CEA-R 3197
EUR 3437.f
CAPDEQUI-PEYRANERE (Pierre).-
Etude de l'injection et de la capture temporaire d'un faisceau de particules chargées dans une configuration magnétique ouverte. Optimisation de la configuration. Cas de la symétrie de révolution: machine à miroirs.-
Saclay (Essonne), Centre d'études nucléaires, Service de documentation du Commissariat à l'énergie atomique, 1967.- 27 cm, 126 p., fig., dépl.

(Thèse. Doct.-ing. Paris. 1966.)

CEA-R 3197 — CAPDEQUI-PEYRANERE Pierre

EUR-3437 f

ETUDE DE L'INJECTION ET DE LA CAPTURE TEMPORAIRE D'UN FAISCEAU DE PARTICULES CHARGEES DANS UNE CONFIGURATION MAGNETIQUE OUVERTE. OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION. CAS DE LA SYMETRIE DE REVOLUTION : MACHINE A MIROIRS.

Sommaire :

On étudie un nouveau schéma d'injection transversale de particules chargées dans une configuration magnétique à miroirs. Ce mode d'injection permet la pénétration et la capture temporaire par effet non adiabatique d'un faisceau de particules présentant une section de l'ordre de 1 cm². Une étude théorique du problème de l'injection et de la capture est faite en supposant la charge d'espace négligeable. On décrit des programmes originaux de calcul sur ordinateur IBM 7094 permettant l'optimisation de la configuration. On donne ensuite les résultats d'une étude numérique statistique de la capture dans la configuration obtenue. Cette étude montre que si l'énergie des particules du faisceau est de 1 pour cent supérieure à une énergie minimum de pénétration, la totalité du faisceau peut être capturée avec une longueur moyenne de capture de 100 mètres (50 réflexions entre les

CEA-R 3197 — CAPDEQUI-PEYRANERE Pierre

EUR-3437 f

INJECTION AND TEMPORARY CAPTURE OF A CHARGED PARTICLE BEAM IN AN OPEN MAGNETIC CONFIGURATION. OPTIMIZATION OF THE CONFIGURATION. CASE OF CYLINDRICAL SYMMETRY : A MIRROR MACHINE.

Summary :

A study has been made of a new method of transverse injection of charged particles into a magnetic mirror configuration. This injection scheme permits the penetration and temporary capture by non-adiabatic effect of a particle beam of approximately 1 cm² cross-section. A theoretical study of the injection and capture is made in the approximation that space charge is negligible. The original programs for IBM 7094 computer calculations are described; these programs were used to obtain an optimization of the configuration. The results of a statistical numerical study of the optimum configuration are then given. This study indicates that, if the energy of the particles of the beam is about 1 per cent greater than a minimum penetration energy, the entire beam can be captured with an average capture length of 100 meters (50 reflections between the two mirrors). If the

deux miroirs). Si l'énergie est de 4 pour cent supérieure à l'énergie minimum de pénétration la longueur de capture se réduit à 40 mètres. On étudie la répartition de l'énergie de la population des particules capturées en énergie perpendiculaire et énergie longitudinale au champ magnétique. Les particules injectées étant supposées être des ions moléculaires d'hydrogène ou des ions lourds CH_2^+, une étude du temps de capture des protons résultant d'une dissociation des ions injectés sur le gaz neutre est faite. On décrit enfin un modèle à électrons destiné à apporter une vérification expérimentale de la capture du faisceau primaire.

1967 134 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

energy is about 4 per cent greater than the minimum penetration energy, the capture length is reduced to 40 meters. We have studied the distribution of energy transverse and longitudinal with the magnetic field for the population of captured particles. For the cases of injected molecular hydrogen ions or heavy CH_2^+, ions, a study is made of the capture time of protons resulting from the dissociation of the ions by collisions with the neutral gas. Finally, we describe a model experiment using electrons designed to provide an experimental verification of the capture of the primary beam.

1967 134 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

C E A - R 3197
EUR 3437 f

ASSOCIATION EURATOM - C.E.A.

GROUPE DE RECHERCHES SUR LA FUSION CONTROLÉE

ÉTUDE DE L'INJECTION ET DE LA CAPTURE TEMPORAIRE D'UN FAISCEAU DE PARTICULES CHARGÉES DANS UNE CONFIGURATION MAGNÉTIQUE OUVERTE

OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION

CAS DE LA SYMÉTRIE DE RÉVOLUTION : MACHINE A MIROIRS

par

Pierre CAPDEQUI-PEYRANERE

Rapport CEA - R 3197

CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES
DE FONTENAY-AUX-ROSES

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII°.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII°.

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

Pierre CAPDEQUI-PEYRANERE

PREMIER SUJET :

Étude de l'injection et de la capture temporaire d'un faisceau de particules chargées dans une configuration magnétique ouverte
Optimisation de la configuration
Cas de la symétrie de révolution : machine à miroirs

SECOND SUJET :

Propositions données par la Faculté

Soutenue le 13 décembre 1966 devant la Commission d'Examen

MM. GRIVET — Président

SEPTIER, PREVOT — Examinateurs

PLAN

INTRODUCTION

I. ETUDE THEORIQUE

A. Configurations cylindriques

a) Généralités

b) Equation du mouvement

B. Surfaces limite

a) Définition

b) Ouverture des surfaces limite

c) Réflexions sur les surfaces limite

C. Injection

a) Trajectoires de fuite

b) Trajectoire idéale d'injection

c) Conditions d'injection

d) Surfaces limite au voisinage de l'axe

II. RECHERCHE D'UNE CONFIGURATION A INJECTION CONIQUE

A. Etude du problème de la compensation

a) Compensation à un étage

b) Compensation à deux étages

c) Conicité du col

d) Puissance électrique

B. Programmes de calcul - Automatisation de la recherche

a) Calcul du champ magnétique

b) Automatisation du calcul de la configuration

c) Organigramme de l'optimisation

d) Calcul de trajectoire.

III. CAPTURE TEMPORAIRE D'IONS MOLECULAIRES

A. Capture temporaire d'ions moléculaires

a) Description de la configuration obtenue

b) Etude de l'injection d'un faisceau d'ions

c) Stabilité de la capture en fonction de l'énergie

B. Etude statistique de la capture temporaire des ions moléculaires

a) Etude des trajectoires - Probabilité de sortie

b) Résultats statistiques

c) Adiabaticité du champ magnétique par les ions moléculaires

d) Spectre de répartition de l'énergie

C. Capture des ions atomiques - Adiabaticité

a) Influence du rayon moyen de giration des ions atomiques sur leur adiabaticité

b) Influence du rapport de masse des ions atomiques et moléculaires sur l'adiabaticité de la capture.

IV. MODELE A ELECTRONS

A. Configuration magnétique du modèle

a) Géométrie de la configuration

b) Technologie des bobinages

c) Alimentation

B. Technique du vide

a) Enceinte à vide

b) Pompage

c) Circuits de refroidissement

d) Sécurités - Appareils de mesure

e) Alimentation

C. Canon à électrons

a) Canon

b) Support du canon - Déplacement

c) Capture du faisceau

D. Moyens de diagnostic

a) Electrodes

b) Mesure du temps de vie des électrons

c) Electronique

E. Mesures

a) Essais de vide

b) Essais de champ magnétique

INTRODUCTION

Dans le cadre des recherches sur la réalisation de réactions thermonucléaires contrôlées, de nombreux appareillages destinés à étudier des plasmas denses à haute température ont été imaginés et réalisés. L'un des procédés utilisés consiste à injecter, dans un champ magnétique qui sert au confinement, des particules préalablement accélérées et à les capturer à l'intérieur (injection d'ions moléculaires avec capture par dissociation , par exemple).

Ces machines, dites machines à injection de particules chargées à haute énergie, ont permis de constituer des plasmas de protons de plusieurs dizaines de keV, dans des volumes importants. Les densités atteintes varient suivant les machines de 10^8 à 10^{10} particules par cm^3 et les limitations actuelles semblent être d'ordre parfois aussi technologique que fondamental. Les configurations magnétiques de ces machines ne satisfont pas les critères théoriques de stabilité, mais des évidences expérimentales ont été obtenues qui montrent l'existence d'effets stabilisants dont certains sont encore difficilement interprétés. Il semble donc que cette famille de machines doit pouvoir améliorer ses performances par le perfectionnement des conditions d'injection, de pompage, et, éventuellement, grâce à des aménagements de la configuration magnétique permettant de satisfaire au moins en partie certaines conditions théoriques pour la stabilité.

Les performances actuellement réalisées sur de nombreuses machines semblent être insuffisantes pour l'intensité du courant injecté, bien qu'apparemment des limitations dues au mode d'injection choisi aient été atteintes. L'injection transversale, grâce à un injecteur blindé magnétiquement, est limitée actuellement sur DCX 2 à 50 mA [1] et sur OGRA 1 [2 - 3] à 150 mA, bien que dans les deux cas le faisceau délivré par la source d'ions soit beaucoup plus intense. Les injections des faisceaux neutres ont, jusqu'à présent, des performances maximales de l'ordre de 40 à 50 mA équivalents.

Le mode d'injection d'ions utilisé sur M.M.I.I. [5] présente l'avantage fondamental de permettre la pénétration directement à travers la configuration magnétique de 100 % du courant extrait de la source. D'autre part, la conservation de la symétrie de révolution pour la source annulaire permet l'obtention de courants intenses. Actuellement, l'injection n'est limitée que par les possibilités de pompage ; l'intensité injectée a pu être portée à 500 mA avec une source de un mètre de diamètre. Une nouvelle enceinte à vide avec une grande vitesse de pompage doit permettre, avec une source de plus grand diamètre (2 m), de dépasser un ampère d'ions moléculaires.

Dans les expériences de capture temporaire effectuées sur M.M.I.I., la capture n'a pu être obtenue qu'au prix d'une déflexion électrostatique du faisceau à son entrée dans la configuration. Cette déflexion électrostatique avait pour conséquence de rendre dissymétrique le système. Dans ces conditions, la source qui est située dans le plan médian n'occupait pas la position optimale. Dans les meilleures conditions, une petite partie du faisceau a été capturée pour une moyenne de 13 tours [5]. L'étude théorique [4] n'avait, de son coté,pas montré la possibilité d'une capture extrêmement longue. On peut remarquer, d'autre part, que dans une machine courte, les particules repassent souvent au voisinage de l'ouverture dans les surfaces limite, ce qui augmente d'autant leur probabilité de sortie.

Dans le cas de l'injection longitudinale [6] à travers un miroir, les particules injectées ont une composante d'énergie longitudinale importante ; elles restent durant la capture temporaire assez proches du cône de perte. Des temps de capture importants (300 transits) ont été observés sur des électrons dans C.A.P.E.L. [7], mais au prix d'un ajustement critique des conditions initiales qui rend difficile la capture d'un faisceau intense.

Le nouveau schéma d'injection donne aux particules une énergie qui n'est ni trop transversale (M.M.I.I.), ni trop longitudinale (C.A.P.E.L.) pour une meilleure stabilité du plasma à former. Il consiste à injecter à travers les lignes magnétiques, au voisinage d'un miroir, c'est-à-dire dans une région où $\frac{dB_z}{dz}$ n'est pas nul. Une partie de champ uniforme permet au faisceau de s'enfoncer dans la configuration et de s'éloigner du trou d'injection dès que les mécanismes non adiabatiques lui ont transféré une énergie longitudinale suffisante. On trouve sur la Fig. 2 la schématisation des trois modes d'injection que nous définissons.

Le nouveau schéma permet, d'autre part, l'injection d'un faisceau intense dans des conditions qui ne sont pas trop critiques et une bonne capture temporaire.

Nous faisons d'abord une brève étude théorique du problème de l'injection et de la capture temporaire.

Nous exposons ensuite les méthodes d'optimisation de la configuration par des programmes originaux de calcul, mis au point sur le calculateur IBM 7094 à SACLAY.

Nous donnons ensuite les résultats d'une étude statistique de la capture dans la configuration obtenue.

Sur la base de cette étude, nous avons réalisé un modèle à électrons et nous en donnons la description.

I - ÉTUDE THÉORIQUE

Nous rappelons d'abord les expressions du champ magnétique que nous considérons et les équations du mouvement d'une particule chargée dans ce champ.

Après avoir défini les surfaces limites, nous étudions les propriétés des ouvertures de ces surfaces ou "cols". Ces propriétés et les expériences antérieures d'injection, suggèrent une disposition "conique" du col et l'utilisation des réflexions sur les surfaces limites pour assurer la capture. Ce schéma étant défini, nous étudions la trajectoire de pénétration.

A. Configurations cylindriques

a) Généralités

Dans une configuration de révolution cylindrique, constituée par un ensemble de bobines circulaires coaxiales, la composante B_θ du champ magnétique est nulle. Le potentiel vecteur $\vec{A}$ dont dérive le champ $\vec{B}$ se réduit à sa composante azimutale que nous écrirons $A(r, z)$.

Le champ magnétique s'en déduit par :

$$B_r = -\frac{\partial A(r,z)}{\partial z} \qquad (1)$$

$$B_\theta = 0 \qquad (2)$$

$$B_z = \frac{1}{r}\frac{\partial r A(r,z)}{\partial r} \qquad (3)$$

Nous allons voir que les équations du mouvement d'une particule chargée peuvent se mettre, dans ce cas, sous une forme simplifiée grâce à l'introduction d'un potentiel magnétique Q introduit pour la première fois par Stormer $\left(e\,Q = \frac{1}{2} m v_\theta^2\right)$

Il est possible de calculer dans tout l'espace la fonction $Q(r, z)$ sans résoudre les équations du mouvement et de déterminer, compte tenu du potentiel magnétique initial de la particule, les régions de l'espace que celle-ci ne pourra pas atteindre.

Les régions accessibles à la particule constituent une cuvette de potentiel. L'étude de la forme et des possibilités d'accès (ou de sortie) de cette cuvette permettra une discussion de l'efficacité de la capture et une comparaison des mérites relatifs des diverses configurations.

b) Equations du mouvement

L'Hamiltonien et le Lagrangien d'une particule de masse m, de charge e dans un champ magnétique de révolution sans B_θ s'écrivent :

$$H = \frac{m}{2}\left[r'^2 + r^2\theta'^2 + z'^2\right] \tag{4}$$

$$L = H + e\,A(r,z)\,.\,r.\theta' \tag{5}$$

Les moments conjugués de Lagrange sont :

$$p_r = \frac{\partial L}{\partial r'} = m r' \tag{6}$$

$$p_\theta = \frac{\partial L}{\partial \theta'} = m r^2 \theta' + e r A(r,z) \tag{7}$$

$$p_z = \frac{\partial L}{\partial z'} = m z' \tag{8}$$

Les équations du mouvement s'écrivent :

$$p'_r = -\frac{\partial H}{\partial r} \Rightarrow \frac{dv_r}{dt} = \frac{e}{m} v_\theta \left(\frac{p_\theta}{e r^2} + \frac{\partial A}{\partial r}\right) \tag{9}$$

$$p'_\theta = -\frac{\partial H}{\partial \theta} \Rightarrow p_\theta = m r v_\theta + e r A(r,z) = \text{const.} \tag{10}$$

$$p'_z = -\frac{\partial H}{\partial z} \Rightarrow \frac{dv_z}{dt} = \frac{e}{m} v_\theta \frac{\partial A}{\partial z} \tag{11}$$

L'équation (10) met en évidence l'invariance du moment angulaire canonique p_θ et permet de donner une expression de la vitesse v_θ en fonction des coordonnées r, z et des conditions initiales $(p_\theta = p_{\theta_0} = \text{const})$

$$v_\theta = \frac{p_\theta}{m r} - \frac{e}{m} A(r,z) \tag{12}$$

On remarquera que si la trajectoire passe par l'axe de la configuration ($r = 0$) on aura nécessairement $p_\theta = 0$

B. Surfaces limite

a) Définition

Le potentiel magnétique de Stormer est défini par :

$$eQ = \frac{1}{2} m v_\theta^2 = \frac{1}{2} m \left[\frac{p_\theta}{mr} - \frac{e}{m} A(r,z)\right]^2 \qquad (13)$$

Les équipotentielles de Stormer sont donc des surfaces de révolution cylindriques que nous représenterons seulement par leur trace dans un plan méridien (r , z). eQ représente la composante azimutale de l'énergie de la particule. En tout point de l'espace on aura nécessairement :

$$eQ \leq E$$

où E représente l'énergie cinétique totale (invariante) de la particule.

La surface eQ = E , que nous appellerons surface limite, correspond dans l'image de la cuvette de potentiel à la "ligne de niveau" que la particule ne peut dépasser. Cette surface sépare l'espace en deux régions dont l'une est strictement interdite à la particule.

Nous représentons sur la Fig. 1-A l'allure des surfaces limite dans le cas de l'injection transverse, dans une machine courte symétrique, de particules passant par l'axe de la configuration. La Fig. 1-B est la représentation correspondante pour une configuration non symétrique.

Les surfaces limite correspondantes à diverses valeurs de l'énergie d'injection peuvent être ouvertes ou fermées selon que le potentiel d'injection de la particule sera supérieur ou non à une valeur minimale qui correspond à la surface tracée en traits interrompus sur ces figures.

L'injection se fera donc à travers une ouverture dans les surfaces limite, au voisinage d'un col M de potentiel magnétique.

La surface limite sera d'autant plus ouverte en M que l'excès d'énergie de la particule par rapport à l'énergie minimale de pénétration sera plus grand.

Le but de l'opération étant la capture temporaire du faisceau injecté, on aura intérêt à se placer dans des conditions aussi voisines que possible de la pénétration à énergie minimale.

b) Ouverture des surfaces limite

Nous allons voir qu'au col de potentiel il existe une trajectoire stationnaire instable. Lorsque le col est situé au miroir magnétique la trajectoire est instable en z (injection longitudinale, Fig. 2-B). En un col radial (Fig. 2-A), la trajectoire stationnaire est instable en r (injection transversale).

Trajectoire stationnaire au col - Instabilité

Le point M , col de Stormer, est le point singulier de la surface limite à énergie minimale. Il correspond à un extremum de l'énergie potentielle de Stormer

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial r}\right)_M = 0$$
$$\left(\frac{\partial Q}{\partial z}\right)_M = 0 \qquad (14)$$

Par le point M passe une trajectoire circulaire, centrée sur l'axe de la configuration. Cette trajectoire est stationnaire. En effet, les équations du mouvement, sous la forme :

$$m \frac{dv_r}{dt} = -e \frac{\partial Q}{\partial r}$$
$$m \frac{dv_z}{dt} = -e \frac{\partial Q}{\partial z} \qquad (15)$$

entraînent, avec (14), au point M : $\frac{dv_r}{dt} = \frac{dv_z}{dt} = 0$

Les coordonnées de la particules sont :

$$r = R_{col} \qquad z = Z_{col}$$

$$v_r = v_z = 0 \qquad v_\theta = v$$

Cette trajectoire est instable dans la direction d'ouverture du col.

Comme le montre la figure ci-après, le col de potentiel magnétique présente :

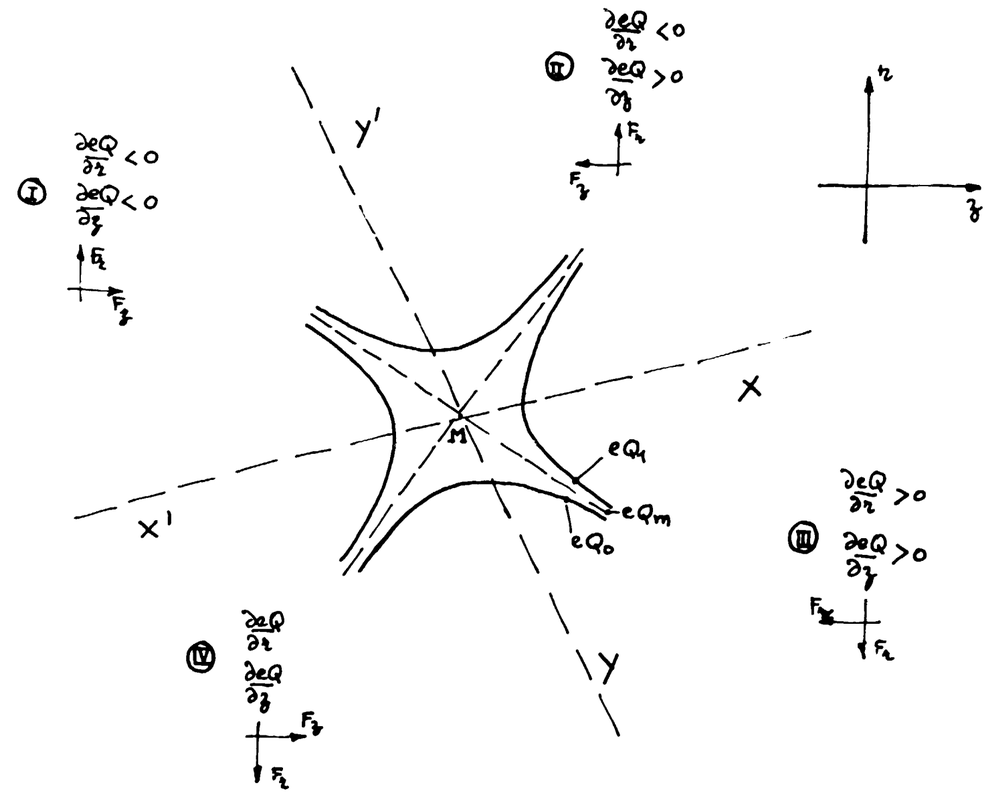
- une région de direction Y'Y où $e\,Q_0(r,z) < e\,Q_m$
- une région de direction X'X où $e\,Q_1(r,z) > e\,Q_m$

eQ_m étant l'énergie potentielle du col.

Les lignes X'X , Y'Y sont définies par $\frac{\partial eQ}{\partial r} = 0$ et $\frac{\partial eQ}{\partial z} = 0$ respectivement.

Les équations (15) et le signe des seconds membres dans chacune des régions permettent de connaître le sens des composantes, sur les axes Or, Oz, de la force s'exercant sur une particule (voir figure ci-après)

On voit qu'une particule, placée sur la trajectoire stationnaire en M et subissant une perturbation de vitesse v_r ou v_z sera stable dans les directions MX , MX' , et instable dans les directions MY , MY'



INSTABILITE DE LA TRAJECTOIRE STATIONNAIRE AU COL

c) Réflexions sur les surfaces limite

On a constaté sur des trajectoires calculées que les réflexions au voisinage de la surface limite se font symétriquement par rapport à la normale. Rappelons que nous ne considérons que la trace des surfaces limite dans un plan méridien r, z et que les trajectoires sont tracées dans ce plan, indépendamment de la coordonnée θ .

On peut montrer que, dans cette représentation, une particule qui atteint la surface limite en un point r_o, z_o suit une trajectoire perpendiculaire en ce point à la trace de la surface limite. En effet, v_θ tendant vers v , v_r et v_z tendent vers zéro et la limite de v_r/v_z est celle de v'_r/v'_z donnée par les équations du mouvement :

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{e}{m}\frac{\partial Q}{\partial r}$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{e}{m}\frac{\partial Q}{\partial z}$$

soit :

$$\frac{v_{rt}}{v_{zt}} \longrightarrow \left(\frac{\partial Q}{\partial r}\Big/\frac{\partial Q}{\partial z}\right)_{r_o,z_o}$$

D'autre part, la tangente v_{rs} , v_{zs} à la trace de la surface limite est donnée par :

$$v_{rs}\frac{\partial Q}{\partial r} + v_{zs}\frac{\partial Q}{\partial z} = 0$$

d'où :

$$\left(\frac{v_{rt}}{v_{zt}}\right)_{r_o,z_o} = -\left(\frac{v_{zs}}{v_{rs}}\right)_{r_o,z_o}$$

La trajectoire est donc normale à la trace de la surface limite dans la représentation r, z choisie. On peut donc prévoir, en première approximation, comment se feront les réflexions d'après la forme des surfaces limite.

C. Injection

a) Trajectoires de fuite

Nous avons vu que la trajectoire stationnaire au col de pénétration était instable dans la direction d'ouverture du col. Si nous considérons une particule suivant cette trajectoire stationnaire et que nous appliquons à son mouvement une perturbation, la particule décrira une trajectoire asymptote à cette trajectoire stationnaire.

Si la perturbation est dirigée vers l'extérieur de la configuration (zone délimitée par X'X sur la Fig. 3), nous obtenons des trajectoires asymptotes que nous appellerons trajectoires de fuite.

Si nous faisons tendre vers zéro la perturbation, nous obtenons une trajectoire singulière de fuite. Cette trajectoire suit le fond de la vallée de potentiel dans la direction Y'Y [6].

Les autres trajectoires de fuite, correspondant à des perturbations finies, oscillent comme le montre la figure 3 autour de la trajectoire singulière de fuite. Ceci confirme l'unicité de la trajectoire singulière de fuite définie ci-dessus.

b) Trajectoire idéale d'injection

Afin de diminuer l'ouverture des surfaces limite au col, on choisira

une énergie d'injection faiblement supérieure à l'énergie minimale d'injection (énergie potentielle du col)

$$E = \frac{1}{2} m v_{\theta_m}^2 + \mathcal{E}$$

Toutes les particules ont, en un même point, la même énergie azimutale définie par :

$$\frac{1}{2} m v_\theta^2 = \frac{1}{2} m \left[\frac{p_\theta}{mr} - \frac{e}{m} A(r,z)\right]^2$$

Il en résulte que les particules auront, à leur passage au col, une vitesse définie par :

$$v_\theta = v_{\theta m}$$

$$\frac{1}{2} m (v_r^2 + v_z^2) = \mathcal{E}$$

Les trajectoires de ces particules sont donc des trajectoires "asymptotes" à la trajectoire stationnaire.

La trajectoire singulière de fuite, parcourue en sens inverse, définit donc la trajectoire idéale d'injection.

La direction de passage au col étant la direction oblique Y'Y , la pénétration se fera avec une composante v_z non nulle qui permettra d'assurer la capture temporaire de la trajectoire singulière et des trajectoires voisines.

c) Conditions d'injection

L'expérience d'injection d'ions M.M.I.I. à Fontenay-aux-Roses utilise une source annulaire de rayon R_s qui permet de bénéficier de la symétrie de révolution pour injecter un courant aussi intense que possible, grâce à une fente d'extraction de grande surface $(2\pi R_s \times e)$. La source donne un faisceau en forme de nappe convergente vers l'axe de la configuration. L'accélération est radiale et la composante v_θ des particules est nulle initialement

$$v_{\theta_0} = 0$$

Nous désirons faire passer les particules par l'axe de la configuration. Nous avons donc :

$$p_\theta = 0$$

La condition $v_\theta = 0$ au point R_s , Z_s où sera placée la source d'ions, peut s'écrire d'après (12) :

$$\frac{p_\theta}{m R_s} - \frac{e}{m} A(R_s, Z_s) = 0$$

soit :

$$p_\theta = \frac{e}{2\pi} \phi_0(R_s, Z_s)$$

en tenant compte de $\phi = 2\pi r A$

La condition de passage par l'axe impose donc de compenser exactement le flux à travers le rayon R_s de la source :

$$\phi(R_s, Z_s) = 0$$

Si $\phi(R_s, Z_s)$ est différent de zéro, il en résultera des trajectoires injectées qui ne passeront pas par l'axe de la configuration, par suite de l'apparition d'une zone interdite à la particule, au voisinage de l'axe.

d) Surfaces limite au voisinage de l'axe

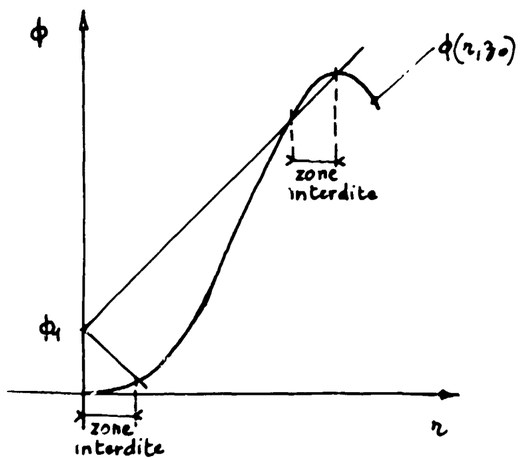
La condition $|v_\theta| \leq v$ s'écrit, compte tenu de $\phi = 2\pi r A$ et de l'équation (12) :

$$\left| \phi_1 - \phi(r,z) \right| \leq r \sqrt{\frac{8\pi^2 m E}{e^2}}$$

E étant l'énergie totale d'une particule

$$\phi_1 = \phi_0(R_s, Z_s) + \frac{2\pi m R_s v_{\theta_0}}{e}$$

Cette inégalité, interprétée par le schéma ci-après, permet d'obtenir dans tous les cas les limites des zones permises dans une configuration donnée par $\phi(r,z)$.



Les pentes des droites $\left(\pm \sqrt{\frac{8\pi^2 m E}{e^2}} \right)$ sont proportionnelles en valeur absolue à l'énergie des particules E.

Dans le cas où $v_{\theta_0} = 0$ et $\phi(R_s, Z_s) = 0$, nous avons $\phi_1 = 0$ et il n'existe pas de zone interdite au voisinage de l'axe.

II - RECHERCHE D'UNE CONFIGURATION A INJECTION CONIQUE

Nous cherchons à calculer une configuration réalisant les conditions d'injection définies dans l'étude précédente et, par conséquent, propre à assumer une capture temporaire des particules injectées.

Nous nous fixons de ménager entre deux miroirs identiques une zone de champ uniforme. Le col d'injection est placé entre cette zone et un miroir.

Nous exposons les procédés qui ont été mis au point pour le calcul du champ magnétique par calculateur électronique, pour l'automatisation du calcul d'une configuration et pour l'intégration des trajectoires de particules.

A. Etude du problème de la compensation

Les deux paramètres principaux définissant l'échelle de la configuration magnétique sont le niveau du champ dans la zone uniforme que nous avons fixé à 15 kGs environ et l'énergie d'injection qui est limitée à 200 keV par l'alimentation à haute tension.

Dans ces conditions, le diamètre du plasma formé à partir d'ions moléculaires passant par l'axe sera :

$$D = 4\rho = 26 \text{ cm}$$

ce qui, compte tenu de la présence de l'enceinte à vide, de la nécessité de prévoir le passage d'instruments de diagnostic et de la présence éventuelle d'un dispositif de pompage par dépot actif de titane sur parois froides, nous conduit à choisir la valeur $D_i = 42$ cm pour le diamètre interne des bobines dans la région de champ uniforme.

Au voisinage de la zone d'injection il est nécessaire de créer une ouverture entre la bobine miroir et les bobines qui créent le champ uniforme (voir Fig. 4). Il en résulte une décroissance de la valeur du champ magnétique quand on s'éloigne de l'axe avec un point de champ nul (voir le tracé des lignes de force, pages 98 et 99) et une inversion de champ. Le col de pénétration se situe sur un rayon légèrement inférieur au rayon d'annulation du champ (la courbure de la trajectoire stationnaire nécessite $B_z > 0$, voir figures pages 98 et 99) et la zone de champ inverse va servir à assurer la condition $\phi(R_s, Z_s) = 0$ sur la source.

L'énergie de pénétration sera, pour un niveau constant de champ au voisinage de l'axe (15 kGs), d'autant plus élevée que le col sera situé sur un rayon plus grand. Pour limiter cette énergie à 200 keV, il est nécessaire d'abaisser le rayon du col jusqu'à environ 20 cm. Le groupe des bobines de compensation et les autres bobines, que nous appelons "de champ principal", vont donc travailler en opposition. Le champ utile sera le champ différentiel de ces deux groupes de bobines. On conçoit qu'il va en résulter une dépense d'énergie électrique importante.

a) Compensation à un seul étage

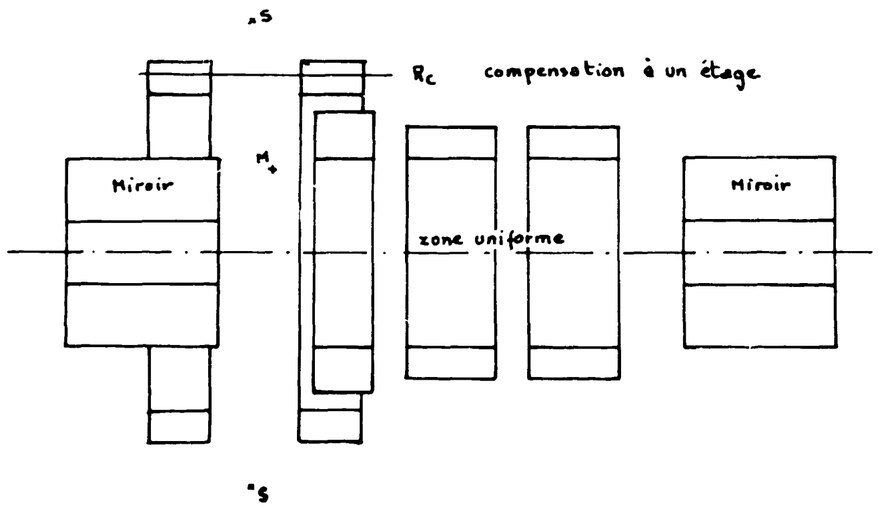
Dans ce schéma, la compensation est réalisée avec un seul groupe de deux bobines symétriques (cf. page suivante) par rapport au plan de la source,

ayant un rayon moyen R_c supérieur au rayon moyen R_u des bobines réalisant le champ uniforme

$$R_c > R_u + \Delta R$$

ΔR correspondant aux demi-épaisseurs des bobines

Pour une valeur fixée de R_c on peut toujours trouver une combinaison des courants dans les deux groupes, qui réalise à la fois le niveau de champ, 15 kGs sur l'axe, et une énergie minimale de pénétration au col de 200 keV



Dans ces conditions, le flux magnétique $\phi = 2\pi r A$ s'annule pour un rayon $R_s(z)$ et la condition de passage par l'axe est satisfaite si le rayon de la source coïncide avec cette valeur.

On peut, en faisant varier R_c, faire varier $R_s(z)$ et ajuster par cette méthode, dans un certain domaine, la condition de flux nul sur la source.

Nous avons représenté sur la Fig. 5, pour un cas particulier donné à titre d'exemple, les variations de $R_s(z_{co})$ en fonction de R_c. Nous voyons que le domaine utile possède deux limitations. Si l'on fait croître R_c, R_s décroit mais dans l'hypothèse où nous imposons au groupe de bobines de compensation d'être à l'intérieur du rayon de la source nous serons limités par la condition :

$$R_c < R_s - \Delta R$$

R correspondant aux demi-épaisseurs des bobines de compensation et de la source.

Si l'on désire injecter à partir de sources de grand rayon, il faudra au contraire réduire R_c, mais nous serons cette fois limités par la présence du groupe de bobines de champ uniforme à l'intérieur de R_c $(R_U + \Delta R)$

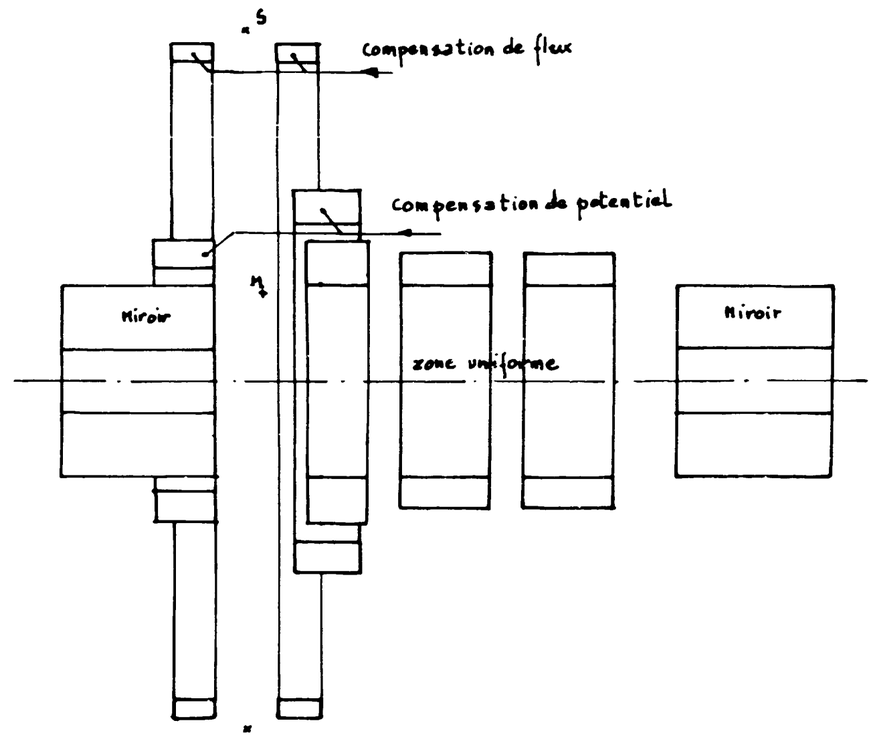
Il en résulte une limitation pratique dans les cas que nous avons étudiés, qui correspond à R_s compris entre 50 et 65 cm. Pour ajuster à la fois l'énergie au col à 200 keV et l'annulation du flux sur un rayon R_s supérieur à 65 cm, il faut disposer d'un paramètre électrique supplémentaire.

b) Compensation à deux étages

Dans ce schéma nous séparons les bobines de compensation en deux groupes :

- un groupe "compensation de potentiel" de rayon aussi réduit que possible et dont le rôle sera d'abaisser le niveau d'énergie potentielle au col ;

- un groupe "compensation de flux" de rayon équivalent au rayon de la source et dont le rôle sera d'ajuster la condition de flux.



La séparation des deux effets est d'autant plus nette que les deux groupes sont situés sur des rayons plus différents.

Dans la configuration décrite au chapitre suivant, les bobines de flux ont un rayon moyen de 94 cm (R_s = 100 cm). Les deux bobines de potentiel ont des rayons moyens de 37 et 42,5 cm. Le potentiel au col étant lié au champ sur l'axe, nous comparerons les rapports $\phi(R_s, z_s) / B_c(r=0)$ pour les deux étages de bobines de compensation (le champ sur l'axe est pris dans le plan du col).

- Pour les bobines de flux $\dfrac{\Phi(R_s, Z_s)}{B(r=0, Z_c)} = 0,24\ 10^5$ Mxw/Gs

- Pour les bobines de potentiel $\dfrac{\Phi(R_s, Z_s)}{B(r=0, Z_c)} = 0,2\ 10^4$ Mxw/Gs

Les bobines de flux compensent localement le flux au niveau de la source. Les bobines de potentiel peuvent alors être ajustées en position et en courant de façon à placer le col au centre de la zone séparant la bobine miroir des bobines de champ uniforme, et de façon à assurer la "conicité" du col.

c) Conicité du col

Dans le cas de l'injection longitudinale, le col est situé au miroir (cf. Fig. 2-B) et sa direction d'ouverture Y'Y est parallèle à l'axe. L'effet miroir donne aux particules injectées une énergie longitudinale forte.

Dans le cas de l'injection transverse, la direction d'ouverture du col est radiale (Fig. 2-A). L'énergie longitudinale est faible.

On veut transférer en énergie longitudinale une partie seulement de l'énergie transversale que la particule possède au col. Pour cela il faut utiliser une partie seulement de l'effet miroir.

Dans la configuration étudiée, le col est placé entre la zone où s'étend l'effet d'un des deux miroirs et une zone de champ uniforme. Cette dissymétrie, comme le montre la Fig. 2C, correspond à une direction d'ouverture du col Y'Y oblique. Ceci permet aux particules de s'éloigner de la zone du col (Fig. 2-C). On peut alors, par réflexion sur la surface limite, renvoyer les particules vers le miroir dont l'effet ne sera que partiellement utilisé.

Dans ce mode d'injection, que nous appelons "conique", les particules sont injectées hors du cône de perte des miroirs principaux et avec une énergie longitudinale convenable.

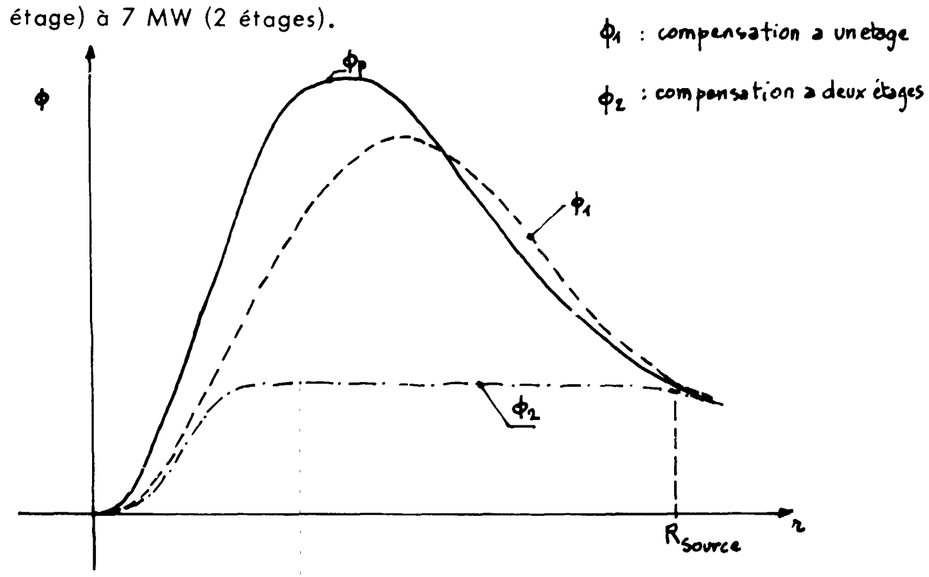
d) Puissance électrique

Dans le cas de la compensation à un étage, la courbe du flux de compensation a même allure que celle du flux principal (schéma ci-après).

Il en résulte un effet différentiel trop important et par conséquent une dépense élevée d'énergie électrique.

Dans le cas de la compensation à deux étages, la courbe du flux de compensation peut être modifiée (schéma ci-après) et l'effet différentiel est diminué.

L'optimisation des positions et des courants a permis, dans la machine à injection d'ions étudiée au chapitre suivant, de réduire la puissance de 14 MW (1 étage) à 7 MW (2 étages).



B. Programmes de calcul - Automatisation de la recherche de la configuration

L'ensemble des conditions à satisfaire sur le champ magnétique d'une part, les conditions géométriques d'encombrement, de dimension de source, de volume libre à ménager pour le plasma d'autre part, les considérations de technologie, de puissance disponible, de pompage, enfin, constituent une série d'impératifs plus ou moins contradictoires qui rendent la recherche d'une solution extrêmement complexe, compte tenu du nombre très important des paramètres pouvant intervenir.

Il a été nécessaire d'imaginer un schéma logique d'ajustement et d'optimisation et de limiter à une valeur raisonnable le nombre des paramètres libres. Le programme de recherche a été écrit pour le calculateur IBM 7094.

On trouvera ci-après une description des méthodes de calcul du champ magnétique, de la méthode d'optimisation de la configuration et des méthodes de calcul des trajectoires.

a) Calcul du champ magnétique

Soit une spire circulaire d'axe oz donnée par son rayon a et l'abscisse de son centre z_0. Le potentiel magnétique et le champ créés par un courant I circulant dans cette spire supposée sans section s'expriment en coordonnées cylindriques sous la forme :

$$A_\theta = \frac{\mu_0 I}{\pi}\left[\frac{\left(1-\frac{k^2}{2}\right)I_1 - I_2}{k}\right]\sqrt{\frac{a}{\rho}}$$

$$B_r = -\frac{\partial A_\theta}{\partial z} = \frac{\mu_0 I k (z-z_0)}{4\pi\rho\sqrt{a\rho}}\left[-I_1 + \frac{a^2+\rho^2+z^2}{(a+\rho)^2+(z-z_0)^2} I_2\right]$$

$$B_z = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho A_\theta}{\partial \rho} = \frac{\mu_0 I k}{4\pi\sqrt{a\rho}}\left[I_1 + \frac{a^2-\rho^2-(z-z_0)^2}{(a+\rho)^2+(z-z_0)^2} I_2\right]$$

avec :

$$I_1 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}}$$

$$I_2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1-k^2\sin^2\psi}\, d\psi$$

$$k = \sqrt{\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2+(z-z_0)^2}}$$

ρ, z coordonnées du point où l'on calcule A_θ, B_r, B_z

Ainsi écrites, ces formules donnent lieu à des difficultés numériques au voisinage de $k = 0$ et $k = 1$.

Proximité du conducteur ($k = 1$)

L'intégrale de Legendre I_1 diverge. Le calcul doit être limité à une valeur de k inférieure à 1. Ceci revient à ne pas effectuer le calcul trop près du conducteur. En effet, les courbes k = constante sont les cercles du faisceau défini par le point $\rho = a$, $z = z_0 (k=1)$ et l'axe Oz

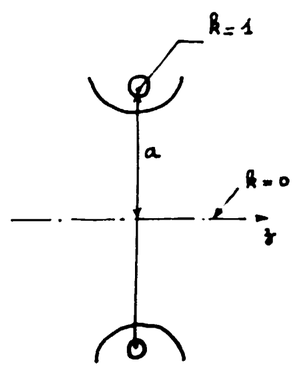
La représentation d'un conducteur circulaire à densité de courant finie par une spire de section nulle n'est valable qu'à une certaine distance

de cette spire. Nous avons arrêté le calcul pour :

$$k > 1 - 5\,10^{-5} \quad \text{ou} \qquad 0,02$$

Plus généralement, si $k > 1 - \varepsilon_k$

$$\frac{\Delta a}{a} < 2\sqrt{2\varepsilon_k}$$



Voisinage de l'axe ($k < 0,1$)

A_θ et B_r tendent vers zéro avec k. Le calcul est fait sous la forme :

$$\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) I_1 - I_2$$

On voit que pour k petit, des effets de différence vont apparaître, qui conduiront à un résultat présentant une erreur relative inadmissible.

Au voisinage de $k = 0$, nous avons utilisé des développements limités des intégrales elliptiques :

$$I_1 = \frac{\pi}{2}\left[1 + \frac{k^2}{4} + \frac{9}{64}k^4 + \frac{1.3.5^2}{2.4.6}k^6 + \frac{1.3.5.7^2}{2.4.6.8}k^8\right]$$

$$I_2 = \frac{\pi}{2}\left[1 - \frac{k^2}{4} - \frac{9}{64}\frac{k^4}{3} + \frac{1.3.5^2}{2.4.6}\frac{k^6}{5} - \frac{1.3.5.7^2}{2.4.6.8}\frac{k^8}{7}\right]$$

ce qui permet de retirer algébriquement les termes $\frac{\pi}{2}$ dans :

$$\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) I_1 - I_2 = \frac{\pi}{32} k^4 \left(1 + \frac{k^2}{8} + \frac{75}{128} k^4\right)$$

Ces développements assurent aux grandeurs A et B_r des termes en k^4 par rapport à leur terme principal, donc pour $k < 0,1$ une précision relative supérieure à 10^{-4}. La précision sur B_z est alors en 10^{-8}.

Il a été nécessaire de réduire autant que possible le temps de calcul du champ magnétique, tout en conservant au résultat une précision suffisante. Nous avons tabulé les fonctions suivantes :

$$F_1 = \frac{1}{k}\left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) I_1 - I_2\right]$$

$$F_2 = k\left[I_1 + \frac{1 - \frac{k^2}{2}}{1 - k^2} I_2\right]$$

$$F_3 = -\frac{k^3}{1 - k^2} I_2$$

en fonction de k en divisant l'intervalle k = 0,1 ; k = 0,9996 en deux zones à pas constant en k , de façon à conserver partout une précision relative de l'ordre de 10^{-4}.

Nous avons pris :

$k = 2\ 10^{-3}$ de k = 0,1 à k = 0,926

$k = 2\ 10^{-4}$ de k = 0,926 à k = 0,9996

Les différences premières et secondes sont tabulées également, ce qui rend l'interpolation au second ordre immédiate.

Les grandeurs magnétiques sont ensuite sommées sur les différentes spires représentant la configuration (500 au maximum)

$$A_\theta = \sum_{i=1}^{n} 4 I_i \sqrt{\frac{a_i}{\rho}}\, F_{1i}$$

$$B_r = \sum_{i=1}^{n} \frac{z_i - z}{\rho\sqrt{a_i \rho}}\, I_i\, F_{2i}$$

$$B_z = \sum_{i=1}^{n} \frac{I_i}{\sqrt{a_i \rho}} \left(F_{2i} - \frac{a_i}{2\rho} F_{3i} \right)$$

Pour $k < 0,1$, les fonctions F_1, F_2, F_3 sont calculées directement par le développement limité cité plus haut.

Pour k compris entre 0,9996 et $1 - 5.10^{-5}$, on fait appel à un sous-programme dont la précision relative est de 10^{-7} pour toute valeur de k . ($k = 0,9996 \Longrightarrow \Delta a/a \simeq 0,06$).

Pour $k > 1 - 5\ 10^{-5}$, le calcul n'est pas effectué et l'utilisateur du programme en est averti par l'impression d'un message.

Le champ sur l'axe est calculé à partir de la formule :

$$B_z = \sum_{i=1}^{n} \frac{2\pi a_i^2 I_i}{\left[a_i^2 + (z - z_i)^2\right]^{3/2}}$$

b) Automatisation du calcul de la configuration

Les configurations étudiées sont du type long asymétrique. Outre les conditions de compensation du flux, de niveau d'énergie du col, de positionnement de la source permettant l'injection, nous imposons :

- une uniformité de ± 1 % sur la valeur du champ axial dans la zone uniforme ;
- la nullité du champ magnétique dans la zone d'accélération du faisceau d'ions. En effet, le champ E d'accélération est radial et, croisé au champ magnétique B_z , il risque d'entrainer des décharges du type magnétron. Au cas où la condition de champ magnétique serait difficile à satisfaire, nous n'annulerons que la composante B_z .

Définition de la configuration

Les configurations sont constituées par des bobines cylindriques coaxiales. Nous représentons chacune d'entre elles par un certain nombre de spires filamentaires coaxiales, parcourues par le même courant. Les dimensions du programme permettent de considérer 50 bobines avec un nombre total maximum de 500 spires.

On trouvera sur la Fig. 4 un schéma de répartition de 15 bobines,

réalisant la forme de configuration souhaitée.

Bien que l'ensemble des bobines constituant la configuration magnétique doive satisfaire de façon globale à l'ensemble des conditions imposées, on peut différencier au moins au premier ordre le rôle d'un certain nombre d'entre elles, ce qui facilite l'écriture du système d'équations. L'ensemble étant bien entendu traité de façon simultanée et cohérente.

Les bobines 1 et 2 sont les bobines miroir. Leur distance fixe la longueur de la configuration.

Les bobines 4 à 9 sont destinées à réaliser le champ dans la partie uniforme. Leur diamètre interne est défini compte tenu de la valeur du champ magnétique et de l'énergie d'injection choisie, comme nous l'avons indiqué précédemment. La valeur du diamètre interne est de 42 cm. Le nombre et la position de ces bobines ont été définis en tenant compte des ouvertures à laisser libres pour l'injection, pour le diagnostic, ainsi que pour les alimentations en azote liquide des dispositifs internes éventuels de pompage au titane. Des ajustements préliminaires avec le calcul du champ sur l'axe ont permis de déterminer une répartition apte à créer sur l'axe un champ présentant l'uniformité désirée ($\pm$ 1 %).

Les bobines 10 et 11 ont seulement un rôle annexe : empêcher l'ouverture trop rapide des lignes de champ à l'extérieur des miroirs.

La compensation du flux au point source S est assurée par les bobines 12 à 15.

Les bobines 12 et 13 qui constituent l'étage de compensation de potentiel permettent d'amener l'énergie d'injection à la valeur désirée (100 keV).

Les bobines 14 et 15, qui constituent l'étage de compensation de flux, réalisent très localement la condition de flux nul (A = 0) au point source S. Elles permettent, en outre, d'annuler dans la mesure du possible le champ magnétique dans la zone d'accélération du faisceau d'ions. (point E)

Nous appelons configuration principale, l'ensemble des bobines 1 à 9. Leurs formes et leurs positions sont imposées mais les courants de chacune de ces bobines sont libres et seront ajustés par le programme par une méthode des moindres carrés exposée plus loin.

La forme et la position des bobines 10 et 11, ainsi que leurs courants sont fixés, leur rôle étant très secondaire.

La section et la position des bobines de compensation de potentiel sont fixées. Leurs courants constituent des paramètres variables.

La section des bobines de compensation de flux est fixée. Leur rayon constitue un paramètre variable. Pour chaque valeur fixée à ce paramètre, la position axiale de ces bobines sera ajustée pour que la condition de champ nul puisse être réalisée (ou $B_z = 0$).

Le rayon de la source est un paramètre que nous pourrons fixer, mais la position optimale Z_s de la source par rapport à la configuration principale est déterminée par le programme.

Mise en équations - Conditions de compensation

La recherche de la position Z des bobines de compensation haute est faite avec la restriction suivante. Les bobines restent symétriques par rapport au plan contenant la source (plan équatorial ZS contenant S et E).

Si AP(S), BRP(S), BZP(S) sont le potentiel vecteur en S et les champs BR et BZ en E, réalisés par la configuration principale; si, d'autre part, AC(S), BRC(E), BZC(E) sont les valeurs correspondantes créées en S et E par la bobine de compensation haute n° 15 (Fig. 4) parcourue par un courant unité, on écrira :

$$(1) \qquad A(S) = AP(S) + (I_1 + I_2)\,AC(S)$$

$$(2) \qquad BR(E) = BRP(E) + (I_1 - I_2).BRC(E)$$

$$(3) \qquad BZ(E) = BZP(E) + (I_1 + I_2).BZC(E)$$

Les grandeurs du premier membre sont celles que l'on désire obtenir par exemple : A(S) = 0

BR(E) = 0

BZ(E) = 0

Si on élimine $I_1 + I_2$ entre les équations (1) et (3) on obtient :

$$(4) \qquad Y = \frac{BZP(E) - BZ(E)}{AP(S) - A(S)} - \frac{BZC(E)}{AC(S)} = 0$$

Cette condition pourra, en général, être satisfaite pour un écart ΔZ des bobines de compensation de flux.

Les valeurs I_1 et I_2 des courants résultent alors du système :

$$I_1 + I_2 = \frac{A(S) - AP(S)}{AC(S)}$$

$$I_1 - I_2 = \frac{BR(E) - BRP(E)}{BRC(E)}$$

Bien entendu on sera obligé de limiter l'amplitude des ΔZ autorisés. Si on n'arrive pas à annuler Y dans le domaine autorisé, on prendra le ΔZ qui donne la valeur la plus faible à Y . On obtiendra alors BZ(E) aussi voisin que possible de la valeur désirée ; les équations (5) et (6) assurent rigoureusement les valeurs imposées pour A(S) et BR(E) .

Considérons dans les seconds membres de (5) et (6) les termes AP(S) et BRP(E) . Si AP_i et BRP_i sont respectivement le potentiel vecteur en S et le champ BR en E, créés par la bobine i de la configuration principale parcourue par un courant unité, on écrira :

$$AP(S) = \sum_i AP_i \cdot I_i$$

$$BRP(E) = \sum_i BRP_i \cdot I_i$$

Les seconds membres de (5) et (6) contiennent donc de façon explicite les courants I_i inconnus de toutes les bobines, constituant la configuration principale. Ces équations devront être résolues simultanément avec le système définissant les autres courants.

Réalisation du champ sur l'axe

Le champ désiré sur l'axe est donné en n points Z_j de l'axe. Le champ créé en Z_j par l'ensemble des bobines de la configuration y compris les bobines de compensation et les bobines annexes 10 et 11 s'écrira :

$$BZ_o(j) = \sum_i BZ_o(i,j) \cdot I_i$$

Les $BZ_o(i, j)$ étant calculés numériquement pour un courant unité dans chaque bobine.

Si le champ imposé en Z_j est $H(j)$ on écrira :

$$\nabla^2 = \sum_j \left[H(j) - BZ_0(j)\right]^2$$

(7) $$\nabla^2 = \sum_j \left[H(j) - \sum_i BZ_0(i,j) \cdot I_i\right]^2$$

On minimisera ∇^2 par rapport à chacun des courants, sauf par rapport à I_1 et I_2 (compensation de flux) qui eux sont définis par les équations (5) et (6)

(8) $$\frac{\partial \nabla^2}{\partial I_i} = 2 \sum_j \left\{\left[H(j) - \sum_i BZ_0(i,j) \cdot I_i\right] \times \left[- BZ_0(i,j)\right]\right\} = 0$$

L'ensemble des $n - 2$ équations obtenues, associé aux équations (5) et (6), fourni un système linéaire d'ordre n qui permet de déterminer les n courants.

c) Organigramme de l'optimisation

Les opérations décrites ci-dessus sont effectuées de façon automatique par le programme, dans l'ordre suivant schématisé sur la Fig. 6 :

1 - choix d'une position ZS de la source

2 - choix des courants de compensation de potentiel

3 - choix d'un rayon RB des bobines de compensation de flux

4 - choix d'un écart ΔZ des bobines de compensation de flux

5 - détermination des courants par le système (5), (6), (8)

6 - calcul de Y en fonction de ces courants (4)

7 - on recommence en 4 avec de nouveaux ΔZ, ce qui revient à calculer la fonction Y(Z) que l'on annule ou que l'on minimise par interpolation

8 - les courants sont alors déterminés à nouveau avec le ΔZ choisi

9 - pour la configuration ainsi définie on peut calculer dans tout l'espace le potentiel magnétique correspondant à une particule extraite de la source avec des conditions initiales définies par $v_\theta = 0$ et A(S) imposé. Une

méthode de recherche d'extremum de fonction permet de déterminer la position du col et la valeur de l'énergie minimale de pénétration. En général, si l'on a bien choisi les paramètres principaux, cette énergie n'est pas très différente de l'énergie souhaitée

10 - on reprend alors en 2 avec un nouveau courant pour les bobines de compensation de potentiel, ce qui fournit une nouvelle valeur de l'énergie minimale de pénétration. On recherche ainsi la valeur du courant qui convient ou qui dans le domaine autorisé (on limite les valeurs de RB possibles) donne l'énergie la plus voisine de l'énergie souhaitée

11 - Pour cette valeur de RB choisie et le ΔZ déterminé correspondant, on détermine de nouveau les courants et la position du col de pénétration

12 - on initie alors au col une trajectoire de fuite que l'on calcule jusqu'au rayon de la source. En général cette trajectoire ne passe pas par le point ZS mais passe à une distance D de S

13 - on reprend alors en 1 avec une nouvelle position ZS de la source, on aboutit en 11 avec une nouvelle valeur D(ZS). La dernière phase consiste à annuler D(ZS) par interpolation

14 - on a ainsi obtenu une configuration qui satisfait aux conditions imposées, la source étant située sur la trajectoire optimale d'injection.

Pour une configuration pas trop compliquée, l'ensemble de cette détermination demande de 10 à 15 minutes de calcul sur l'IBM 7094.

Il reste à vérifier que les sections des différentes bobines ont été bien choisies, de sorte que la densité de courant obtenue soit admissible et la puissance totale convenable.

Différentes configurations optimisées ont pu ainsi être comparées, du point de vue de la puissance nécessaire. Il reste ensuite à comparer ces

configurations au point de vue de l'injection et de l'efficacité de la capture temporaire.

d) Calcul de trajectoires

Bien que le système présente la symétrie de révolution et que les composantes locales du champ soient calculées en tenant compte de cette symétrie, les calculs de trajectoires sont faits en coordonnées cartésiennes. Ceci nous affranchit de certaines difficultés numériques pour les trajectoires passant par l'axe de la configuration, difficultés dues à la présence de termes en $\frac{1}{r}$ dans les équations du mouvement en coordonnées cylindriques.

Deux programmes ont été créés qui permettent l'intégration des trajectoires. Le premier utilise un calcul local des composantes du champ magnétique de la configuration par la méthode décrite ci-dessus. Ce programme est précis mais relativement long ; on l'utilisera pour des trajectoires courtes en petit nombre ou bien pour des trajectoires dans une configuration très simple (une dizaine de spires) ou encore si une précision toute spéciale est requise. Le second programme utilise une tabulation préalable des deux composantes du champ en 12000 points, la détermination locale du champ sur la trajectoire étant faite ensuite par interpolation. Ce programme est utilisé lorsque de nombreuses trajectoires longues sont à calculer dans la même configuration.

Un investissement de temps important (20 minutes à une heure) doit être consenti pour calculer les 24.000 composantes de champ. Le calcul de ces champs est fait avec toute la précision désirée. Ensuite les calculs de trajectoires sont environ 100 fois plus rapides que dans la première méthode pour une configuration représentée par 200 spires environ. Cette deuxième méthode , un peu moins précise pour une trajectoire individuelle, sera utilisée pour obtenir

un grand nombre d'informations pour une étude statistique. Les champs correspondant à une configuration magnétique calculée sont mis en réserve sur une bande magnétique et peuvent être rappelés en mémoire rapide pour une utilisation ultérieure.

Il faut rester conscient du fait que, dans le cas du calcul d'une trajectoire individuelle particulière, il serait illusoire de penser que le calcul peut suivre exactement la trajectoire mathématique définie par les conditions initiales, ceci même dans le cas du programme le plus précis. En effet, on peut observer qu'une perturbation très faible (10^{-8} en valeur relative), de l'un quelconque des paramètres conduit très vite, au bout de quelques réflexions sur les miroirs, à une trajectoire distincte de la trajectoire initiale. On vérifie toutefois que chacune des trajectoires calculées, même très longue, appartient toujours à la famille des trajectoires étudiées : conservation de l'énergie, du p_θ , des surfaces limite.

Notons que dans le cas réel, les particules ne suivront pas non plus la trajectoire mathématique correspondant à leurs conditions initiales. Les défauts du champ magnétique, en particulier la présence du champ magnétique terrestre, seront suffisants à eux seuls pour provoquer des perturbations notables, sans parler de la diffusion sur le gaz résiduel, ni des effets collectifs.

On distinguera donc deux cas :

1 - calcul des trajectoires courtes (quelques mètres).

Dans ce cas le calcul est suffisamment précis pour que chaque trajectoire individuelle ait un sens. Ceci permet d'étudier les conditions d'injection, de focalisation, de passage au col et la première phase de la capture.

2 - Calcul de trajectoires longues (supérieures à quelques mètres)

Dans ce cas la seule étude qui ait un sens est une étude statistique sur un grand nombre de trajectoires, simulant la population de particules capturées.

Généralités sur les sous-programmes

Les différents programmes décrits ci-dessus utilisent comme base de calcul un certain nombre de sous-programmes écrits spécialement ou prélevés en bibliothèque. Parmi eux, les plus importants sont :

- Le sous-programme de calcul de champ qui permet de calculer en R, Z les composantes BR, BZ, le module B, le potentiel vecteur A, le flux $\phi = 2\pi r A$ et le potentiel magnétique correspondant aux conditions initiales choisies. Ce sous-programme utilise l'une des méthodes de calcul de champ décrite précédemment.
- Le sous-programme d'intégration des trajectoires ; le champ local étant connu, soit par appel à l'un des sous-programmes ci-dessus, soit par la méthode d'interpolation décrite plus haut. Les intégrations sont effectuées par appel au sous-programme bibliothèque RKB qui est une méthode Kungé-Kutta à quatre approximations. En chaque point de la trajectoire, outre les coordonnées et les composantes de vitesse, on calcule $v_{\parallel}^2 / v_{\perp}^2$ et $v_{\perp}^2/B_z$

Les erreurs numériques accumulées au cours des itérations successives font à la longue dériver l'énergie de la particule ; le contrôle est fait de façon constante et le calcul est stoppé lorsque l'erreur atteint une valeur préalablement fixée par l'utilisateur du programme.

Les erreurs proviennent en partie de la précision en h^5 de la méthode R.K.B. Elles dépendent donc du pas choisi. La dérive observée pour un pas égal au dizième du rayon de courbure de la trajectoire est de 0,05 % en 10 mètres environ.

Cette dérive, qui tend à augmenter l'énergie des particules, peut conduire à une estimation plutôt pessimiste de la capture.

III - CAPTURE TEMPORAIRE D'IONS MOLÉCULAIRES

A. Injection - Première phase de la capture

Les moyens de calcul que nous avons décrits ont permis de déterminer une configuration magnétique conforme au schéma théorique défini dans le premier chapitre.

Nous donnons, dans ce qui suit, les résultats relatifs à l'injection et à la capture d'un faisceau d'ions moléculaires dans cette configuration.

Après avoir choisi une représentation du faisceau d'ions injecté, nous étudions, pour une énergie supérieure de 2 % à l'énergie minimale d'injection, sa pénétration et la première phase de sa capture.

Nous mettons en évidence la possibilité de la détermination statistique du temps de capture sur lequel nous étudions l'influence du paramètre écart de l'énergie des particules à l'énergie minimale d'injection.

Dans la dernière partie, nous étudions l'adiabaticité de la configuration. Nous montrons que la zone non adiabatique nécessaire à l'injection conique est aussi déterminante pour la sortie des ions moléculaires.

Nous étudions la capture des ions atomiques en fonction du rayon auquel ils sont créés par dissociation et de leur rapport de masse avec les ions moléculaires.

a) Description de la configuration obtenue

Le tableau ci-après donne les caractéristiques géométriques et électriques des 15 bobines qui constituent la configuration. Une représentation de la

bobine n°	rayon intérieur (cm)	rayon extérieur (cm)	longueur (cm)	abscisse du centre (cm)	densité de courant dans le cuivre (A/mm2)	amp. tours	puissance (MW)
1	11	29	40	7,50	38,70	$0,223\ 10^{7}$	2,165
2	11	29	40	218,00	32,20	$0,186\ 10^{7}$	1,500
3	21	35	15	57,50	39,60	$0,665\ 10^{6}$	0,925
4	21	29	10	80,00	36,90	$0,236\ 10^{6}$	0,273
5	21	29	12	99,00	26,40	$0,148\ 10^{6}$	0,165
6	21	31	8	117,50	36,40	$0,232\ 10^{6}$	0,278
7	21	31	8	137,50	42,40	$0,270\ 10^{6}$	0,370
8	21	29	16	160	18,70	$0,269\ 10^{6}$	0,112
9	21	29	8	175	19,80	$0,119\ 10^{6}$	0,063
10	17,5	22,5	15	- 25	25,00	$0,150\ 10^{6}$	0,663
11	17,5	22,5	15	257,50	25,00	$0,150\ 10^{6}$	0,063
12	31	43,5	15	17,50	35,50	$-0,540\ 10^{6}$	0,885
13	37,5	47,5	12,5	53,75	36,00	$-0,360\ 10^{6}$	0,690
14	91,5	96,5	10	56,50	7,86	$-0,314\ 10^{5}$	0,029
15	91,5	96,5	10	0,50	5,75	$-0,230\ 10^{5}$	0,016

configuration sur laquelle nous avons superposé la répartition du champ sur l'axe est donnée sur la Fig. 4.

Les puissances indiquées ci-dessus sont calculées à 60°C, avec un coefficient de remplissage de 0,8.

La puissance totale ainsi calculée est de 7,6 MW environ. Le champ réalisé aux miroirs est de 43kGs. Le champ dans la zone uniforme est de 15kGs $\pm$ 1 % sur une longueur de 80 cm.

La Fig. 7 donne le tracé des lignes isoflux au voisinage de la zone d'injection.

La Fig. 8 donne le tracé des équipotentielles de Stormer dans le même domaine. Les lignes tracées correspondent à des énergies de 2 % et 10 % au-dessus et au-dessous de l'énergie minimale de pénétration (200 keV).

b) Etude de l'injection d'un faisceau d'ions moléculaires

Représentation du faisceau

Nous représentons le faisceau créé par la source d'ions par des trajectoires initialement parallèles :

$$r_o = R_{source}$$

$$z_o = Z_{source} + \Delta Z$$

$$V_{\theta_o} = 0$$

Les coordonnées V_{r_o}, V_{z_o} définies à partir de la trajectoire singulière de fuite sont les mêmes pour toutes les trajectoires.

Avec un pas de 0,1 cm, l'intégration est faite par la machine à raison de 10 m par minute avec une dérive d'environ 1 % en 300 m. Nous représentons

le faisceau par 150 trajectoires limitées à 300 m(la plupart des trajectoires sortent de la configuration en moins de 300 m).

Pénétration du faisceau

Nous étudions la pénétration du faisceau pour une énergie supérieure de $\Delta E = 2$ % à l'énergie minimale d'injection (200 keV).

La trajectoire idéale d'injection est initiée en $R_s = 100$ cm ; $Z_s = 28,50$ cm De part et d'autre de cette trajectoire, des trajectoires parallèles réparties en Z tous les 0,1 mm représentent le faisceau. Dans la suite, nous repérerons les diverses trajectoires par la valeur de leur écart initial à la trajectoire idéale d'injection ΔZ exprimée en cm. Elles seront tracées, sur les figures, dans le plan r, z indépendamment de la coordonnée .

Dans ces conditions, les trajectoires comprises entre $\Delta Z = -1,5$ et $+1,8$ représentant un faisceau de 3,3 cm d'épaisseur, pénètrent à travers le col. Une partie seulement s'étendant sur 1,5 cm de $\Delta Z = 0$ à $\Delta Z = +1,5$ est capturée (Fig. 9). Les autres trajectoires sortent par le col après un passage par l'axe de la configuration.

Nous suivons de façon prolongée 150 trajectoires, comprises entre $\Delta Z = 0$ et $\Delta Z = 1,5$ cm. Ces trajectoires simulent un faisceau plus large que le faisceau réel que l'on sait réaliser avec une source annulaire du type utilisé à Fontenay-aux-Roses.

Passage au col

La Fig. 10 représente 8 trajectoires du faisceau à leur passage au col de Stormer. Ces trajectoires sont réparties entre $\Delta Z = -1,5$ et $\Delta Z = +1,8$.

On observe une focalisation au passage au col avec deux points de

convergence situés l'un avant le col, l'autre après le col. On constate qu'entre $\Delta Z = -1$ et $\Delta Z = +1$ les trajectoires sont bien focalisées. Le faisceau reste bien organisé. C'est cette homogénéité qui permet à un faisceau aussi large de pénétrer et d'être capturé comme nous le voyons ci-après.

Pour $\Delta Z > 1$ ou $\Delta Z < -1$ on voit que les trajectoires sont moins bien focalisées et ont déjà tendance à se désolidariser de la partie principale du faisceau.

Première réflexion

Après le passage par l'axe, les trajectoires sont réfléchies sur la surface limite (plan r, z). Nous donnons sur la Fig. 11, cinq trajectoires comprises entre $\Delta Z = 0$ et $\Delta Z = 1,25$ au voisinage de cette première réflexion. Nous voyons qu'au cours de cette réflexion le faisceau reste organisé mais sa convergence après la réflexion est forte. Les trajectoires correspondant aux ΔZ négatifs subissent une réflexion portant sur les deux parties de la surface limite qui définissent le col. D'autre part, les effets du passage au col (Fig. 10) se font sentir sur les trajectoires correspondant à $\Delta Z > 1,25$.

Deuxième réflexion - Capture

Le faisceau, après le deuxième passage par l'axe, subit une nouvelle réflexion. Mais sa dispersion spatiale est grande. Nous voyons sur la figure que les trajectoires correspondant aux ΔZ négatifs sont renvoyées à nouveau vers le col de Stormer. Les trajectoires comprises entre $\Delta Z = 0$ et $\Delta Z = 1,5$ sont envoyées dans la zone de champ uniforme (Fig. 13 et 14).

Les trajectoires marginales ($\Delta Z = 0$, $\Delta Z = 1,5$) sont légèrement désolidarisées de la partie principale capturée du faisceau.

La Fig. 13 représente l'ensemble de la première et de la seconde réflexion constituant la première phase de la capture pour les trajectoires s'étendant de $\Delta Z = -1$ à $\Delta Z = 1,25$. Cette figure montre bien le comportement général du faisceau au cours de cette première phase.

Premiers transits dans la zone de champ uniforme

La partie capturée du faisceau s'enfonce dans la région de champ uniforme, est réfléchie par le miroir d'extrêmité et subit ensuite une série de réflexions entre les deux miroirs pendant toute la durée de la capture. Nous appelons transit chaque traversée d'un miroir à l'autre.

Afin de suivre la dispersion du faisceau, nous étudions la répartition d'énergie représentée par le rapport $k = v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2$ des 150 trajectoires au cours des premiers transists.

Nous avons représenté sur la Fig. 15 (A, B, C) la valeur du rapport k au passage au plan médian de la configuration aux premier, second et troisième transits, respectivement.

On constate que pour la première traversée de la zone uniforme (Fig. 15-A) les trajectoires comprises entre $\Delta Z = 0$ et $\Delta Z = 1,5$ constituent un faisceau bien organisé. Au second transit (Fig. 15-B), c'est-à-dire après une réflexion sur le miroir d'extrêmité les trajectoires marginales $\Delta Z = 0$ à 0,15 et $\Delta Z = 1,4$ à 1,5 sont très légèrement désorganisées.

Au troisième transit la dispersion dans l'espace des vitesses est très forte. Le comportement des 150 trajectoires étudiées semble devenu purement statistique (Fig. 15-C).

Remarquons que la valeur de k voisine de 0,5 pour la quasi-totalité des particules du faisceau au premier passage au plan médian de la configuration place nettement les particules hors du cône de perte adiabatique des miroirs ($k > 1,7$).

c) Stabilité de la capture en fonction de l'énergie

Le faisceau réel présente une dispersion d'énergie de quelques pour cent. Nous avons repris l'étude de la capture pour des énergies de 1 % et 4 % au-dessous du seuil de pénétration. La Fig. 16 (A, B, C) montre que dans une plage d'énergie de 5 % il est possible de capturer un faisceau de 7 mm de large. Le faisceau peut être plus large si l'on n'exige pas un centrage optimal à toute énergie dans la plage considérée.

B. Etude statistique de la capture temporaire des ions moléculaires

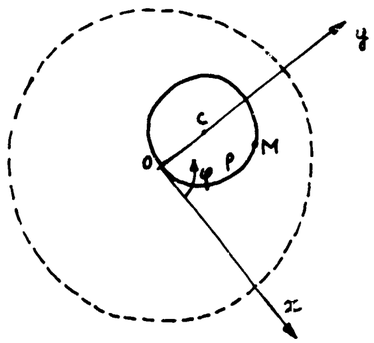
a) Etude des trajectoires - Probabilité de sortie

L'étude des trajectoires calculées montre que pendant la durée de leur capture les particules subissent des transferts brusques et apparemment aléatoires dans l'espace des vitesses, par suite d'effets fortement non adiabatiques.

Ces transferts modifient à chaque transit les conditions d'approche des zones de sortie. Nous justifions dans ce chapitre une hypothèse sur la probabilité de sortie d'une particule. Il en résulte une loi de décroissance de la population capturée que les résultats statistiques des calculs confirment.

Nous mettons en évidence sur les Fig. 17 et 18, le caractère aléatoire des sorties.

Sur ces figures les conditions d'approche des zones de sortie (miroir ou col) sont caractérisées par les paramètres du mouvement de la particule à son passage au plan médian de la configuration (la particule traverse le plan médian au point M sur la figure ci-dessous)



- Le plan de la figure est le plan médian de la configuration
- le point 0 représente la trace de l'axe de la configuration
- Le cercle en trait plein est la projection d'une orbite de la particule dans la zone de champ uniforme B_o .

La particule traverse le plan médian en :

$$M(\rho, \varphi)$$

avec :

$$v_\theta = -\frac{e}{m} A(\rho, z_o)$$

$$v_r = -\left|e \frac{B_o \rho_o}{m}\right| \cos\varphi$$

où ρ_o est le rayon de giration.

Les deux paramètres ρ, φ définissent complètement dans le plan médian le mouvement ultérieur.

Sur la Fig. 17 nous avons porté les passages au plan médian de la configuration, qui ont entraîné la sortie immédiate de la particule par un miroir ou par le col. Les nombreux passages au plan médian, observés pour les diverses trajectoires calculées, permettent de préciser les zones correspondant aux sorties.

Sur la Fig. 18 nous avons tracé quelques passages successifs dans le plan médian de deux trajectoires dont les conditions initiales diffèrent de 0,01 cm. On constate, d'une part que les transferts $M_i M_{i+1}$ sont tels que la particule peut passer d'une zone quelconque à toute autre zone du diagramme. La possibilité de transfert s'étend autour de M_i dans un rayon :

$$M_i M_{i+1} = d$$

d étant le diamètre du grand cercle limitant le diagramme. Aucune direction de transfert ne semble privilégiée.

On constate, d'autre part qu'une particule occupe au passage au plan médian, au cours de sa capture, des positions réparties sur l'ensemble du diagramme. Deux trajectoires, même si leurs conditions initiales sont très voisines comme celles que nous donnons en exemple sur la figure, occupent des positions qui peuvent être très différentes dès le second transit.

Ces deux constatations suggèrent l'hypothèse que les particules considérées, si elles sont en nombre suffisant pour être représentatives de la population des particules capturées, couvrent de façon uniforme les différentes zones du diagramme. Ce qui correspondrait à une probabilité de sortie moyenne, pour les particules de la population, constante dans le temps.

S'il en est ainsi, en appelant P_r et P_M les probabilités de sortie radiale et de sortie aux miroirs, une population de N particules devrait vérifier :

$$\frac{dN}{dt} = -(P_r + P_M).N$$

soit :

$$N = N_o e^{-\frac{t}{\tau}}$$

avec :

$$\frac{1}{\tau} = P_r + P_M$$

L'ouverture du col varie avec l'excès d'énergie $\Delta E/E = \varepsilon$ par rapport à l'énergie minimale d'injection. La probabilité P_r est fonction de ε et tend vers zéro avec ε

L'ouverture des miroirs est peu modifiée par une variation faible de l'énergie. En première approximation P_M est indépendant de ε pour ε petit. Si l'on trace $\frac{1}{\tau} = P_r(\varepsilon) + P_M$ on aura, en extrapolant pour $\varepsilon = 0$ le temps de capture maximal de la population :

$$\tau = \frac{1}{P_M}$$

Remarquons que le faisceau reste organisé pendant deux transits (chapitre précédent). La loi exponentielle ne s'applique donc pas à cette phase de la capture. Les paramètres initiaux sont tels qu'ils assurent la capture pendant deux transits au moins.

b) Résultats statistiques

Pour chacune des énergies considérées $\Delta E/E$ = 1 %, 2 %, 4 % , nous avons calculé les trajectoires de 150 particules jusqu'à leur sortie de la configuration, sauf pour quelques unes qui sont capturées pendant plus de 300 m et pour lesquelles le calcul a été interrompu.

La décroissance exponentielle du nombre de particules en situation de capture est bien vérifiée pour chaque valeur de l'énergie (Fig. 19). L'échantillonnage des 150 trajectoires étudiées semble donc être bien représentatif de la population des particules capturées.

Sur la Fig. 19, nous avons porté en échelle semi-logarithmique le rapport N/N_o en fonction de la longueur du parcours effectué par la population des N particules capturées. L'exponentielle $N/N_o = e^{-\frac{L}{L_m}}$ est alors représentée par une droite de pente $-\frac{1}{L_m}$. L_m étant la longueur moyenne de capture d'une particule de la population. On en déduit la Fig. 20 où nous avons porté les longueurs de capture en fonction de l'énergie en pour cent au-dessus de l'énergie minimale de pénétration.

Le nombre des sorties radiales tendant vers zéro lorsque l'énergie devient égale à l'énergie minimale d'injection, nous avons obtenu la longueur de capture correspondant à $\Delta E = 0$ en extrapolant la courbe $L_m = f(\alpha)$ (Fig. 20).

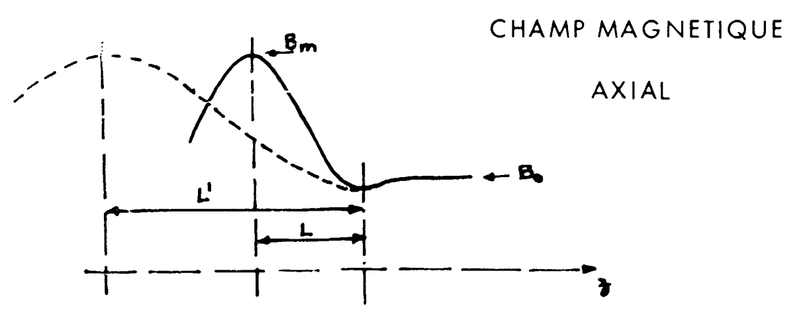
On peut conclure qu'un bon centrage du faisceau doit permettre, compte tenu de sa dispersion d'énergie, d'assurer une longueur de capture comprise entre 50 et 100 mètres. La largeur du faisceau pourra être de 1 cm et sa dispersion d'énergie d'environ 5 %.

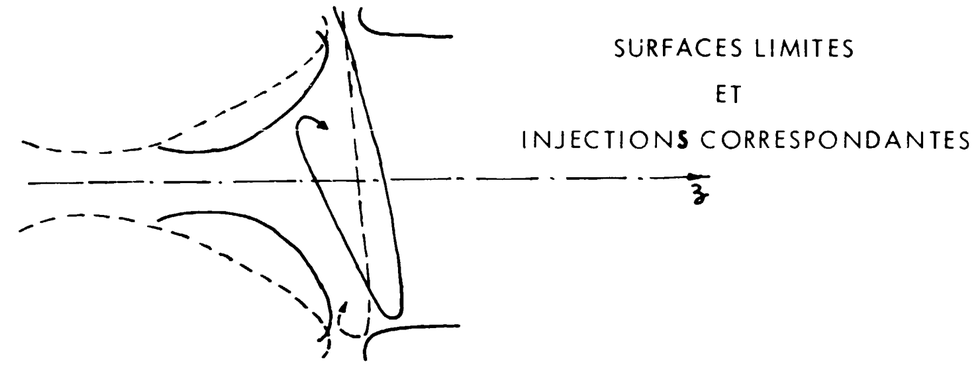
c) Adiabaticité du champ magnétique pour les ions moléculaires

La courbe de la Fig. 21 est caractéristique des variations du moment magnétique $\mu = \frac{1}{2} m v_\perp^2/B$ au cours d'un transit. Les passages dans les zones de réflexion ne sont pas adiabatiques. Il en résulte toujours une variation du moment magnétique (relevé, par exemple, aux passages successifs de la particule au plan médian de la configuration). Les variations résultant des passages dans la zone du miroir opposé à la zone d'injection sont, en moyenne au cours de la capture, beaucoup plus faibles que celles qui résultent des passages dans la zone miroir-injection (Fig. 22). La présence de zone d'injection, seule différence entre les deux zones de réflexion, modifie beaucoup l'adiabaticité des réflexions. Elle est la cause principale des transferts brusques et aléatoires qui occasionnent les sorties des particules.

S'il en est ainsi, la capture est limitée par le principe même de l'injection qui repose sur la non adiabaticité de la zone d'injection.

Pour vérifier ceci, tout en conservant l'injection conique, nous devons modifier l'adiabaticité des miroirs. Nous pouvons diminuer la "pente" dB_z/dz des miroirs comme le montre le schéma ci-dessous :





Le deuxième schéma montre que nous ne pouvons modifier le miroir proche de la zone d'injection sans modifier l'injection elle-même (elle devient d'autant plus "transverse" que le miroir est plus adiabatique).

Nous avons calculé une configuration qui ne diffère donc de la configuration précédente que par la "longueur" L' = 100 cm (voir schéma ci-dessus) du miroir opposé à la zone d'injection (L = 50 dans la première configuration).

Une statistique analogue aux précédentes a été faite dans cette configuration et n'a pas donné d'amélioration sensible du nombre de transits effectués en moyenne par une particule (14 pour $\Delta E/E$ = 2 %).

L'adiabaticité des miroirs n'est donc pas le facteur qui détermine de façon prépondérante la probabilité de sortie des particules. La brusquerie des transferts est due à la non-adiabaticité de la zone d'injection.

d) Spectre de répartition de l'énergie

Nous avons noté que les réflexions successives sur les miroirs désorganisaient le faisceau et produisaient une dispersion dans l'espace des vitesses.

D'autre part, une valeur du rapport $v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2$ supérieure à 0,5 est favorable à l'élimination de microinstabilités dues à l'anisotropie des vitesses.

Nous étudions la valeur de ce rapport au passage des particules au plan médian de la configuration.

Pour chacune des trois énergies considérées ($\Delta E/E = 1\ \%,\ 2\ \%,\ 4\ \%$) nous avons relevé plus de 2000 traversées du plan médian. Cette statistique permet de tracer un spectre de répartition des valeurs de $k = v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2$ pour l'ensemble des particules injectées.

Sur la Fig. nous avons tracé, en fonction de k , la densité de répartition $\frac{1}{N}\frac{\Delta N}{\Delta k}$ des 2000 points relevés pour l'énergie $\Delta E/E = 1\ \%$.

La valeur moyenne de k est de 0,505 pour $\Delta E = 1\ \%$ et 0,495 et 0,48, respectivement, aux énergies $\Delta E = 2\ \%$ et 4 %.

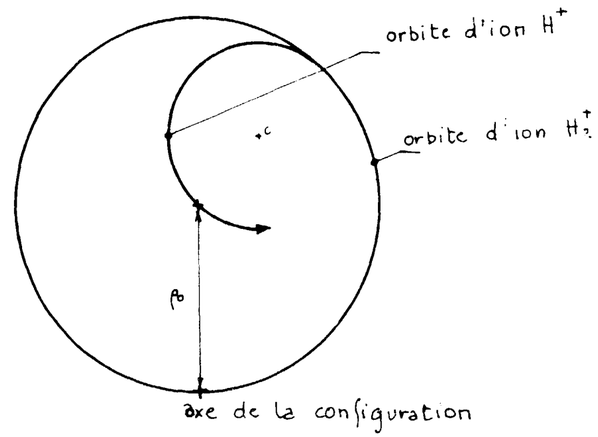
La Fig. 23 montre la distribution autour de cette valeur moyenne.

Au premier transit, le faisceau est encore organisé, ce qui explique le pic du spectre de répartition indiqué sur la Fig. 23. Le nombre moyen de transits étant de l'ordre de 15, l'effet de faisceau au premier transit est encore sensible.

C. Capture des ions atomiques - adiabaticité

La détermination statistique du temps de capture des ions atomiques ne nous est pas possible. En effet, en 300 m une proportion trop faible des particules injectées est sortie. Les sorties ne sont pas en nombre suffisant pour être significatives.

Les ions moléculaires H_2^+ injectés passent tous par l'axe de la configuration. La distance à cet axe du centre de giration des ions atomiques H^+, créés par dissociation, sera comprise entre $\rho_0/2$ et $3\rho_0/4$ comme l'indique le schéma ci-dessous (plan r, θ)



Nous étudions l'influence de la distance du centre de giration à l'axe dans la zone de champ uniforme sur l'adiabaticité de la trajectoire de l'ion atomique considéré.

Nous étudions ensuite l'adiabaticité d'ions H^+ créés à partir d'ions moléculaires CH_4^+ (rapport de masse 1/16).

a) Influence du rayon moyen de giration des ions atomiques sur leur adiabaticité

Le spectre de répartition de l'énergie est le même pour les ions atomiques et les ions moléculaires. En effet, les ions atomiques conservent au moment

de la dissociation les composantes de vitesse de l'ion moléculaire, car l'énergie de dissociation est faible devant l'énergie cinétique.

Nous avons calculé des trajectoires de particules ayant leur centre de giration dans la zone de champ uniforme à 3, 6 et 9 cm de l'axe. Pour chacun de ces trois ensembles, nous avons calculé 30 trajectoires dont les conditions initiales dans le plan médian de la configuration donnent aux protons H^+ un spectre de répartition de l'énergie identique à celui des ions moléculaires H_2^+.

La Fig. 24 représente les variations du moment magnétique, relevé à chaque passage au plan médian, pour une trajectoire caractéristique de chaque classe. On voit que l'adiabaticité est meilleure pour les ions qui restent proches de l'axe de la configuration. Les réflexions sur le miroir de droite changent très peu le moment magnétique ce qui, sur la figure, se traduit par un groupement par deux des points relevés. La seule différence entre les deux réflexions est constituée par la présence de la zone non adiabatique du col (le col est situé sur un rayon de 21 cm).

La variation de l'adiabaticité avec le rayon moyen de giration est donc due au passage des particules dans la zone du col.

Sur 30 trajectoires évoluant avec un centre de giration à 3 cm de l'axe aucune n'est sortie en 300 m. Sur 30 trajectoires avec $R_G = 6$ cm, deux trajectoires sortent après 156 m et 242 m de parcours dans la configuration. Les autres sont capturées pendant plus de 300 m.

Pour les trajectoires à $R_G = 9$ cm, la longueur moyenne de capture est de 350 m environ.

On peut conclure que la perte des particules par effet non adiabatique est rapide pour les ions orbitant à 9 cm de l'axe et que la capture constatée sur les populations de 30 trajectoires orbitant à 3 et 6 cm, ainsi que l'amélioration de l'adiabaticité avec la proximité de l'axe, permettent d'espérer une capture beaucoup plus longue.

b) Influence du rapport de masse des ions atomiques et moléculaires sur l'adiabaticité de la capture

Les ions atomiques H^+ constituant le plasma peuvent être obtenus à partir d'ions H_2^+ ou d'ions plus lourds CH_4^+. Les rapports de masse sont, respectivement 1/12 et 1/16.

Nous supposons que nous avons réalisé la capture des ions moléculaires H_2^+ ou CH_4^+ dans les mêmes conditions. On montre facilement que les trajectoires sont identiques, pour une même énergie des ions, si :

$$\vec{B}_1 = \sqrt{\frac{m_1}{m_0}}\,\vec{B}_0$$

$$\vec{v}_1 = \sqrt{\frac{m_0}{m_1}}\,\vec{v}_0$$

l'indice zéro étant relatif aux ions H_2^+, l'indice 1 aux ions CH_4^+.

Les protons issus de CH_4^+ auront une énergie E/16 et un rayon de giration de 0,4 cm.

30 trajectoires ayant un centre de giration à 9 cm de l'axe dans la zone uniforme (donc parmi les moins adiabatiques) ont été calculées. Aucune de ces trajectoires n'est sortie au bout de 300 m.

Les variations du moment magnétique sont inférieures à 2/1000 de la valeur initiale environ. En comparant ces variations à celles qui sont relatives aux protons issus de H_2^+ on voit que l'adiabaticité est fortement améliorée. La capture des protons issus de CH_4^+ doit être très longue

IV - MODÈLE A ÉLECTRONS A INJECTION CONIQUE

Pour vérifier les résultats de l'étude précédente, il a été décidé de réaliser un modèle de la configuration optimisée, permettant l'étude de la capture d'un faisceau d'électrons. L'échelle géométrique a été prise égale à 1.

A. Configuration magnétique du modèle

Nous déterminons les énergies et valeurs de champ, de façon à conserver les mêmes trajectoires géométriques parcourues à des vitesses différentes par les ions et les électrons. La condition nécessaire et suffisante est la conservation du rayon de giration en tout point

$$\frac{m v}{e B} = const$$

ce qui entraîne :

$$\frac{E_e}{E_i} = \frac{m_i}{m_e}\left(\frac{B_e}{B_i}\right)^2$$

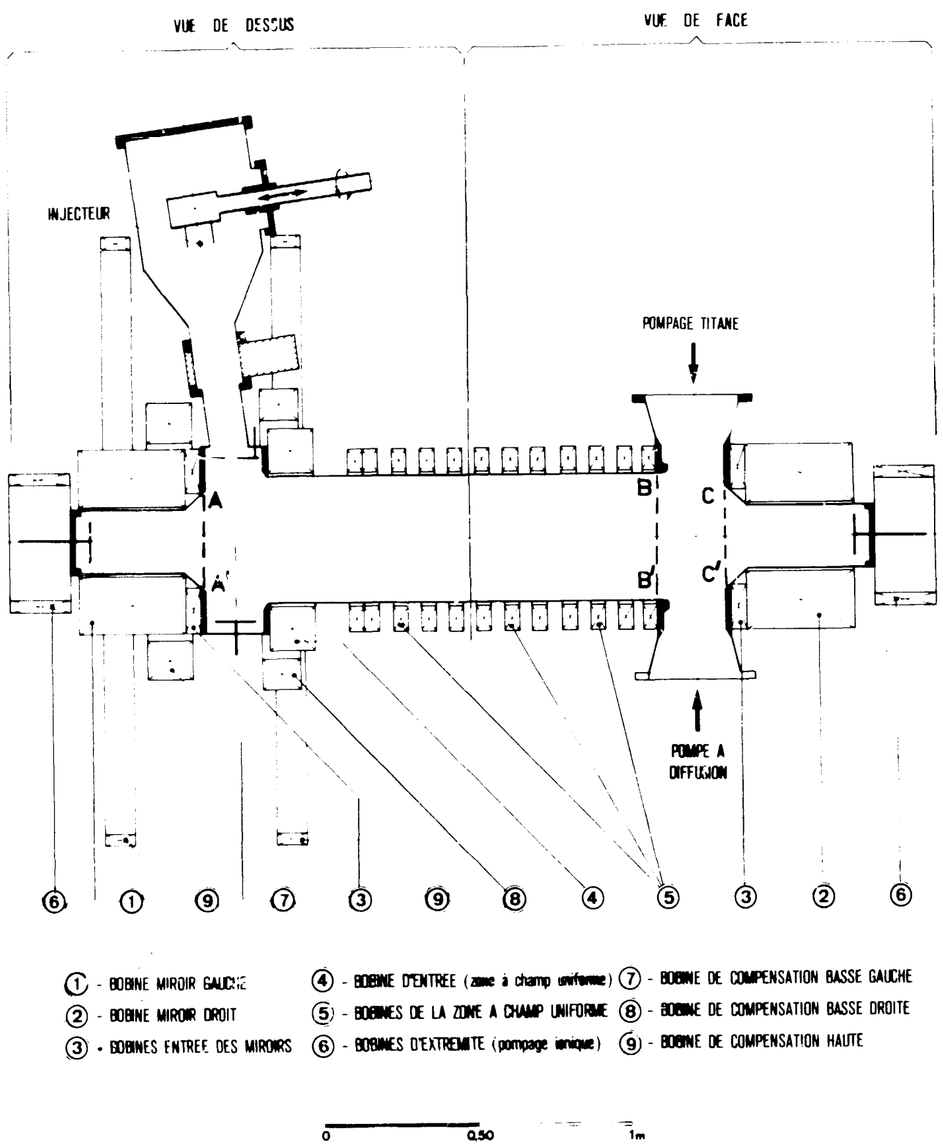
E énergie d'injection ion ou électron.

Cette relation conduit, en raison du rapport des masses, à des vitesses électroniques très grandes ou à des champs magnétiques faibles. Afin que le champ soit assez grand devant le champ terrestre, nous avons fixé l'énergie d'accélération à 10 keV, ce qui conduit à un champ au miroir de 150 Gs environ.

Nous indiquons les modifications géométriques apportées aux bobines de la configuration de base (étude théorique), puis la réalisation technologique.

a) Géométrie de la configuration

Le miroir voisin de la zone d'injection n'a plus une section rectangulaire comme le montre la figure de la page suivante. Ceci afin que la surface



MODELE A ELECTRONS
(SCHEMA)

limite à $\Delta E = +50$ % interdise nettement aux particules d'atteindre la paroi de l'enceinte à vide (voir équipotentielles de Störmer, page 98 et 99).

Les bobines de la zone uniforme ont été remplacées par une série d'éléments identiques, répartis de façon à réaliser avec la même précision un champ uniforme. Les éléments identiques rendent la construction plus économique et le montage plus simple.

Les miroirs sont, eux aussi, réalisés en éléments identiques et facilement amovibles.

Le tableau de la page suivante donne les caractéristiques complètes de la configuration pratique calculée.

Le projet a été établi pour une énergie d'injection des électrons de 10 keV. Le champ dans la zone uniforme est de 51 Gs, ce qui assure un diamètre de giration des électrons de 13,2 cm. Le rayon de giration des ions moléculaires dans la même zone était de 12,2 cm.

b) Technologie des bobinages

L'ensemble des bobinages comprend 23 bobines. Les deux bobines "miroir gauche" et "miroir droit" étant elles-mêmes subdivisées respectivement en 7 et 6 sections indépendantes, toutes identiques.

Toutes les bobines de la configuration principale (20 bobines) sont alimentées en série, le fil utilisé a été choisi de section suffisamment grande ($\varnothing$ = 2 mm) pour que la densité de courant reste faible (environ 1 A/mm^2 pour créer le champ correspondant à une énergie d'injection de 10 keV) et, d'autre part, pour que la tension d'alimentation nécessaire soit faible (300 V pour toutes les bobines en série).

R_i : rayon intérieur de bobine

R_e : rayon extérieur de bobine

L : longueur

NI_{th} : Ampères - tours théoriques

NI_r : Ampères - tours réalisés

Désignation	R_i	R_e	L	abscisse du centre	NI_{th}	NI_r
Bobine miroir gauche	11	29	35	5	6672	6679
Bobine miroir droit	11	29	30	223	5719	5725
Bobine entrée miroir G	15	29	5	25	1072	1079
Bobine entrée miroir D	15	29	5	205,5	1072	1079
Entrée zone uniforme	21	35	15	57,5	2320	2324
Zone uniforme 12 bobines	21	29	5	79,5	387	393
	21	29	5	84,5	387	393
	21	29	5	94,5	387	393
	21	29	5	103,5	387	393
	21	29	5	112,5	387	393
	21	29	5	121,5	387	393
	21	29	5	130,5	387	393
	21	29	5	139,5	387	393
	21	29	5	149,5	387	393
	21	29	5	158,5	387	393
	21	29	5	167,5	387	393
	21	29	5	175,5	387	393
Bobine extrêmité gauche	18	22	20	- 27,5	555	561
Bobine extrêmité droite	18	22	20	257,5	555	561
Compensation de pot. G	31	43	15	17,5	- 1895	- 1901
Compensation de pot. D	37,5	47,5	12	53,75	- 1263	- 1268
Compensation de flux G	92	96	10	0,5	- 93	- 93
Compensation de flux D	92	96	10	56,5	- 93	- 93

Les bobines sont alimentées en série, leurs ampères-tours respectifs sont déterminés par leurs nombres de spires. Le courant nominal est de 3,3 A.

Les sections des bobines, prévues pour une injection d'ions à 200 keV, sont importantes. Pour le modèle à électrons, les sections de cuivre nécessaires sont faibles. Les enroulements sont constitués par des couches jointives séparées par des intervalles entre couche de 7,5 à 20 mm selon les plans fournis pour chaque bobine.

Les bobinages sont réalisés entre des flasques en duralumin de 4 mm d'épaisseur. L'isolement par rapport aux flasques est de 500 V, l'isolement entrées et sorties est seulement de 200 V. Aucune tenue en température particulière n'est nécessaire ($T < 80$ °C).

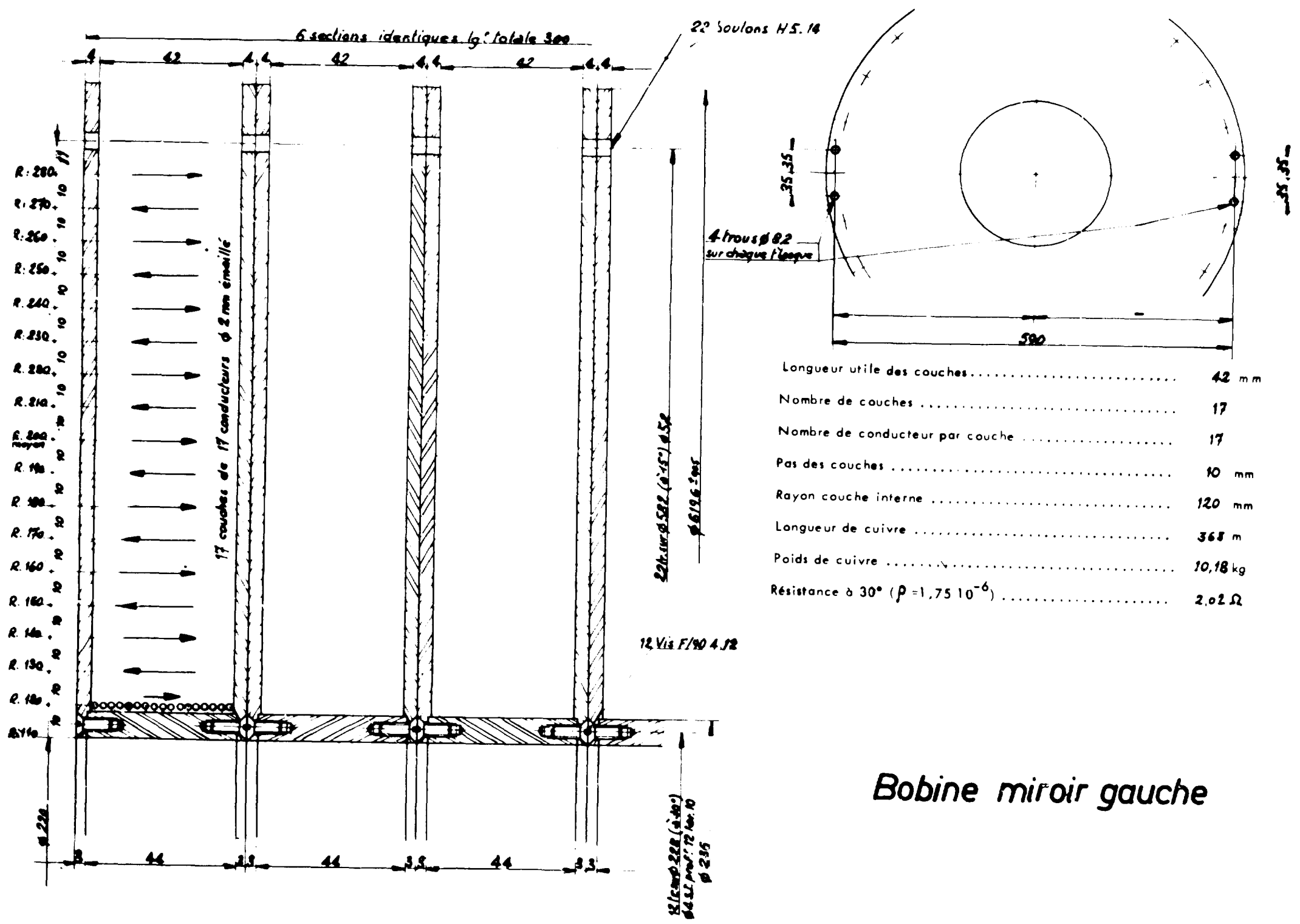
La longueur (selon oz) des bobines est la longueur de la bobine théorique diminuée de deux épaisseurs de flasque. Le nombre de couches et de spires par couche est alors déterminé pour chaque enroulement de façon à réaliser au plus près, pour un courant de 3,3 A, le nombre d'ampères-tours théorique.

Le fil choisi est du fil émaillé standard ($\varnothing$ = 2 mm sur cuivre, $\varnothing$ = 2,06 mm compte tenu de l'émail). Sa résistance au mètre est de $5{,}6.10^{-3}\,\Omega$ à 30 °C ($\rho = 1{,}57.10^{-6}\,\Omega$ /cm). Le poids au mètre est d'envrion 28 grammes.

Le calcul de chaque bobine comprend ensuite une détermination du poids de cuivre et de la résistance électrique.

Le tableau des caractéristiques de la configuration réalisée, ainsi qu'un exemple de bobinage sont donnés dans les pages suivantes.

N°	Nbre de couches	Nbre de spires par couche	rayon de la 1ère couche (mm)	Pas des couches (mm)	Longueur de fil (mm)	Poids de cuivre (kg)	Longueur utile par couche (mm)	Résistance électrique Ω	Nbre exemp. iden.
970 b1 7 bobines identiques	17	17	120	10	363	10,18	42	2,02	13
970 b2 6 bobines identiques	17	17	120	10	363	10,18	42	2,02	
970 b3	18	18	157,5	7,5	450	12,61	42	2,51	2
970 b4	11	64	220	12,5	1250	35,03	142	6,96	1
970 b5	7	17	220	10	187	5,24	42	1,04	12
970 b6	2	85	140	20	214	6,00	192	1,19	2
970 b7	9	64	322,5	12,5	1350	37,83	142	7,52	1
970 b8	8	48	385	12,5	1035	28,98	117	5,76	1
TOTAUX b1 à b8					11926	334,28		66,38	
970 b9	2	40	940	20	477,5	13,38	92	2,66	2



Bobine miroir gauche

Pour faciliter le branchement électrique, les entrées et sorties sont faites sur le rayon extérieur de la bobine. Le sens des enroulements a été repéré sur les faces extérieures de la bobine.

c) Alimentation

Le modèle nécessite deux alimentations. L'une pour la configuration principale de 20 bobines en série. Les bobines de compensation de potentiel sont comprises dans cet ensemble. La compensation de flux utilisera une alimentation séparée afin que l'on puisse ajuster ou faire varier les conditions d'injection.

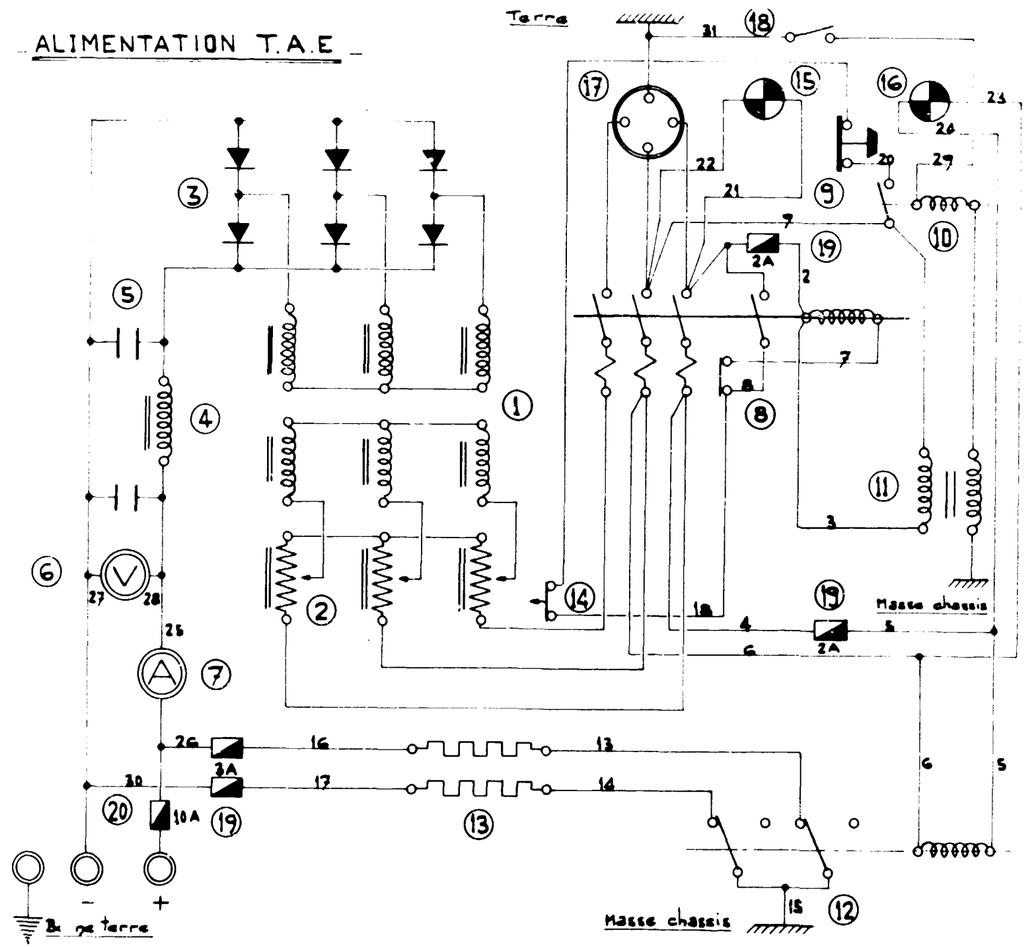
Alimentation principale

La résistance totale des bobinages en série est de 66,38 Ω. La tension nécessaire est U = 292 V. Pour se réserver une souplesse suffisante à une extension ultérieure du modèle, extension autorisée par la faible densité de courant actuelle, nous choisissons une alimentation capable de débiter 10 A sous une tension nominale de 500 V. La tension continue est produite par le redressement deux alternances sur les trois phases du triphasé 50 Hz - 220 V

Les caractéristiques de l'alimentation T.A.E. décrite par le schéma de la page suivante sont :

- alimentation triphasée 220 V, 50 Hz
- tension de sortie réglable de façon continue de 0 à 500 V
- puissance maximale 5 kW
- ondulation maximale ± 1 % sur toute la gamme de puissance, sur résistance inférieure à 100
- mesures : voltmètre et ampèrementre, précision 1 %
- protection de court-circuit à la sortie, de défaut de masse.

L'appareil ne fonctionne que si les panneaux de sécurité qui l'entourent sont placés.



1. Transformateur.
2. Variateur de réglage Whg³.
3. Diodes au silicium 1,5 pmf 100.
4. Self de filtrage.
5. Condensateurs 4,7 Mf.
6. Voltmètre 600V. cl. 190 nc 2 pge.
7. Ampèremètre 15 A.
8. Contacteur disjoncteur.
9. Interrupteur à clé arrêt d'urgence.
10. Relais de terre.
11. Transformateur de sécurité 24 V.
12. Relais de c.c du filtrage.
13. Résistances de décharge.
14. Micro-contact remise à zéro.
15. Lampe secteur.
16. Lampe marche.
17. Prise de courant secteur.
18. Contact de sécurité 6 panneaux.
19. Fusibles de protection.
20. Fusibles continu.

Alimentation de la compensation de flux

Le courant nominal de la compensation de flux pour une énergie de 10 keV est de 1,18 A.

La résistance des deux bobines en série est de 5,32 Ω

La tension nécessaire est de 6,2 V

Nous donnons à la page suivante le schéma de principe de l'alimentation LMM utilisée. Ses caractéristiques sont :

- alimentation : 220 V, 50 Hz
- intensité variable de 0 à 14 A
- tension variable de 0 à 30 V

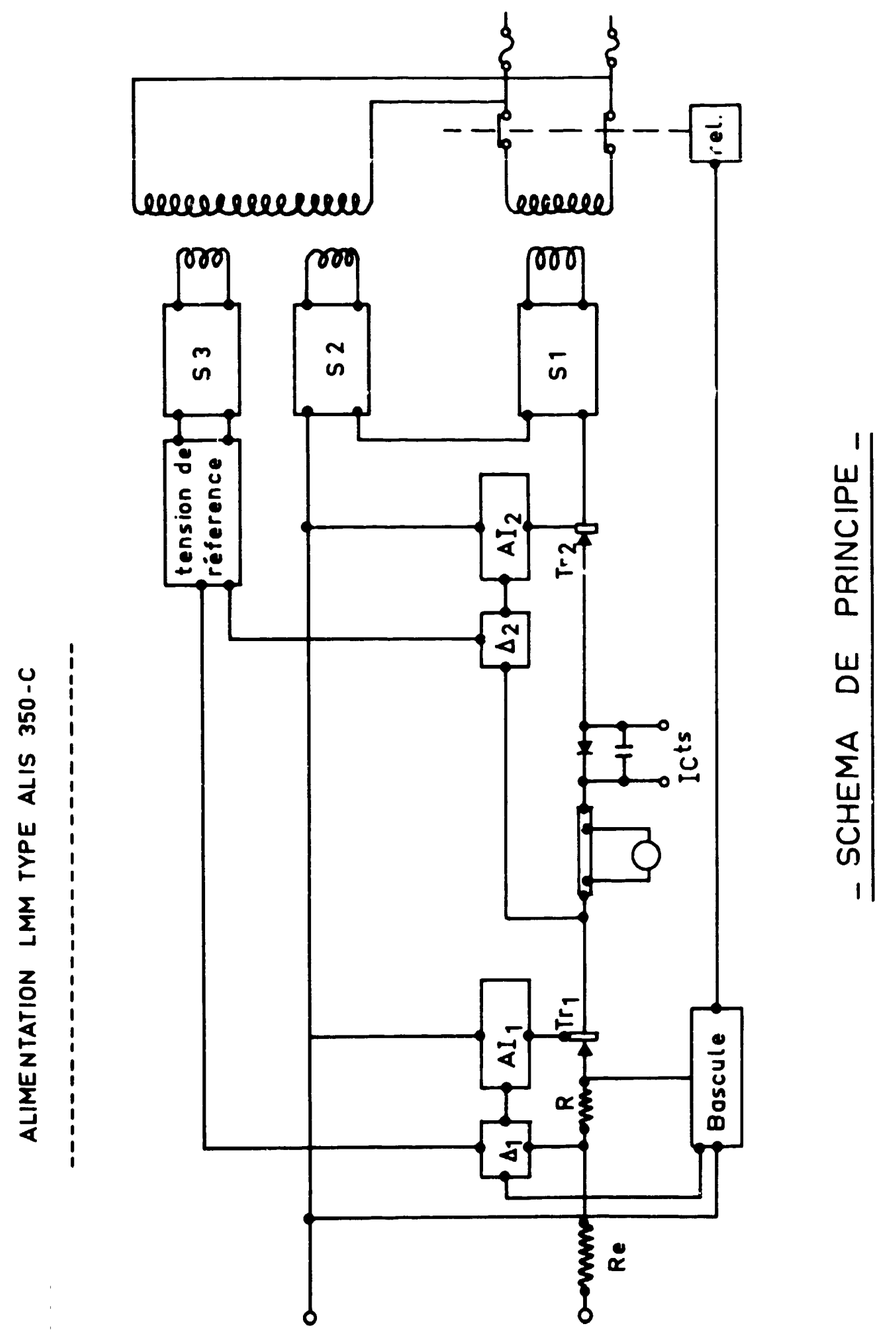
B. Technique du vide

a) Enceinte à vide

L'enceinte est en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur dans les parties cylindriques, et de 2 cm sur les couvercles de grande section. Elle repose sur le chassis du modèle au niveau de la zone d'injection d'une part et du bloc de pompage principal d'autre part

Elle permet un montage et des modifications relativement faciles de l'ensemble des bobines. Elle est constituée de cinq parties principales (schéma page 66) :

- un embout support de miroir gauche (à gauche du plan AA')
- une enceinte zone d'injection - zone uniforme (entre les plan AA' et BB')
- une enceinte bloc de pompage principal (entre les plans BB' et CC')
- un embout support de miroir droit (à droite du plan CC')
- une enceinte d'injecteur latérale.



- SCHEMA DE PRINCIPE -

Les bobines, exceptée la compensation de flux et les bobines de sortie de champ, sont fixées par calage sur l'enceinte à vide, leur diamètre étant alors supérieur de 10 mm à celui de l'enceinte.

Dans la zone d'injection, sept brides (ouvertures Ø 100) permettront l'introduction de sondes (voir plans). Six brides existent aussi sur l'enceinte bloc pompage (BB' - CC'). Les embouts de l'enceinte sont également fermés par des brides amovibles.

L'enceinte de l'injecteur est séparée de l'enceinte principale par une vanne à tiroir. Ceci afin de permettre l'intervention sur le canon à électrons sans faire d'entrée d'air dans l'enceinte principale Cette enceinte d'injecteur présente une ouverture (Ø 410) fermée par bride.

b) Pompage

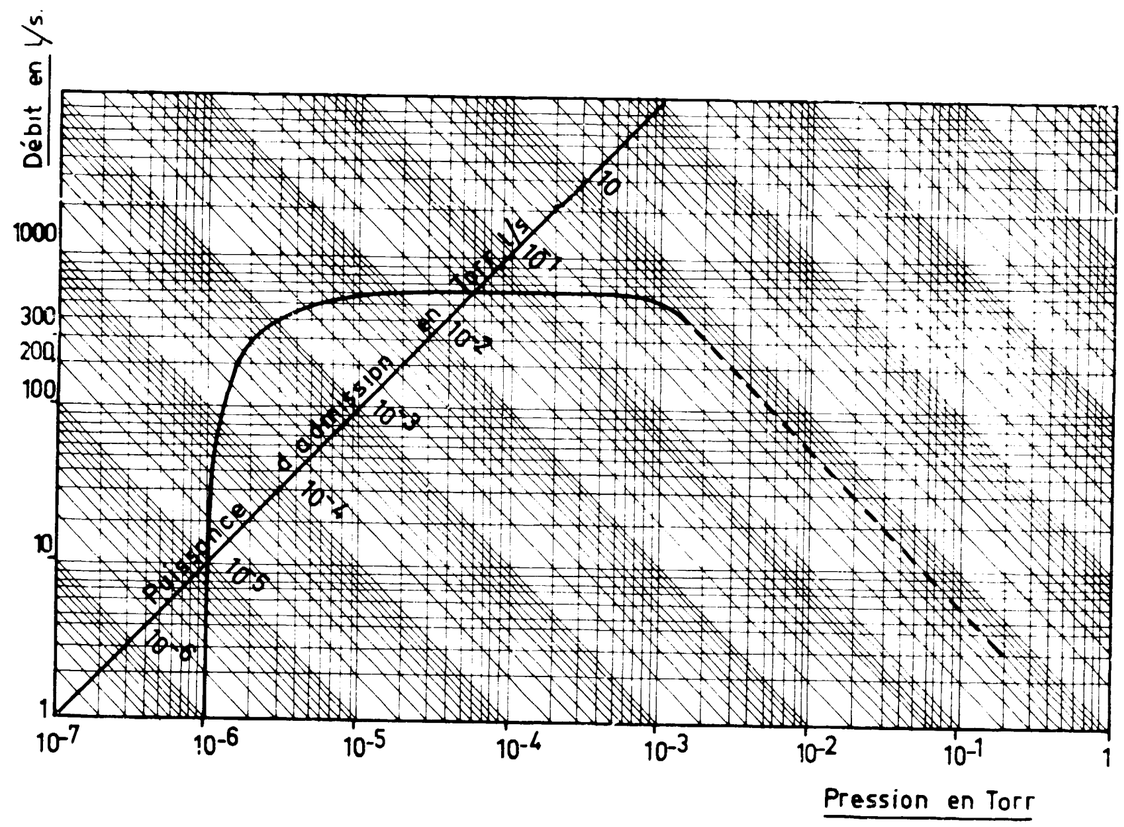
L'ensemble de pompage (voir page 78) comprend pour l'enceinte principale :

- une pompe primaire de 40 m^3/H
- une pompe secondaire à diffusion de 2000 $l.s^{-1}$
- un piège à azote liquide
- une pompe à dépôt de titane (environ 5000 $l.s^{-1}$)

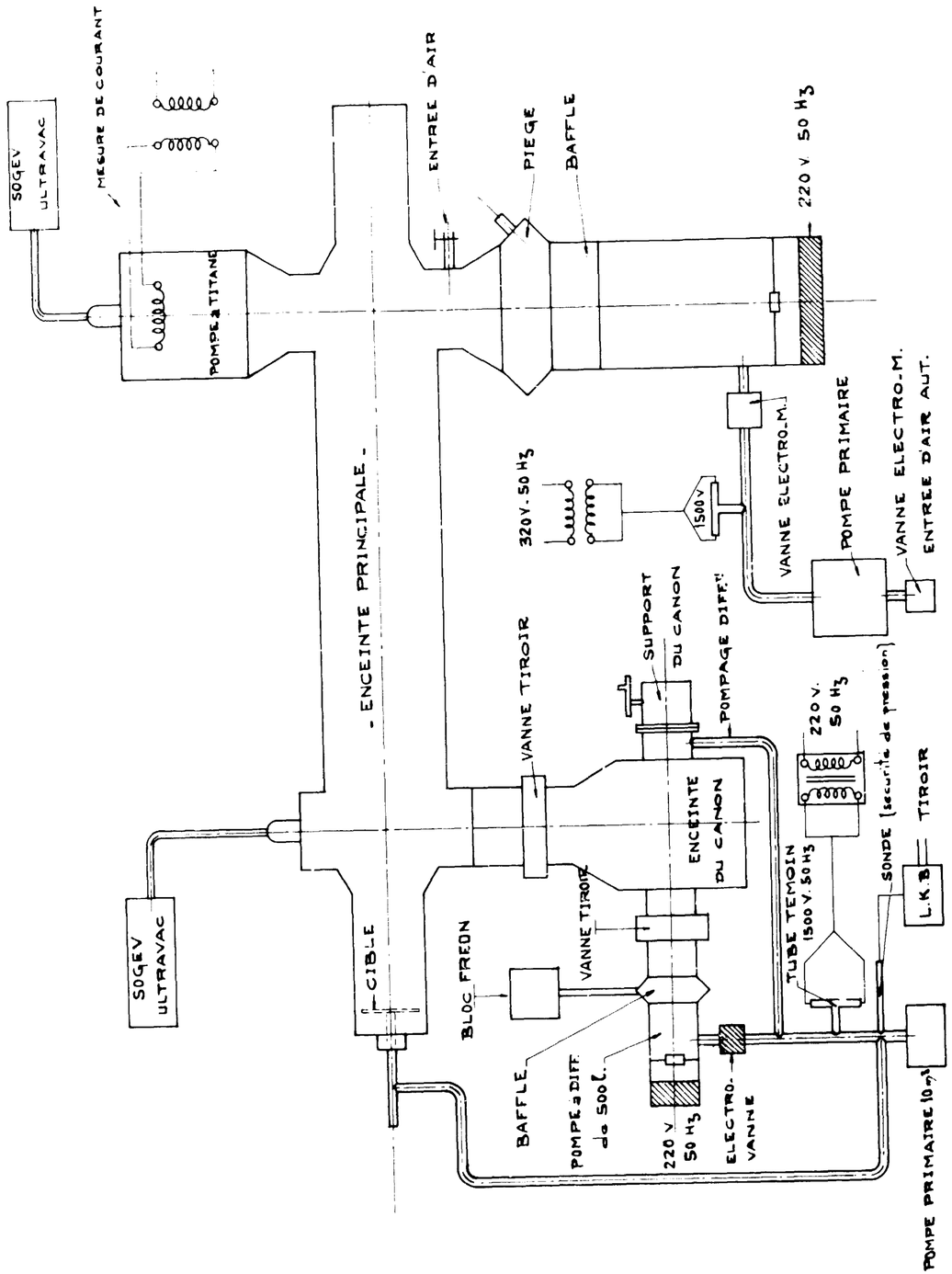
et pour l'enceinte d'injecteur :

- une pompe primaire de 10 m^3/h
- une pompe secondaire à diffusion de 500 $l.s^{-1}$
- un piège refroidi par un bloc frigorifique

Les pompes à diffusion (caractéristiques page suivante) fonctionnant avec l'huile à base de silicone DC 705, qui ne s'oxyde pas et se condense



POMPE A DIFFUSION SOGEV D.150.H.310 (500 l.)
(huile D.C.704)



plus facilement que l'huile DC 704 du constructeur. La pompe à titane fonctionne par vaporisation à partir d'un filament de titane à chauffage direct (120 A, 40 V, une minute) et condensation des vapeurs sur les parois refroidies par azote liquide.

Nous pouvons estimer approximativement la pression et le libre parcours moyen des électrons.

Le débit de dégazage de l'acier inox en l'absence de faisceau est de l'ordre de 2.10^{-8} torr $l.s^{-1}$ après une dizaine d'heures de pompage. La surface de l'enceinte étant d'environ 5 m^2 cela conduit à un flux gazeux de 10^{-3} torr $l.s^{-1}$ ou, pour 10^{-6} torr, à un débit de 1000 $l.s^{-1}$.

En l'absence de faisceau nous devons donc atteindre le vide limite des pompes à diffusion lorsque la pompe à titane ne fonctionne pas ($\sim 10^{-6}$ torr). La pompe à titane doit abaisser ce vide d'un ou deux ordres de grandeur.

En présence du faisceau, nous avons une nouvelle source de gaz due à l'impact des électrons sur les parois de l'enceinte (100 µA ; $0,5.10^{15}$ el/s). Cette source peut être estimée à quelques 10^{-3} torr $l.s^{-1}$.

Le débit des pompes à diffusion et à titane est à 10^{-6} torr d'environ 5000 $l.s^{-1}$, compte tenu des conductances. Un vide de 10^{-6} devrait donc être maintenu malgré la nouvelle source de gaz.

La section efficace de choc des électrons sur l'azote à 10 keV est de 10^{-17} cm^2 environ. Un vide de 10^{-6} torr permet un libre parcours moyen de :

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} = 28000.\ m.$$

Le parcours moyen des électrons dans la configuration étant de 50 à 100 m, les chocs sur le gaz résiduel sont pratiquement inexistants à 10^{-6} torr.

c) Circuits de refroidissement

Le schéma de la page suivante représente les circuits de refroidissement par eau. Le débit d'eau assuré par deux canalisations principales est de 20 l/mn

Un groupe frigorifique au fréon refroidit le piège de la pompe à diffusion de l'injecteur. Sa puissance électrique est de 800 W.

Le bloc de la pompe à diffusion principale contient un piège refroidi à l'azote liquide.

d) Sécurités - Appareils de mesures

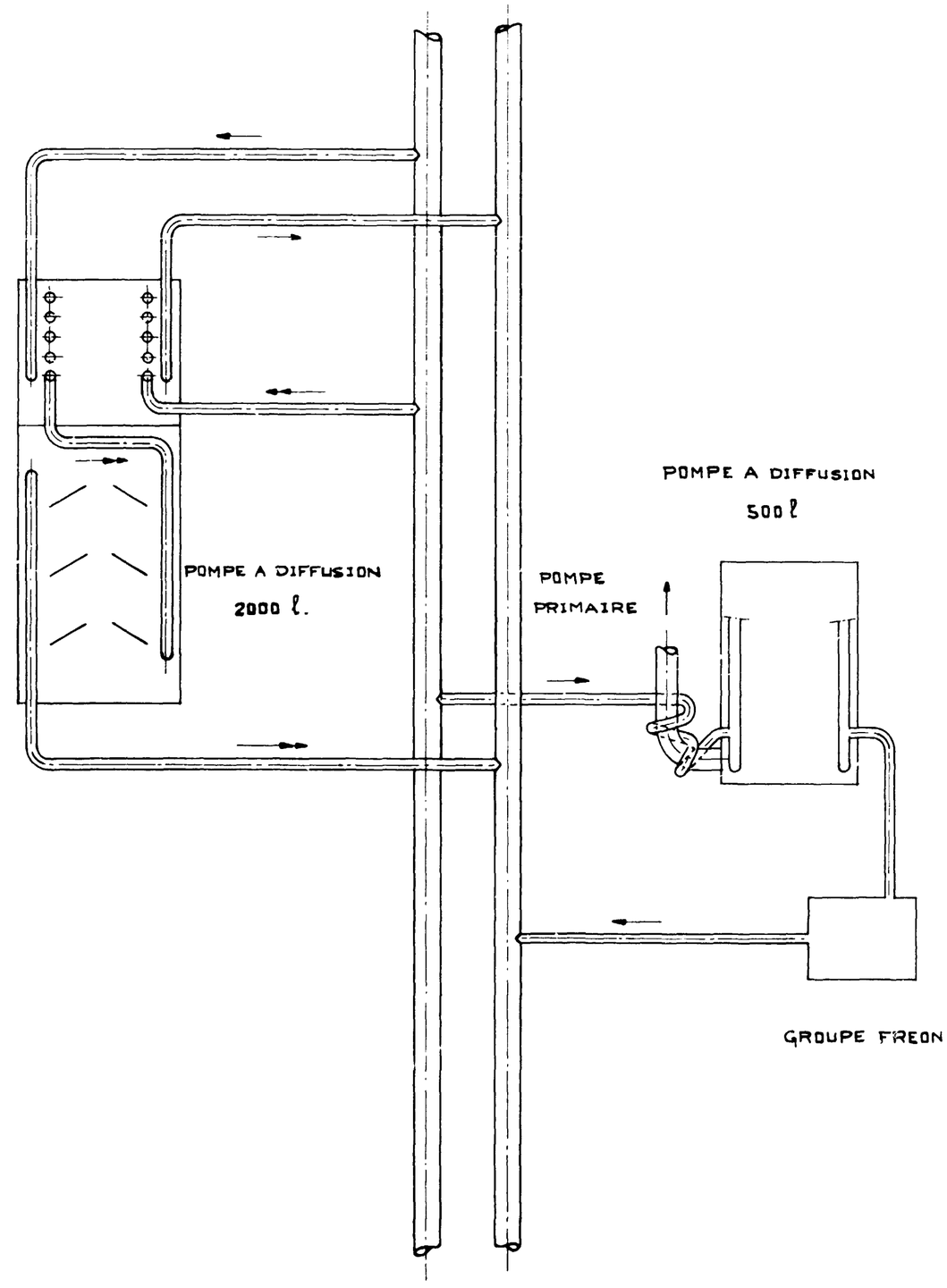
Des vannes électromagnétiques VMDI séparent les 2 pompes primaires des pompes secondaires à diffusion. En cas d'arrêt de fonctionnement des pompes primaires ou du secteur, ces vannes se ferment et protègent les pompes à diffusion. (voir page 78)

Des thermostats bi-lames, fixés au corps des pompes à diffusion, coupent leurs alimentations si leur température devient trop élevée (40 °)

Des sondes thermiques, branchées sur les circuits de vide primaire, permettent, par l'intermédiaire d'un appareil de mesure de pression LKB, de déclancher un relai commandant l'alimentation générale des pompes.

Une mesure du courant du filament de titane (150 A) est effectuée par transformateur et ampèremètre.

En outre, un pompage différentiel primaire est effectué sur les joints du support de canon. Il peut être effectué sur les supports mobiles des cibles de diagnostic. (voir D, a)



Les mesures de pression sont faites par des sondes à ionisation, associées à des blocs électroniques SOGEV, ULTRAVAC. Le vide primaire est signalé par des tubes témoins alimentés sous 1500 V, 50 Hz par transformateur.

e) Alimentation

L'ensemble de pompage a une puissance électrique de 3 kW environ. La puissance installée sous 220 V, 50 Hz est de 8 kW.

Un ensemble de relais permet la commande et la signalisation par voyants du fonctionnement des appareils et des sécurités.

C. Canon à électrons

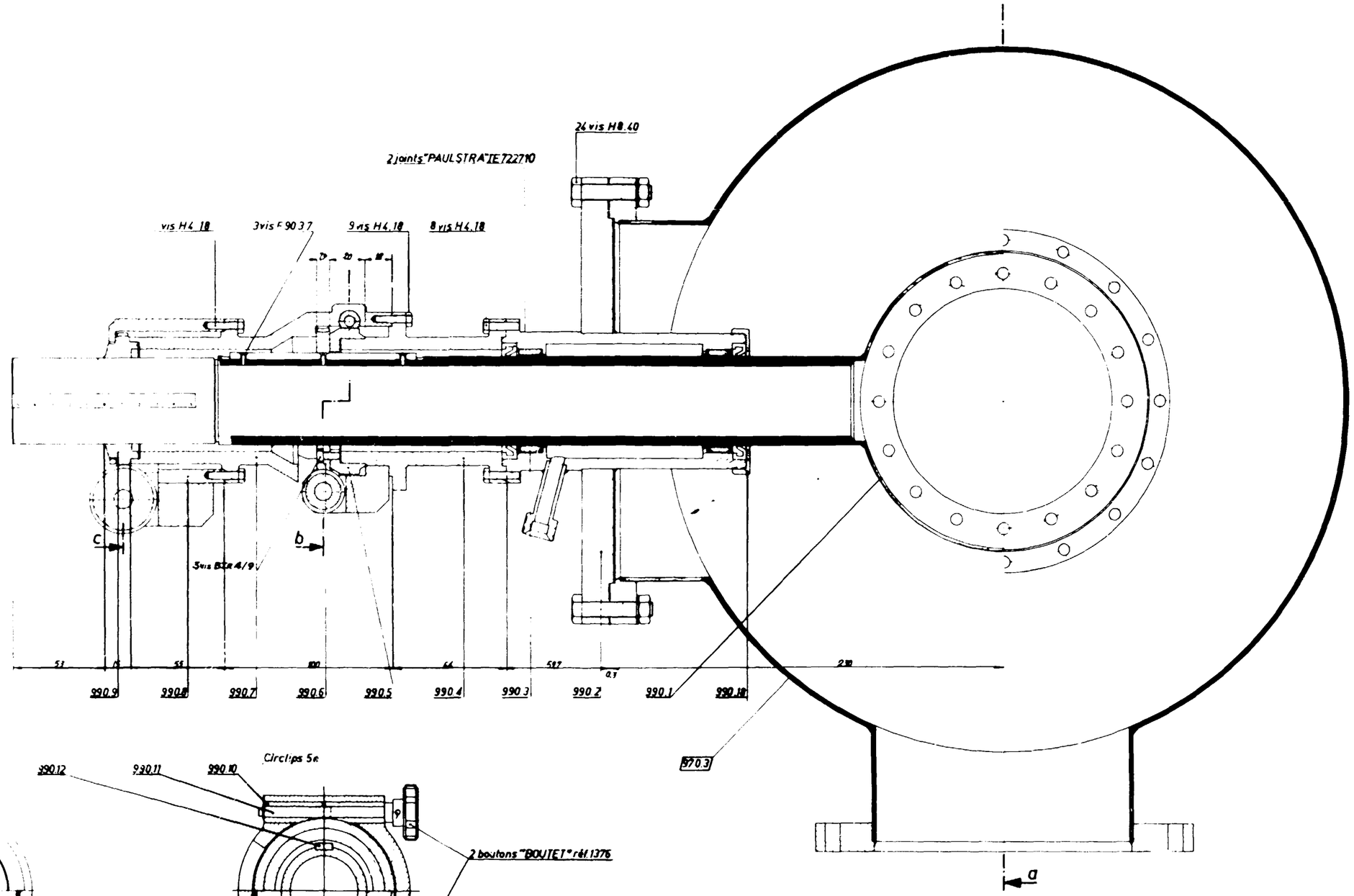
Les figures des pages 83 et 84 représentent le canon que nous avons réalisé et ses alimentations. Des essais ont été faits sur un montage provisoire.

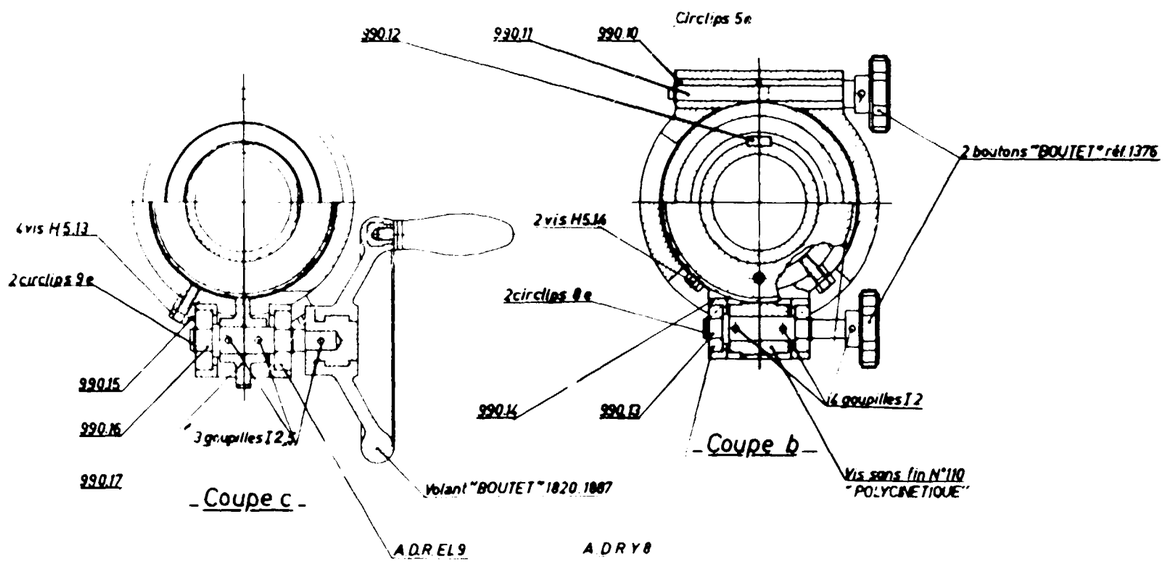
Le canon comprend :

- un filament en tungstène constitué par un fil de 0,2 mm de diamètre, enroulé en spirale plane. Le chauffage est direct (7 A, 12 V continus) ;
- un extracteur (voir figures pages suivantes) ;
- une optique constituée par trois cylindres coaxiaux.

Pour une tension d'accélération de 10 kV, avec un chauffage de 7 A sous 12 V, la tension optimale de l'extracteur est de 700 V et la tension d'optique de 3 000 V. On obtient alors un courant de 150 µA sur une cible de 1 cm^2 à 1 m.

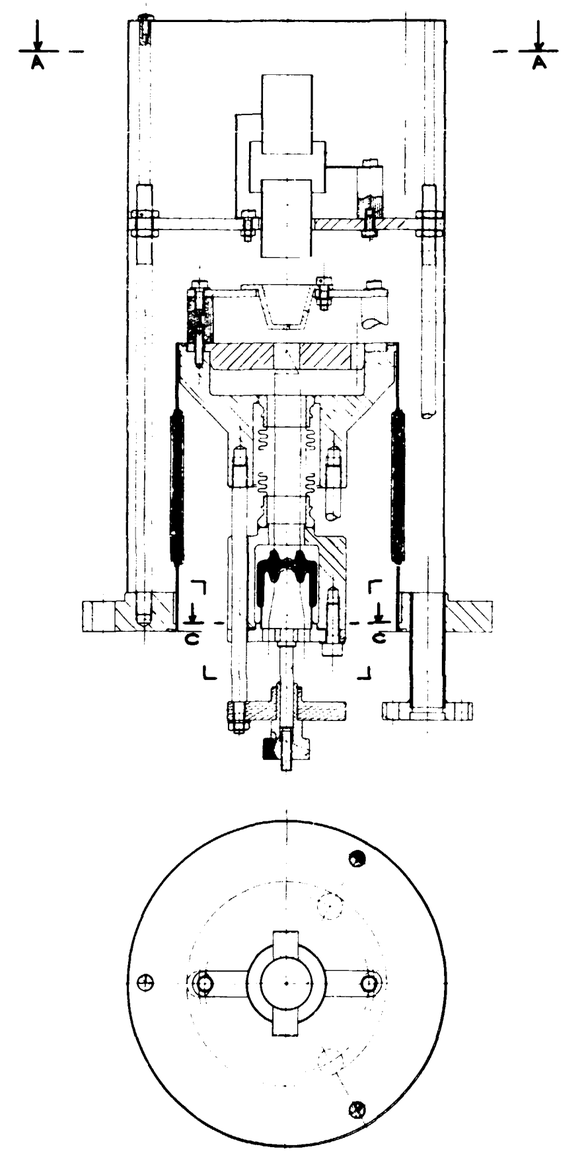
Le faisceau entier étant divergent, le canon a été monté sur le modèle à électrons avec un diaphragme (trou de 5 mm) placé à 20 cm du filament. On obtient un faisceau de 100 µA sur 1 cm^2 à 1 m.





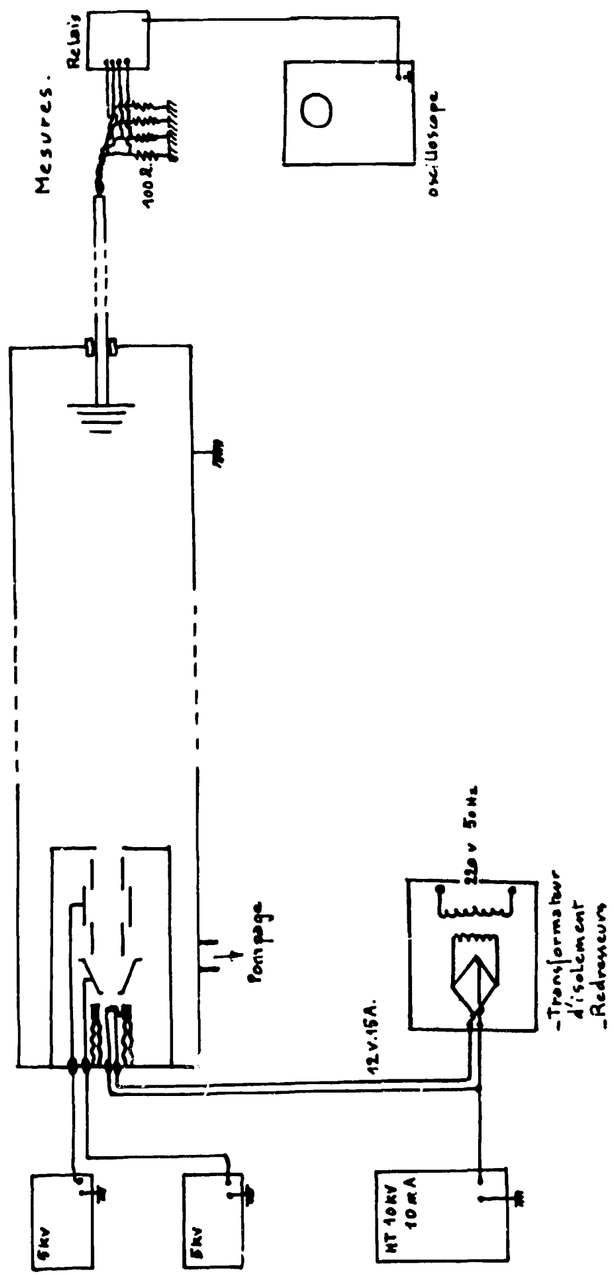
SUPPORT DE CANON REGLABLE

2 Tiges filetées ø x 8 pas 0,60
N° 12 - 2 Ecrous H. 3



-COUPE A-

-CANON A ELECTRONS-



SCHEMA DES ALIMENTATIONS DU CANON A ELECTRONS

a) Support du canon - Déplacement

La position théorique de la source doit être vérifiée expérimentalement. Le canon est donc mobile autour de la position prévue théoriquement.

Un déplacement dans le plan r, z (voir Fig. page 66) permettra de trouver la position qui assure la pénétration lorsque les autres conditions sont réunies. La direction d'injection n'est pas rigoureusement perpendiculaire à l'axe, comme l'indique la figure de la page 66 . Le déplacement du canon se fait perpendiculairement à la direction d'injection. La course est de 10 cm. Le positionnement est fait par vis micrométrique et la lecture par vernier.

Un déplacement angulaire autour de ce premier axe de déplacement permettra d'ajuster la vitesse V_θ ou d'étudier son influence (en principe, ici $V_{\theta_0} = 0$).

La tenue du vide est assurée par deux joints PAULSTRA IE 7227 10

Le support du canon est représenté sur la figure de la page suivante.

b) Coupure du faisceau

La coupure du faisceau est assurée par une impulsion de tension de 2000 V appliquée sur l'extracteur.

La rapidité du temps de montée en tension est assurée par des relais ultra-rapides (5 ns).

En fonctionnement sur le canon lui-même, nous avons relevé un temps de montée de 0,2 µs.

Cette impulsion est déclenchée par une impulsion délivrée par l'oscilloscope qui sert à la mesure des courants de fuites (miroirs et col) à chaque retour du spot.

D. Moyens de diagnostic

a) Electrodes

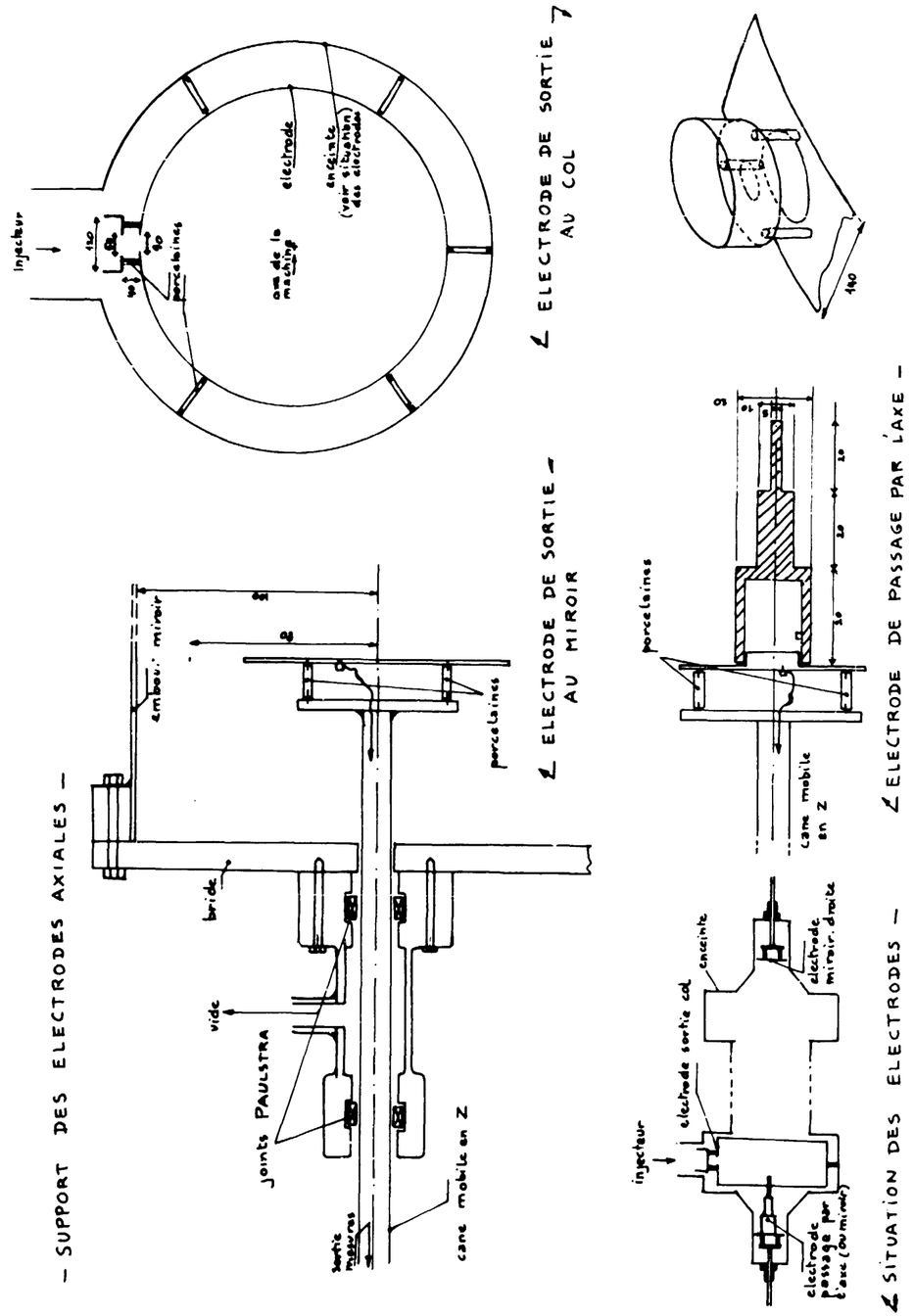
La figure de la page suivante donne la position des différentes électrodes permettant les mesures de courant dans le modèle à électrons.

Une électrode axiale, mobile en z , permet l'ajustement de la condition $V_\theta = 0$ sans champ magnétique (mobilité en θ du canon) et la condition $P_\theta = 0$ avec champ magnétique (passage par l'axe). Cette électrode présente trois diamètres différents comme le montre la figure page 87 afin de faciliter la recherche du passage par l'axe et, éventuellement, la détermination de la distance du faisceau à l'axe.

Elle permettra de déterminer la valeur des courants fermant le col à des particules d'énergie donnée.

A la sortie des deux miroirs sont placées deux électrodes (disques de 16 cm de diamètre), perpendiculaires à l'axe de la configuration. La capacité de ces électrodes par rapport à l'enceinte à la masse a été mesurée sur un montage annexe. Elle est de 25 pF. Ces électrodes sont destinées à la mesure des courants de fuite au miroir.

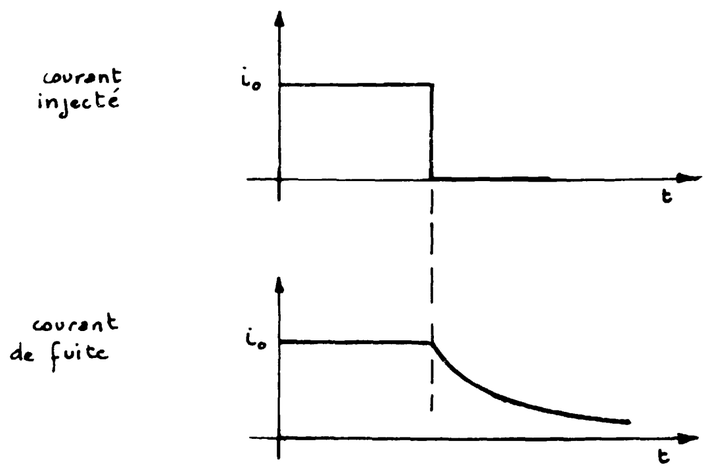
Dans la région du col (voir page 87), une électrode cylindrique est destinée à la mesure du courant de fuite au col. Une cuvette, représentée sur la figure de la page , sert de protection à l'électrode elle-même qui ne doit recueillir que le courant de fuite. La capacité de cette électrode par rapport à la masse est de 20 pF.



b) Mesure du temps de vie des électrons

Si l'on établit un courant permanent injecté i_o et qu'on le coupe dans un temps très court devant le temps de vie des électrons dans la configuration, le courant de fuite total (miroirs + col) doit décroître exponentiellement depuis sa valeur de régime i_o

$$i = i_o e^{-\frac{t}{\tau}}$$



De même, on peut observer l'exponentielle qui correspond à l'établissement du courant de fuite permanent i_o.

c) Electronique

Pour des électrons de 10 keV, le temps de séjour dans la configuration est de l'ordre de la µs. Il est donc souhaitable de pouvoir atteindre des fréquences de 10 MHz.

Le courant injecté doit aussi atteindre une valeur minimale. En effet, les signaux sont recueillis sur les électrodes que nous avons décrites. Leur capacité par rapport à l'enceinte est de 20 à 30 pF.

La résistance d'entrée de l'électronique de mesure doit donc être de l'ordre de :

$$R_e = \frac{1}{C.f} \simeq 1000\ \Omega$$

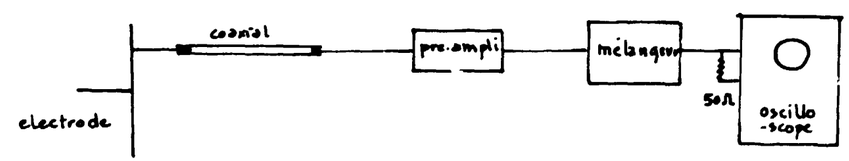
Le signal dû au bruit de fond est de 10 µV environ. Si l'on veut obtenir un rapport signal sur bruit supérieur à 10 il faut :

$$V_{signal} > 10^{-4}\ V$$

$$I_{signal} > \frac{V_s}{R_e} = 10^{-7}\ A.$$

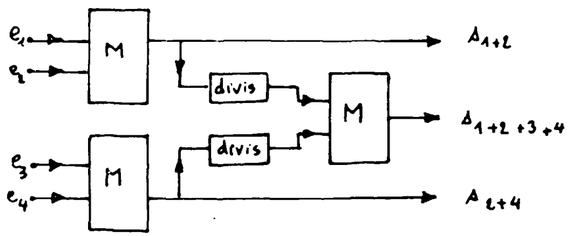
Chaîne de mesure

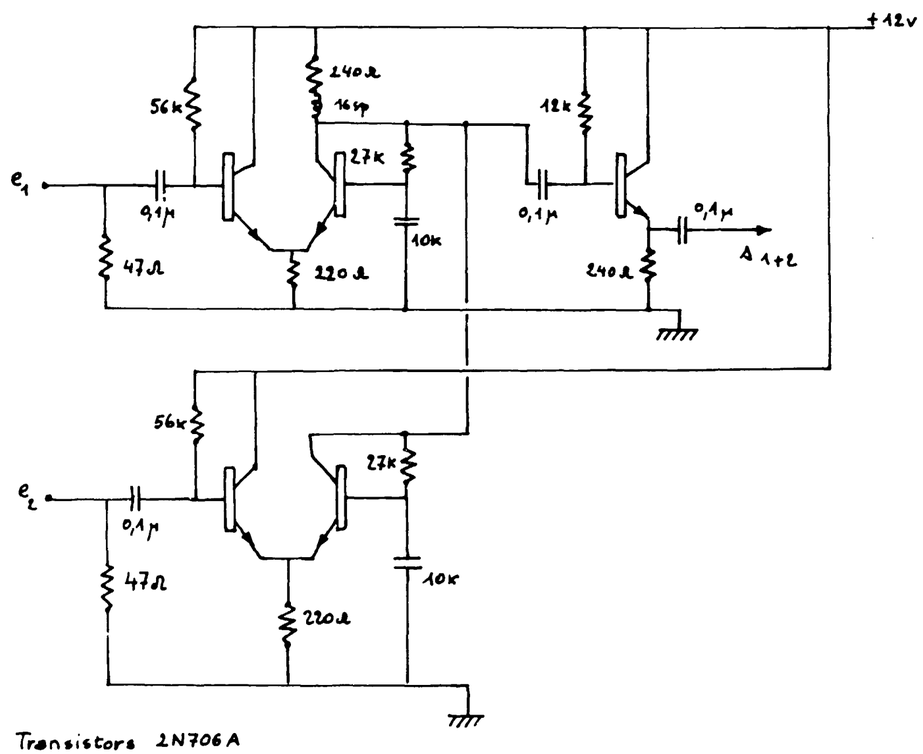
Le schéma ci-dessous représente la chaîne de mesure utilisée :



- un coaxial de 50 Ω d'impédance itérative
- un préamplificateur à transistors : bande passante 12 mHz, $Z_e = Z_s = 50\ \Omega$
- un mélangeur (Fig., page 90) comprenant un amplificateur $Z_e = Z_s = 50\ \Omega$ bande passante 20 MHz
- un oscilloscope mesurant le signal sur une impédance de 50 Ω .

MELANGEUR 4 VOIES





Transistors 2N706A
Gain : ~ 20 Vs max 1,5 V.c.c.
$Z_e = Z_s = 50\Omega$ B 50Hz 20MHz

Le gain total préamplificateur et mélangeur est de 2000 La fréquence n'est plus limitée par le circuit RC d'entrée $\left(f = \frac{1}{RC} = 200\,MHz\right)$ Le courant d'injection nécessaire est de $10^{-4}\,V./50\Omega$ = 2 µA. Le courant injecté par le canon est de 100 µA.

E. Mesures

a) Essais de vide

Les premiers essais de vide réalisés ont montré que le dimensionnement des pompes est suffisant pour assurer la possibilité de mesure des temps de vie des électrons dans la configuration.

Le vide primaire (10^{-2} mm.Hg) est atteint en moins de trente minutes. Un vide secondaire de 2.10^{-5} mm.Hg dans l'enceinte principale est atteint, en l'absence du faisceau injecté, en deux heures. L'alimentation du piège en azote liquide permet d'abaisser encore la pression jusqu'à 8.10^{-8} mm.Hg.

Lorsqu'on injecte le faisceau de 100 µA sous 5 kV, la pression remonte à 2.10^{-6} mm.Hg. Ces pressions sont mesurées dans l'enceinte principale au niveau de la zone d'injection. Les pressions dans l'injecteur sont plus élevées (moins d'un ordre de grandeur).

b) Essais de champ magnétique

Appareils

Les champs à mesurer sont faibles dans ce modèle à électrons. Nous avons choisi de mesurer le champ à l'aide de sondes de Hall et d'un gaussmètre La sensibilité de cet appareil est de 0,01 Gs.

Les deux sondes mesurent, l'une le B_z, l'autre le B_r et sont donc placées

perpendiculairement sur un support. Deux glissières, l'une horizontale et l'autre verticale, assurent les déplacements en z et r du support de la sonde. La position radiale, fixée avant chaque série de mesure en z, est repérée par rapport à une graduation de la glissière verticale.

La glissière horizontale supporte un fil très résistant, fixé aux extrêmités de cette glissière (schémas page suivante). Un curseur permet de mesurer une résistance proportionnelle à la distance axiale à une extrêmité, par pont de Wheaston AOIP.

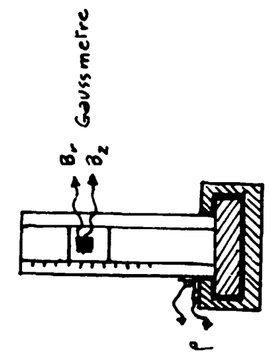
Mesures

Nous avons mesuré le champ magnétique axial et radial à différentes distances de l'axe pour les courants nominaux.

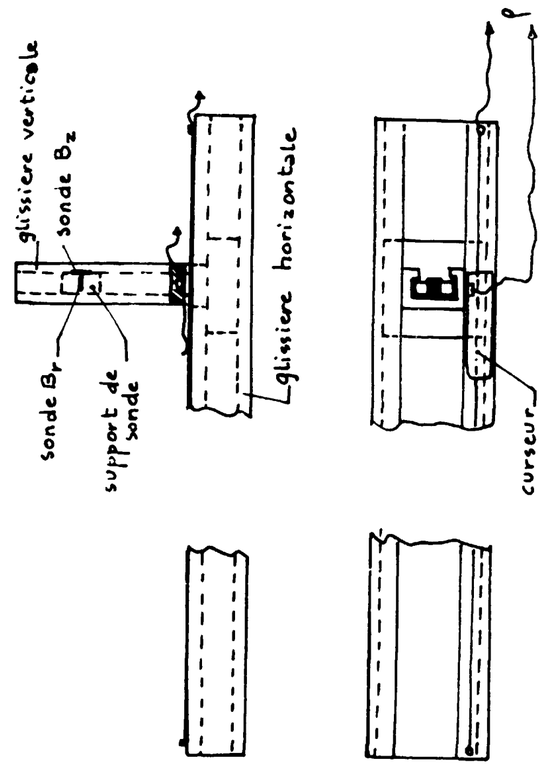
Les cartes de champ des pages 94 à 98 permettent de voir qu'il y a parfait accord entre les champs B_z mesurés et calculés Le calcul était d'ailleurs très sûr en raison de l'absence de tout matériau magnétique.

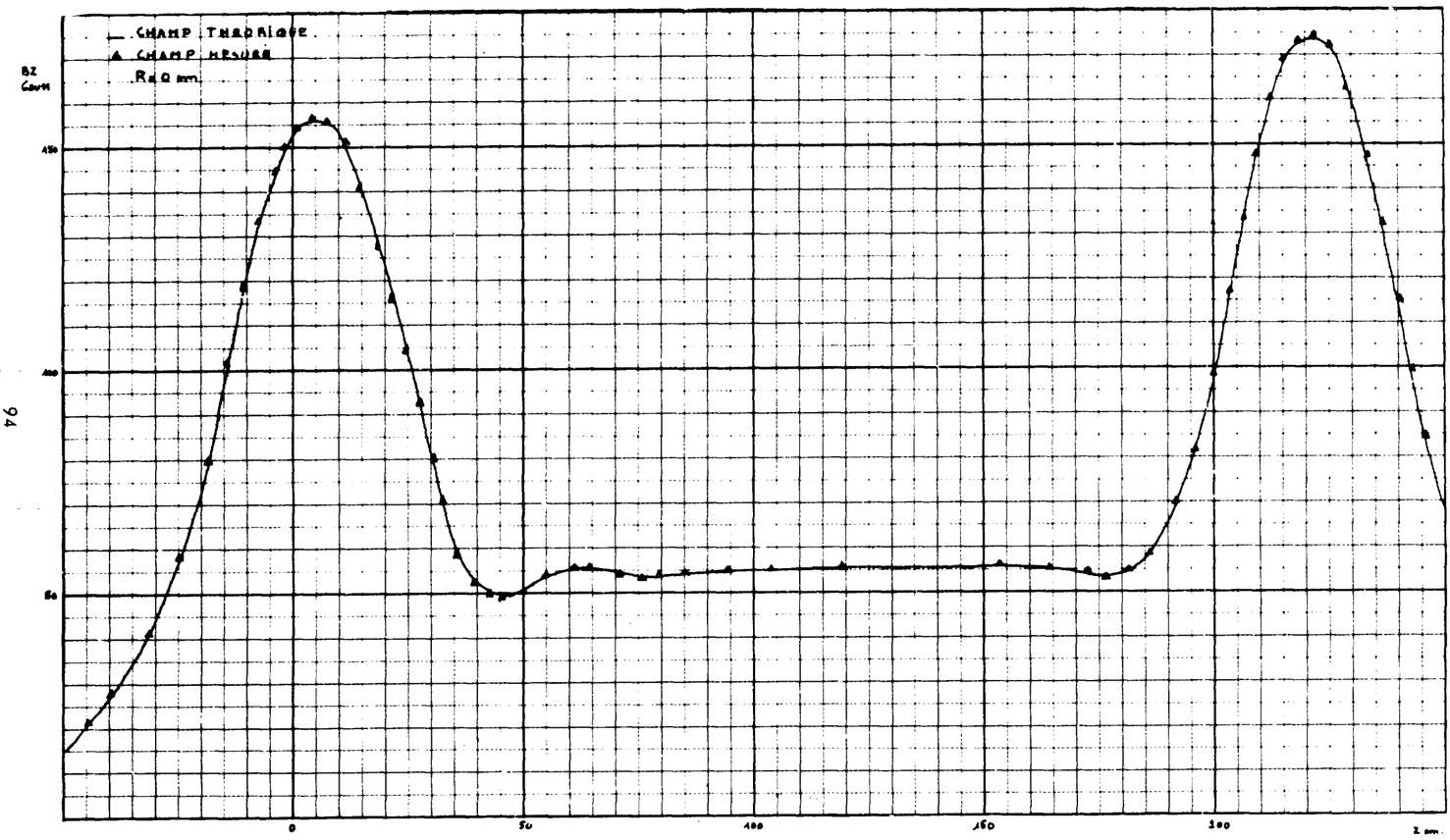
Par contre, la composante B_r étant faible, une petite erreur de position de la sonde correspondante fait intervenir une partie $B_z \sin \alpha$ du champ B_z. Aussi la mesure du champ radial est difficile en général. Seule une carte au voisinage du col a été relevée avec les deux composantes de champ.

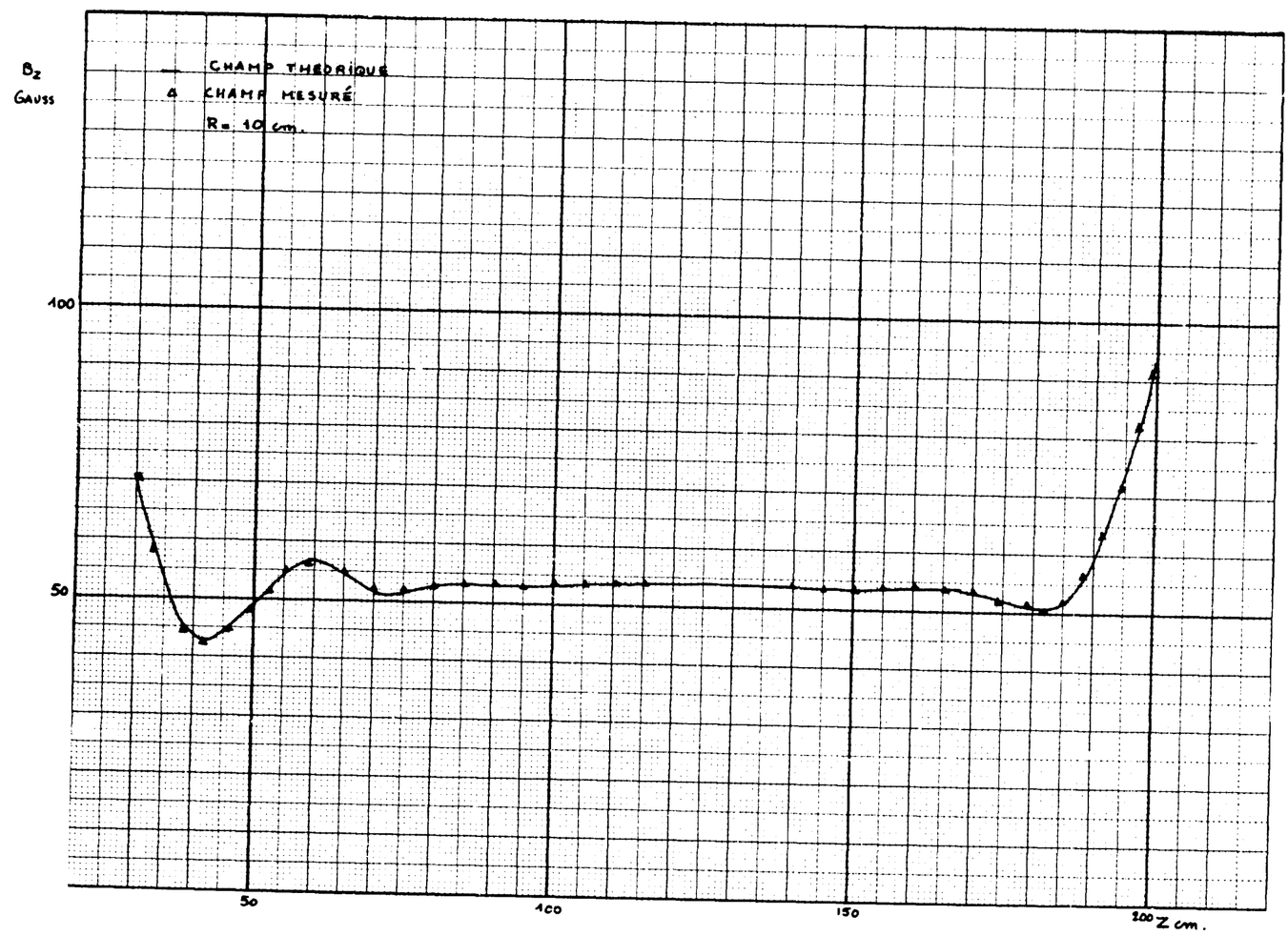
Nous donnons ensuite les cartes complètes du modèle à électrons d'après les calculs.

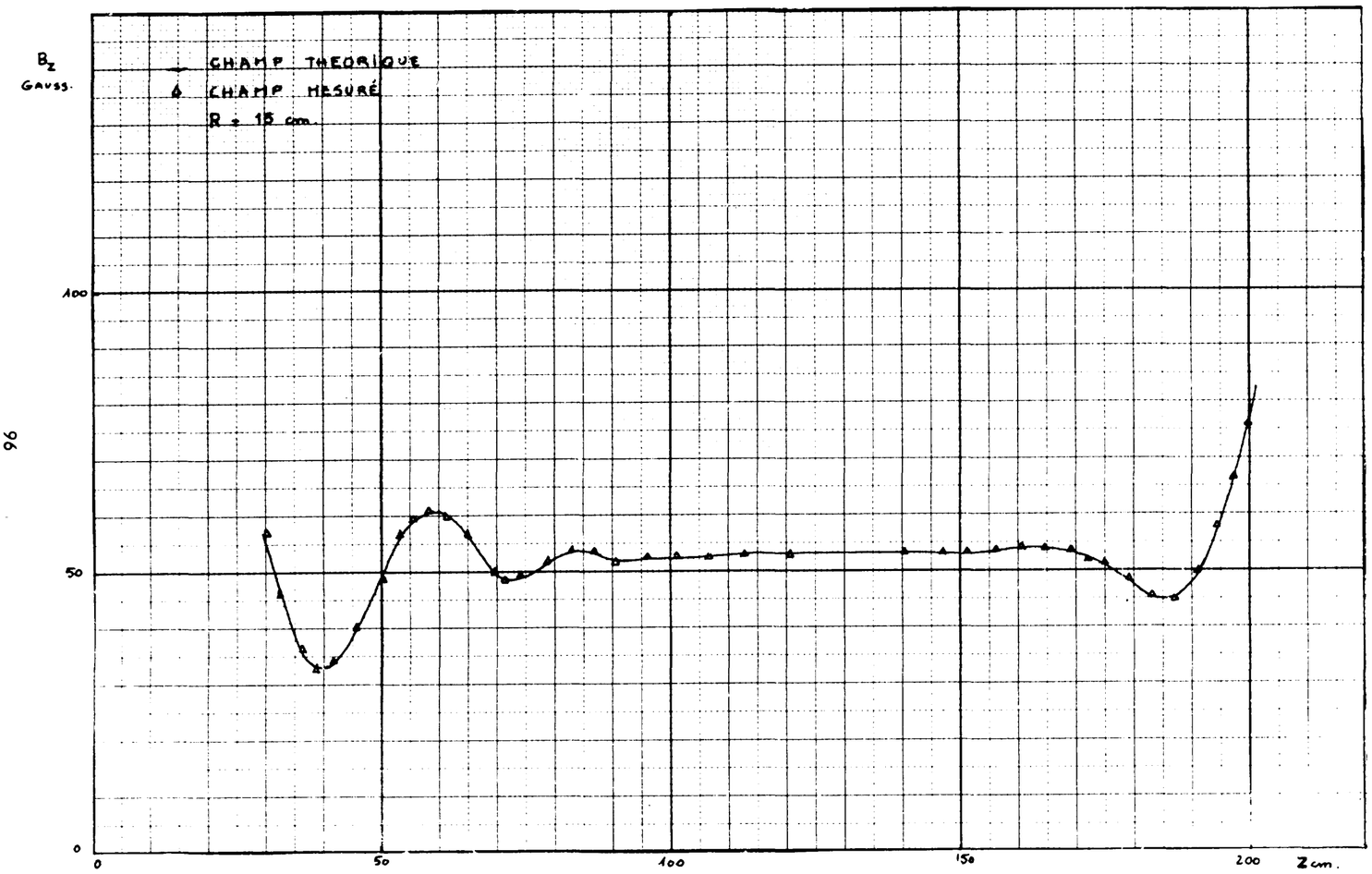


MESURE DU CHAMP MAGNETIQUE
SUPPORTS DE SONDES

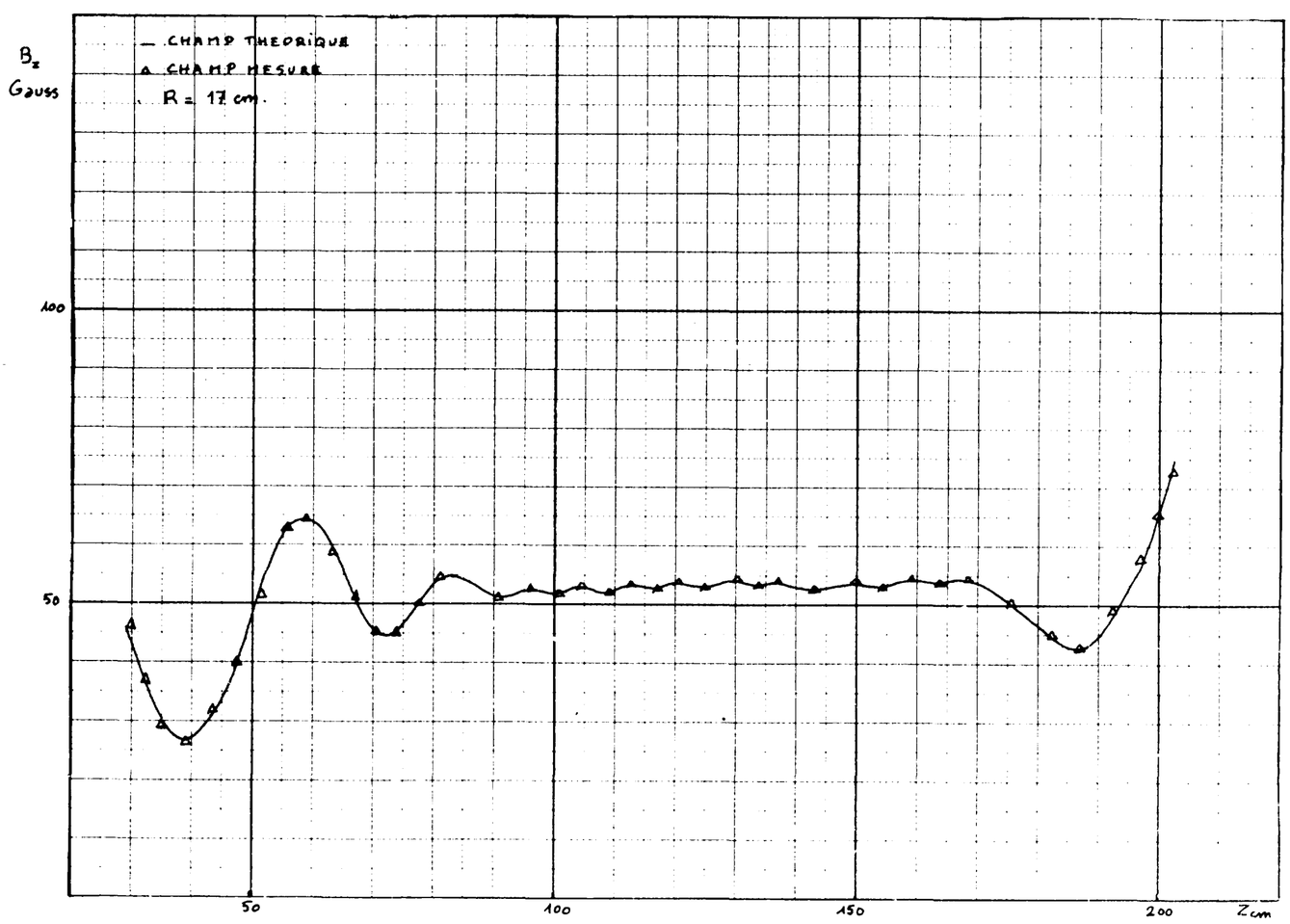



CHAMP THEORIQUE
CHAMP MESURE
BZ
Gauss
0
50
100
150
200
Z cm.

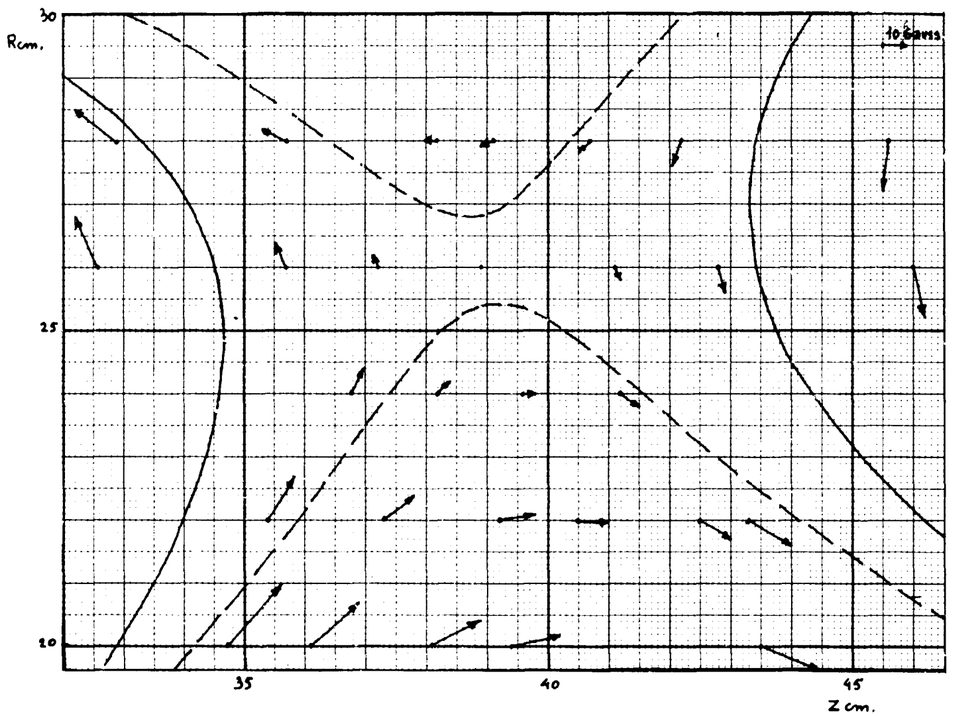

CHAMP THEORIQUE
CHAMP MESURÉ
R = 10 cm.
Bz
Gauss
100
50
50
100
150
200 Z cm.


B_z
Gauss.
— CHAMP THEORIQUE
▲ CHAMP MESURÉ
R = 15 cm.
100
50
0
0
50
100
150
200
Z cm.

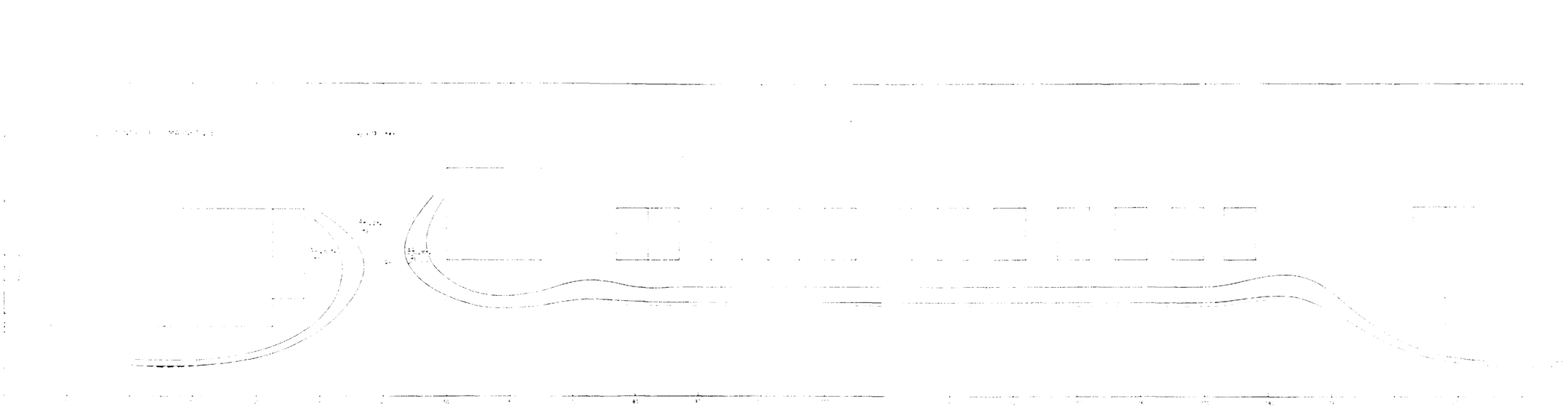
96

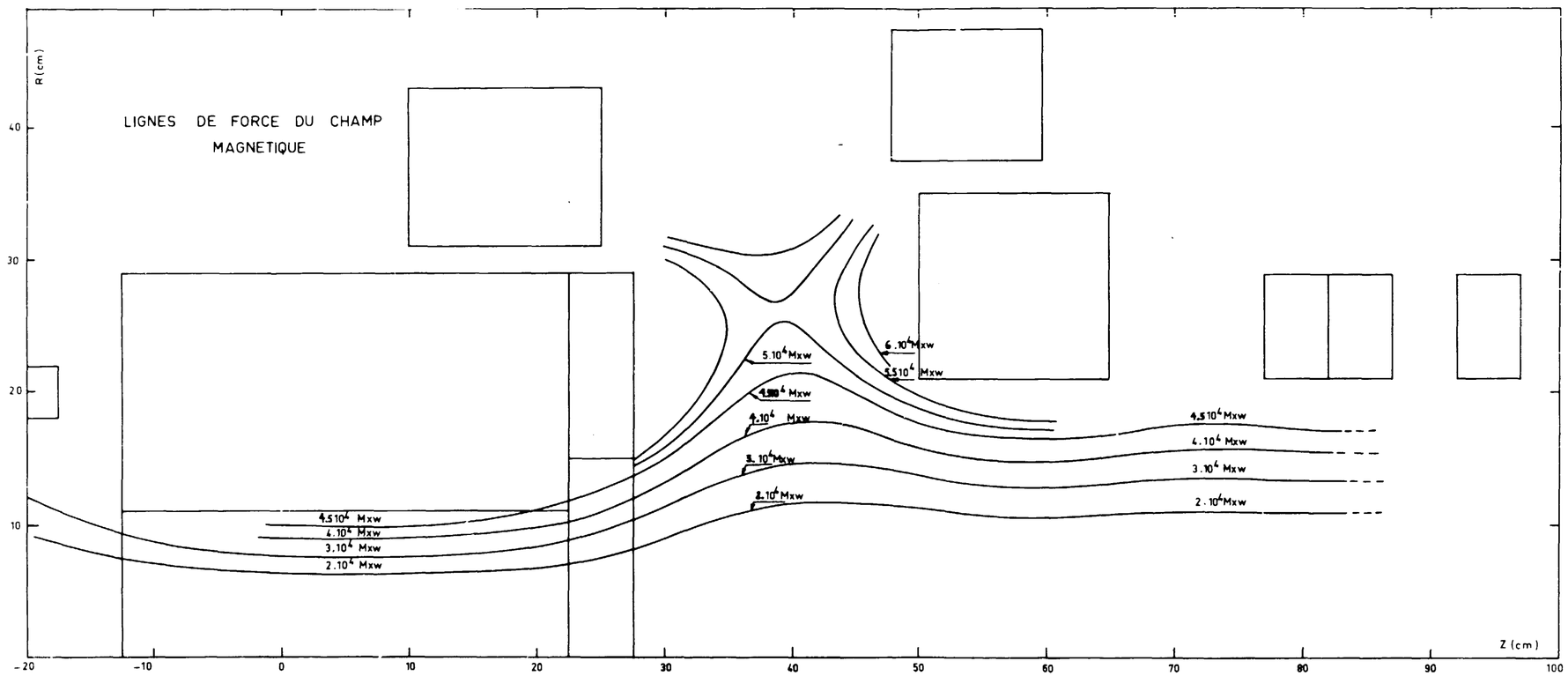

B_z
Gauss
— CHAMP THEORIQUE
△ CHAMP MESURÉ
R = 17 cm.
100
50
50
100
150
200
Z cm

97



LES VECTEURS REPRÉSENTENT LE CHAMP MAGNÉTIQUE MESURÉ
LES LIGNES DE FORCE TRAÇÉES ONT ÉTÉ CALCULÉES




LIGNES DE FORCE DU CHAMP
MAGNETIQUE
R (cm)
Z (cm)
40
30
20
10
-20
-10
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
5.10⁴ Mxw
6.10⁴ Mxw
5.5 10⁴ Mxw
4.10⁴ Mxw
3.10⁴ Mxw
2.10⁴ Mxw
4.5 10⁴ Mxw
4.10⁴ Mxw
3.10⁴ Mxw
2.10⁴ Mxw
4.5 10⁴ Mxw
4.10⁴ Mxw
3.10⁴ Mxw
2.10⁴ Mxw

CONCLUSION

Le schéma d'injection conique présente, d'après l'étude numérique, effectuée, plusieurs avantages comparativement aux schémas précédemment étudiés.

1) L'ouverture des surfaces limite large d'environ 2 cm permet le passage d'un faisceau intense et sa capture en totalité. Le col se situe sur un rayon de 20 cm. Si le faisceau a 5 mm de large, sa section totale de passage au col est de 62 cm^2.

2) La capture s'effectue sans que le faisceau ne séjourne au voisinage du col qui constitue un trou de sortie. Plusieurs transits sont assurés par le mode de capture pour l'ensemble du faisceau. La possibilité de sortie devient ensuite aléatoire. Elle ne dépend plus que des possibilités d'une configuration à miroirs statiques.

3) Pendant la durée de la capture temporaire, on observe une dispersion importante dans l'espace des vitesses. Le plasma formé devrait donc être suffisamment isotrope (valeur moyenne de $v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2 > 95$) pour que les micro-instabilités du type décrit par Harris ne puissent s'établir.

4) La capture temporaire est suffisamment longue pour que la fraction dissociée du faisceau soit notable.

5) Le rayon de la source (1 m) permet un pompage efficace du gaz neutre introduit par la source d'ions.

Le modèle à électrons que nous avons réalisé a permis de vérifier l'exactitude du calcul de la configuration magnétique. Il permettra l'étude de l'injection conique dans l'hypothèse où la charge d'espace ne modifie pas la capture.

BIBLIOGRAPHIE

[1] - DCX 2, Rapport ORNL 3564, p. 14 (31 Oct. 1963)

[2] - G. F. BOGDANOV et al.
Plasma Physics, Conférence de Salzbourg, CN-10/210 (1961)

[3] - ARTMENKOV et al.
Obtention d'un plasma thermonucléaire par injection de particules rapides dans une bouteille magnétique
Rapport EUR.CEA.FC.268.TR
(Rapport IAE-676 de l'Institut Kurchatov, Moscou, 1964)

[4] - C. GOURDON, B. LEROUX
Etudes des trajectoires d'ions dans une configuration magnétique à miroirs
Journal de Physique et le Radium, 23, p. 291 et 341 (1962)

[5] - J.P. GIRARD, C. GOURDON, F. PREVOT, F.P.G. VALCKX
Premiers résultats d'une expérience d'injection d'ions dans une configuration à miroirs magnétiques (M.M.I.I.)
Rapport EUR.CEA.FC.240 (1963)

[6] - J.P. GIRARD, C. GOURDON
Injection longitudinale de particules chargées dans une configuration magnétique statistique à miroirs
Rapport CEA R 2410 (1964)

[7] - P. HUBERT, J. TOUCHE
C.R.Acad. Sciences, 262B, p. 1069 (1966)

Manuscrit reçu le 20 février 1967

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué dans les laboratoires de Recherches sur les Plasmas et la Fusion Contrôlée, au Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Je remercie Monsieur Hubert, Adjoint au Chef du Département de Physique des Plasmas et de la Fusion Contrôlée, et Chef du Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée de m'avoir accueilli dans les laboratoires du C.E.A.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Grivet, Monsieur Septier et Monsieur Prévot qui ont bien voulu être membres de la Commission d'Examen.

Je suis reconnaissant à Monsieur Prévot, Adjoint au Chef du Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée et Chef de la Section de Recherches sur l'Accumulation et le Confinement du Plasma d'avoir dirigé cette étude.

Mes remerciements vont tout particulièrement à Monsieur Gourdon qui m'a guidé dans cette étude et dont j'ai pu apprécier la compétence et la sollicitude.

Je remercie également Monsieur Gourden avec qui j'ai fait équipe dans la mise en oeuvre du modèle à électrons ; Mademoiselle Delorme par les soins de qui la frappe du manuscrit a été faite ; ainsi que tous ceux qui ont contribué par ailleurs à ce travail.

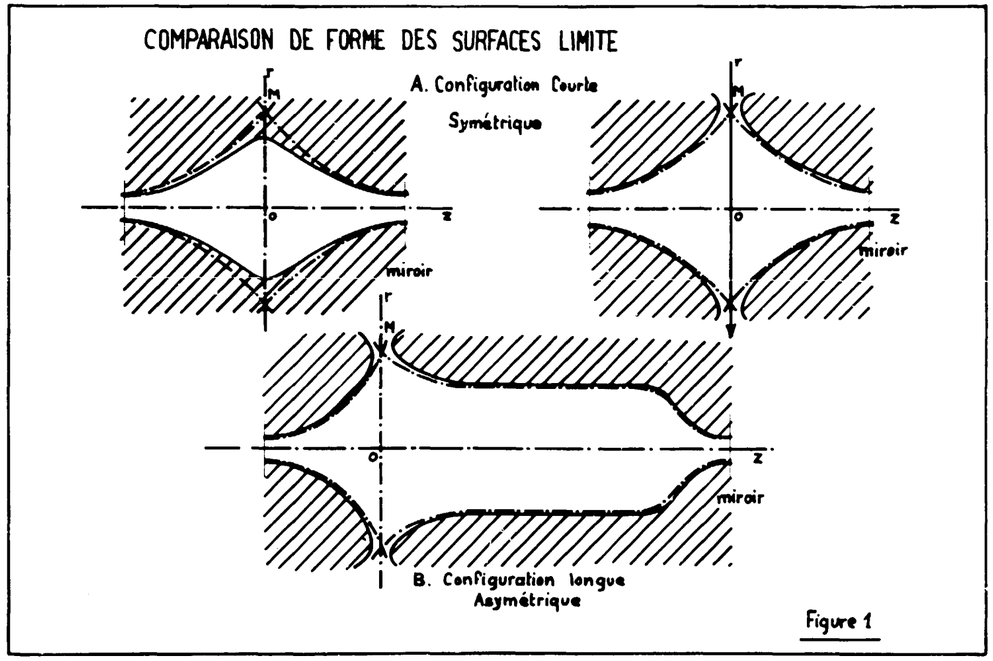


Figure 1

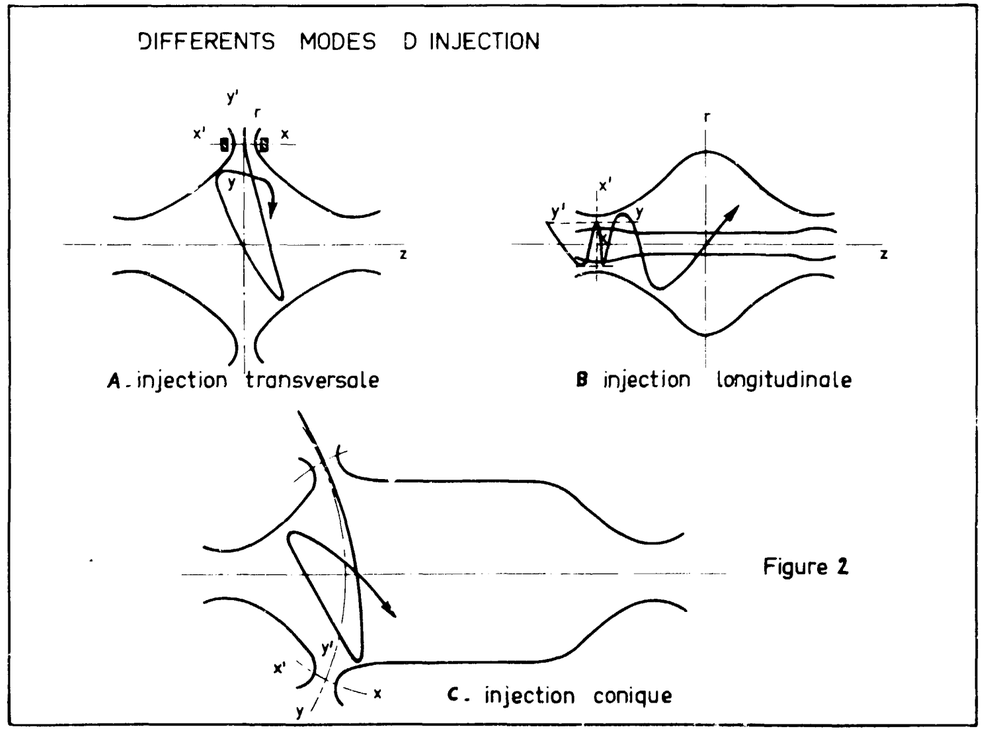
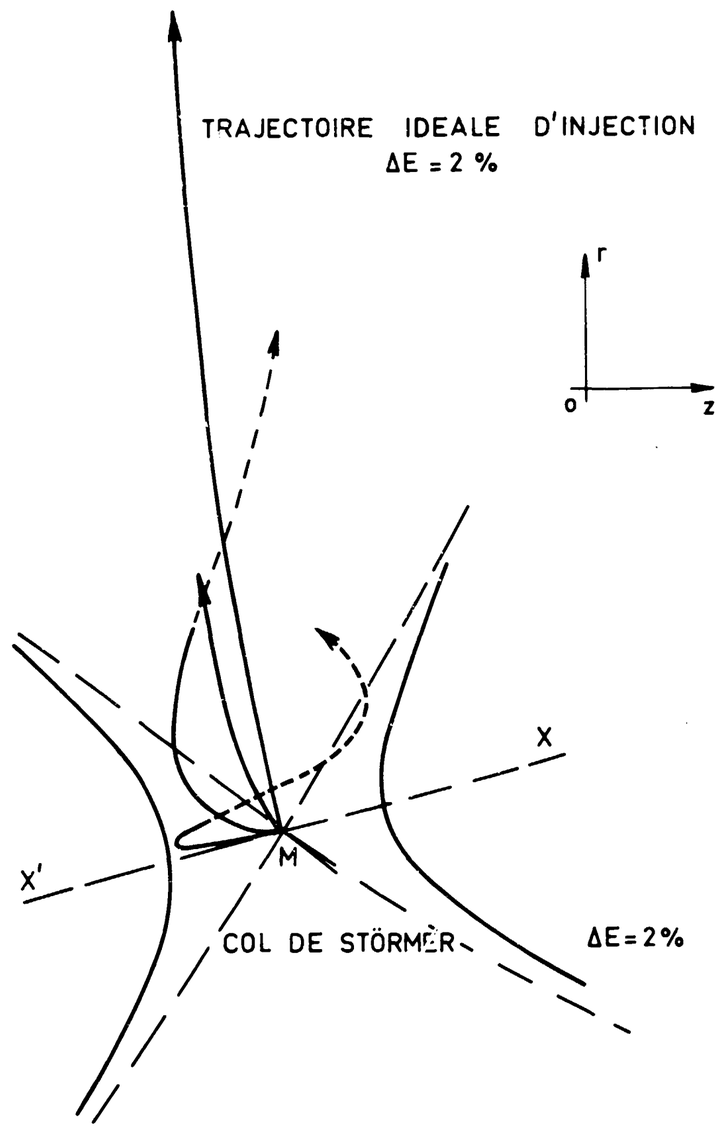
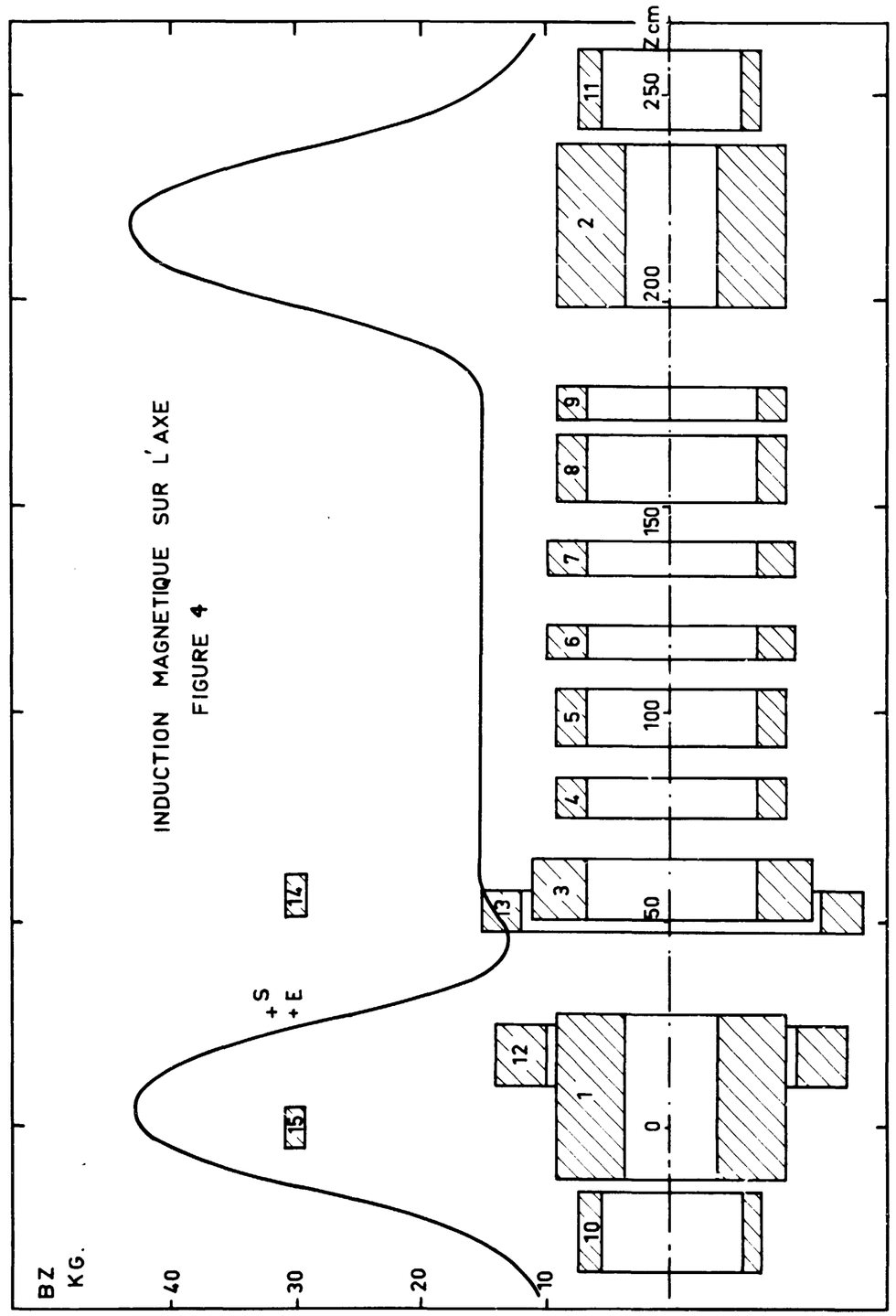


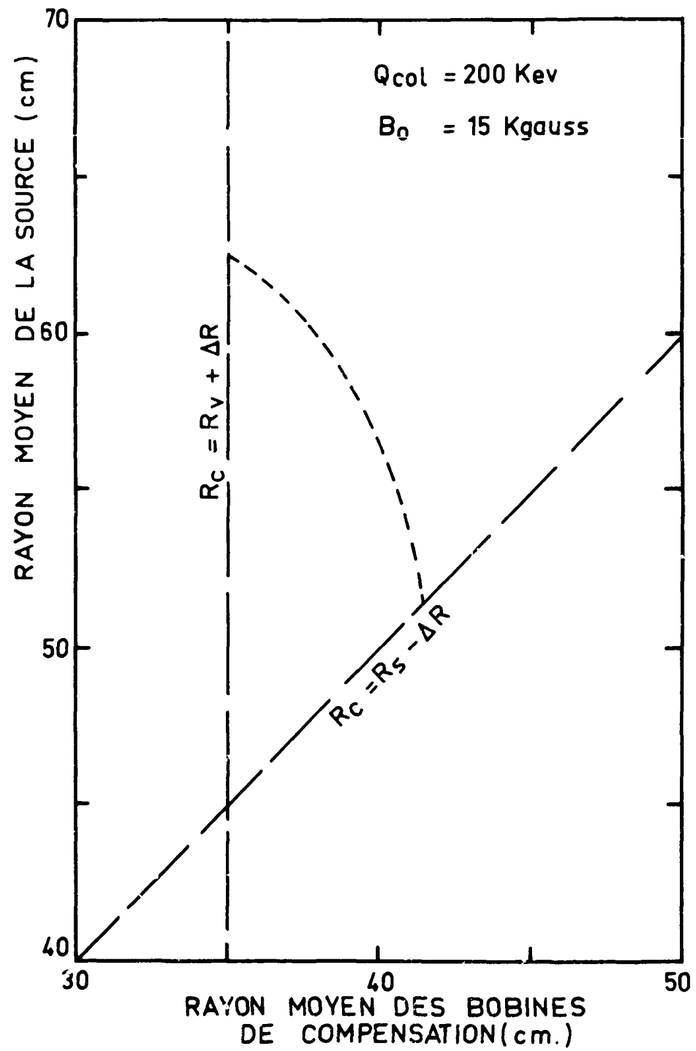
Figure 2



TRAJECTOIRES DE FUITE ASYMPTOTES A LA TRAJECTOIRE STATIONNAIRE EN M

FIGURE 3





COMPENSATION A UN ETAGE

FIGURE 5

ORGANIGRAMME DU PROGRAMME D'OPTIMISATION

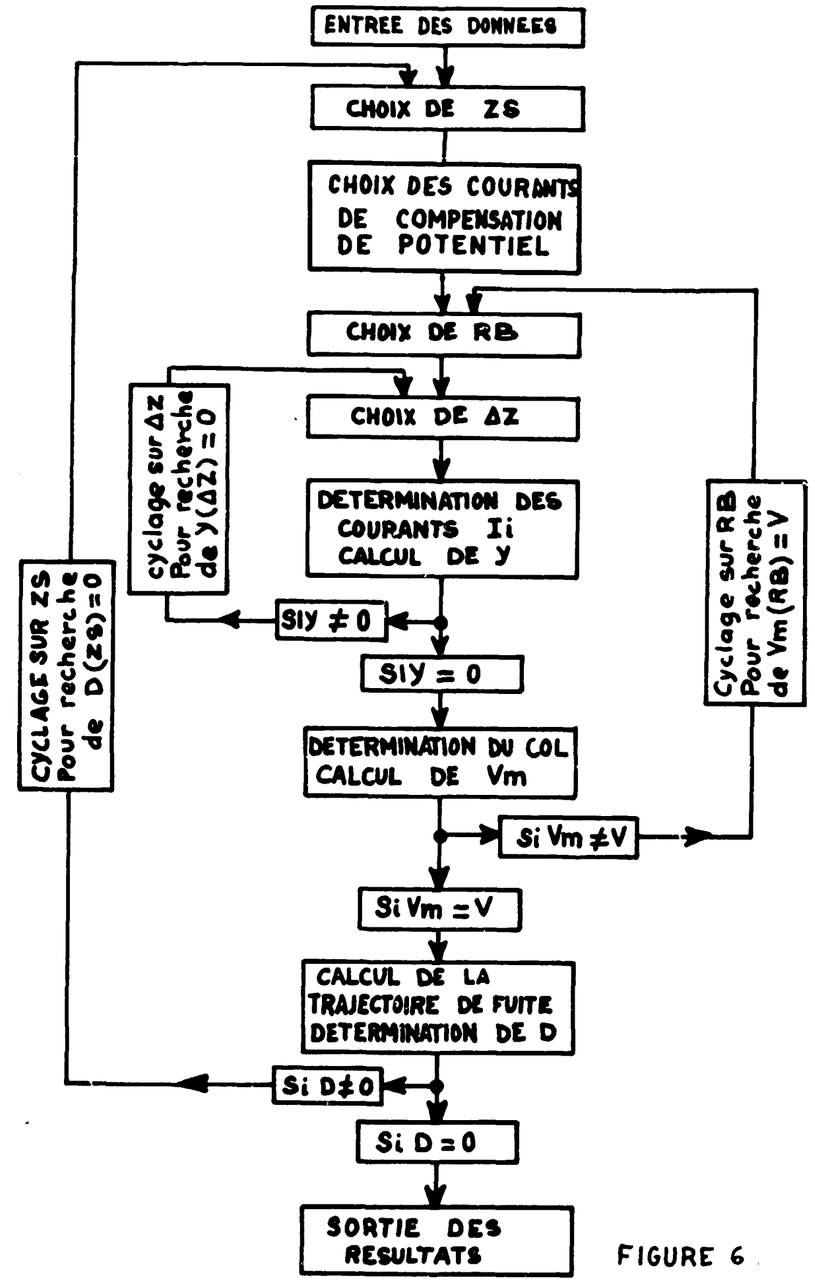


FIGURE 6

LIGNES DE FORCE DU CHAMP MAGNETIQUE

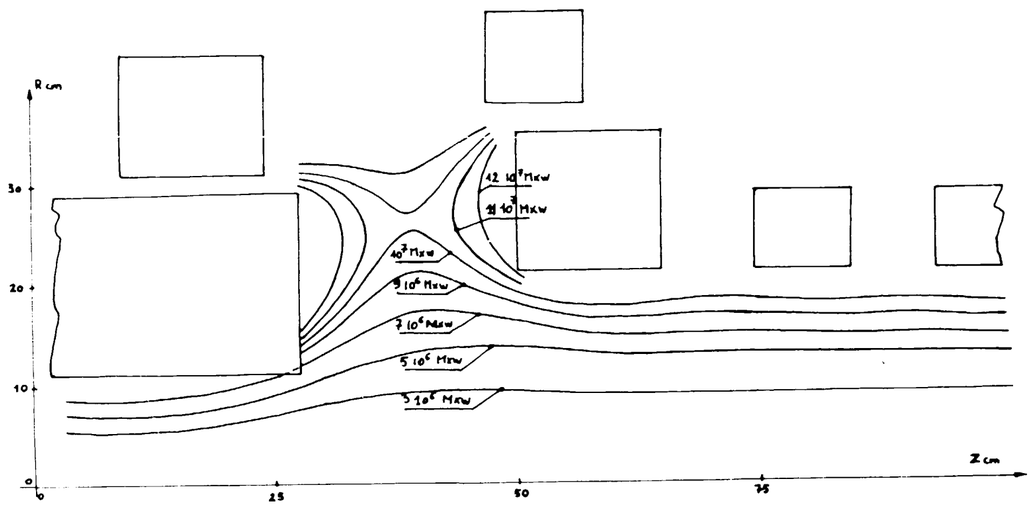


FIGURE .7

_ EQUIPOTENTIELLES MAGNETIQUES _

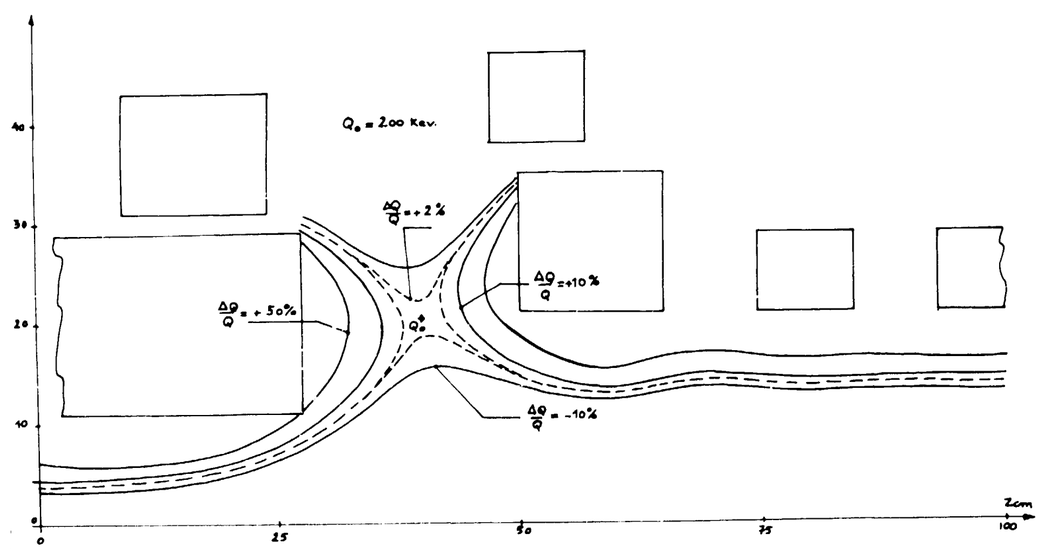


FIGURE. 8

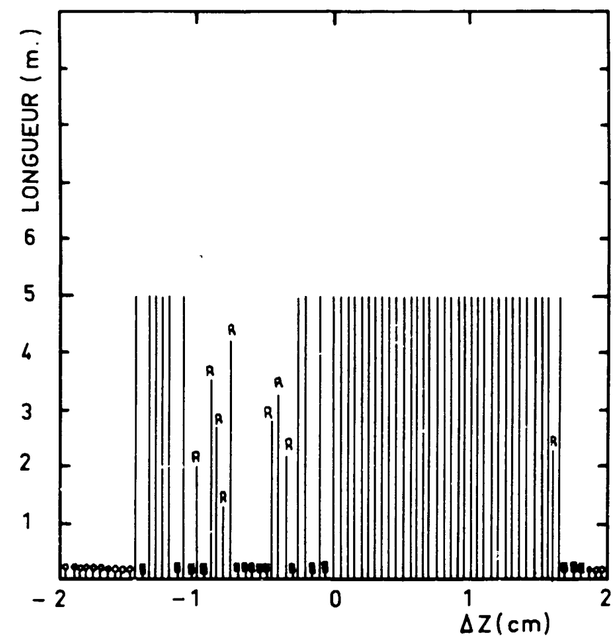


FIG. 9 ETUDE DE LA PÉNETRATION DU FAISCEAU

▮ Trajectoire ne pénetrant pas dans la zone centrale en 5 m.

∘ Trajectoire ne pénetrant pas dans la configuration.

R. Sortie radiale en moins de 5 m.

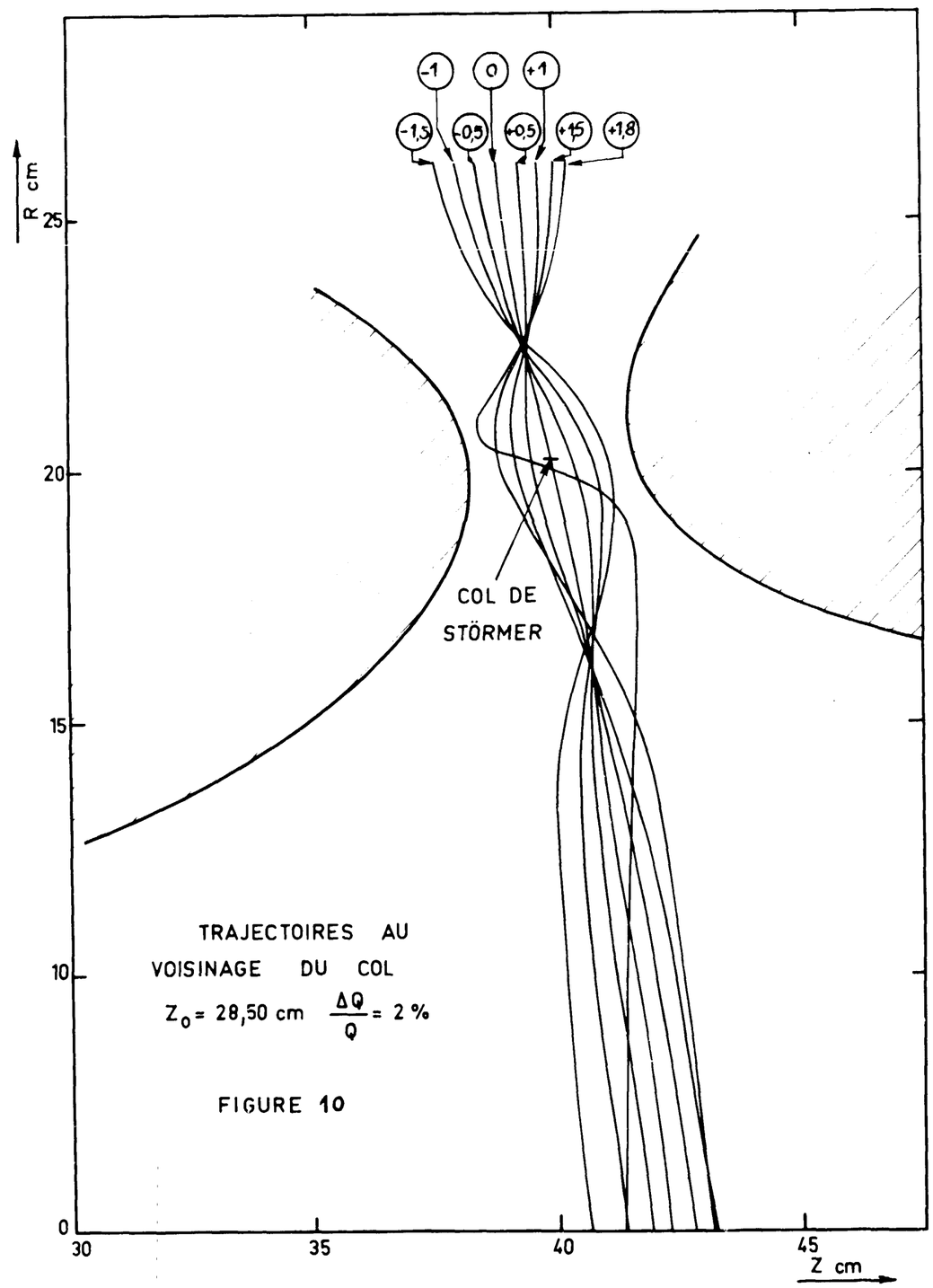


FIGURE 10

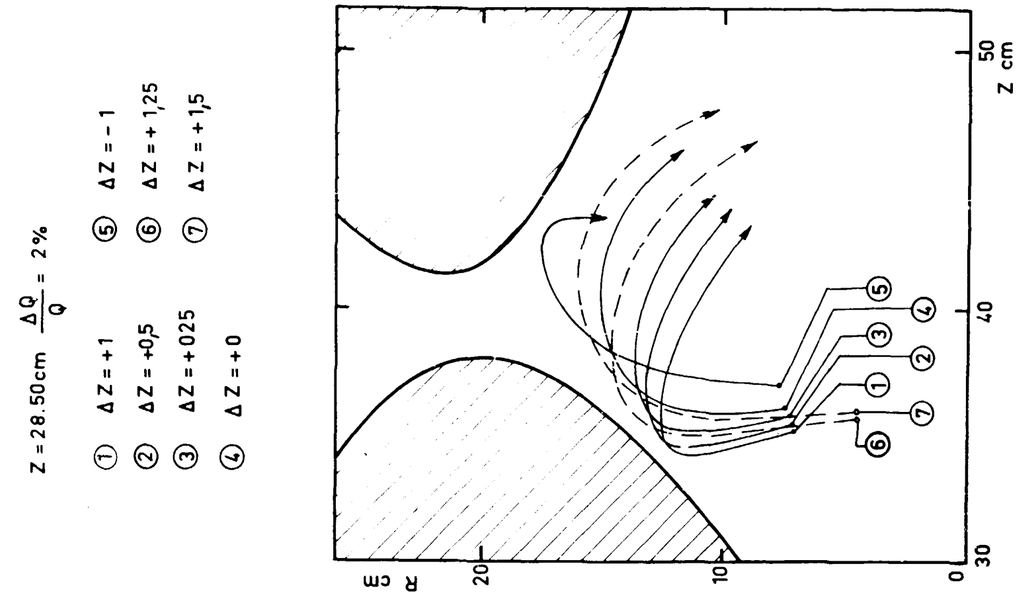


FIGURE 12

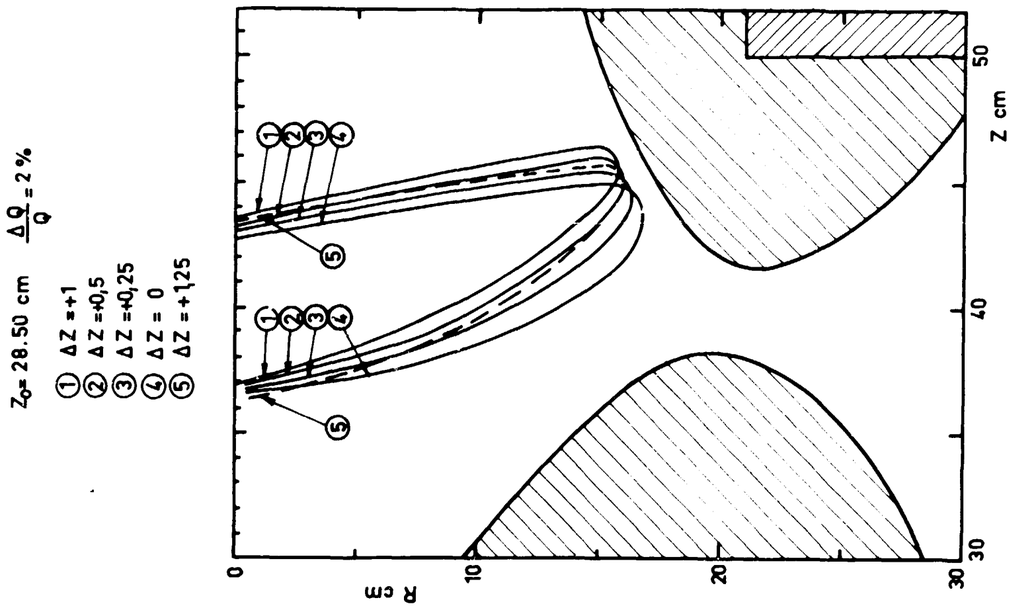
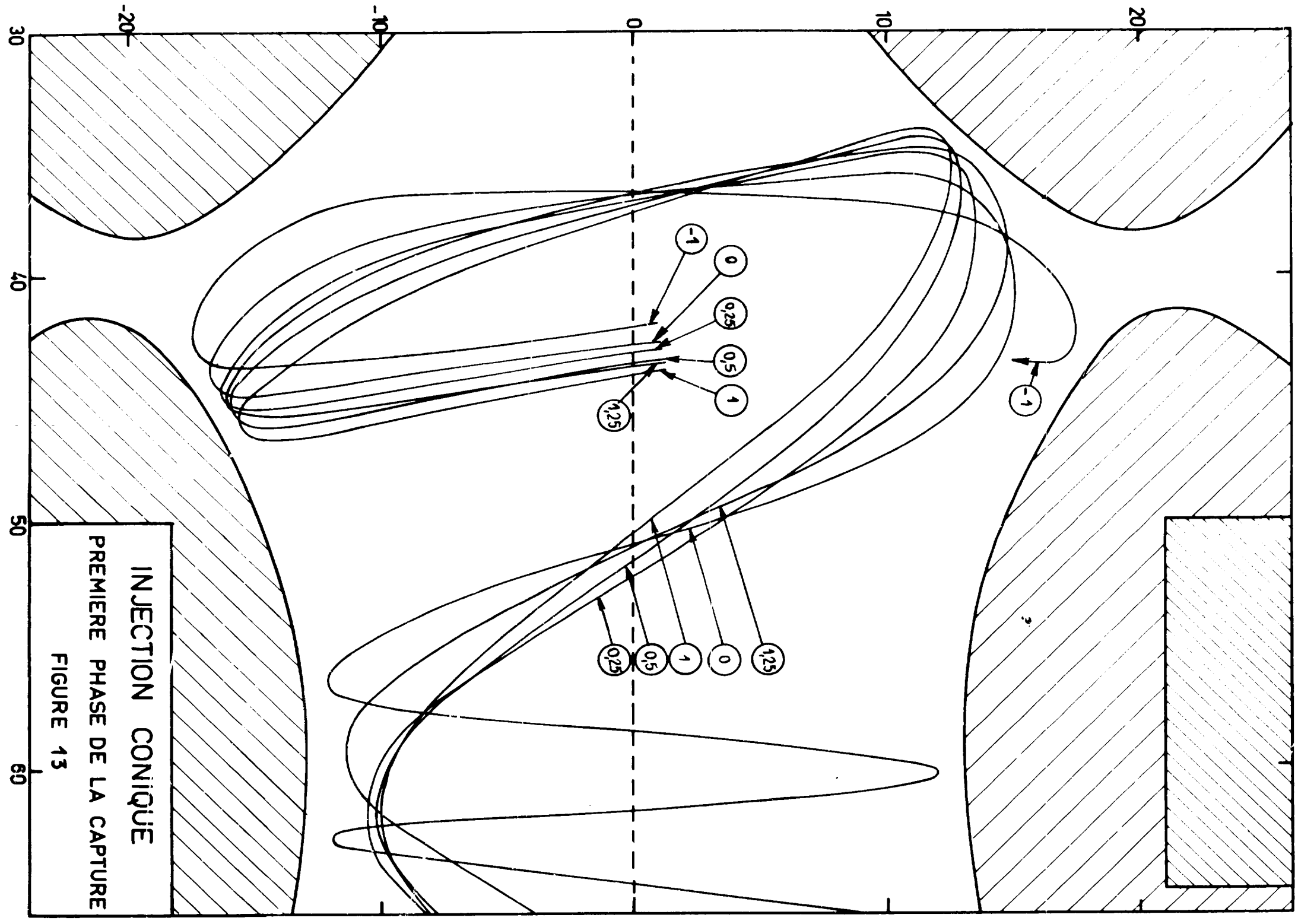
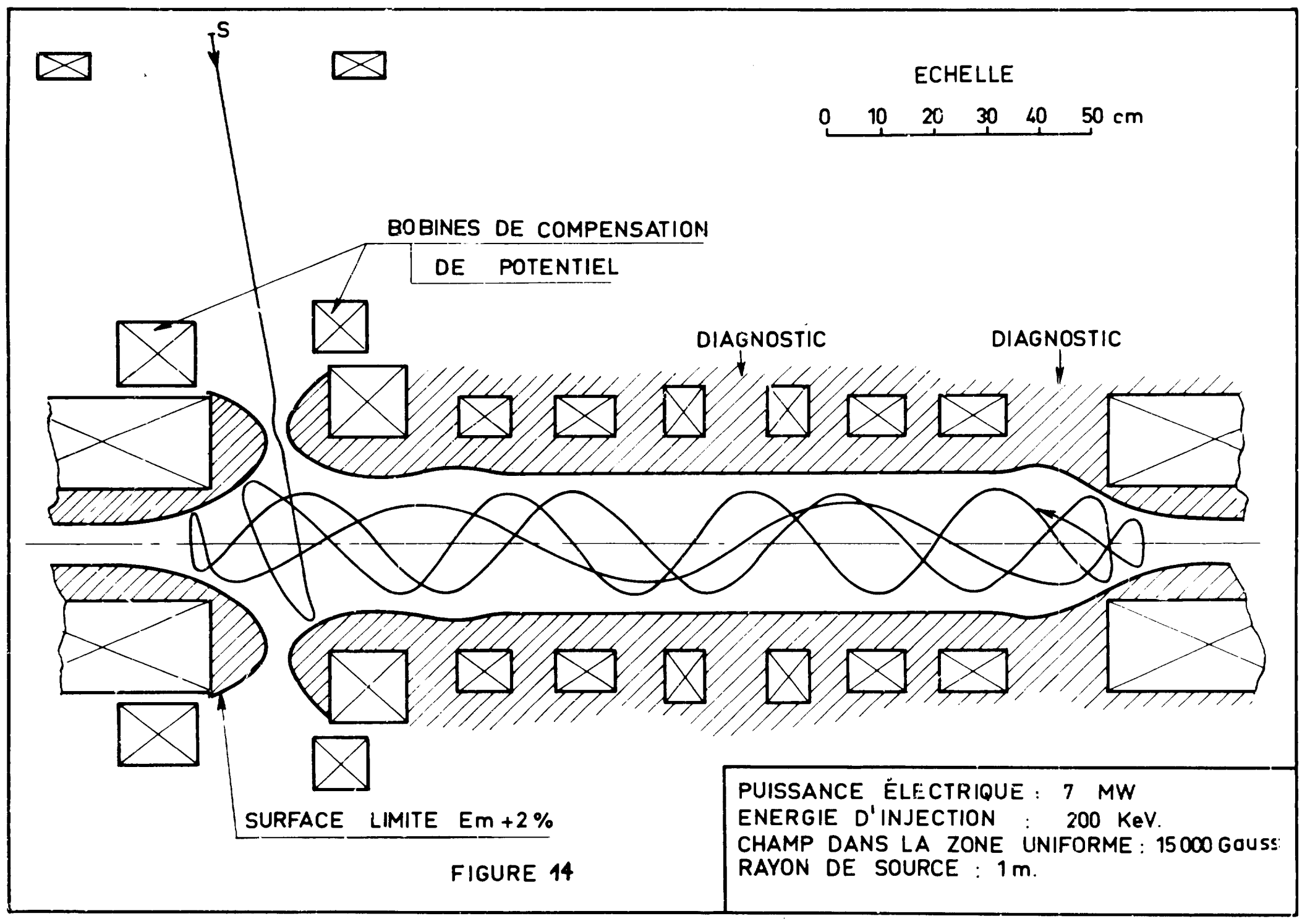


FIGURE 11


20
10
0
-10
-20
30
40
50
60
-1
0
0,25
0,5
1
1,25
INJECTION CONIQUE
PREMIERE PHASE DE LA CAPTURE
FIGURE 13


S
ECHELLE
0 10 20 30 40 50 cm
BOBINES DE COMPENSATION
DE POTENTIEL
DIAGNOSTIC
DIAGNOSTIC
SURFACE LIMITE Em +2 %
FIGURE 14
PUISSANCE ÉLECTRIQUE : 7 MW
ENERGIE D'INJECTION : 200 KeV.
CHAMP DANS LA ZONE UNIFORME : 15000 Gauss
RAYON DE SOURCE : 1 m.

RÉPARTITION D'ENERGIE AUX PASSAGES AU PLAN MEDIAN

$K = v_n^2/v_1^2$

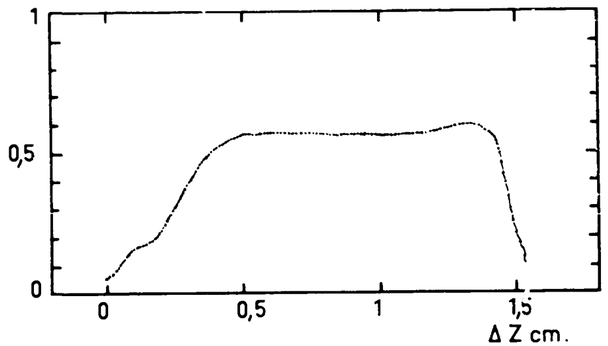


FIGURE 15 A

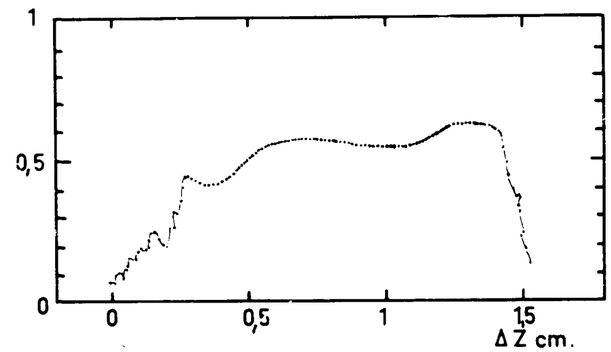


FIGURE 15 B

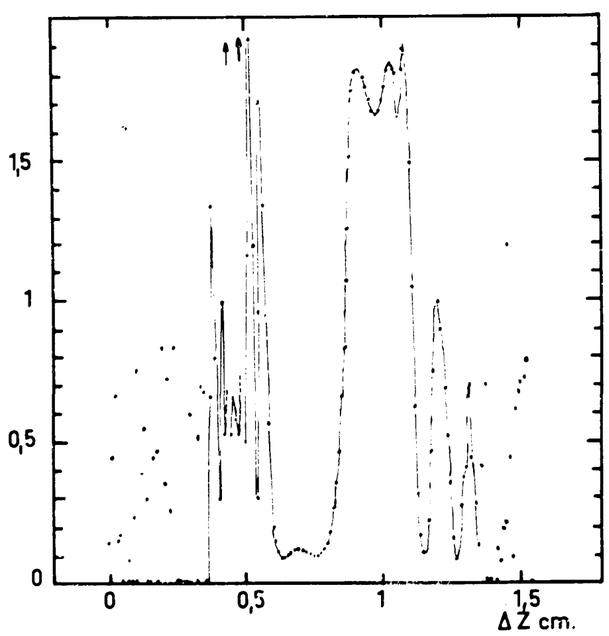


FIGURE 15 C

LONGUEURS DE CAPTURE (m)

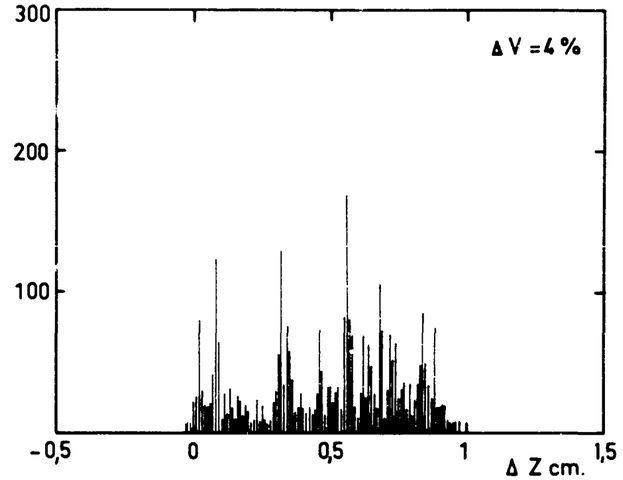


FIGURE 16A

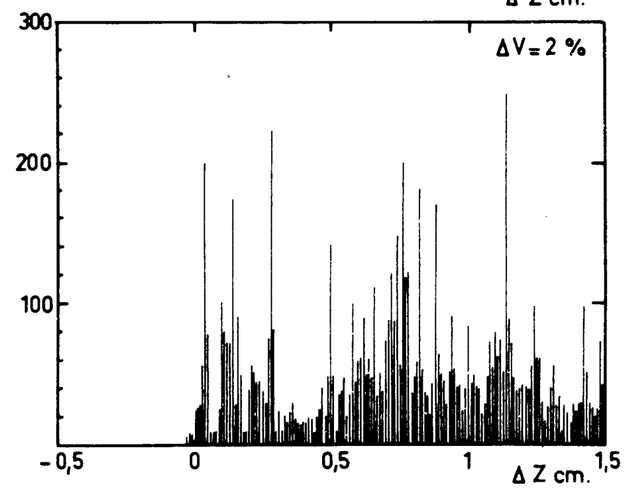


FIGURE 16 B

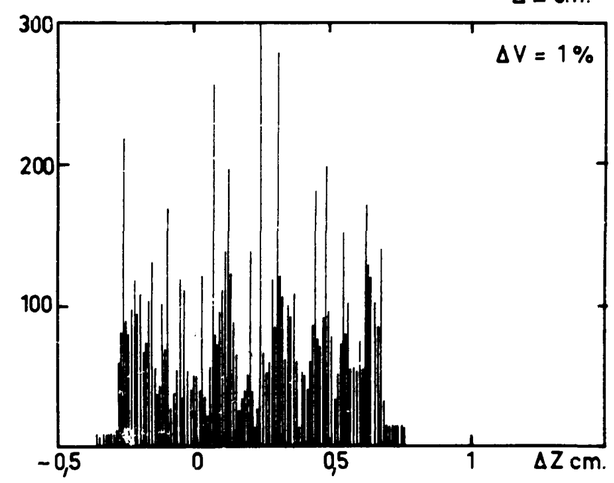


FIGURE 16 C

Pr : probabilité de sortie radiale

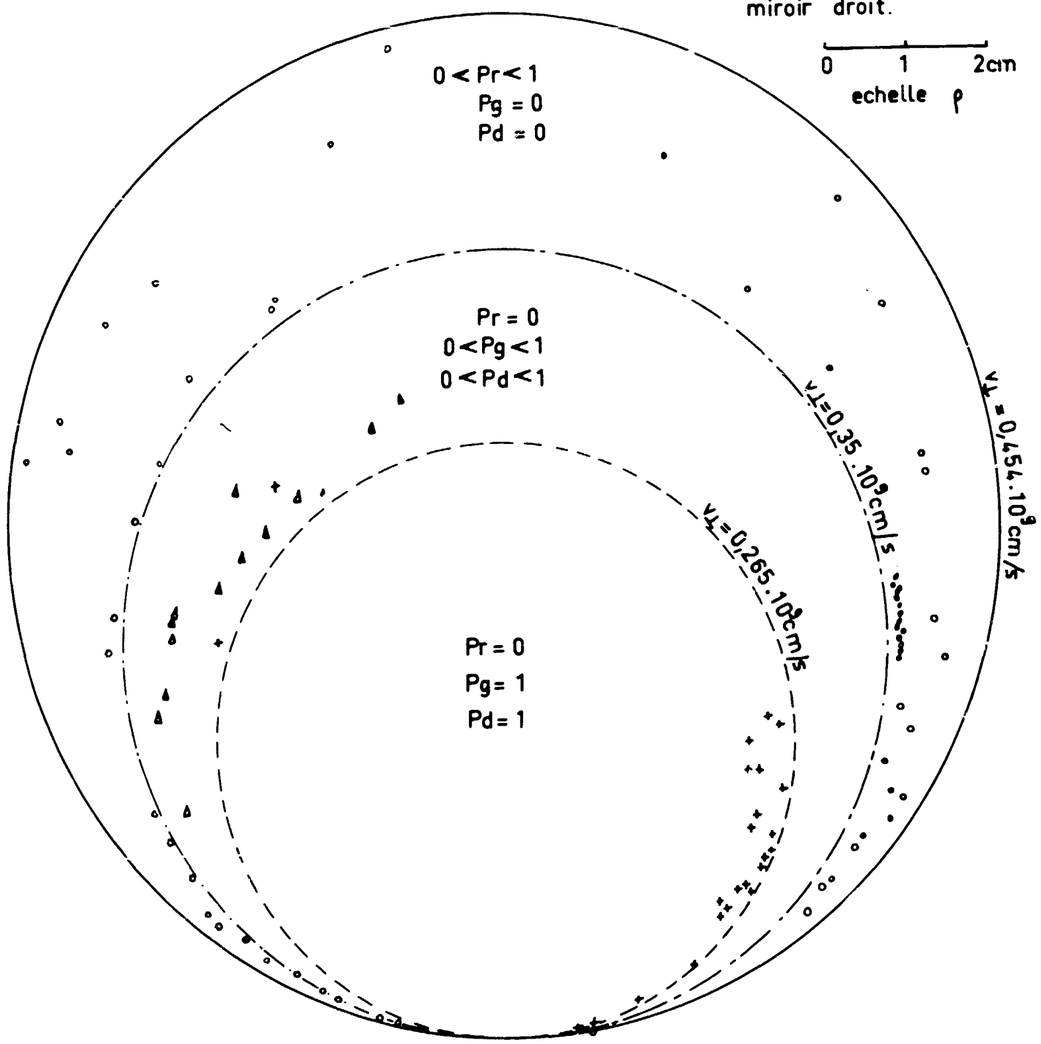
Pg : probabilité de sortie au miroir de gauche

Pd : probabilité de sortie au miroir de droite

o passage avant sortie radiale

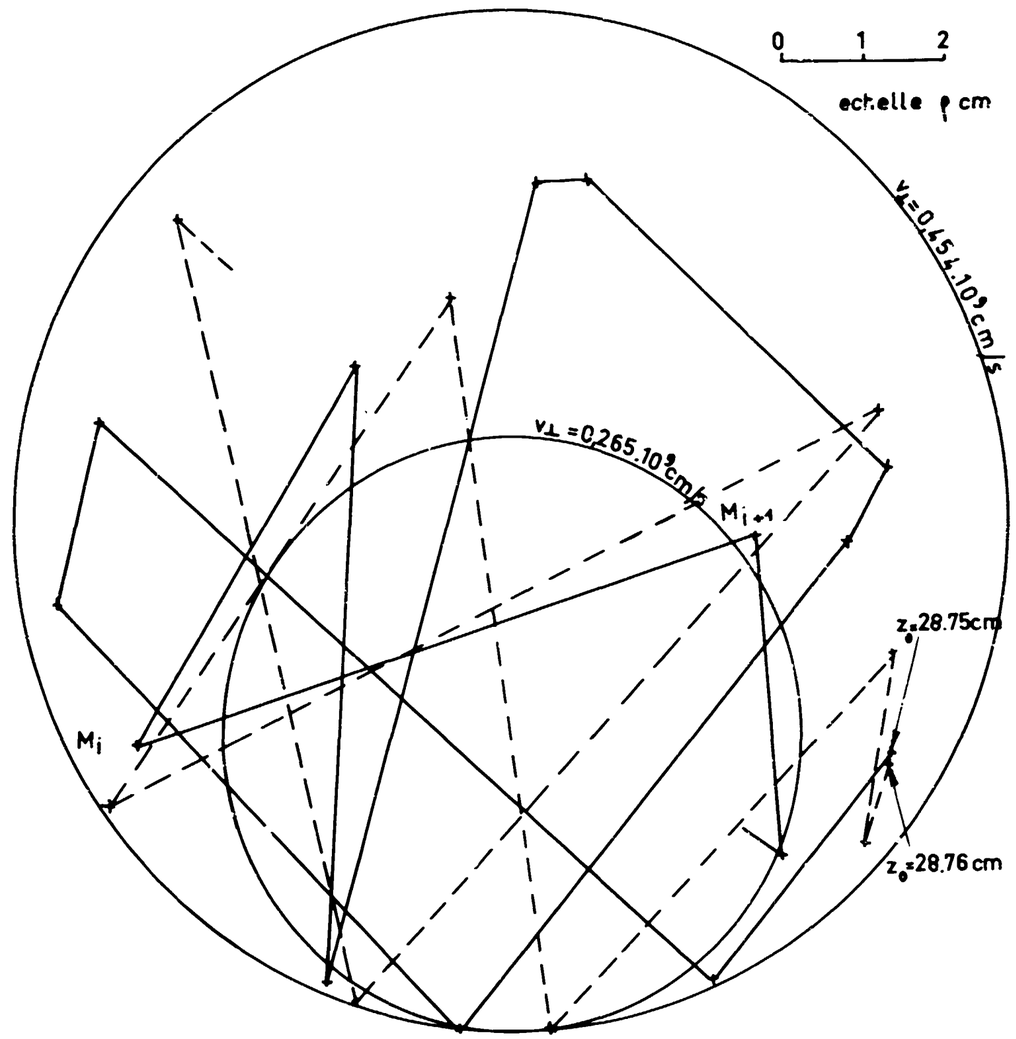
▲ passage vers la gauche avant sortie miroir gauche

+ passage vers la droite avant sortie miroir droit.



DERNIERS PASSAGES DES IONS MOLÉCULAIRES AU PLAN MEDIAN - ΔE = 2%

FIGURE 17



TRAJECTOIRES D'IONS MOLÉCULAIRES - ΔE = 2%

Passages successifs au plan median

FIGURE 18

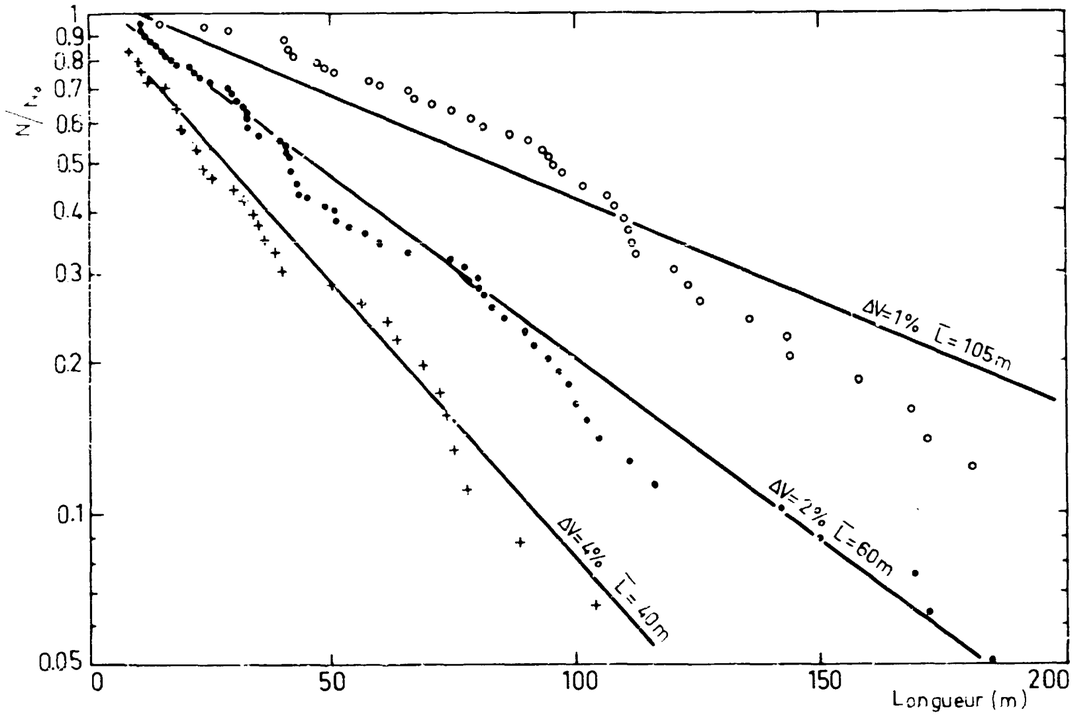


Fig 19.-DÉCROISSANCE DE LA POPULATION D'H_2^+ TEMPORAIREMENT CAPTURÉE

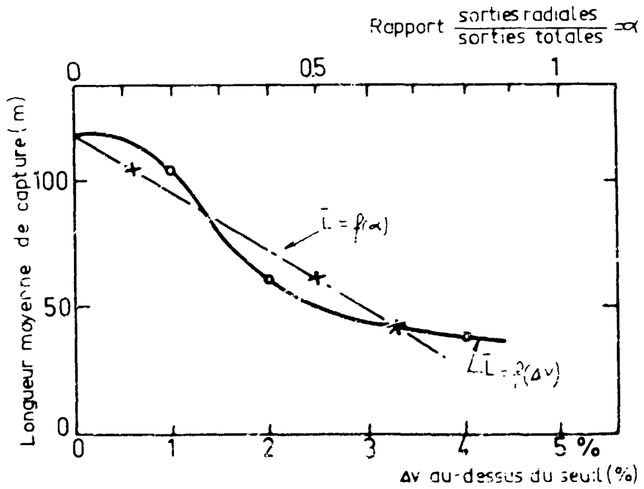
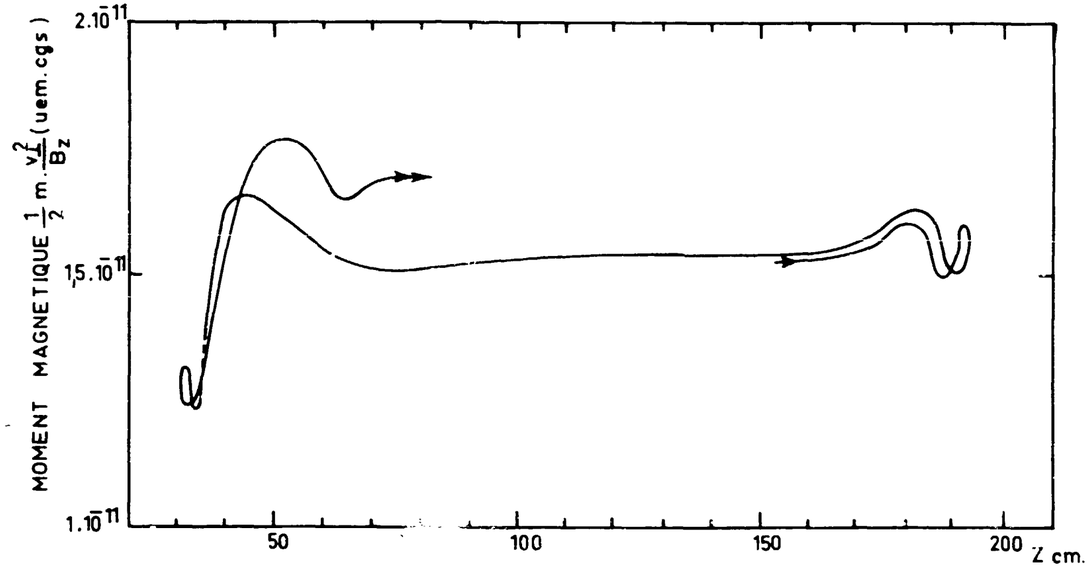


Fig 20_ VARIATION DE LA CAPTURE EN FONCTION DE L'EXCÈS D'ÉNERGIE AU-DESSUS DU SEUIL



VARIATIONS CARACTÉRISTIQUES DU MOMENT MAGNÉTIQUE DES IONS MOLÉCULAIRES

FIGURE 21

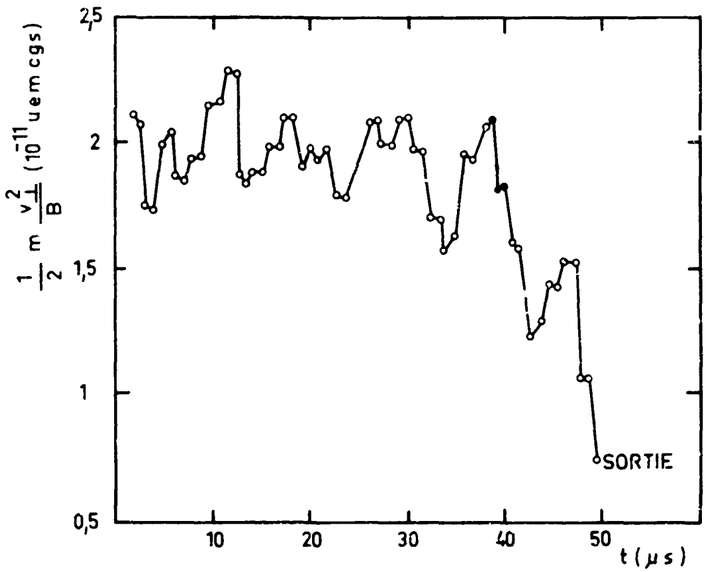


FIG 22 FLUCTUATIONS DU MOMENT MAGNÉTIQUE D'UN ION MOLECULAIRE

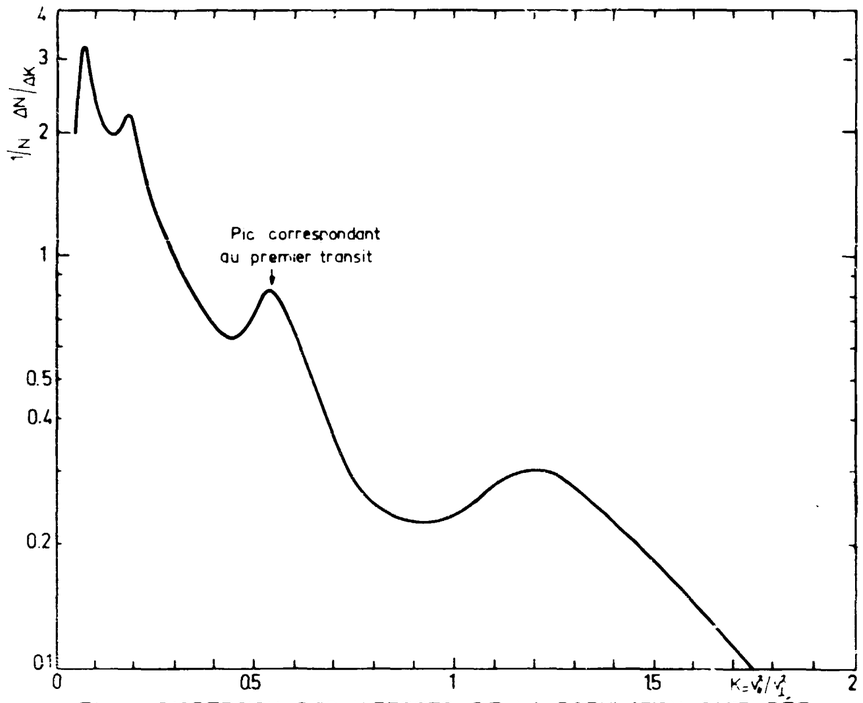


Fig 23_ DISPERSION DES VITESSES DE LA POPULATION CAPTURÉE

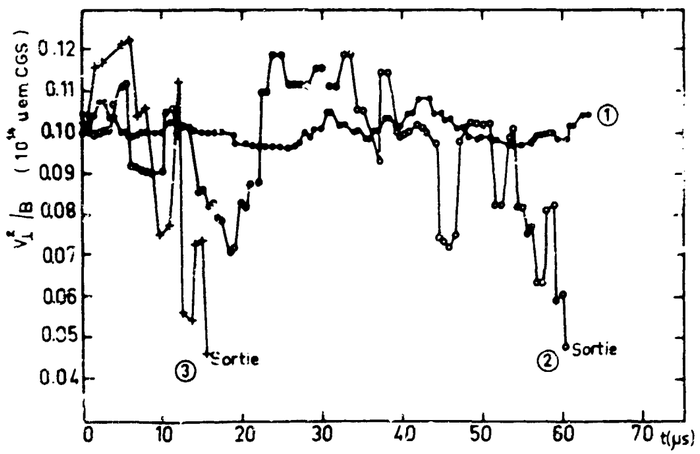
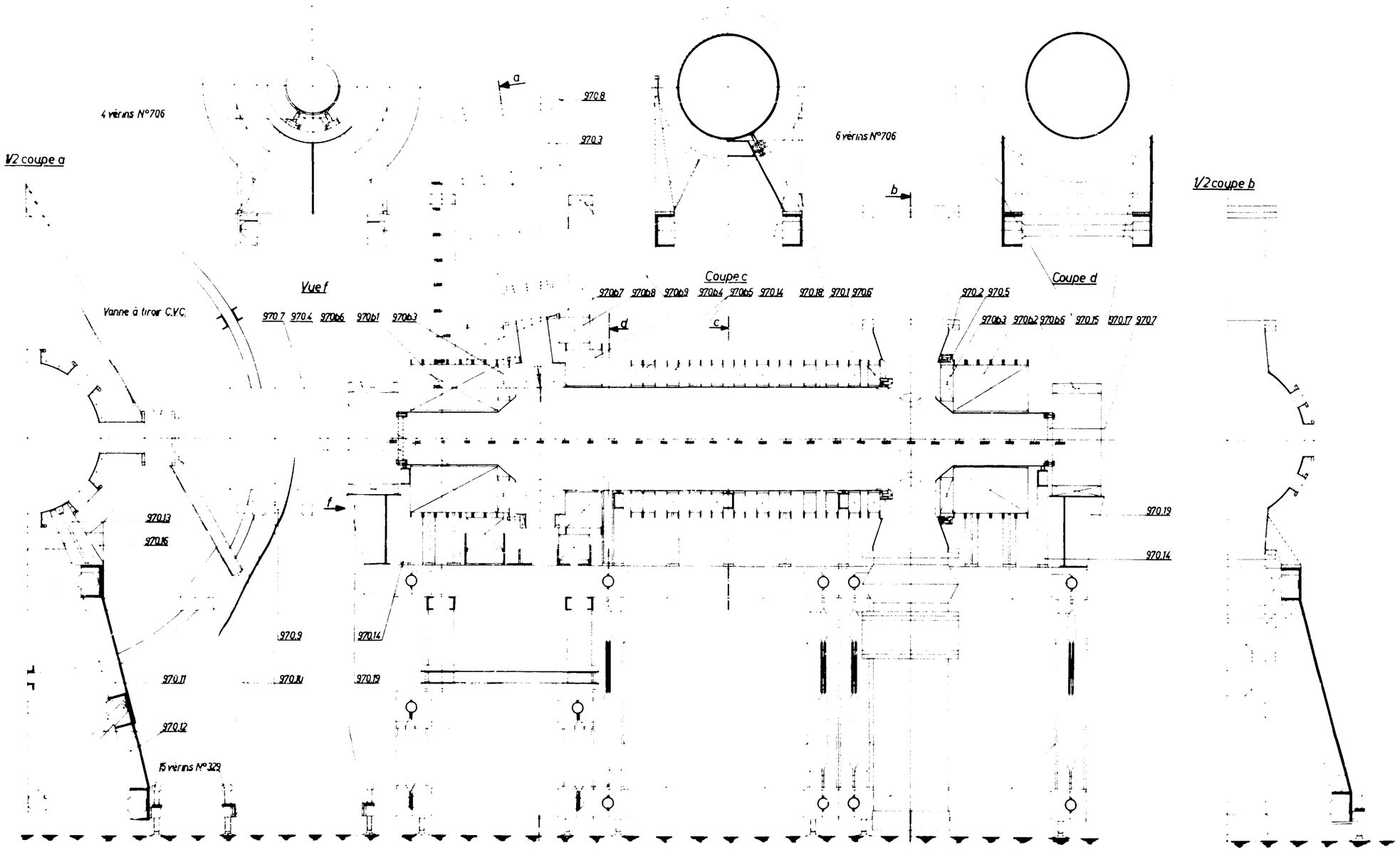


Fig.24_FLUCTUATIONS DE $V_\perp^2/B$ PENDANT LA CAPTURE TEMPORAIRE

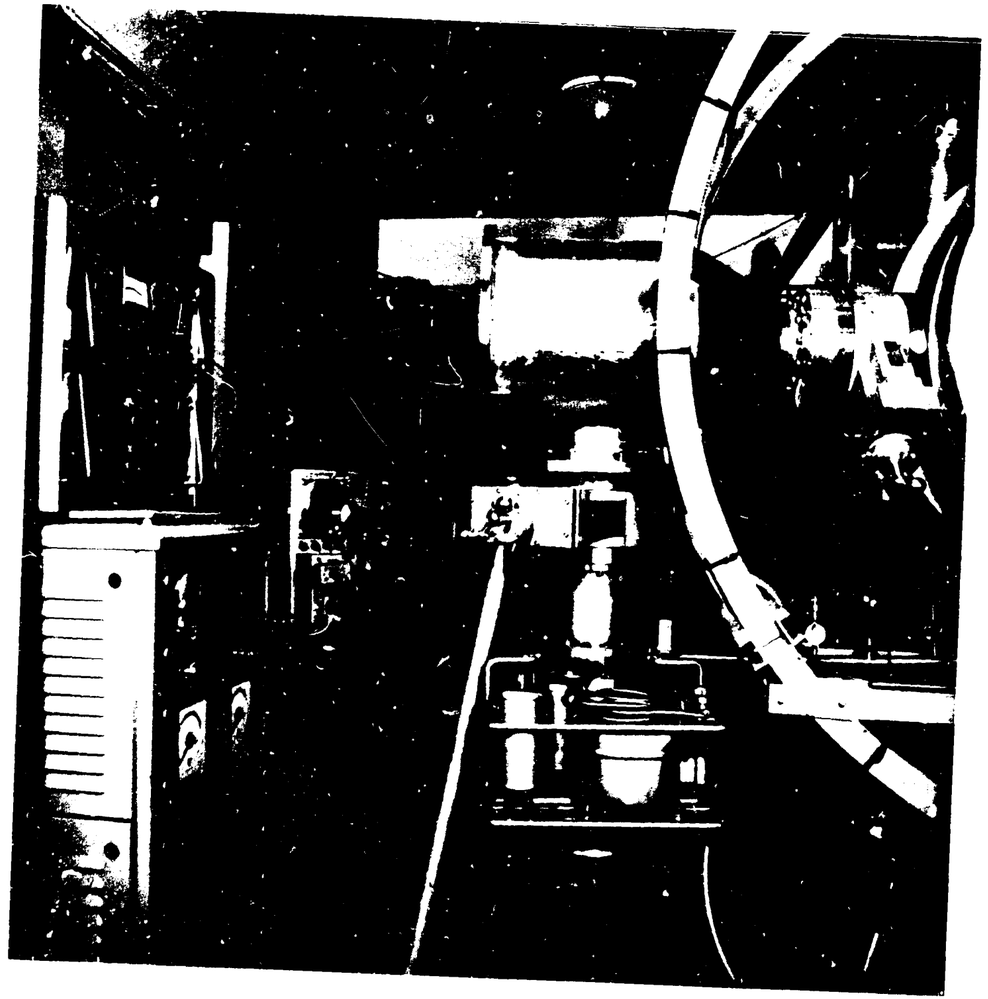
① Proton né sur l'axe (non sorti au bout de 300m).

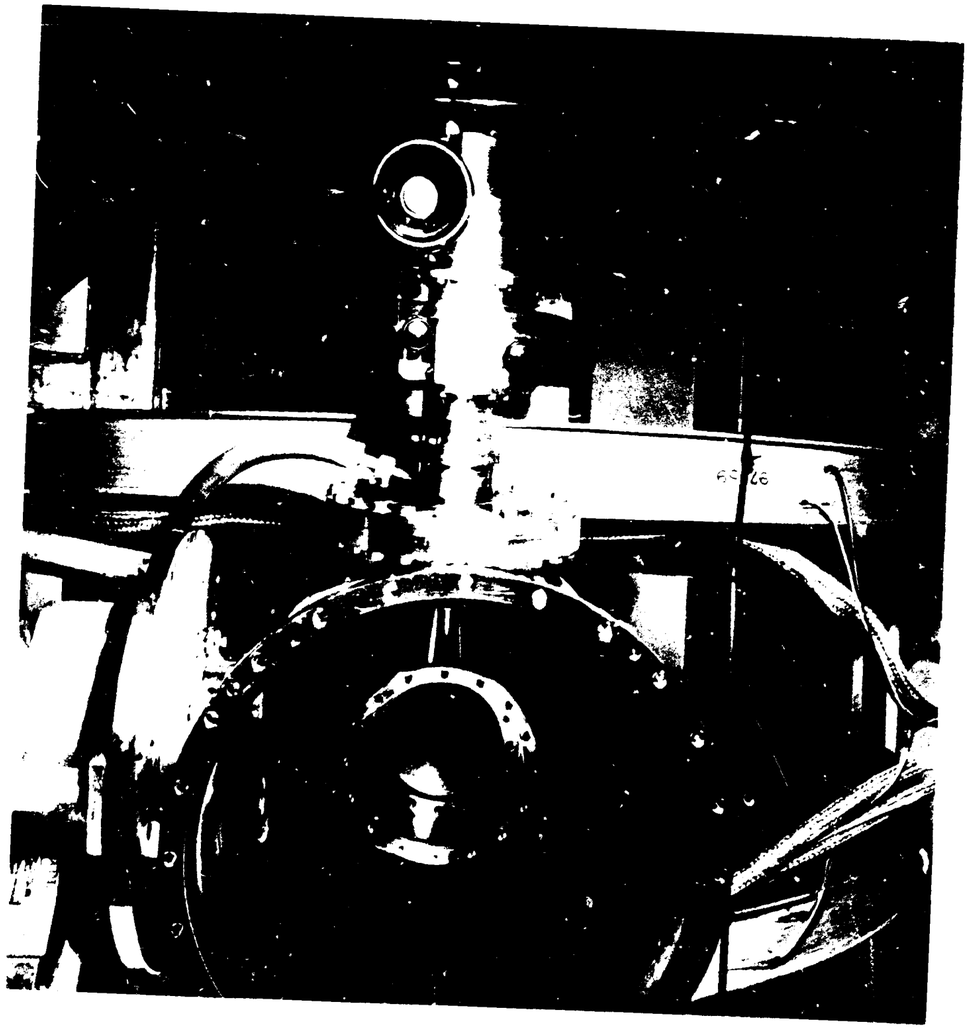
② Proton ayant un centre de giration entre 6 et 7 cm.

③ Proton ayant un centre de giration à environ 9 cm de l'axe.



MODELE A ELECTRONS A INJECTION CONIQUE





IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 2771
1967

FIN