

DISRUPTIONS PENDANT LE MONTE DU COURANT SUR TCA

Jean-Marc Moret

Travail pratique IV semestre 1981/1982

DISRUPTIONS PENDANT LA MONTE DU COURANT SUR TCA

L'étude des disruptions initiales sur TCA, essentiellement en fonction de dI_p/dt , a montré qu'elles apparaissent aux valeurs entières de q avec une amplitude décroissante avec le courant et son taux de croissance. L'inductance de la colonne semble peu affectée par cette activité, mais celle-ci produit par contre un gaspillage du flux disponible dans la bobine du chauffage ohmique. Au vu de ces points, on pourra optimiser la consigne de courant.

1. Introduction

Les Tokamaks présentent dans leur phase de croissance du courant des activités disruptives répétées (Gr, Hu, MiI). Elles ont le désavantage d'une part d'introduire dans le plasma des impurétés indésirables, d'autre part de gaspiller une partie du flux disponible dans la bobine du chauffage ohmique. Dans le but de diminuer ces inconvénients en optimisant une consigne de courant imposée pour la décharge, le présent rapport présente l'étude faite sur TCA, machine spécialement bien adaptée puisqu'elle présente ces disruptions à chaque décharge et que de plus la forme du courant peut facilement être modifiée.

Sans entrer dans l'explication des mécanismes physiques qui conduisent à cette activité, on a pu observer l'allure des disruptions et constater que (a) les paramètres électriques de la colonne de plasma ne subissent que peu de modifications pendant une disruption, que (b) ces disruptions apparaissent à des valeurs entières du facteur de sécurité au bord $q(a)$, que (c) l'amplitude des disruptions diminue avec le courant et son taux de croissance et que (d) il existe une valeur de la vitesse de montée du courant pour laquelle on ne perd pas trop du flux disponible ou dans les disruptions ou dans une phase où le plasma est encore froid et très résistif.

2. Observations expérimentales

2.1 Allure générale d'une disruption initiale

Les investigations sur l'activité des modes MHD pendant la phase de montée du courant ont été menées à bien en utilisant la possibilité qu'offre le système du chauffage ohmique de TCA de varier la forme du courant (cf. annexe 2). C'est ainsi qu'on a effectué un ensemble de décharges en balayant le taux de croissance du courant entre $dI_p/dt = 1 - 30$ kA/ms et en maintenant les autres paramètres du plasma constants ($B_T = 11.6$ kGauss).

On admet généralement que si les modes ont une amplitude assez grande, leur étendue spatiale est suffisante pour permettre des reconnections des lignes de champ (Ca). Les profils de courant et de température peuvent alors subir des modifications qui vont affecter l'inductance de la colonne de plasma (μ)

$$L_p = 4\pi R(\ln(8R/a) - 2 + l_i/2),$$

$$\text{où } l_i = \frac{2 \int_0^a B_\theta^2(r) r dr}{B_I^2 a^2},$$

$$\text{et } B_I = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a}.$$

La tension par tour

$$V_l = R_p I_p + L_p dI_p/dt \quad (2.1)$$

va présenter des variations facilement détectables. Pour éviter les variations lentes de V_l dues à l'accroissement de température, on l'a filtré et redressé de façon à obtenir le signal appelé MODE sur la figure 2.1. C'est ainsi que les disruptions initiales ont été repé-

rées par un pic sur ce signal.

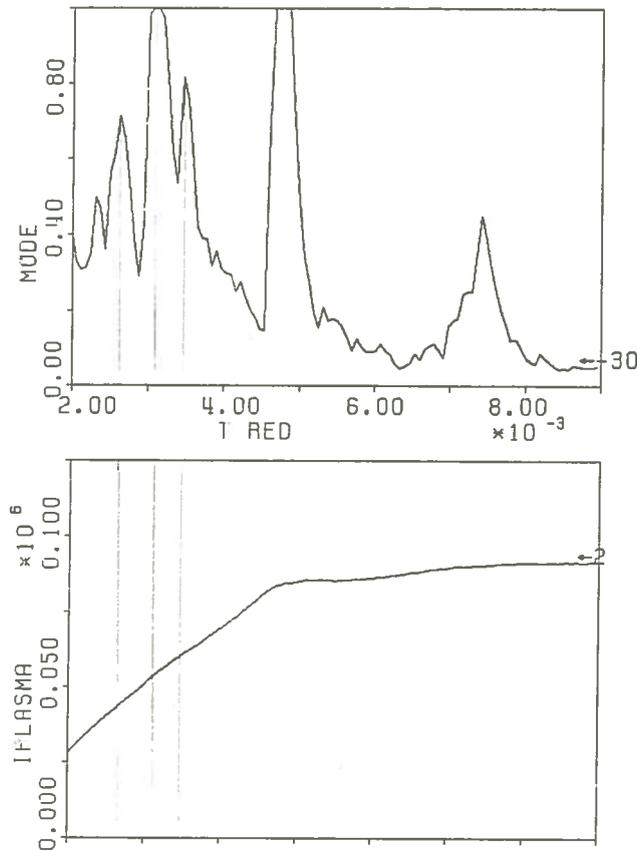


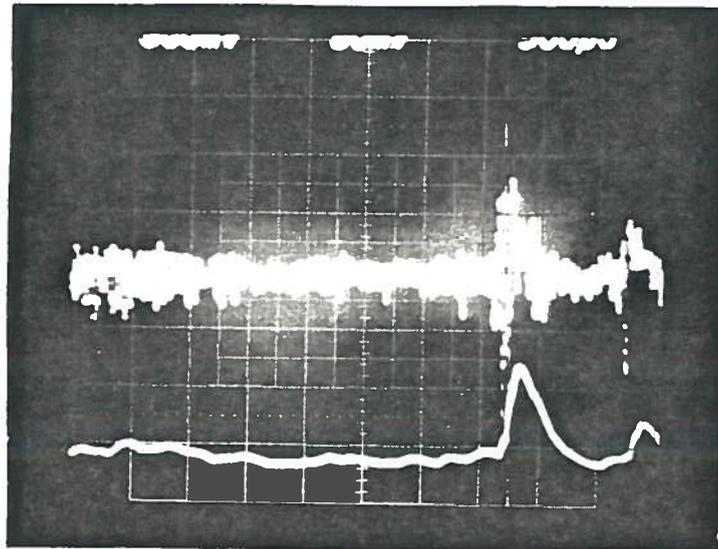
fig. 2.1

Il faut noter que les mesures utilisées dans cette étude ont été enregistrées à une vitesse inférieure à un échantillon toutes les 64 μ s. Des études (Ka, MiII), dans le but de comprendre les mécanismes qui produisent ces disruptions, ont démontrée la présence de phénomènes beaucoup plus rapides, et notamment des pics de tension par tour de l'ordre de la μ s. Afin de vérifier que les phénomènes observés sur TCA présentaient bien un caractère disruptif et qu'il ne s'agissait pas de "bouffées" de modes MHD, un enregistrement à grande résolution temporelle a été fait sur quelques décharges (fig. 2.2).

Sans toutefois essayer de comprendre les mécanismes qui conduisent aux disruptions, il serait intéressant de connaître les changements qui ont lieu pendant et après celle-ci au sein du plasma.

V_1 2V/cm

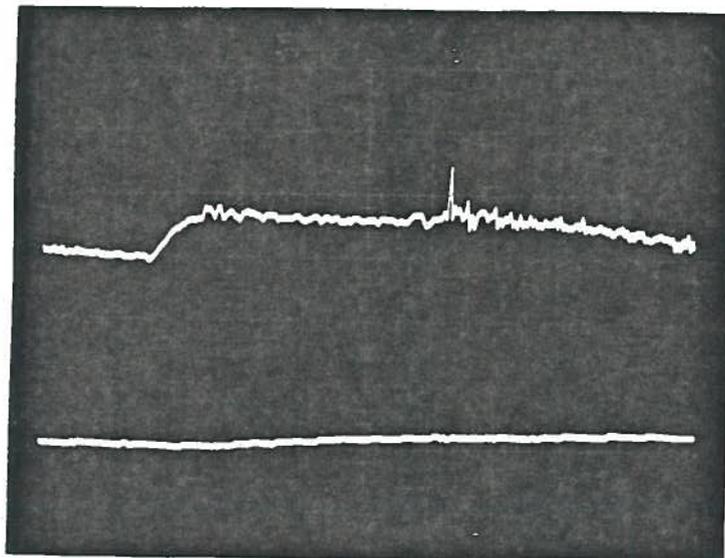
MODE



0.5 ms/cm

V_1 0.2V/cm

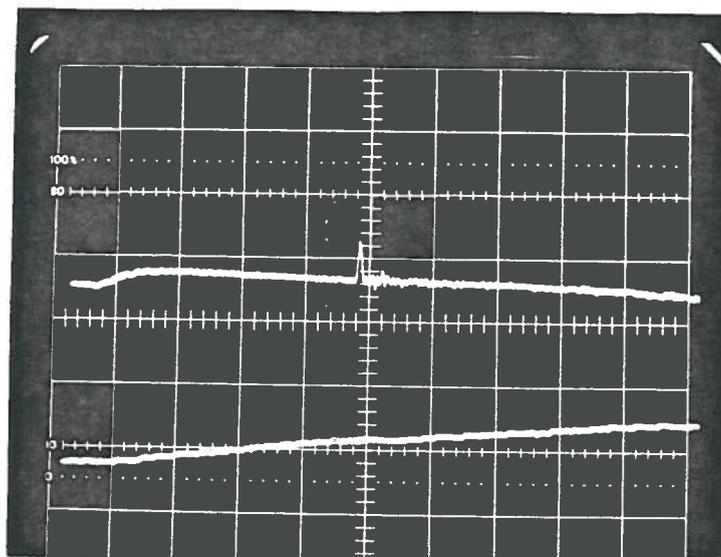
I_p



0.5 ms/cm

V_1 0.5V/cm

I_p



0.5 ms/cm

fig. 2.2

L'émission due aux impurtées (FeII, OII, H) apparaît systématiquement au début de chaque disruption. Ceci suggère qu'une partie du plasma a heurté les limiteurs en modifiant ses paramètres géométriques en dehors de l'espace défini par les limiteurs. Cependant il ne semble pas que cela provienne d'un déplacement radial de la colonne, mais plutôt à une extension du petit rayon. Par contre l'équilibre radial est quand même affecté par la disruption : en effet au début de la majorité des décharges le plasma est décentré vers l'intérieur; son retour vers sa position normale se déroule donc pendant la montée du courant mais est nettement ralenti par l'apparition des modes (fig. 2.3). L'efficacité du champ vertical stabilisant (μ)

$$B_v = \frac{1}{2} B_I \frac{a}{R} (\ln(8R/a) + l_i/2 - 3/2 + \beta_I/2),$$

où
$$\beta_I = \frac{2 \mu_0 \langle p \rangle}{B_I^2},$$

est alors réduite, indiquant une diminution du facteur

$$\lambda(a) = \beta_I + l_i/2 - 1.$$

L'équipe d'Alcator (Gr) suggère que pendant la disruption le profil de courant, d'abord creux à cause d'un effet peau de la diffusion du courant, se trouve être instable et s'applatit par des reconnections de lignes de champ. Leur hypothèse est soutenue d'une part (a) par le fait que les disruptions apparaissent à des valeurs entières du minimum du facteur de sécurité $q(r)$, ce qui n'est pas aussi marqué sur TCA (cf. 2.2) et d'autre part que (b) le taux de croissance du courant est réduit après la disruption. Tout permet donc de croire que dans leur cas on assiste à un changement de l'inductance du plasma.

Sur TCA cependant l'installation du courant entre les disruptions semble ne pas être touché par celles-ci : on observe notamment le même taux de croissance du courant (fig. 2.4), la même vitesse de retour au centre (fig. 2.3). Il manque bien sûr à ces mesures la température, au sujet de laquelle on peut imaginer qu'elle subit des changements.

Suivant cette idée que les caractéristiques électriques du plas-

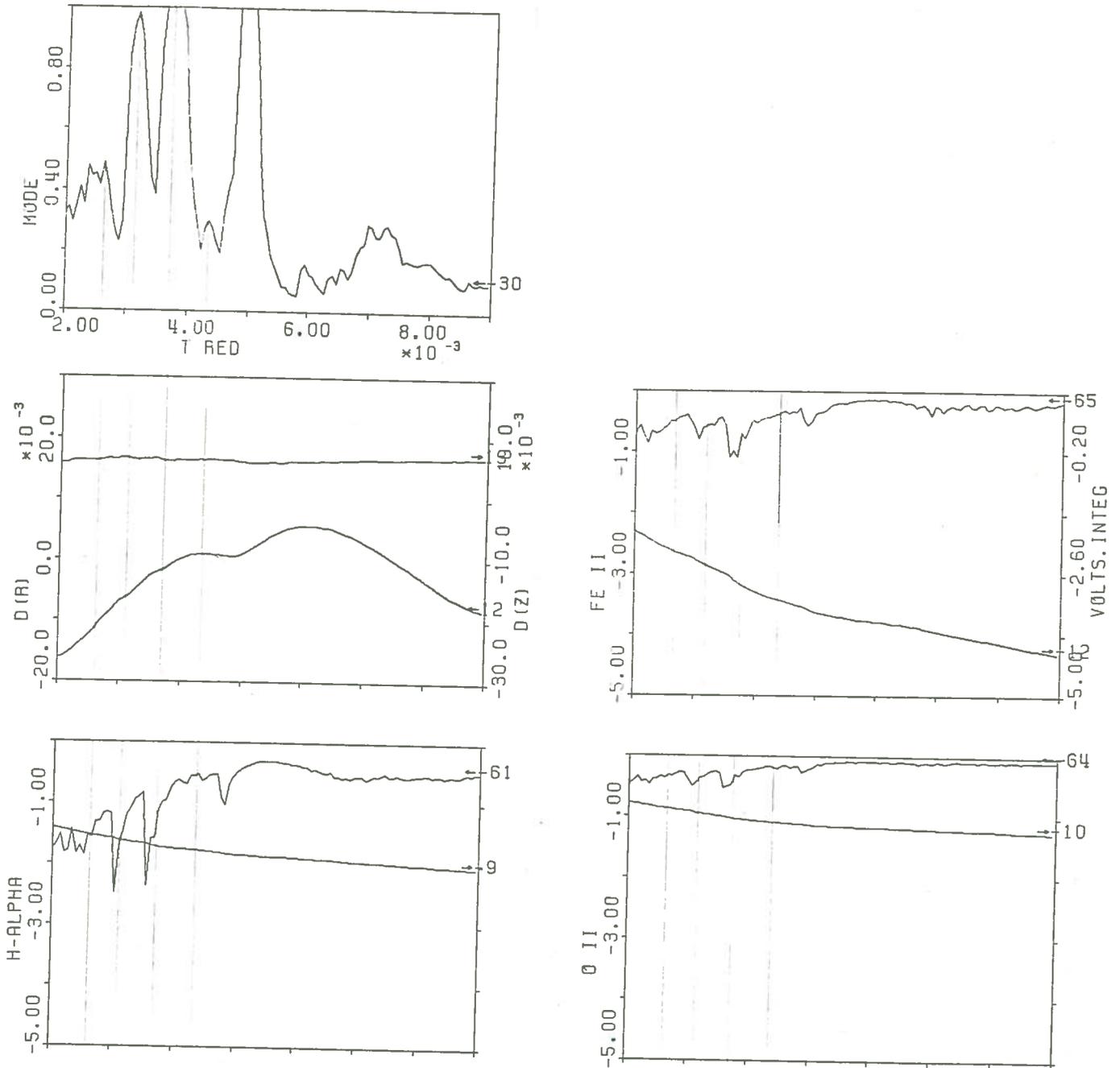


fig. 2.3

ma ne change pas pendant la disruption, la variation de tension par tour peut s'écrire

$$\Delta V_1 = R_p \Delta I_p + L_p \Delta (dI_p/dt).$$

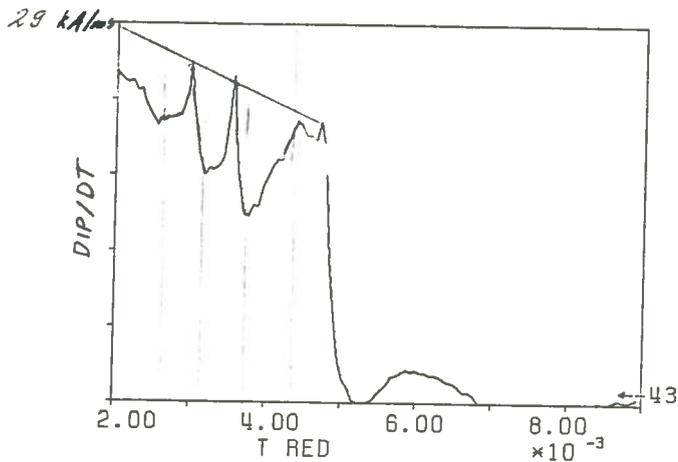
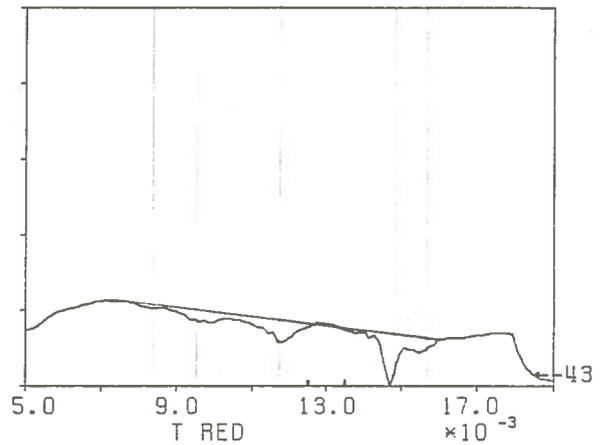
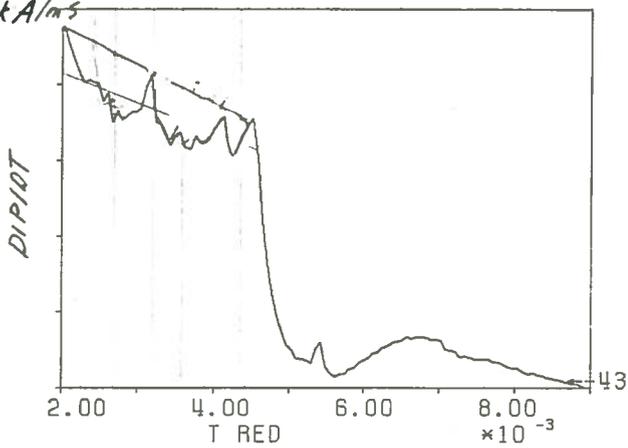
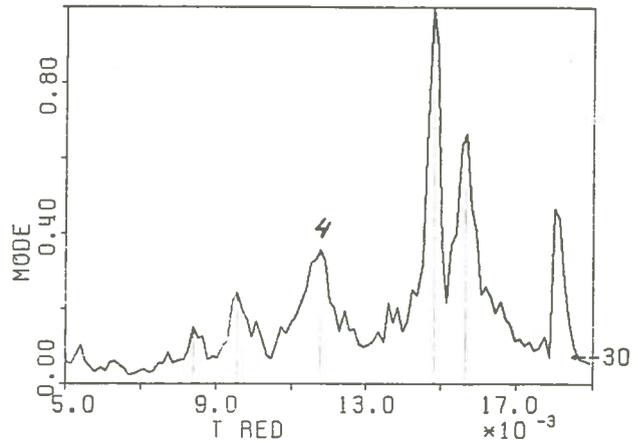
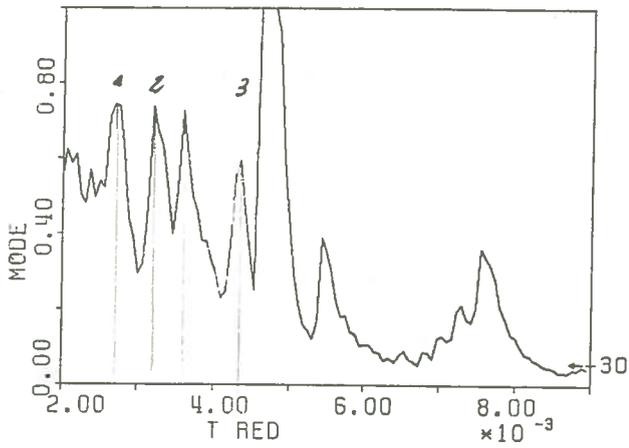


fig. 2.4

En remarquant que I_p ne varie pas pendant ce temps, on peut obtenir une expression de l'inductance (fig. 2.5)

$$L_p = \Delta V_1 / \Delta (dI_p / dt), \quad (2.2)$$

laquelle est en général d'un facteur 5 à 10 fois moins élevée que la valeur admise de $1 \mu\text{H}$. Mais il est préférable de la comparer à une estimation grossière faite comme suit : on fait l'hypothèse qu'entre deux instants rapprochés, les paramètres L_p et R_p sont restés identiques. On peut alors écrire à ces deux instants l'équation (2.1) et former ainsi un système d'équations pour L_p et R_p . Appliquée autour de l'instant $t = 13 \text{ ms}$ de la figure 2.5, cette méthode fournit une valeur de $0.5 \mu\text{H}$. Compte tenu des erreurs introduites dans le filtrage du signal MODE, de l'équation (2.2) et du système d'équations mentionné ci-dessus mal conditionné, on ne peut espérer une meilleure concordance. Les variations de tension par tour pendant l'apparition des modes seraient alors associées plutôt à une modification de l'inductance mutuelle entre le primaire du chauffage ohmique et le plasma M, modification facilitée par l'absence de noyau de fer sur TCA.



- 1 : $L_p = 0.16 \mu\text{H}$
- 2 : $L_p = 0.16 \mu\text{H}$
- 3 : $L_p = 0.19 \mu\text{H}$

4 : $L_p = 0.22 \mu\text{H}$

fig. 2.5

2.2 Amplitude des disruptions

Une étude statistique faite sur 74 disruptions permet de constater qu'elles ont lieu essentiellement aux valeurs entières du facteur de sécurité

$$q_I = \frac{a B_T}{R B_I}$$

avec une plus grande dispersion aux hauts taux de croissance (fig. 2.6)

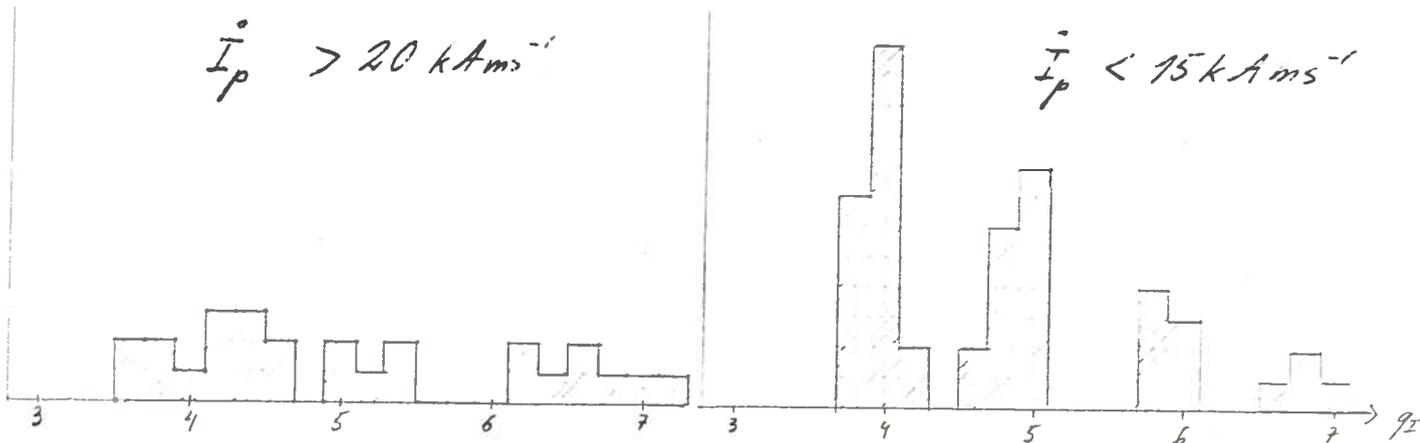


fig. 2.6

Il est cependant important de remarquer que dans la phase de montée du courant la colonne de plasma est encore mal centrée et que les corrections qu'apportent au q_I la prise en considération des déplacements horizontaux et verticaux ΔR et Δz sont appréciables :

$$q_C = \frac{a_p^2 R^2}{a^2 R_p^2} q_I, \quad (2.3)$$

où $R_p = R + \Delta R$

et $a_p = a - (\Delta R^2 + \Delta z^2)^{1/2}$.

Cette amélioration déplace le maximum de probabilité d'apparition à $q = 0.88 n$ (n entier) sans pour autant en diminuer la dispersion. L'étape suivante consiste à introduire les effets toriques (cf. annexe 1) :

$$q_T = \left(1 + \frac{\lambda^2 + 2\lambda + 3}{2} \frac{a_p^2}{R_p^2}\right) q_C.$$

L'ignorance de la quantité λ rend cette correction difficile. On peut toutefois l'appréhender avec des conditions typiques : $\beta_I = 2/3$ et un profil de courant parabolique fournissent une valeur de $\lambda = 1/8$ et $q_T = 1.13 q_C$. Ceci ramène donc à nouveau les maximums de probabilité d'apparition à des valeurs entières de q . L'observation faite sur Alcator (Gr) à $q = 0.6 n$ ne semble pas se répéter sur TCA.

Par contre l'observation sur le fait que les disruptions n'apparaissent pas à faible courant ou à faible dI_p/dt est confirmée sur TCA par la figure 2.7 où l'amplitude des disruptions représentée par ΔV_1 est reportée en fonction de q_I et dI_p/dt .

L'émission de FeII, qui constitue une mesure de l'importance des disruptions plus qualitative, présente la même tendance (fig. 2.8). On voit ainsi l'importance des disruptions initiales dans l'introduction défavorable d'impuretés lourdes dans le plasma.

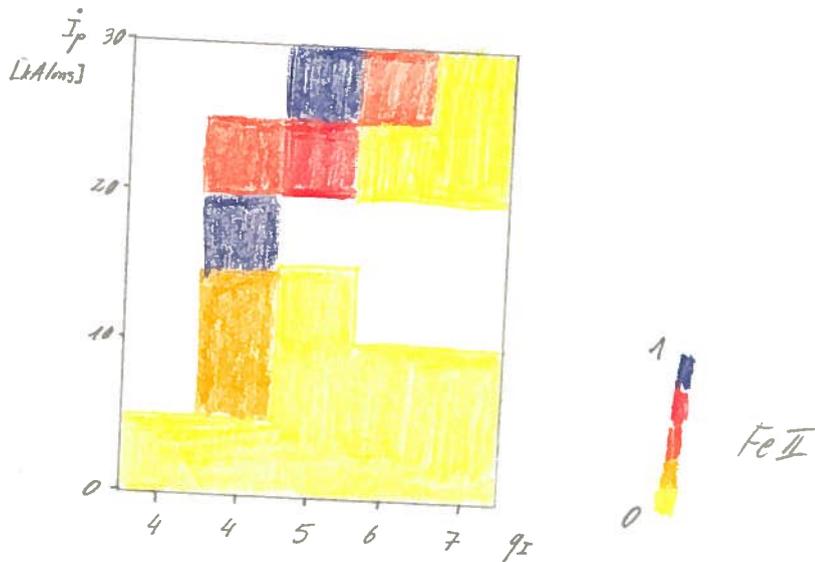


fig. 2.8

2.3 Consommation du flux

Afin de compléter l'étude de la phase de création du courant, certaines observations ont été faites sur la consommation de flux du plasma. C'est ainsi que la figure 2.9 représente la chute de courant dans la bobine du chauffage ohmique à partir du début de la décharge ΔI_{oh} nécessaire pour la création d'un certain courant en fonction de la vitesse de montée (les valeurs de $q = 3,75, 4,75, 5,75$ ont été choisies afin de s'assurer d'englober les disruptions). La partie de la courbe à faible taux de croissance est facilement explicable : si l'on admet grossièrement que la tension par tour est constante, le flux consommé jusqu'à une certaine valeur du courant est proportionnel au temps écoulé, donc à l'inverse de dI_p/dt ;

ρ
[kA/cm²]

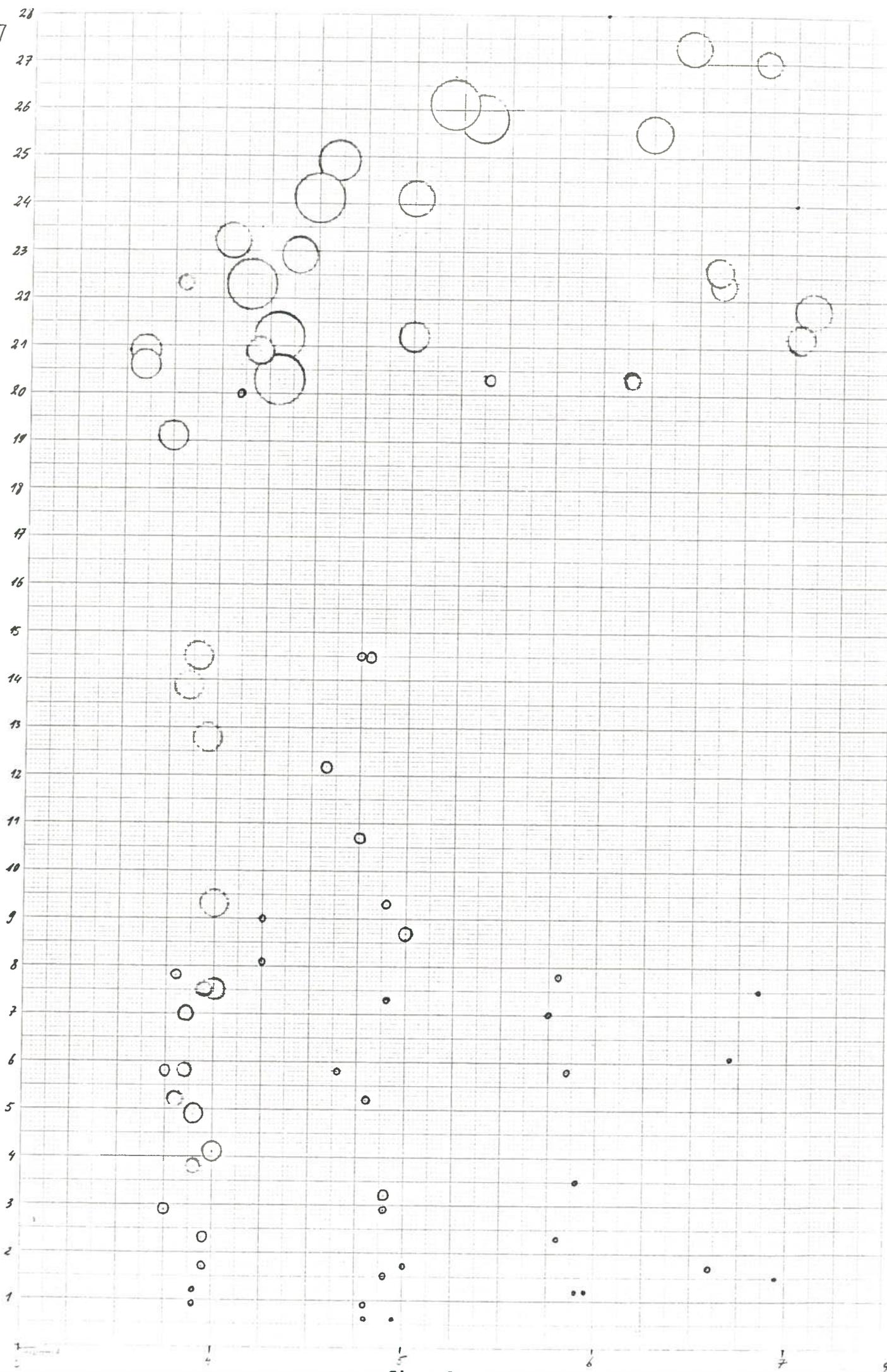


fig. 2.7

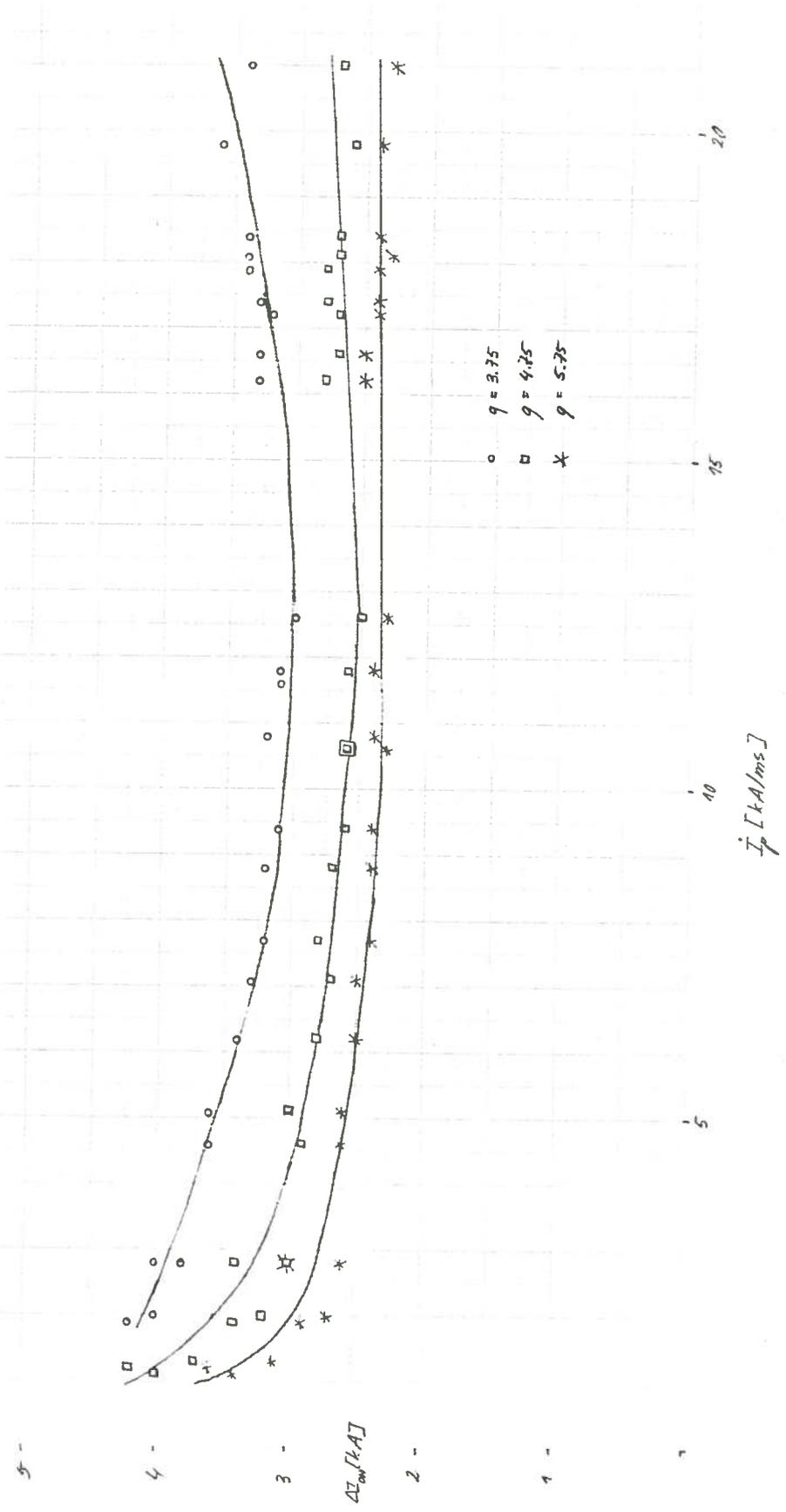


fig. 2.9

$$\phi = \int_0^t v_1 dt \sim \frac{1}{dI_p/dt} \cdot$$

Le fait qu'à plus grande vitesse de montée le flux croît à nouveau se laisse empiriquement expliquer par la présence des disruptions : cet accroissement est très bien corrélé avec leur amplitude, que ce soit en fonction de q_I ou de dI_p/dt .

A nouveau pour en donner favorablement une interprétation, il faudrait être à même de séparer le flux résistif

$$\phi_R = \int_0^t R_p I_p dt,$$

et ceci ne peut se faire qu'en attribuant des valeurs arbitraires et peu sûres à L_p et M . On peut cependant penser que si le flux nécessaire est plus grand en présence des disruptions, les pertes sont certainement dues à un refroidissement pendant les disruptions et à une augmentation de la résistance.

De toute manière le début de la décharge peut être optimisé en choisissant un temps de montée correspondant au minimum de consommation du flux.

3. Conclusion

Bien que l'on ait pas ici proposé une certaine approche des mécanismes conduisant aux disruptions, la situation semble être différente de celle d'Alcator (Gr). Souvent le dépouillement des mesures s'est heurté à l'ignorance des caractéristiques électriques (inductance, résistance, couplage avec le circuit du chauffage ohmique), problème qui pourrait, avec une précision réduite bien entendu, être résolu avec l'application de la méthode mentionnée au paragraphe 2.1 à un programme numérique. Cette amélioration ainsi que des mesures à haute résolution temporelle auraient facilité la compréhension des phénomènes.

L'idée d'effectuer le calibrage toujours délicat de la position radiale de la colonne par l'apparition à q entier des disruptions est

en série de puissance de λ

$$\underline{B} = \underline{B}^{(0)} + \underline{B}^{(1)} + \underline{B}^{(2)} + \underline{B}^{(3)} + \dots$$

$$p = p^{(2)} + p^{(3)} + p^{(4)} + \dots$$

et éventuellement d'écrire chacun des ordres sous forme d'une série de Fourier en θ

$$\underline{B}^{(k)} = \sum_{m=0}^{\infty} \underline{C}_m^{(k)} \cos m\theta + \underline{S}_m^{(k)} \sin m\theta.$$

D'après (A.1), $B_{\theta}^{(0)}$ est nul et l'on écrira les termes suivants par (Mu)

$$B_{\theta} = B_{\theta_0} (1 + \lambda \mathcal{A}) + B_{\theta}^{(3)}$$

où B_{θ_0} est la valeur moyenne sur la surface magnétique de rayon r , \mathcal{A} un quantité de l'ordre de un et $\mathcal{A} = r \cos \theta / R_0$.

Ecrivant la divergence de \underline{B}

$$\frac{\partial B_r}{\partial x_r} + \frac{B_r}{r} + \frac{B_r \cos \theta}{R} = B_{\theta_0} \left(\frac{\mathcal{A} + 1}{R_0} - \frac{\Delta'}{r} \right) \sin \theta + O(\lambda^3), *$$

on peut définir $\Delta' = (\mathcal{A} + 1)r/R_0$ si bien que B_r est du 3ème ordre. A cet ordre, la divergence de \underline{B} fournit

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) B_r^{(3)} + \frac{\partial B_{\theta}}{r \partial \theta} + \frac{r}{R_0} (\mathcal{A}^2 + \mathcal{A} + 1) B_{\theta_0} \sin 2\theta = 0,$$

laquelle peut s'écrire en ses composantes de Fourier

$$m=0 \quad \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) B_{r0}^{(3)} = 0 \quad (A.2)$$

* $\partial/\partial x_r$ est la composante selon \hat{e}_r du gradient.

$$m=1,2,3,\dots \quad \frac{dc_{rm}^{(3)}}{dr} = -\frac{c_{rm}^{(3)}}{r} - m \frac{s_{\theta m}^{(3)}}{r} \quad (\text{A.3})$$

$$m=1,3,4,\dots \quad \frac{ds_{r2}^{(3)}}{dr} = -\frac{s_{rm}^{(3)}}{r} + m \frac{c_{\theta m}^{(3)}}{r} \quad (\text{A.4})$$

$$m=2 \quad \frac{ds_{r2}^{(3)}}{dr} = -\frac{s_{r2}^{(3)}}{r} + \frac{2}{r} c_{\theta 2}^{(3)} - \frac{r}{R_0^2} B_{\theta 0} (\lambda^2 + \lambda + 1) \quad (\text{A.5})$$

(A.2) peut être intégrée et donne $B_{r0}^{(3)} = \text{cte}/r$. Pour éviter une singularité au centre on fixera $\text{cte} = 0$.

Le terme le plus de j_φ , $(d/dr + 1/r)B_{\theta 0}$ est du 1er ordre et l'équation d'équilibre dans la direction \hat{e}_r ($\varphi_0 = 1$)

$$j_\theta B_\varphi - j_\varphi B_\theta = \frac{dp}{dr},$$

impose que j_θ soit du 2ème ordre. Puisque $dp/d\varphi = 0$, cette même équation dans la direction \hat{e}_φ impose que $j_r = (B_r/B_\theta)j_\theta$ est du 4ème ordre. Utilisant ce résultat,

$$j_r = \frac{1}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \theta} - \frac{B_\varphi \sin \theta}{R} = O(\lambda^4),$$

si bien que

$$B_\varphi = \frac{B_{\varphi 0} R_0}{R} + \delta B_\varphi$$

où $B_{\varphi 0}$ est la valeur moyenne sur la surface magnétique de rayon r et δB_φ est du 4ème ordre.

On peut maintenant calculer j_θ

$$j_\theta = -\frac{\partial B_\varphi}{\partial x_r} - \frac{B_\varphi \cos \theta}{R},$$

ou, au vu de la géométrie qui donne $\partial R / \partial x_r = \cos \theta$,

$$j_\theta = -\frac{1}{R} \frac{\partial (R B_\varphi)}{\partial x_r}$$

Au 4ème ordre cette expression s'écrit

$$j_{\theta} = j_{\theta 0} (1 + \alpha \mathcal{L} + (\mathcal{L}^2 + \mathcal{L} + 1) \alpha^2) - \frac{\partial \delta B_{\varphi}}{\partial r}$$

où
$$j_{\theta 0} = - \frac{dB_{\varphi 0}}{dr} + \frac{B_{\varphi 0} (\mathcal{L} + 1) r}{R_0^2} .$$

Avec la même précision, j_r s'écrit

$$j_r = \frac{\partial \delta B_{\varphi}}{r \partial \theta} .$$

L'ordre 3 par contre suffit pour l'expression de j_{φ} :

$$\begin{aligned} j_{\varphi} = & \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) B_{\theta 0} + \alpha \left((2\mathcal{L} + 1) \frac{d}{dr} + \frac{2\mathcal{L}}{r} + \frac{d\mathcal{L}}{dr} \right) B_{\theta 0} \\ & + \alpha^2 (\mathcal{L} + 1) \left((2\mathcal{L} + 1) \frac{d}{dr} + \frac{\mathcal{L}}{\cos^2 \theta} + \frac{d\mathcal{L}}{dr} \right) B_{\theta 0} \\ & + \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) B_{\theta}^{(3)} + \frac{\partial B_r^{(3)}}{r \partial \theta} . \end{aligned}$$

La configuration du champ à l'équilibre peut maintenant être trouvée en résolvant la balance de pression. Au deuxième et troisième ordre, seule la direction \hat{e}_r donne :

$$j_{\theta 0} B_{\varphi 0} - j_{\varphi 0} B_{\theta 0} = \frac{dp}{dr} \tag{A.6}$$

$$\alpha \mathcal{L} j_{\theta 0} B_{\varphi 0} - \alpha \left((2\mathcal{L} + 1) \frac{d}{dr} + \frac{2\mathcal{L}}{r} + \frac{d\mathcal{L}}{dr} \right) B_{\theta 0}^2 = \alpha (\mathcal{L} + 1) \frac{dp}{dr} \tag{A.7}$$

où $j_{\varphi 0} = (d/dr + 1/r) B_{\theta 0}$. En combinant (A.6) et (A.7) on obtient

$$2 \frac{dp}{dr} + \left((\mathcal{L} + 1) \frac{d}{dr} + \frac{2\mathcal{L} + 1}{r} + \frac{d\mathcal{L}}{dr} \right) B_{\theta 0}^2 = 0 \tag{A.8}$$

qui par simple intégration donne

$$(\mathcal{L} + 1) r^2 B_{\theta 0}^2 = \int_0^r r B_{\theta 0}^2 dr + \int_0^{\dot{r}} 4pr dr - 2r^2 p$$

En $r = a$, où $p = 0$, on relie l'expression de Shafranov (μ)

$$\mathcal{L}(a) = 1_i/2 + \beta_I - 1.$$

Les ordres suivants peuvent être écrits dans toutes les directions

$$\begin{aligned} & \frac{r^2}{R_0^2} (\cos^2 \theta (3\lambda^2 + 4\lambda - 1) \frac{d}{2dr} + ((\lambda^2 - 2)\cos^2 \theta + (\lambda + 1)\lambda) \frac{1}{r} \\ & + (2\lambda + 1) \frac{d\lambda}{dr} \cos^2 \theta) B_{\theta 0}^2 + \frac{r^2}{R_0^2} (2\lambda - 1) \cos^2 \theta \frac{dp}{dr} + \frac{\partial \delta B_{\varphi}}{\partial r} B_{\varphi 0} \\ & + \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{2}{r} \right) (B_{\theta 0} B_{\theta}^{(3)}) + B_{\theta 0} \frac{\partial B_r^{(3)}}{r \partial \theta} + \frac{\partial \delta p}{\partial r} = 0 \end{aligned} \quad (A.9)$$

$$B_r^{(3)} \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) B_{\theta 0} - \frac{B}{r \theta} B_0 = \frac{p}{r \theta} \quad (A.10)$$

$$\frac{\partial \delta B_{\varphi}}{r \partial \theta} B_{\theta 0} B_{\varphi 0} - \left(\frac{dp}{dr} + \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) B_{\theta 0} \right) B_r^{(3)} = 0 \quad (A.11)$$

Pour $m \neq 0$ les transformées de Fourier de (A.10) et (A.11) fournissent une expression pour δB_{φ} et δp :

$$\delta C_{\varphi m} = - \frac{r}{m} \left(\frac{1}{B_{\theta 0}} \frac{dp}{dr} + \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) B_{\theta 0} \right) \frac{S_{rm}^{(3)}}{B_{\varphi 0}}$$

$$\delta S_{\varphi m} = \frac{r}{m} \left(\frac{1}{B_{\theta 0}} \frac{dp}{dr} + \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) B_{\theta 0} \right) \frac{C_{rm}^{(3)}}{B_{\varphi 0}}$$

$$\delta p_{sm} = - \frac{r}{m} \frac{dp}{dr} \frac{C_{rm}^{(3)}}{B_{\theta 0}}$$

$$\delta p_{cm} = \frac{r}{m} \frac{dp}{dr} \frac{S_{rm}^{(3)}}{B_{\theta 0}}$$

Ayant remplacé ces quantités dans la transformée de Fourier de (A.9) les harmoniques $m = 1, 3, 4, \dots$ en $\cos m\theta$ et $m = 1, 2, 3, \dots$ en $\sin m\theta$ peuvent être satisfaites en posant

$$S_{rm}^{(3)} = C_{\theta m}^{(3)} = 0 \quad m = 1, 3, 4, \dots$$

$$C_{rm}^{(3)} = S_{\theta m}^{(3)} = 0 \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

et sans contredire la nullité de la divergence de \underline{B} .

En utilisant l'équation (A.5) de cette même divergence, la composante en $\sin 2\theta$ de (A.9) fournit une équation différentielle pour le seul terme restant de $B_r = S_r^{(3)} \sin 2\theta$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 B_r}{\partial r^2} + \frac{3}{2r} \frac{\partial B_r}{\partial r} + \left(\frac{15}{2r^2} \frac{d^2 B_{\theta 0}}{B_{\theta 0} dr^2} + \frac{1}{B_{\theta 0}^2} \frac{dp}{r dr} \right) B_r \\ & + \frac{r}{R_0^2} \left((4\lambda^2 + 5\lambda + 1) \frac{d}{dr} + \frac{5\lambda^2 + 4\lambda + 2}{r} + 2(2\lambda + 1) \frac{d}{dr} \right) B_{\theta 0} \\ & + \frac{r}{R_0^2} (2\lambda - 1) \frac{dp}{B_{\theta 0} dr} = 0. \end{aligned} \quad (A.12)$$

Sans essayer de résoudre cette équation pour un profil de courant et de pression donnés, précisions que ses conditions aux limites empêchent une singularité au centre et imposent qu'au bord du plasma, à $r = a$, la condition de raccordement $B_r = 0$ soit satisfaite.

A cet endroit le facteur de sécurité, donné par son expression géométrique

$$q(a) = \frac{R B_{\theta 0}}{2\pi} \oint \frac{dl}{R^2 B_{\theta 0}}$$

se réduit au 3ème ordre près à

$$q(a) = \frac{R_0 B_{\theta 0}}{a B_{\theta 0}} \left(1 + \frac{\lambda^2 + 2\lambda + 3}{2} \frac{a^2}{R_0^2} \right).$$

Annexe 2 Circuit du chauffage ohmique

Les figures A.2 et A.3 rappelle le fonctionnement du circuit du chauffage ohmique du TCA (TC).

Profitons de l'occasion également pour fournir les valeurs de dI_p/dt en fonction des résistances R_3 et de la charge du banc OH (fig. A.4).

Annexe 3 Possibilité de calibrage de la position radiale

La formule (2.3) exprimée sous les conditions réalistes que $|\Delta R| \ll a \ll R$ devient

$$q_c = (1 - 2\frac{|\Delta R|}{a}) q_I.$$

Si pour une raison physique, les disruptions apparaissent vraiment à une valeur fixe de q_c (entière par exemple), le

$$q_I = (1 + 2\frac{|\Delta R|}{a}) q_c$$

présenterait un minimum lorsque $R = 0$ et ceci fournirait une méthode intéressante et absolue de calibration de la position verticale de la colonne. Malheureusement la petitesse du facteur $|\Delta R|/a$ comparée à la dispersion en q de la probabilité d'apparition des disruptions rend cet espoir caduc (fig. A.5).

Bibliographie

- (Ca) B. Carreras, H.R. Hicks, B.V. Waddell, Nuclear fusion 19(1979)583
- (Gr) R.S. Granetz, I.H. Hutchinson, D.O. Overskei, Nuclear fusion 19(1979)1587
- (Hu) I.H. Hutchinson, A.H. Morton, Nuclear fusion 16(1976)447
- (Ka) E. Karger, K. Lackner, G. Fussmann, B. Cannici & allias
IAEA-CN-35/A7

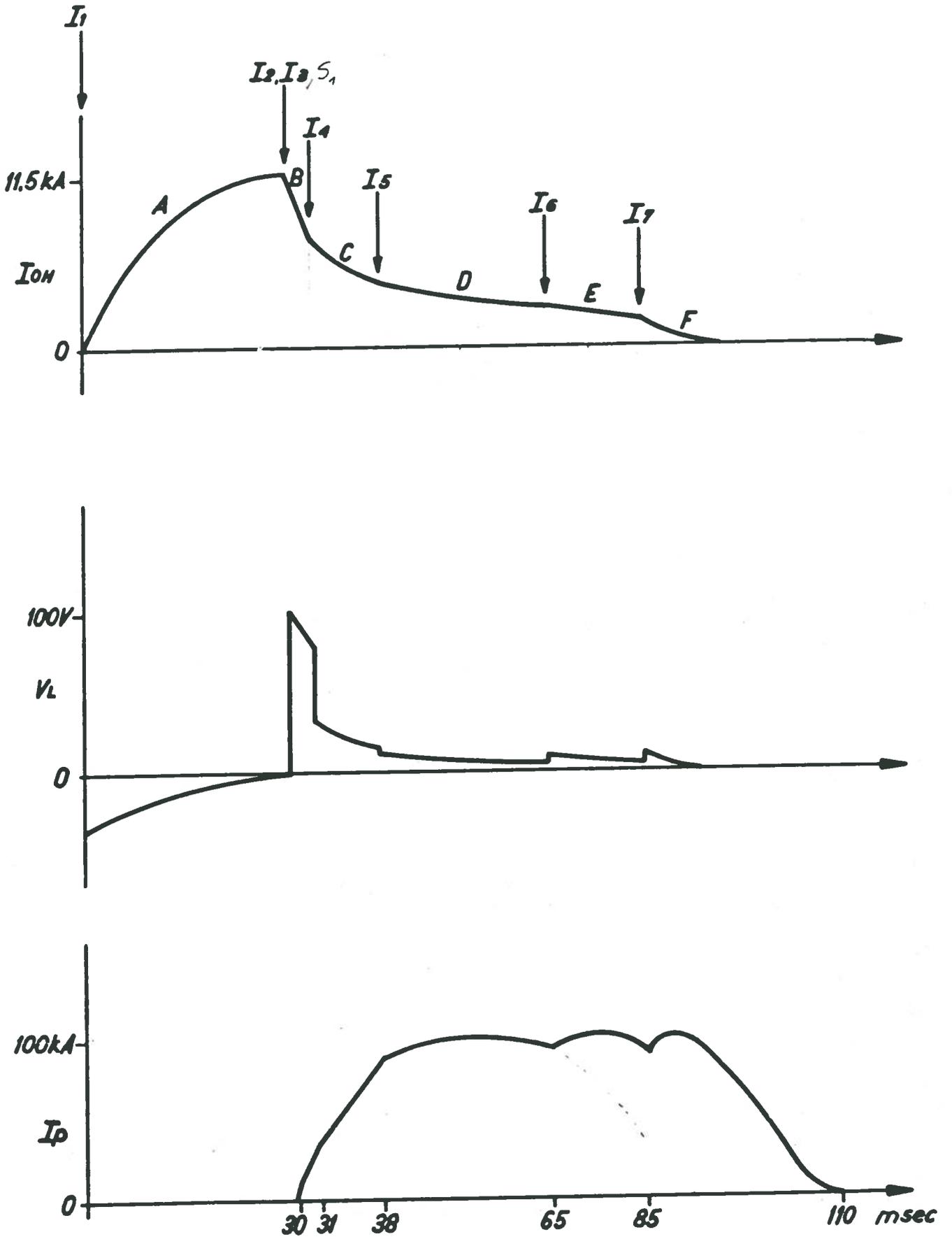


fig. A.3

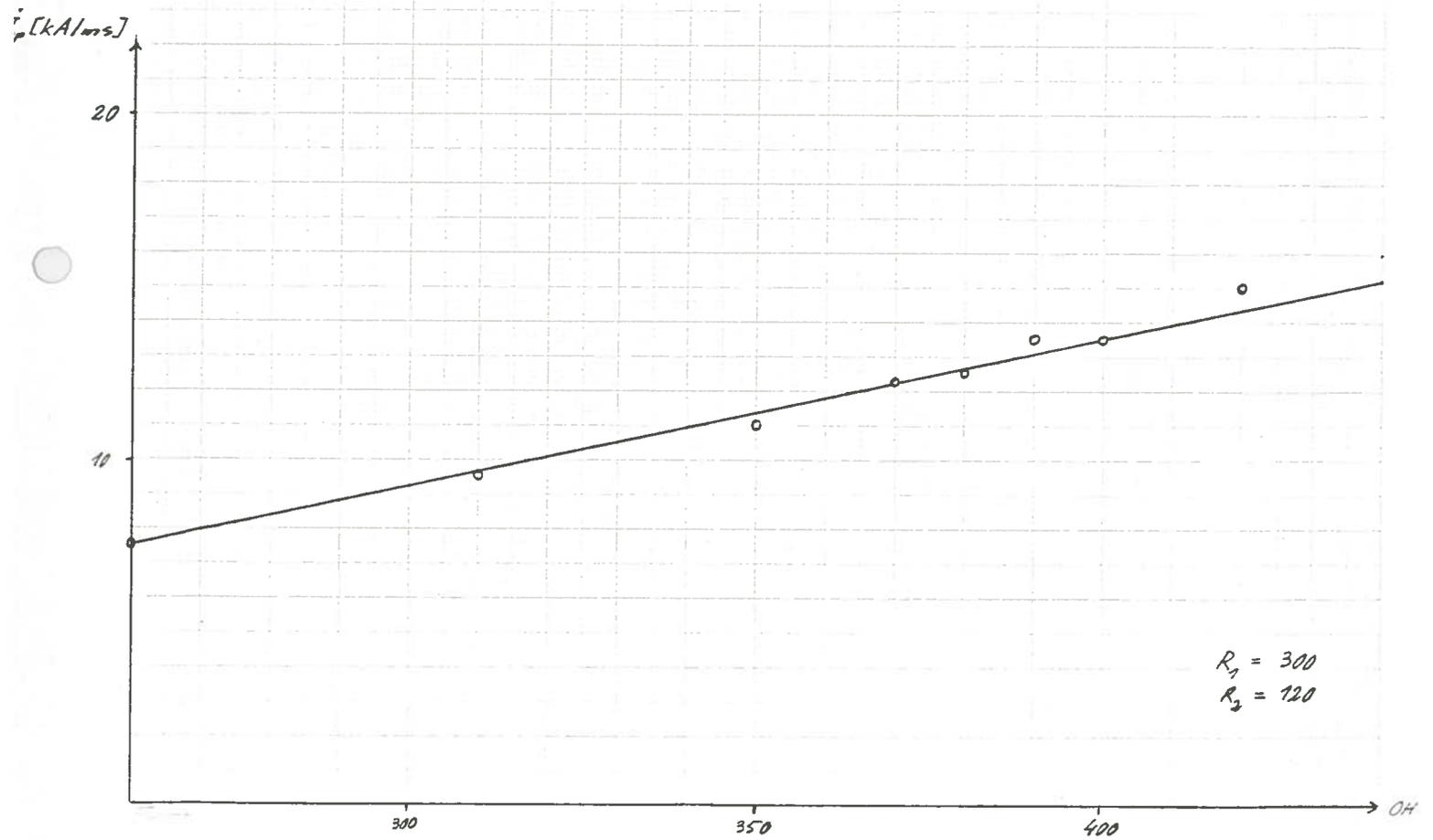
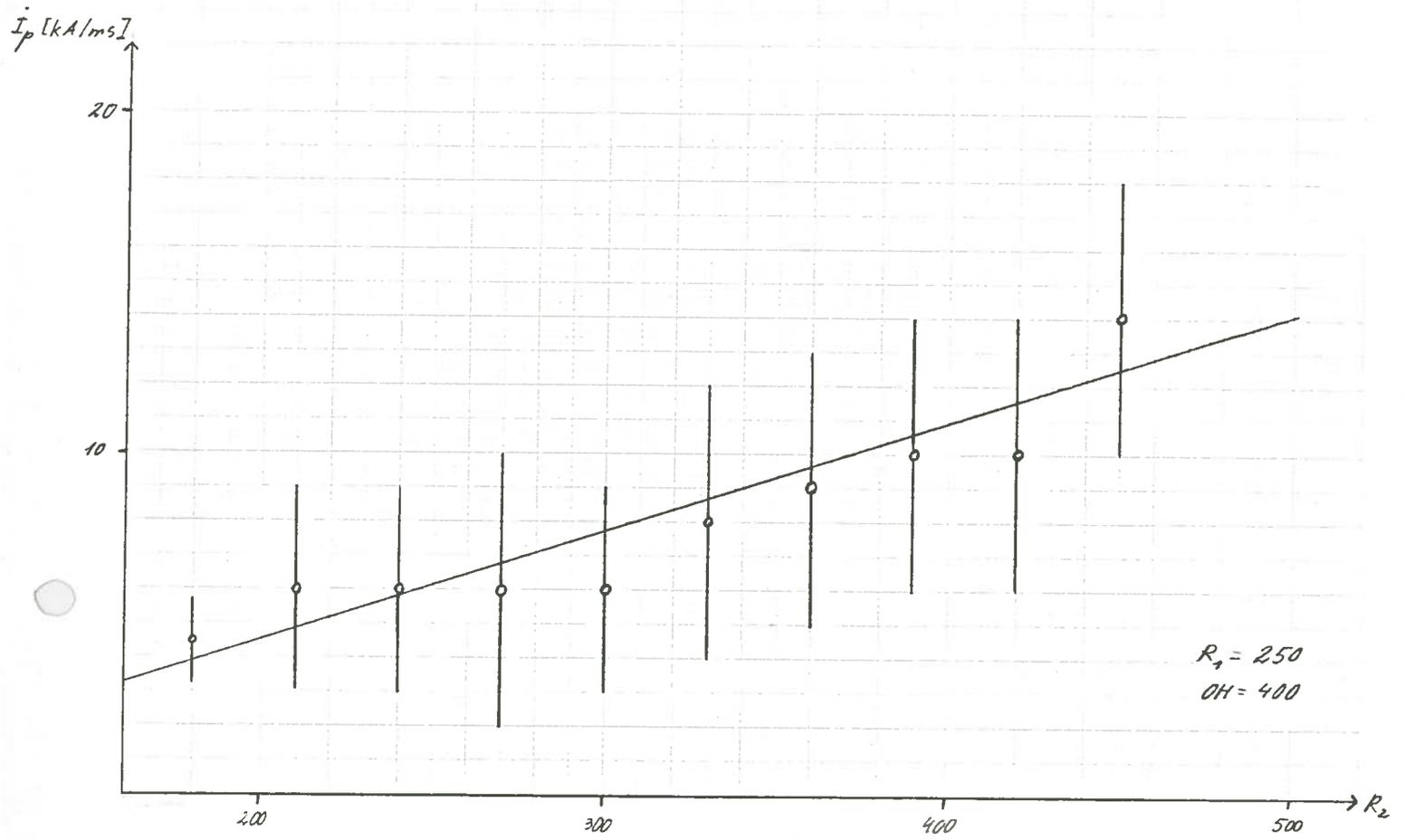


fig. A.4

44-4511

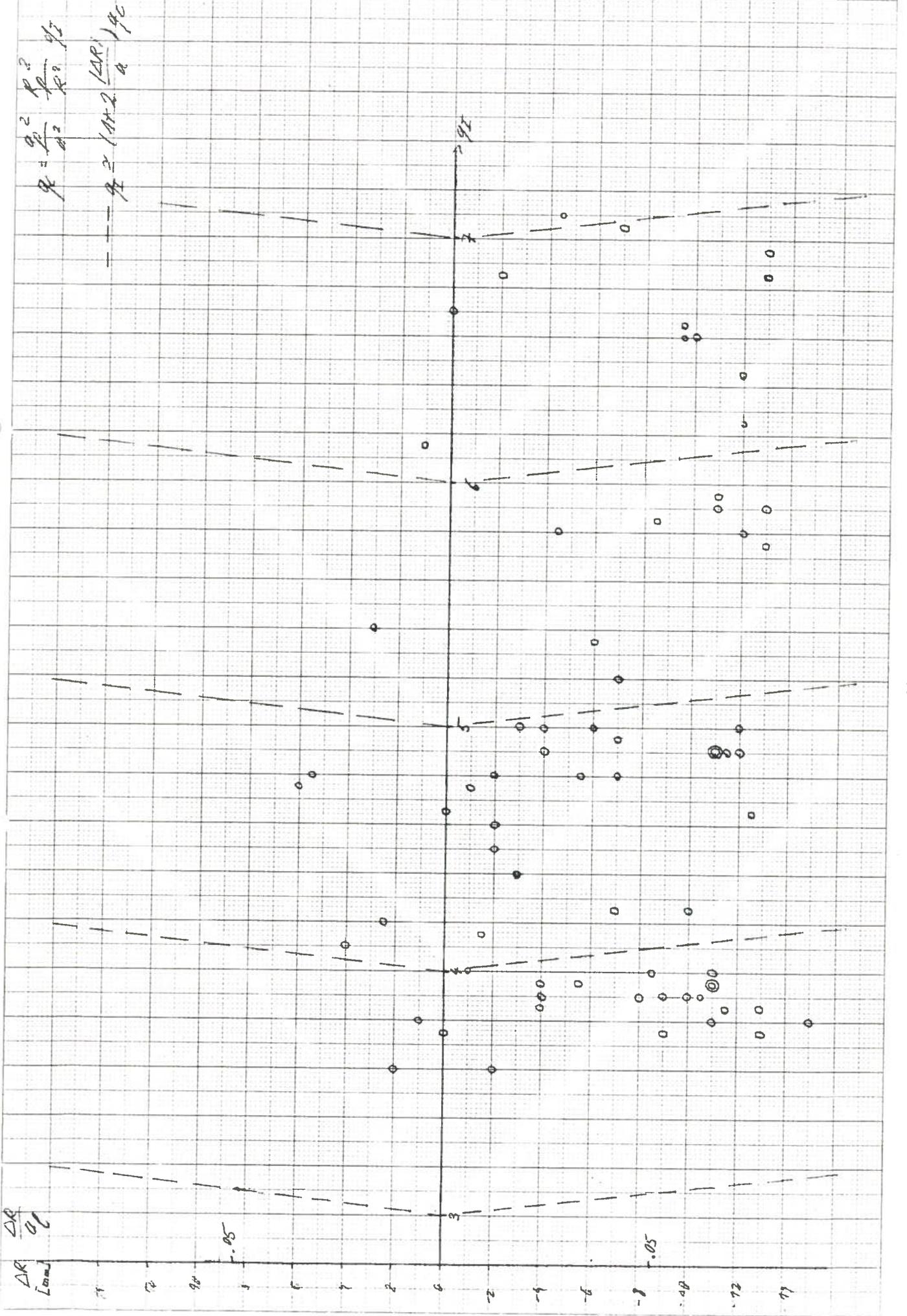


fig. A.5

- (MiI) S.V. Mirnov, Nuclear fusion 9(1969)57
- (MiII) S.V. Mirnov, I.B. Sememov, IAEA-CN-35/A9
- (Mu) V.S. Muhkovatov, V.D. Shafranov, Nuclear fusion 11(1971)605
- (TC) TCA Project report 1979
- (Wa) A.A. Ware, F. Haas, phys. fluids 9(1966)956

Le 4 avril 1982

Jean-Marc Moret

