

JMM

Ecole polytechnique fédérale de Lausanne
Centre de recherche en physique des plasmas

ETUDE PARAMETRIQUE DES DECHARGES SANS CHAUFFAGE ADDITIONNEL
DANS LE TOKAMAK TCA

Jean-Marc Moret
Travail pratique de diplôme

Professeur : F. TROYON
Travail suivi par : J.B. LISTER

23 octobre - 23 décembre 1982
Centre de recherche en physique des plasmas
21, avenue des Bains
CH-1007 LAUSANNE



CRPP
Centre de Recherches en Physique
des Plasmas
Association Euratom-Suisse

CH-1007 Lausanne - 21, av. des Bains
Suisse/Switzerland
Téléphone (021) 47 11 11 - Télex 24 556

V/réf.

N/réf.

JBL/fb

Lausanne.

11 octobre 1982

Travail pratique de diplôme d'ingénieur-physicien

Session d'octobre - janvier 1982-1983

Candidat : M. J.-M. MORET

Etude paramétrique des décharges sans chauffage additionnel
dans le Tokamak TCA

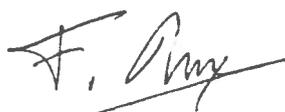
Le Tokamak TCA du CRPP fonctionne déjà depuis deux ans. L'intérêt suscité par le chauffage d'Alfvén (qui représente le but principal du Tokamak) n'a pas permis jusqu'à présent une étude approfondie des paramètres du plasma et des conditions d'opération en l'absence de chauffage additionnel. L'état des diagnostics permet maintenant une approche de plus grande envergure et ce travail de diplôme représentera la première tentative dans cette direction.

Plusieurs jours d'exploitation du Tokamak dans des conditions les plus diverses possibles seront mis à disposition du candidat et lui permettront de recueillir les informations résultant des expériences. En collaboration avec le groupe le candidat analysera d'une manière approfondie les résultats de ces expériences. Les possibilités de faire preuve d'originalité sont presque illimitées.

./.

Le candidat soumettra un rapport dactylographié de son travail, en trois exemplaires.

Le candidat sera suivi par M. J.B. Lister.

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'F. Troyon', with a horizontal line drawn through the middle of the signature.

F. Troyon

ETUDE PARAMETRIQUE DES DECHARGES SANS CHAUFFAGE
ADDITIONNEL SUR LE TOKAMAK TCA

En variant les paramètres n , I_p et B_ψ des décharges ohmiques de TCA, il a été possible de tirer des lois d'échelle pour $T_e \sim I_p^{3/4} B_\psi^{1/4} n^{-1/4}$, $T_i \sim I_p$ indiquant que les électrons sont en régime plateau et les ions collisionnels. Cependant les valeurs des températures qu'impliquent ces modèles ne sont pas observées. Le remplacement des limiteurs en acier par des limiteurs en carbone a sensiblement réduit la diffusion donc augmenté les températures. Les profils de densité présentaient tous la caractéristique $\mathcal{Z}_n \sim n_0$, quelque-soit n , indiquant que l'on est en présence de flux de particules et vers l'intérieur et vers l'extérieur anormaux.

Le montage de limiteurs en carbone a légèrement abaissé les diffusions tant électronique que ionique; cette dernière même est ramenée au régime plateau. En conséquence les températures des deux composantes ont subi une hausse sensible.

Le paragraphe 2 présente donc les décharges étudiées. Le confinement de l'énergie et le profil de densité sont abordés aux paragraphes 3 et 4. En complément aux profils de densité, on propose une étude des profils de courant au paragraphe 5. Le paragraphe 6 est consacré aux impuretés et le 7 à une comparaison entre limiteurs en acier et en carbone. De plus pour documentation l'annexe 1 décrit la méthode de recherche de loi d'échelle et l'annexe 2 donne en fonction des paramètres n et q la valeur de quantités importantes.

Indiquons finalement afin de ne pas avoir à le répéter souvent que les quantités sont données dans le système MKSA sauf les températures qu'on exprime en eV.

2. Description des décharges étudiées

Les caractéristiques du TCA peuvent être consultées dans la référence (2.1). Les conditions expérimentales dans lesquelles cette étude a été menée à bien sont les suivantes :

- toutes les décharges ont été faites sans chauffage additionnel, dans du deutérium avec les trois champs toroïdals : 0.78 T, 1.16 T, 1.51 T; un accent particulier a été porté à 1.16 T, mais les deux valeurs extrêmes offrent une variation suffisamment large pour pouvoir confortablement en tirer l'influence.
- sauf pour quelques décharges avec limiteurs en graphite étudiées dans le paragraphe 7, la machine était équipée de limiteurs en acier réglés à $a = 0.18$ m.
- le facteur de sécurité a été varié entre $3 \leq q_a \leq 25$, correspondant à des courants de $12 \text{ kA} \leq I_p \leq 100 \text{ kA}$.
- on a couvert les plages de densité entre les décharges avec électrons découplés et les décharges disruptives soit environ $0.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Il faut relever que dans les décharges à haute densité, celle-ci n'était pas stationnaire mais croissante avec $\dot{\bar{n}}_e \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Hormis les mesures électriques et magnétiques habituelles, les diagnostics suivants ont été utilisés :

- un interféromètre à micro-onde (2mm) mesurant sur la corde centrale \bar{n}_e (2.2). On peut au moyen d'injection d'une puissance de chauffage d'Alfvén minime contrôler cette mesure, notamment les sauts de frange, par l'apparition de modes d'Alfvén discrets (2.3).
- un interféromètre à infra-rouge lointain estimant sur huit cordes la densité. On peut ainsi en tirer les profils de n_e . L'exploitation et les résultats de ceux-ci sont discutés au paragraphe 4.
- la température électronique au centre a quelques fois été mesurée par diffusion Thompson (laser au rubis).
- la température électronique dans les autres cas est tirée du flux de rayonnement X mou par la méthode des deux absorbants. Quoique des différences considérables apparaissent avec l'estimation plus précise par diffusion, on a avec une précision d'environ 200 eV exploité ces mesures après une calibration avec la précédente en prenant $T_x/T_{\text{ruby}} = 2$ (fig. 2.1). La mesure de ce flux permet également de voir l'apparition de fluctuation en dents de scie au centre (2.5).
- des mesures bolométriques montrent les pertes par rayonnement.
- on mesure finalement l'intensité des rais H_α , FeII, OII et le flux de rayons X durs.

- l'analyse du flux de neutres produits par des réactions d'échange de charge permet de tirer la température ionique (2.4).

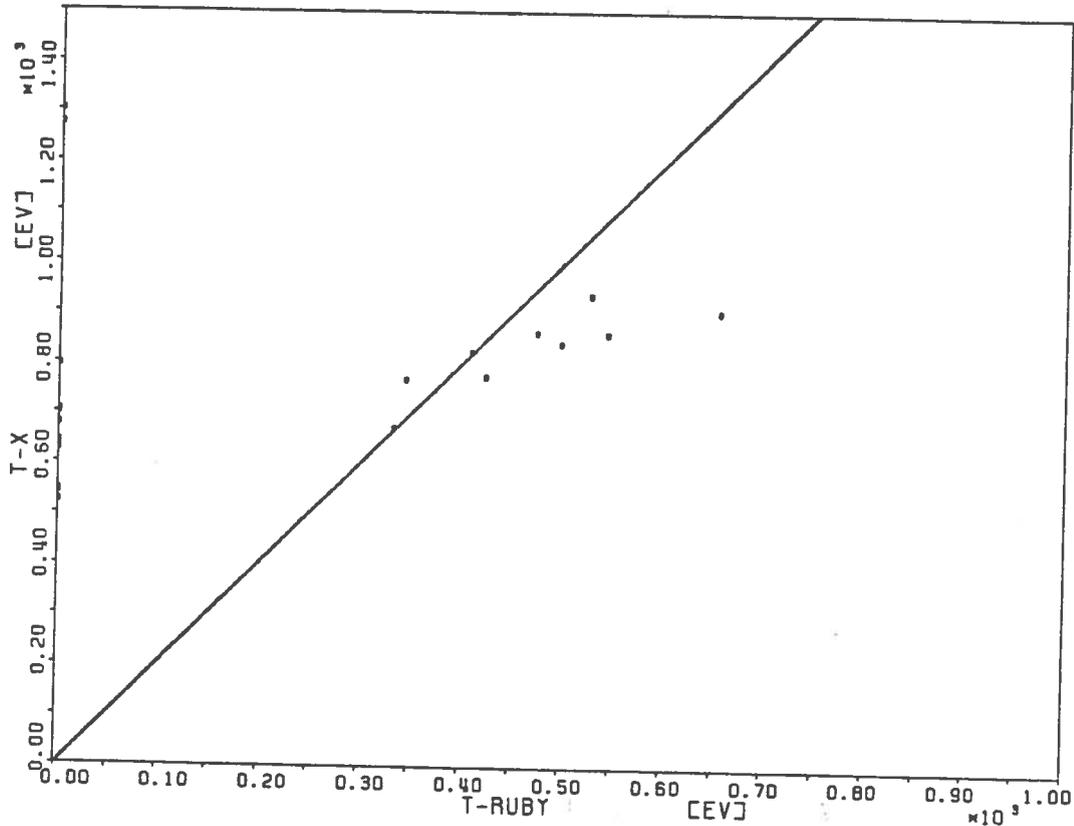
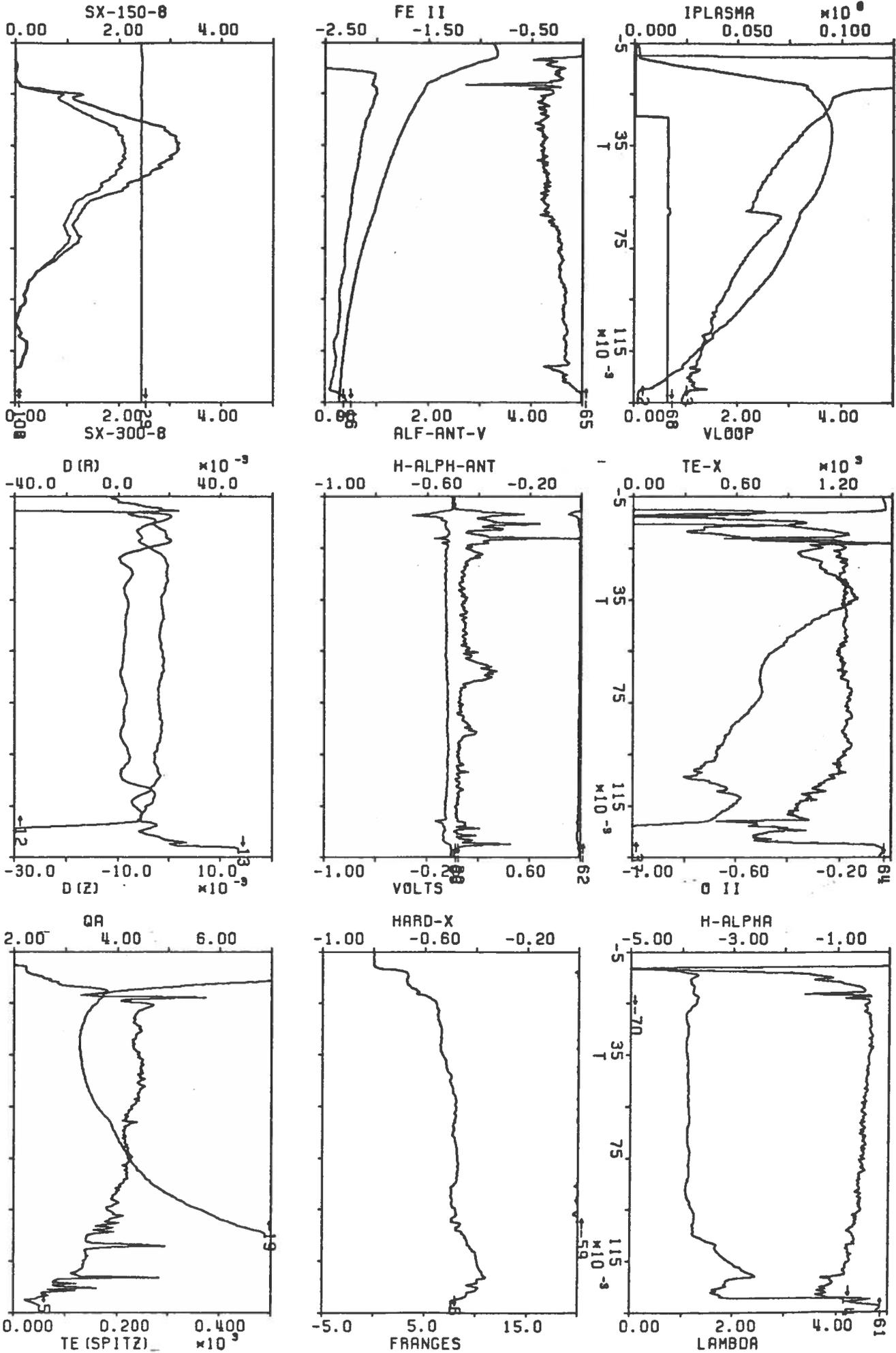


fig. 2.1 : calibration de T_x par T_{ruby} .

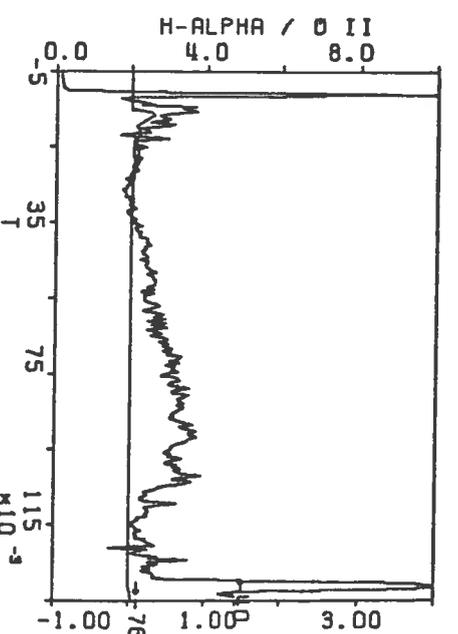
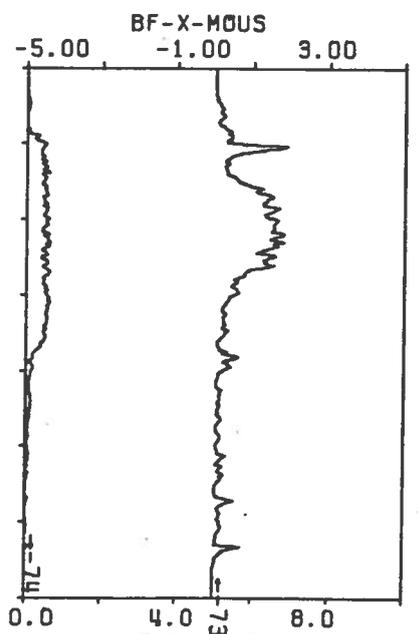
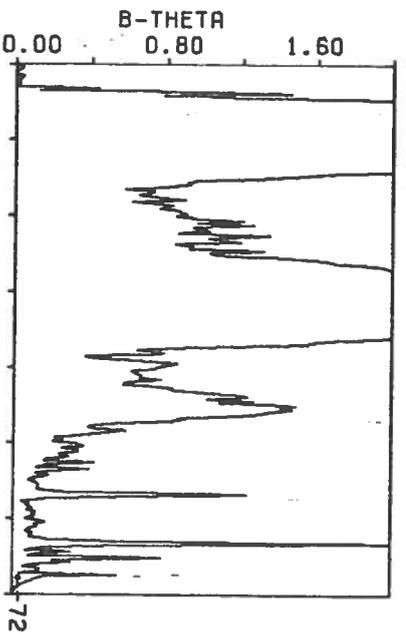
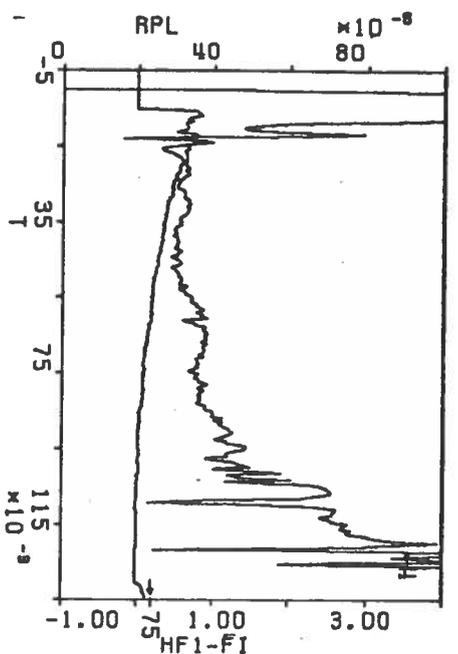
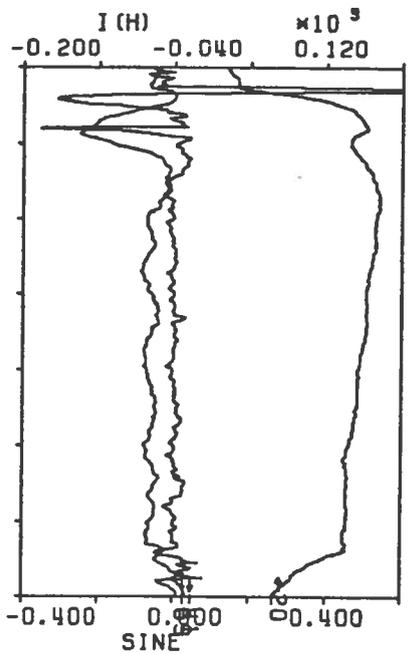
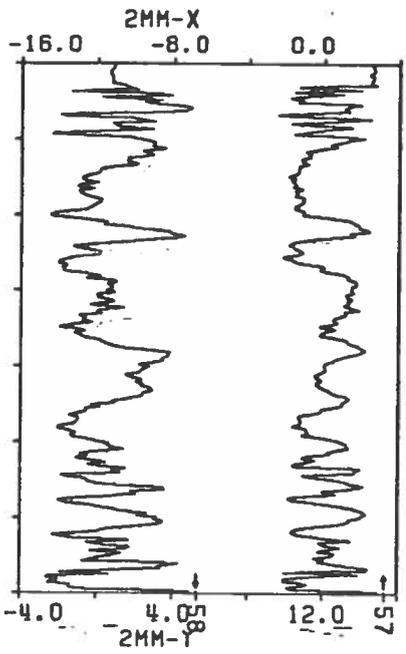
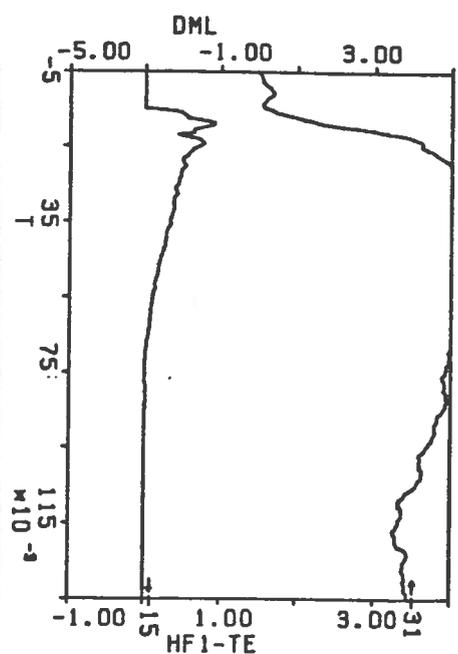
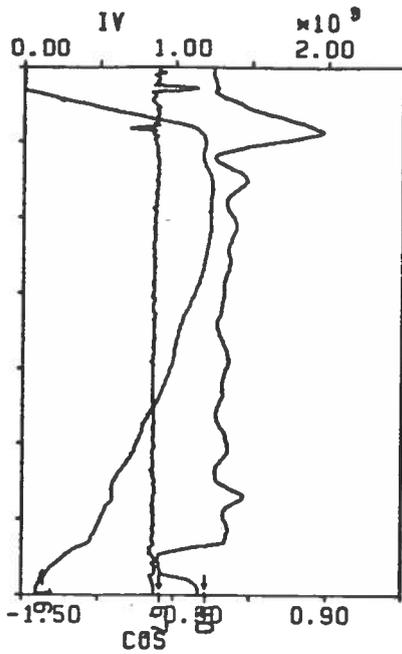
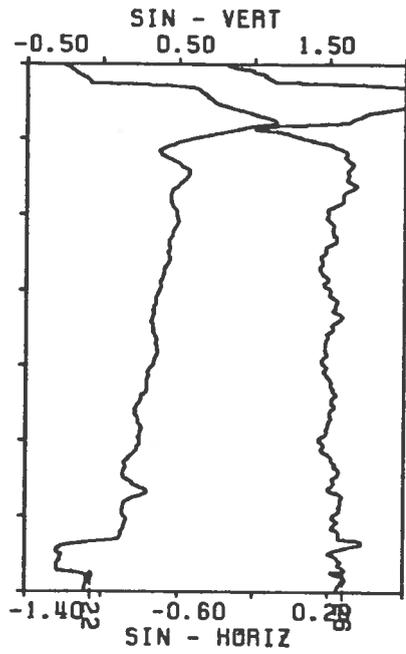
Un des chocs dépouillés est représenté sur la figure 2.2 et 2.3. Les instants des chocs pour cette étude étaient choisis lorsque les décharges étaient bien centrées, sans activité disruptive prononcée et pour lesquelles on disposait si possible des mesures de T_e et T_i . La répartition des paramètres des chocs retenus est représentée sur le diagramme de Hugill de la figure 2.4.



9383

fig. 2.2 : un des chocs dépouillé

- 2.5 -



9383

fig. 2.3.: suite

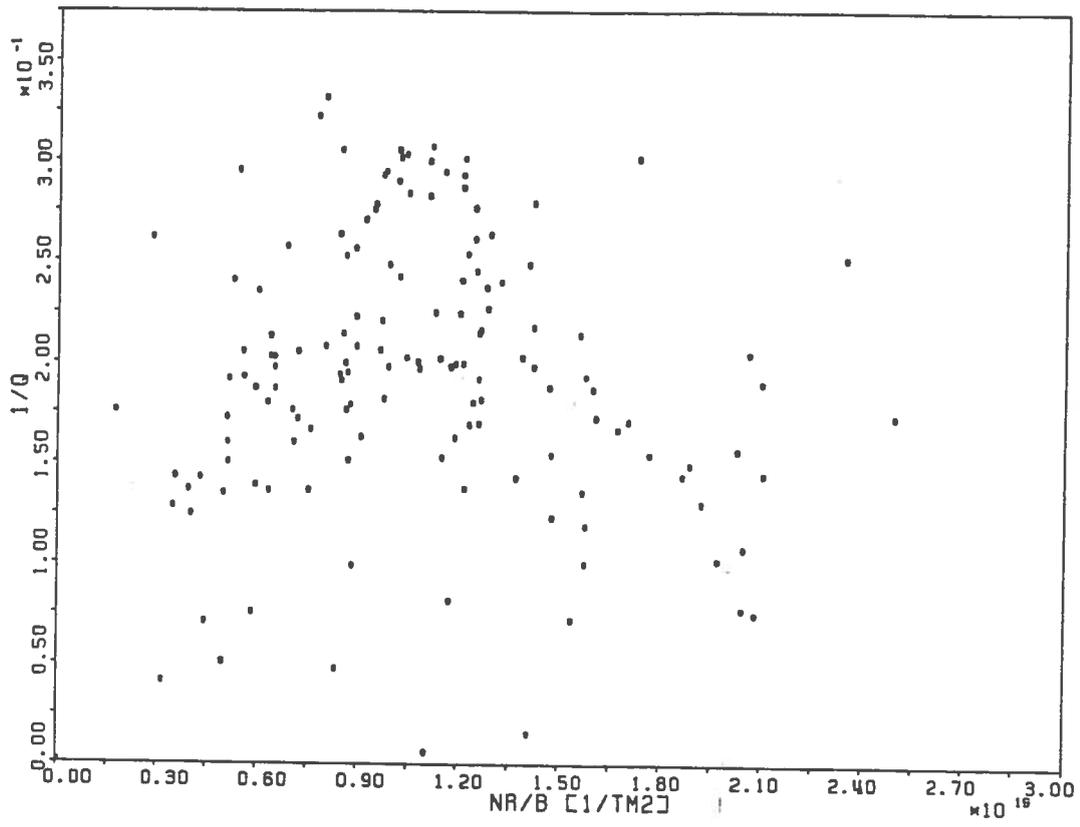


fig. 2.4 : diagramme de Hugill

3. Confinement de l'énergie

Dans une première étape de l'étude du confinement de l'énergie sur TCA, on va proposer une étude paramétrique des températures électronique et ionique.

La recherche d'une loi d'échelle pour T_e a permis de découvrir qu'elle suivait le courant et la densité comme

$$T_e \sim I_p^{0.8 \pm 0.5} \bar{n}^{-0.2 \pm 0.4} \quad (3.1)$$

avec un résidu de 24 %, ce qui est proche de l'erreur de mesure (cf paragraphe 2). La dépendance en \bar{n} peut paraître arbitraire mais elle explique 4 % de la variation de T_e et se voit nettement sur la figure 3.1. Aucun autre paramètre ne semble intervenir dans cette expression.

Cherchant à expliquer cette loi on peut considérer certains des termes intervenant dans le bilan d'énergie des électrons

$$P_e = P_{oh} - P_{ei} - P_{ce} - P_r$$

où $P_e = dW_e/dt$, P_{oh} est la puissance ohmique, P_{ei} la puissance cédée aux ions, P_{ce} les pertes par convection et conduction et P_r les pertes par rayonnement. La densité de puissance ohmique est décrite par la résistivité spécifique η :

$$P_{oh} = \eta j^2$$

où j est la densité de courant. En utilisant la relation de Spitzer on écrit la puissance déposée par unité de longueur de plasma :

$$P_{oh} = 1.66 \cdot 10^{-5} Z \ln \Lambda T_e^{-3/2} I_p^2 a^{-2}.$$

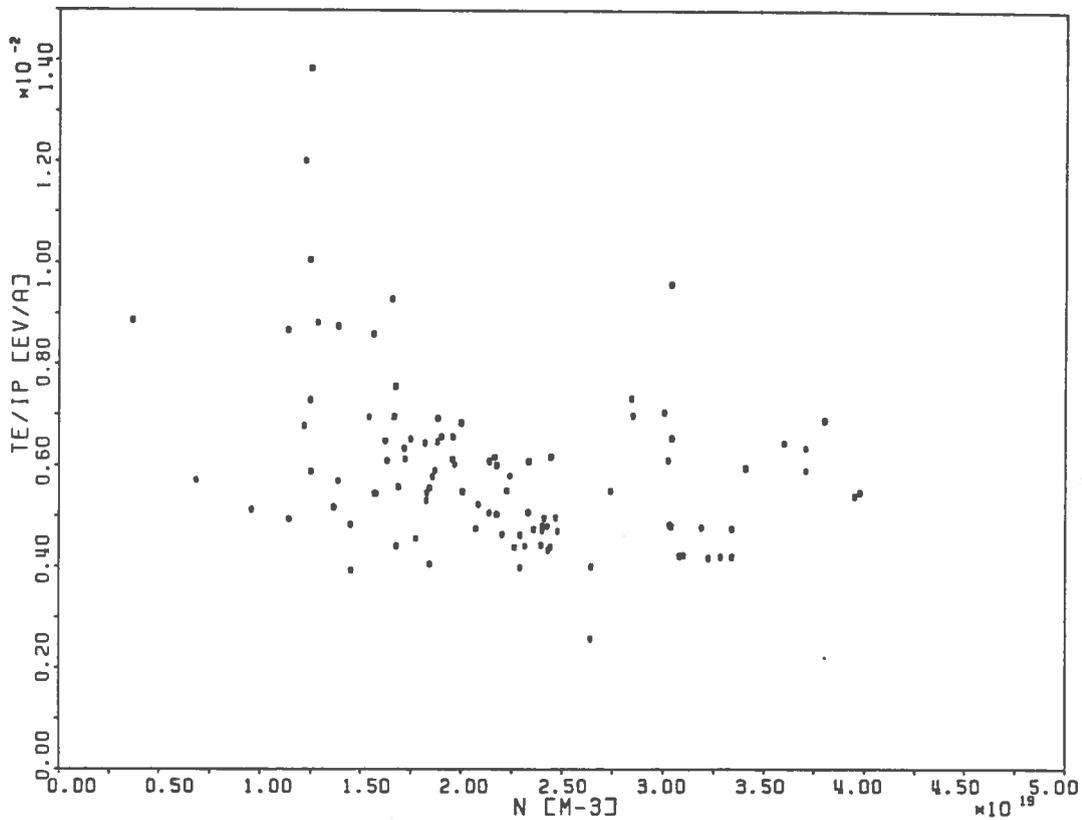


fig. 3.1 : dépendance en n de T_e/I_p

On peut tenter de donner une valeur de T_e en ne retenant dans les pertes que la puissance rayonnée par Bremsstrahlung (4.4). On obtient, même avec un Z de 4, ce qui augmente considérablement le rayonnement, et $\ln \Lambda = 20$,

$$T_e = 1.2 \cdot 10^{18} I_p/n,$$

ce qui donne d'une part une valeur de T_e trop élevée et d'autre part une dépendance paramétrique éloignée des résultats expérimentaux.

Observons maintenant la contribution de P_{ce} ; on suppose-
ra que ces pertes sont principalement dues à la conduction
thermique, décrites donc en première approche pour une unité
de longueur de plasma par

$$P_{ce} = -2\pi n D \partial T_e / \partial r$$

où D est le coefficient de diffusion. Il est bien connu que
celui-ci varie suivant les régimes de collisionnalité des élec-
trons. Les régimes collisionnels et banane sont décrits par

$$D_c = q^2 r_{le}^2 \nu_e$$

et $D_b = (r/R)^{3/2} D_c$

où r_{le} est le rayon de Larmor des électrons et ν_e leur fréquen-
ce de collision. Dans les deux cas D varie comme

$$D \sim n I_p^{-2} T_e^{-1/2},$$

R étant un paramètre fixe pour une machine. La balance entre
 P_{oh} et P_{ce} en régime stationnaire fournit une loi pour T_e

$$T_e \sim I_p^2 n^{-1}$$

qui satisfait également mal la comparaison avec les mesures.

En régime plateau par contre D est réduit à

$$D_p = q^2 r_{le}^2 \nu_p$$

où $1/\nu_p = Rq/(T_e/m_e)^{1/2}$ est le temps de connection entre l'intérieur et l'extérieur du tore. Dans ce cas

$$D \sim T_e^{3/2} I_p^{-1} B_\varphi^{-1}$$

et la balance de puissance mène à une loi très proche de (3.1) :

$$T_e \sim I_p^{3/4} B_\varphi^{1/4} n^{-1/4} = P.$$

Notons que l'influence de B_φ ne peut être détectée car elle se situe en dessous de l'erreur de mesure sur T_e

$$((B_{\varphi\max}/B_{\varphi\min})^{1/4} - 1 = 18 \%).$$

La régression sur les mesures de T_e en fonction de P (noté plateau-par sur la figure 3.2) donne à 24 % près

$$T_e = 6740 P^{1 \pm 0.6}$$

alors que les équations données plus haut et $P_{oh} = P_{ce}$ mènent à

$$T_e = 1085 (Z \ln \Lambda)^{1/4} R^{1/2} a^{-1} P$$

qui sur TCA avec $Z = 1$ et $\ln \Lambda = 20$ s'écrit

$$T_e = 9915 P.$$

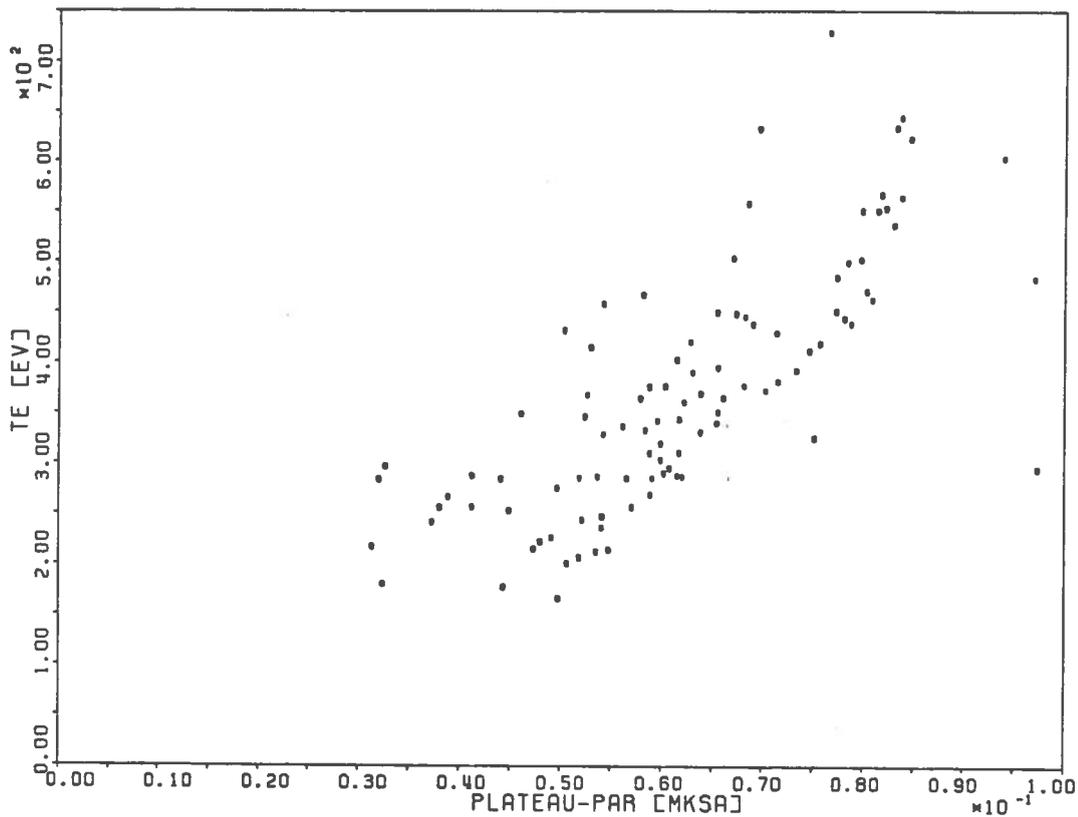


fig. 3.2 : T_e en régime plateau.

Insistons sur le fait qu'un accord si bon, sans l'habituelle anomalie de diffusion surprend, d'autant plus que les termes oubliés, P_{ei} , P_r et les autres pertes par convection sont pourtant influants. Retenons donc que la diffusion des électrons pourrait avoir le comportement d'un régime plateau sans avoir une valeur aussi élevée qu'il le prédirait.

Le même travail a été mené à bien pour la température ionique. Les résultats montrent que T_i suit (fig. 3.3)

$$T_i \sim I_p^{0.8 \pm 0.3} T_e^{0.2 \pm 0.7} \quad (3.2)$$

à 12 % près. A nouveau la dépendance en T_e quoiqu'apparemment non significative abaisse de 6 % le résidu. L'analyse montre également que ce sont là les seuls paramètres influents.

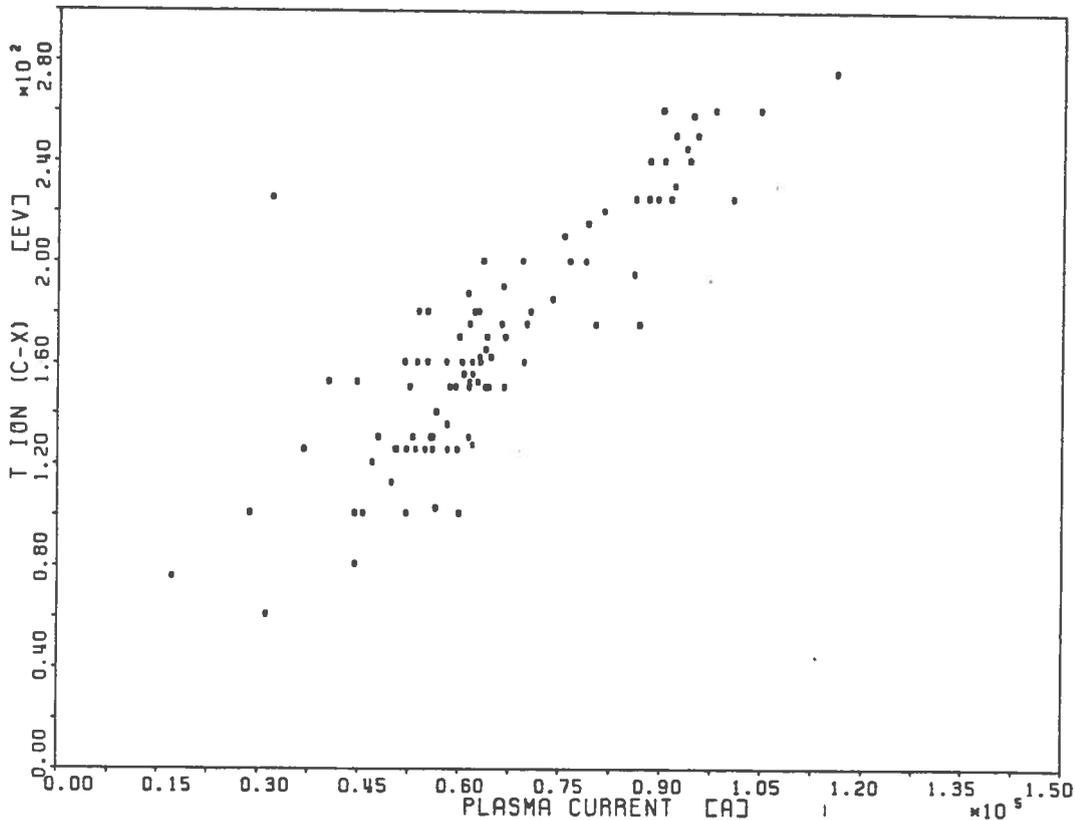


fig. 3.3 : dépendance de T_i avec I_p

La loi d'échelle pour T_i , déduite par Artzimovich à partir de la diffusion en régime plateau des ions, pourtant vérifiée sur beaucoup de machines (3.1), ne semble pas rendre

compte ici du phénomène de manière satisfaisante. Sachant que le coefficient de diffusion dans ce régime

$$D \sim T_i^{3/2} I_p^{-1} B_\psi^{-1}$$

et que la puissance communiquée aux ions par les électrons P_{ei} , intervenant dans le bilan d'énergie des ions

$$P_i = P_{ei} - P_{ci},$$

est donnée par

$$P_{ei} = 5.3 \cdot 10^{-33} n^2 A^{-1} T_i^{-1/2},$$

(A : masse atomique des ions) relation valable avec T_e/T_i entre 1.6 et 10 (4.4), on trouve selon la même méthode que pour la température électronique

$$T_i \sim (n B_\psi I_p)^{1/3}.$$

Cependant la figure 3.4 comparée à la figure 3.3 montre aisément que cette loi n'est pas bien suivie.

On cherchera une explication meilleure en investissant le régime de diffusion collisionnel. D est alors donné par

$$D = q^2 r_{li}^2 \nu_i$$

avec les mêmes notations que pour le traitement des électrons.

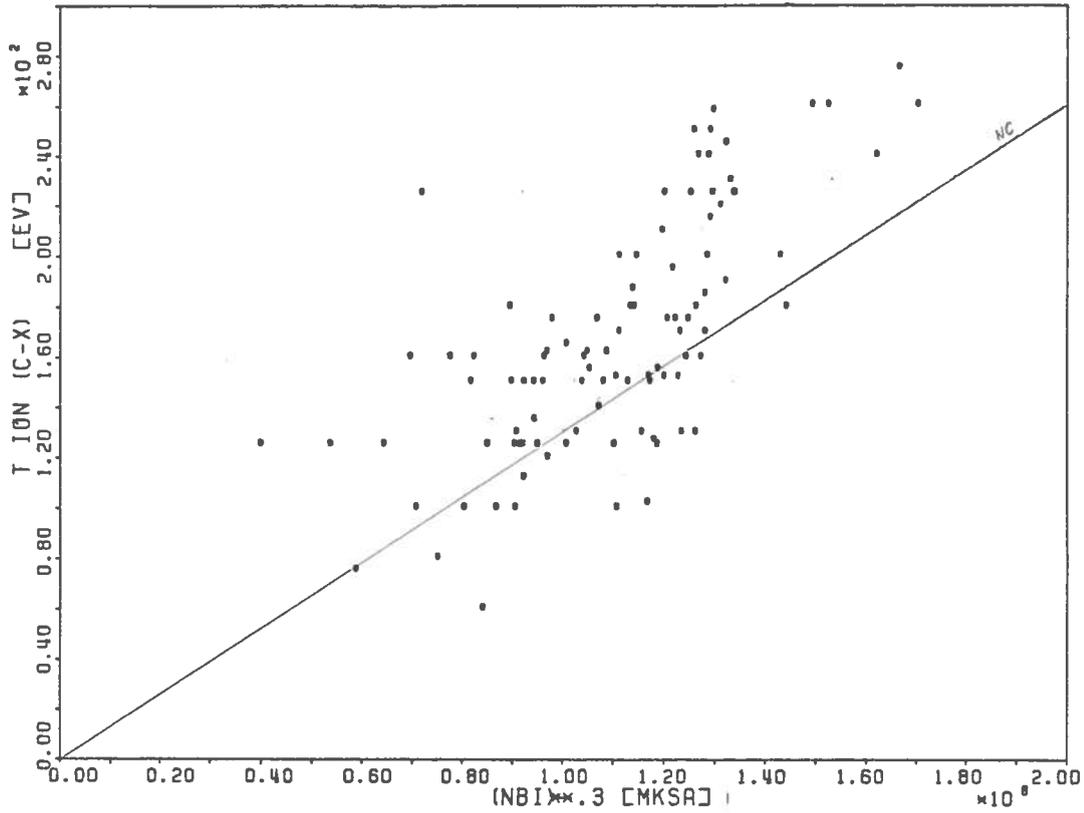


fig. 3.4 : loi d'Artzimovich.

Bien que, pour le choix de la valeur de ν_i , le taux de collision ν_{ii} entre les ions soit nettement supérieur à celui entre ions et électrons ν_{ie} , les deux cas présentent un intérêt. Plus habituellement d'abord ν_{ii} s'estime par (4.4) ($Z = 1$)

$$\nu_{ii} = 1.4 \cdot 10^{-12} n A^{1/2} T_i^{-3/2},$$

ce qui conduit à

$$D \sim n I_p^{-2} T_i^{-1/2}.$$

La balance entre P_{ei} et P_{ci} , avec des pertes par conduction thermique permet de déterminer T_i par

$$T_i = 4.8 \cdot 10^{-8} R^2 I_p^2 a^{-2} A^{-3/2}$$

ou dans notre cas

$$T_i = 2 \cdot 10^{-7} I_p^2. \quad (3.3)$$

Avant de discuter l'applicabilité de ce résultat, observons la contribution des collisions ions-électrons. Le calcul de D se fait via

$$\nu_{ie} = 6.7 \cdot 10^{-14} n T_e^{-3/2} A^{-1}$$

et amène à

$$D \sim T_i n I_p^{-2} T_e^{-3/2}.$$

Toujours avec le même principe on trouve

$$T_i = 0.004 (R^2/Aa^2)^{2/5} I_p^{4/5} T_e^{3/5}$$

qui devient avec les valeurs de notre expérience

$$T_i = 0.008 I_p^{4/5} T_e^{3/5}.$$

Comparons l'application de ces trois modèles. Dans la loi d'Artzimovich, si la dépendance en B_φ a pu être camouflée par les erreurs expérimentales ($(B_{\varphi\max}/B_{\varphi\min})^{1/3} - 1 = 24\%$), la densité par contre aurait dû se manifester. Comme son apparition est indispensable pour affirmer que les ions sont en

régime plateau, on peut en conclure qu'ils subissent plutôt un régime collisionnel. Dans cette condition, les collisions avec les électrons apportent des dépendances paramétriques proches de (3.2). Malheureusement les pertes de ce modèle sont nettement insuffisantes pour traduire une température ionique de l'ordre de grandeur de celle observée. Même l'introduction d'un facteur d'anomalie tel que $D_A = \mathcal{A} D$, ne produit pas d'effets raisonnables, sauf si \mathcal{A} est porté à environ 300, ce qui est étonnamment élevé. La loi d'échelle (3.3) avec les collisions entre ions est moins satisfaisante du point de vue dépendance paramétrique mais déjà avec un facteur d'anomalie de $\mathcal{A} = 8 - 10$, elle rend compte des températures observées.

Les propos tenus jusqu'ici pour les ions peuvent être examinés sous un autre angle, en cherchant la dépendance paramétrique de la puissance perdue par conduction ionique, obtenue cette fois en résolvant complètement leur bilan d'énergie :

$$P_{ci} = P_{ei} - P_i, \quad (3.4)$$

les deux termes de droite étant connus. Pour rendre encore mieux compte de la réalité, on a introduit des profils paraboliques pour n et T_i , avec $\mathcal{A}_{T_i} = 1$ et \mathcal{A}_n mesuré selon une méthode décrite au paragraphe 4. L'équation (3.4) est alors moyennée sur le volume du plasma et son terme P_i s'écrit

$$P_i = \frac{3}{2} \frac{n_0/\bar{n}}{\mathcal{A}_n + \mathcal{A}_{T_i} + 1} (\bar{n} \dot{T}_{i0} + \dot{\bar{n}} T_{i0})$$

où l'indice 0 représente les quantités en $r = 0$ et $\bar{n}/n_0 =$

$\int_0^1 (1-x^2)^{\alpha_n} dx$. Comme le montre la figure 5.1, le facteur de forme est peu soumis aux erreurs de piquage. La validité de ce traitement est restreinte au centre du plasma par l'approximation en $T_i^{-1/2}$ faite dans P_{ei} . De plus dans P_{ei} le facteur de forme $f = (n_o/\bar{n})^2 / (2\alpha_n + 1/2)$ est proche de l'unité pour une grande gamme de paramètre (fig. 3.5); il sera donc omis.

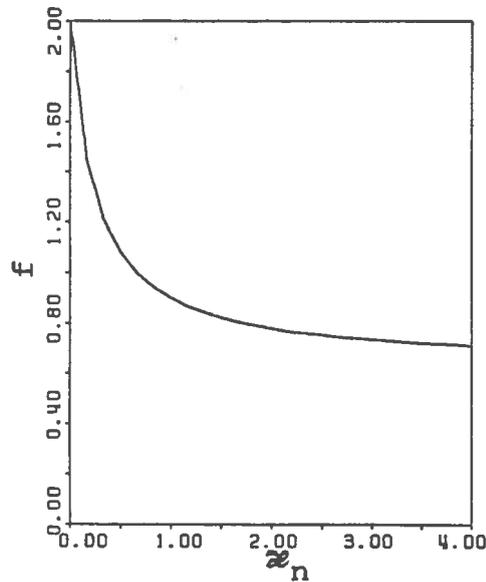


fig. 3.5 : facteur de forme dans P_{ei} .

La puissance de conduction ionique ainsi obtenue semble se comporter comme $n^2 T_e^{-1/2}$ (fig. 3.6 et 3.7). Le facteur n^2 indique que le coefficient de diffusion est linéaire en la densité, ce qui laisse supposer que les ions sont collisionnels. Ceci rejoint donc les conclusions de l'étude de la température ionique. De plus si l'on écrit à l'état stationnaire l'équilibre des puissance on a $n^2 T_i^{-1/2} \sim n^2 T_e^{-1/2}$, ce qui conduit à $T_e \sim T_i$. L'expérience montre en effet que T_i/T_e varie peu, éventuellement légèrement avec B_ϕ (fig. 3.8) sans pour autant pouvoir livrer des valeurs précises de la dépendance.

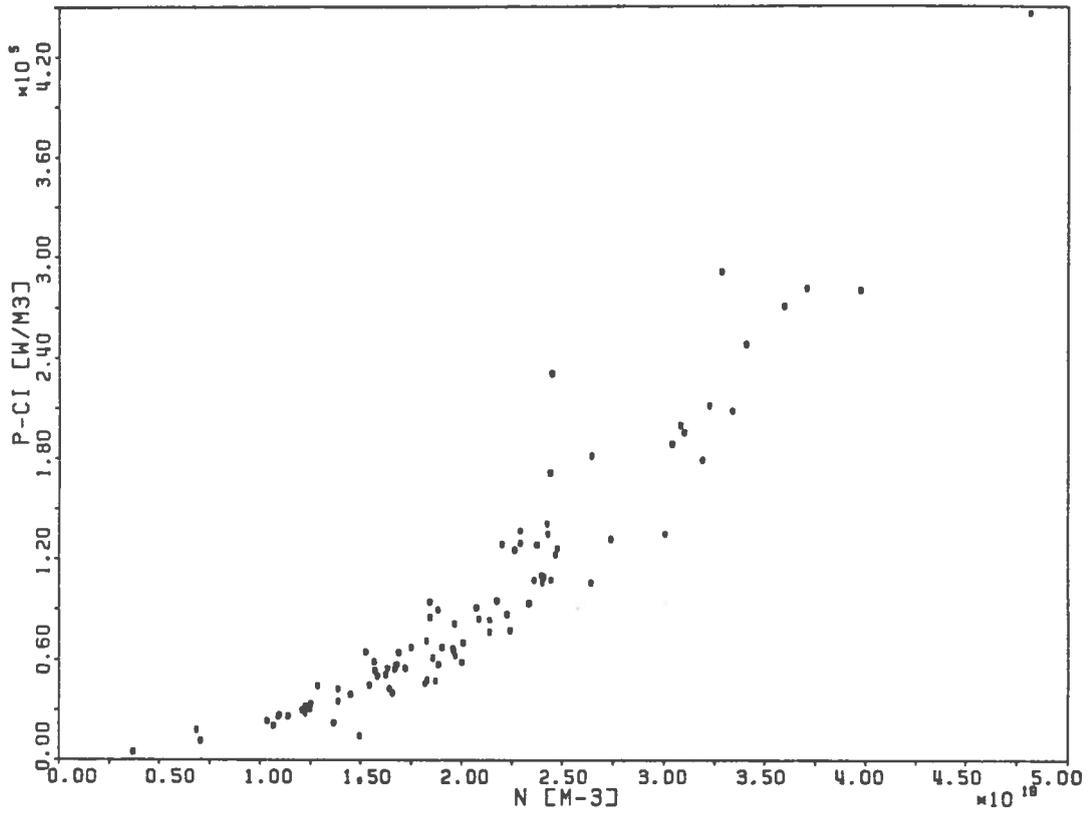


fig. 3.6 : dépendance en n de P_{ci}

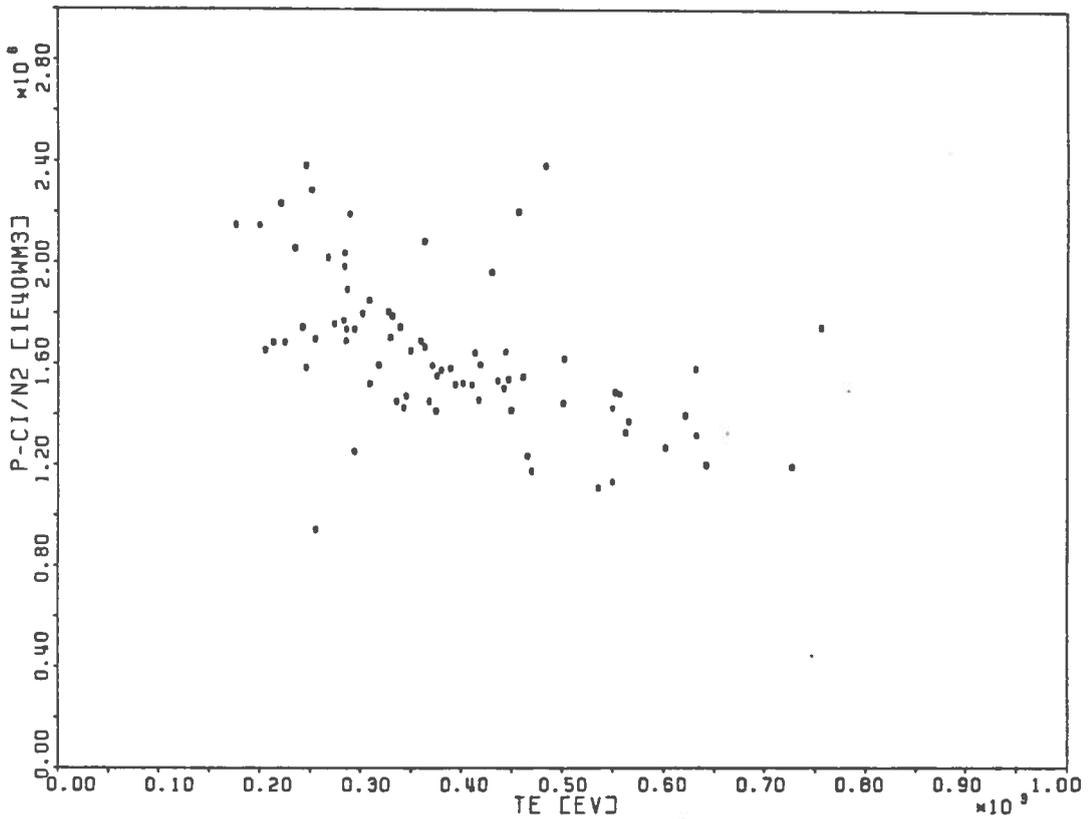


fig 3.7 : dépendance en T_e de P_{ci} .

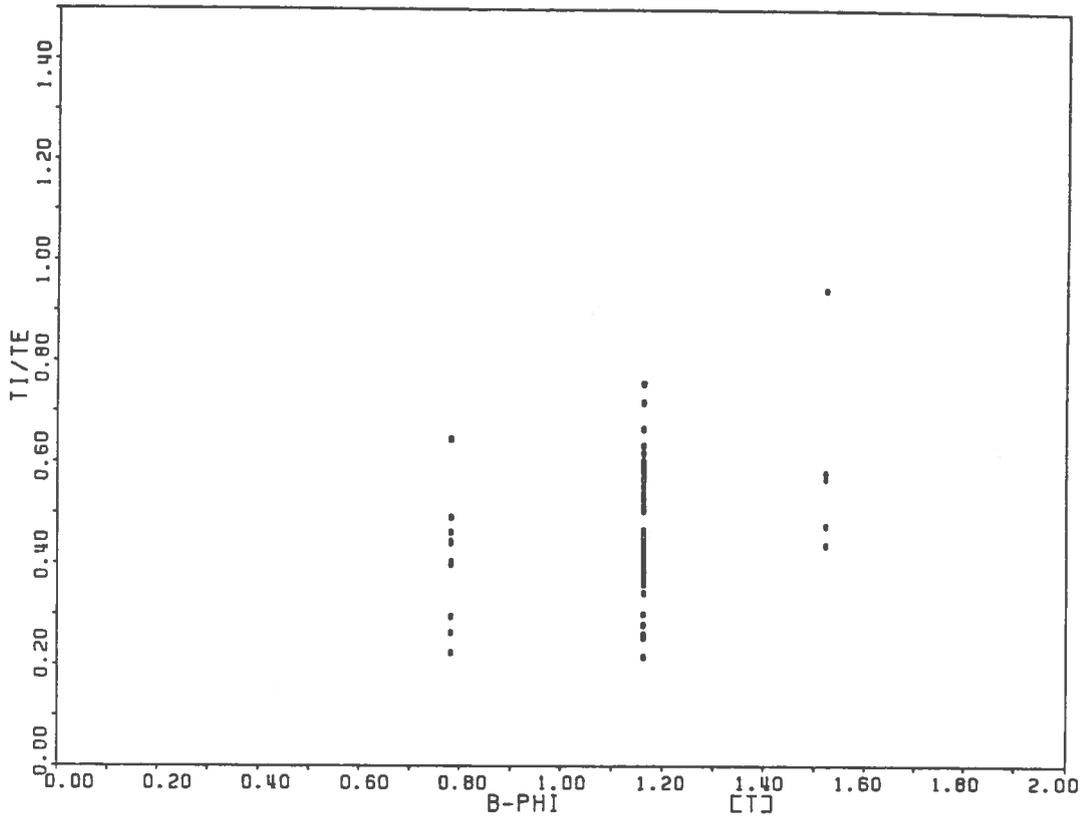


fig. 3.8 : dépendance en B de T_i/T_e .

Un travail analogue pour les pertes par conduction électronique est rendu plus difficile par la mauvaise détermination de T_e et P_r et il n'a pas été possible de donner à P_{ce} des valeurs fiables. On s'est donc contenté pour les électrons de l'étude du temps global de confinement de l'énergie électronique τ_{Eeg} défini par

$$\tau_{Eeg} = W_e / (P_{oh} - P_e).$$

Sur beaucoup de machines (3.1), ce paramètre suit la loi dite d'Alcator :

$$\tau_{Eeg} = 5 \cdot 10^{-21} \bar{n} q_a^{1/2} a^2 R.$$

Pour TCA cette loi semble être trop optimiste d'un facteur d'environ 2 (fig. 3.9).

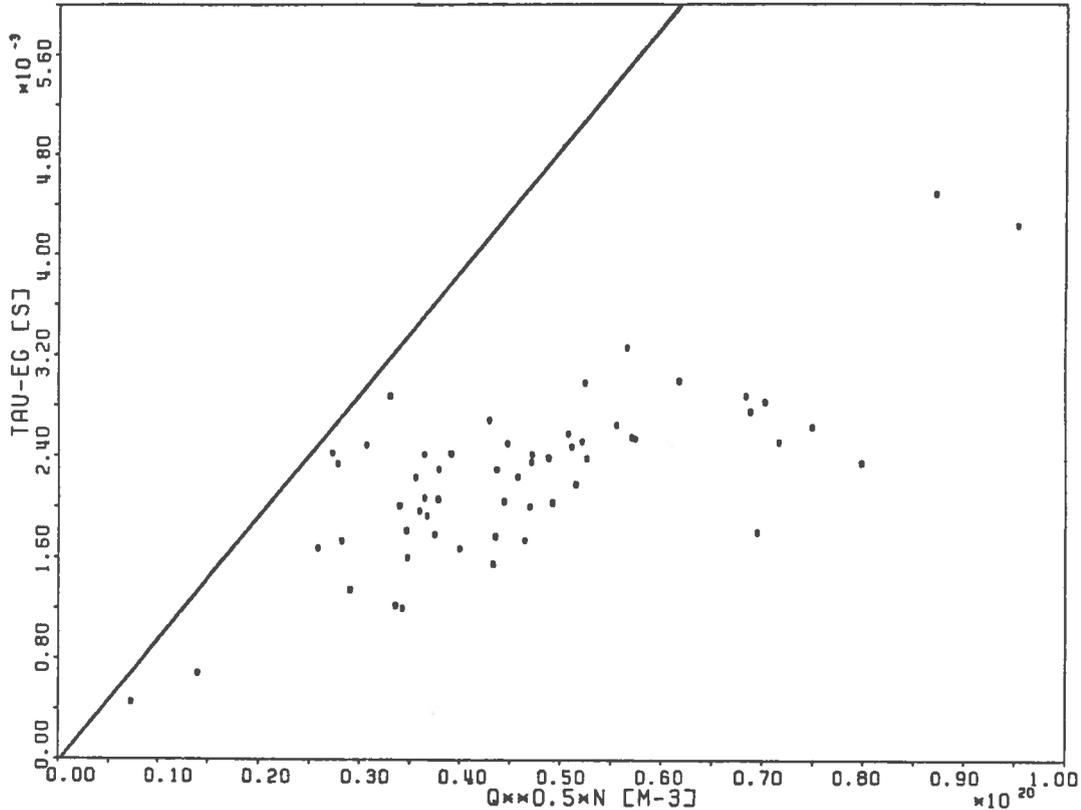


fig. 3.9 : variation de τ_{Eeg} ; la ligne continue représente la loi d'Alcator.

Cherchant d'autres paramètres qui contribueraient également à τ_{Eeg} , on a constaté que le piquage de densité α_n permet d'expliquer une petite partie de la variation. La figure 3.10 montre que les profils plus abruptes diminuent le confinement de l'énergie avec une influence qu'il est impossible de chiffrer. Ceci provient certainement d'une contribution importante de la conduction thermique et de la convection aux pertes électroniques, puisque celles-ci augmentent avec le gradient de n . On rejoint ici la conclusion tirée de l'étu-

de du comportement de T_e .

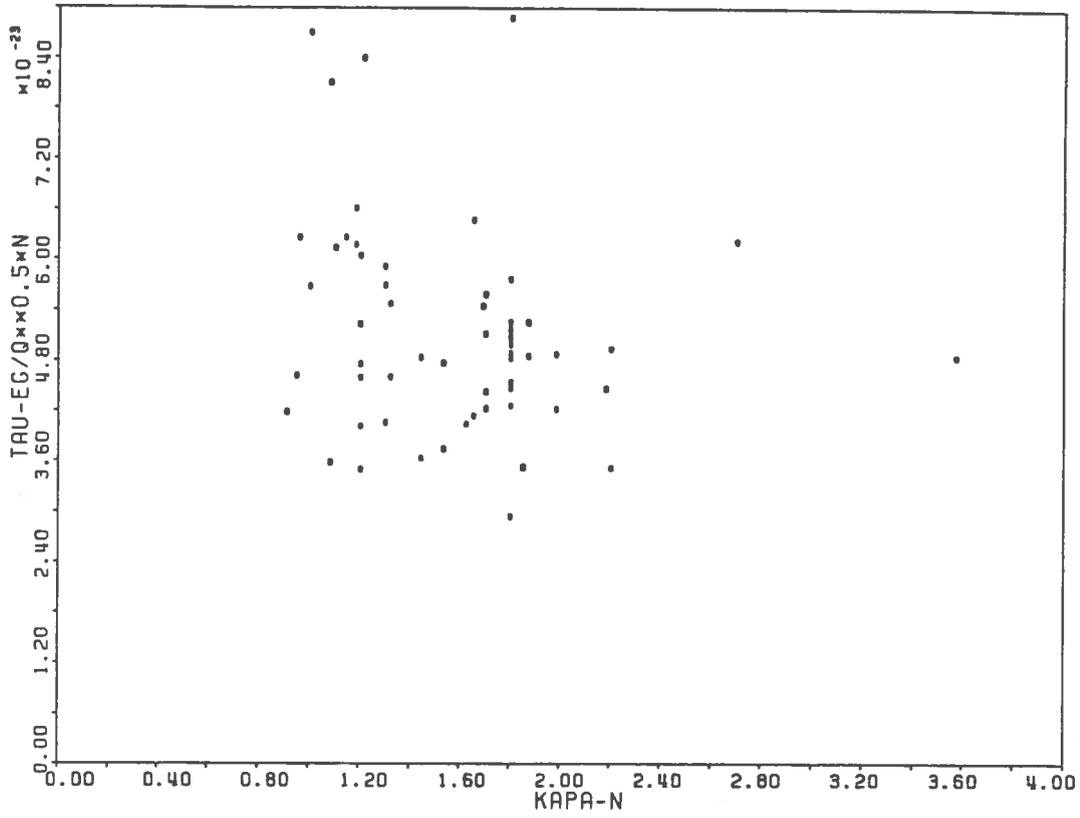


fig. 3.10 : variation de τ_{Eeg} avec α_n .

4. Profils de densité

Les profils de densité sont établis à l'aide d'un interféromètre à huit canaux. La figure 4.1 représente pour plusieurs instants d'un choc des profils non inversés, c'est à dire $\int n_e dl$ où dl est un élément de longueur de la corde considérée. L'inversion d'un profil se fait en ajustant par moindres carrés une loi de la forme

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{(r - d)^2}{(a - |d|)^2} \right)^\alpha$$

où d représente un décentrement de la colonne de plasma. Cette méthode d'une part ne nécessite pas une inversion d'Abel et d'autre part présente l'avantage de fournir une mesure du piquage α . Pour comparaison la figure 4.2 montre les courbes ajustées à deux mesures.

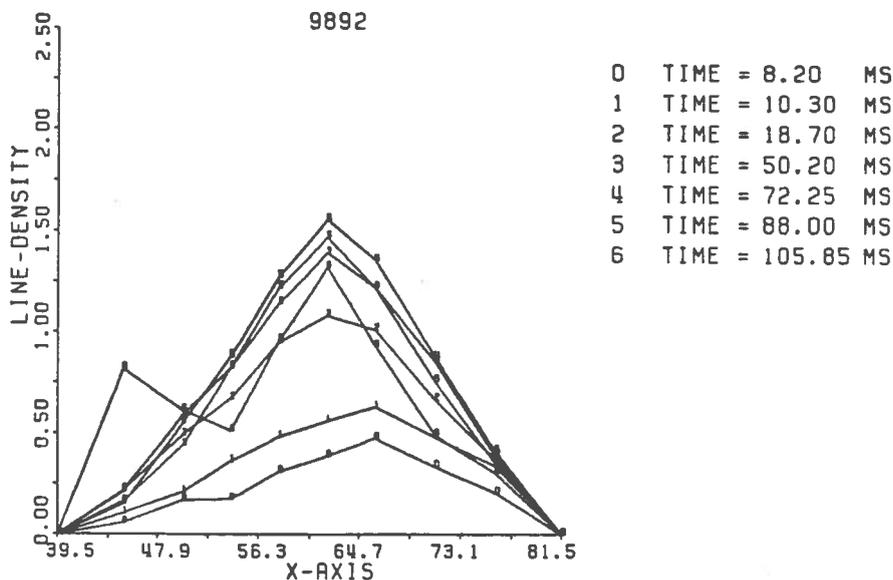


fig. 4.1 : profils de densité non inversés.

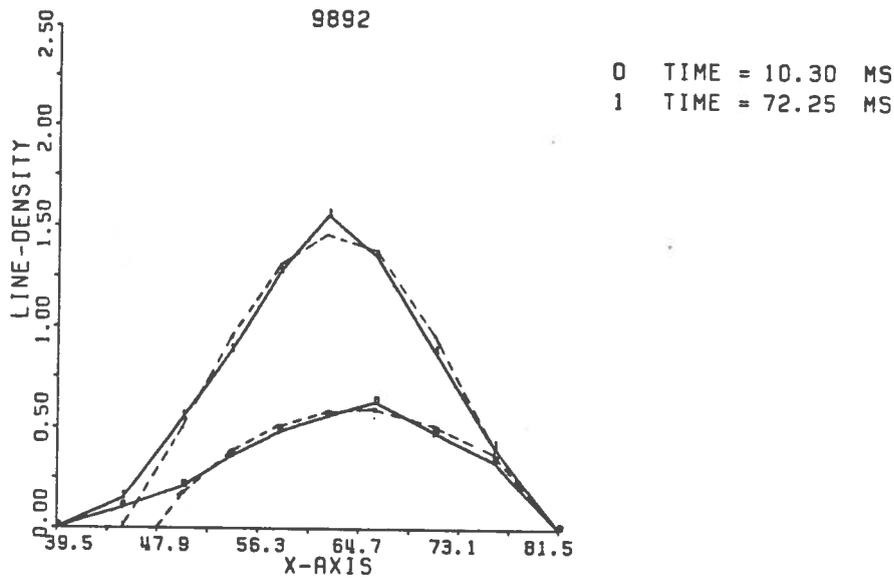


fig. 4.2 : courbes ajustées à deux profils (courbe traitillée)

L'écart à un profil parabolique, sauf pour certains débuts ou fins de décharge, ne dépasse pas 10 à 15 %. La figure 4.3 démontre que pour les piquages observés, l'erreur sur \mathcal{Z} est du même ordre de grandeur.

On a pu observer que, sauf pour les débuts et fins de chocs mentionnés plus haut, l'exposant \mathcal{Z} était proportionnel à $n_0 = n(r=0)$ (fig. 4.4) avec également une dépendance en B_ψ^{-2} (fig. 4.5). La dispersion restante peut éventuellement être expliquée par un facteur $T_e^{-1/2}$, quoique là l'erreur sur l'exposant soit grande (fig. 4.6). Il est très important de noter que ce résultat reste vrai quelque soit le taux d'accroissement de densité \dot{n} (fig. 4.7 et 4.8). On retiendra donc

$$\mathcal{Z} \sim n_0 B_\psi^{-2} T_e^{-1/2}.$$

$$\mathcal{Z}_n = 5 \cdot 10^{-20} n_0 / B_\psi$$

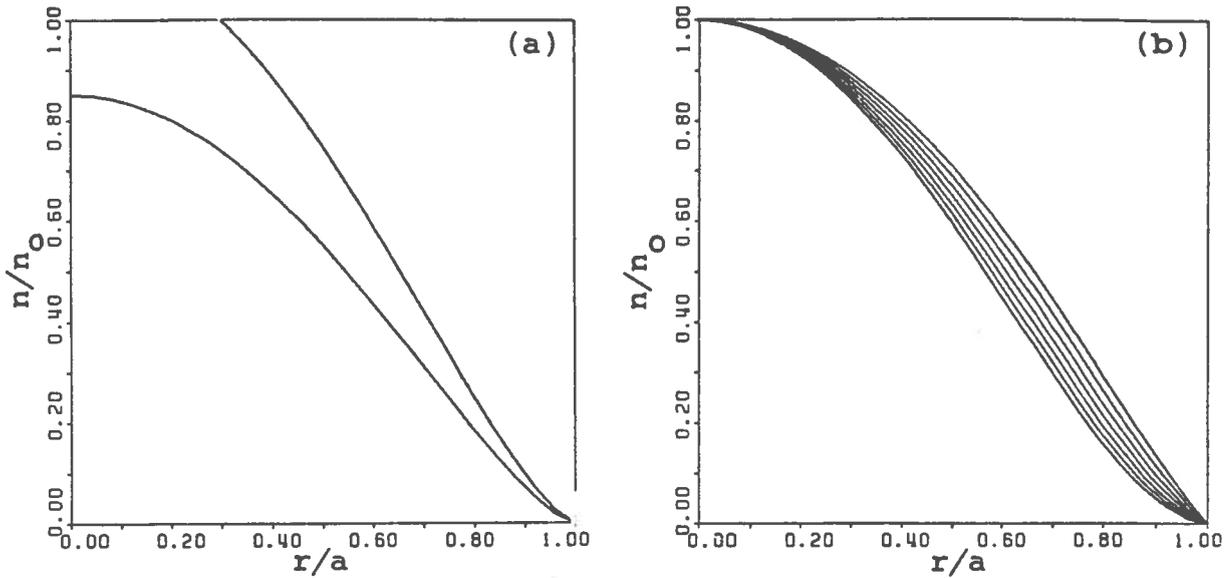


fig. 4.3 : (a) profil parabolique avec $\alpha = 1.5 \pm 15 \%$
 (b) profil parabolique avec $\alpha = 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8$.

De telles études ont déjà été effectuées sur d'autres Tokamaks (4.1). Relevons notamment que l'équipe de FT n'a observé aucune corrélation nette entre le profil de densité $n(r)$ et \bar{n} ($\bar{n} \approx 2.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$). Par contre les expériences sur Alcator A montre que les profils de densité devenaient de plus en plus piqués lorsque \bar{n} variait entre 10^{20} m^{-3} et $6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. En particulier une loi empirique

$$\alpha = 0.5 + 0.25 \bar{n} (10^{20} \text{ m}^{-3})$$

a été proposée. Relevons également l'expérience d'accroissement de densité sur PLT (4.2), où l'invariance de α avec \bar{n} ne semble pas être vérifiée.

Si l'on considère que le libre parcours moyen des neutres

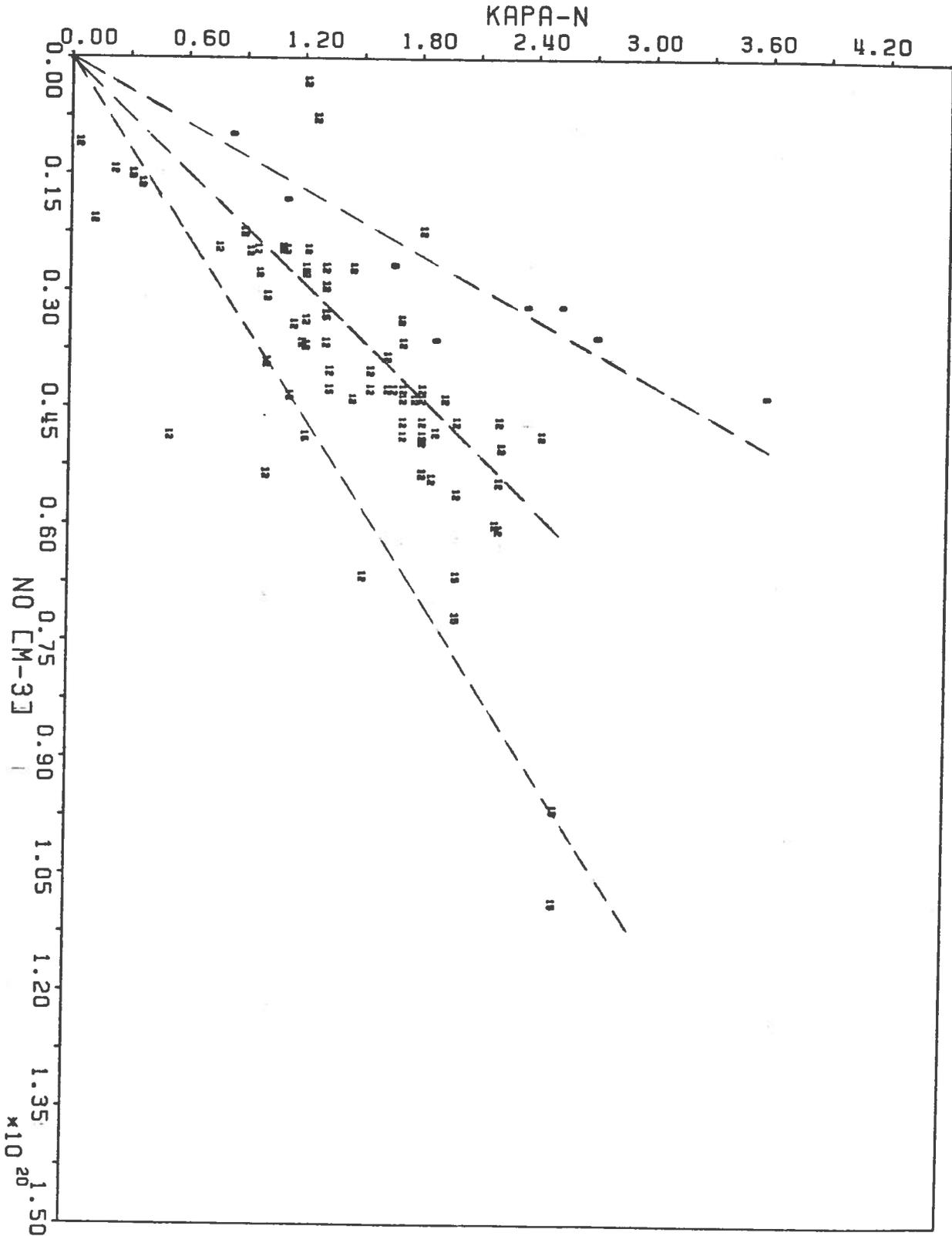


fig. 4.4 : piquage de la densité en fonction de sa valeur au centre (chiffre = R en kg)

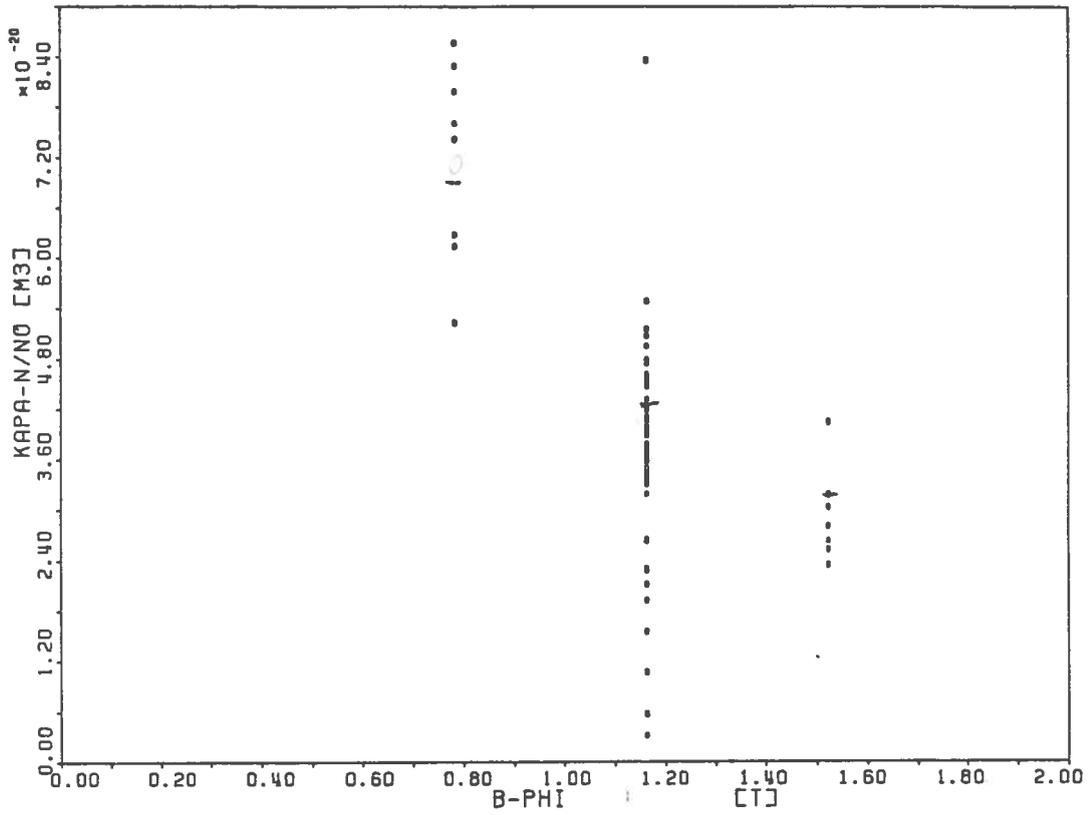


fig. 4.5 : variation du piquage avec B_{ϕ} .

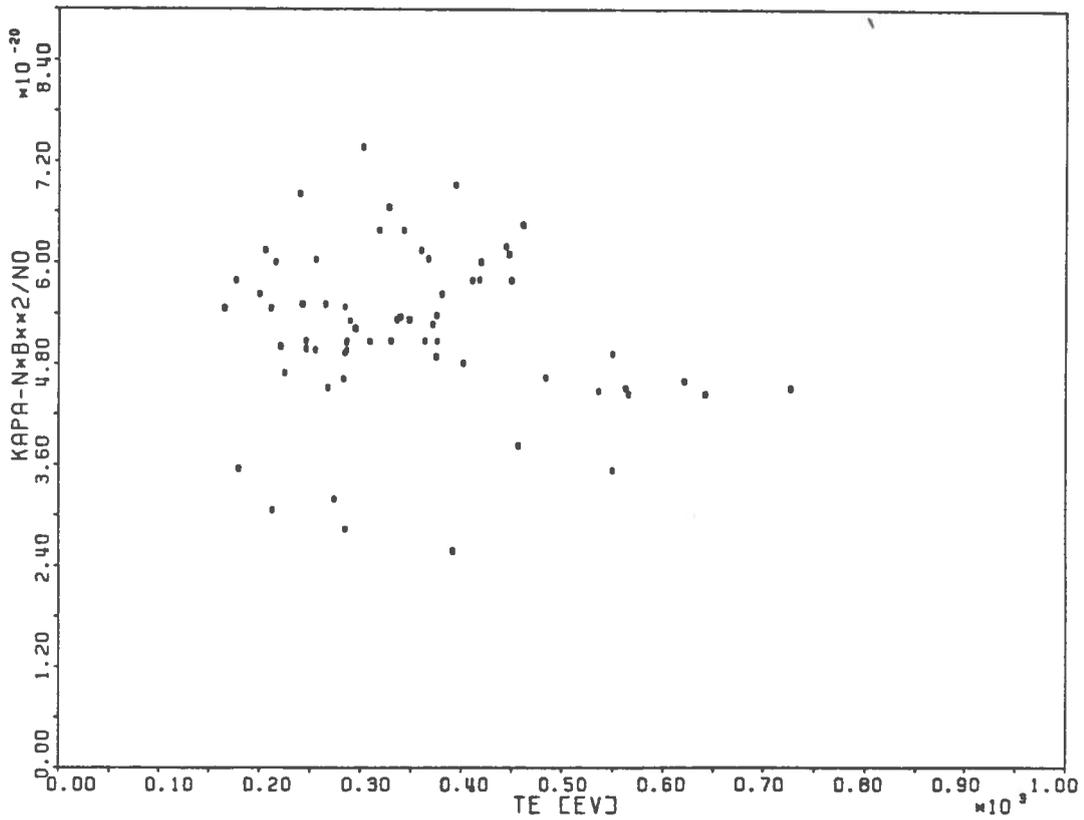


fig. 4.6 : variation du piquage avec T_e .

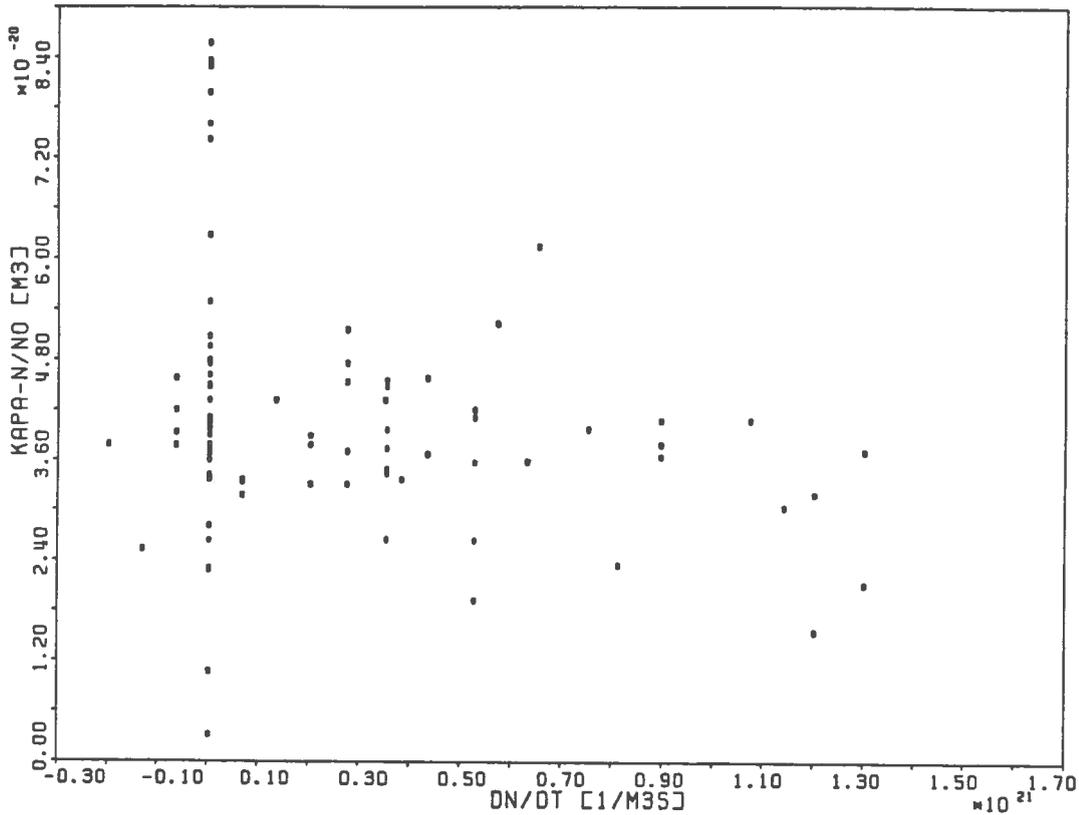


fig. 4.7 : indépendance de la loi sur le piquage avec \dot{n} .

est de l'ordre de $a/5$ sur TCA (2.4), le remplissage du centre de la colonne ne peut être expliqué par la pénétration des neutres. On décrira donc l'évolution de la densité du plasma par un flux de particules Γ et un terme de source S . L'équation de continuité fournit

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Gamma)}{\partial r} + S \quad (4.1)$$

où l'on s'est restreint à une géométrie cylindrique avec une seule dépendance en r . Le terme de source est égal à la différence entre un terme d'ionisation et un terme de recombinaison électron-ion :

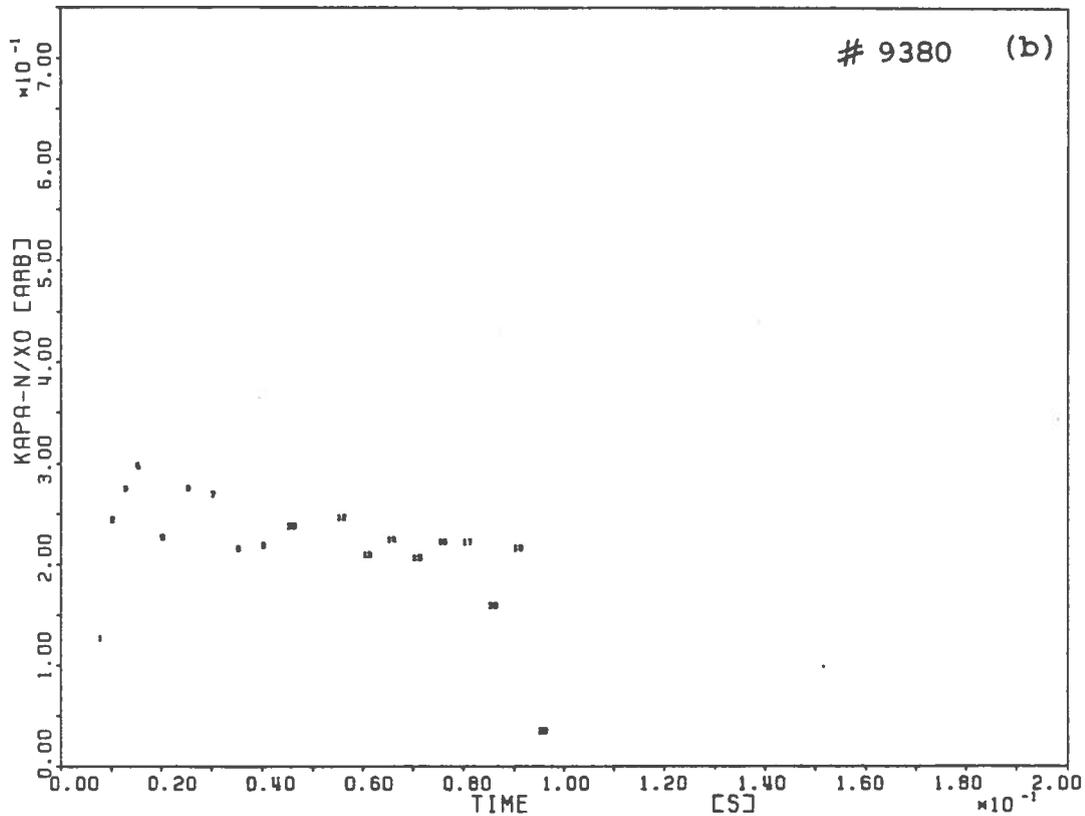
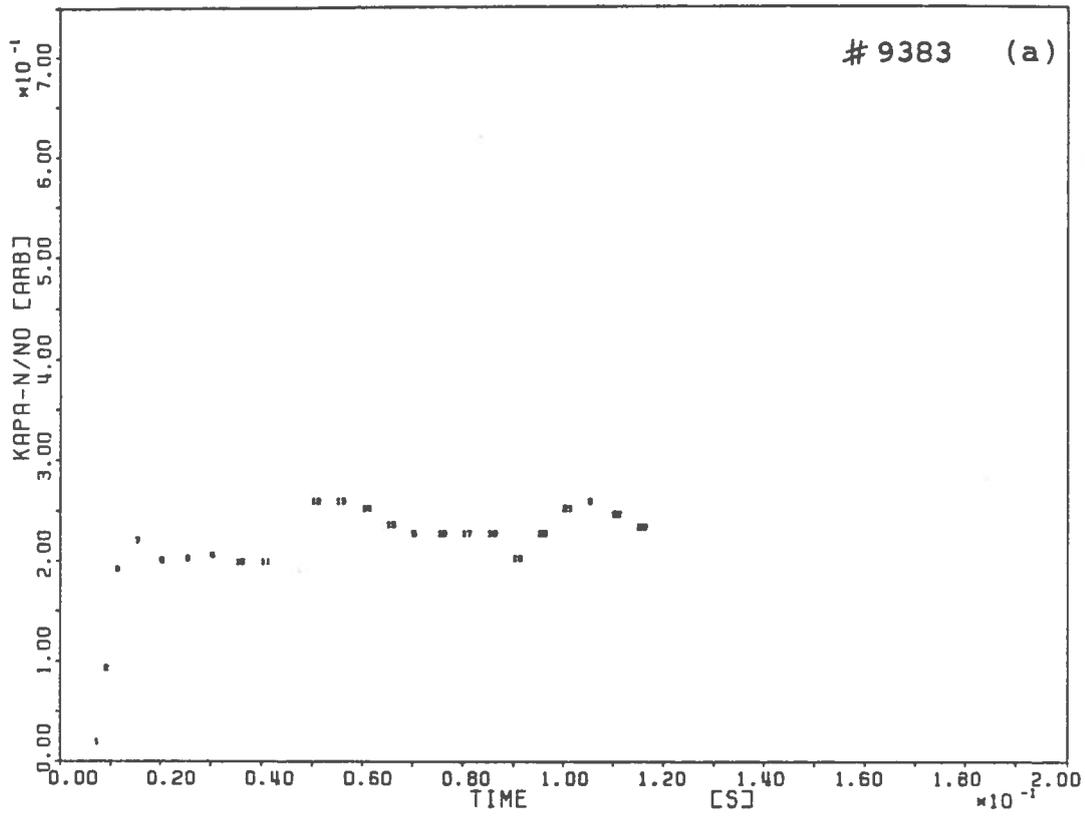


fig. 4.8 : évolution du piquage de densité (a) avec une densité constante et (b) avec une densité croissante.

$$S = n_e n_o \langle \sigma v \rangle_i - n_e n_i \langle \sigma v \rangle_r$$

où n_e , n_i , n_o désigne la densité électronique, ionique et des neutres et $\langle \sigma v \rangle_i$ et $\langle \sigma v \rangle_r$ le taux de réaction d'ionisation et de recombinaison. On sait cependant (4.1) qu'à basse densité le terme de recombinaison est négligeable et que le terme de ionisation n'influence que le bord du plasma. On peut d'ailleurs remarquer en observant attentivement la figure 4.1 que la densité au bord ne décroît pas lorsque celle au centre augmente comme le prévoit un piquage du profil (fig. 4.12). On oubliera donc le terme source dans l'équation (4.1), tout en restant conscient que les considérations qui suivent ne s'appliquent qu'au centre de la colonne.

Considérant le flux Γ on l'écrit sous la forme

$$\Gamma = - D \frac{\partial n}{\partial r} - nV$$

où D est le coefficient de diffusion et V une vitesse de dérive positive si elle est dirigée vers l'intérieur.

Un traitement néoclassique du phénomène ne suffit cependant pas. En effet au centre de la colonne, le taux de collision des électrons ν_e est inférieur à ν_p . Le coefficient de diffusion néoclassique est alors donnée par le régime plateau, c'est à dire (4.3)

$$D = q^2 r_{le}^2 \nu_p$$

Vers l'extérieur par contre les électrons sont collisionnels et

$$D = q^2 r_{1e}^2 \nu_e.$$

La vitesse de dérive vers l'intérieur V peut être décrite en traitement néoclassique par l'effet pinch de Ware, c'est à dire la dérive des orbites bananes vers l'intérieur due à la présence du champ électrique toroïdal E_φ . On démontre (4.4) que

$$V = E_\varphi / B_\theta$$

où B_θ est le champ magnétique poloïdal. Cette quantité ainsi que D sont reportés sur la figure 4.9 pour un cas typique. On a également calculé (fig. 4.10) les flux qui leur sont associés. On constate alors que la diffusion néoclassique est incapable de compenser l'effet Ware. L'équipe de PLT (4.2) a d'ailleurs dû, pour simuler l'évolution des profils de densité admettre un coefficient de diffusion anormale constant dans toute la colonne. La vitesse de dérive du flux vers l'intérieur avec un profil parabolique prend alors la forme

$$V = 2 \alpha D r / (a^2 - r^2). \quad (4.2)$$

Coppi et Sharky (4.1) ont également proposé pour reproduire leur mesures qu'à la fois le flux dû à la diffusion et le flux vers l'intérieur soient beaucoup plus élevés que les flux néoclassiques et que chacun d'eux suivent le processus de dif-

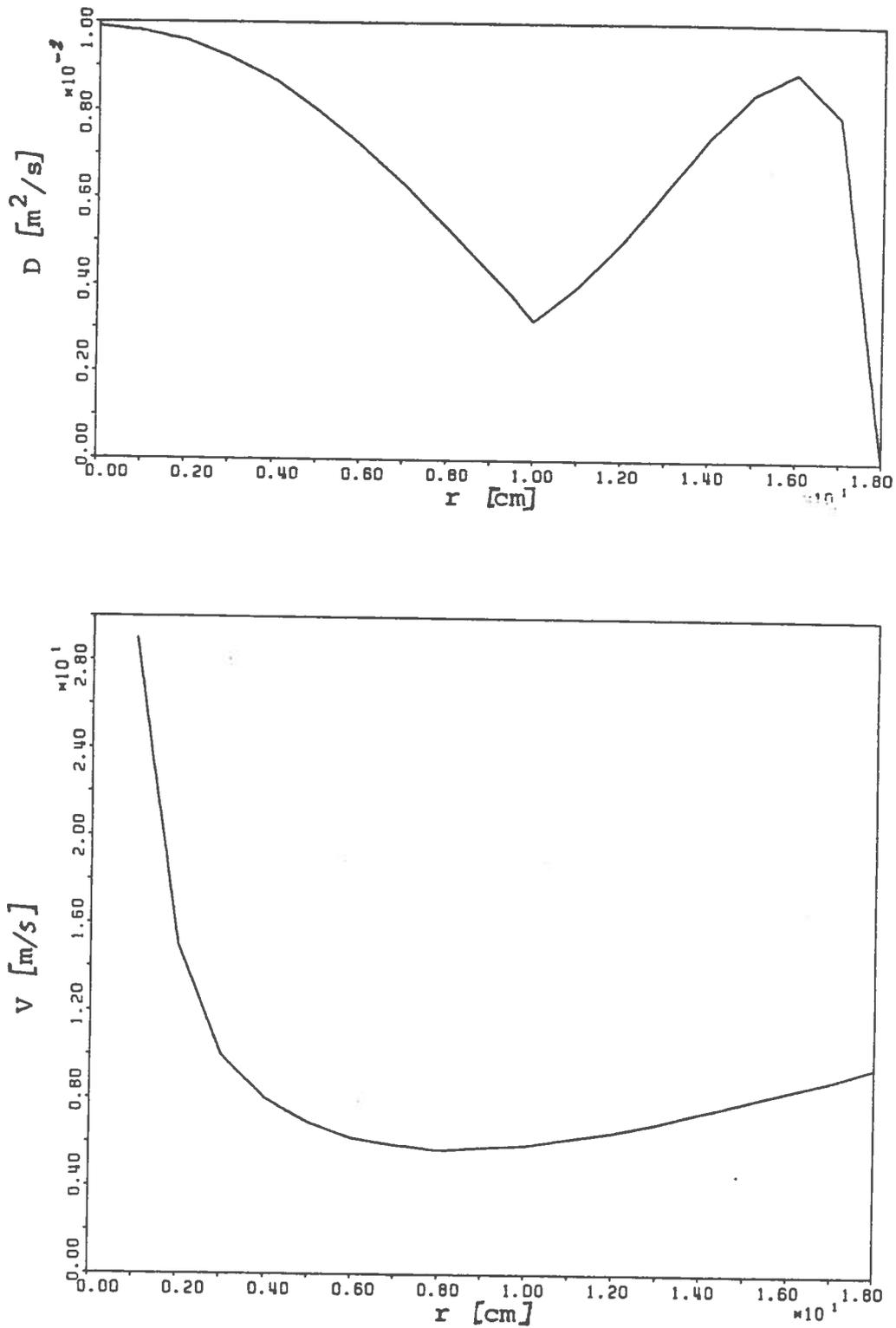


fig. 4.9 : Coefficient de diffusion néoclassique et vitesse de Ware pour $\alpha_j = 5$, $\alpha_n = 2.2$, $q_a = 5.4$,
 $V_1 = 2.3 \text{ V}$, $n_{e0} = 6.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $T_{e0} = 240 \text{ eV}$.
(#9380 à 55 ms)

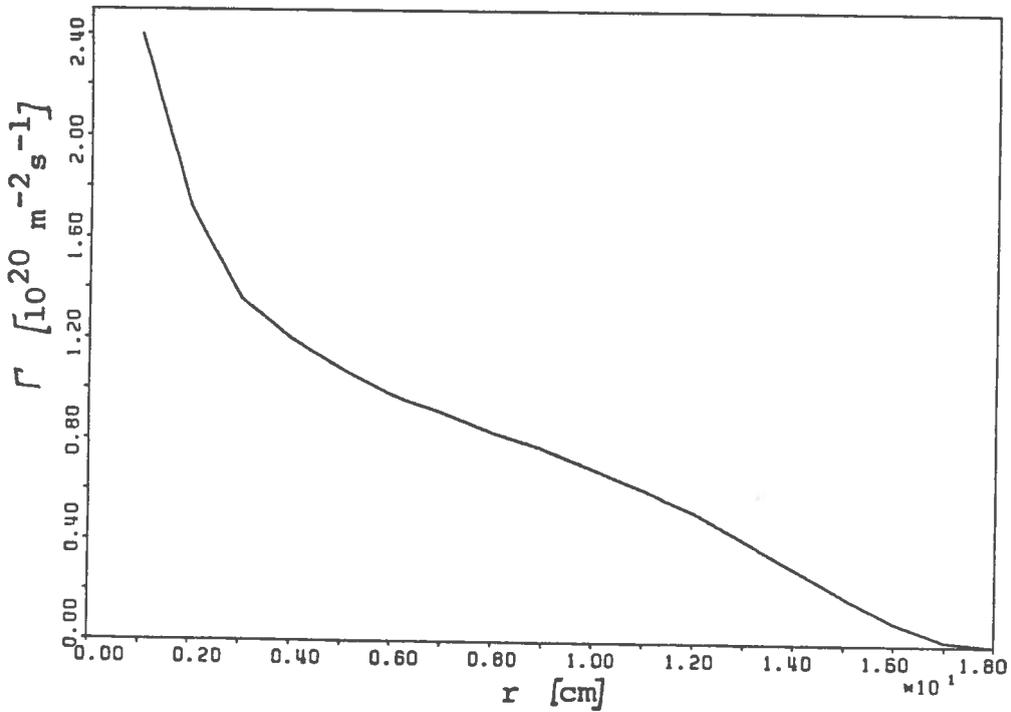
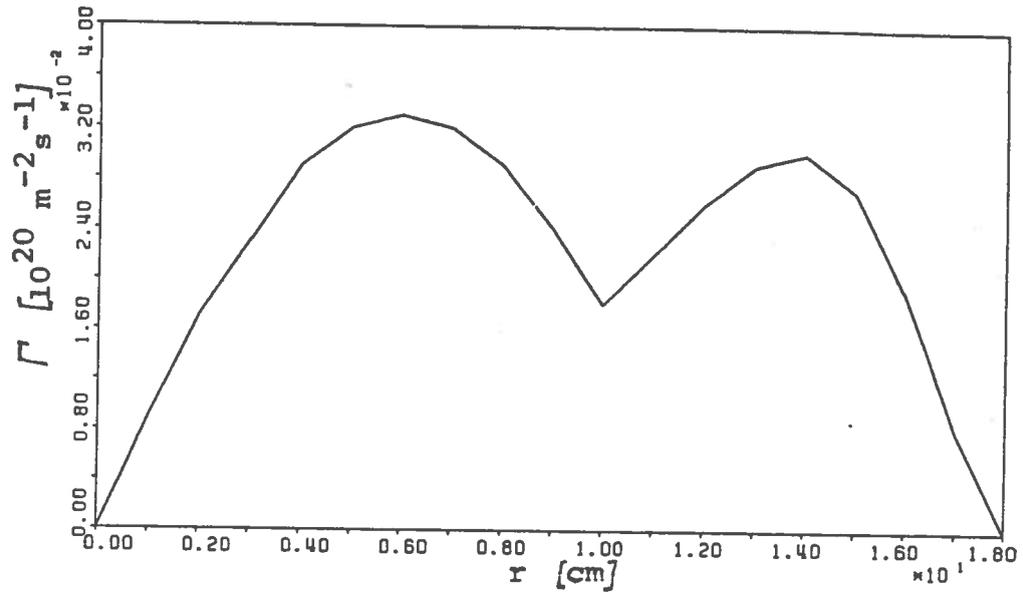


fig. 4.10 : flux associés aux coefficients de la figure 4.9.

fusion thermique des électrons; formellement

$$\Gamma_{\text{out}} = - D_{\text{the}} \frac{\partial n}{\partial r}$$

et $\Gamma_{in} = - 2 \alpha D_{the} n r / a^2$.

En étudiant un profil parabolique et stationnaire on impose

$$\alpha = \mathcal{X} / (1 - r^2/a^2).$$

Une étude paramétrique leur a de plus suggéré que \mathcal{X} est une fonction croissante de la collisionnalité des électrons qui est représentée par le paramètre $\nu_e^{**} = \nu_e Rq/v_{the}$ pour les particules circulantes et $\nu_e^* = (R/r)^{3/2} \nu_e^{**}$ pour les particules piégées. La dépendance spatiale de α leur suggère de choisir ν_e^{**} plutôt que ν_e^* ; leur loi

$$\mathcal{X} = 4 \nu_e^{**1/2}$$

ainsi que le comportement de TCA sont reportés sur la figure 4.11.

Portons maintenant notre attention sur la situation dynamique. D'un point de vue purement empirique, du fait que tous les profils observés suivent la même loi on peut supposer que l'on a à faire à une diffusion anormale. En effet considérant qu'une légère modification du gradient de densité, par exemple par injection de gaz est quasiment immédiatement relaxer vers une situation d'équilibre se laisse facilement expliquer par le fait que le flux total est la somme de deux flux très grands opposés dont l'un est le produit d'un coefficient de diffusion anormale par le gradient de densité. Ainsi une légère diminution de $\partial n / \partial r$ autorise tout de suite la

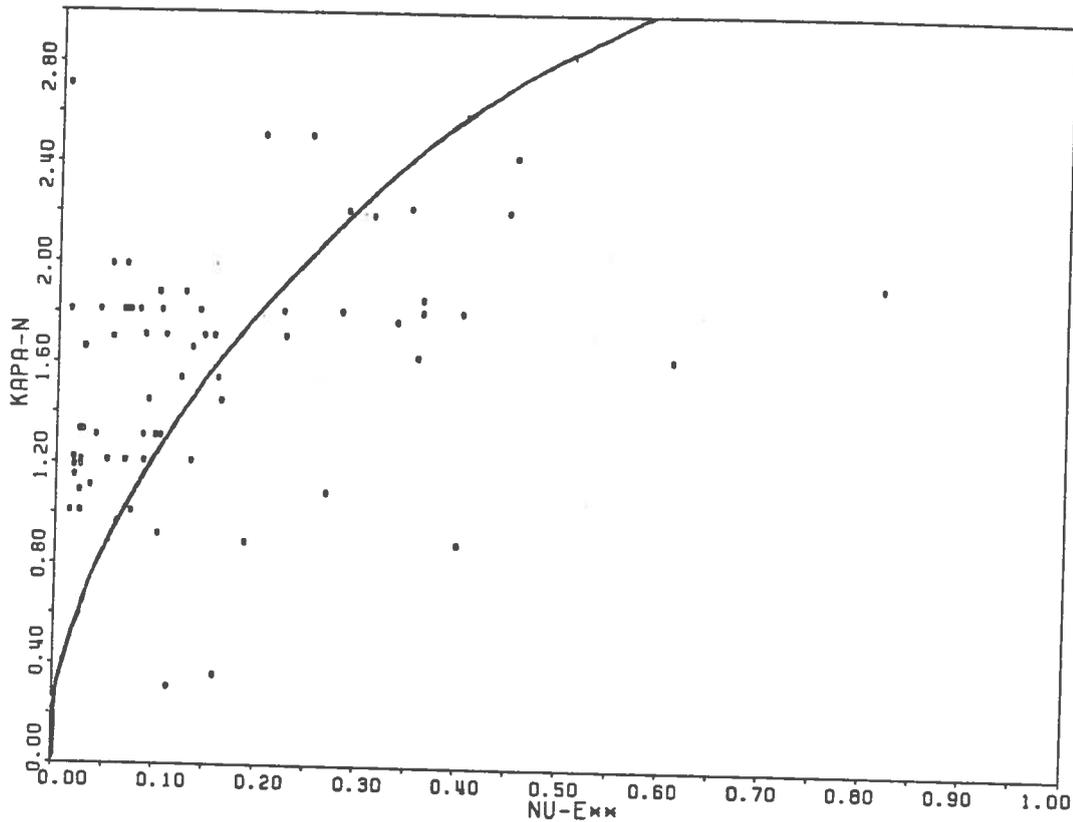


fig. 4.11 : loi de piquage de densité de Coppi et Sharky et comportement de TCA.

pénétration d'une grande quantité de particules. De plus en notant que même aux plus grands taux de croissance de la densité observés caractérisés par $\tau_n = \bar{n}/\dot{\bar{n}} \sim 7$ ms, la pénétration des particules se faisant sans aplatissement du profil, on peut chiffrer la vitesse de dérive au minimum nécessaire

$$V \sim a / \tau_n$$

et par le biais de l'équation (4.2) D par au minimum

$$D \sim V a / 2\alpha \sim a^2 / 2\alpha \tau_n \sim 1.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1},$$

ce qui est largement anormal mais de l'ordre de grandeur choi-

si par PLT.

On peut en plus tenter d'estimer le flux nécessaire en fonction du rayon pour assurer un \dot{n}_0 donné, en supposant que \mathcal{L} reste proportionnel à \dot{n}_0 . Le profil de \dot{n} est alors donné par

$$\partial n / \partial t = \dot{n}_0 (1 - x^2)^{\mathcal{L}} (1 + \mathcal{L} \ln(1 - x^2))$$

($x = r/a$) et est représenté sur la figure 4.12. Le flux s'obtient ensuite par intégration de l'équation de continuité (fig. 4.13) :

$$\Gamma(r) = \frac{\dot{n}_0 a}{2} \frac{1}{x} \left(\frac{1 - (1 - x^2)^{\mathcal{L}+1}}{(\mathcal{L} + 1)^2} - \mathcal{L} \frac{(1 - x^2)^{\mathcal{L}+1} \ln(1 - x^2)}{\mathcal{L} + 1} \right).$$

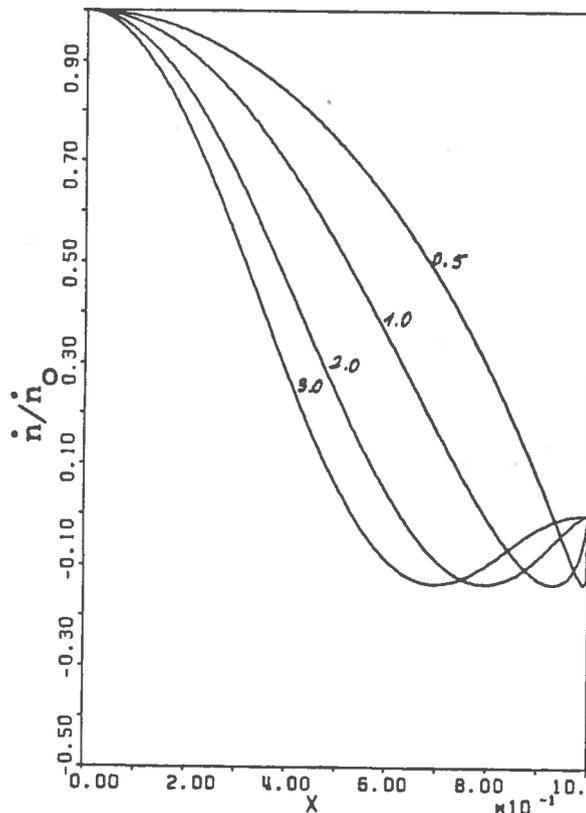


fig. 4.12 : $\dot{n}(r)/\dot{n}_0$ pour différents \mathcal{L} .

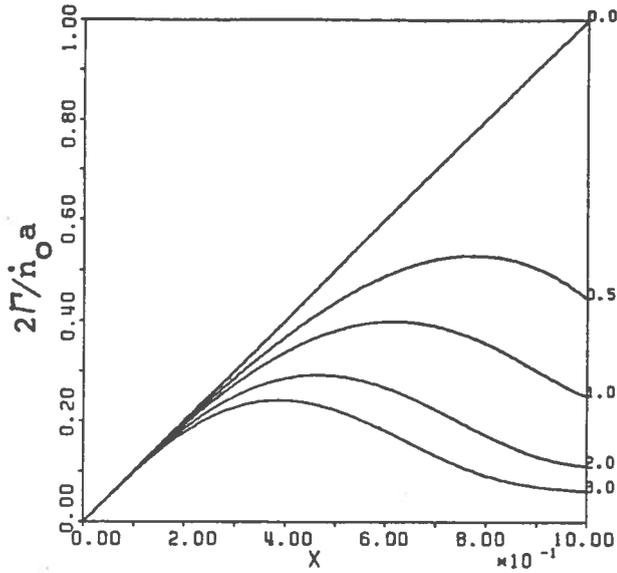


fig. 4.13 : flux nécessaire pour maintenir \dot{n}_0 .

On remarquera sur la figure 4.14 qu'à l'appui de l'anomalie, le maximum de flux pour les profils habituels est proche du plus fort gradient de densité.

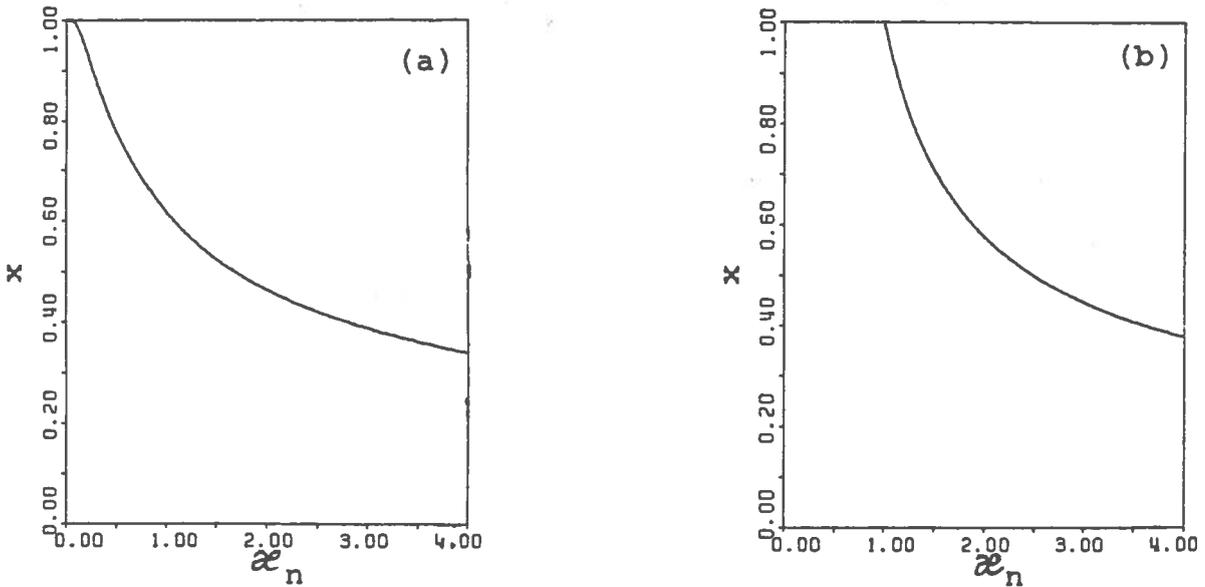


fig. 4.14 : position du maximum de flux (a) et de gradient de densité (b).

5. Profils de courant

Avec les mesures des profils de densité présentées au paragraphe précédent et selon une méthode simple déjà utilisée sur Doublet III (5.1), il a été possible de déterminer le profil de courant sans avoir à recourir à l'apparition des dents de scie donc de $q(r=0) = 1$.

Ce processus de détermination passe par la recherche de l'inductance interne du plasma. La mesure de la position d'équilibre de la colonne de plasma et du champ vertical nécessaire pour l'y maintenir permet par le biais de l'équation (5.2)

$$B_v = \frac{\mu_0 I_p}{4 R^2} \left(\ln \frac{8r}{a} + \beta_\theta + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right),$$

de déterminer la quantité $\lambda = \beta_\theta + l_i/2$. Le paramètre β_θ est donné par

$$\beta_\theta = \beta_{\theta e} + \beta_{\theta i} = \frac{\langle p_e \rangle + \langle p_i \rangle}{B_{\theta a}^2 / 2\mu_0}.$$

Si l'on suppose que les profils de densité, de courant et de température ionique sont paraboliques, $\langle p \rangle$ prend la forme

$$\langle p \rangle = \frac{n_0 T_0}{\alpha_n + \alpha_T + 1} = \bar{n} T_0 f(\alpha_n, \alpha_T).$$

Le facteur de forme $f = (n_0/\bar{n})/(\alpha_n + \alpha_T + 1)$ est peu sensible à ses variables (fig. 5.1), si bien que même si elles ne sont

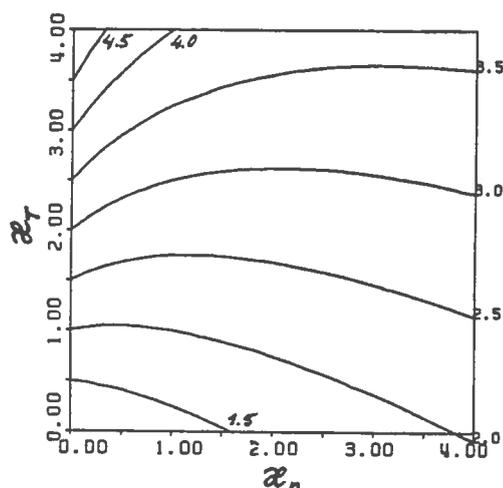


fig. 5.1 : les courbes continues sont les lignes de niveau à $1/f$ constant.

pas parfaitement déterminées ou que les profils s'écartent de la forme parabolique, on ne commettra qu'une faible erreur. On peut dans cet esprit poser sans risque $\alpha_{Ti} = 1$ (d'autant plus que $\beta_{\theta i} \ll \beta_{\theta e}$). Sous l'hypothèse que la résistivité suit la loi de Spitzser (5.3) et que la dépendance spatiale de E_φ est négligeable, il ne reste dans λ qu'une seule variable indéterminée, α_j :

$$\lambda = \frac{\bar{n} (T_{e0} f(\alpha_n, 2\alpha_j/3) + T_{i0} f(\alpha_n, \alpha_{Ti}))}{B_{\theta a}^2 / 2\mu_0} + \frac{l_i(\alpha_j)}{2} \quad (5.1)$$

La résolution de cette équation ne peut malheureusement se faire que numériquement. Toutefois pour estimer l'influence de l'erreur de mesure de chacun des termes sur α_j , on peut approximer $l_i/2 \cong 1/3 + 2\alpha_j/15$ et ainsi résoudre (5.1) analytiquement. On constate alors que avec une erreur de 30 % sur les produits $\bar{n} T_{e0}$ et $\bar{n} T_{i0}$ et de 10 % sur α_n , la détermination de α_j se fait à 30 %.

Cette méthode a été appliquée à deux chocs (fig. 5.2) dont l'un avec une activité en dents de scie. Les valeurs obtenues sont raisonnables mais l'erreur ne permet pas de différencier les deux décharges.

Notons encore que cette détermination permet de connaître l'inductance du plasma

$$L_p = \mu_0 R \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{l_i}{2} - 2 \right)$$

et donc de connaître plus précisément la résistance q en supposant L_p constante.

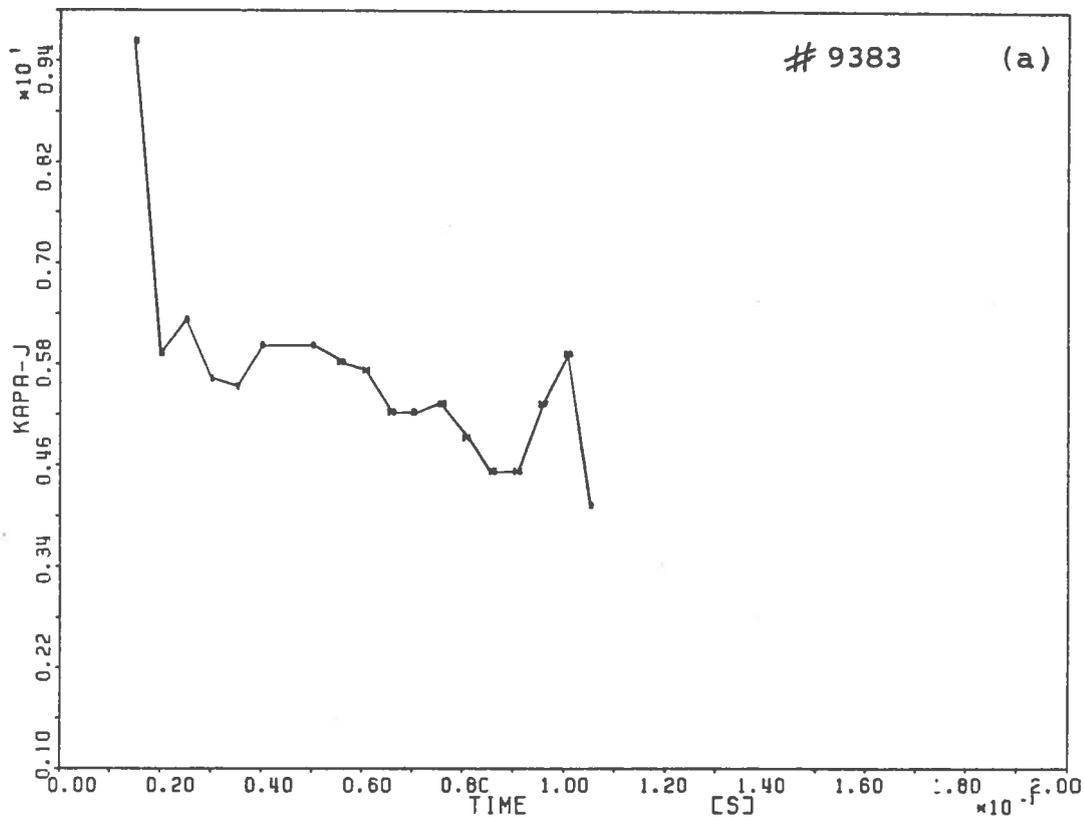


fig. 5.2 : (a) piquage du courant en présence de dents de scie.

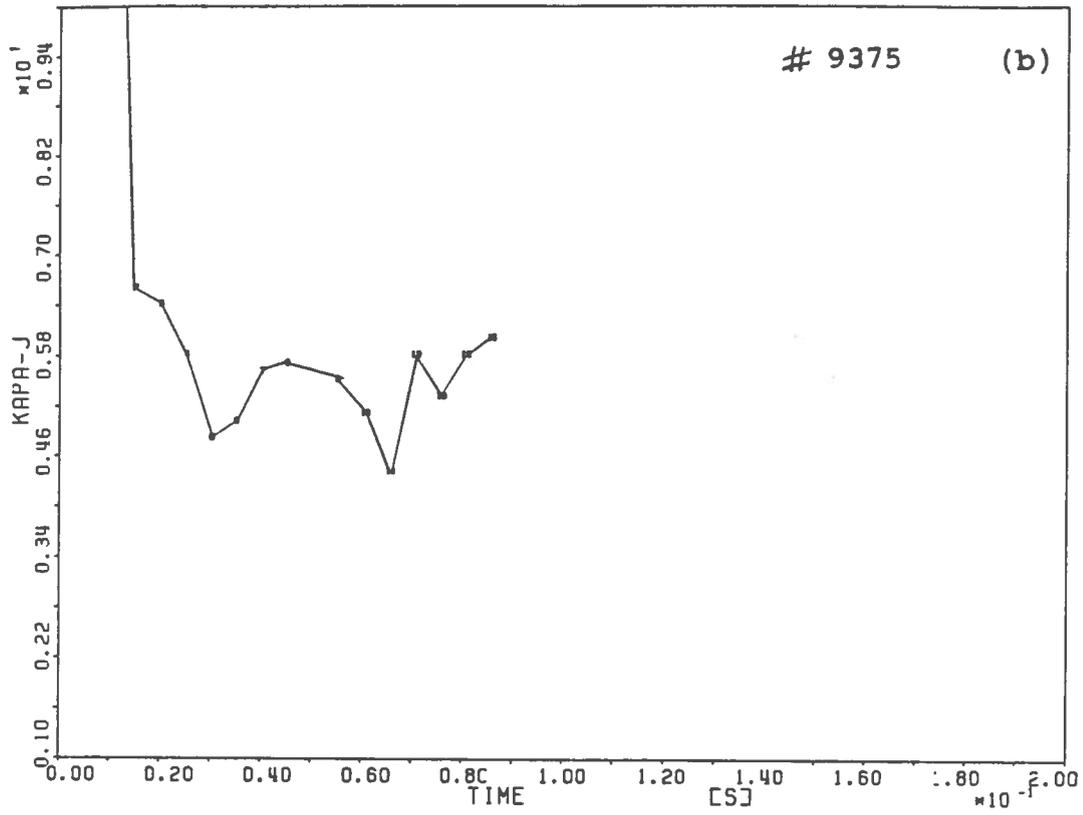


fig. 5.2 : (b) piquage du courant sans dents de scie.

6. Impuretés

Terminons cette étude par quelques considérations sur les impuretés. Les lignes d'émission mesurées, soit celles du FeII et de l'OII, correspondent à des impuretés faiblement ionisées, donc à des régions périphériques froides du plasma. Sans vouloir traiter en profondeur les phénomènes qui s'y développent, il semble intéressant de mentionner les résultats suivants qui sont ressortis au cours de ce travail.

L'émission de la raie du FeII croît quasiment proportionnellement avec la température ionique. Par contre l'accroissement du champ toroïdal tend à la diminuer (fig. 6.1). Afin de tenter une explication, rappelons que la température ionique est liée avec le courant plasma (cf paragraphe 3). Or on sait que l'installation du courant nécessite le passage de plusieurs q_a entiers. On a remarqué (6.1, 6.2) que le passage de ces q_a entier est accompagné d'instabilité MHD forçant la colonne de plasma à heurter les limiteurs. Dès lors il est concevable que la quantité de fer introduite de cette manière croisse avec le courant d'une part, et que d'autre part le champ puisse tout de même réduire cet effet. On sait également que l'amplitude de cette activité MHD est réduite si le taux d'accroissement du courant est plus petit. Dans les chocs étudiés cependant, la variation de \dot{I}_p n'est pas suffisante pour en attendre de grands effets.

Le deuxième fait à relever concerne l'émission de la raie

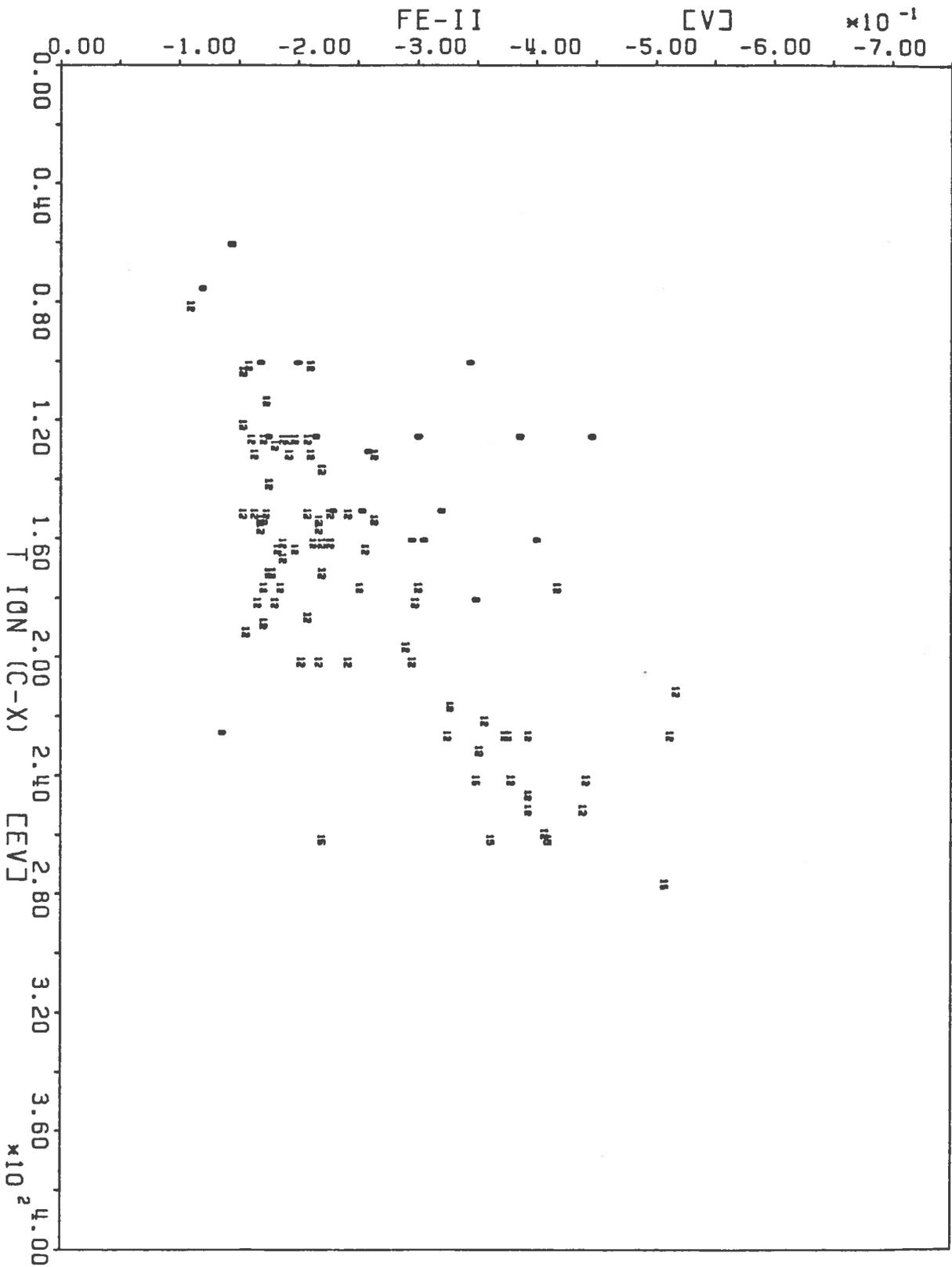


fig. 6.1 : émission du FeII (les chiffres indiquent le champ en kG)

OII. La figure 6.2 montre qu'elle décroît avec la température électronique, phénomène qui reste à expliquer.

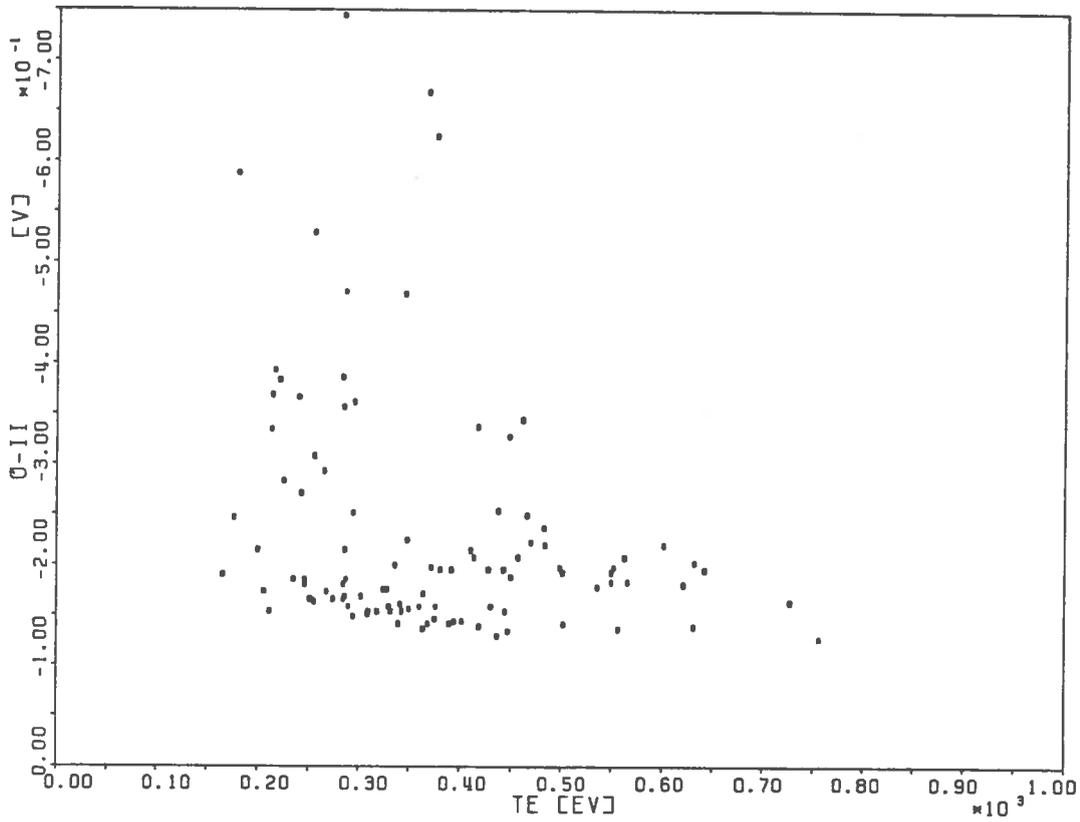


fig. 6.2 : émission de la raie OII.

7. Limiteurs en graphite

Au cours de ce travail les limiteurs en acier du TCA ont été remplacés par des limiteurs en carbone. Malgré le nombre de mesures réduit dans ce type d'opération, notamment à un champ $B_\varphi = 1.16$ T, il semblait intéressant de tenter une comparaison. Un travail identique a donc été effectué sur ces nouvelles décharges.

Notons d'emblée que les profils de densité n'ont présenté aucune différence et les mêmes résultats continuent de s'appliquer. On a remarqué ensuite comme on pouvait s'y attendre une diminution de la raie du FeII, indiquant que non seulement les parois, mais également les limiteurs contribuaient à l'apport de cet élément (fig. 7.1).

De manière plus intéressante le confinement de l'énergie apparaît s'être légèrement modifié. La recherche des paramètres intervenant dans la température électronique conduit aux mêmes conclusions, c'est à dire qu'ils semblent suivre un régime plateau, comme le montre les figures 7.2 et 7.3. Cependant en comparant les températures obtenues auparavant avec les limiteurs en acier, elles apparaissent sensiblement mais nettement plus basses (la figure 3.2 est rappelée à cet effet). On a donc par le chargement du matériau du limiteur visiblement abaissé le taux de diffusion des électrons. Or si la théorie néoclassique s'applique, le seul paramètre entrant en ligne de compte dans la fréquence de collision sensible au type de

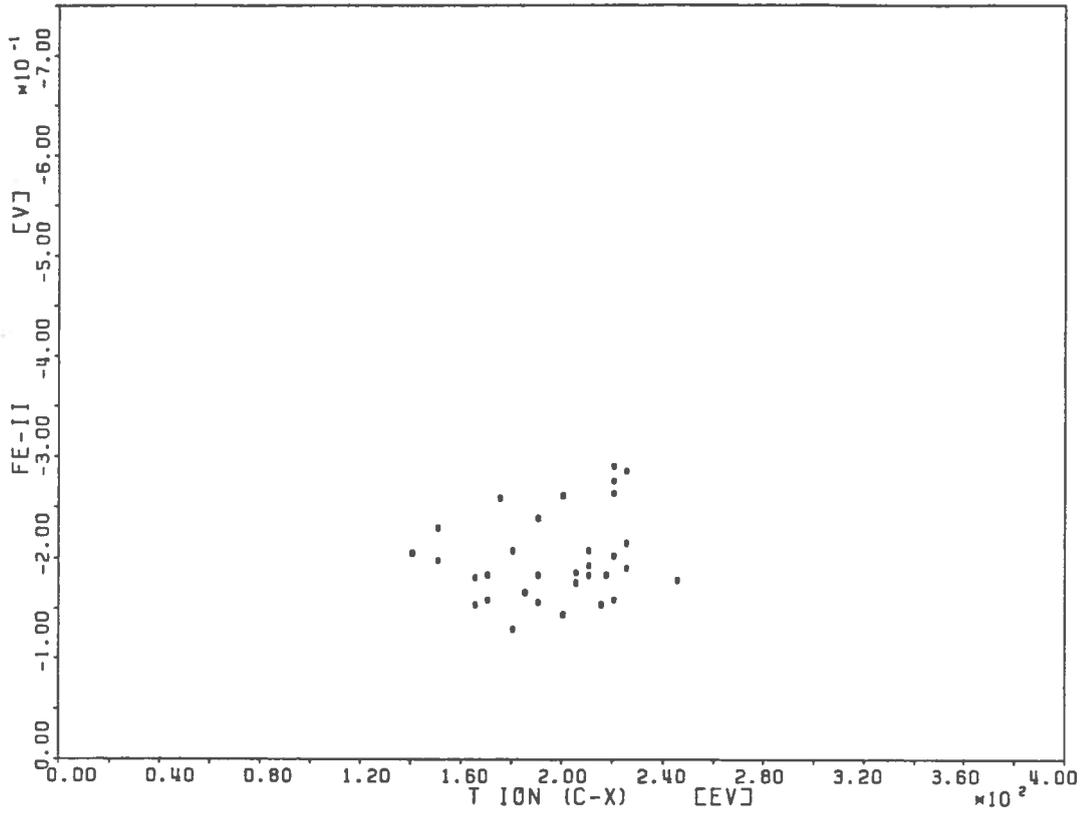


fig. 7.1 : émission du FeII avec limiteurs en carbone.

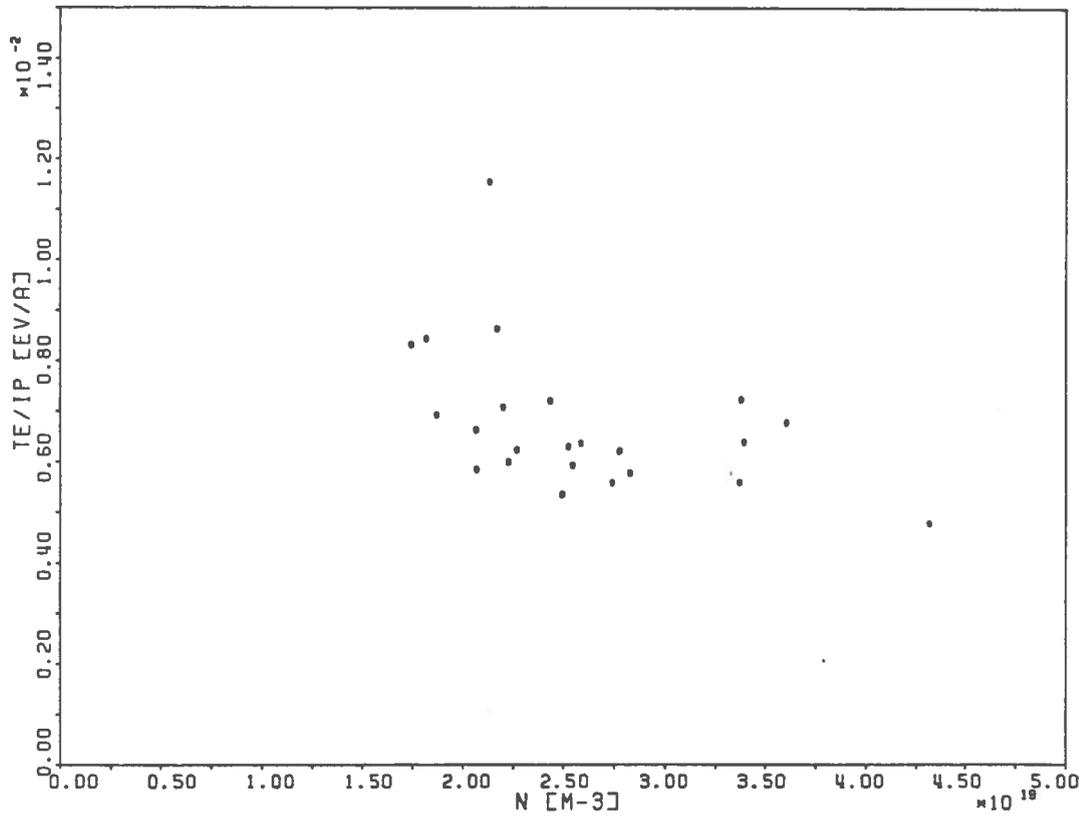


fig. 7.2 : dépendance paramétrique de T_e avec limiteurs en carbone.

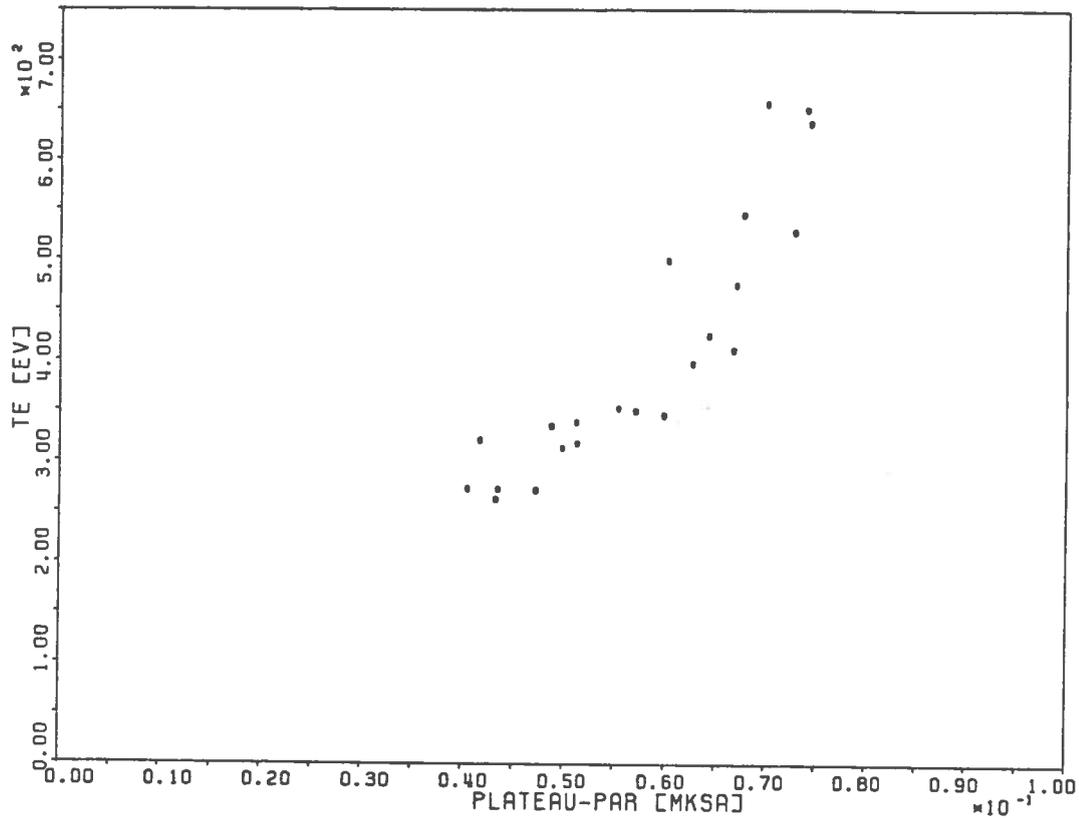


fig. 7.3 : comportement en régime plateau des électrons avec limiteurs en carbone.

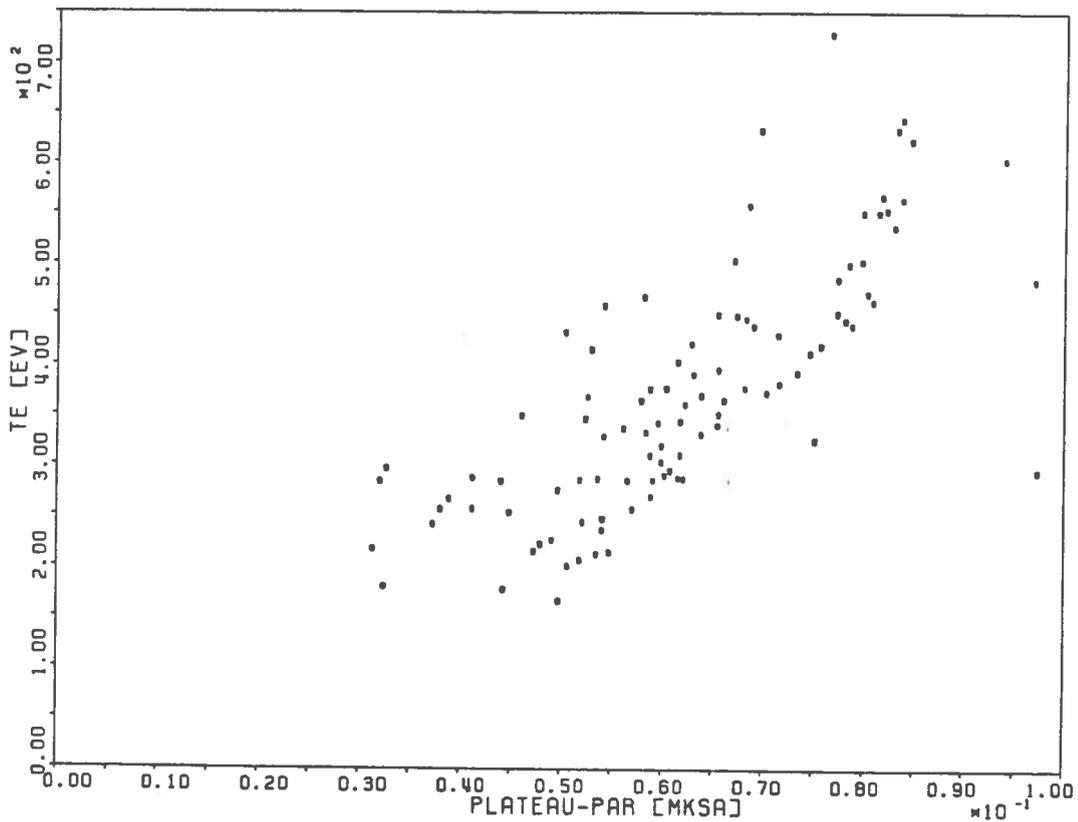


fig. 3.2 : pour comparaison avec limiteurs en acier.

matière est le taux d'impuretés, taux qui aurait donc été réduit.

La température ionique par contre montre un comportement différent. Tout comme pour les électrons, elle a subi une légère hausse, du même ordre de grandeur (fig. 7.4 et 3.3). Mais maintenant ce n'est plus la loi en I_p qui explique le mieux sa variation, mais la loi obtenue par Artzimovich (fig. 7.4 et 7.5). Apparemment à nouveau la fréquence de collision des ions a diminué jusqu'à les faire entrer dans un régime de diffusion plateau et l'explication peut résider dans la diminution du Z_{eff} . En contradiction avec le changement de régime des ions, les pertes par conduction restent avec les limiteurs en carbone proportionnelles au carré de la densité avec la légère dépendance en $T_e^{-1/2}$ (fig. 7.6 et 7.7). On notera cependant que ces résultats peuvent être affectés par la trop faible variation de paramètres tels que T_i ou I_p dans cette série de chocs.

En accord avec une diminution des pertes électroniques par conduction, on a constaté une hausse du temps de confinement τ_{Eeg} (fig. 7.8) mais la petitesse du nombre de mesures empêche dans ce cas toute autre conclusion.

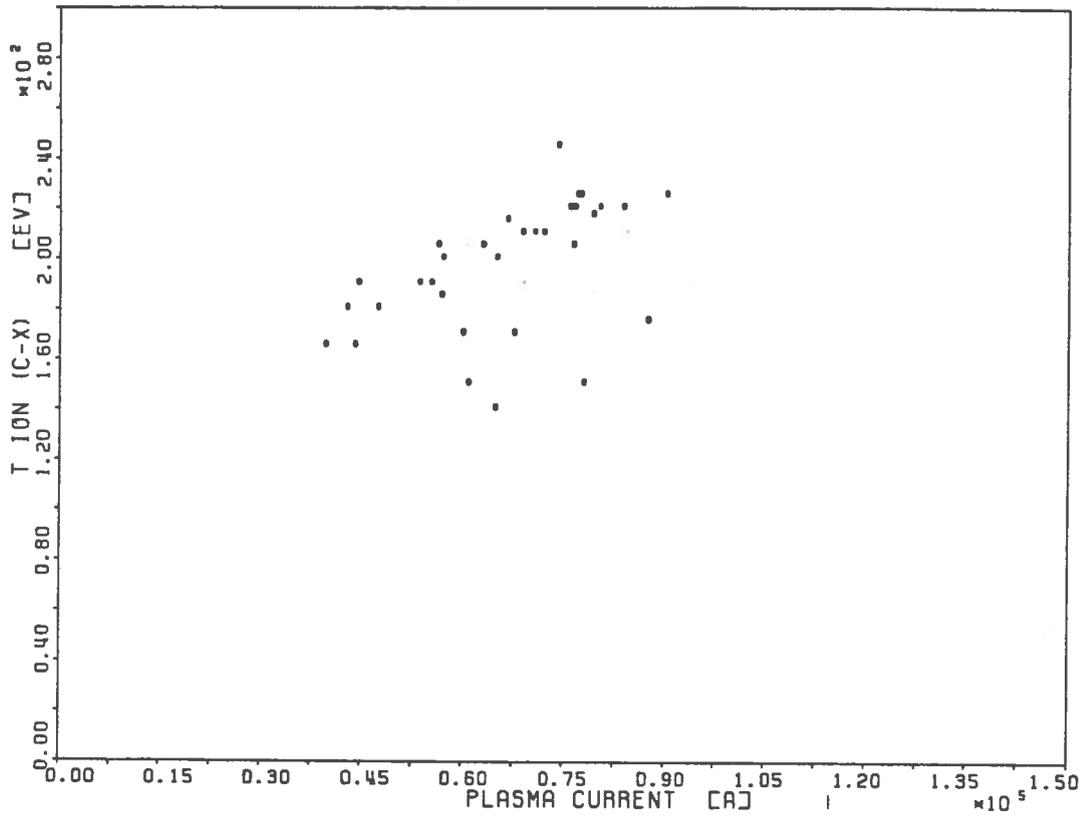


fig. 7.4 : température ionique avec limiteurs en carbone.

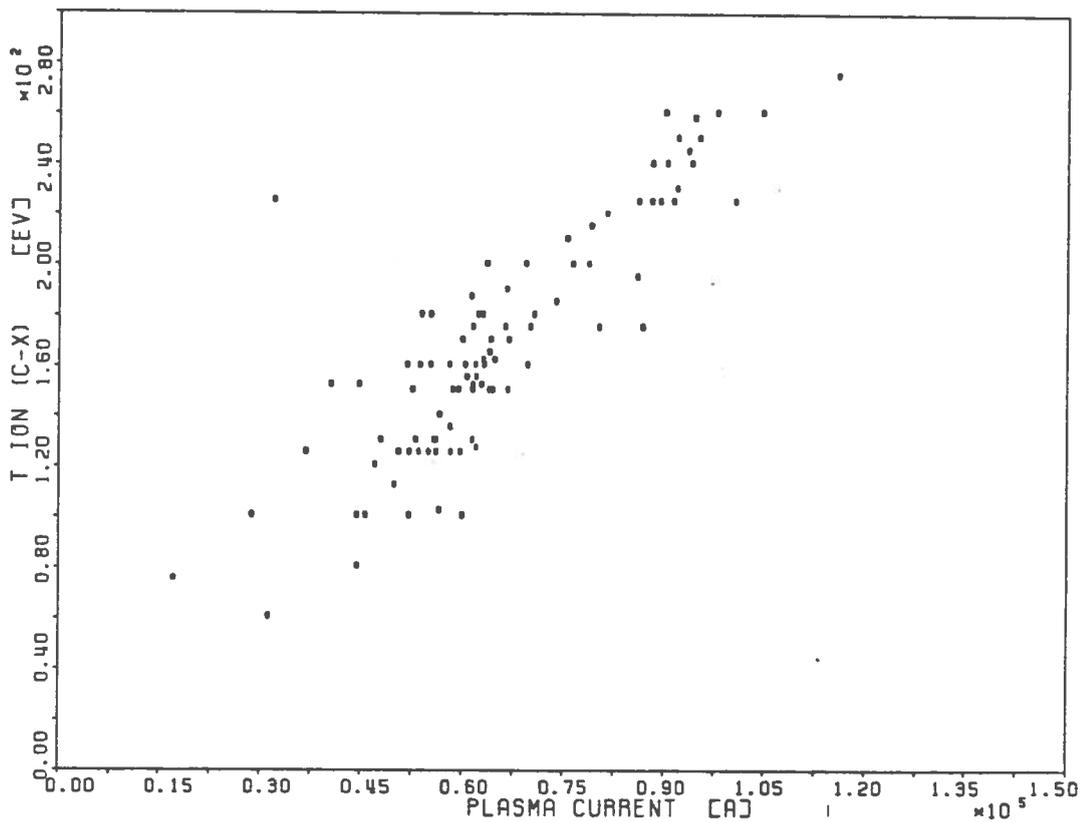


fig. 3.3 : comparaison avec les limiteurs en acier.

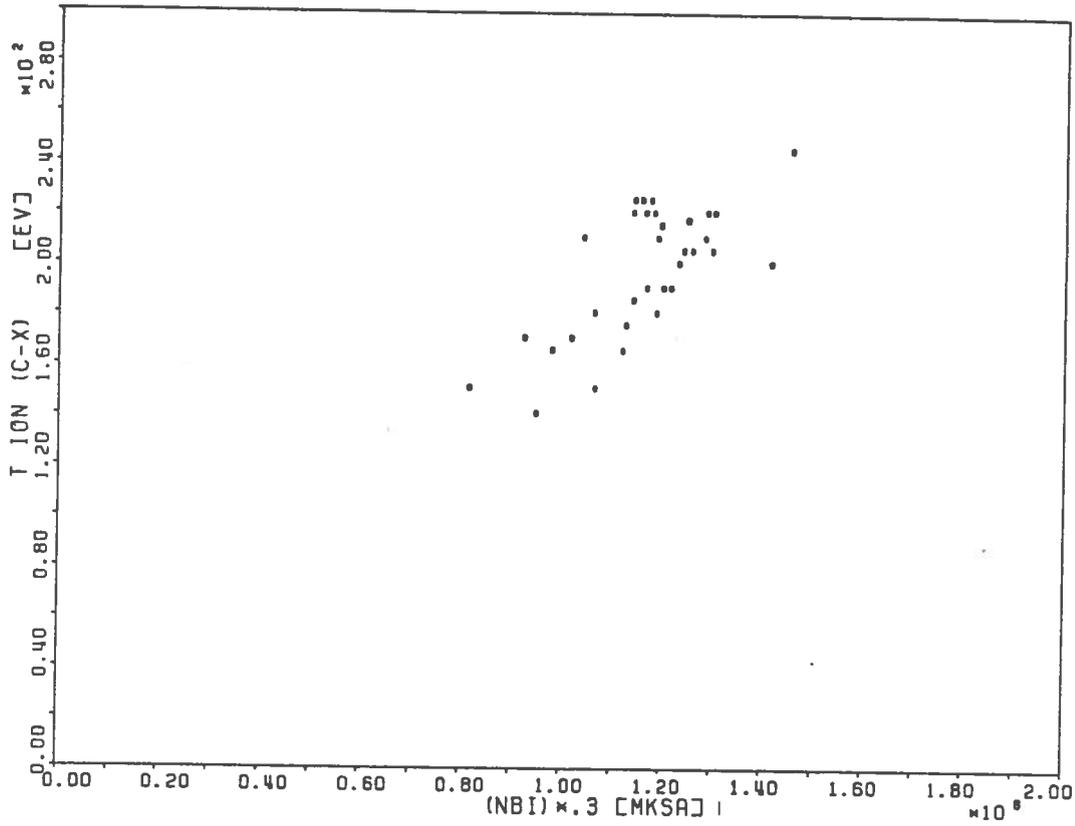


fig. 7.5 : T_i avec limiteurs en carbone selon la loi d'Artzimovich.

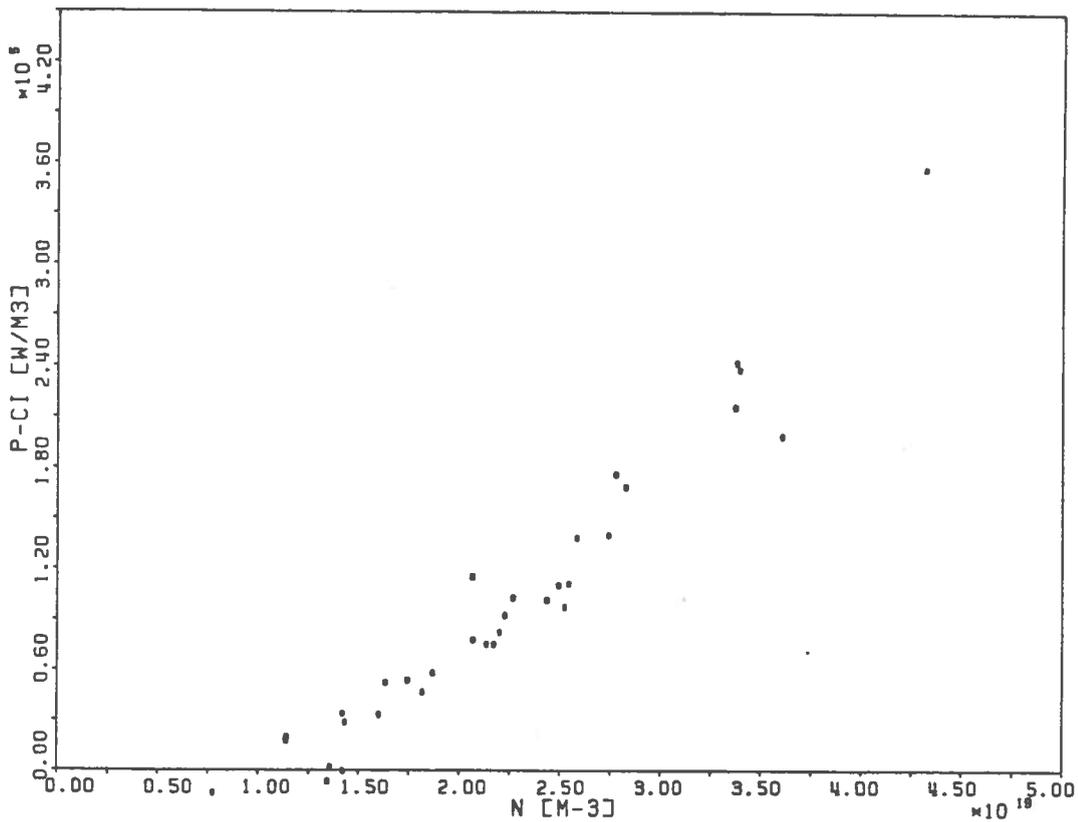


fig. 7.6 : conduction ionique avec limiteurs en carbone.

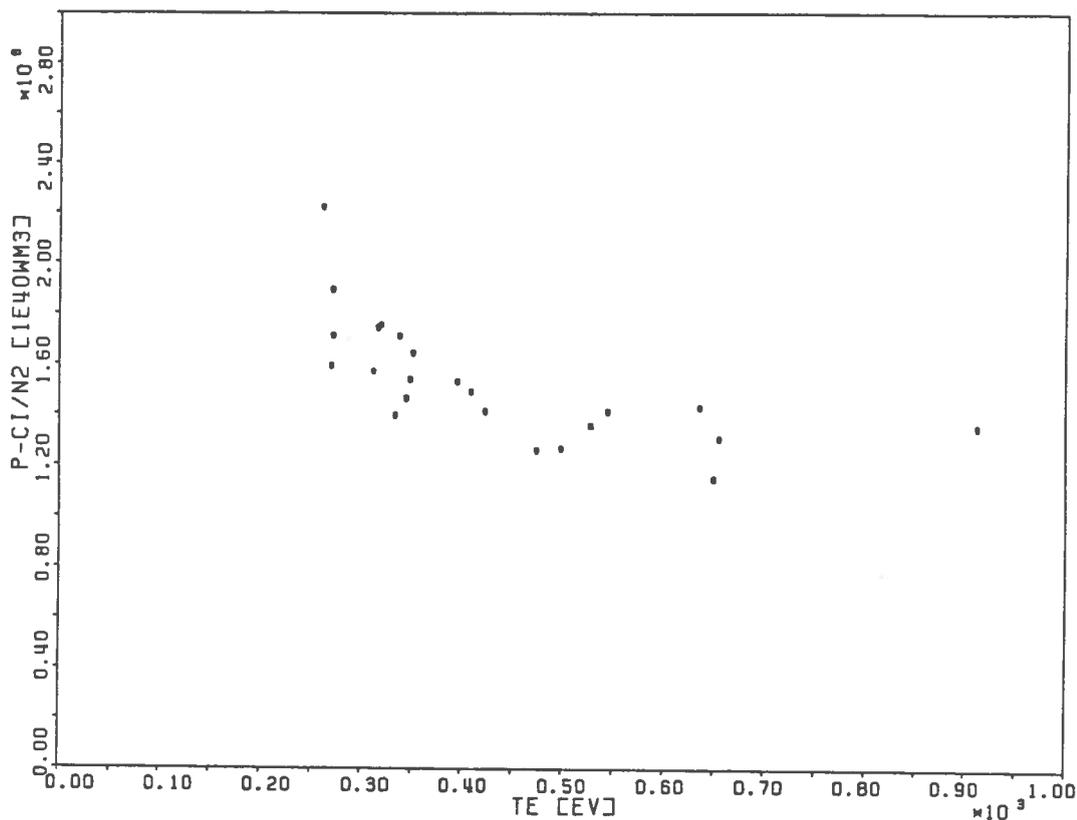


fig. 7.7 : dépendance paramétrique de P_{ci} avec limiteurs en carbone.

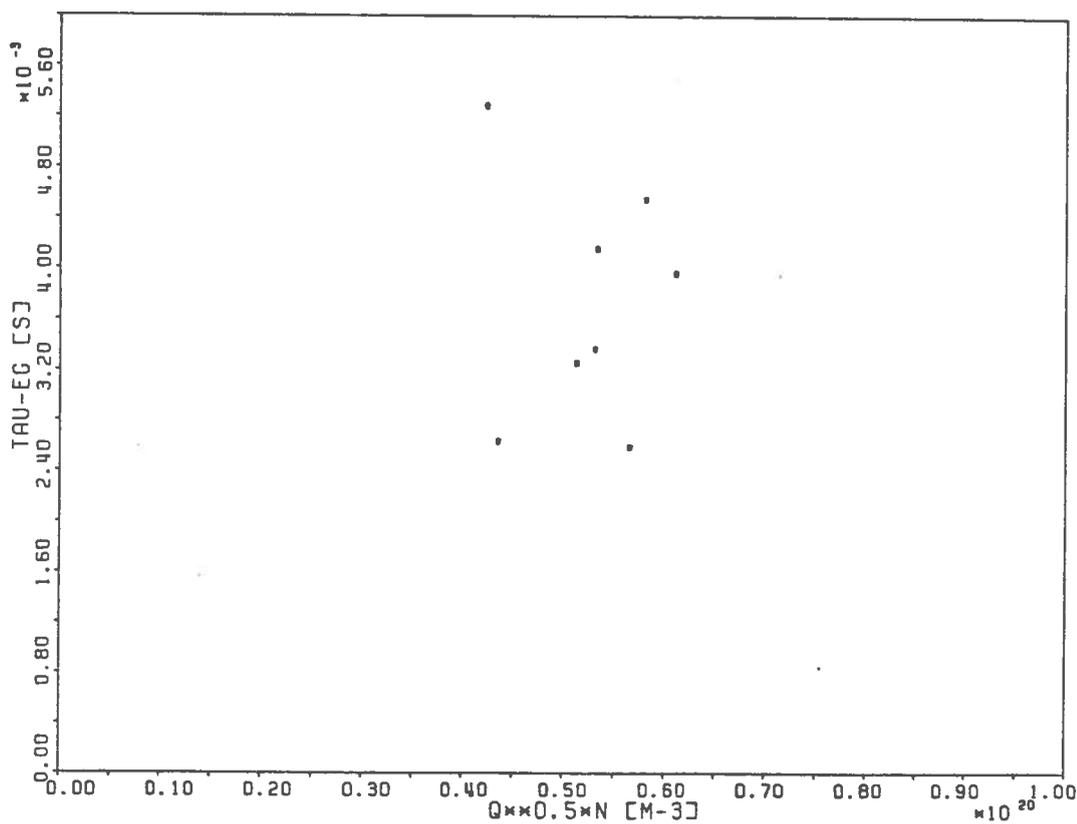


fig. 7.8 : τ_{Eeg} avec limiteurs en carbone.

8. Conclusion

Ce travail a donc porté sur l'étude paramétrique des décharges ohmiques sur TCA.

L'analyse de la dépendance paramétrique de T_e porte à croire que, si les pertes par conduction sont importantes, la diffusion électronique se trouve en régime plateau, bien que la valeur qu'il fournit soit peu satisfaisante. Pour les ions, la loi d'échelle pour T_i est moins significative de leur régime de collisionnalité; en effet une loi en I_p est meilleure que la loi d'Artzimovich en $(n I_p B_\varphi)^{1/3}$, ce qui indiquerait que les ions sont collisionnels, fait prouvé par la dépendance en n^2 de P_{ci} , les pertes par conduction ionique. Le temps de confinement de l'énergie électronique τ_{Eeg} suit environ la loi d'Alcator.

L'étude des profils de densité permet également d'approcher les phénomènes de diffusion. En effet le fait qu'on ait observé que \mathcal{L}_n est proportionnel à n_0 quelque soit le taux d'accroissement de densité prouve que l'on a à faire à des processus anormaux avec $D \sim 1.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Le remplacement des limiteurs en acier par du graphite semblerait avoir diminué le taux d'impuretés. Ainsi les fréquences de collision sont plus faibles, ramenant même les ions en régime plateau et augmentant sensiblement les températures électronique et ionique par abaissement des pertes par conduc-

tion.

Pendant les deux premières années de fonctionnement du Tokamak TCA, l'intérêt porté au chauffage d'Alfvén n'avait pas permis une étude de ce type. Il s'agit donc là d'une première tentative dans cette direction. Bien que la mauvaise détermination de T_e rend l'analyse des résultats difficile, les autres diagnostics et notamment les premières mesures de l'interféromètre à huit canaux ont aurotisé une bonne approche. Un effort particulier a été porté aux phénomènes diffusifs sans pour autant prétendre en expliquer les détails. L'étude paramétrique fournit en effet un outil efficace sans nécessiter l'introduction de nouveaux diagnostics. Ainsi on a pu constater au vu de la difficulté de tirer des conclusions sûres que la diffusion dans un Tokamak reste un sujet complexe.

J'espère que ce travail, malgré les problèmes qu'il soulève encore, contribuera à la compréhension du comportement du plasma de TCA.

1. Méthode de régression

Les régressions effectuées au cours de ce travail pour trouver des lois d'échelle suivent la même méthode que (A.1). On ajuste sur un échantillon de N mesures par méthode des moindres carrés, une loi de la forme

$$y = a_0 x_1^{a_1} \dots x_n^{a_n},$$

après l'avoir linéariser en en prenant le logarithme

$$\ln y = \ln a_0 + a_1 \ln x_1 + \dots + a_n \ln x_n.$$

(Si des variables sont négatives on en prend la valeur absolue). On doit ensuite minimiser la quantité

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\ln y_i - \ln a_0 - a_1 \ln x_{i1} - \dots - a_n \ln x_{in})^2.$$

Si l'on désigne par X la matrice N x (n+1) formée des $\ln x_{ij}$ avec 1 dans la première colonne et par Y le vecteur de longueur N $(\ln y_1, \dots, \ln y_N)$, le meilleur estimateur pour le vecteur $A = (\ln a_0, a_1, \dots, a_n)$ est donné par (A.2)

$$A = ({}^t_{XX})^{-1} {}^t_{XY}.$$

La variance résiduelle prend alors la valeur

$$\sigma^2 = {}^t_{YY} - {}^t_A {}^t_{XY}$$

et c'est là le meilleur estimateur. L'erreur sur la variable physique y est fournie par $e^{\sigma} - 1$. Comme la seule variable aléatoire qui intervient dans l'estimation de A est Y et que son erreur est donnée par σ , on peut démontrer que l'erreur sur a_i est $({}^t_{XX})_{ii}^{-1} \sigma$.

Afin d'éviter que les éléments de ${}^t_{XX}$ ne croissent trop rapidement avec N et que leur grandeur ne rende son inversion numériquement mal aisée, on les a normalisés, ainsi que Y par la moyenne des variables considérées, c'est à dire $({}^t_{XX})/\bar{X}_i \bar{X}_j$ et Y/\bar{Y} . L'inversion de cette matrice est ensuite effectuée par la méthode du pivot maximum.

2. Figures complémentaires

Dans cet annexe on donne à titre de documentation et pour comparaison ultérieure quelques-uns des paramètres du plasma de TCA dans le plan du diagramme de Hugill, c'est à dire $\bar{n}R/B\varphi$ et $1/q$, soit : T_e , T_i , l'émission H_{α} , FeII, OII, P_{ci} , ν_e^{**} , R_p , τ_{Eeg} , α_n , le tout avec les limiteurs en acier.

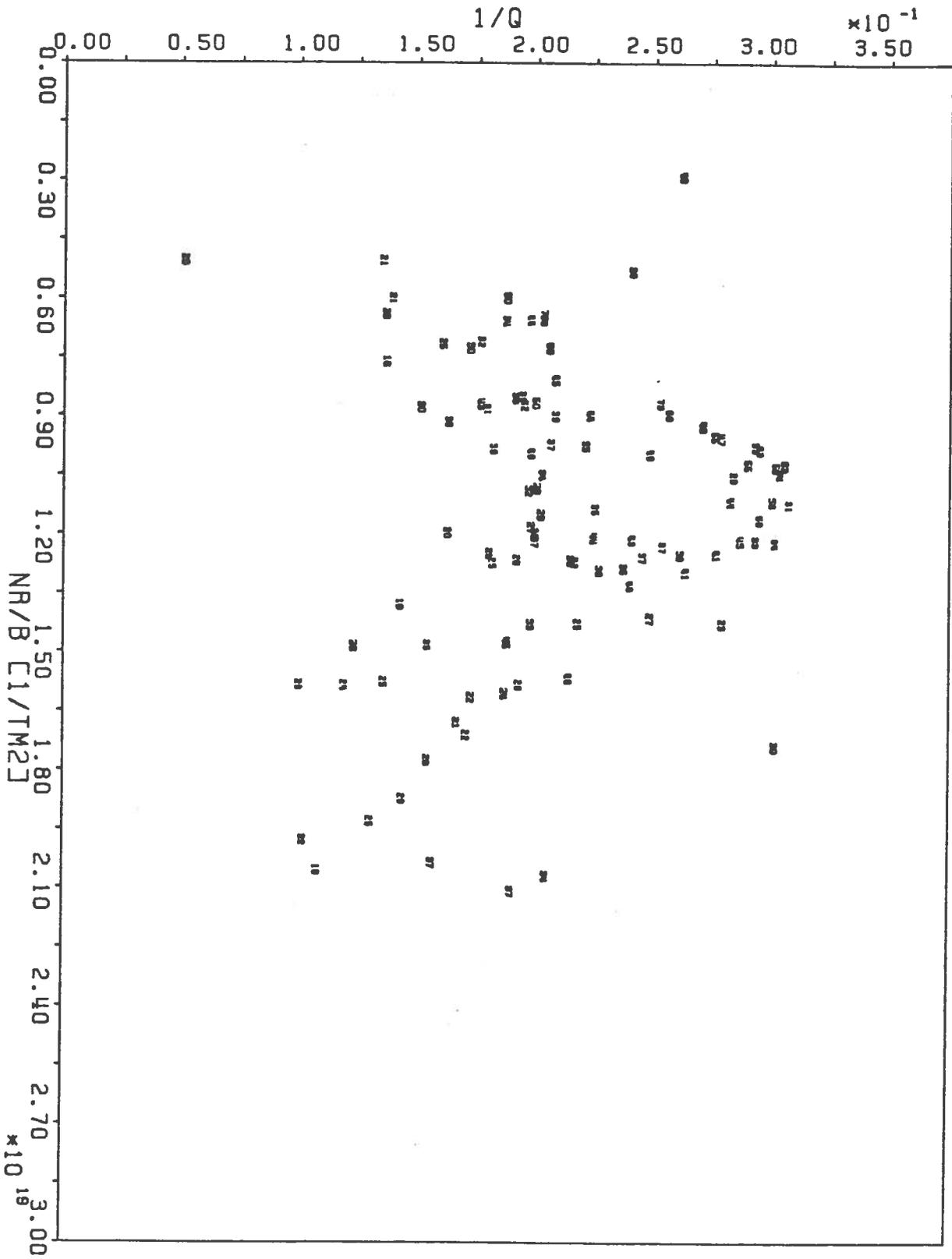


fig. A.1 : T_e en 10 eV.

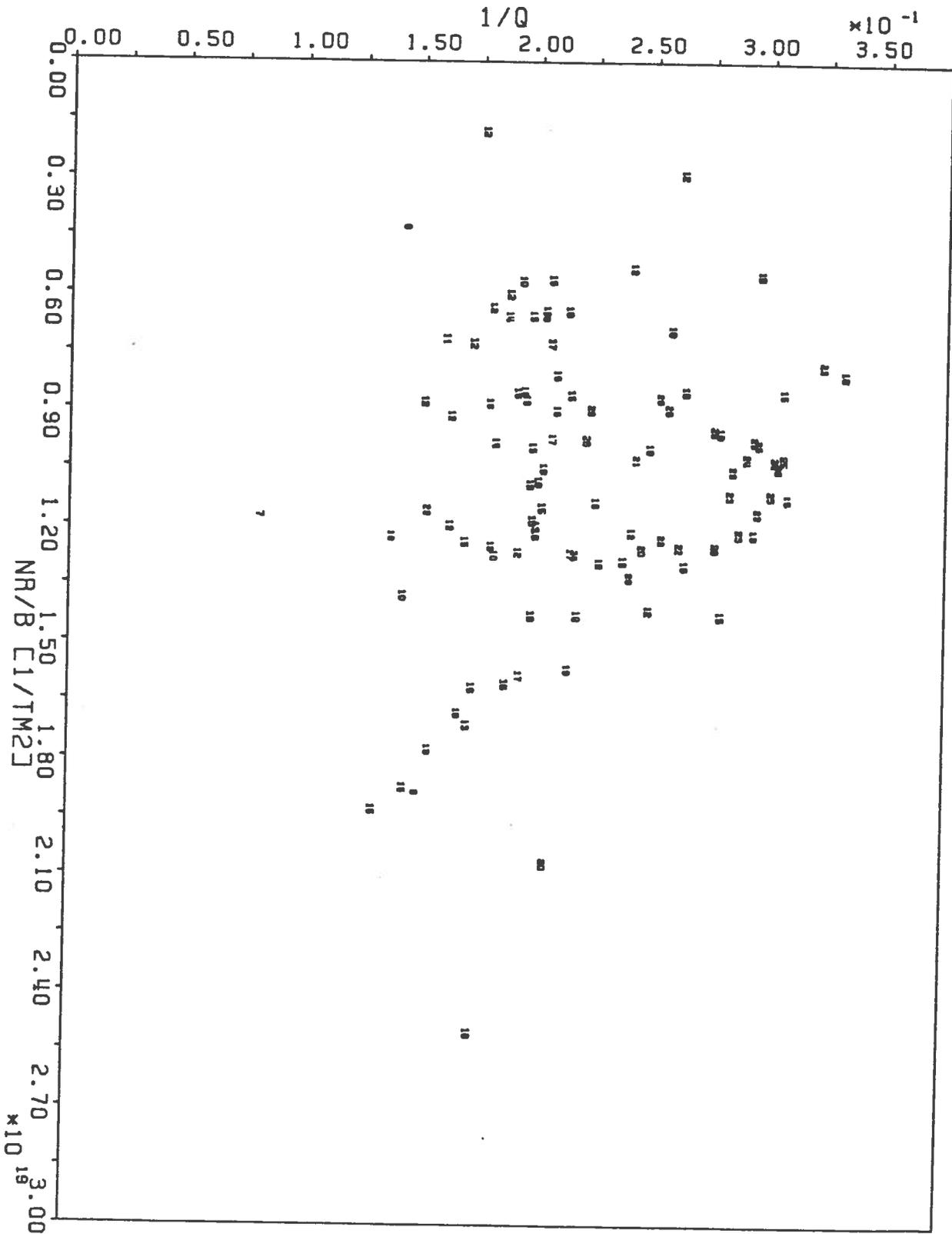


fig. A.2 : T_i en 10 eV.

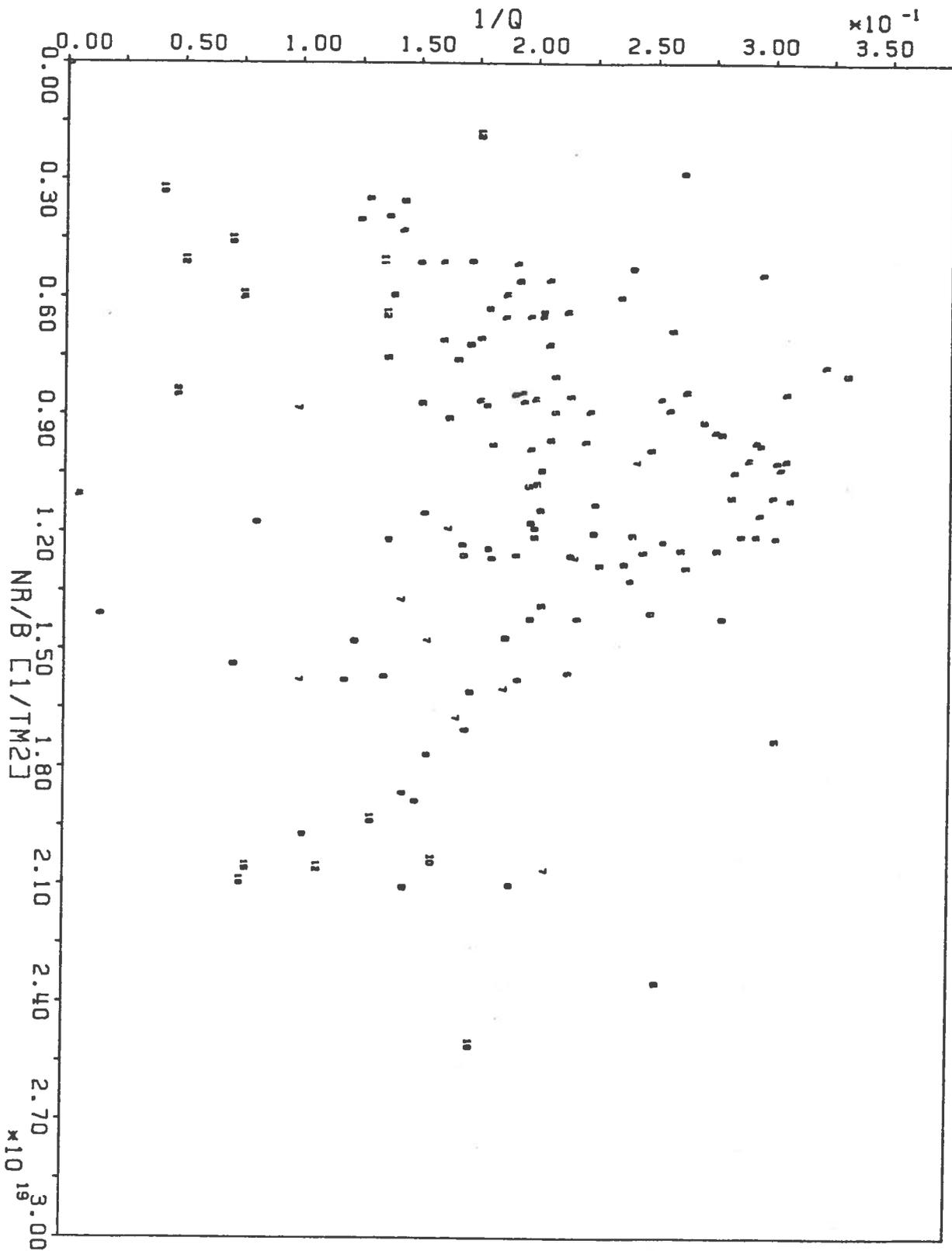


fig. A.3 : émission H_{α} .

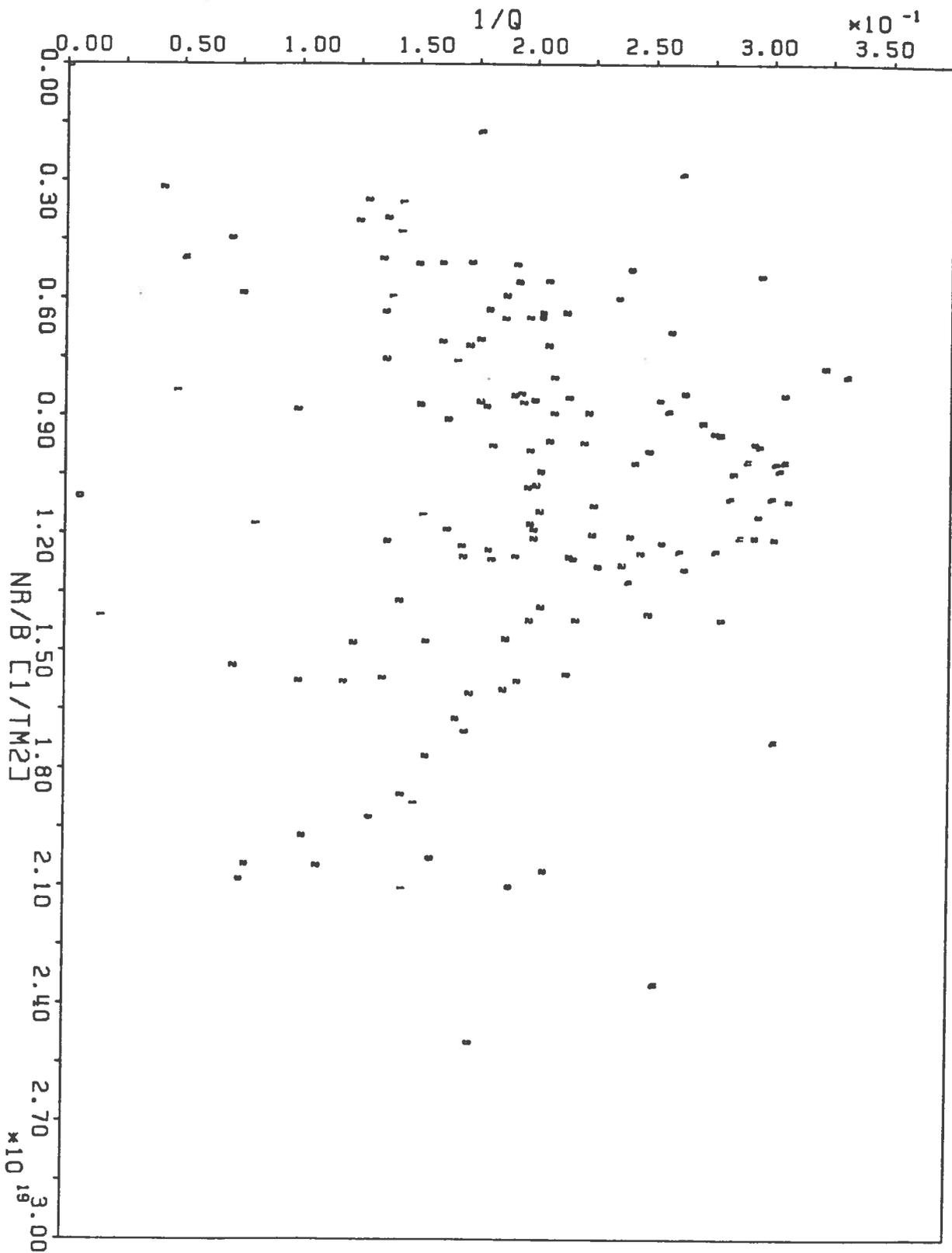


fig. A.4 : émission FeII.

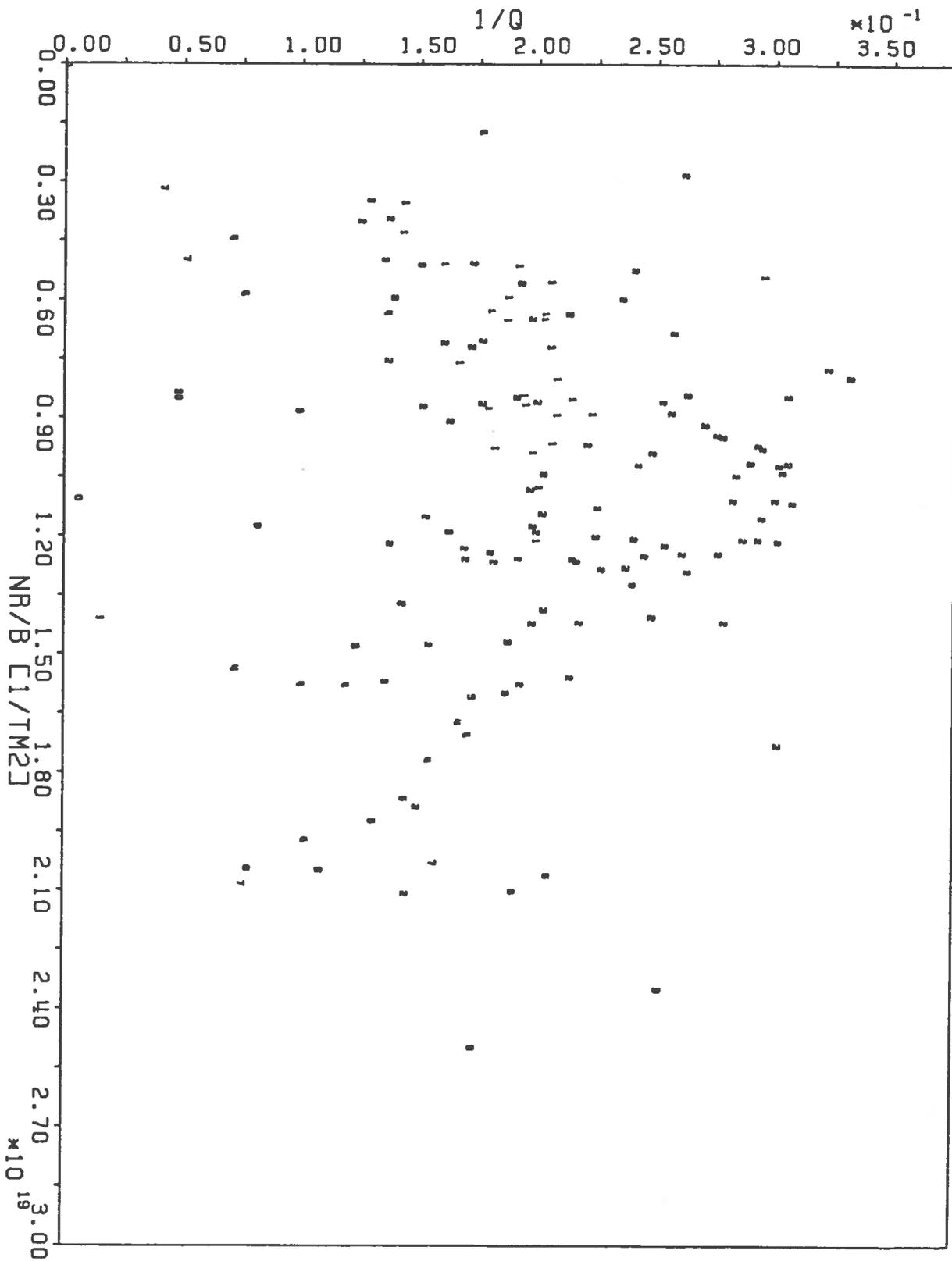


fig. A.5 : émission OII.

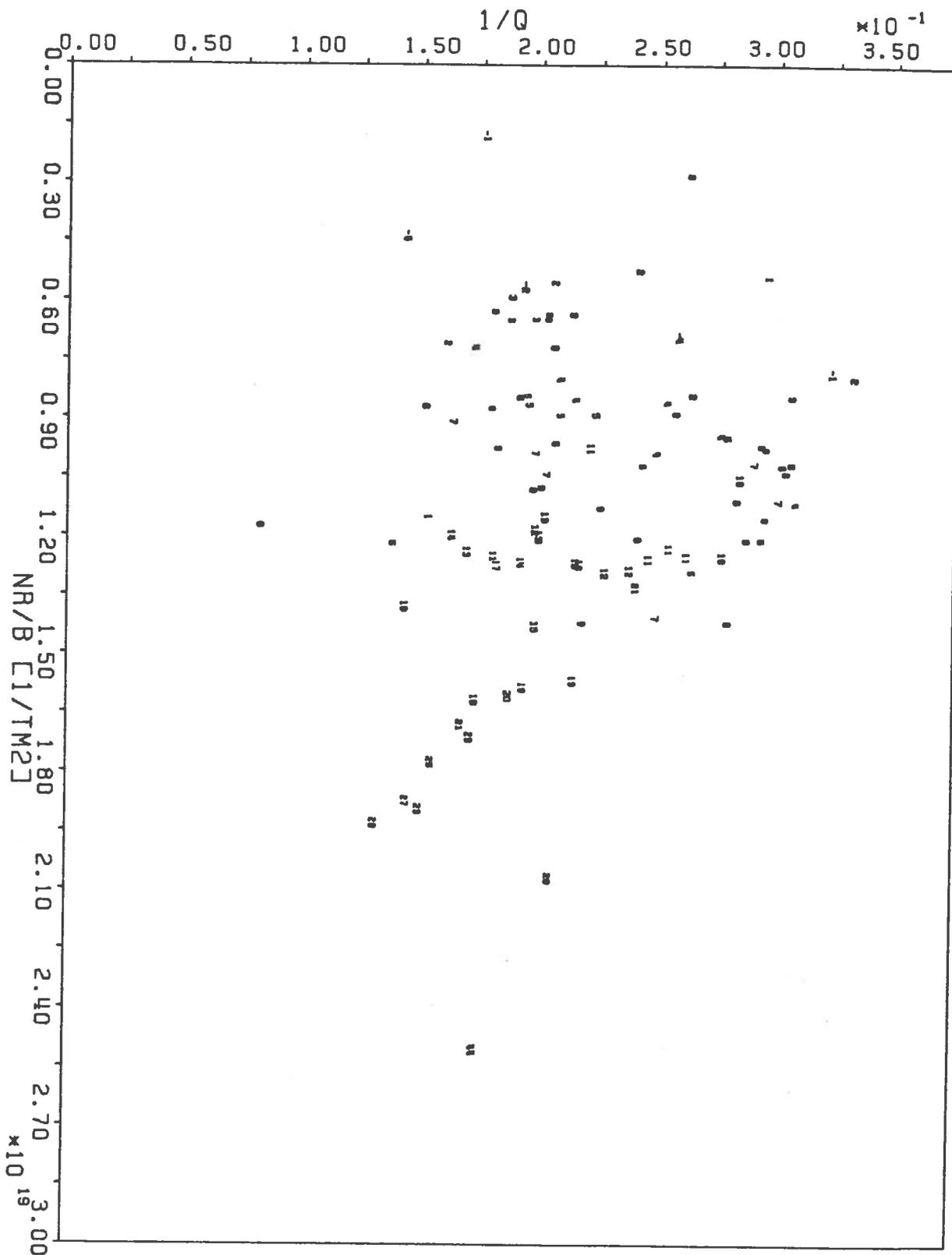


fig. A.6 : conduction ionique P_{ci} en 10000 W/m^3 .

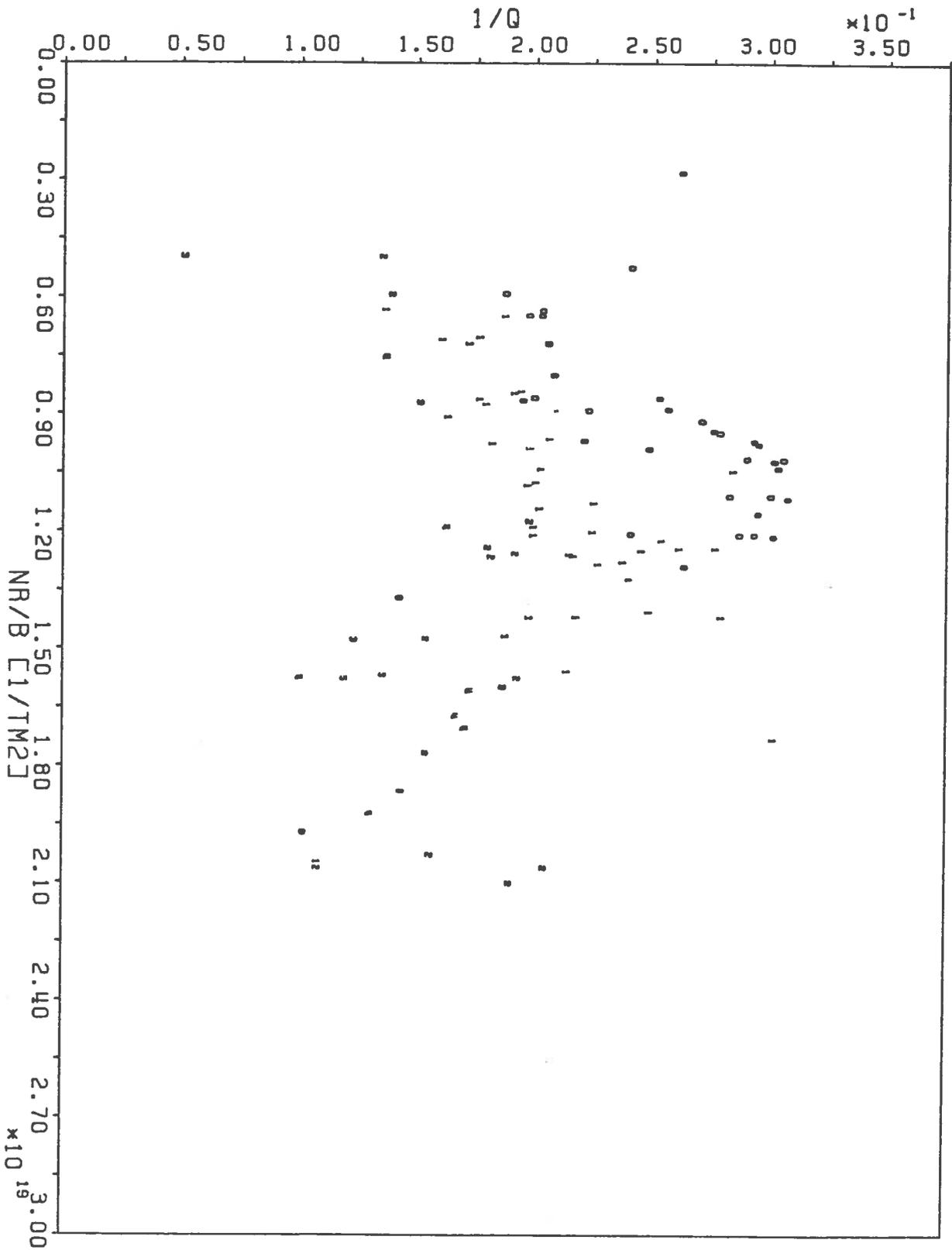


fig. A.7 : $\nu_e^{**} \times 10$.

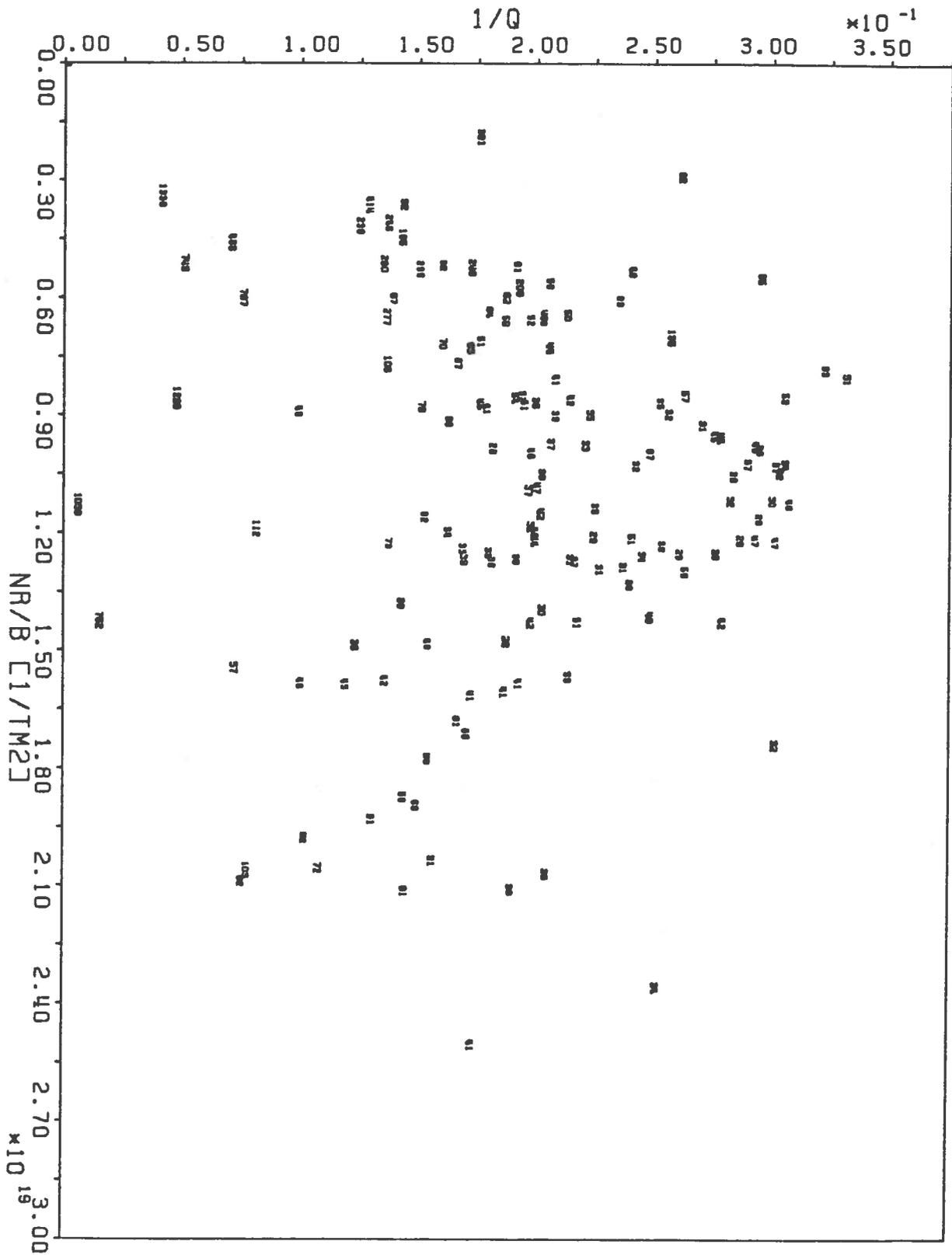


fig. A.8 : résistance R_p en $\mu\Omega$.

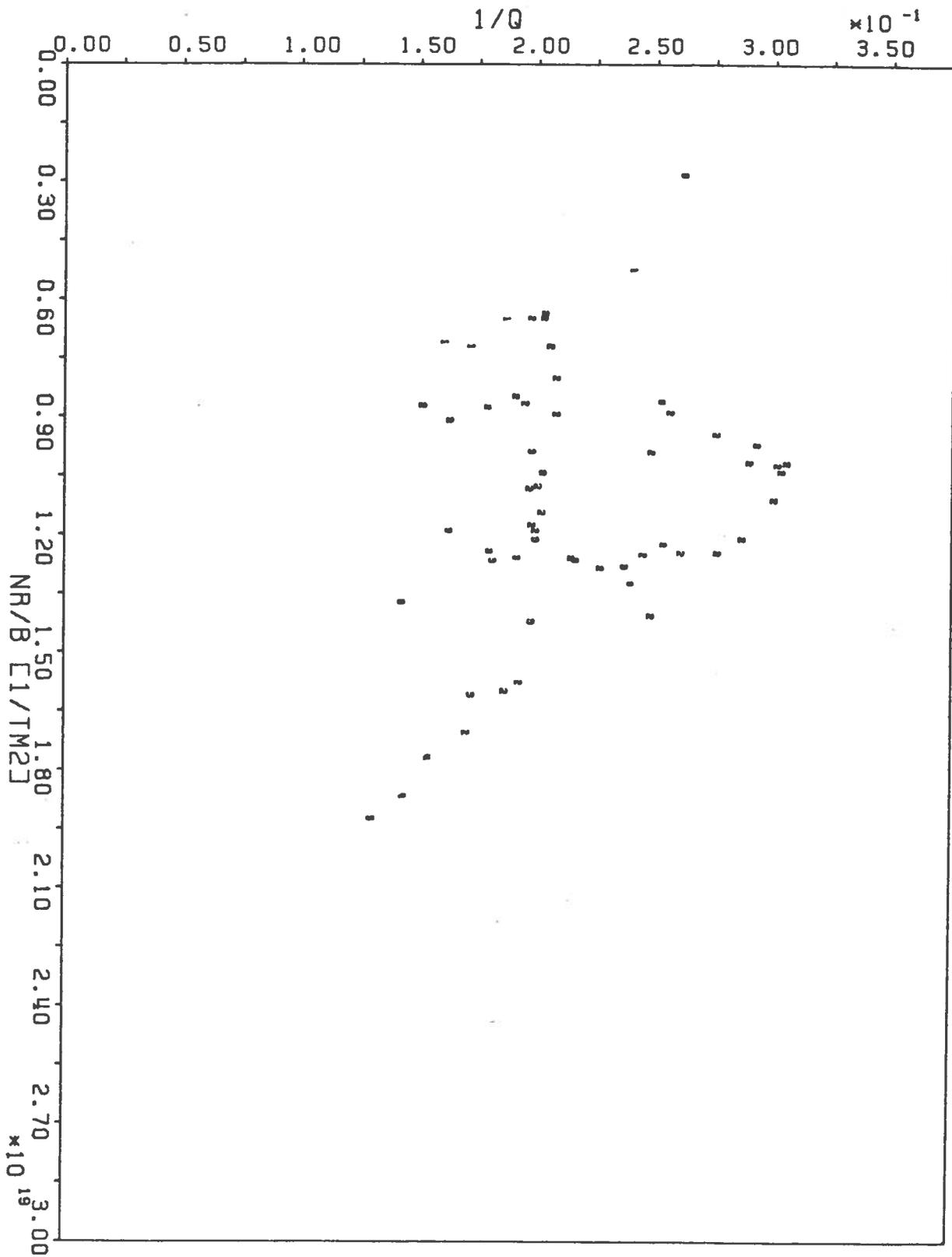


fig. A.9 : temps de confinement de l'énergie τ_{Eeg} en ms.

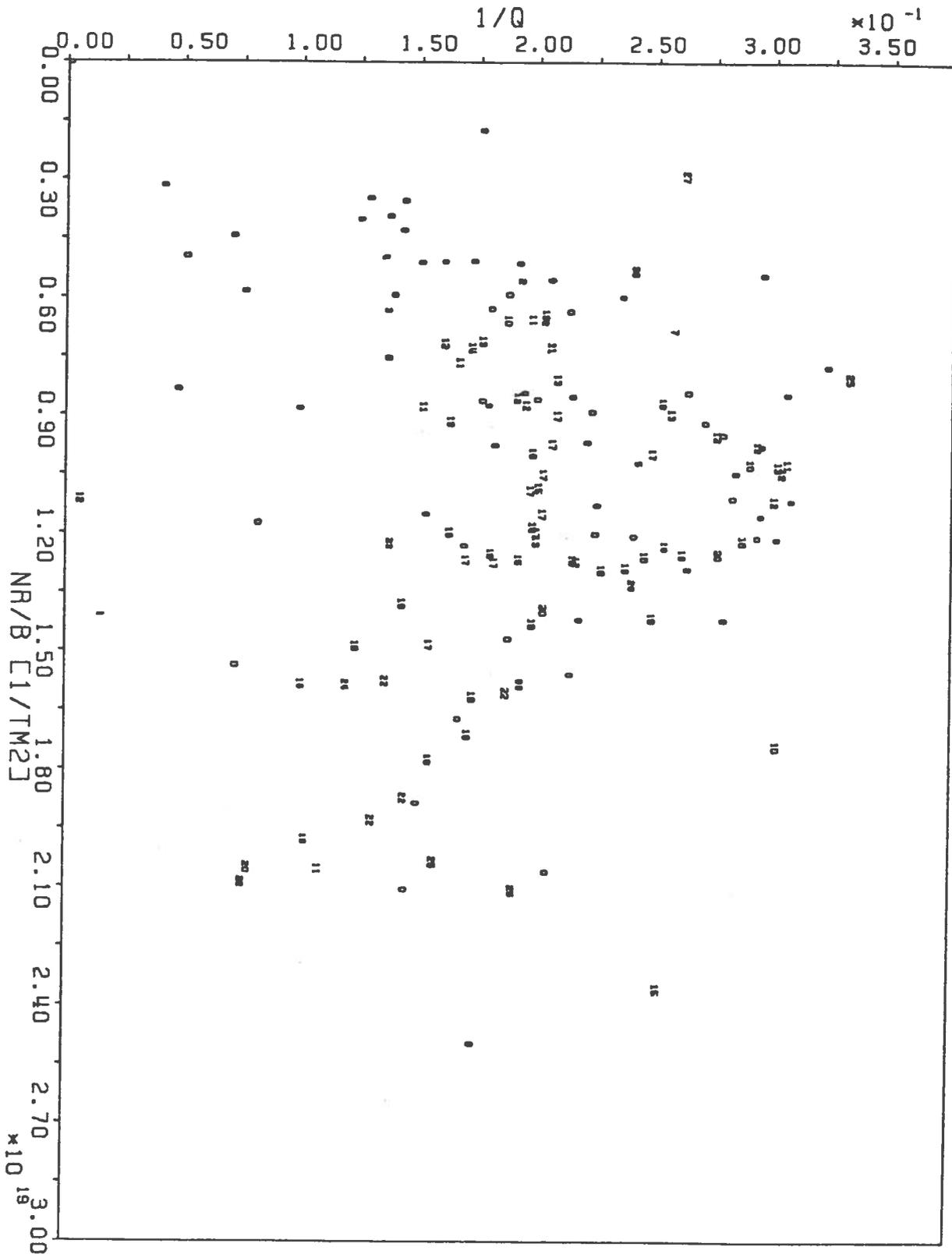


fig. A.10 : $10 \times \mathcal{A}_n$.

Bibliographie

- (2.1) A.D. CHEETHAM, A. HEYM, F. HOFMANN, K. HRUSKA, R. KELLER, A. LIETTI, J.B. LISTER, A. POCHELON, H. RIPPER, R. SCHREIBER, A. SIMIK, The TCA Project Report 1979, CRPP Lausanne
- (2.2) J.B. LISTER, R.W. MEANS, P. OBERSON, Rev. Sci. Instrum. 53 (1982) 600
- (2.3) K. APPERT, B. BALLEET, R. GRUBER, F. TROYON, T. TSUNEMATSU, J. VACLAVIK, MHD Theory of Alfvén Wave Heating in Tokamaks, LRP 187/81, CRPP Lausanne
- (2.4) A. DE CHAMBRIER, Mesure de la Température Ionique d'un Plasma par l'Analyse des Neutres d'Echange de Charge, Travail de diplôme 1980, CRPP Lausanne
- (2.5) A. DE CHAMBRIER, P.A. DUPERREX, A. HEYM, F. HOFMANN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J.B. LISTER, A. POCHELON, W. SIMM, Observation of Fast Current Fluctuations During Internal Disruptions in TCA, by Using Alfvén Wave Diagnostics, LRP 212/82, CRPP Lausanne
- (3.1) EQUIPE TFR, Nucl. Fusion 20 (1980) 1227
- (4.1) B. COPPI, N. SHARKY, Nucl. Fusion 21 (1981) 1363
- (4.2) J.D. STRACHAN, N. BRETZ, E. MAZZUCATO, C.W. BARNES, D. BOYD, S.A. COHEN, J. HOVEY, R. KAITA, S.S. MEDLEY, G. SCHMIDT, G. TAIT, D. VOSS, Nucl. Fusion 22 (1982) 1145
- (4.3) F. HOFMANN, Notes de cours
- (4.4) K. MIYAMOTO, Plasma Physics for Nuclear Fusion, 1980, MIT Press, Cambridge, Massachusetts
- (5.1) V.S. MUKHOVATOV, V.D. SHAFRANOV, Nucl. Fusion 11 (1971) 605
- (5.2) S. EJIMA, R.W. CALLIS, J.L. LUXON, R.D. STAMBAUGH, T.S. TAYLOR, J.C. WESLEY, Nucl. Fusion 22 (1982) 1313
- (5.3) N.A. KRALL, A.W. TRIVELPIECE, Principles of Plasma Physics, 1973, Mc-Graw-Hill, New-York
- (6.1) R.S. GRANETZ, I.H. HUTCHINSON, D.O. OVERSKEI, Nucl. Fusion 19 (1979) 1587
- (6.2) J.M. MORET, Travail pratique, CRPP Lausanne

(A.1) W. PFEIFFER, R.E. WALTZ, Nucl. Fusion 19 (1979) 51

(A.2) C. DANIEL, F.S. WOVD, Fitting Equations to Data, 2nd ed., 1980, John Wiley & Sons, New-York

Au terme de ce diplôme je tiens à remercier toute l'équipe du TCA qui par son étroite collaboration et son ample dévouement m'a permis de le réaliser. Je tiens en particulier à témoigner de ma reconnaissance envers Alexandre de Chambrier qui avec beaucoup de patience a mis au point les programmes de traitement de données, ainsi que John O'Rourke qui a mis à ma disposition le programme de dépouillement pour l'interféromètre à infra-rouge. Mes profonds remerciements vont également vers Jo Lister qui a su avec grand soin guider et stimuler constamment mes recherches, et vers Philippe Marmillod qui a fourni un effort considérable à la résolution de nombreux problèmes techniques.

Lausanne, le 21 décembre 1982.

Jean-Marc Moret