

JET-P(89)14

M. Hugon, J.T. Mendonça, P.H. Rebut
and JET Team

Behavior of Chaotic Magnetic Field Lines in a Periodic System (Tokamak)

“This document contains JET information in a form not yet suitable for publication. The report has been prepared primarily for discussion and information within the JET Project and the Associations. It must not be quoted in publications or in Abstract Journals. External distribution requires approval from the Publications Officer, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxon, OX14 3EA, UK”.

“Enquiries about Copyright and reproduction should be addressed to the Publications Officer, EFDA, Culham Science Centre, Abingdon, Oxon, OX14 3DB, UK.”

The contents of this preprint and all other JET EFDA Preprints and Conference Papers are available to view online free at www.iop.org/Jet. This site has full search facilities and e-mail alert options. The diagrams contained within the PDFs on this site are hyperlinked from the year 1996 onwards.

Behavior of Chaotic Magnetic Field Lines in a Periodic System (Tokamak)

M. Hugon, J.T. Mendonça, P.H. Rebut
and JET Team*

JET-Joint Undertaking, Culham Science Centre, OX14 3DB, Abingdon, UK

** See Appendix 1*

Preprint of Paper to be submitted for publication in
Comptes Rendus de L'Academie des Sciences

Physique des plasmas/Plasma physics

Turbulence/Turbulence

Comportement des Lignes de Champ Magnétique Chaotiques
dans un Système Périodique (Tokamak)

Michel HUGON, José Tito MENDONÇA, Paul-Henri REBUT

Résumé : Les propriétés statistiques des lignes de champ chaotiques sont étudiées analytiquement et testées numériquement à partir des équations des lignes de champ. Dans le cas où la région chaotique coexiste avec des filots magnétiques, les lignes de champ chaotiques suivent une loi de diffusion à travers les chaînes d'îlot. Le coefficient de diffusion correspondant est défini comme l'inverse du nombre moyen de tours toroïdaux effectués par les lignes de champ pour traverser une chaîne d'îlot et il est calculé numériquement.

Behaviour of Chaotic Magnetic Field Lines in
a Periodic System (Tokamak)

Abstract : The statistical properties of chaotic field lines are analytically studied and numerically tested from the field line equations. When the chaotic region coexists with magnetic islands, the chaotic field lines follow a diffusion process through the island chains. The corresponding diffusion coefficient is defined as the inverse of the average number of toroidal turns made by the field lines to cross one island chain and it is numerically computed.

Abridged English Version:

The anomalous transport in tokamaks could be ascribed to particle transport along chaotic magnetic field lines linking the central plasma region to the plasma edge. The chaotic zone could be in equilibrium with magnetic islands for $0.8 \lesssim \gamma \lesssim 1.5$ [1]. γ , the overlapping parameter, is the ratio of the virtual island width to the distance between two island chains, Δ .

The equations of the magnetic field lines in the presence of $2N_0 + 1$ island chains localized at $x_N = N/m$, and having a random phase ϕ_N , are given by (1). x is normalized to $\Delta = 1/m$ and the poloidal and toroidal coordinates, y and z , are expressed in radians. Equations (1) are invariant by the change of variables $X = x - \Delta$ and $Y = y - (z/m)$, which allows progression from one island chain to the next. The different island chains are then equivalent, which allows recurrence reasoning. m is equated to unity. The standard mapping equations [2] can be derived from equations (1), when the phases ϕ_N are zero and N_0 is infinite. The field line trajectories are determined by numerically integrating equations (1). The intersections of these trajectories with the x y plane are shown in figure 1.

Let $F(n,p)$ be the distribution of chaotic field lines at the island chain n associated with the initial distribution $F(n,0)$ after covering the distance p in the toroidal direction. From figure 2, $F(n,p)$ is defined by equation (2), which represents the conservation of chaotic field lines. Combining equations (2) and (3) and introducing continuous variables leads to equation (4), which indicates that $\Phi(n,p)$ is the flux of chaotic field lines at the island chain n . If α is the fraction of chaotic field lines progressing from one island chain to the next, figure 2 shows that equations (5) and (6) are satisfied by the functions $F^\pm(n,p)$. Equations (2), (3), (5) and (6) demonstrate that the functions $F(n,p)$ and $\Phi(n,p)$ verify equation (7).

Elimination of Φ or F between equations (4) and (7) leads to the differential equation (8), which can be written as a diffusion equation, if $\alpha = 1/2$ [1] and as a propagation equation, if $\alpha = 1$.

In the steady state, equations (2) to (8) are independent of p . Equation (4) shows that the flux Φ is constant, which depends on boundary conditions. A recurrence analysis using equations (3), (5) and (6) and taking $F^+(n=0) \equiv F^+(0)$ and $F^-(n=N) \equiv F^-(N) \equiv 0$ as boundary conditions leads to the expression of the flux $\Phi(N)$ of chaotic field lines going from the chain 0 to the chain N (Eq. (9)). This relation can be demonstrated also from equations (2) and (7).

Equation (4) indicates that the flux of chaotic field lines is a function of dx/dz , i.e. equal to B_x/B_z (see Eq. (1)). The flux $\Phi(N)$ derived above can then be expressed as equation (10), where $H(B_x)$ is the Heaviside function and H_{cross}^N is equal to unity, if the field line reaches the chain N , and 0 otherwise. $\Phi(N)$ is identical to the normalized cross section $\sigma(N)$ of flux tubes associated with the chaotic field lines going from the chain 0 to the chain N . Let $V(N)$ be the normalized volume associated with these field lines. $V(N)$ is defined by an integral similar to equation (10), the integrand of which is multiplied by the number of toroidal turns made by the field line to cross N island chains. The average number of toroidal turns to traverse from chain 0 to chain N , $T(N)$, is given by equation (11). The diffusion coefficient of the chaotic field lines associated with equation (8) is defined by equation (12).

The numerical results obtained for $\sigma(1)$ (Eq. (10)) from equations (1) with nine island chains can be described by equation (13) for $\gamma_c \lesssim \gamma \lesssim 2$. The error bars on A , B and γ_c are not due to numerical inaccuracy, but mainly reflect the influence of the random phases ϕ_N on the computation. Results of the computation of $\sigma(N)/\sigma(1)$ are compared in Table 1 with equation (9) for different values of γ . Both sets of data are in good agreement, which

indicates that the recurrence relation is well satisfied. Figure 3 shows that the numerical values for $T(N)/T(1)$ are close to N^2 for $\gamma = 1.30$ and 1.35 , which is characteristic of a diffusion process across the island chains. For $0.9 \lesssim \gamma \lesssim 1.5$, α is close to 0.5 (see Table 1) and equation (8) reduces to a diffusion equation. However, for $\gamma \geq 1.8$, figure 3 indicates that the field line behaviour is intermediate between diffusion and propagation. The diffusion coefficient D (Eq. (12)) is computed using equations (1) with different phases ϕ_N . The average of the numerical values for D with their error bars is plotted against γ in figure 4. An approximation of these results valid for $\gamma_c \lesssim \gamma \lesssim 2$ is given by equation (14). Figure 4 shows that computation of equation (12) using the standard mapping, D^{MS} , is in good agreement with equation (14) for $\gamma_c \lesssim \gamma \lesssim 1.1$, indicating that the standard mapping is a good approximation of equations (1) for $\gamma = \gamma_c$. However, D^{MS} departs from equation (14) for larger values of γ and follows the quasi-linear diffusion coefficient $D^{QL} = \pi^2 \gamma^2 / 128$ [3] before starting to saturate for $\gamma \gtrsim 1.75$. Saturation is due to the fact that the average number of toroidal turns to cross one island chain, $T(1)$, can never be less than 1, for the standard mapping. The definition used for D (Eq. (12)) prevents strong oscillations of D^{MS} around D^{QL} [4].

In conclusion, the chaotic field lines satisfy a diffusion-propagation equation (Eq. (8)). In steady state, the flux of chaotic field lines follows a recurrence relation between island chains (Eq. (9)). These equations have been numerically tested using field line equations. In particular, the behaviour of the chaotic field lines is close to a diffusion process, when the islands are in equilibrium with a chaotic region. The associated diffusion coefficient D is defined as the inverse of the average number of toroidal turns to go from one island chain to the next. An approximation of the values computed for D from equations (1), valid for $\gamma_c \lesssim \gamma \lesssim 2$, is given by $D = 1.25 (\gamma - 0.75)^{2.10}$.

1. Introduction

Le transport anormal observé dans les tokamaks est un des principaux thèmes de recherche en fusion contrôlée. Il pourrait être attribué, comme le suggère un certain nombre de travaux théoriques et expérimentaux, au transport de particules le long des lignes de champ magnétique chaotiques, qui permettent de relier la région centrale du plasma à sa périphérie. La zone chaotique pourrait être en équilibre avec des filots magnétiques, qui seraient auto-entretenus par la différence des propriétés du plasma entre zone chaotique et filots. Cet équilibre aurait lieu pour des valeurs du paramètre de recouvrement γ comprises entre 0,8 et 1,5 [1]. γ représente le rapport entre la largeur virtuelle de l'flot et la distance entre deux chaînes d'flot Δ . Les propriétés statistiques du champ magnétique sont étudiées analytiquement et numériquement en utilisant les équations des lignes de champ et dans certains cas à partir du mapping standard [2].

2. Equations des lignes de champ magnétique

Les équations des lignes de champ magnétique \vec{B} en présence de $2N_0+1$ chaînes d'flot localisées à $x_N = N/m$ sont données par:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{B_x}{B_z} = \frac{\gamma^2}{16m} \sum_{N=-N_0}^{+N_0} \sin(Nz - my + \phi_N); \quad \frac{dy}{dz} = \frac{B_y}{B_z} = x \quad (1)$$

ϕ_N est la phase aléatoire associée à l'flot N. Dans le système d'unités utilisé, la coordonnée radiale x est normalisée à $\Delta = 1/m$ et les coordonnées poloidale y et toroïdale z sont en radians. Les équations (1) sont invariantes par le changement de variables $X = x - \Delta$ et $Y = y - (z/m)$, qui permet de passer d'une chaîne d'flot à l'autre. Les différentes chaînes d'flot sont donc équivalentes entre elles, ce qui permet un raisonnement par récurrence. m a été choisi égal à 1 dans cette étude. Les équations du

mapping standard peuvent être dérivées des équations (1) pour des phases ϕ_N nulles et dans la limite d'un nombre infini de chaînes d'îlot.

Les trajectoires des lignes de champ sont déterminées en intégrant numériquement les équations (1) par rapport à z . Les intersections de ces trajectoires avec le plan xy (carte de Poincaré) sont représentées sur la figure 1 dans le cas de cinq chaînes d'îlot et de $\gamma = 1,0$.

3. Equation de diffusion-propagation

Soit $F(n,p)$, la distribution des lignes de champ chaotiques à la chaîne d'îlot n associée à la distribution initiale $F(n,0)$ après avoir parcouru la distance p dans la direction toroïdale. F est analogue à la fonction de distribution, p au temps et les lignes de champ magnétique aux trajectoires dans un mouvement de particules dans l'espace des phases. $F(n,p)$ peut s'exprimer à partir des fonctions $F^\pm(n,p)$ définies dans la figure 2 comme:

$$F(n,p) = F^+(n,p) + F^-(n+1,p) = F^+(n+1,p+1) + F^-(n,p+1) \quad (2)$$

L'équation (2) représente la conservation des lignes de champ chaotiques.

Soit $\Phi(n,p)$, la fonction définie par:

$$\Phi(n,p) = F^+(n,p) - F^-(n,p) \quad (3)$$

La combinaison des équations (2) et (3) et le passage aux variables continues conduisent à:

$$\frac{\partial F}{\partial p}(n,p) = - \frac{\partial \Phi}{\partial n}(n,p) \quad (4)$$

Cette équation indique que $\Phi(n,p)$ est le flux de lignes de champ chaotiques à la chaîne d'îlot n .

Si α est la fraction des lignes de champ chaotiques qui vont d'une chaîne d'îlot à une autre, la figure 2 montre que les fonctions $F^\pm(n,p)$ vérifient les équations:

$$F^+(n+1,p+1) = \alpha F^+(n,p) + (1-\alpha) F^-(n+1,p) \quad (5)$$

$$F^-(n,p+1) = \alpha F^-(n+1,p) + (1-\alpha) F^+(n,p) \quad (6)$$

Ces équations supposent que les lignes de champ chaotiques ont en moyenne un comportement indépendant en passant d'une chaîne d'ilot à l'autre. En utilisant les équations (2), (3), (5) et (6), il est possible de démontrer que les fonctions $F(n,p)$ et $\Phi(n,p)$ satisfont l'équation différentielle suivante:

$$\alpha \frac{\partial F}{\partial n}(n,p+1) + 2(1-\alpha) \Phi(n+1,p+1) + (2\alpha-1) \frac{\partial \Phi}{\partial p}(n+1,p) = 0 \quad (7)$$

L'élimination de Φ ou F entre les équations (4) et (7) conduit à une équation différentielle, qui est vérifiée par les fonctions F ou Φ :

$$\alpha \frac{\partial^2 F}{\partial n^2} - 2(1-\alpha) \frac{\partial F}{\partial p} - (2\alpha-1) \frac{\partial^2 F}{\partial p^2} = 0 \quad (8)$$

Cette équation s'écrit comme une équation de diffusion, si $\alpha = 1/2$ [1] et comme une équation de propagation, si $\alpha = 1$.

4. Flux de lignes de champ chaotiques en régime permanent

En régime permanent, les équations (2) à (8) sont indépendantes de p . Le flux Φ est alors une constante (voir Eq. (4)), dont la valeur dépend des conditions aux limites. Un raisonnement par récurrence qui utilise les équations (3), (5) et (6) conduit à l'expression du flux de lignes de champ chaotiques qui vont de la chaîne 0 à la chaîne N :

$$\Phi(N) = \alpha F^+(0) / [(N-1)(1-\alpha) + 1] \quad (9)$$

avec les conditions aux limites définies par $F^+(n=0) \equiv F^+(0)$ et $F^-(n=N) \equiv F^-(N) \equiv 0$. La relation (9) peut être aussi démontrée à partir de l'équation (7) et de la définition (2).

5. Définitions utilisées pour le calcul numérique

L'équation (4) montre que le flux de lignes de champ chaotiques est fonction de dx/dz , qui est égal à B_x/B_z (voir Eq. (1)). Le flux $\Phi(N)$ de lignes de champ chaotiques qui vont de la chaîne 0 à la chaîne N en régime permanent peut alors s'exprimer comme:

$$\Phi(N) = \frac{2}{S} \iint_{\substack{\text{(plan de} \\ \text{l'flot 0)}}} \frac{B_x}{B_z}(\gamma, y, z) H(B_x) H_{\text{cross}}^N(y, z) dy dz \equiv \sigma(N); \quad S = \iint dx dy \quad (10)$$

où $H(B_x)$ est la fonction de Heaviside pour B_x et H_{cross}^N est une fonction qui vaut 1, si la ligne de champ atteint la chaîne N, et 0 autrement. $\Phi(N)$ est identique à la section normalisée $\sigma(N)$ des tubes de flux associés aux lignes de champ chaotiques allant de la chaîne 0 à la chaîne N.

Soit $V(N)$, le volume normalisé associé à ces lignes de champ chaotiques. $V(N)$ est défini par une intégrale similaire à l'équation (10), dont l'intégrand est multiplié par le nombre de tours toroïdaux effectués par la ligne de champ pour traverser N chaînes d'flot. Le nombre moyen de tours toroïdaux pour aller de la chaîne 0 à la chaîne N, $T(N)$, est donné par:

$$T(N) = V(N)/\sigma(N) \quad (11)$$

Le coefficient de diffusion des lignes de champ chaotiques associé à l'équation (8) est défini par:

$$D = 1/T(1) \quad (12)$$

6. Vérification numérique

Le calcul de l'équation (10) à partir de l'intégration des équations (1) avec neuf chaînes d'flot montre que $\sigma(1)$ varie comme:

$$\sigma(1) = A(\gamma - \gamma_c)^B \quad (13)$$

où $A = 0,47 \pm 0,13$, $B = 2,50 \pm 0,23$ et $\gamma_c = 0,75 \pm 0,05$ pour des valeurs du

paramètre de recouvrement γ comprises entre γ_c et 2. Les barres d'erreur sur A, B et γ_c ne sont pas liées à la précision numérique, mais reflètent principalement l'influence des phases aléatoires ϕ_N sur le calcul. Les valeurs calculées avec le mapping standard sont comparables aux précédentes, mais dépendent linéairement de γ , lorsque γ est supérieur à 1,4.

Les résultats du calcul numérique de $\sigma(N)/\sigma(1)$ sont comparés dans le tableau 1 pour différentes valeurs de γ avec l'équation (9) en prenant pour α la moyenne arithmétique des valeurs $\alpha(N) = N(N-1)^{-1} - [\sigma(1)/\sigma(N)]^{\text{cal}} (N-1)^{-1}$. La précision numérique n'a permis de calculer $\sigma(N)$ que jusqu'à $N=4$ pour $\gamma \leq 1,8$ et $N=5$ pour $\gamma=3$. Le bon accord obtenu indique que la relation de récurrence est bien satisfaite par les sections $\sigma(N)$ calculées à l'ordinateur.

Le nombre moyen de tours toroïdaux pour traverser N chaînes d'îlot (Eq. (11)) est calculé à partir des équations (1). La figure 3 montre que le rapport $T(N)/T(1)$ calculé pour $\gamma = 1,30$ et $1,35$ est égal à N^2 , ce qui indique que les lignes de champ chaotiques obéissent à un processus de diffusion à travers les chaînes d'îlot. Lorsque γ est compris entre 0,9 et 1,5, α est voisin de 0,5 (voir Tab. 1) et l'équation (8) se réduit à une équation de diffusion. Pour des valeurs de γ plus élevées ($\gamma \geq 1,8$), la figure 3 montre que $N < T(N)/T(1) < N^2$, ce qui suggère que dans un espace complètement chaotique le comportement des lignes de champ est intermédiaire entre une diffusion et une propagation. Ce dernier processus devient plus important pour de grandes valeurs de γ , comme l'indique la faible croissance de α avec γ (voir Tab. 1).

Le coefficient de diffusion D (Eq. (12)) est calculé en utilisant les équations (1) avec différentes phases ϕ_N . La moyenne des valeurs calculées pour D avec leurs barres d'erreur est tracée en fonction de γ sur la figure 4. Ces résultats sont bien décrits par la loi d'échelle:

$$D = A' (\gamma - \gamma_c)^{B'} \quad (14)$$

où $A' = 1,25 \pm 0,30$, $B' = 2,10 \pm 0,40$ pour $\gamma_c \lesssim \gamma \lesssim 2$. La figure 4 montre que le calcul de l'équation (12) à partir du mapping standard, D^{MS} , est en bon accord avec l'équation (14) pour $\gamma_c \lesssim \gamma \lesssim 1,1$, ce qui indique que le mapping standard est une bonne approximation des équations (1) pour des valeurs de γ voisines de γ_c . Pour des valeurs de γ supérieures, D^{MS} ne suit plus l'équation (14), mais suit le coefficient de diffusion quasi-linéaire $D^{QL} = \pi^2 \gamma^4 / 128$ [3] avant de commencer à tendre vers 1 pour $\gamma \gtrsim 1,75$. Cette saturation est due au fait que le nombre moyen de tours toroïdaux pour traverser une chaîne d'îlot, $T(1)$, ne peut devenir inférieur à 1 dans le cas du mapping standard. Notons enfin que la définition du coefficient de diffusion utilisée (Eq. (12)) ne conduit pas aux fortes oscillations de D^{MS} centrées sur D^{QL} , qui sont observées dans d'autres études [4].

7. Conclusion

Cette étude a permis de démontrer que les lignes de champ chaotiques obéissent à une équation de diffusion-propagation (Eq. (8)). En régime stationnaire, le flux de lignes de champ chaotiques suit une relation de récurrence entre chaînes d'îlot (Eq. (9)). Ces équations ont été testées numériquement à partir de l'intégration des équations des lignes de champ. En particulier, il apparaît clairement que les lignes de champ chaotiques suivent un processus de diffusion à travers les chaînes d'îlot, lorsque région chaotique et îlots non détruits coexistent ($0,8 \lesssim \gamma \lesssim 1,5$). Le coefficient de diffusion D des lignes de champ chaotiques est défini comme l'inverse du nombre moyen de tours toroïdaux pour aller d'une chaîne d'îlot à une autre. Une approximation des valeurs calculées pour D à partir des équations (1) valable pour $\gamma_c \lesssim \gamma \lesssim 2$ est donnée par $D = 1,25 (\gamma - 0,75)^{2,10}$.

Remerciements : Les auteurs remercient M. Brusati pour son aide dans le développement du programme numérique.

Références :

- [1] P.H. Rebut, M. Brusati, M. Hugon et P. Lallia, Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion, I.A.E.A., Vienna, II, 1987, p. 187-196.
- [2] B.V. Chirikov, Phys. Reports, 52, 1979, p. 263-379.
- [3] A.J. Lichtenberg et M.A. Lieberman, Regular and Stochastic Motion, Springer-Verlag, New-York, 38, 1983.
- [4] Y.H. Ichikawa, T. Kamimura et T. Hatori, Physica, 29D, 1987, p. 247-255.

Tableau 1

Comparaison entre les valeurs calculées $[\sigma(N)/\sigma(1)]^{\text{cal}}$ et les résultats obtenus à partir de l'équation (9), $[\sigma(N)/\sigma(1)]^{\text{réc}}$, en utilisant pour α la moyenne arithmétique α^{av} des valeurs $\alpha(N) = N(N-1)^{-1} - [\sigma(1)/\sigma(N)]^{\text{cal}}(N-1)^{-1}$.

Table 1

Comparison between the computed values $[\sigma(N)/\sigma(1)]^{\text{cal}}$ and the results obtained from equation (9), $[\sigma(N)/\sigma(1)]^{\text{réc}}$, using for α the arithmetical mean α^{av} of the values $\alpha(N) = N(N-1)^{-1} - [\sigma(1)/\sigma(N)]^{\text{cal}}(N-1)^{-1}$.

γ	1,30		1,35		1,80		3,00	
α^{av}	0,461		0,438		0,524		0,629	
N	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{cal}}$	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{réc}}$	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{cal}}$	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{réc}}$	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{cal}}$	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{réc}}$	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{cal}}$	$\frac{\sigma(N)}{\sigma(1)}^{\text{réc}}$
2	0,651	0,650	0,642	0,640	0,679	0,678	0,671	0,729
3	0,473	0,481	0,465	0,471	0,497	0,512	0,589	0,574
4	0,390	0,382	0,376	0,372	0,425	0,412	0,496	0,473
5							0,448	0,402

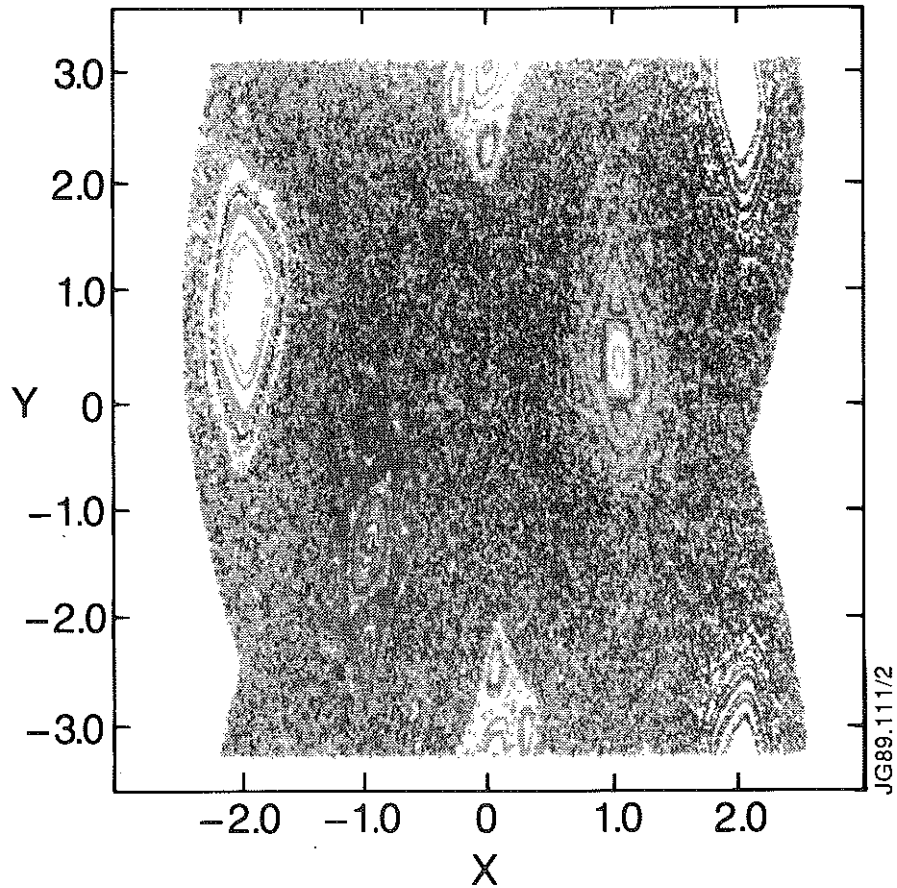


Fig. 1 : Carte de Poincaré calculée à partir des équations (1) avec $\gamma = 1,0$ représentant cinq chaînes d'îlot magnétique en équilibre avec une région chaotique.

Fig. 1 : Poincaré map computed from equations (1) with $\gamma = 1.0$ showing five magnetic island chains in equilibrium with a chaotic region.

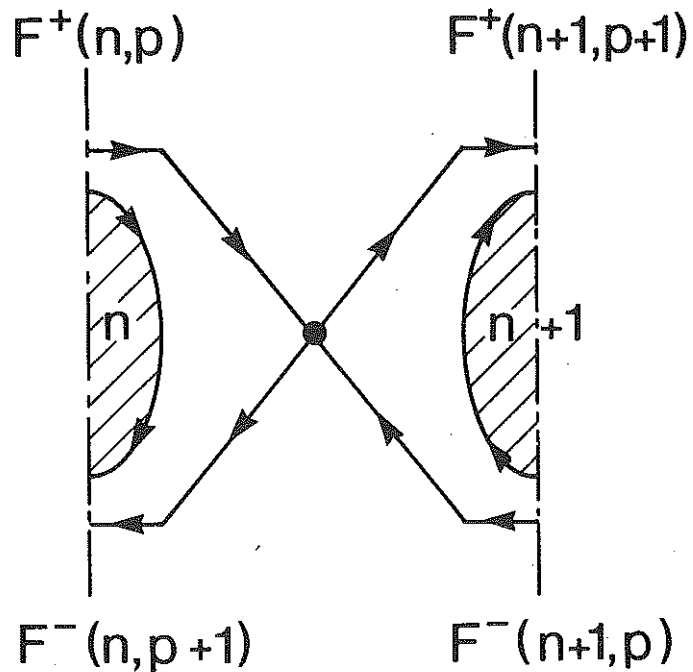


Fig. 2 : Schéma donnant la définition des fonctions $F^\pm(n,p)$ et montrant la conservation des lignes de champ chaotiques entre deux chaînes d'îlot.

Fig. 2 : Schematic diagram giving the definition of the functions $F^\pm(n,p)$ and showing the conservation of chaotic field lines between two island chains.

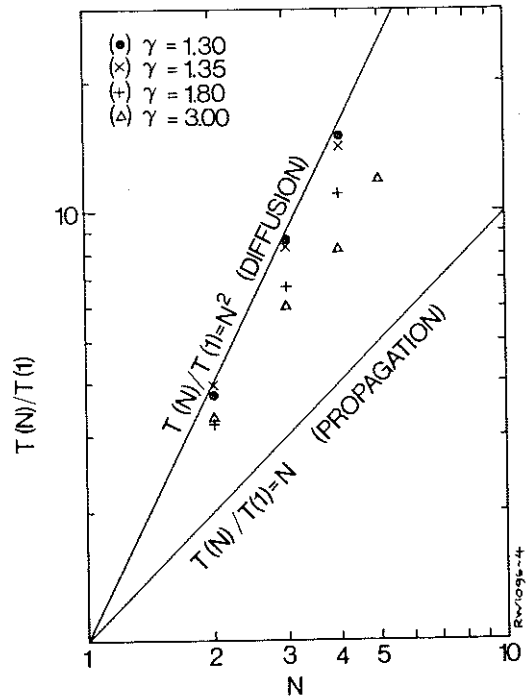


Fig. 3: Variation du rapport $T(N)/T(1)$ calculé pour différentes valeurs de γ en fonction de N . $T(N)$ est le nombre moyen de tours toroidaux effectués par les lignes de champ chaotiques pour traverser N chaînes d'îlot.

Fig. 3 : Variation of the ratio $T(N)/T(1)$ computed for different values of γ as a function of N . $T(N)$ is the average number of toroidal turns made by the chaotic field lines to cross N island chains.

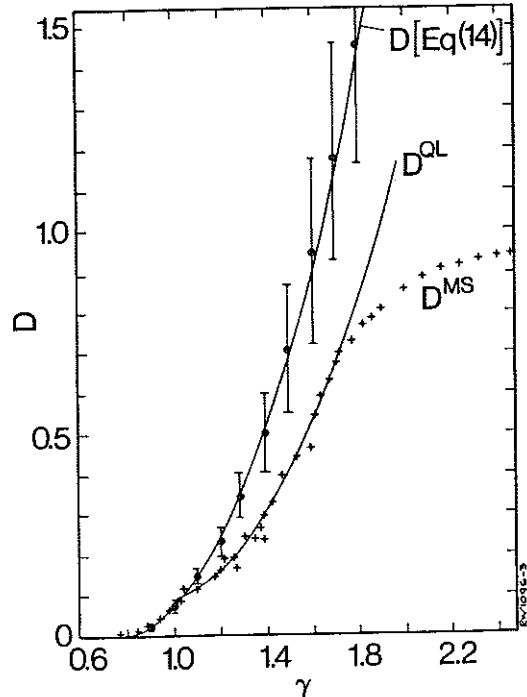


Fig. 4: Comparaison entre les résultats de différents calculs du coefficient de diffusion D : calcul de l'équation (12) à partir des équations (1) (●) et à partir du mapping standard, D^{MS} ; loi d'échelle, $D[\text{Eq.}(14)]$; coefficient de diffusion quasi-linéaire, D^{QL} .

Fig. 4 : Comparison between the results of different calculations of the diffusion coefficient D : computation of equation (12) from equations (1) (●) and from the standard mapping, D^{MS} ; scaling law, $D[\text{Eq.}(14)]$; quasi-linear diffusion coefficient, D^{QL} .

APPENDIX 1.

THE JET TEAM

JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxon, OX14 3EA, U.K.

J. M. Adams¹, F. Alladio⁴, H. Altmann, R. J. Anderson, G. Appruzzese, W. Bailey, B. Balet, D. V. Bartlett, L. R. Baylor²⁴, K. Behringer, A. C. Bell, P. Bertoldi, E. Bertolini, V. Bhatnagar, R. J. Bickerton, A. Boileau³, T. Bonicelli, S. J. Booth, G. Bosia, M. Botman, D. Boyd³¹, H. Brelen, H. Brinkschulte, M. Brusati, T. Budd, M. Bures, T. Businaro⁴, H. Buttgereit, D. Cacaut, C. Caldwell-Nichols, D. J. Campbell, P. Card, J. Carwardine, G. Celentano, P. Chabert²⁷, C. D. Challis, A. Cheetham, J. Christiansen, C. Christodoulouopoulos, P. Chuilon, R. Claesen, S. Clement³⁰, J. P. Coad, P. Colestock⁶, S. Conroy¹³, M. Cooke, S. Cooper, J. G. Cordey, W. Core, S. Corti, A. E. Costley, G. Cottrell, M. Cox⁷, P. Cripwell¹³, F. Crisanti⁴, D. Cross, H. de Blank¹⁶, J. de Haas¹⁶, L. de Kock, E. Deksnis, G. B. Denne, G. Deschamps, G. Devillars, K. J. Dietz, J. Dobbing, S. E. Dorling, P. G. Doyle, D. F. Düchs, H. Duquenoy, A. Edwards, J. Ehrenberg¹⁴, T. Elevant¹², W. Engelhardt, S. K. Erents⁷, L. G. Eriksson⁵, M. Evrard², H. Falter, D. Flory, M. Forrest⁷, C. Froger, K. Fullard, M. Gadeberg¹¹, A. Galetsas, R. Galvao⁸, A. Gibson, R. D. Gill, A. Gondhalekar, C. Gordon, G. Gorini, C. Gormezano, N. A. Gottardi, C. Gowers, B. J. Green, F. S. Grigh, M. Gryzinski²⁶, R. Haange, G. Hammett⁶, W. Han⁹, C. J. Hancock, P. J. Harbour, N. C. Hawkes⁷, P. Haynes⁷, T. Hellsten, J. L. Hemmerich, R. Hemsworth, R. F. Herzog, K. Hirsch¹⁴, J. Hoekzema, W. A. Houlberg²⁴, J. How, M. Huart, A. Hubbard, T. P. Hughes³², M. Hugon, M. Huguet, J. Jacquinet, O. N. Jarvis, T. C. Jernigan²⁴, E. Joffrin, E. M. Jones, L. P. D. F. Jones, T. T. C. Jones, J. Källne, A. Kaye, B. E. Keen, M. Keilhacker, G. J. Kelly, A. Khare¹⁵, S. Knowlton, A. Konstantellos, M. Kovanen²¹, P. Kupschus, P. Lallia, J. R. Last, L. Lauro-Taroni, M. Laux³³, K. Lawson⁷, E. Lazzaro, M. Lennholm, X. Litaudon, P. Lomas, M. Lorentz-Gottardi², C. Lowry, G. Magyar, D. Maisonnier, M. Malacarne, V. Marchese, P. Massmann, L. McCarthy²⁸, G. McCracken⁷, P. Mendonca, P. Meriguet, P. Micozzi⁴, S. F. Mills, P. Millward, S. L. Milora²⁴, A. Moissonnier, P. L. Mondino, D. Moreau¹⁷, P. Morgan, H. Morsi¹⁴, G. Murphy, M. F. Nave, M. Newman, L. Nickesson, P. Nielsen, P. Noll, W. Obert, D. O'Brien, J. O'Rourke, M. G. Pacco-Düchs, M. Pain, S. Papastergiou, D. Pasini²⁰, M. Paume²⁷, N. Peacock⁷, D. Pearson¹³, F. Pegoraro, M. Pick, S. Pitcher⁷, J. Plancoulaine, J-P. Poffé, F. Porcelli, R. Prentice, T. Raimondi, J. Ramette¹⁷, J. M. Rax²⁷, C. Raymond, P-H. Rebut, J. Removille, F. Rimini, D. Robinson⁷, A. Rolfe, R. T. Ross, L. Rossi, G. Rupprecht¹⁴, R. Rushton, P. Rutter, H. C. Sack, G. Sadler, N. Salmon¹³, H. Salzmann¹⁴, A. Santagiustina, D. Schissel²⁵, P. H. Schild, M. Schmid, G. Schmidt⁶, R. L. Shaw, A. Sibley, R. Simonini, J. Sips¹⁶, P. Smeulders, J. Snipes, S. Sommers, L. Sonnerup, K. Sonnenberg, M. Stamp, P. Stangeby¹⁹, D. Start, C. A. Steed, D. Stork, P. E. Stott, T. E. Stringer, D. Stubberfield, T. Sugie¹⁸, D. Summers, H. Summers²⁰, J. Taboda-Duarte²², J. Tagle³⁰, H. Tamnen, A. Tanga, A. Taroni, C. Tebaldi²³, A. Tesini, P. R. Thomas, E. Thompson, K. Thomsen¹¹, P. Trevalion, M. Tschudin, B. Tubbing, K. Uchino²⁹, E. Usselmann, H. van der Beken, M. von Hellermann, T. Wade, C. Walker, B. A. Wallander, M. Walravens, K. Walter, D. Ward, M. L. Watkins, J. Wesson, D. H. Wheeler, J. Wilks, U. Willen¹², D. Wilson, T. Winkel, C. Woodward, M. Wykes, I. D. Young, L. Zannelli, M. Zarnstorff⁶, D. Zsche¹⁴, J. W. Zwart.

PERMANENT ADDRESS

1. UKAEA, Harwell, Oxon. UK.
2. EUR-EB Association, LPP-ERM/KMS, B-1040 Brussels, Belgium.
3. Institute National des Recherches Scientifique, Quebec, Canada.
4. ENEA-CENTRO Di Frascati, I-00044 Frascati, Roma, Italy.
5. Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.
6. Princeton Plasma Physics Laboratory, New Jersey, USA.
7. UKAEA Culham Laboratory, Abingdon, Oxon. UK.
8. Plasma Physics Laboratory, Space Research Institute, Sao José dos Campos, Brazil.
9. Institute of Mathematics, University of Oxford, UK.
10. CRPP/EPFL, 21 Avenue des Bains, CH-1007 Lausanne, Switzerland.
11. Risø National Laboratory, DK-4000 Roskilde, Denmark.
12. Swedish Energy Research Commission, S-10072 Stockholm, Sweden.
13. Imperial College of Science and Technology, University of London, UK.
14. Max Planck Institut für Plasmaphysik, D-8046 Garching bei München, FRG.
15. Institute for Plasma Research, Gandhinagar Bhat Gujrat, India.
16. FOM Instituut voor Plasmafysica, 3430 Be Nieuwegein, The Netherlands.
17. Commissariat à l'Energie Atomique, F-92260 Fontenay-aux-Roses, France.
18. JAERI, Tokai Research Establishment, Tokai-Mura, Naka-Gun, Japan.
19. Institute for Aerospace Studies, University of Toronto, Downsview, Ontario, Canada.
20. University of Strathclyde, Glasgow, G4 ONG, U.K.
21. Nuclear Engineering Laboratory, Lapeenranta University, Finland.
22. JNICT, Lisboa, Portugal.
23. Department of Mathematics, Univeristy of Bologna, Italy.
24. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn., USA.
25. G.A. Technologies, San Diego, California, USA.
26. Institute for Nuclear Studies, Swierk, Poland.
27. Commissariat à l'Energie Atomique, Cadarache, France.
28. School of Physical Sciences, Flinders University of South Australia, South Australia SO42.
29. Kyushi University, Kasagu Fukuoka, Japan.
30. Centro de Investigaciones Energeticas Medioambientales y Techalogicas, Spain.
31. University of Maryland, College Park, Maryland, USA.
32. University of Essex, Colchester, UK.
33. Akademie de Wissenschaften, Berlin, DDR.