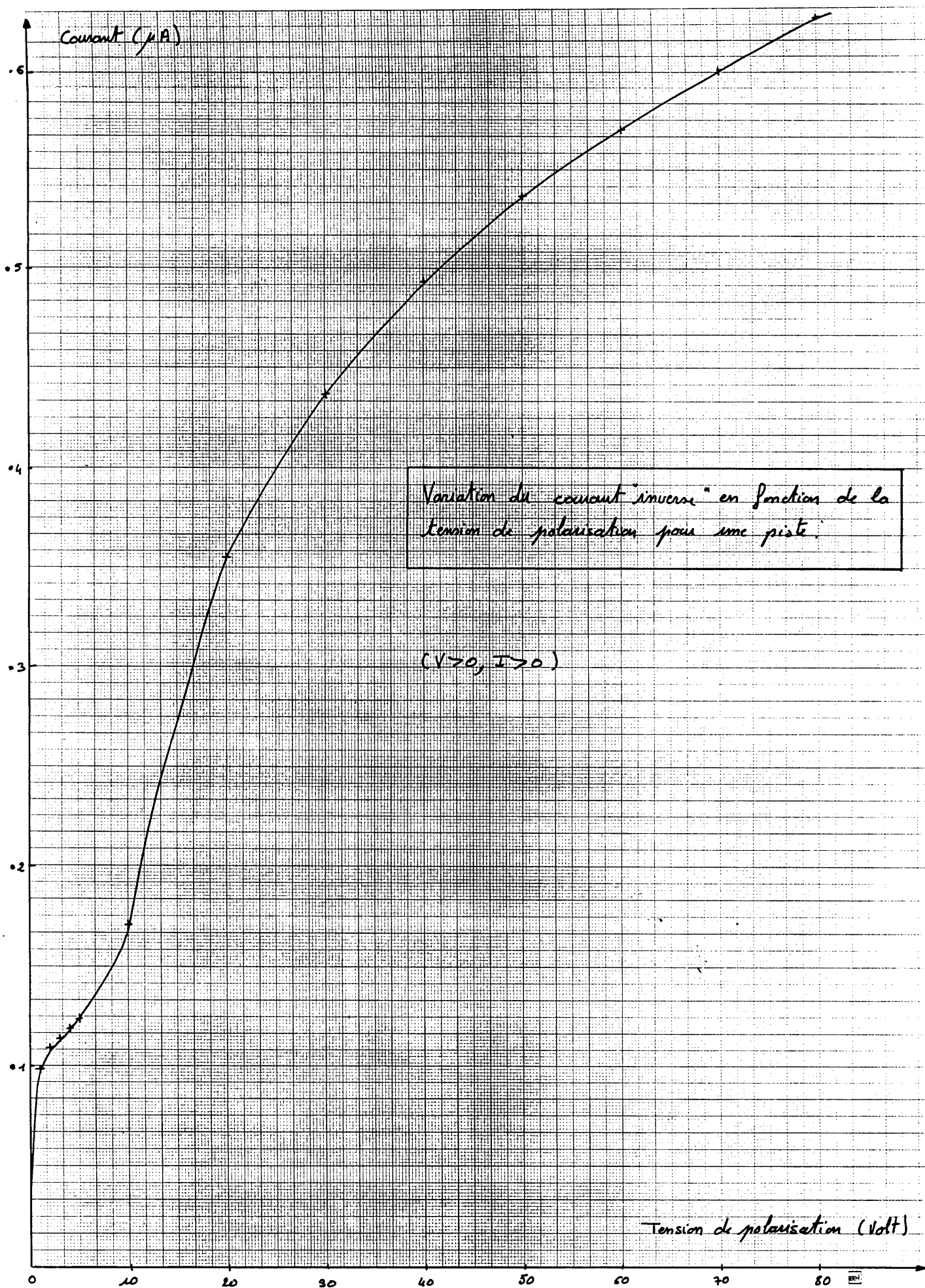
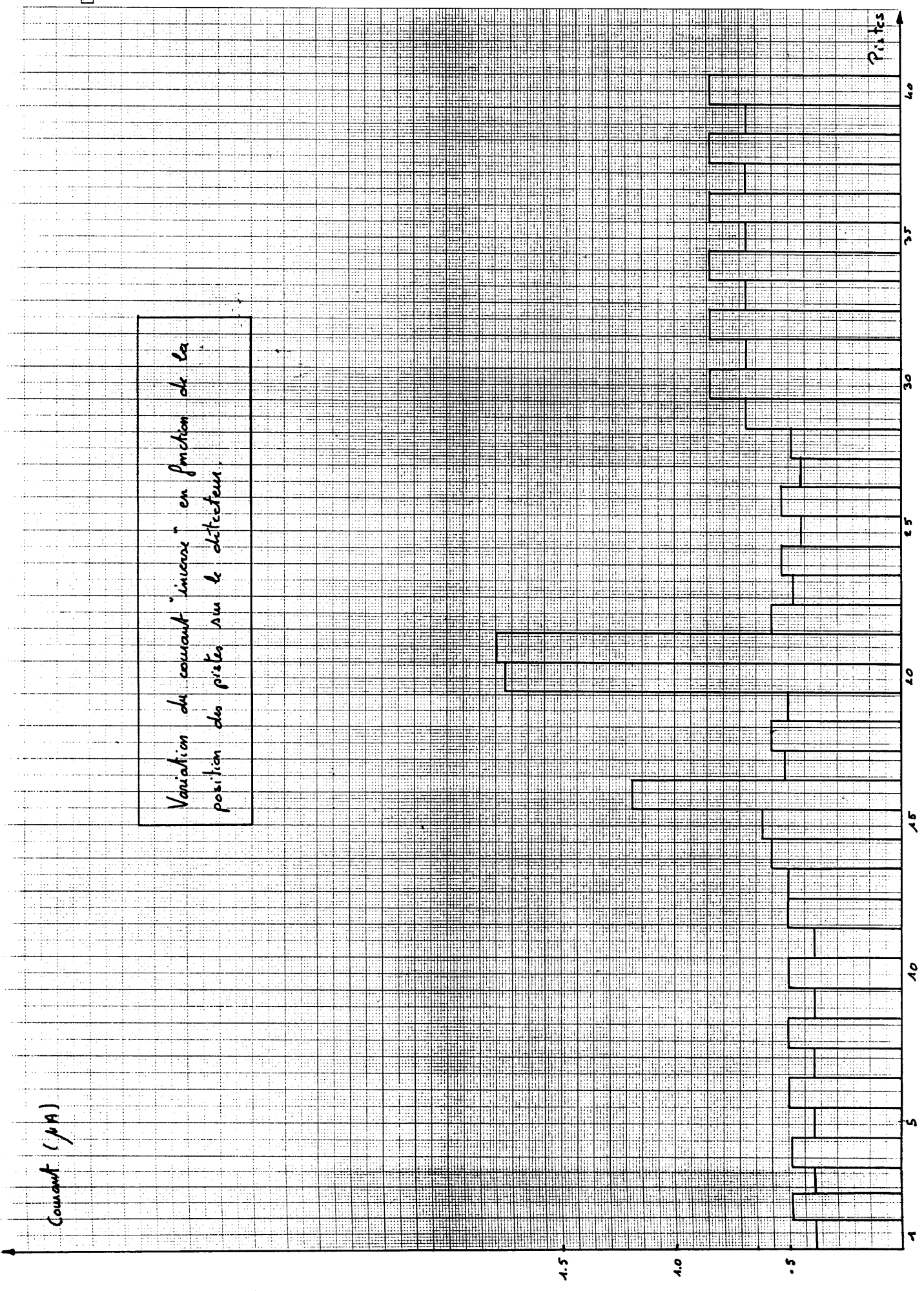


PHOTO 5 : Vue générale du LEAR

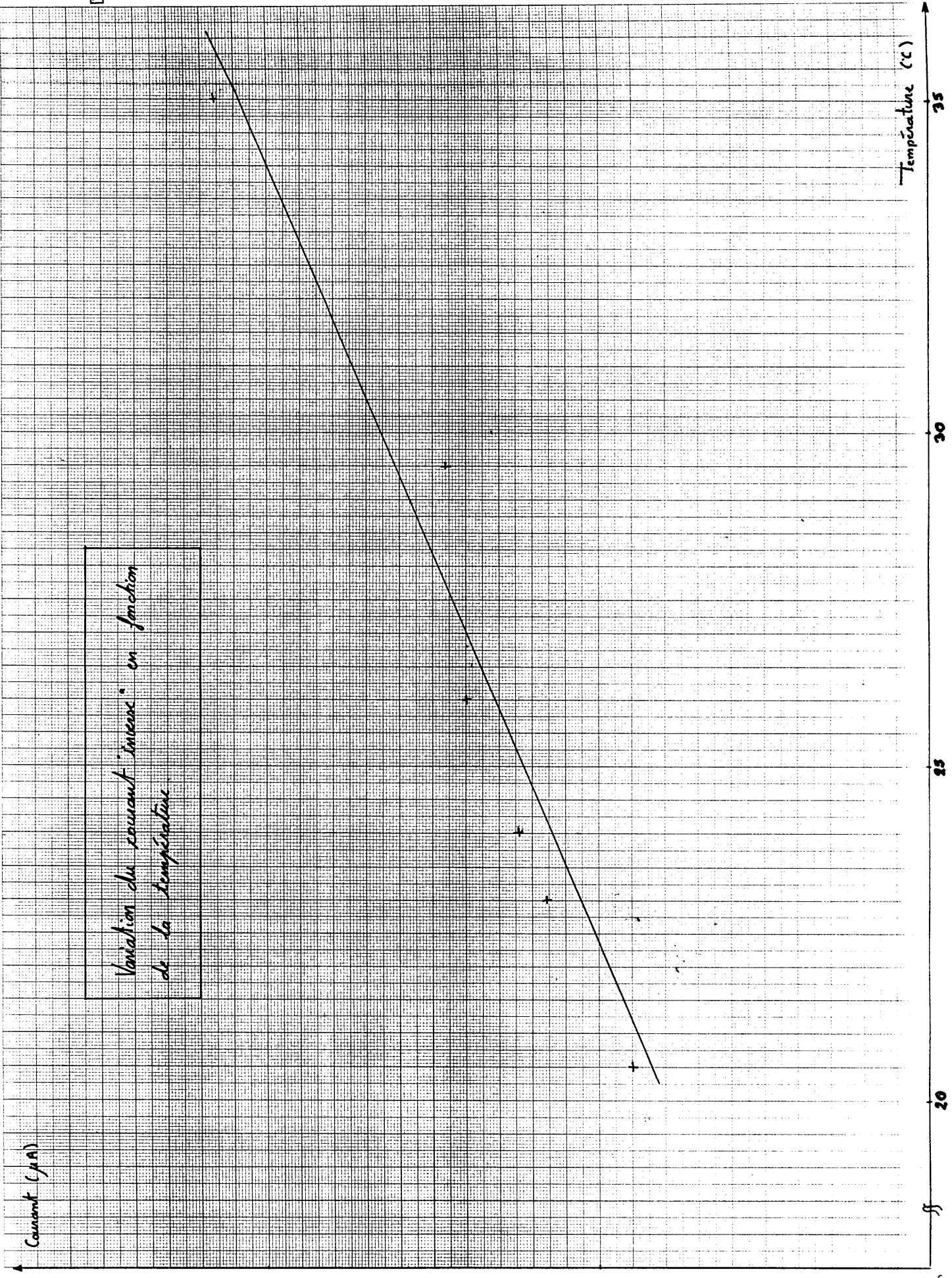




Variation du courant "inverse" en fonction de la position des pistes sur le détecteur.



www.lesclap.com 2007



100

50

0

20

25

30

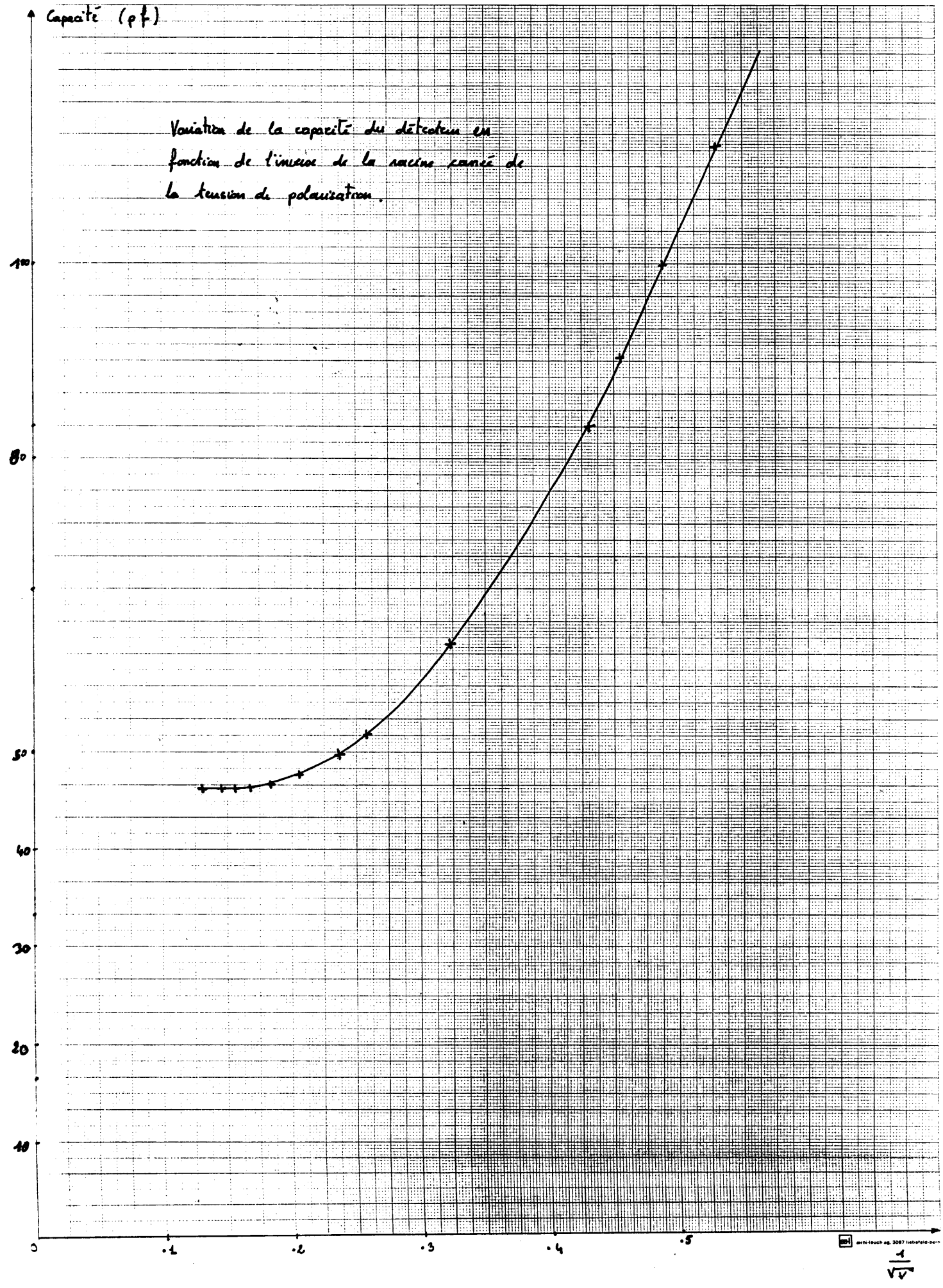
35

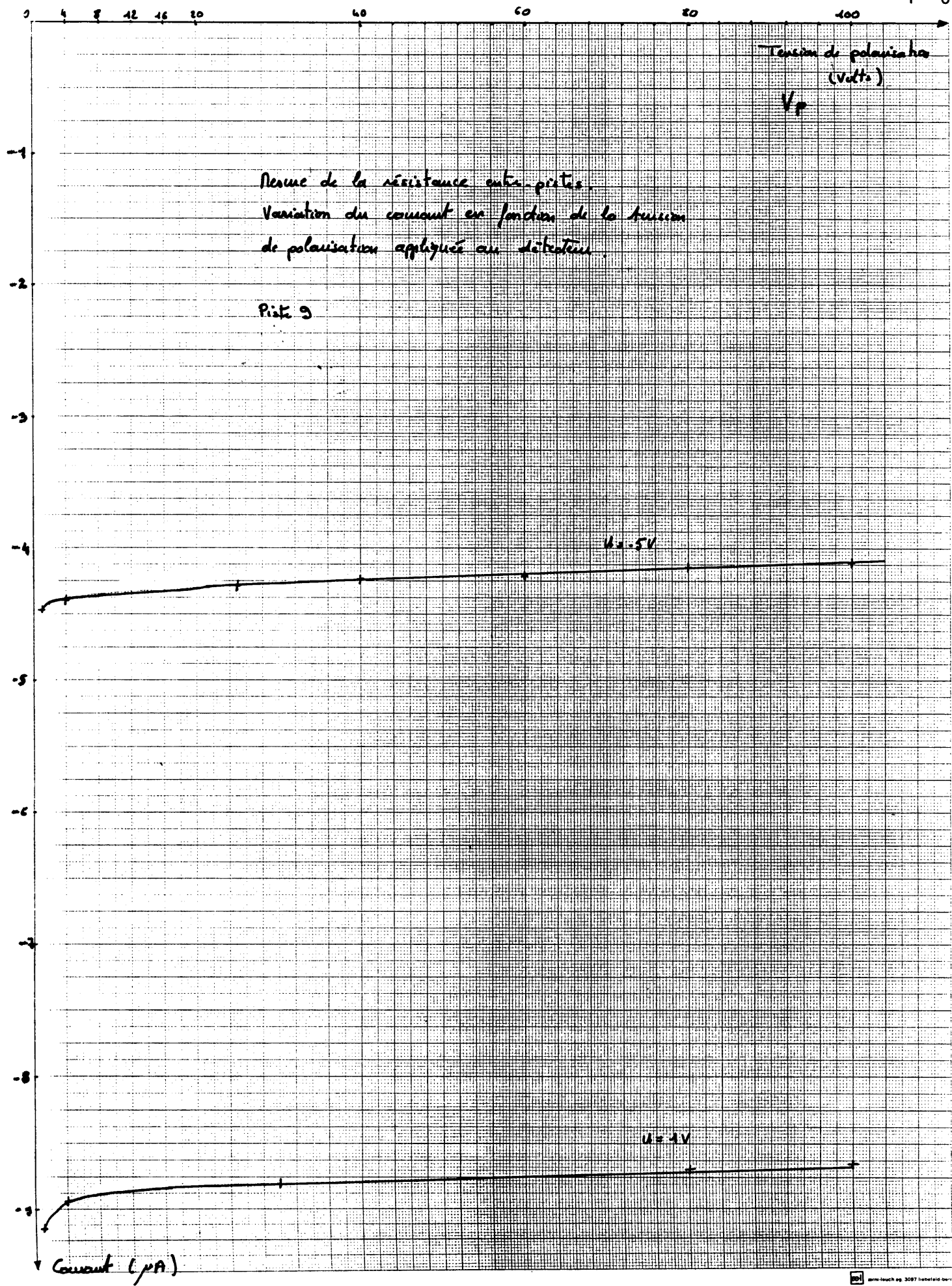
Température (°C)

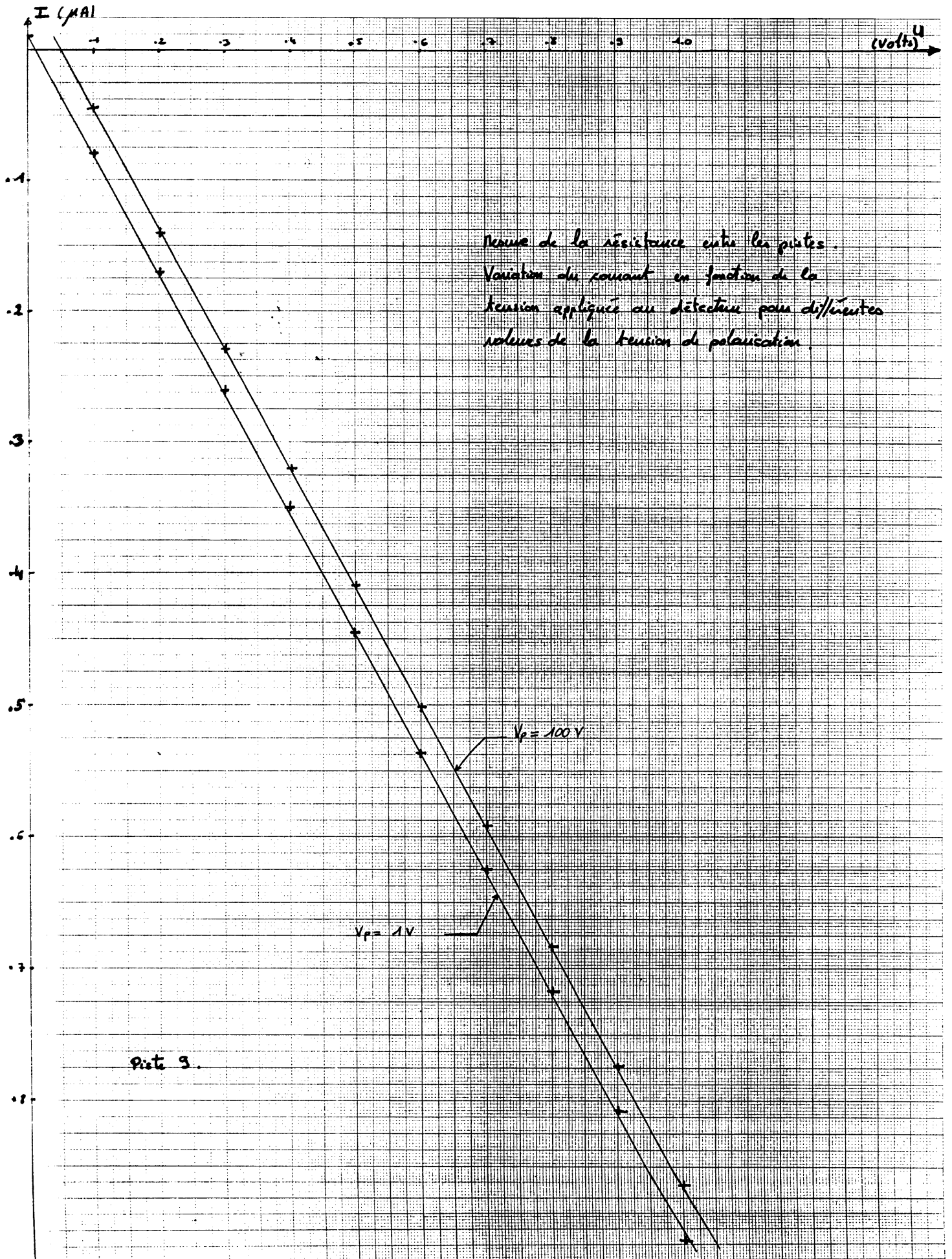
Courant (A)

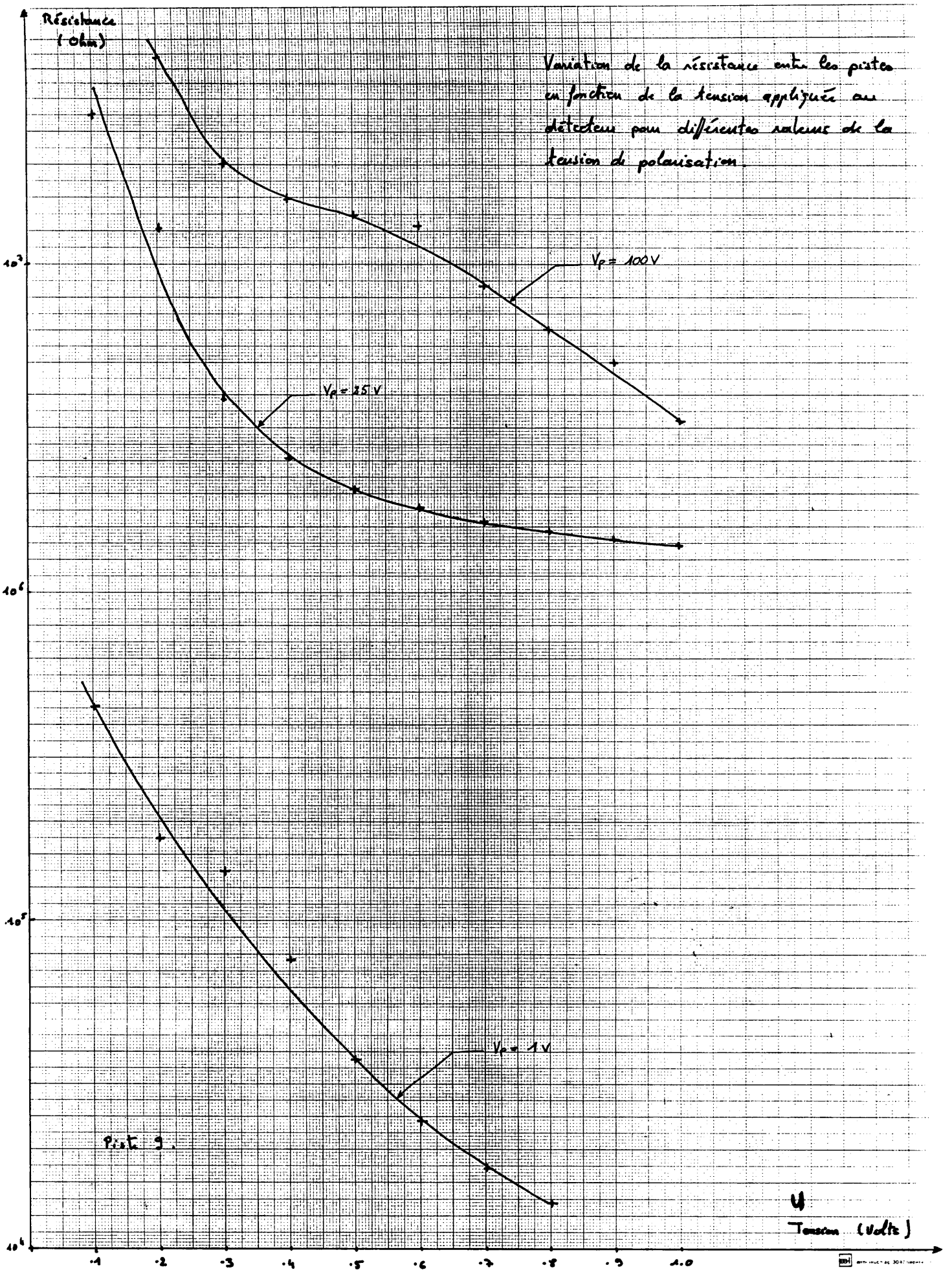
Capacité (p.f.)

Variation de la capacité du détecteur en fonction de l'inverse de la racine carrée de la tension de polarisation.









Distribution list of PS/EA/BM/NOTE 86-10

Division PS

M. Brouet	D.J. Williams
P. Lefèvre	R. Gaillout
A. Dind	R. Debordes
C. Germain	M. Zahnd
M. Weiss	D. Manglunki
Wei Yianzu	C. Mazeline
M. Chassard	K. Bätzner
A. Susini	G. Bolinari
C.E. Hill	D. Möhl
D. Dekkers	M. Chanel
S. Battisti	G. Baribaud
N. Blazianu	A. Bellanger
G. Suberlucq	R. Cappi
H. Koziol	A. Poncet
J. Gruber	G. Gelato
G. Schneider	E. Schulte
B. Kuiper	K. Rensfelt
L. Danloy	F. Perriollat
M. Bouthéon	J.D. Simon
S. Maury	A. Burlet
M. Martini	J.L. Vallet
J. Kuczerowski	J. Boillot
E. Asséo	E. Malandain
G. Rosset	