

EUR-CEA-FC-794 TR

FR76 0089.3

**INSTABILITE LIEE AU FAISCEAU D'ELECTRONS
DECOUPLES DANS LE TOKOMAK TM-3.**

V. V. ALIKAEV, K. A. RAZUMOVA, Y. A. SOKOLOV

(Institut d'Energie Atomique I. V. KURCHATOV)

IEA - 2525 MOSCOU 1975

Traduit du Russe par R. GRAVIER

Octobre 1975

INSTABILITE LIEE AU FAISCEAU D'ELECTRONS
DECOUPLES DANS LE TOKOMAK TM-3.

V. V. ALIKAIEV, K. A. RAZUMOVA, Y. A. SOKOLOV

(Institut d'Energie Atomique I. V. KURCHATOV)

IEA - 2525 MOSCOU 1975

Traduit du Russe par R. GRAVER

Octobre 1975

RESUME

On a poursuivi l'étude de l'instabilité d'électrons découplés. A l'aide du rayonnement UHF du plasma, on a déterminé l'énergie longitudinale des électrons découplés, subissant un freinage par instabilité.

Comme dans les études précédentes à faible densité on trouve que l'instabilité étudiée s'accompagne de l'apparition d'une faible proportion de protons énergétiques. Pendant la croissance de l'instabilité l'énergie longitudinale des électrons découplés est cédée partiellement au degré de liberté transverse de ces électrons et partiellement au gros du plasma.

1. INTRODUCTION

Comme il a été montré précédemment [1,2], dans les Tokomaks à des densités de plasmas relativement faibles, on trouve une instabilité provoquant un freinage du faisceau d'électrons découplés.

Dans le Tokomak TM-3 [2] cette instabilité s'accompagne

- 1) de sauts magnétiques sur l'oscillogramme de la dérivée du flux magnétique longitudinal. (Pendant l'instabilité l'énergie traverse de plasma augmente) ;
- 2) de brusques diminutions du grand rayon du cordon de plasma ;
- 3) des pics sur la tension par tour ;
- 4) d'un dépôt de l'énergie des particules du plasma directement sur les parois de la chambre. (Dans une décharge stable cette énergie est perdue principalement sur le diaphragme) ;
- 5) de bouffées de rayonnement HF dans une large bande englobant la fréquence de la résonance hybride inférieure et la fréquence plasma ionique ;
- 6) de bouffées du rayonnement X "de la paroi" lié à la perte d'électrons rapides sur la paroi de la chambre.

Une instabilité analogue a été détectée récemment dans le Tokomak TFR où elle a conduit à la destruction du liner [3,4].

Les électrons découplés existent pratiquement dans tous les régimes de décharge d'un Tokomak.

Sur TM-3 pour des densités de plasma élevées, les électrons d'énergie 1-2 Mev produisent un rayonnement X dur, intense sur le diaphragme.

Pour les faibles densités de plasma comme le montrent les mesures d'X, il existe aussi une quantité élevée d'électrons découplés. Cependant l'énergie maximale de ces électrons est bien inférieure à 1 Mev.

Ainsi, il est possible de conclure que l'instabilité excitée lorsque la densité de plasma est faible, empêche l'accélération des électrons jusqu'à de grandes énergies.

L'ensemble du présent travail décrit la plus récente étude de cette instabilité.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

2. 1. Sur la transformation de l'énergie longitudinale des électrons emballés.

Sur la figure 1 est représentée une série d'oscillogrammes du phénomène en présence d'une instabilité bien marquée.

Sur l'oscillogramme de la dérivée du flux magnétique longitudinal $\dot{\Phi}$, on peut voir pendant la partie stationnaire de la décharge jusqu'à l'apparition de l'instabilité, que $\dot{\Phi} = 0$, c'est à dire que l'énergie transverse du cordon de plasma reste constante. Cependant, comme il apparait sur l'oscillogramme du haut, le déplacement du cordon de plasma Δr augmente.

Cette croissance peut être due à l'augmentation de l'énergie longitudinale du plasma, ou à l'augmentation d'inductance du cordon de plasma.

Nous raisonnerons d'abord sans prendre en compte le changement d'inductance et ensuite nous déterminerons l'influence du terme inductif sur les résultats obtenus.

Nous supposons que l'augmentation du déplacement est liée à l'augmentation de l'énergie longitudinale du plasma du fait de l'accélération des électrons découplés dans le champ électrique.

Donc, à partir de la relation [5]

$$\Delta r = \frac{b^2}{2R} \left[\ln \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) (\beta_{\perp} + \beta_{\parallel} + l_i - 1) \right] \quad (1)$$

nous obtenons

$$\frac{d\Delta r}{dt} = B \frac{8\pi}{H_I^2} \frac{e}{c} m_e v_e e \quad (2)$$

Ici $B = \frac{b^2}{2R} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right)$ est la densité d'électrons qui passent en régime découplé, v_e est la vitesse moyenne de ces électrons, E est la valeur du champ électrique longitudinal.

Pendant l'instabilité on observe un déplacement $\delta(\Delta r)$ du cordon vers la paroi intérieure. Puisqu'une augmentation de l'énergie transverse se produit simultanément, il découle de (1) que le déplacement doit être dû à une diminution, soit de l'inductance du cordon, soit de l'énergie longitudinale du plasma.

Nous supposons que chaque fois qu'une instabilité se produit, la proportion de l'énergie longitudinale accumulée par les électrons dans le champ électrique entre les pics, est transférée sur le degré de liberté transverse, mais que l'inductance du cordon ne change pas.

$$\delta E_{\parallel} = \mathcal{E} n_e' v_e \delta t e \quad , \quad \delta E_{\perp} = -\alpha \delta E_{\parallel} \quad (3)$$

où n_e' est le nombre d'électrons subissant le freinage, δt est le temps entre les pics, δE_{\parallel} et δE_{\perp} sont les variations d'énergie longitudinale et transverse des électrons.

La variation des grandeurs β_{\parallel} et β_{\perp} intervenant dans la relation (1) est par définition

$$\delta \beta_{\parallel} = 2 \frac{8\pi \delta E_{\parallel}}{H_I^2} \quad , \quad \delta \beta_{\perp} = \frac{8\pi \delta E_{\perp}}{H_I^2} \quad (4)$$

La variation du champ poloidal H_I pendant l'instabilité est négligeable.

A partir de (1), (2), (3) et (4) nous obtenons pour le Δr lié au transfert d'énergie longitudinale sur le degré de liberté transverse des électrons rapides.

$$\delta(\Delta r) = -B \frac{8\pi}{H_I^2} \frac{\mathcal{E} n_e' v_e e}{2} \delta t (2-\alpha) \quad (5)$$

Si l'énergie des électrons emballés est transférée à l'ensemble du plasma (également, sur tous les degrés de libertés), l'expression (5) ne change pas significativement :

$$\delta(\Delta r) = -B \frac{8\pi}{H_I^2} \frac{\mathcal{E} n_e' v_e \delta t e}{2} (2 - \frac{4}{3}\alpha) \quad (5')$$

Maintenant à partir de (5), (2) et (3) nous obtenons deux équations pour les inconnues α et n_e'/n_e

$$\frac{\delta(\Delta r)}{\delta t} = \frac{1}{2} \frac{d\Delta r}{dt} (2-\alpha) \frac{n_e'}{n_e} \quad (6)$$

$$\delta(\Delta r) = -\frac{B}{2} \delta \beta_{\perp} \frac{2-\alpha}{\alpha}$$

Dans le tableau apparaissent les résultats, obtenus à l'aide de ces équations pour le régime montré sur la figure 1.

Numéro d'ordre de: l'intensité	$\delta\Delta r$	$\delta\beta_{\perp}$	α	$n_e'v_e$	n_e'/m_e
1er pic	0,09	0,11	0,9	.	-
2e pic	0,045	0,03	0,6	$6,5 \cdot 10^{19}$	~ 1
3e pic	0,03	0,016	0,5	$5,9 \cdot 10^{19}$	0,8
4e pic	0,02	0,014	0,6	$6,6 \cdot 10^{19}$	0,7

Comme il apparaît sur le tableau, 50 à 90 % du δE_{\perp} reste dans le plasma. La valeur de n_e'/m_e indique que presque tous les électrons découplés subissent le freinage. Il convient de souligner que dans le régime montré sur la figure 1, l'instabilité apparaît très nettement. En règle générale, les grandeurs $\delta\Delta r$, $\delta\beta_{\perp}$ et $\delta\beta_{\parallel}$ sont plutôt plus faibles. Pour le moment, il ne nous est pas possible d'indiquer les facteurs qui déterminent le seuil d'apparition de l'instabilité.

Un dépouillement analogue fait pour le régime dans lequel on a effectué les mesures du rayonnement UHF du plasma (cf ci dessous), donne $\alpha \sim 0,9$; $n_e'/m_e \sim 0,2$; $n_e'v_e \sim 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Nous évaluons maintenant l'influence du terme inductif. Pour tenir compte de la variation d'inductance on mettra la deuxième équation du système (6) sous la forme

$$2 \frac{\delta\Delta r}{B} = \delta\beta_{\perp} \frac{\alpha - \alpha'}{\alpha} + \delta L$$

où δL est le changement d'inductance du cordon de plasma pendant l'instabilité. En utilisant (3), (4) et (6') on peut se placer dans deux cas limites pour déterminer la grandeur $n_e'v_e$.

Le premier, quand le changement d'inductance $\delta L = 0$ et quand la valeur $\delta \Delta r$ est déterminée seulement par la redistribution d'énergie entre les degrés de liberté transverse et longitudinal, a été considéré plus haut. Dans ce cas la diminution de l'énergie longitudinale des électrons découplés du plasma lors de l'instabilité est maximale et par conséquent, la valeur de $n_e' v_e$ est aussi maximale. Le second cas est obtenu en supposant une transformation sans perte de l'énergie longitudinale des électrons découplés en énergie transverse. L'écart des valeurs obtenues $\delta \Delta r$ et $\delta \beta_4$ s'explique dans ce cas par la diminution de l'inductance du cordon de plasma δL . De ce fait nous obtenons une valeur maximale pour δL et une valeur minimale pour $\delta \beta_4$. La valeur de $n_e' v_e$ sera donc aussi minimale. Pour les données du tableau ci dessus, le rapport des valeurs supérieure et inférieure de $n_e' v_e$ ne sera pas supérieure à 2.

Ainsi qu'il découle de (1), (2), le fait de prendre en compte l'augmentation d'inductance avant l'apparition de l'instabilité conduit à diminuer le nombre d'électrons découplés n_e . Cependant, si on remarque que la grandeur n_e ne peut être que supérieure à n_e' et que, comme on voit dans le tableau $n_e'/n_e \sim 1$, on peut dire que n_e est obtenu aussi avec une précision de l'ordre de 2.

2. 2. Rayonnement UHF du plasma du à l'instabilité

Les mesures de rayonnement UHF du plasma effectuées précédemment [6] ont montré que l'intensité de ce rayonnement excède l'intensité du rayonnement d'un plasma ayant une température correspondant à la mesure du diamagnétisme. Ce rayonnement est attribué au rayonnement cyclotronique électronique des électrons emballés. Pour de faibles pressions initiales on trouve ainsi une augmentation en forme de saut de l'intensité du rayonnement pendant la phase stationnaire de la décharge.

Dans nos mesures nous avons utilisés trois récepteurs superhétérodynes avec des sensibilités de 10^{-11} à 10^{-12} W. Les récepteurs avec une bande $\Delta f \sim 1-10$ MHz détectaient le rayonnement à $\lambda = 0,8$ cm et 2 cm était utilisé seulement pour des mesures relatives. Le récepteur à $\lambda = 1,2$ cm offrait la possibilité de déterminer l'intensité absolue du rayonnement et la température du plasma correspondante T_{rad} [7]

$$P = A T_{rad} \Delta f,$$

où P est la puissance reçue par le guide d'onde récepteur dans la bande Δf ; A est un coefficient d'absorption représentant le comportement en corps noir du plasma. Le coefficient A a été déterminé expérimentalement.

L'intensité du rayonnement UHF n'était pas polarisé, ce qui provient naturellement du fait que le plasma se trouve dans une chambre métallique avec un $Q \sim 10^4$ à vide, et correspondait à $T_{rad} = 15-30$ keV (selon les paramètres de la décharge).

Lors de l'apparition de l'instabilité on a trouvé une brusque augmentation de l'intensité du rayonnement UHF. Une augmentation analogue a été observée dans [6] liée apparemment aussi à l'instabilité. Les mesures de rayonnement UHF donnent la possibilité de déterminer l'augmentation d'énergie perpendiculaire des électrons rapides pendant l'instabilité et l'énergie longitudinale de ces électrons.

Nous considérons d'abord le rayonnement cyclotronique d'un électron. Le décalage en fréquence d'un électron ayant la vitesse v le long du champ magnétique

$$\Delta\omega = \omega - \omega_{He} = Kv \cos\theta$$

où ω est la fréquence du rayonnement reçu par le détecteur immobile, θ est l'angle entre la direction du rayonnement et le vecteur immobile, de l'électron. Dans le cas $\omega < \omega_{He}$ à un angle $\theta = 180^\circ$ correspond la vitesse minimale v_{min} d'un électron, donnant une contribution au rayonnement avec un décalage en fréquence $\Delta\omega$ (sans tenir compte du changement de masse relativiste de l'électron). Aussi l'apparition du rayonnement avec un décalage $\Delta\omega$ démontre l'existence d'électrons avec des vitesses $v > v_{min} = \frac{\Delta\omega c}{\omega N}$, où N est l'indice de réfraction du plasma. Dans la majorité des cas $N \approx 1$. Cependant pour les densités d'électrons de l'ensemble du plasma $n_{oe} \sim n_c$ (n_c est la fréquence de coupures des électrons à la fréquence) il est nécessaire de prendre en compte le changement d'indice de réfraction

$$N^2 = 1 - \frac{n_{oe}}{n_c} \frac{\omega}{\omega - \omega_{He}}$$

Les oscillogrammes du rayonnement UHF montrés sur la Fig. 2, illustrent le fait, que à l'apparition de l'instabilité, le rayonnement à $\lambda = 2$ cm augmente alors qu'à $\lambda = 1,2$ cm il reste inchangé. Avec un spectre de longueurs d'onde suffisamment détaillé du rayonnement UHF, on pourrait déterminer l'énergie longitudinale des électrons qui prennent part à l'instabilité. Sur la Fig. 3a est représenté le spectre obtenu à l'aide des trois récepteurs en changeant le champ magnétique longitudinal. Le caractère résonnant de la dépendance de $\Delta I(\frac{\omega_{UH}}{\omega})$ peut s'expliquer de la façon suivante. Nous supposons que nous recevons le rayonnement à $\frac{\omega_{UH}}{\omega_{L1}}$ et $\frac{\omega_{UH}}{\omega_{L2}}$, pour lesquels les énergies limite des électrons E_{r1} et E_{r2} sont indiqués sur la Fig. 3c. Le rayonnement à $\frac{\omega_{UH}}{\omega_{L1}}$ est dû à tous les électrons pour lesquels $E > E_{r1}$. Supposons que la conséquence de l'instabilité soit d'accroître l'énergie perpendiculaire des électrons pour lesquels $E_{\perp} > E_{res}$. L'intensité du rayonnement dans la zone $\frac{\omega_{UH}}{\omega_{L1}}$ ne change donc pas (région de $\frac{\omega_{UH}}{\omega_{L1}}$ à droite de la résonance sur la courbe $\Delta I(\frac{\omega_{UH}}{\omega})$). Seul le rayonnement à $\frac{\omega_{UH}}{\omega_{L2}}$ peut changer par suite de l'instabilité. Cependant si le nombre d'électrons contribuant au rayonnement dans cette zone est considérablement plus élevé que le nombre d'électrons qui prennent part à l'instabilité, l'intensité du rayonnement n'augmente pas. L'effet de corps noir du plasma $A(\frac{\omega_{UH}}{\omega})$ (Fig. 3b) ne change pas le caractère résonnant de $\Delta I(\frac{\omega_{UH}}{\omega})$. Mentionnons que l'effet de corps noir du plasma dans notre cas est dû aux électrons emballés et que l'amortissement collisionnel est négligeable. De la courbe $\Delta I(\frac{\omega_{UH}}{\omega})$ il découle que l'énergie longitudinale minimale $E_{min||}$ des électrons, qui prennent part à l'instabilité correspond à $\frac{\omega_{UH}}{\omega} = 1,8$ et l'énergie maximale $E_{max||}$ à $\frac{\omega_{UH}}{\omega} \sim 2,7$. Dans le calcul de $E_{min||}$ et $E_{max||}$ on a pris en considération la valeur de l'indice de réfraction et l'inhomogénéité du champ magnétique. Ces deux facteurs diminuent l'énergie des électrons, cependant l'inhomogénéité du champ magnétique amène à prendre en compte le rayonnement émis à la périphérie du cordon de plasma où la densité de plasma est nettement inférieure à la densité au centre et où l'indice de réfraction $N \approx 1$. Pour calculer le rayonnement du centre du cordon où la densité est maximale et où N est maximal, il n'est pas nécessaire de tenir compte de l'inhomogénéité du champ magnétique

⊗ et à $\frac{\omega_{UH}}{\omega_{L2}}$ à ceux pour lesquels $E > E_{r2}$.

Nous déterminerons l'énergie des électrons pour chacun de ces facteurs indépendamment. Pour des densités électroniques du plasma principal $n_{ce} \sim 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ au centre du cordon, avec $\frac{W_{ce}}{W} \sim 1,8$ nous obtenons $N \sim 1,7$ et $\frac{v_{ce}}{c} \sim 0,4$. En prenant en compte l'inhomogénéité du champ magnétique on diminue $\frac{W_{ce}}{W}$ jusqu'à 1,55 et de là pour $N \approx 1$, $\frac{v_{ce}}{c} \sim 0,46$.

Ainsi l'énergie longitudinale minimale des électrons $E_{min} \approx 50 \pm 60 \text{ keV}$.

Des calculs analogues donnent une valeur $E_{max} \approx 170 \text{ keV}$.

Nous nous efforçons maintenant de répondre à la question :

A quelle composante du plasma (électrons rapides ou plasma principal) est transférée l'énergie longitudinale des électrons découplés du fait de l'instabilité ? Pour cela nous comparons la croissance d'énergie transverse des électrons rapides $n_e' \delta T_{rad}$ avec la croissance de l'énergie transverse déduite des mesures diamagnétiques $\delta(nT)_{dia}$. Pour un des régimes $\delta T_{rad} = 30 \text{ keV}$, $\delta(nT)_{dia} = 1,6 \cdot 10^9 \text{ eV/cm}^3$ et $n_e' \approx 1,7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. La valeur de n_e' peut être obtenue aussi à partir des mesures X. Les calculs basés sur la mesure d'intensité absolue de la raie $K\alpha$, donnent le nombre d'électrons d'énergie $E_e > 15 \text{ keV}$, $n_e(E_e > 15 \text{ keV}) \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Dans l'hypothèse d'une distribution exponentielle des électrons en énergie avec une température de 30 keV (c'est la température à laquelle correspond le spectre du rayonnement X dans la gamme $20-60 \text{ keV}$), la densité d'électrons de $E_e > 60 \text{ keV}$ est $n_e(E_e > 60 \text{ keV}) = n_e' = 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. L'accord entre ces deux valeurs de n_e' est satisfaisant.

Ainsi, la proportion d'énergie perpendiculaire cédée aux électrons qui prennent part à l'instabilité est

$$\frac{n_e' \delta T_{rad}}{\delta(nT)_{dia}} \sim 50\%$$

Cette évolution apparaît malheureusement bien grossière. D'un autre côté, la diminution de la tension par tour de $1,5 \pm 2$ fois qui apparaît au moment de l'instabilité [2], peut rendre compte de l'augmentation de la conductivité électrique du plasma principal due à son chauffage, c'est-à-dire être un argument en faveur du transfert d'une proportion notable de l'énergie longitudinale des électrons découplés au gros du plasma.

Il est probable que lors de l'instabilité il se produit aussi bien une transformation de l'énergie longitudinale des électrons en énergie transverse, qu'un transfert de cette énergie au plasma principal.

Parfois l'apparition de l'instabilité s'accompagne d'une forte bouffée intense de rayonnement UHF. L'instabilité de cette bouffée peut dépasser de plus d'un ordre de grandeur l'intensité du rayonnement cyclotronique des électrons découplés. Une telle bouffée est sans doute liée au rayonnement cohérent, engendré pendant la croissance de l'instabilité. Des bouffées intenses de rayonnement cohérent, observées précédemment sont décrites dans [1,9].

2. 3. Sur le spectre des neutres d'échange de charge dans les régimes avec instabilité.

Comme on sait, dans TM-3 dans les régimes à faible pression initiale (faible densité) se produit un mécanisme non coulombien de chauffage d'une petite proportion de protons [10]. Les études effectuées ont mis en évidence la relation entre cet effet et l'instabilité décrite.

Sur la Fig. 4 sont représentés les spectres des neutres d'échange de charge obtenus dans des régimes avec des pressions initiales voisines, en présence et en l'absence d'instabilité. Les spectres sont enregistrés avec un créneau de temps $\Delta t = 3$ ms pendant la phase stationnaire de la décharge. Le spectre avec instabilité a la forme caractéristique des spectres à faible pression initiale. L'accroissement du flux de neutres rapides d'échange de charge dans le régime avec instabilité ne peut être expliqué par l'augmentation de la densité d'atomes neutres froids d'hydrogène dans le plasma, puisque l'intensité du flux de neutres d'échange de charge dans la région des faibles énergie ne change pas. De plus, on n'observe pas d'accroissement de l'intensité de $H\beta$ et de changement de la densité d'électrons.

Pour les mesures, on a utilisé deux analyseurs. L'un d'eux a été placé verticalement, l'autre horizontalement. Les deux analyseurs enregistrèrent un accroissement du flux de neutres rapides lors de l'apparition de l'instabilité. L'analyse temporelle du flux de neutres rapides d'échange de charge a montré que Fig. 5

- 1) Les neutres rapides vont par paquets et chaque paquet correspond à un pic diamagnétique ;
- 2) Entre les pics diamagnétiques les neutres rapides sont pratiquement absents (pour les énergies élevées où le bruit de fond du gros du plasma n'existe pas) ;
- 3) Les paquets de neutres sont bien corrélés avec les bouffées de rayonnement X provenant des parois.

Avec l'analyseur horizontal on a effectué un balayage en hauteur du cordon de plasma. Ces mesures ont montré un accroissement du flux d'atomes neutres d'échange de charge dans la partie du cordon où devraient dériver les ions piégés dans le champ magnétique toroïdal Fig. 6. En changeant la direction du champ magnétique l'asymétrie dans la perte de neutres rapides change.

Mentionnons que le comportement des électrons, responsables des X émis par la paroi, comme l'ont montré les expériences, correspond aussi à la dérive toroïdale. La position de l'analyseur permettait d'enregistrer les neutres ayant un rapport $v_x/v_y \sim 200$, c'est à dire que seul les ions fortement piégés donnaient une contribution au flux des neutres détectés. Le faible temps de vie de ces ions $\tau_i \lesssim 20 \mu s$ peut être dû à leur dérive toroïdale. En effet, avec $v_{dr} \approx 5 \cdot 10^5$ cm/s (pour $E_i = 2$ keV) dans un temps de $20 \mu s$ les ions ont franchi une distance supérieure au rayon du cordon.

L'échange de charge ne peut expliquer le temps de vie observé des ions rapides puisque pour $n_0 \approx 10^{19}$ cm⁻³

$$\tau_{\text{ech. ch.}} = \frac{1}{n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ech.}}} \approx 1 \text{ ms}$$

Des ions passants sont-ils créés pendant le développement de l'instabilité ? L'agencement de l'installation ne permet pas de mesurer directement le flux de neutres dans la direction longitudinale. Les ions passants créés pendant l'instabilité pourraient être détectés après un temps de collision ionique $\tau_{ii} \sim 1$ ms (temps après lequel l'ion peut être piégé). Cependant le temps de vie de ces ions déduit de la conduction thermique est nettement plus faible, et de ce fait, ils ne peuvent pas contribuer au flux des neutres qui s'échappent dans la direction transverse. Ainsi, la question de la

création d'ions passants par l'instabilité reste ouverte.

Nous évaluons la quantité d'énergie transportée par les ions rapides à la paroi pendant un cycle de l'instabilité

$$\sum n_i E_i \sim 2 \times 10^{13} \text{ eV cm}^{-3} \quad (500 \text{ eV} \leq E_i \leq 2 \text{ keV})$$

Le calcul a été effectué pour $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ en supposant une distribution isotrope des ions rapides, apparaissant au cours de l'instabilité et un temps de vie $\tau_i \sim 20 \mu\text{s}$ pour un intervalle entre pics de $200 \mu\text{s}$.

L'augmentation d'énergie perpendiculaire pendant l'instabilité est $\langle \delta(nT) \rangle_{\text{dia}} = 6 \cdot 10^{13} \text{ eV cm}^{-3}$. On voit que les ions rapides transportent environ 30 % de cette énergie. L'absence de ressauts paramagnétiques sur l'oscillogramme de la dérivée du flux magnétique longitudinal indique que cette proportion est vraisemblablement plus faible.

L'énergie transportée par les ions rapides peut fournir une limite inférieure de l'énergie des oscillations qui créent ces ions. Le rapport de l'énergie des oscillations à l'énergie du plasma est

$$\frac{\langle n_i E_i \rangle}{\langle nT \rangle_{\text{dia}}} \sim 10^{-2}$$

3. CONCLUSION

Pour résumer les résultats exposés, nous pouvons dire qu'il existe dans le plasma, à des faibles densités électroniques, des instabilités provoquant un freinage des électrons découplés.

1) Les électrons d'énergie 50 keV ($E_{\text{eH}} < 170 \text{ keV}$) subissant le freinage. Une proportion significative de cette énergie est transférée à la composante transverse de ces mêmes particules. Un mécanisme conduisant à la déflexion des électrons rapides dans l'espace des vitesses, a été proposé dans le travail de B. B. KADOMTSEV et O. P. POGUSTE [11]. Puisque dans notre cas la fréquence plasma électronique ω_{pe} est inférieure à la fréquence cyclotronique ω_{He} , l'interaction résonnante des électrons avec les oscillations plasma ou acoustiques ioniques peut conduire, grâce à un effet doppler anormal, à une augmentation de la vitesse transverse des électrons résonnants au détriment de leur vitesse longitudinale. Les électrons seront en résonance pour $v_y \gg \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} v_{Te}$, ce qui pour nos para-

mètres donne une valeur de l'énergie longitudinale des électrons $E_{\parallel} > 30 \text{ keV}$. Cependant du travail [1] il ne découle pas que l'instabilité doit présenter un caractère de relaxation comme on l'observe dans l'expérience.

2) Du fait de l'instabilité apparaît une quantité notable d'électrons, capturés dans les miroirs locaux situés entre les bobinages magnétiques. Ces électrons, en dérivant dans le champ magnétique toroïdal, transportent à la paroi de la chambre de décharge une énergie notable. Dans l'installation TFR l'énergie perdue localement par les électrons piégés a été suffisante pour endommager la paroi de la chambre. Cependant la mécanisme proposé pour la transformation de l'énergie longitudinale en énergie transverse ne peut expliquer l'apparition d'une quantité significative d'électrons avec un rapport v_{\perp}/v_{\parallel} , suffisant pour assurer leur capture dans les miroirs locaux. Par conséquent, nous devons soit chercher un autre mécanisme, provoquant la déflexion en vitesse des électrons, soit supposer que les électrons rencontrent la paroi par suite d'un mécanisme plus compliqué, que la dérive toroïdale de particules capturées localement.

3) Sur la Fig. 7 est représentée la valeur maximale de la densité de courant moyenne, pour laquelle on observe l'instabilité, en fonction de la densité. (La région au dessus de la droite correspond à l'instabilité). On a représenté ici les points pour les installations TM-3, T-6, TFR et aussi un point hypothétique pour l'installation T-10.

4) Quelques mots au sujet de l'instabilité d'électrons découplés dans le Tokamak T-6 [1]. A la différence de TM-3, les régimes avec cette instabilité y sont observés pour de grandes pressions initiales. Ce fait, cependant, ne semble pas significatif puisque la pression initiale détermine la condition d'apparition des électrons découplés, la densité du plasma dans la phase stationnaire de la décharge étant inférieure à celle des décharges stables. Dans les régimes avec instabilité, sur T-6, on a typiquement un grand nombre d'électrons découplés et une faible température du gros plasma. La proportion du courant portée dans T-6 par les électrons découplés représente environ 100 % alors que dans TM-3 cette valeur est proche de 10 ÷ 20 %. La nature de l'instabilité, au cours de

laquelle l'énergie longitudinale des électrons découplés est transférée au degré de liberté transverse de ces électrons ou au reste du plasma est vraisemblablement la même dans les deux cas. Les manifestations extérieures et les effets découlant de cette instabilité peuvent être différents.

5) Les puissantes bouffées de rayonnement HF observées pendant la croissance de l'instabilité dans une large gamme de fréquence comprenant la fréquence de résonance hybride inférieure et la fréquence plasma ionique indiquent que les oscillations intenses ont lieu dans la plasma. Ceci est une cause de l'apparition d'une faible proportion d'ions énergétiques.

En conclusion, nous remercions G. A. BOBROWSKI et V. S. MUKHAVATOV pour des discussions complètes et des remarques critiques, de même que V. I. POZNIAK pour son assistance lors des mesures HF.

LEGENDES

- FIGURE 1 : Oscillogrammes de $J\Delta r$ (Δr déplacement du cordon de plasma, J courant dans le plasma) dérivée du flux magnétique longitudinal $\dot{\phi}$, tension par tour U .
- FIGURE 2 : Oscillogramme de $\dot{\phi}$, $J\Delta r$ et de l'intensité du rayonnement UHF sur la longueur d'onde $\lambda = 2\text{cm}$ et $\lambda = 1,2\text{cm}$.
- FIGURE 3 : a) dépendance de l'augmentation relative de l'intensité du rayonnement UHF, ΔI due à l'instabilité en fonction de ω_{He}/ω .
 b) dépendance du coefficient d'absorption A en fonction de ω_{He}/ω .
 c) distribution schématique du nombre d'électrons dn_e/dt , en fonction de l'énergie $E_r(\omega_{He}/\omega)$ énergie limite des électrons contribuant au rayonnement à ω_{He}/ω , $E_r(\omega_{He}/\omega_e)$ énergie limite des électrons contribuant au rayonnement à ω_{He}/ω_e .
- FIGURE 4 : Spectres en énergie des neutres d'échange de charge, obtenus en présence d'instabilité (...X...X...) et en l'absence d'instabilité (...O...O...)
- FIGURE 5 : Oscillogrammes de
 - $\dot{\phi}$
 - du flux de neutres rapides intégré ($\tau_{int} = 20\mu s$) à $E_i = 1,5\text{keV}$ enregistré par les analyseurs placés verticalement (2ème trace) et horizontalement (3ème trace)
 - du rayonnement X émis par la paroi.
 (en pointillé sur l'oscillogramme $\dot{\phi}$ est montré la reconstitution d'un pic diamagnétique intégré par le liner.)
- FIGURE 6 : Distribution relative du flux de neutres rapides ($E_i = 1,5\text{keV}$) selon la direction verticale du cordon de plasma, pour des orientations différentes du champ magnétique. (J . unit arb., le haut est à droite)

FIGURE 7 : Seuil d'apparition de l'instabilité d'électrons découplés en fonction de la densité de courant et de la densité électronique moyenne.

REFERENCES

- [1] Vlasenkov V. S., Leonov V. M., Merzhikin V. G., Mukhomatov V. S., Nuclear Fusion, 13 509 (1973)
- [2] Alikhaiev V. V., Arseniev Y. I., Bobrowski G. A., Kondratiev A. A., Razumova K. A., J.T. Phys 45 515 (1975)
- [3] TFR Group, Conference on Surface Effects in Controlled Thermonuclear Fusion Devices and Reactors - Argonne (USA) 10-12 January 1974.
- [4] TFR Group, 5th Conf. On Plasma Phys. and Contr. Fusion Res., Tokio (Japan)
Paper IAEA - CN_33/A6-2 1974.
- [5] Shafranov V. D., "Atomnaya Energia", 13, 521 (1962)
- [6] Vlasenkov V. S., Lariounov M. M., Rojdesvensku V. V., Preprint L Ph. T I 472, L. 1974
- [7] Golant V. E., Méthodes à très haute fréquence pour l'étude du plasma "Nauka" M. 1965
- [8] Alikhaiev V. V., Bobrowski G. A., Pozniak V. I., Razumova K. A., Sokolov Y. A. ; rappot CN 33/A9-4 Conf. sur la Phys. des plasmas et la fusion thermo. contrôlée, Tokyo 1974
- [9] Gorokhede N. A. "Atomnaya Energia" 24,168 (1969).
- [10] Bobrowski G. A., Kuznetsov E. I., Razumova K.A. J.E.T. Phys. 59, 2103 (1970).
- [11] Kadomtsev B. B., Pogutse O. P. J.E.T. Phys. 53, 2925 (1975)

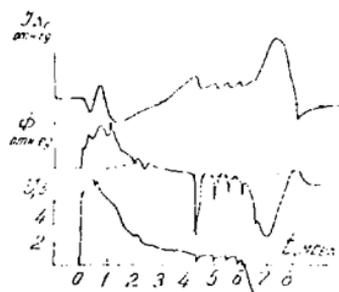


Fig. 1

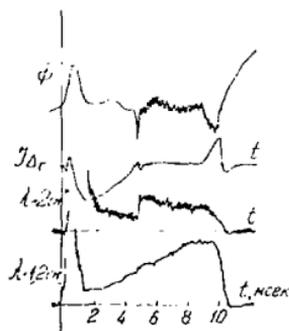


Fig. 2

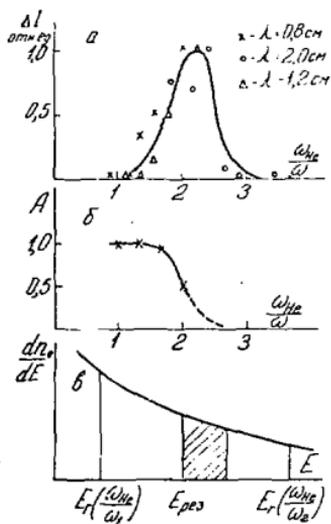


Fig. 3

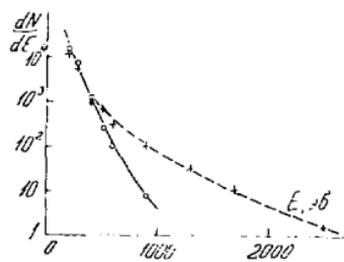


Fig. 4



Fig. 5

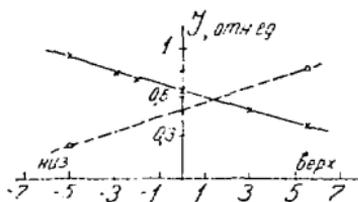


Fig. 6

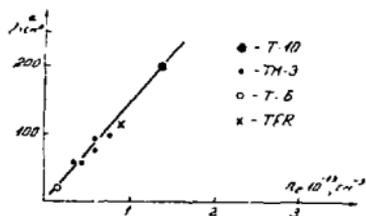


Fig. 7

