



Contribution à l'étude expérimentale de la turbulence homogène M.H.D. - Première caractérisation de son anisotropie

Philippe Caperan

► To cite this version:

Philippe Caperan. Contribution à l'étude expérimentale de la turbulence homogène M.H.D. - Première caractérisation de son anisotropie. Electromagnétisme. UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE; INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 1982. Français. <tel-01340177>

HAL Id: tel-01340177

<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01340177>

Submitted on 30 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE

ET

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Philippe CAPERAN

Ingénieur E.N.S.H.G.

SUJET

**Contribution à l'étude expérimentale
de la turbulence homogène M.H.D.
première caractérisation de son anisotropie**

Soutenue le 7 décembre 1982 devant la Commission d'Examen

M. LESIEUR	Président
M. ALEMANY	
M. MOREAU	
M. LACOUME	Examineurs
M. GENGE	
M. TOLY	

A V A N T P R O P O S

=====

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés à l'Institut de Mécanique de Grenoble, au sein de l'équipe magnétohydrodynamique.

Je tiens à remercier le Professeur MOREAU pour m'avoir donné les possibilités matérielles de réaliser cette étude, et dispensé de précieux conseils aux moments opportuns de ma thèse.

A Monsieur ALEMANY Chargé de Recherche au C.N.R.S., j'adresse toute ma reconnaissance pour avoir accepté l'encadrement de cette thèse. Il m'a bien souvent épaulé dans les moments difficiles, tout en me conseillant de manière avisée. Sa direction me fut très fructueuse.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur LESTIEUR, qui après m'avoir formé à la théorie de la turbulence, m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du Jury. Je remercie Monsieur le Professeur LACOUME, Directeur du C.E.P.H.A.G. pour m'avoir manifesté son intérêt en participant au Jury ainsi que Monsieur le Professeur GENCE qui a bien voulu être mon rapporteur extérieur, pour les discussions bénéfiques que nous avons eues. Je remercie également Monsieur TOLY, Ingénieur au C.E.N.G., de participer au Jury.

Je tiens à remercier Messieurs BAUDOIS et GLANJAUD du CEPHAG, pour les relations profitables que nous avons eues ainsi que Monsieur CRISTOLOVEANU de l'ENSERG, pour m'avoir guidé dans l'emploi de ses capteurs magnétodiodes, et Monsieur BARBIER-NEVRET qui m'a aidé à leur mise en oeuvre.

Je remercie Monsieur FAVRE-MARINET pour m'avoir permis l'utilisation de son programme d'acquisition ainsi que Monsieur LISMONDE, qui m'a fourni un programme permettant une vision en perspective. Mon ami Pierre PEGON m'a été d'une aide fort efficace, et je lui en suis reconnaissant, ainsi qu'à Messieurs THIBAULT et MARTY pour leur amitié active.

Enfin je ne saurai terminer sans remercier l'ensemble du personnel de l'I.M.G. ainsi que Messieurs CORNE et BOLCATO sans qui, assurément, rien n'aurait pu être réalisé.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

1. Présentation de la MHD ; son intérêt	3
2. Travaux antérieurs	5
3. Objectifs et moyens mis en oeuvre	6

CHAPITRE I

PRESENTATION DE LA TURBULENCE HOMOGENE M.H.D.

I.1. Les équations de la M.H.D.	11
I.2. Approche théorique de la turbulence homogène MHD	14
I.3. Approche expérimentale	22

CHAPITRE II

L'INSTALLATION EXPERIMENTALE

II.1. Description de l'installation expérimentale ..	27
II.2. La chaîne de mesure	30
II.3. Le support de sonde	31
II.4. Les sondes à film chaud	31

CHAPITRE III

LE TRAITEMENT DU SIGNAL

III.1. Acquisition	45
III.2. Le traitement	46
a. La transformée de Fourier	
b. La fenêtre d'apodisation	
c. Problème de la corrélation circulaire	
III.3. Filtrage des vibrations mécaniques	48
a. Position du problème	
b. Le filtrage de Wiener	
c. Application du filtrage de Wiener à notre problème	
III.4. La chaîne de calcul	52

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1. Analyse phénoménologique de la Turbulence homogène M.H.D.	63
IV.2. Les mesures expérimentales	66
A. Choix d'une origine fictive	66
Homogénéité de la turbulence	
B. Evolution de la turbulence homogène M.H.D.	67
1. Les petits paramètres d'interaction	
2. Paramètres d'interaction modérés	
3. Forts paramètres d'interaction	
4. Analyse des résultats	
C. Choix des conditions expérimentales pour les mesures bidimensionnelles	73
D. Mesures de spectres et de corrélations bi-dimensionnels	74
1. Mesures des corrélations transversales	
2. Les cartes isocorrélation	
3. Les cartes isoénergie	
4. Critique des mesures à deux dimensions.	

CONCLUSION	107
ANNEXE I	111
LES ESSAIS DE SONDES MAGNETIQUES	
1. Principes et performances	
2. Installation expérimentale - Résultats	
ANNEXE II	123
FILTRAGE SPATIAL D'UN CHAMP DE VITESSE	
PAR UNE SONDE CONIQUE	
ANNEXE III	131

PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

Constantes physiques :

μ : constante diélectrique du liquide
 σ : résistivité du liquide
 ν : viscosité cinématique du liquide
 ρ : masse volumique du liquide

Paramètres descriptifs :

\vec{v} : vitesse au point considéré
 p' : pression
 \vec{j} : densité de courant
 \vec{B} : champ magnétique
 \vec{b} : fluctuation du champ magnétique
 \vec{E} : champ électrique

Echelles caractéristiques :

T_0 : temps caractéristique d'évolution de \vec{B}
 U_0 : vitesse caractéristique de l'écoulement
 L_0 : longueur caractéristique de l'écoulement
 B_0 : valeur du champ magnétique constant

Paramètres adimensionnels :

\vec{u} : vitesse
 \vec{b} : fluctuation du champ
 \vec{j} : densité de courant

Espace de Fourier :

\vec{k} : vecteur d'onde
 i : $\sqrt{-1}$
 \hat{U} : transformée de Fourier de U

ϕ_{ij} : tenseur spectral correspondant à la transformée de Fourier du tenseur de corrélation U_{ij} .

$\vec{\nabla}$: désigne l'opérateur nabla.

Nombres adimensionnels :

$$Re = \frac{U_0 L_0}{\nu} \quad \text{nombre de Reynolds}$$

$$Rm = \mu \sigma U_0 L_0 \quad \text{nombre de Reynolds magnétique}$$

$$N = \frac{\sigma B_0^2 L_0}{\rho U_0} \quad \text{paramètre d'interaction encore dit nombre de Stuart}$$

INTRODUCTION

La turbulence existant dans les écoulements naturels (océans, atmosphère, rivières) ou dans les installations industrielles (conduites, pompes ou encore culasses d'automobiles [1]) est fort difficile à caractériser en termes simples. En effet, nous nous heurtons à des difficultés d'observation (cas des écoulements naturels) ou au fait que les différentes causes de turbulence (écoulements non permanents, domaines variables, etc...) sont étroitement liées et ne permettent pas de faire une synthèse de ce phénomène.

Il paraît donc logique de vouloir dissocier les causes de la turbulence, et d'étudier des écoulements plus simples en laboratoire. Depuis l'introduction en 1935 par G.I. TAYLOR [2] du concept de turbulence homogène et isotrope, bien des expérimentations ont été réalisées sur la turbulence de grille. Ce type d'écoulement, quoique fort simple et dépouillé, permet de mieux comprendre les mécanismes non linéaires qui régissent les transferts d'énergie entre modes. En outre, ces expériences peuvent servir de test aux différents modèles numériques, développés ces dernières années, qui nécessitent l'évaluation de quantités statistiques de plus en plus élaborées.

La turbulence magnéto hydrodynamique (M.H.D.) n'échappe pas à cette règle et bien des événements naturels se rattachent à cette discipline, tandis que de plus en plus d'installations industrielles utilisent les phénomènes propres aux écoulements M.H.D.

1. Présentation de la M.H.D. - son intérêt

La magnéto hydrodynamique concerne l'étude de l'interaction de liquides électroconducteurs (en mouvement ou non) non diélectriques avec un champ magnétique \vec{B} . Le couplage des équations de NAVIER-STOKES et de

l'induction modifiant complètement l'aspect de l'écoulement par rapport au cas sans champ, donne toute son originalité à cette étude.

On peut diviser la M.H.D. en deux classes selon la valeur du nombre de Reynolds magnétique R_m (Rapport du temps caractéristique de diffusion du champ à son temps de convection). Cette division correspond en réalité à celle introduite jusqu'à ce jour entre les expérimentations de laboratoire et les phénomènes naturels.

En effet, les nombres de Reynolds magnétique élevés concernent en général divers phénomènes observés en astrophysique, domaine où les échelles spatiales sont suffisamment grandes. Ainsi, les granules et supergranules observées dans le soleil marquent-elles des zones de concentration de champ. Plus proche de nous, le phénomène de dynamo terrestre est expliqué par les mouvements convectifs du noyau en fusion de la planète ($R_m \sim 100$) BULLARD et Al. [2], MOFFATT [4], FAUTRELLE [5]. De même, les réacteurs nucléaires surgénérateurs, qui utilisent un fluide réfrigérant électroconducteur et sont de grande dimension, peuvent donner lieu à une convection du champ : BN 600 en URSS (KIRKO et Al, [6]) et Super Phénix en France atteignent des nombres de Reynolds magnétique de l'ordre de dix en certaines parties de leur circuit. L'apparition éventuelle d'un effet dynamo est fort possible dans ces conditions, selon la géométrie des frontières de l'écoulement. Pour une même gamme de nombre de Reynolds magnétique, des problèmes d'instabilité au sein des pompes électromagnétiques peuvent survenir (GAILITIS et LIELAUSIS [7]), diminuant fortement leur rendement.

Les principaux moyens d'étude de ces phénomènes sont : soit une observation continue (astronomie) avec parfois une instrumentation qui reste difficile à mettre en oeuvre, soit la modélisation numérique (POUQUET et Al. [8]).

Toutefois, la plupart des installations industrielles du type : creuset froid, four à induction, four à électrolyse, etc.. se situent à des nombres de Reynolds magnétiques plus faibles. Leur fonctionnement est loin d'être complètement élucidé et optimisé. Pour cela, on réalise des expé-

riences de laboratoire reproduisant les mêmes phénomènes mais avec des conditions de mesure optimales (CREMER-ALEMANY [9], EVANS [10], KOANDA [11]) en utilisant le plus souvent du mercure comme fluide. Un des problèmes commun à ces installations est le rôle de la turbulence dans leur fonctionnement.

En effet, dans certaines circonstances, la turbulence peut être considérée comme un outil qu'il faut savoir utiliser à bon escient. Il faut donc en déterminer précisément toutes les propriétés. Dans le domaine métallurgique elle est utilisée, par exemple, pour homogénéiser des bains, ou pour casser la formation de dendrites sur un front de solidification de manière à obtenir un matériau isotrope, LINDER [12]. Dans d'autres installations, comme la séparation continue, il faut l'éliminer pour laisser agir la force de décantation (MARTY [13]).

Pouvoir évaluer l'énergie disponible dans une telle turbulence, ses propriétés de transport et son anisotropie peut donc être utile dans l'élaboration de procédés industriels (HUNT [14]). C'est en partie pour cela que de multiples travaux ont été menés sur la turbulence M.H.D. au cours de ces vingt dernières années.

La turbulence M.H.D. aux Faibles nombre de Reynolds magnétique devient anisotrope en présence d'un champ extérieur constant et s'organise en structures quasi bidimensionnelles. Elle possède donc des propriétés dynamiques intéressant d'autres domaines, en particulier, les écoulements géostrophiques avec lesquels elle présente des analogies, ALEMANY et Al [15], SOMMERIA [16], [17].

2. Travaux antérieurs

Des synthèses de l'ensemble des travaux effectués à ce jour sur les écoulements M.H.D. ont été réalisées de manière fort complète par LIELAUSIS [18] et MOREAU [19]. Nous ferons un court descriptif des travaux concernant la turbulence M.H.D.

Les premières études expérimentales ont été menées par HARTMANN et

LAZARUS [20] (1937). Elles portaient sur des mesures de pertes de charge d'écoulements en conduite soumis à un champ magnétique transversal. Ces pertes de charge étaient fortement réduites à champ magnétique fort, en regard des nombres de Reynolds atteints. Pourtant BRANOVER [21] et LYKLOUDIS [22] (1974) montrent que la turbulence persiste longtemps dans ces écoulements. Des spectres en K^{-3} (à rapprocher de ceux de la turbulence isotrope bidimensionnelle) étaient mesurés par KOLESNIKOV Yn.B. [23] dans un écoulement derrière un barreau. A Grenoble, deux installations expérimentales complémentaires ont été exploitées. Elles concernent l'étude d'une turbulence de grille en présence d'un champ magnétique extérieur homogène, parallèle à l'écoulement pour l'une, ALEMANY [24], et perpendiculaire à l'écoulement pour l'autre, SOMMERIA [25].

Ces résultats obtenus concernent donc soit la direction parallèle au champ magnétique, soit la direction perpendiculaire. Jusqu'à ce jour, seules des mesures de diffusion de scalaire passifs ont été faites simultanément dans les deux directions (KOLESNIKOV [26], diffusion d'un jet d'indium, SOMMERIA [27], diffusion de température). Ces mesures expérimentales, si elles prouvent l'anisotropie de la turbulence, ne la caractérisent par pour autant de manière précise. D'autre part, les spectres unidirectionnels sont encore assez mal décrits notamment dans les hautes fréquences qui correspondent à la loi en K^{-3} définie la plupart du temps sur moins d'une décade. Cette imprécision est due en partie à la faiblesse des moyens de calculs utilisés (analyseur de spectres et corrélateur).

3. Objectifs et moyens mis en oeuvre

Toutes nos mesures ont été réalisées dans l'installation expérimentale utilisée par ALEMANY durant sa thèse d'état (cf. description chapitre II). La possibilité d'accéder à des champs magnétiques plus forts nous a permis de contrôler l'universalité des lois obtenues (concernant notamment le déclin d'énergie plus fort qu'en turbulence ordinaire). Nous avons cherché à étendre la résolution en fréquence des spectres monodimensionnels, d'une part en mettant au point une méthode d'acquisition et de traitement du signal par ordinateur, et d'autre part en utilisant des microsondes à film chaud. Une meilleure définition aux basses fréquences a également été

recherchée.

Pour accéder à l'anisotropie de la turbulence, nous avons mesuré les corrélations parallèles et perpendiculaires au champ magnétique, révélatrices de la structure de cet écoulement. Conjointement, nous avons tenté une première évaluation du "cône de dissipation" (cf. chapitre I et IV) basée sur le calcul des spectres bidimensionnels.

Une autre voie d'approche de l'anisotropie consiste à mesurer les fluctuations du champ magnétique induites par le champ de vitesse, révélatrices de la structure de l'écoulement (cf. Annexe 1). Cette voie n'a jamais été utilisée jusqu'à présent. Nous en avons tracé une première approche.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

- |1| CHABERT L., JOUASSIN J.G. et CHARNAY G.
"Caractéristiques turbulentes d'un champ aérodynamique permanent et isotherme en aval d'une culasse de moteur".
17ème Colloque d'aérodynamique appliquée.
Grenoble 12-13-14 Novembre 1980.
Association Aéronautique et Astronautique de France.

- |2| TAYLOR G.I., 1935. "Statistical theory of turbulence".
Proc. Roy. Soc. A 151, 421-478.

- |3| BULLARD E., GELLMAN H. "Homogeneous dynamo and terrestrial magnetism".
Phil. Trans. Roy. Soc. London. A. 247, 1954.

- |4| MOFFATT H.K., 1978. "Magnetic Field generation in electrically conducting fluids".
Cambridge University Press.

- |5| FAUTRELLE Y., CHILDRESS S. "Convective dynamos with intermediate and strong fields". Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. A paraître (1983).

- |6| KIRKO I.M. et Al.
Doklady Akademia. Nauka SSSR 1981. Tome 257, n° 4, pp. 861-863.

- |7| GAILITIS A., LIELAUSIS O. "Instability of homogeneous velocity distribution in an induction - type M.H.D. machine".
A.H.D., n° 1, pp. 69-79, 1975.

- |8| POUQUET A., PATTERSON G.S., 1978. "Numerical simulation of helical magnetohydrodynamic turbulence". J. Fluid Mechanics 85, 305-123.

- [9] CREMER P. et ALEMANY A., 1980. "Aspects expérimentaux du brassage électromagnétique en creuset".
J. de Mec. Appl., 5, pp. 37-50.
- [10] TARAPORE E., EVANS J.W., 1976. "Fluid velocities in induction melting furnaces : Part 1".
Theory and Laboratory Experiments, trans. Met. Soc. AIME. 7B, 343.
- [11] KOANDA S. "Etude expérimentale du brassage électromagnétique dans un four à induction à creuset". Thèse de 3ème cycle, 27 septembre 1982, présentée à l'U.S.M.G. et l'I.N.P.G.
- [12] LINDER S., 1974. "Hydrodynamics and collision of small particles in a turbulent metallic melt with special reference to deoxydation of steel". Scand. J. of Metallurgy, 3, 137-150.
- [13] MARTY Ph. "Séparation électromagnétique continue".
Thèse de docteur ingénieur, 27 avril 1982, présentée à l'U.S.M.G. et l'I.N.P.G.
- [14] HUNT J.C.R., MAXEY M.R., 1978. "Estimating Velocities and Shear stresses in turbulent flows of liquid metals driven by low frequency electromagnetic fields". Proc. 2nd Ber-Sheva Seminar on M.H.D. Flows and Turbulence. Ed. H. Branover (Israel Univ. Press, 249-270, 1980).
- [15] ALEMANY A., MOREAU R., SULEM P.L., FRISCH U., 1979. "Influence of an external magnetic field on homogeneous M.H.D. turbulence".
Journal de mécanique, Vol. 18, n° 2.
- [16] SOMMERIA J., MOREAU R. "Why, how and when M.H.D. turbulence becomes two-dimensional". J.F.M., Vol. 118, May 1982.
- [17] SOMMERIA J. "Two dimensional behaviour of M.H.D. turbulence". 1982.
J.M.T.A. n° spécial sur la turbulence bidimensionnelle. A paraître.

- [18] LIELAUSIS O. "Liquid metal Magnetohydrodynamics".
Atomic energy review, Vol. 13, n° 3.

- [19] MOREAU R. "How, why and when M.H.D. turbulence becomes two dimensional". Proc. third Ber-Sheva Seminar on M.H.D. Flows and Turbulence. March 1981. Ed. H. Branover (Israel Univ. Press).

- [20] HARTMANN LAZARUS F., 1937, K. Din. Violensk. Selsk., Mat. Fys. Medd. 15, 7.

- [21] BRANOVER H.H., GELFGAT Y.M. and TSINOBER A.B.
"Turbulent magnetohydrodynamic flows in prismatic and cylindrical ducts".
Magnitnaya Gidrodynamika, Vol. 2, n° 3, 1968, p. 9.

- [22] LYKOUDIS D.S. "Transition from laminar to turbulent flow in Magneto fluid mechanic channel". Rev. Mod. Phys., Vol. 32, 1960, p. 796.

- [23] KOLESNIKOV Yn B., TSINOBER A.G., Magn. Gidrodynam. 3 (1972) 33.

- [24] ALEMANY A. Doctorat d'Etat. "M.H.D. à l'échelle du laboratoire. Quelques résultats, quelques applications". Doctorat d'Etat, 14 Mars 1978, présenté à l'U.S.M.G. et l'I.N.P.G.

- [25] SOMMERIA J. "Tendance à la bidimensionnalité de la turbulence homogène M.H.D.". Thèse de 3ème cycle, 26 juin 1980, présentée à l'U.S.M.G. et l'I.N.P.G.

- [26] KOLESNIKOV Yn B., TSINOBER A.B. Mekh. Zidk. Gaza 4 (1974) 146.

C H A P I T R E I

PRESENTATION DE LA TURBULENCE
HOMOGENE M.H.D.

I.1. LES EQUATIONS DE LA M.H.D.

Les écoulements M.H.D. sont régis par les équations classiques de la dynamique des fluides comprenant le terme supplémentaire des forces de LAPLACE, et les équations de MAXWELL. La loi d'Ohm caractérise le comportement électrique du liquide considéré. En utilisant les notations définies page 1, ces équations s'écrivent :

(I.1) Equation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} + (\vec{v}' \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}' = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P' + \nu \Delta \vec{v}' + \frac{1}{\rho} \vec{j}' \wedge \vec{B}'$$

(I.2) Loi d'Ohm : $\vec{j}' = \sigma (\vec{E}' + \vec{v}' \wedge \vec{B}')$

(I.3) Equation de continuité : $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}' = 0$
(Fluide incompressible)

Equation de Maxwell (I.4) : $\vec{\nabla} \wedge \vec{E}' = - \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t}$

(I.5) : $\vec{\nabla} \wedge \vec{B}' = \mu \vec{j}'$

Le couplage du champ de vitesse et du champ magnétique est assuré par la force de Laplace $\vec{j}' \wedge \vec{B}'$ dont le travail correspond à l'effet Joule pour les faibles nombres de Reynolds magnétiques.

Notons que les équations de Maxwell impliquent par elles-mêmes la divergence nulle de \vec{B}' et \vec{j}' . Si aucune différence de potentiel n'est imposée dans le milieu, le champ électrique \vec{E}' , résultant du gradient de potentiel assure simplement $\text{div } \vec{j}' = 0$. Il joue un rôle analogue à celui de $\vec{\nabla}P'$ dans l'équation de Navier-Stokes.

En combinant les équations électriques 2, 4 et 5, nous obtenons l'équation de l'induction magnétique:

$$(I.6) \quad \Delta \vec{B}' = -\mu \sigma \left(-\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} + \vec{\nabla} \wedge (\vec{v}' \wedge \vec{B}') \right)$$

qui, mise sous forme adimensionnelle, s'écrit :

$$(I.7) \quad \frac{L_0}{U_0 T_0} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge (\vec{u} \wedge \vec{B}) + \frac{1}{Rm} \nabla^2 \vec{B}$$

T_0 étant un temps caractéristique d'évolution de \vec{B} et U_0 et L_0 les vitesse et échelle caractéristiques de l'écoulement.

Dans le cas d'une turbulence soumise à l'influence d'un champ magnétique extérieur \vec{B}_0 constant, la fluctuation du champ magnétique noté \vec{b}' est induite par celle du champ de vitesse. Son évolution est régie par une équation simple déduite de (I.7), dans laquelle on a noté \vec{b} le terme $\vec{b}'/|\vec{B}_0|$ et où l'approximation des faibles nombres de Reynolds magnétique a été faite. Cette équation s'écrit.

$$(I.8) \quad \Delta \vec{b} + Rm \vec{\nabla} \wedge (\vec{u} \wedge \frac{\vec{b}}{|\vec{B}_0|}) = \vec{0}$$

Il apparaît clairement que $\frac{|\vec{b}'|}{|\vec{B}_0|} \cong Rm$.

En adimensionnalisant l'équation de Navier-Stokes qui prend alors la forme :

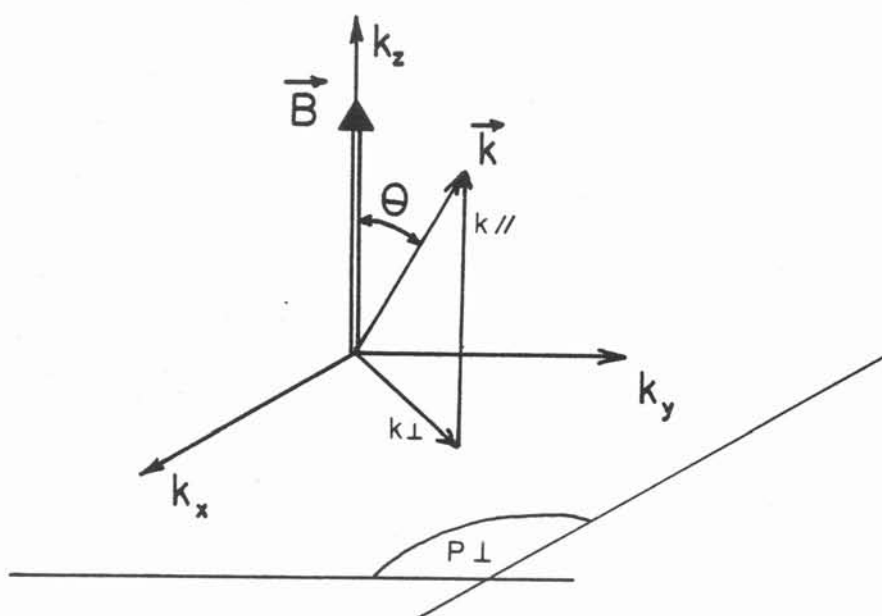


Fig. 1 - Paramétrage dans l'espace de Fourier

$$(I.9) \quad \frac{d \vec{u}}{dt} = - \vec{\nabla} p + \frac{1}{Re} \Delta \vec{u} + N \vec{j} \wedge \vec{B}$$

nous faisons apparaître le nombre Stuart (encore dit paramètre d'interaction) $N = \sigma B_0^2 L_0 / \rho V_0$. Il exprime le rapport des forces électromagnétiques aux forces d'inertie.

Après cette présentation générale des équations du mouvement, abordons le problème qui nous concerne, celui de l'évolution d'une turbulence homogène en présence d'un champ magnétique constant.

I.2. APPROCHE THEORIQUE DE LA TURBULENCE HOMOGENE M.H.D.

La transformée de Fourier des équations du mouvement permet de mieux définir les particularités de cette turbulence, notamment son anisotropie (MOREAU |1|). Soit, $\hat{u}(\vec{k})$ la transformée de Fourier de $\vec{u}(x)$

$$(I.10) \quad \hat{u}(\vec{k}) = \int \vec{u}(x) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3x$$

\vec{k} désignant le vecteur d'onde de composante $k_{//}$ et k_{\perp} (fig. 1)
 $\vec{u}(x)$ la vitesse au point x .

Les équations d'évolution dans l'espace spectral se traduisent par :

l'équation de continuité : (I.11) $\vec{k} \cdot \hat{u} = 0$

l'équation de Navier-Stokes : (I.12) $\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = \hat{q} - \frac{\hat{q} \cdot \vec{k}}{k^2} \vec{k} - \left(\frac{1}{Re} k^2 + N \cos^2 \theta \right) \hat{u}$

l'équation de l'induction : (I.13) $i R_m (\vec{k} \wedge (\hat{u} \wedge \vec{B}) - k^2 \cdot \hat{B}) = \vec{0}$

où \hat{q} désigne l'ensemble des termes non linéaires
 et θ l'angle entre \vec{B} et \vec{k} .

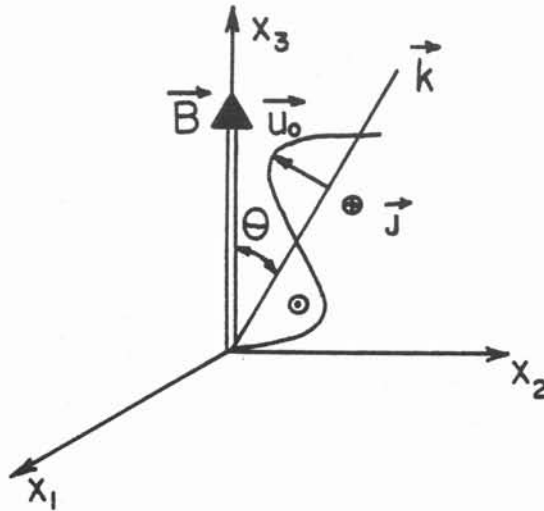


Fig. 2 - Onde plane soumise à un champ magnétique \vec{B}

Il apparaît que le champ magnétique engendre un terme dissipatif supplémentaire, proportionnel à $\text{Cos}^2 \theta$, qui est donc anisotrope. Ce résultat s'illustre fort simplement. Prenons une onde plane de vitesse $\vec{u} = \vec{u}_0 e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}}$, \vec{u}_0 étant compris dans le plan \vec{B}_0, \vec{k} (fig. 2), des courants induits se développent sous l'influence du champ constant \vec{B}_0 dans tout plan du liquide soumis à l'onde plane. Ces courants, pour le cas considéré, sont perpendiculaires au plan \vec{B}, \vec{k} et vérifient donc l'équation de continuité. Ils sont de la forme :

$$(I.14) \quad \vec{J} = \mu \sigma \vec{u}_0 \wedge \vec{B}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}$$

Le champ électrique \vec{E} est nul dans ce cas car \vec{B} est constant et \vec{u}_0 est compris dans le plan \vec{B}, \vec{k} . La force électromagnétique induite s'écrit :

$$(I.15) \vec{F} = \mu (\vec{u}_0 \wedge \vec{B}_0) \wedge \vec{B}_0 e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}}$$

$$= \mu \sigma e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}} (\vec{u}_0 \cdot \vec{B}_0 \vec{B}_0 - B_0^2 \vec{u}_0)$$

Cette force a deux composantes, l'une selon la vitesse \vec{u}_0 , l'autre perpendiculaire à celle-ci. La composante fournissant un travail est donc :

$$(I.16) F_j = \mu \sigma e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}} (\vec{u}_0 \cdot \vec{B}_0 \vec{B}_0 - B_0^2 \vec{u}_0) \frac{\vec{u}_0}{u_0}$$

$$= - \mu \sigma u_0 B_0 \cos^2 \theta e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}}$$

Ce travail $W_j = - \mu \sigma u_0^2 B_0^2 \cos^2 \theta e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}}$

correspond à l'effet Joule dissipatif.

La deuxième composante contribue au gradient de pression.

$$(I.17) f_p = \mu \sigma B_0^2 u_0^2 \sin \theta \cos \theta e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}}$$

Cet exemple est évidemment schématique. Dans le cas où \vec{u}_0 n'est pas dans le plan de \vec{B}_0 et \vec{k} , il apparaît un champ électrique assurant $\vec{k} \cdot \vec{j} = 0$. Des calculs analogues aboutissent au même résultat.

Notons que le champ ne dissipe pas les ondes qui ne créent pas de variation de flux par rapport au champ \vec{B} . Par exemple les ondes planes telles que : $\theta = \pi/2$ ne sont pas dissipées.

Dans l'espace de Fourier, le terme dissipatif provenant de l'action du champ magnétique est proportionnel à $\cos^2 \theta$. Les surfaces équidissipatives forment des cônes d'axe \vec{B} (MOREAU |1|) et les vecteurs d'onde dont l'énergie est la plus dissipée sont, eux, parallèles à cet axe.

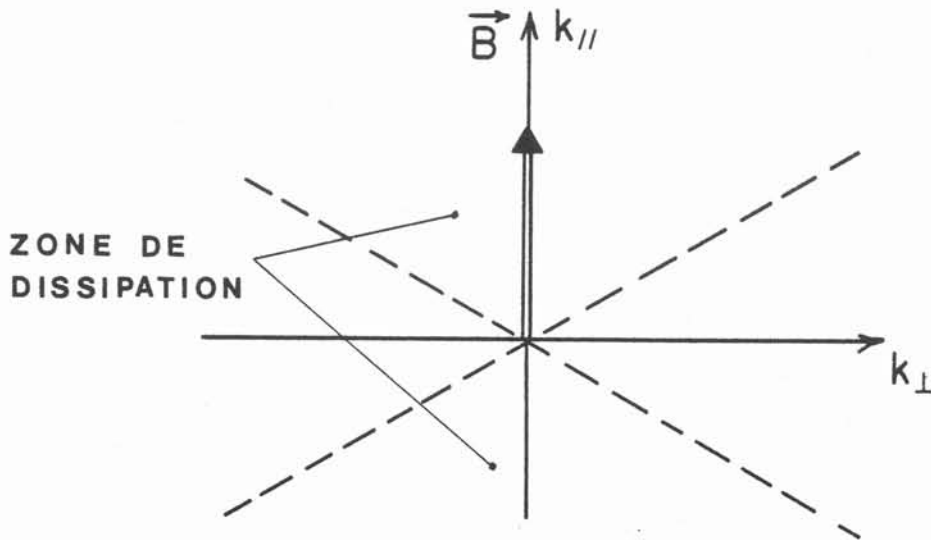


Fig. 3 : Le cône de dissipation dans l'espace de Fourier

Cette dissipation proportionnelle au carré de B ne dépend pas du sens du champ. La force appliquée à la turbulence est donc axisymétrique à symétrie plane (contrairement à la turbulence en fluide tournant où la force dépend du signe de $\vec{\Omega}$, vecteur rotation). Si la turbulence possède des propriétés d'homogénéité et d'axisymétrie initiales par rapport à \vec{B} , alors le champ magnétique les conserve, tout en créant une anisotropie selon sa direction. On peut ainsi imaginer un processus d'évolution de cette turbulence, une partie des transferts non linéaires permettant de prélever de l'énergie de la zone proche du plan perpendiculaire au champ pour alimenter la zone de dissipation proche de la direction du champ magnétique. ALEMANY et Al. [2] (figure 3).

La turbulence évolue donc vers un état quasi-bidimensionnel (spectre en k^{-3} , décroissance d'énergie en t^{-2}) mais dont la dynamique est expliquée par un effet tridimensionnel basé sur l'égalité du temps caractéristique Joule et du temps de transfert angulaire.

L'énergie de la turbulence correspond à la trace du tenseur des corrélation U_{ij}

avec (I.18) $U_{ij}(r) = \langle u_i(\vec{x}) u_j(\vec{x} + \vec{r}) \rangle$

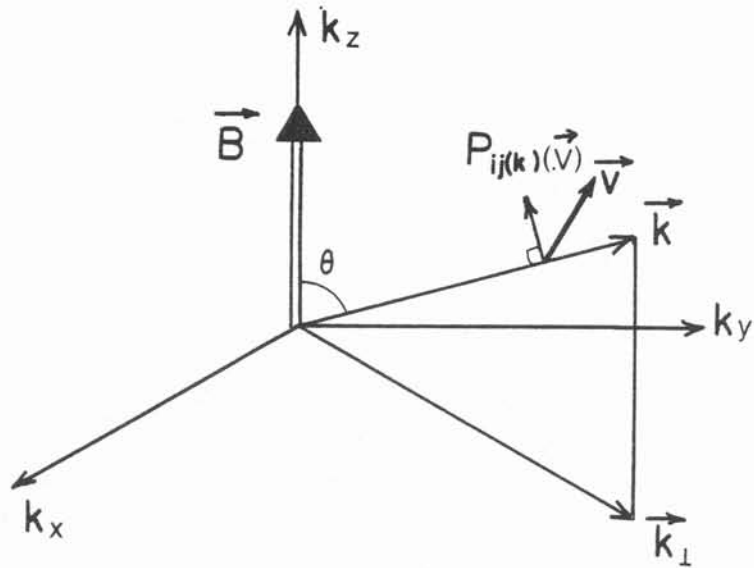


Fig. 4 - Effet de l'opérateur $\vec{P}_{ij}(\vec{k})$

dont la transformée de Fourier est nommée tenseur spectral :

$$(I.19) \quad \phi_{ij} = \hat{U}_{ij} = \int U_{ij}(r) e^{-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d^3 r$$

Pour traduire les propriétés d'axisymétrie de la turbulence dans l'espace de Fourier, plaçons-nous dans la base de CRAYA [3] (fig. 5)

$$(I.20) \quad \vec{e}^1(\vec{k}) = \frac{\vec{k} \wedge \vec{B}}{|\vec{k} \wedge \vec{B}|} \quad \vec{e}^2(\vec{k}) = \frac{\vec{k} \wedge \vec{e}^1(\vec{k})}{|\vec{k}|} \quad \vec{e}^3(\vec{k}) = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$$

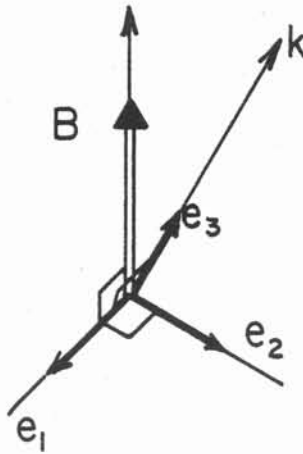


Fig. 5 - Définition de la base de Craya

Dans cette base, le tenseur spectral d'une turbulence axisymétrique homogène à symétrie plane s'exprime avec deux fonctions scalaires $\phi^1(\vec{k}, t)$ et $\phi^2(\vec{k}, t)$ (BATCHELOR [4], CHANDRASEKHAR [5], HERRING [6])

$$(I.21) \quad \phi_{ij}(\vec{k}, t) = \phi^1(\vec{k}, t) e_i^1(\vec{k}) e_j^1(\vec{k}) + \phi^2(\vec{k}, t) e_i^2(\vec{k}) e_j^2(\vec{k})$$

C'est le cas le plus simple après le cas isotrope qui est défini avec un seul scalaire ; alors $\phi^1 = \phi^2 = \phi$ et,

$$(I.22) \quad \phi_{ij} = \phi(\vec{k}, t) P_{ij}(\vec{k})$$

$$P_{ij}(\vec{k}) = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \quad \delta_{ij} = \text{tenseur de Kronecker}$$

P_{ij} fait la projection de tout vecteur sur un plan perpendiculaire à \vec{k} .

En reprenant les notations de LESIEUR [7] , on peut mettre le tenseur spectral sous une forme mieux adaptée pour définir une turbulence quasi-bidimensionnelle

$$(I.23) \quad \phi_{ij}(\vec{k}, t) = (\phi^1(\vec{k}, t) - \phi^2(\vec{k}, t)) P_{ij}(\vec{k}_\perp) + \phi^2(\vec{k}, t) P_{ij}(\vec{k})$$

On voit sous cette forme que la turbulence est d'autant plus bidimensionnelle que ϕ^2 est proche de zéro pour les vecteurs d'ondes à l'extérieur du plan P_\perp .

Le terme ϕ_{33} du tenseur spectral, correspondant à la corrélation de vitesse verticale

$$(I.24) \quad \phi_{33} = \phi^2 \sin^2 \theta = \hat{U}_{33}$$

permet de connaître ϕ^2 . En outre, il concerne la mesure de la composante de vitesse la plus accessible dans notre installation. Soulignons l'importance du fait que ϕ^2 n'est pas nulle sur le plan P , ce qui permet l'existence de fluctuations de vitesses parallèles à \vec{B} . Celles-ci n'induisent pas de variations de flux et ne sont donc pas affectées par le champ magnétique.

Une voie d'approche du scalaire ϕ^2 que nous avons déjà souligné consiste à mesurer les fluctuations du champ magnétique induit. En effet, \vec{b} est lié au champ de vitesse (Equation (I.13)) par la relation

$$(I.25) \quad \hat{\vec{b}} = \frac{i \text{Rm}}{k^2} (\vec{k} \cdot \vec{B}) \hat{\vec{u}}$$

$\hat{\vec{b}}$ est nul lorsque toute l'énergie est confinée dans le plan P_{\perp} . Désignant par \hat{b}_{ij} les corrélations du champ magnétique

$$(I.26) \quad \langle \hat{b}_{ij} \rangle \delta(\vec{k} + \vec{k}') = \langle \hat{b}_i(\vec{k}) \hat{b}_j(\vec{k}') \rangle \\ = \left| \frac{i \text{Rm}}{k^2} \vec{k} \cdot \vec{B} \right|^2 \phi_{ij} = \frac{-\text{Rm} \cos^2 \theta}{k^2} B^2 \phi_{ij}$$

On en déduit

$$(I.27) \quad \langle \hat{b}_{33} \rangle = -\frac{\text{Rm}}{2 k^2} B^2 \sin 2 \theta \phi^2$$

La mesure de $\hat{\vec{b}}$ peut donc être une manière d'évaluer ϕ^2 . Toutefois, elle est plus difficile car le facteur k^{-2} entre ϕ_{ij} et \hat{b}_{ij} nécessite une meilleure définition en fréquence. Cette voie nécessite la mise au point d'un capteur magnétique suffisamment sensible et ponctuel. La magnétodiode (cf. Annexe I) pouvant être le capteur satisfaisant.

Pour une définition complète des propriétés statistiques de cette turbulence, il faudrait accéder au terme ϕ^1 du tenseur spectral. Cette fonction scalaire intervient en facteur de $e_i^1 e_j^1$ dans l'équation (I.21). Toute mesure de ϕ^1 implique donc d'accéder aux corrélations de vitesse u_1, u_2 dans le plan P . Ces mesures n'ont pas été abordées ici car elles nécessitent du point de vue expérimental l'utilisation de sondes croisées, difficiles à mettre en oeuvre du fait de vibrations mécaniques (cf. chapitre II). Nous réservons cette étude pour des travaux ultérieurs.

I.3. APPROCHE EXPERIMENTALE

L'aspect propre au traitement du signal sera développé au chapitre III. Nous nous bornerons à décrire dans ce paragraphe les principes d'établissement des spectres et interspectres (Tableau A).

La voie que nous avons choisie consiste à calculer la transformée de Fourier directe du signal, c'est-à-dire faire une moyenne de son module dans le cas d'un spectre unidirectionnel ou de faire une moyenne des interspectres instantanés dans le cas de deux signaux. Les fonctions d'auto- ou d'intercorrélations sont calculées par transformée de Fourier inverse des auto- ou interspectres moyennés.

$$\begin{aligned} \text{On a donc : } u(r) &\stackrel{\pm}{\rightleftharpoons} \hat{u}(f) \\ u(r) u(r + \tau) &\stackrel{\pm}{\rightleftharpoons} \hat{u}(f) \hat{u}(f)^* \\ \langle u(t) u(t + \tau) \rangle &\stackrel{\pm}{\rightleftharpoons} \langle \hat{u}(f) \hat{u}(f)^* \rangle \end{aligned}$$

τ : décalage de temps

f : fréquence.

Tous les calculs sont faits en admettant l'hypothèse de Taylor.

L'évaluation de ϕ_{33} nécessite la mesure de la corrélation de vitesse verticale (parallèle au champ B). Cette corrélation est axisymétrique, comme nous l'avons souligné plus haut. En coordonnées cylindriques, elle ne s'exprime qu'en fonction de r_{\perp} et $r_{//}$ (cf. figure 6). Soit les points M_1 et M_2 dans un repère cylindrique.

Alors :

$$(I.28) \quad \phi^2 \sin^2 \theta = \iiint \langle u_{//}(\vec{x}_0) u_{//}(\vec{x}_0 + \vec{r}) \rangle e^{-i \vec{k} \cdot \vec{r}} d^3r$$

La turbulence étant homogène, nous pouvons prendre l'origine du repère en \vec{x}_0 . Deux sondes placées en M_1 et M_2 collectent la fluctuation de vitesse $u_{//}$ selon z .

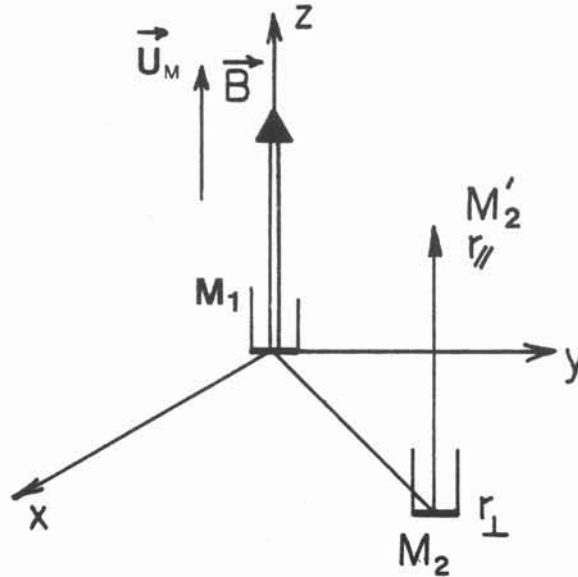


Fig. 6 - Disposition expérimentale des sondes à film chaud

Le décalage en $r_{//}$ est représenté par le décalage temporel des signaux collectés s_1 et s_2 aux points M_1 et M_2

Soit : $r_{//} = U_M \tau$

\vec{U}_M = vitesse moyenne de l'écoulement, parallèle à \vec{B} dans notre cas.

L'équation (I.28) se réécrit :

$$(I.29) \phi^2 \sin^2 \theta = \iiint \langle u_{//}(\vec{0}) u_{//}(\vec{r}_{\perp} + \vec{U}_M \tau) \rangle e^{-i\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{r}_{\perp}} e^{-i\vec{k}_{//} \cdot \vec{U}_M \tau} U_M r_{\perp} dr_{\perp} d\theta d\tau$$

L'intégration selon τ représente la première étape du calcul. Elle correspond à l'interspectre moyenné des deux signaux de vitesse. Celui-ci est obtenu pour différents écartements r_{\perp} des sondes (n écartements avec un pas Δr_{\perp}).

Les deux intégrations suivantes correspondent à une transformée de Fourier Bessel, ou encore transformée de Hanckel, souvent utilisée en optique.

$$(I.30) \quad \phi^2 \sin^2 \theta = \iiint \langle u_{//}(\vec{0}) u_{//}(\vec{r}_{\perp} + \vec{u}_M \tau) \rangle J_0(k_{\perp} r_{\perp}) 2\pi r_{\perp} e^{-i \vec{k}_{//} \cdot \vec{u}_M \tau} U_M dr_{\perp} d\tau$$

J_0 : fonction de Bessel d'ordre 0.

Nous pouvons donc calculer par cette manière la fonction scalaire ϕ_2 . Toutefois, les spectres que nous mesurons ont une pente très forte (en k^{-3}). L'énergie est confinée dans une bande étroite et la précision du calcul basé sur l'équation (I.30) n'est pas excellente.

Pour pouvoir évaluer l'anisotropie de la turbulence, nous avons préféré calculer un spectre bidimensionnel \mathcal{Y}_2 tel que :

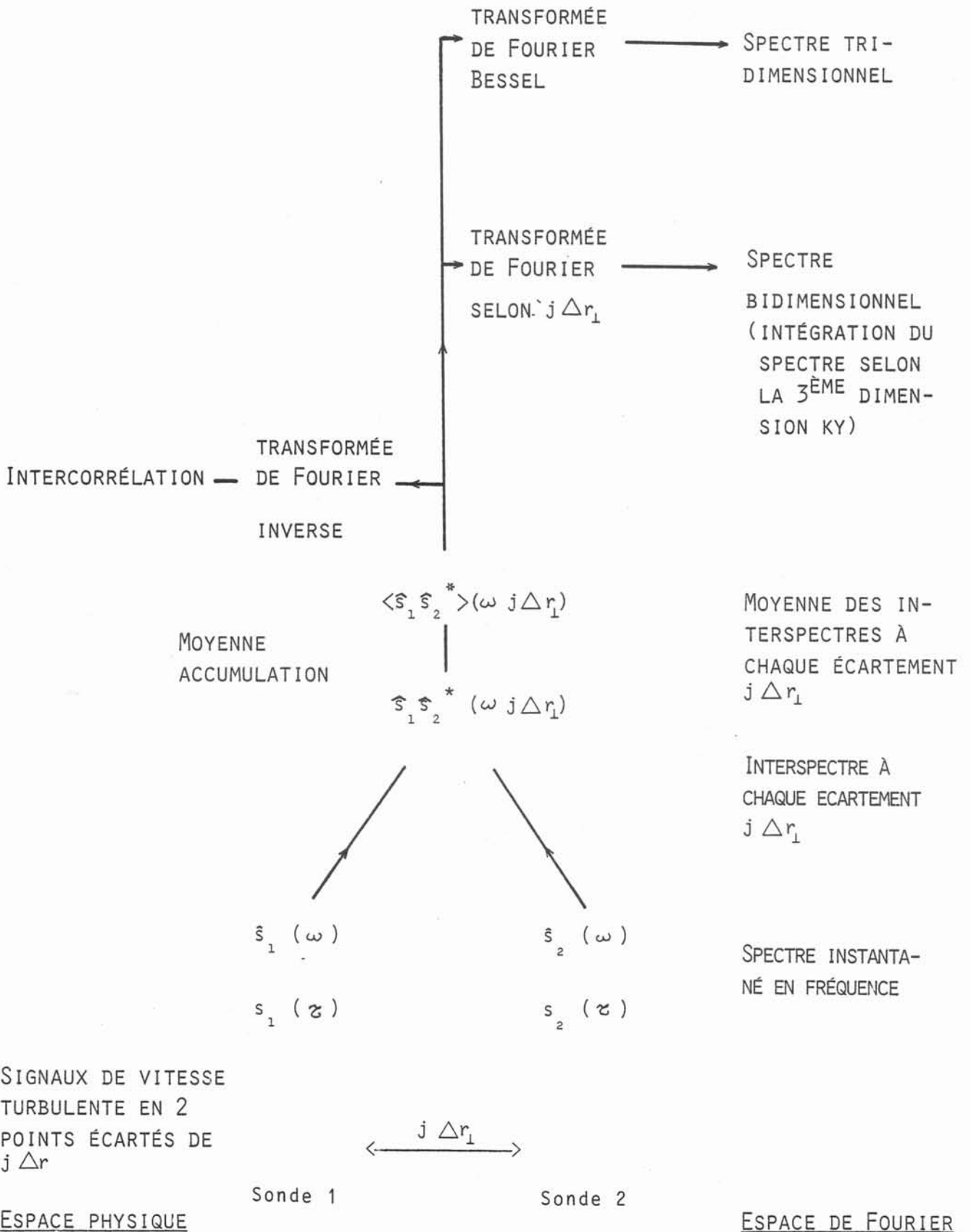
$$(I.31) \quad \mathcal{Y}_2 = \iiint \langle u_{//}(\vec{0}) u_{//}(\vec{r}_{\perp} + \vec{u}_M \tau) \rangle e^{-i(\vec{k}_{\perp} \vec{r}_{\perp} + \vec{k}_{//} \vec{u}_M \tau)} U_M dr_{\perp} d\tau$$

\mathcal{Y}_2 correspond à l'intégration de (I.28) dans un repère cartésien. Si nous appelons k_x , k_y et k_z les composantes du vecteur d'onde dans ce repère (cf. figure 4), alors :

$$(I.32) \quad \mathcal{Y}_2 = \int \phi^2 \sin^2 \theta dk_y$$

Les résultats que nous présenterons correspondent à l'équation (I.32). Ce n'est qu'une première approche de la caractérisation de l'anisotropie de la turbulence.

TABLEAU A ORGANIGRAMME DU TRAITEMENT DU SIGNAL



BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE I

- |1| R. MOREAU. "Contribution à l'étude des écoulements hydromagnétiques".
Thèse d'Etat, Faculté des Sciences de Grenoble 1967.

- |2| ALEMANY, MOREAU, SULEM, FRISCH. "Influence of an External Magnetic
Field on homogeneous M.H.D. turbulence". Journal de Mécanique. Vol. 18
n° 2, 1979.

- |3| CRAYA. "Contribution à l'analyse de la turbulence associée à des
vitesses moyennes". Thèse d'Etat.
Publié également aux Publications scientifiques et techniques du Mi-
nistère de l'Air, (1958).

- |4| BATCHELOR H.K., MELB M. Sc. "The theory of axisymmetric turbulence".
Proc. Roy. Soc. A, Vol. 186, pages 840 à 502. 1946.

- |5| CHANDRASEKHAR . "The theory of axisymmetric turbulence". Phil. Trans.
A, Vol. 242, page 577 (Septembre 1950).

- |6| HERRING J.R. "Approach of axisymmetric turbulence to isotropy". The
Physics of Fluids, Vol. 17, n° 5, May 1974.

- |7| LESIEUR M. Communication privée.

C H A P I T R E II

L'INSTALLATION EXPERIMENTALE

II.1. DESCRIPTION DE L'INSTALLATION EXPERIMENTALE UTILISEE

L'installation expérimentale utilisée (figure 1) est celle décrite par ALEMANY [1]. Elle est constituée d'un réservoir vertical en acier inoxydable (diamètre : 20 cm - hauteur : 2,5 m) contenant du mercure, placé à l'intérieur d'un solénoïde délivrant un champ magnétique constant d'intensité maximale égale à 4020 Gauss continuellement réglable. Ce solénoïde est formé d'un empilement de galettes interchangeables.

Cette disposition ne nécessite ainsi qu'un démontage partiel de l'installation en cas d'incident survenant au circuit électrique. L'homogénéité spatiale du champ magnétique est de l'ordre de 10^{-3} au centre du réservoir.

La configuration de notre dispositif n'est pas celle fréquemment rencontrée dans les études de turbulence en soufflerie. Son principe est le suivant : le fluide est immobile dans le repère du laboratoire tandis qu'une grille descendant à vitesse constante, U_M , dans le réservoir, génère la turbulence. Une cage de mesure solidaire de la grille permet de disposer des sondes de mesures de vitesses à une distance réglable, Δz , de celle-ci. La turbulence engendrée peut alors être également étudiée en fonction de son temps d'existence : $t = \frac{\Delta z}{U_M}$.

La cage de mesure fait partie d'un ensemble mobile rigide formé de trois tiges et d'un lest. Une chaîne plate assure la transmission entre le lest et le moteur commandant la descente de l'équipage de mesure. Le moteur, régulé en vitesse avec une précision de l'ordre de un pour cent, est asservi par une dynamo tachymétrique dont le signal est comparé à la consigne correspondant à la vitesse de descente, U_M , souhaitée. La chaîne est spécialement

étudiée pour ne pas transmettre de vibrations longitudinales résultant du passage des maillons sur l'engrenage soutenant l'ensemble.

L'installation décrite ci-dessus présente plusieurs avantages par rapport aux boucles à mercure classiques :

- le mercure au repos présente ainsi une surface minimum (la surface libre) soumise à oxydation, et toute inclusion est naturellement décantée vers la surface libre.

- la turbulence engendrée n'est pas affectée par les couches limites pariétales qui perturbent les mesures dans les écoulements en conduite. Les conditions d'homogénéité sont ainsi bien satisfaites.

- la vitesse est très facilement réglable dans une large gamme, l'éta-
lonnage des sondes à film chaud peut ainsi être fait in situ, et souvent re-
nouvelable en fonction d'une dérive des sondes assez fréquente.

Il est aisé d'émerger les sondes à film chaud et de procéder ainsi à leur nettoyage.

Cette installation présente par contre plusieurs inconvénients dont le plus aigu est l'existence de vibrations mécaniques, produites par les battements de la chaîne de suspension de l'ensemble, qui perturbent les mesures de turbulence à basse énergie. La longueur de la chaîne variant de 0,50 m à 2,50 m au cours de la descente, la fréquence des vibrations enregistrées se situe dans une gamme correspondant à cet allongement. L'erreur induite par ces vibrations sur les mesures de vitesse étant de l'ordre de 1 mm/s, leur élimination a justifié la mise en oeuvre des techniques de filtrage décrites au chapitre III.

Il faut veiller à ce que l'acquisition des signaux soit postérieure à la pénétration des sondes dans la zone turbulente. Compte tenu de la course de l'équipage mobile (1,70 m) et de la hauteur de la cage de mesure (0,40 m), cela laisse une longueur utile d'environ 1,30 m. La portion utile de la des-

cente est donc relativement courte, ce qui nécessite un grand nombre de courses successives de l'équipage mobile pour obtenir une bonne définition statistique de l'écoulement. L'allongement des échelles, engendré par le champ magnétique rend encore plus aigu cet inconvénient. Les conditions expérimentales aux champs forts ont ainsi nécessité un minimum de seize séquences-types pour un seul point de mesure. Une séquence-type dure environ 3 mn, elle comprend : une descente de l'équipage mobile, sa remontée et une attente d'environ 2 mn pour que tout mouvement soit calmé au sein du mercure. On aboutit donc à un temps global de l'ordre de 50 mn.

Quoique amoindri, le salissement des sondes demeure un problème. Une couche noirâtre d'oxyde apparaît en quelques heures de fonctionnement sur les superstructures de la cage de mesure sortant à l'air libre (cf. figure 3). Quelques inclusions peuvent donc arriver sur les sondes et s'y coller. En particulier, les sondes proches des parois se salissent très rapidement.

Ce salissement par le mercure, rencontré par tout expérimentateur (HOFF [2], ROSANT [3], LYKODIS [4], SAJBEN M. [5], MALCOLM [6]) a pour effet de réduire, de manière aléatoire, les transferts thermiques. Dans l'installation expérimentale précédemment décrite, cet effet est modifié par la montée en pression que subit la sonde lors d'une course de l'équipage mobile [1]. En effet, les impuretés sont progressivement plaquées contre l'élément sensible, améliorant les échanges thermiques avec le mercure, créant ainsi une rampe linéaire de tension en réponse sur l'anémomètre. Ce phénomène peut être amoindri en nettoyant très souvent la surface libre du mercure, où s'accumule les impuretés (qui est, de plus, souvent recouverte d'une pellicule d'oxyde), ainsi que les sondes. Pour nettoyer celles-ci, nous avons utilisé une bombe à fréon qui donne des résultats excellents et qui présente moins de risques que le pinceau (adopté par beaucoup d'expérimentateurs) toujours susceptible de détériorer la légère couche de quartz qui recouvre l'élément sensible des sondes.

Enfin, pour que l'équilibre thermique de l'installation soit atteint, condition nécessaire à la collecte de bonnes mesures, il faut une durée moyenne de cinq heures.

II.2. LA CHAÎNE DE MESURE

La vibration de l'équipage mobile qui perturbe les mesures au film chaud, est heureusement décorrélée du signal. Elle a nécessité l'emploi d'une sonde supplémentaire, placée devant la grille et près de la paroi du cylindre (cf. figure 3), destinée à enregistrer le signal de vibration seul. Un traitement numérique approprié (cf. chapitre III) permet de corriger les fluctuations de vitesse dues aux vibrations. Les mesures en un point nécessitent donc l'utilisation de deux sondes tandis que les mesures en deux points (corrélations transversales par exemple) nécessitent l'utilisation de trois sondes. Les chaînes anémométriques pour chacune d'elles sont identiques (figures 2 et 4). Elles comprennent :

les anémomètres de marque Thermosystem. Ils sont reliés aux sondes par des câbles blindés de quinze mètres de long, ceci étant un lourd handicap pour la réponse en fréquence. Cette fréquence atteint toutefois 1000 hz pour les sondes de type cylindrique (TSI 1260 Hg) que nous avons utilisées. Cette plage est tout à fait suffisante pour l'étude de notre phénomène, les échelles les plus petites correspondant à 400 hz.

les potentiomètres de contre-tension, conçus et réalisés dans notre institut. Ces appareils permettent d'annuler le pas de tension d'au moins 0,5 Volts donné en sortie d'anémomètre au démarrage de l'équipage mobile. On évite ainsi la relaxation des filtres passe-bande qui aurait fortement diminué la partie du signal utile. Avant démarrage, ces appareils délivrent donc une tension nulle, après celui-ci une temporisation est déclenchée permettant d'appliquer la contre-tension désirée lorsque l'équipage mobile a atteint sa vitesse permanente. Le réglage de cette contre-tension doit être répété assez souvent lorsque l'installation n'a pas atteint son équilibre thermique.

les filtres de marque KROHN-HITE. Le filtrage passe haut permet d'annuler la rampe linéaire de tension lors d'une course de l'équipage mobile due au salissement inévitable des sondes au bout d'un certain temps. Le filtrage passe bas, inférieur à la moitié de la fréquence d'échantillonnage, est tout aussi nécessaire pour éviter l'effet de recouvrement en fréquence (cf. chapitre III).

Les amplificateurs Ectron. Ils sont utilisés pour avoir une bonne dynamique d'entrée sur le convertisseur analogique digital Preston. Celui-ci permet l'acquisition des signaux par l'intermédiaire des amplificateurs de ligne entre ± 10 Volts sur 32 000 points.

L'acquisition est faite sur ordinateur Norsk 100, piloté par une console graphique placée au voisinage de l'installation expérimentale. Le traitement du signal utilise ce même ordinateur.

II.3. LE SUPPORT DE SONDE

L'étude des corrélations dans la direction perpendiculaire au champ magnétique a nécessité la conception, la réalisation et la mise au point d'un dispositif permettant d'écarter deux sondes avec une grande précision tout en maintenant celles-ci immergées dans le mercure pour éviter leur salissement éventuel à la traversée de la surface libre. Le chariot support de sonde (figures 5 et 6), réalisé par J.P. CORNE, permet d'écarter les deux sondes avec un pas de 0,2 mm et une précision de l'ordre de 0,05 mm. C'est le réglage du premier écartement qui est le plus critique car il nécessite de rattraper tous les jeux mécaniques du chariot (engrenages, vis, ... etc). Une lunette graduée au 1/20ème de mm permet de vérifier la précision du réglage de ce premier pas de mesure.

II.4. LES SONDES A FILM CHAUD

Les sondes à film chaud utilisées (cf. figure 7) sont de type cylindrique et de marque thermosystem. Leurs caractéristiques sont données tableau B. Ces capteurs, utilisés par la plupart des expérimentateurs en tur-

bulence dans le monde, ont une très bonne résolution spatiale et temporelle du fait de leurs dimensions très réduites. Ils présentent cependant des défauts qui sont mal connus. Utilisé pour des mesures de vitesse dans du mercure ou tout autre métal, le film chaud produit un filtrage en fréquence, mis en lumière par MALCOLM [7], qui est dû à la couche limite thermique se développant au voisinage de l'élément surchauffé. Le signal turbulent est atténué aux hautes fréquences, ainsi que déphasé. Dans le tableau B sont consignées les fréquences correspondant à diverses vitesses moyennes U_M et coefficients d'amortissement selon les travaux de MALCOLM. Sur la figure 8, qui représente un spectre d'énergie en présence de champ, nous avons reporté les corrections de pente déduites du tableau B. On peut constater que l'effet de filtre thermique est négligeable dans cette zone du spectre où la pente est très forte (-5 pour (a)). La modification est plus visible sur la figure 9, qui correspond à un spectre d'énergie en l'absence de champ. Le cas échéant, il est toujours possible de corriger le spectre obtenu connaissant la fonction de transfert de la sonde, mais pour notre étude, nous avons choisi de négliger ces effets thermiques, considérant qu'il ne sont pas prépondérants, même à des vitesses moyennes faibles (5 cm/s pour les figures 2 et 9). En outre, il faut remarquer que le déphasage en réponse de la sonde n'influence pas nos résultats puisque dans le calcul des interspectres $\langle S_1 S_2^* \rangle$ (cf. chapitres I et III), ils doivent naturellement se compenser, sauf si les sondes sont salées par les oxydes de mercure de manière différente, auquel cas elles n'auront plus une fonction de réponse identique.

Par ailleurs, la dimension pourtant réduite des sondes produit un filtrage spatial bien décrit par UBEROI [8] et WYNGAARD [9]. Nous inspirant de ce travail, nous avons comparé le filtrage engendré par une sonde cylindrique dont l'élément sensible est assimilé à un segment de droite, et celui d'une sonde conique dont l'élément sensible est assimilé à une couronne. Les résultats de cette étude, figurant en annexe II, ont été soumis pour publication dans les comptes rendus à l'Académie des Sciences.

Référence TSI	Diamètre (mm)	Longueur de l'élément sensible (mm)
1210 - 20 Hg	0.05	1.
1210 - 60 Hg	0.15	2.
1260 Hg	0.025	0.5

- TABLEAU A - Caractéristiques géométriques des films chauds cylindriques utilisés.

VITESSE MOYENNE cm/s	COEFFICIENT D'ATTENUATION		
	10 %	18 %	43 %
5	11.25 Hz 2.25 cm ⁻¹	22.5 Hz 4.5 cm ⁻¹	56.5 Hz 11.3 cm ⁻¹
10	45 Hz 4.5 cm ⁻¹	90 Hz 9 cm ⁻¹	226 Hz 22.6 cm ⁻¹
20	182 Hz 9.1 cm ⁻¹	360 Hz 18 cm ⁻¹	904 Hz 45.2 cm ⁻¹

- TABLEAU B - Fréquence et nombre d'ondes correspondant à 10, 18 et 43 % d'atténuation du signal turbulent, à différentes vitesses moyennes.

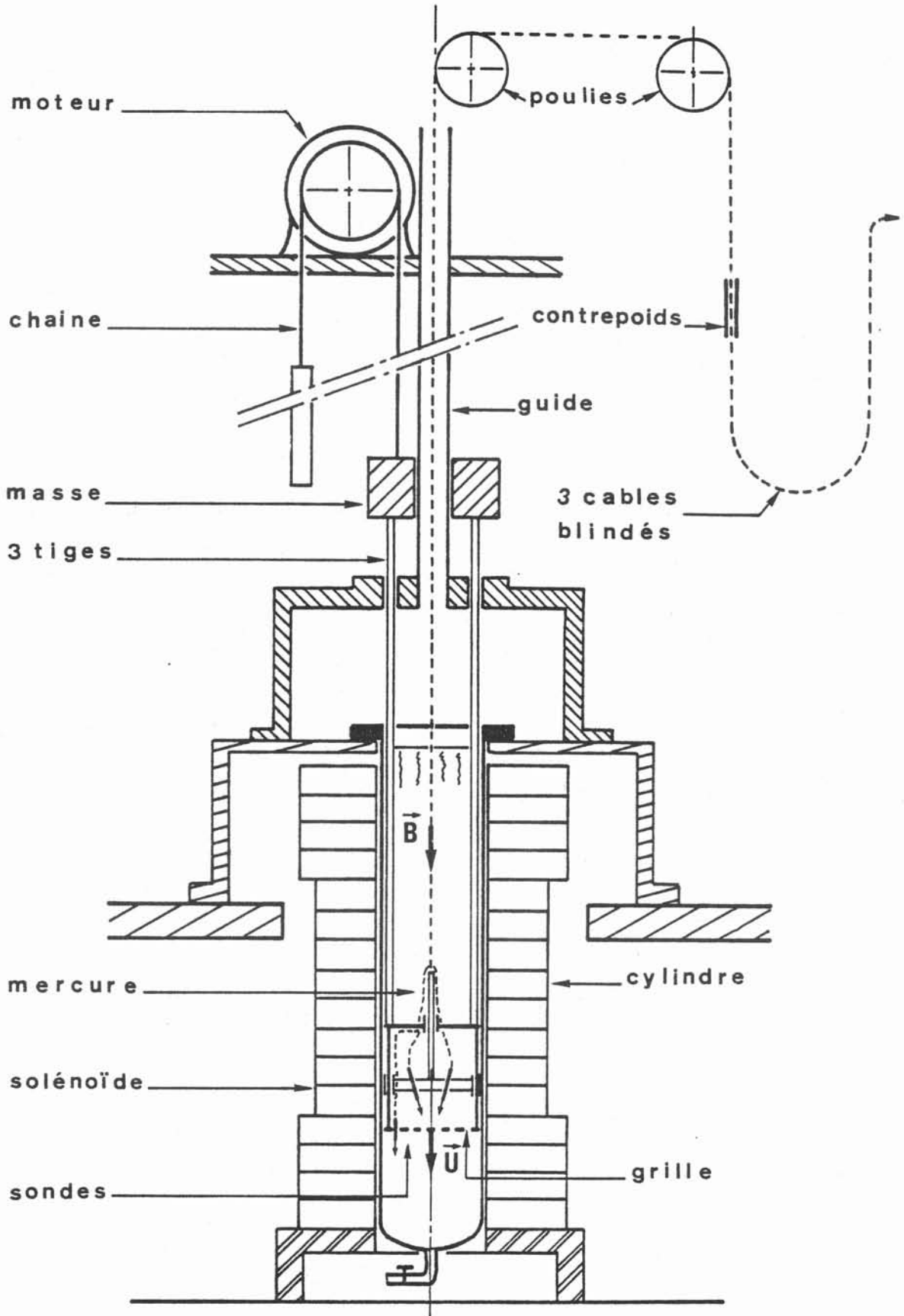


Fig.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

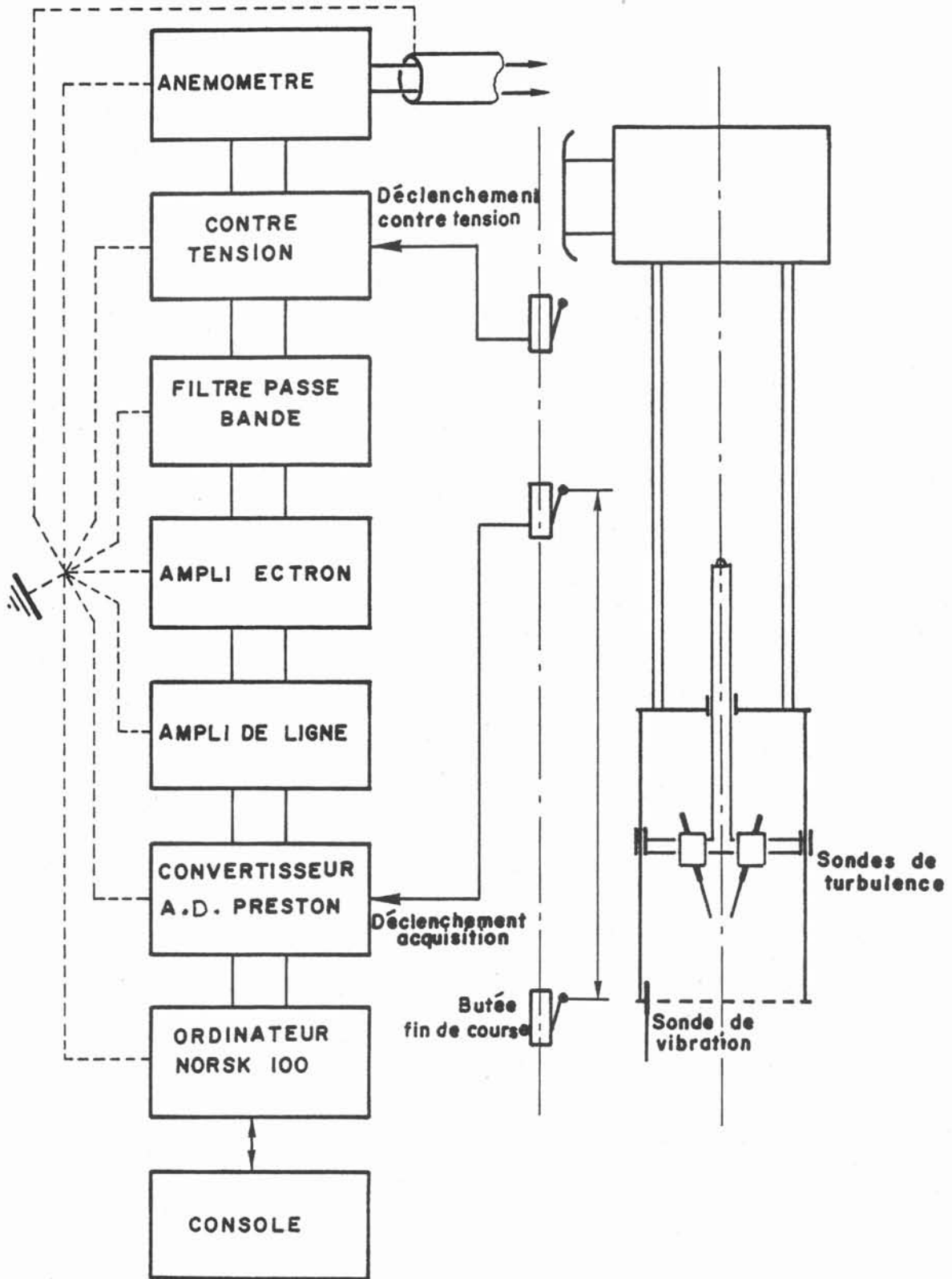


Fig.2 Chaîne de traitement du signal

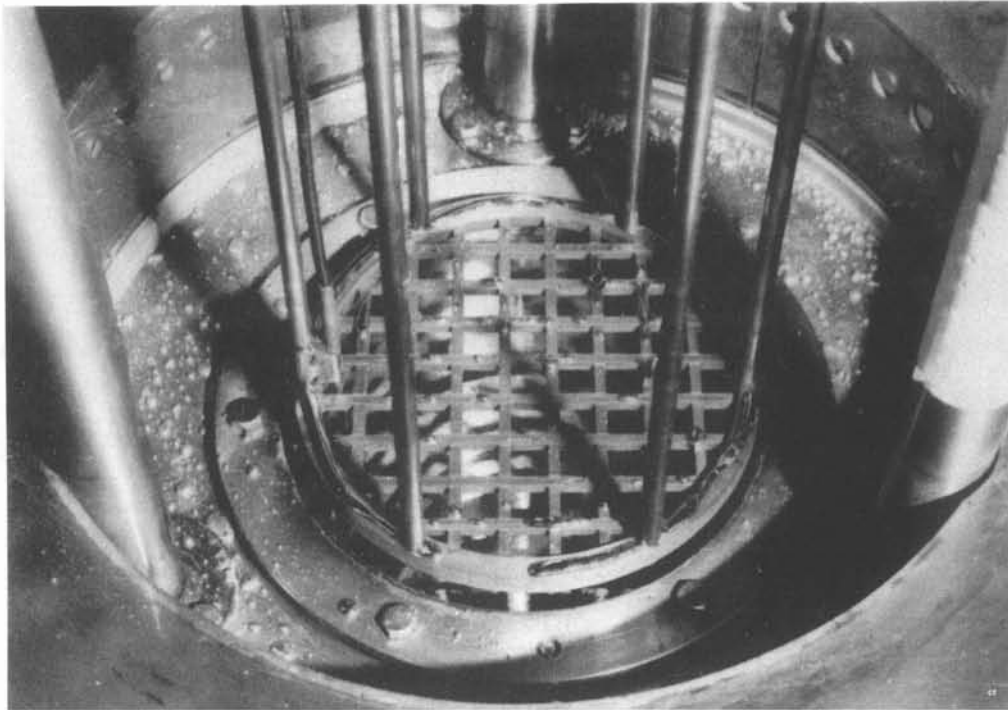


FIG. 3 - VUE DE LA GRILLE GENERATRICE DE TURBULENCE
(MAILLE = 2 cm) REMARQUER LA PEAU D'OXYDE SUR LA SURFACE LIBRE
-LA SONDE DE VIBRATION EST VISIBLE A GAUCHE-

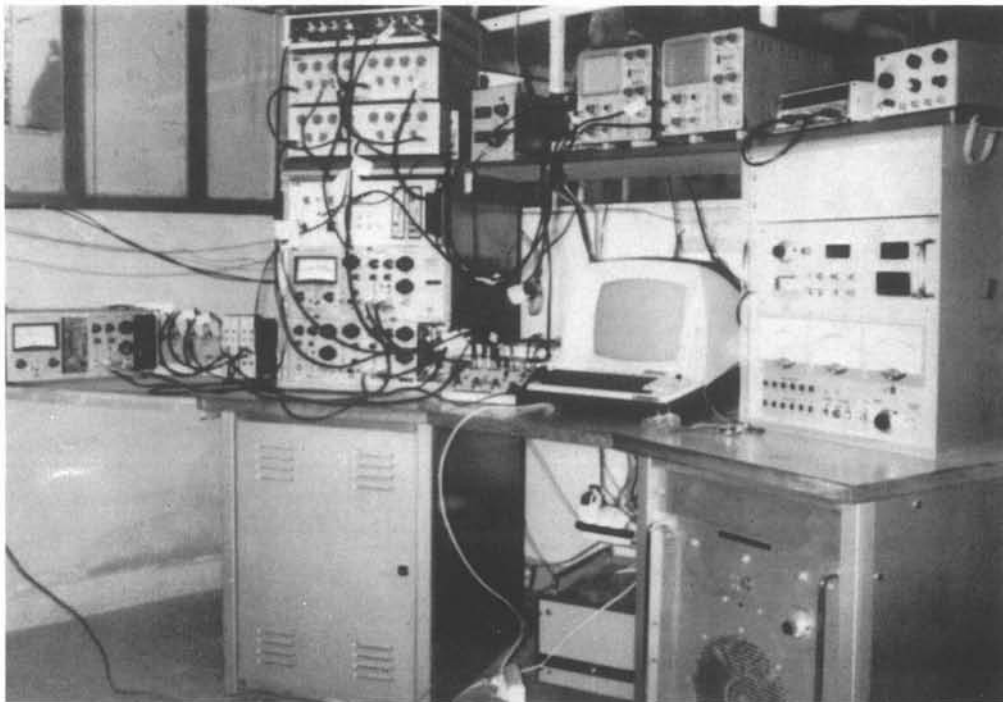


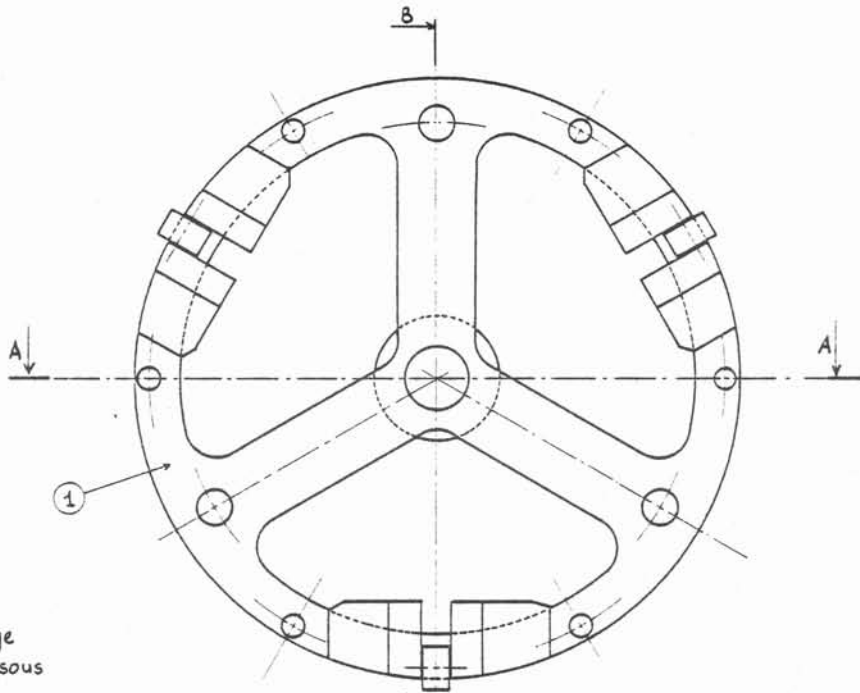
FIG. 4 - VUE DE LA SALLE DE MESURE

- À DROITE, LA CONSOLE D'ASSERVISSEMENT DE LA VITESSE DE DESCENTE,
AINSI QUE LA COMMANDE DU CHAMP MAGNÉTIQUE,
- À GAUCHE, L'ENSEMBLE DES APPAREILS DE MESURE

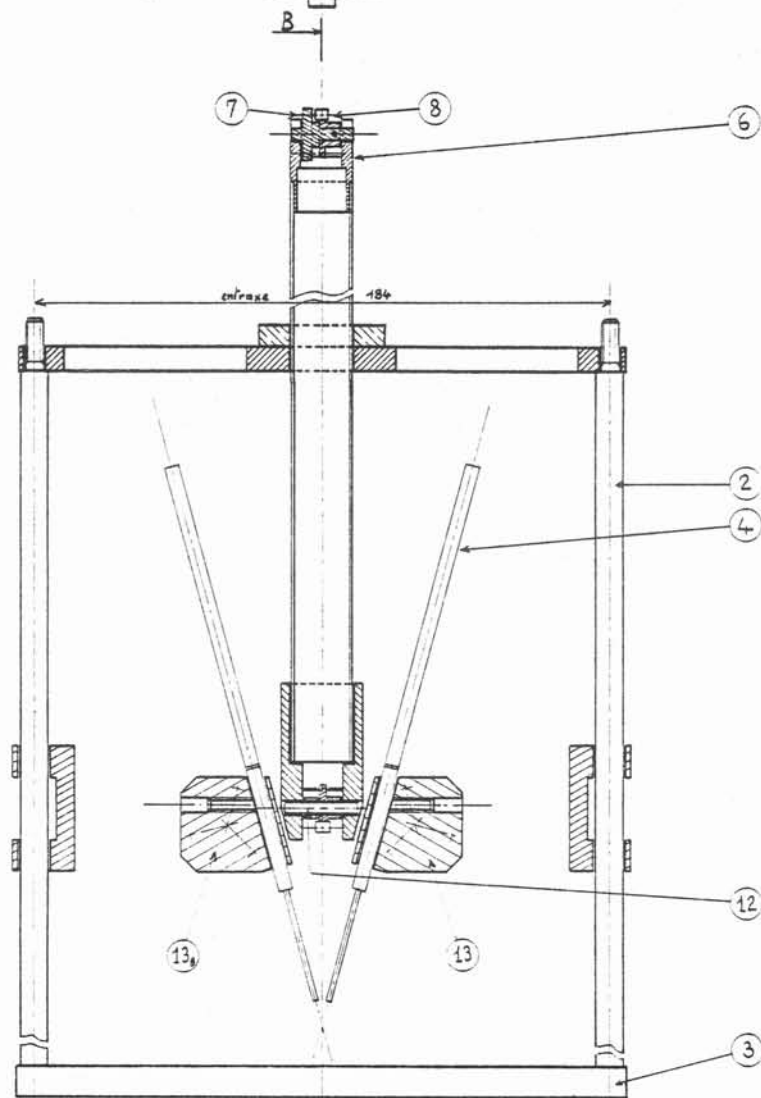
25	1	coulisseau gauche	Ertacétal	
24	1	coulisseau droit	Ertacétal	
23	1	pignon tendeur - axe	inox 18-8	Mic 10 d.
22	1	pignon récepteur	inox 18-8	Mic 10 d
21	6	ergots de guidage	NS 22 S	
20	1	barre de liaison	NS 22 S	
19	1	barre de guidage	NS 22 S	
18	1	vis gauche	NS 22 S	pas 0,5 à droite
17	1	vis droite	NS 22 S	pas 0,5 à gauche
16 _a	1	écrou et contre écrou gauche	Ertacétal	pas { int. 0,5 à droite ext. 1,00 à droite
16	1	écrou et contre écrou droit	Ertacétal	pas { int. 0,5 à gauche ext. 1,00 à gauche
15 _a	1	chariot gauche	Ertacétal	pas 1,00 à droite
15	1	chariot droit	Ertacétal	pas 1,00 à gauche
14 _a	1	support porte sonde gauche	NS 22 S	
14	1	support porte sonde droit	NS 22 S	
13 _a	1	porte sonde gauche	Ertacétal	
13	1	porte sonde droit	Ertacétal	
12	1	axe et entretoise	NS 22 S	
11	1	pignon de renvoi	inox 18-8	Mic 10 d.
10	1	support de chariots	NS 22 S	
9	1	chaîne	inox 18-8	Mic pas 3,74
8	1	pignon de commande	inox 18-8	Mic 10 d.
7	1	molette de réglage	NS 22 S	
6	1	chape	NS 22 S	
5	1	tube guide	NS 22 S	
4	2	sondes à film chaud		T.S.I
3	1	grille		
2	6	tiges porte grille	NS 22 S	
1	1	haut de cage	NS 22 S	
Rep.	Qté	Désignation	Matière	Observations

- I.M.G. - B. P. N° 53 - CENTRE DE TRI - 38041 GRENOBLE CEDEX - TÉL. 87-96-11

Vérifié par :	INSTITUT DE MECANIQUE	Dessiné par :	<u>J.P. COARNE</u>
Echelle : 1/1	CAGE de MESURE ensemble monté	Date : Septembre 81	
M.H.D		N° 00101	

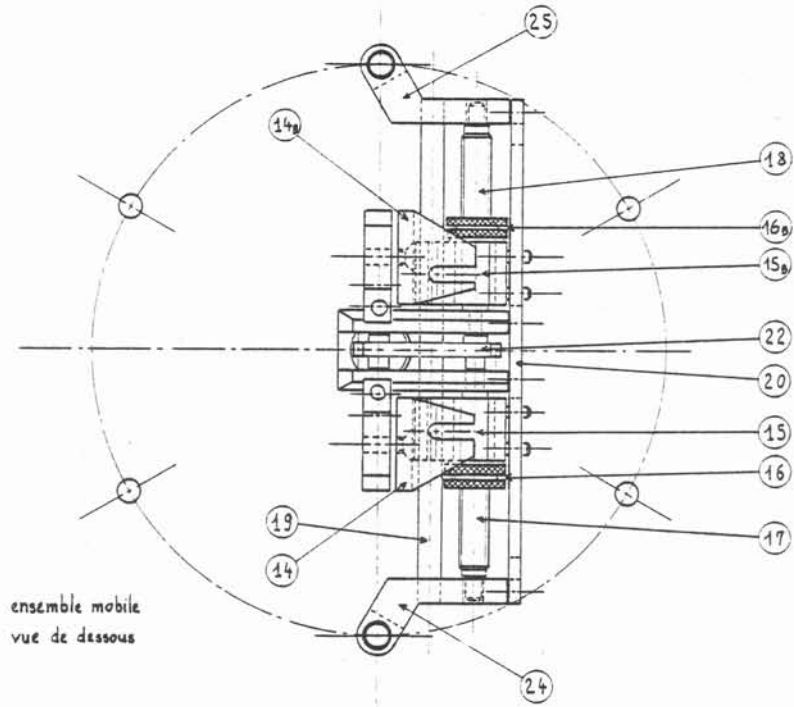


haut de cage
vue de dessous

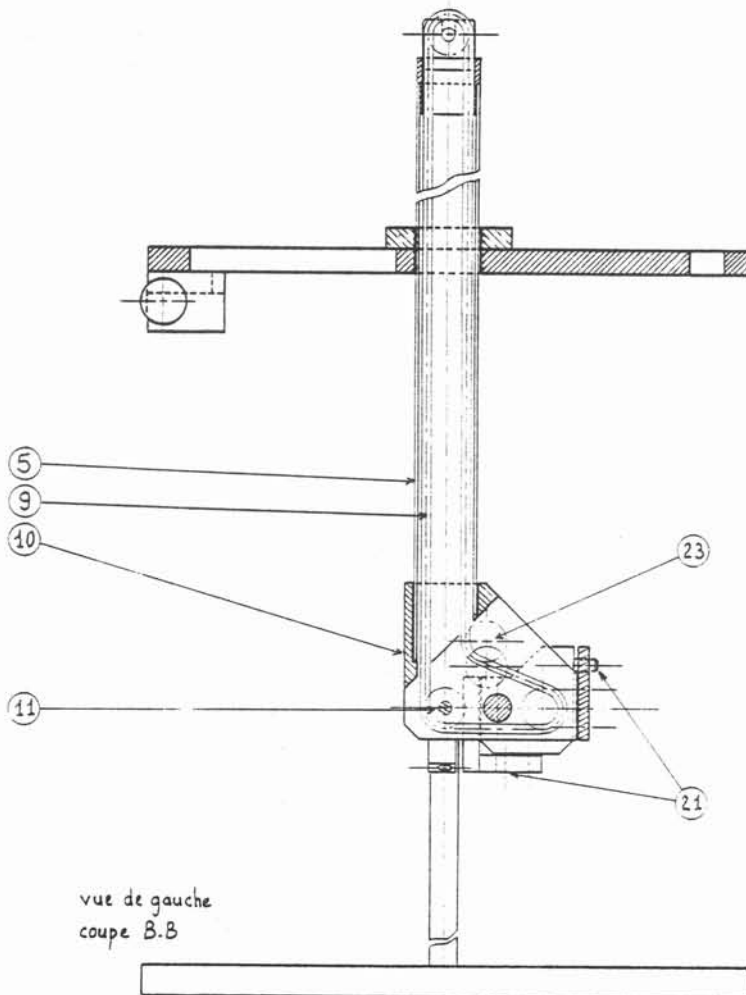


ensemble - vue de face
coupe A.A

Fig. 5 : Vue de la cage de mesure et de son mécanisme



ensemble mobile
vue de dessous



vue de gauche
coupe B.B

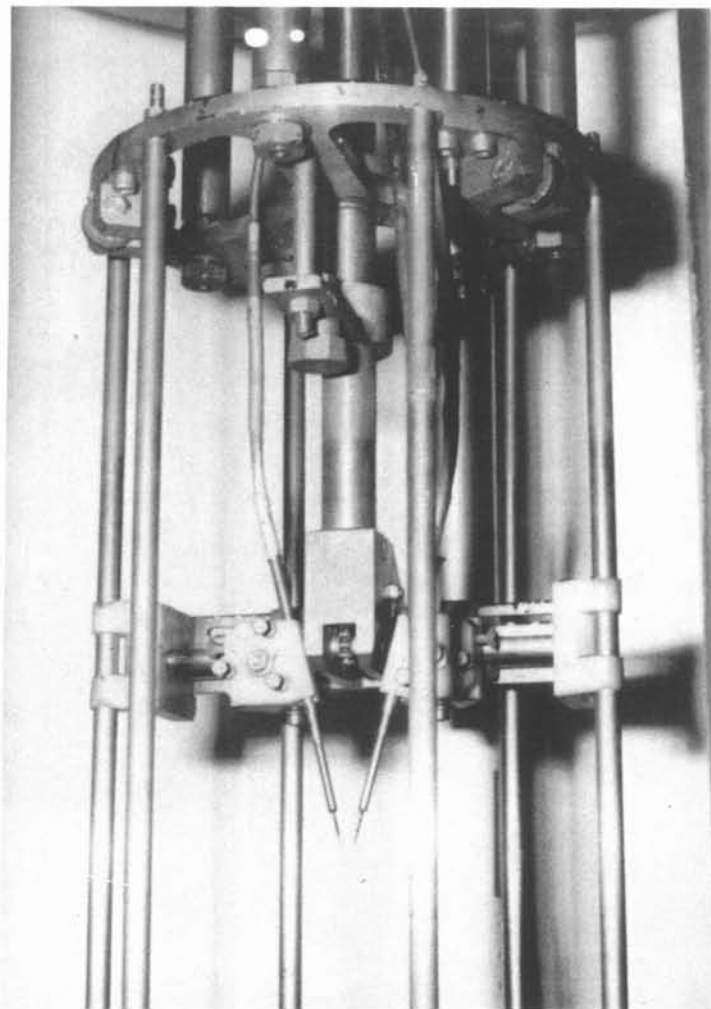


FIG. 6 - L'ENSEMBLE SUPPORT DE SONDE

-REMARQUER LES ROULETTES DISPOSÉES EN BOUT DE LA CAGE,
ÉVITANT LES VIBRATIONS LATÉRALES-

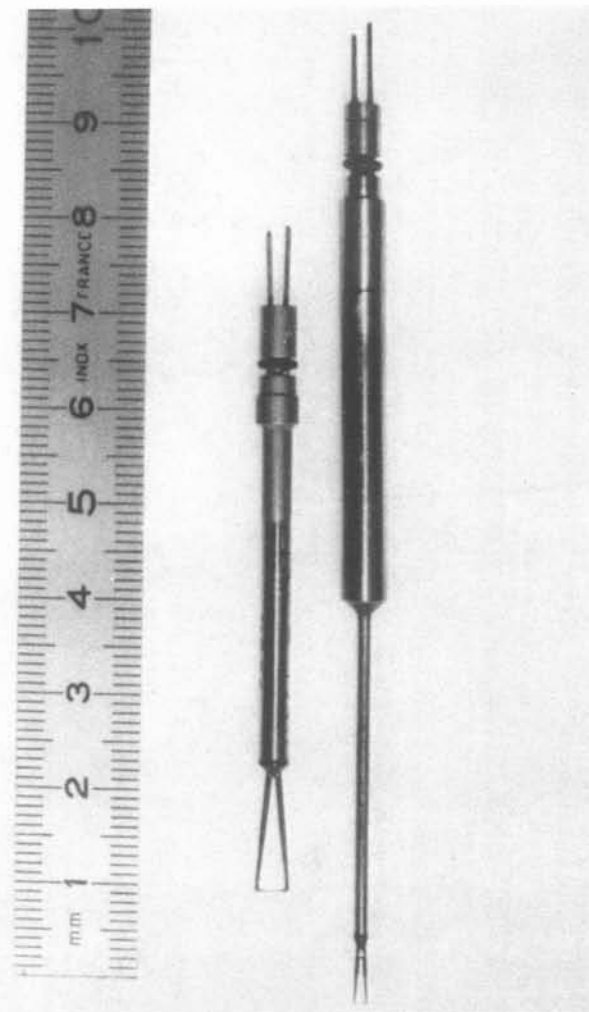


FIG. 7 - LES SONDES A FILM CHAUD TSI

- À GAUCHE, LA 1210-60 W (\emptyset 0,15 MM, PARTIE SENSIBLE = 2 MM)
- À DROITE, LA 1260-10 HG, (\emptyset = 0,025 MM, PARTIE SENSIBLE = 0,5 MM)

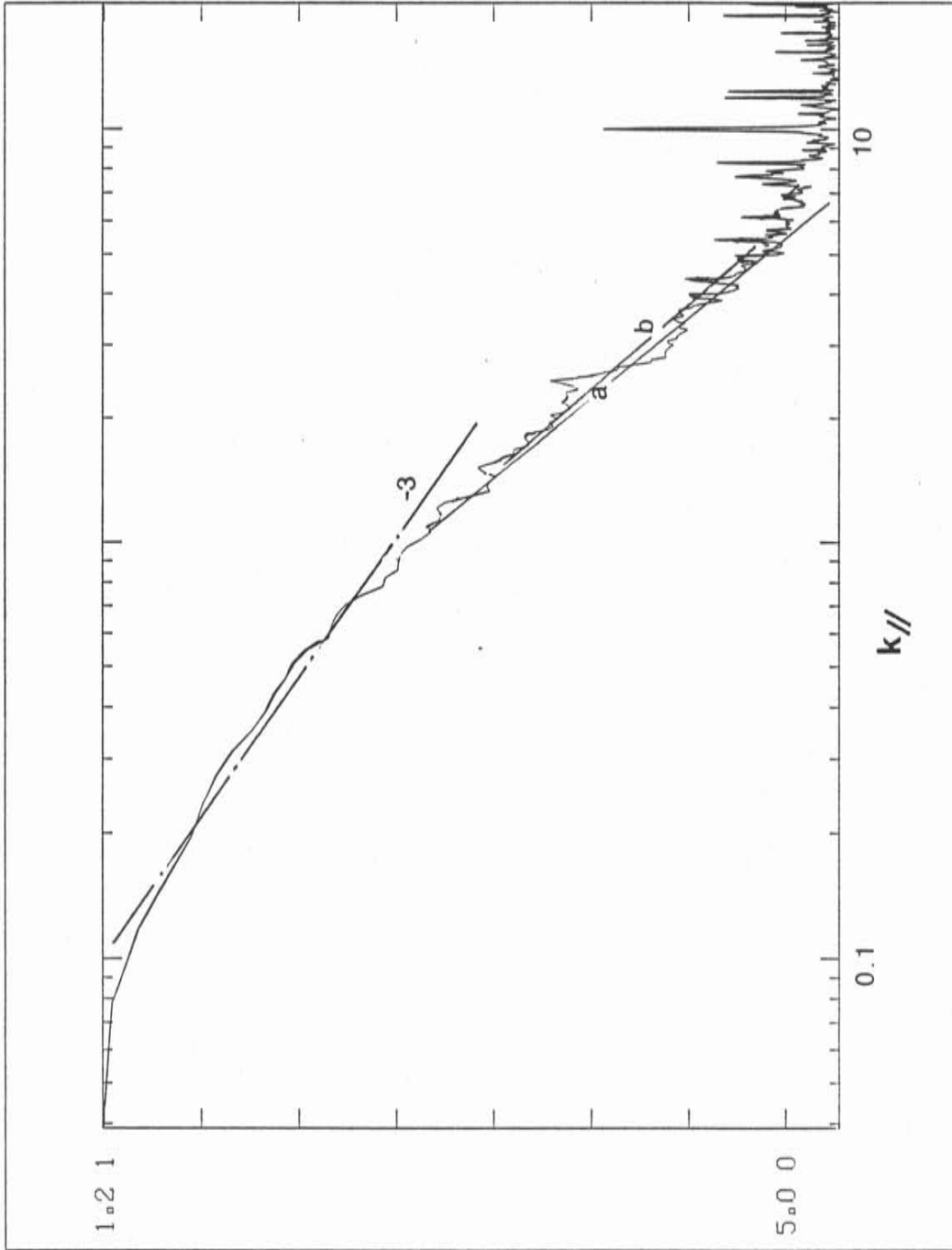


FIG. 8 : Autospectre

- 1 maille = 2 cm ; B = 4020 gauss ; $\Delta y = 16$ mailles $V_M = 5$ cm/s
un spectre en k^{-3} est installé entre 0.1 et 1 cm^{-1}

Correction de l'atténuation due à l'effet de couche limite thermique :
b correspond à la pente corrigée de a.

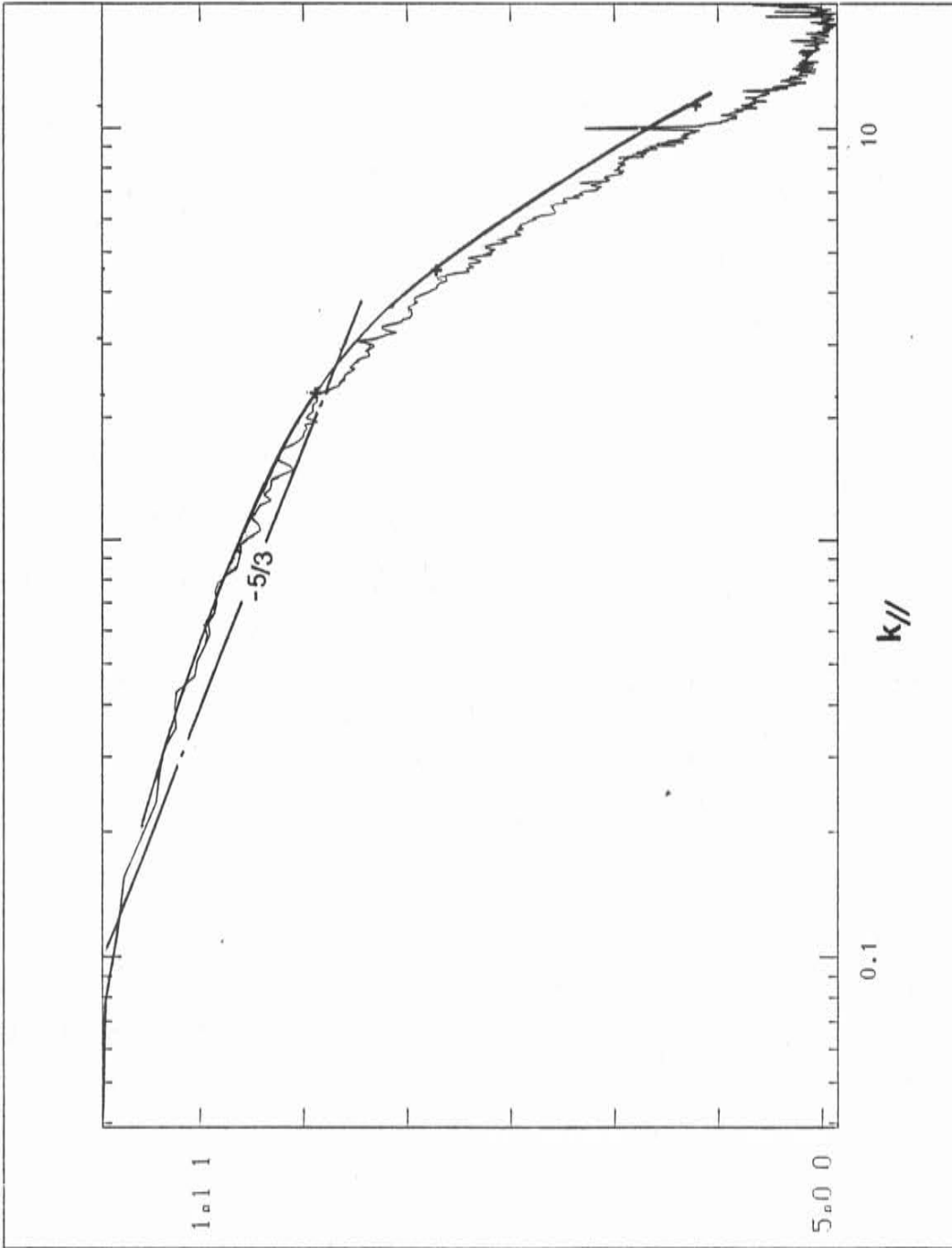


Fig. 9 : Autospectre - Maille = 2 cm ; $B = \Delta y = 17$ mailles ; $V_M = 5$ cm
Un spectre en $k^{-5/3}$ est installé entre 0.1 et $2 \text{ cm}^{-1} M$
La correction due au filtrage thermique est plus visible que pour la
figure 8, mais ne modifie pas notablement le spectre.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE II

- |1| ALEMANY A. "M.H.D. à l'échelle du laboratoire. Quelques résultats, quelques applications". Thèse d'Etat. Institut de Mécanique de Grenoble 1978.
- |2| HOFF M. "Hot film amenometry in liquid mercury". Instrument and Control Systems, Vol. 42, 1969.
- |3| ROSANT J.M. "Ecoulement hydromagnétique en conduite rectangulaire". Thèse de docteur ingénieur. Institut de Mécanique de Grenoble 1976.
- |4| LYKODIS P.S., DUNN P.F. "Magneto-fluid-mechanic heat transfer from hot film probes". J. Heat Mass Transfer. Vol. 16, pp. 1439-1452, 1973.
- |5| SAJBEN M. "Hot wires measurements in a liquid mercury jet subject to an axial magnetic field". S.C.D. Thesis Mass. Inst. Tech. 1964.
- |6| MALCOLM D.G. "Some aspects of turbulence in liquid mercury cylindrical quartz-insulated hot-film sensors". J. Fluid Mech., Vol. 37, part 4.
- |7| MALCOLM D.G., VERMA V. "Dynamic response of forced convective heat transfer from hot-films sensors to mercury". Part 2 Experiment. J. Fluid Mech. (1981), Vol. 112, pages 475-485.
- |8| UBEROI M.S. and KOVASZNAVY L.S. "On mapping and measurements of random fields". Journal of Applied Mathematics, Vol. x, n° 4, 1953.
- |9| WYNGAARD J.C. "Measurement of small scale turbulence structure with hot wires". Journal of scientific instruments (Journal of physics E), 1968, Series 2, Vol. 1.

C H A P I T R E I I I

LE TRAITEMENT DU SIGNAL

Nous décrivons dans ce chapitre les méthodes que nous avons choisies de manière à analyser le signal le plus correctement possible, en essayant de réduire le temps de calcul pour conserver au traitement un certain aspect temps réel, agréable à l'expérimentateur voulant vérifier ses résultats en cours d'acquisition.

Les contraintes propres à l'installation sont décrites au chapitre II, mais nous en rappelons ici quelques-unes. Son caractère discontinu fragmente le travail tout en augmentant le temps total de manipulation. En outre, la turbulence se situant aux basses fréquences, le nombre de spectres que l'on traite en une descente est assez faible (de huit à douze). Il faut donc compter une demi heure à une heure pour pouvoir faire une moyenne sur deux cents spectres. A partir des trois signaux, la correction nécessite la connaissance des trois autospectres et des trois interspectres. Le calcul direct de ces six fonctions aurait pris trop de temps (20 à 40 mn chacune). C'est pourquoi nous avons utilisé des techniques de transformée de Fourier rapide.

III.1. ACQUISITION

L'acquisition est faite par l'intermédiaire du convertisseur analogique digital PRESTON sur un ordinateur NORISK 100. Les signaux sont acquis en scrutant successivement chaque voie, ce qui produit un retard entre eux

qui doit être compensé au traitement. Que ce soit pour le calcul des spectres monodimensionnels ou à deux dimensions, il faut gérer le nombre de descentes et les reconnaître. Par exemple, pour les spectres bidimensionnels les signaux sont stockés dans un fichier tampon (écrasé à chaque nouvelle acquisition), ce qui permet à l'expérimentateur de préserver ou non cette descente dans un fichier général (ceci pour se prémunir contre d'éventuelles fausses manoeuvres). Un fichier de gestion des descentes permet de stocker le nombre de descentes par écartement de manière à pouvoir traiter en toute indépendance les signaux acquis. Le programme de traitement peut travailler en tâche de fond tandis que l'acquisition a priorité sur lui. Cela permet d'utiliser pleinement le calculateur entre deux descentes et donc de contrôler rapidement les résultats grâce à l'appel d'un programme de traçage.

La règle de Shannon impose de faire l'acquisition à une fréquence f_e égale au double de la fréquence maximale analysée f_a . Pour éviter tout problème de recouvrement, nous avons généralement échantillonné à $f_e = 2.2 f_a$, en effectuant un filtrage analogique à f_a .

III.2. LE TRAITEMENT

Nous nous sommes efforcés de faire une chaîne de traitement modulaire, de manière à pouvoir contrôler à chaque étape les résultats obtenus. Ceci permet de mettre au point les programmes successifs (d'éventuelles difficultés peuvent ainsi être décelées) avant d'intégrer toute cette chaîne en un seul programme.

Nous prendrons comme exemple le traitement des spectres bidimensionnels.

a) La transformée de Fourier

Nous avons pris comme programme de base l'algorithme de Cooley Tuckey de Harwell Lib. permettant de calculer la Transformée de Fourier Rapide en N points de tableaux complexes. Cet algorithme a comme argument d'entrée un tableau complexe. Le traitement de signaux réels n'utilise pas pleinement cet algorithme. Pour accélérer le traitement, nous avons utilisé l'artifice décrit dans [2] E. ORAN BRIGHAM. Cet artifice est indiqué en Annexe III pour mémoire, il permet de faire seulement :

$N (\log_2 N + 4)$ multiplication au lieu des :

$2 N \log_2 (2 N)$ qu'aurait exigé la méthode d'utilisation directe de la T.F.R. (Transformée de Fourier Rapide).

b) La fenêtre d'apodisation

L'emploi d'une fenêtre est nécessaire pour éviter l'apparition de lobes secondaires. En effet, prendre une portion de signal revient à multiplier le signal par un créneau. Celui-ci a une transformée de Fourier comportant des lobes secondaires non négligeables (cf. figure 1).

La transformée de Fourier d'une portion du signal correspondant au produit de convolution de la transformée de Fourier du signal par celle du créneau, le spectre résultant comportera également des lobes secondaires. Pour éviter cela, on utilise des fenêtres multiplicatives ayant des lobes secondaires plus petits que ceux d'un créneau. Cela élimine également un autre problème dû à la périodisation de la portion de signal. En effet, une discontinuité peut apparaître entre deux périodes consécutives. L'emploi d'une fenêtre lisse ces discontinuités, évitant d'introduire des fréquences parasites. Il faut cependant employer les fenêtres d'apodisation avec circonspection. Elles peuvent affecter les basses fréquences si la durée du signal est trop proche de la longueur d'onde la plus longue du phénomène. En particulier, la fenêtre introduit une longueur de corrélation artificielle dans le traitement. Celle-ci devra donc être bien supérieure aux échelles de temps les plus grandes dans le signal.

La fenêtre de Hanning est la plus utilisée, c'est pourquoi nous l'avons choisie dans un premier temps. Mais il n'est pas exclu d'en utiliser d'autres comme les fenêtres terminées à leur extrémité par un sinus (cf. figure 1) PIRSOL [3] qui affectent certainement beaucoup moins les basses fréquences.

c) Problème de la corrélation circulaire

La méthode de calcul de la corrélation que nous avons adoptée introduit une erreur systématique. En effet, le produit $\hat{S}_1 \hat{S}_2^*$ correspond en fait à la convolution de $S_1(t)$ et $S_2(-t)$ périodisés dans l'espace physique (cf. figure 2). Pour des décalages supérieurs à 1/5 de la longueur d'étude, cette erreur doit être prise en compte. Une méthode permettant d'éviter ce problème consiste à rajouter N zéros aux N valeurs de S_1 et de S_2 (cf. [3]). Les zéros élimineront les termes anormaux de la convolution. Il suffit alors de multiplier le nième terme de la corrélation par (N-n) pour reconstituer la vraie corrélation. Cette méthode a le désavantage d'allonger le temps de calcul de la transformée de Fourier de 2,2 lorsque $N = 1024$. C'est pourquoi nous avons choisi la première méthode plus rapide et suffisamment précise si on s'assure que la longueur de corrélation est au moins inférieure à $N/5$.

III.3. FILTRAGE DES VIBRATIONS MECANIQUES

a) Position du problème

Les vibrations induites par le battement de la chaîne (cf. chapitre II) modifient le spectre collecté par les sondes de turbulence de manière notable (cf. figure 3). La chaîne variant en longueur, ces vibrations ne sont pas pures. Elles perturbent le signal dans deux configurations : lorsque l'écartement des sondes est grand, leur part devient prépondérante dans l'intercorrélation, quand l'énergie turbulente est trop basse, c'est toute l'intercorrélation transversale qu'elles modifient.

A. ALEMANY, durant ses mesures, avait résolu le problème en soustrayant au signal de turbulence le signal de vibration collecté par une sonde placée devant la grille. Cette technique, efficace en elle-même, était très lourde d'utilisation car le salissement différentiel des deux sondes par les impuretés du mercure rendait rapidement la soustraction imprécise. Elle nécessitait donc des réglages et des nettoyages très fréquents. Dans notre cas cette technique est inutilisable car il est exclu d'envisager les mêmes réglages avec les trois sondes. Nous avons donc recherché une méthode automatique de correction ne nécessitant ni déplacement des sondes, ni réglage des amplificateurs. Notre choix s'est porté sur le filtrage de Wiener.

b) Le filtrage de Wiener

Cette technique est décrite dans VANTREES [4]. L'exposé que nous allons faire est très simplifié.

L'existence d'une solution au filtrage de Wiener n'est prouvée que pour des signaux ayant un spectre rationnel (existence d'un filtre "blanchissant"). Dans notre cas, les signaux turbulents ont un spectre moyenné en lois de puissance, tandis que les spectres de vibrations peuvent être modélisés par des fractions comportant des pôles.

La correction nécessite la connaissance de la fonction de transfert entre la vibration collectée par la sonde V placée devant la grille, et la vibration perçue sur les sondes S_i derrière la grille. Soient V le signal de vibration, s_1 et s_2 les signaux de turbulence pollués par V . On peut poser alors :

$$s_i = S_i + v_i + S_{Vi}$$

S_i représente la turbulence pure
 v_i la vibration sur la sonde i
et S_{Vi} la partie corrélée des deux signaux.

Celle-ci est généralement nulle car la vibration perçue par les sondes provient de leur support et non d'un mouvement au sein du mercure. S_{vj} pourrait être non nulle à de très courtes distances de la grille, là où la turbulence est encore influencée par les pulsations de celle-ci.

La méthode de correction est la suivante :

nous nommerons τ_i la fonction de transfert entre \hat{v}_i et \hat{V}

$$\text{alors } \hat{v}_i = \tau_i \hat{V} \quad i = 1 \text{ ou } 2$$

$$\text{d'autre part : } \hat{s}_i = \hat{S}_i + \hat{v}_i$$

on obtient, en multipliant par \hat{V}^* l'équation précédente

$$\hat{V}^* \hat{s}_i = \hat{V}^* \hat{S}_i + \hat{V}^* \hat{v}_i$$

soit en moyennant sur plusieurs réalisations :

$$\langle \hat{V}^* \hat{s}_i \rangle = \langle \hat{V}^* \hat{S}_i \rangle + \langle \hat{V}^* \hat{v}_i \rangle$$

le terme $\langle \hat{V}^* \hat{S}_i \rangle$ est en moyenne nul, on obtient donc :

$$\langle \hat{V}^* \hat{s}_i \rangle = \langle \hat{V}^* \hat{v}_i \rangle = \langle \hat{V}^* \tau_i \hat{V} \rangle = \tau_i \langle \hat{V}^* \hat{V} \rangle$$

soit :

$$\tau_i = \frac{\langle \hat{V} \hat{s}_i^* \rangle}{\langle \hat{V} \hat{V}^* \rangle}$$

qui est la fonction de transfert recherchée.

Dès lors :

$$\hat{s}_i \hat{s}_j^* = \hat{S}_i \hat{S}_j^* + \hat{S}_i \tau_j^* \hat{V}^* + \tau_i \hat{V} \hat{S}_j^* + \tau_i \tau_j^* \hat{V} \hat{V}^*$$

$i = 1 \text{ ou } 2 \qquad j = 1 \text{ ou } 2$

ce qui donne en moyenne :

$$\langle \hat{s}_i \hat{s}_j^* \rangle = \langle \hat{S}_i \hat{S}_j^* \rangle + \tau_i \tau_j^* \langle \hat{V} \hat{V}^* \rangle$$

soit :

$$\langle \hat{S}_i \hat{S}_j^* \rangle = \langle \hat{s}_i \hat{s}_j^* \rangle - \frac{\langle \hat{V}^* \hat{s}_i \rangle \langle \hat{V} \hat{s}_j^* \rangle}{\langle \hat{V} \hat{V}^* \rangle}$$

qui est l'expression générale de la correction.

Pour les autospectres, cette formule nous donne :

$$\langle \hat{S} \hat{S}^* \rangle = \langle \hat{s} \hat{s}^* \rangle - \frac{\langle \hat{V} \hat{s}^* \rangle \langle \hat{V} \hat{s}^* \rangle^*}{\langle \hat{V} \hat{V}^* \rangle}$$

elle ne fait pas intervenir de déphasage car tous les termes sont réels.

Par contre la correction de l'interspectre s'écrit :

$$\langle \hat{S}_1 \hat{S}_2^* \rangle = \langle \hat{s}_1 \hat{s}_2^* \rangle - \frac{\langle \hat{V}^* \hat{s}_1 \rangle \langle \hat{V} \hat{s}_2^* \rangle}{\langle \hat{V} \hat{V}^* \rangle}$$

il y a donc modification de la phase de l'interspectre puisque les quantités sont complexes.

c) Application du filtrage de Wiener à notre problème

Les règles que nous choisissons pour présenter les figures sont les suivantes :

- les spectres d'énergie $\langle \hat{S} \hat{S}^* \rangle$ sont normalisés par $\langle S^2(0) \rangle$
(Autocorrélation à l'origine)
- les interspectres $\langle \hat{S}_1 \hat{S}_2^* \rangle$ sont normalisés par $\sqrt{\langle S_1^2(0) \rangle \langle S_2^2(0) \rangle}$
- les autocorrélations, corrigées comme non corrigées, sont normalisées par la valeur à l'origine de l'autocorrélation corrigée.

Les courbes données en exemple correspondent à des essais avec un champ B (16 mailles de la grille) et en absence de champ (17 mailles). Dans la plupart des cas, les corrections sont très nettes sur les spectres et interspectres mais elles le sont moins sur les autocorrélations (figures 3 à 7). En effet, l'énergie de la turbulence aux basses fréquences est en moyenne 10 à 100 fois supérieure à celle des vibrations, celles-ci seront donc moins visibles sur les autocorrélations. Lorsque les deux sondes sont plus éloignées, l'intercorrélation décroît et les vibrations prennent une part prépondérante.

En présence de champ, la turbulence a moins d'énergie aux fréquences voisines des vibrations : la correction est alors très efficace (figure 6,7).

Nous pouvons remarquer sur les intercorrélations le fait que les vibrations s'amointrissent puis s'annulent aux grands écartements $r_{//}$. Ce phénomène provient de la fenêtre de Hanning qui, comme nous l'avons déjà signalé, introduit une longueur artificielle de corrélation.

En conclusion, le filtrage de Wiener répond à notre problème en fournissant une méthode automatique de correction. Les améliorations que l'on peut introduire se situent maintenant au niveau de la durée d'intégration. En effet, les interspectres sont mal définis aux grands nombres d'ondes (figures 4 et 6, entre 1 et 10 cm^{-1}), des variations d'un facteur dix intervenant sur le module. Dans l'immédiat, nous nous bornons à lisser l'interspectre en le réduisant à 128 points.

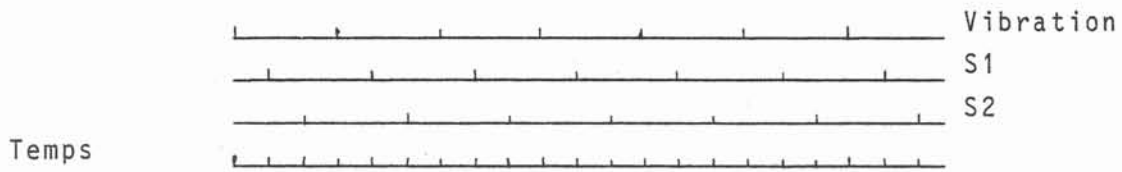
III.4. LA CHAÎNE DE CALCUL

La suite des traitements appliqués aux trois signaux est illustrée tableau A.

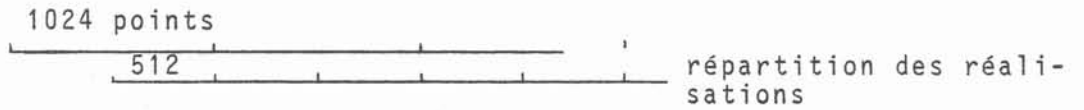
Sur une descente, le signal est partagé en portions de 1024 points se recouvrant moitié par moitié. Ces portions, multipliées par la fenêtre de Hanning, sont considérées comme indépendantes entre elles, et correspondent chacune à une réalisation. Les spectres et interspectres calculés à partir de ces portions de signaux sont moyennés. Lorsque les moyennes sont suffisantes, le déphasage dû à l'échantillonnage est compensé et la correction de Wiener effectuée.

Les spectres et interspectres corrigés ont 512 points chacun. Nous réduisons ce nombre à 128 en faisant sur chaque fonction les moyennes de quatre points consécutifs. Cette opération dans l'espace spectral correspond à une intégration temporelle supplémentaire (PIERSON [3] page 328). Le résultat final du calcul est un tableau de 32×128 valeurs complexes. L'estimation du spectre à deux dimensions est faite en considérant que l'intercorrélacion transversale est symétrique. La transformée de Fourier latérale est donc réalisée en 64 points. Enfin, les résultats sont présentés sous forme de courbes isovaleurs (cf. chapitre IV) du module de l'interspectre.

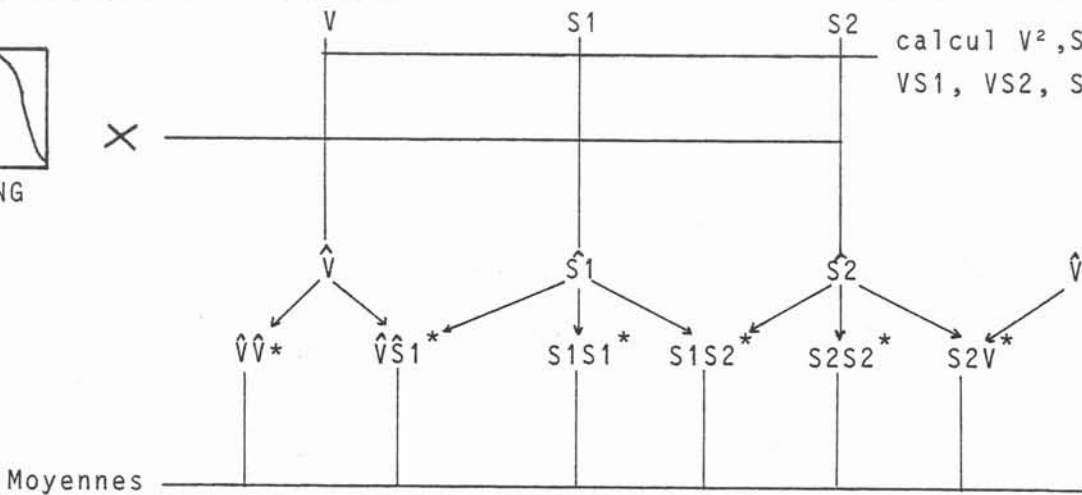
TABLEAU A CHAINE DE TRAITEMENT



RANGEMENT DANS LE FICHIER ACQUISITION



× V S1 S2 calcul $V^2, S1^2, S2^2,$
 $VS1, VS2, S1S2$



Mise en phase
 correction de Wiener

$$\langle \hat{V}\hat{V}^* \rangle \quad \langle \hat{V}\hat{S}_1^* \rangle \quad \langle \hat{S}_1\hat{S}_1^* \rangle \quad \langle \hat{S}_1\hat{S}_2^* \rangle \quad \langle \hat{S}_2\hat{S}_2^* \rangle \quad \langle \hat{S}_2\hat{V}^* \rangle$$

$$\mathcal{J}_1 \mathcal{J}_1^* = \langle \hat{S}_1\hat{S}_1^* \rangle - \frac{\langle \hat{V}\hat{S}_1^* \rangle^2}{\langle \hat{V}\hat{V}^* \rangle}$$

$$\mathcal{J}_1 \mathcal{J}_2^* = \langle \hat{S}_1\hat{S}_2^* \rangle - \frac{\langle \hat{S}_1\hat{V}^* \rangle \times \langle \hat{V}\hat{S}_2^* \rangle}{\langle \hat{V}\hat{V}^* \rangle}$$

$$\mathcal{J}_2 \mathcal{J}_2^* = \langle \hat{S}_2\hat{S}_2^* \rangle - \frac{\langle \hat{V}\hat{S}_2^* \rangle^2}{\langle \hat{V}\hat{V}^* \rangle}$$

Normalisation par $\frac{\int \mathcal{J}_1 \mathcal{J}_2^*}{S1 S1^*}$, $\frac{\int \mathcal{J}_1 \mathcal{J}_2^*}{S1 S2^*}$, $\frac{\int \mathcal{J}_2 \mathcal{J}_2^*}{S2 S2^*}$, coefficients correcteurs

⇒ correction de $\frac{S1S2}{\sqrt{S1^2 S2^2}}$ ⇒ intercorrélacion I

⇒ on fait : $\int \mathcal{J}_1 \mathcal{J}_1^* = 1$ et $\int \mathcal{J}_2 \mathcal{J}_2^* = 1$ $\int \mathcal{J}_1 \mathcal{J}_2^* = I$

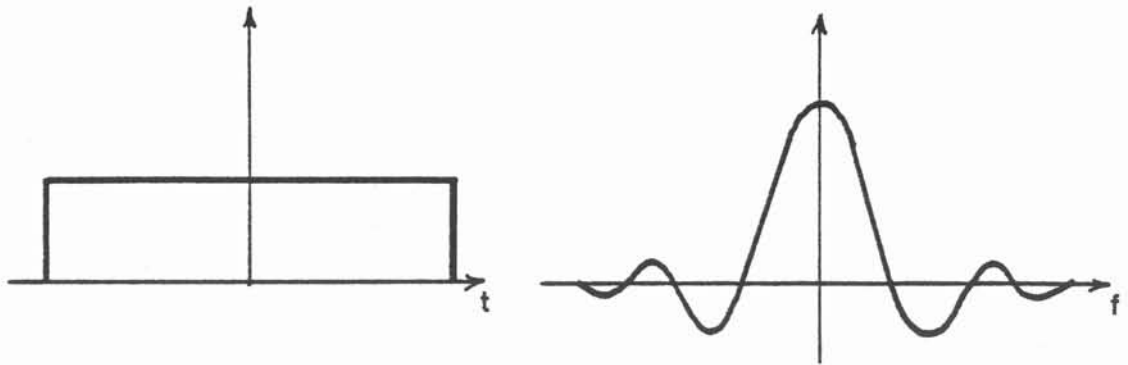


Fig. 1 : Le créneau et sa transformée de Fourier

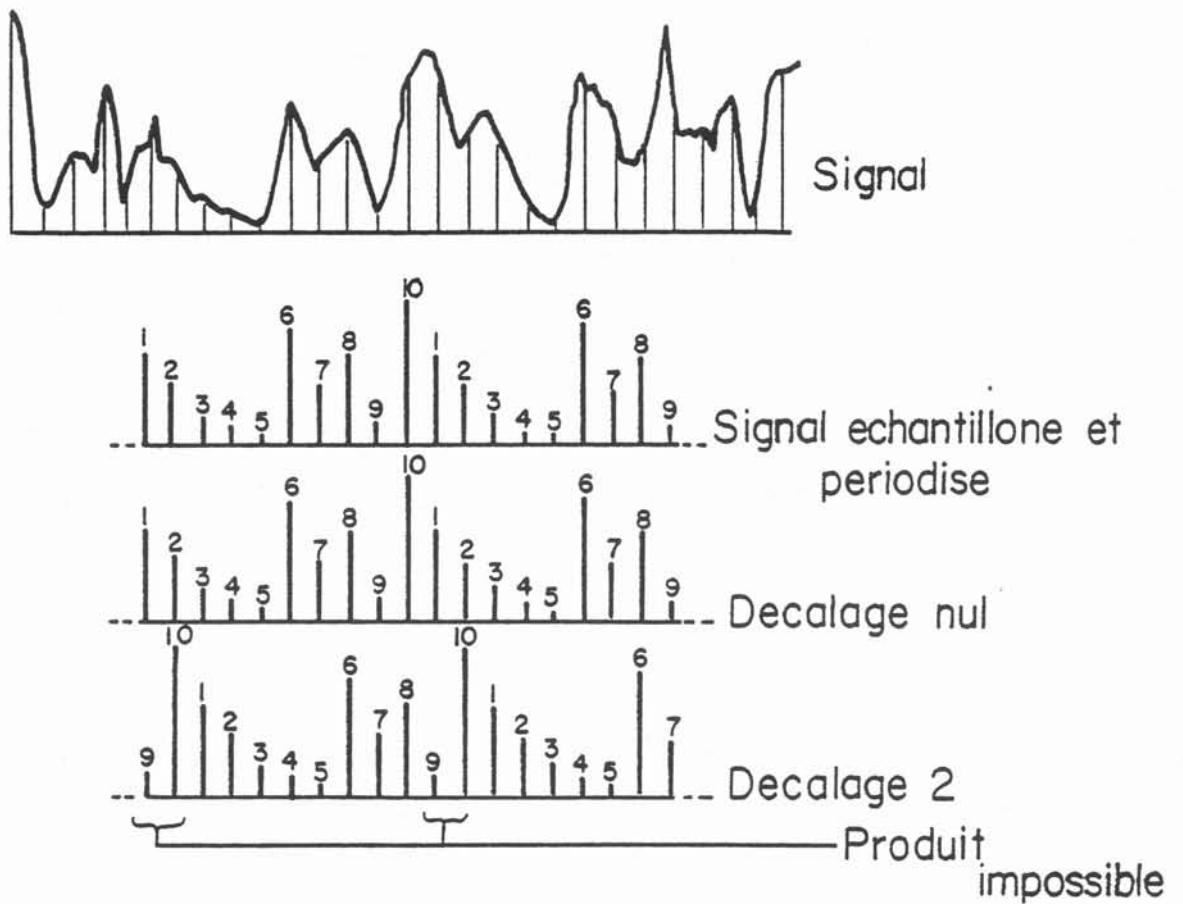
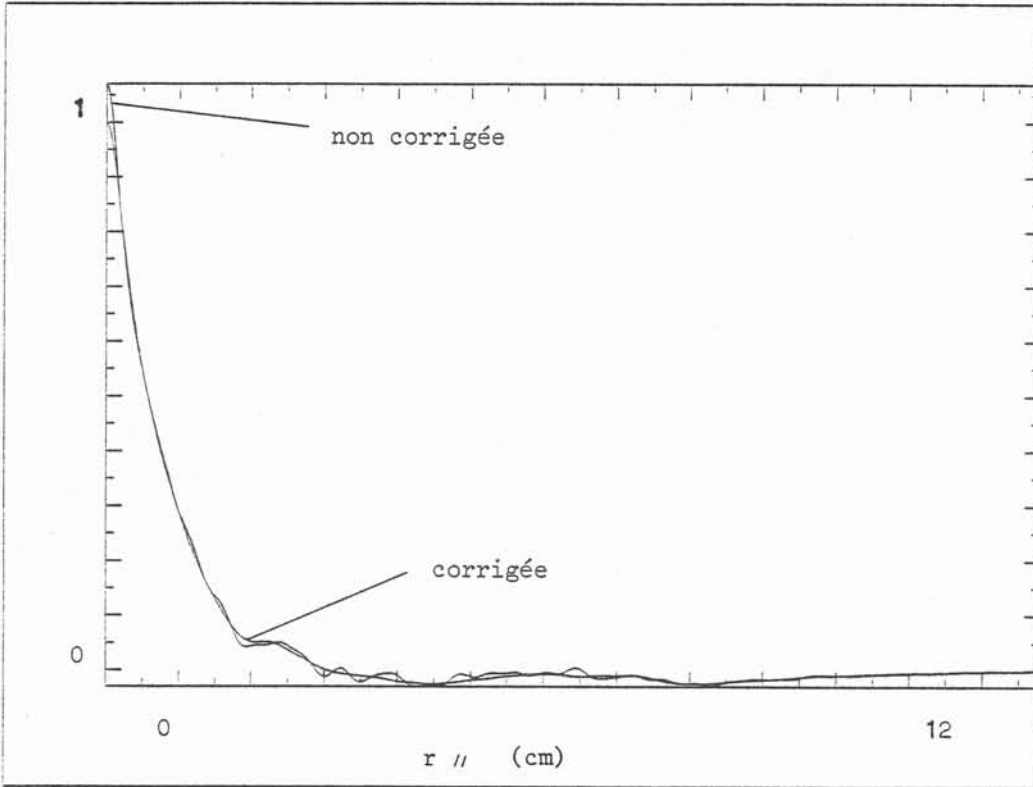
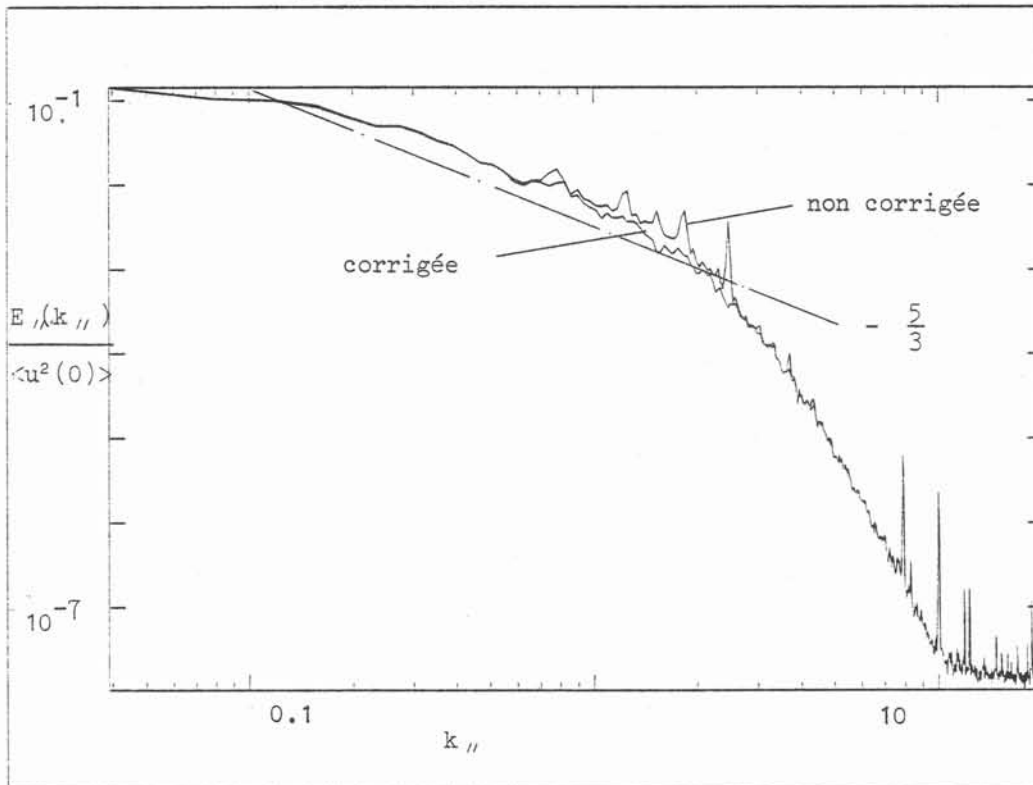


Fig. 2 : La corrélation circulaire

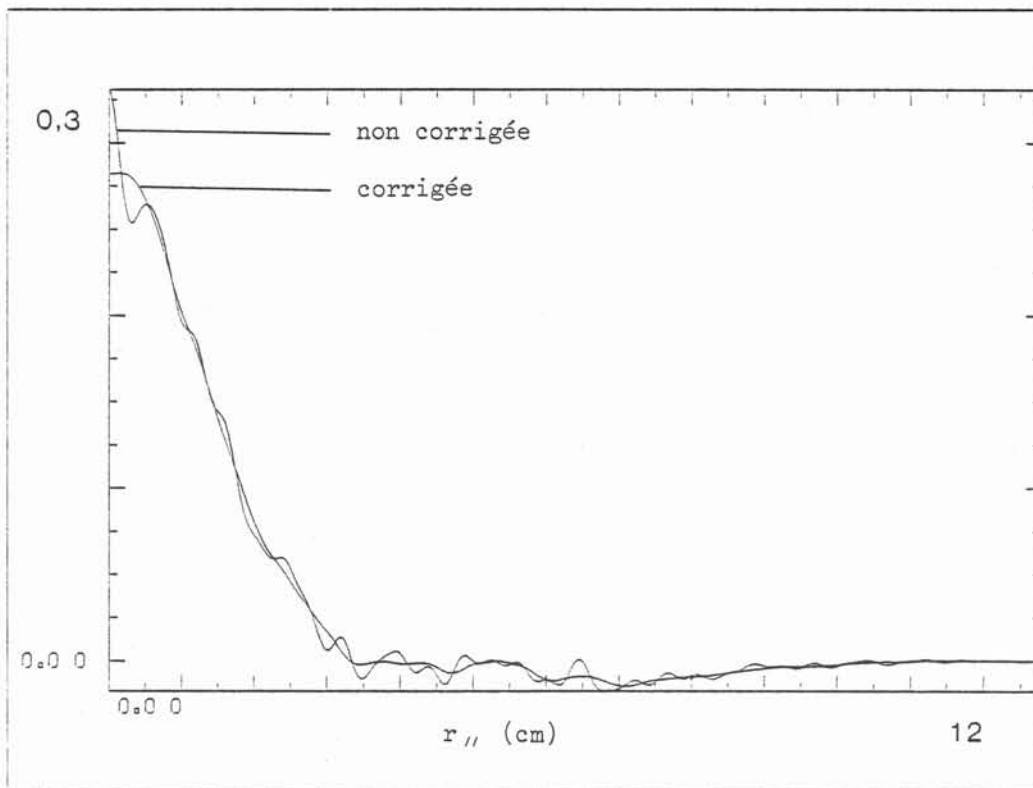


a - Autocorrélations

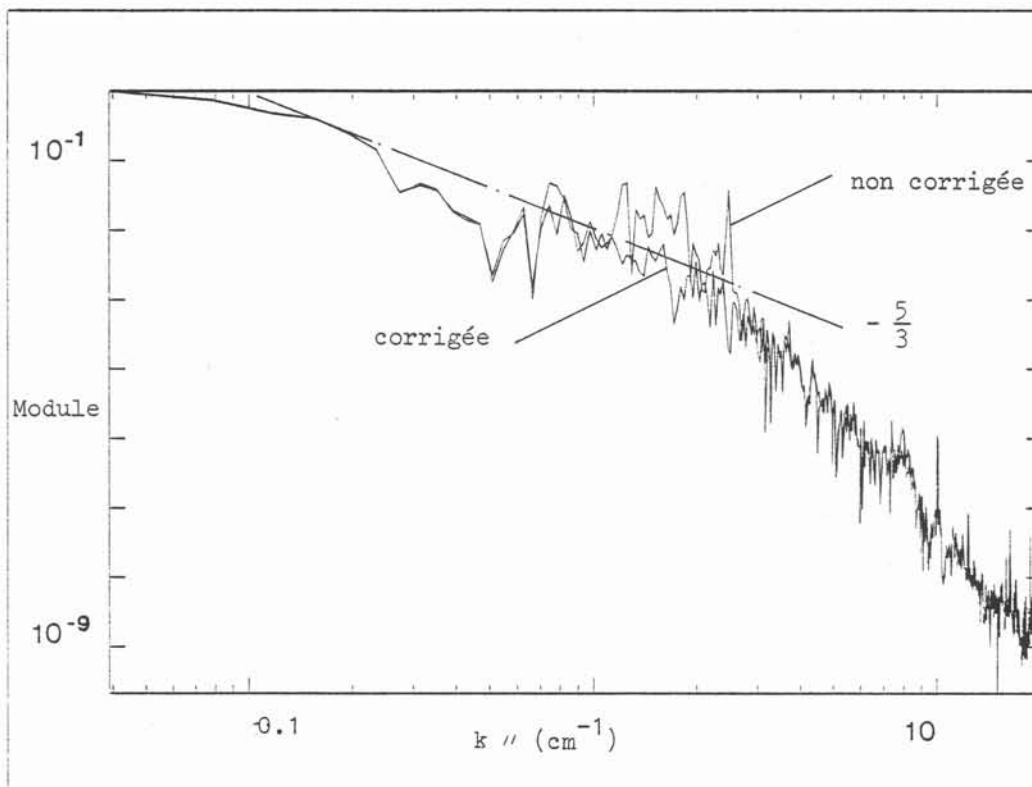


b - Autospectres (cm^{-1})

Fig. 3 : Filtrage de Wiener - $B = 0G$; $U_M = 5 \text{ cm/S}$
 $\frac{Z}{m} = 17 \text{ mailles}$; ($m = 2 \text{ cm}$; soindité 0.44)

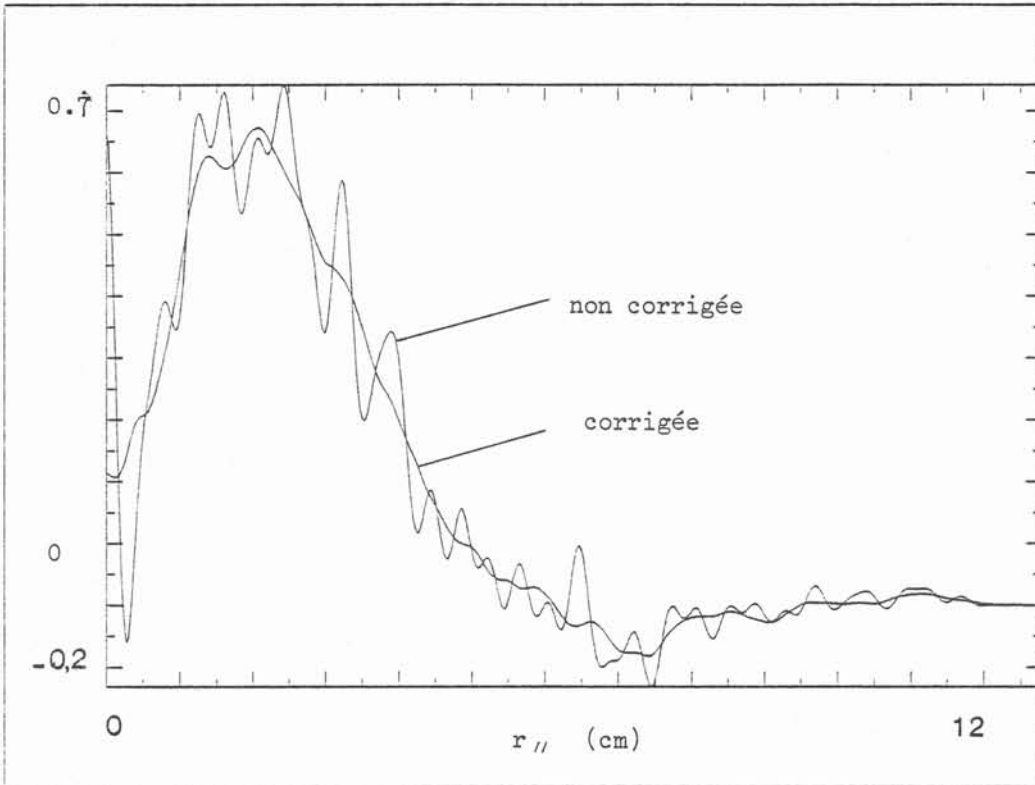


a - Intercorrélation

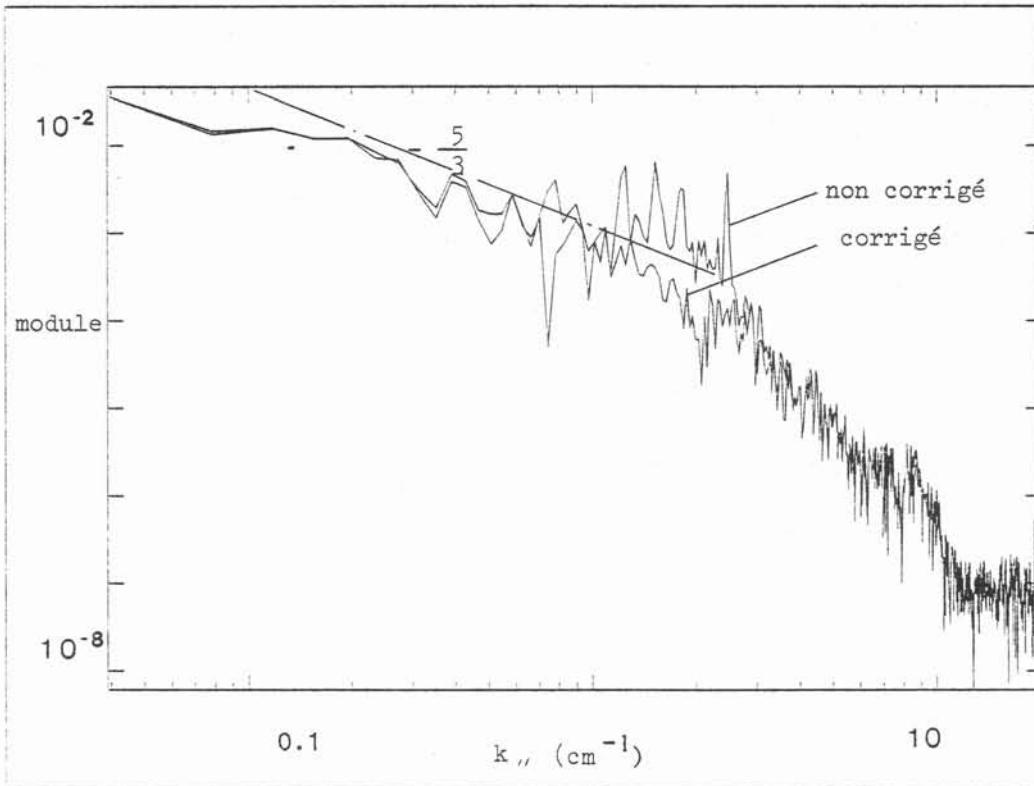


b - Module de l'interspectre normalisé

Fig. 4 : Filtrage de Wiener - Ecartement des sondes 0.64 cm
B = 0G ; $U_M = 5 \text{ cm/S}$; $Z/m = 17$ ($m = 2$, solidité 0.44)

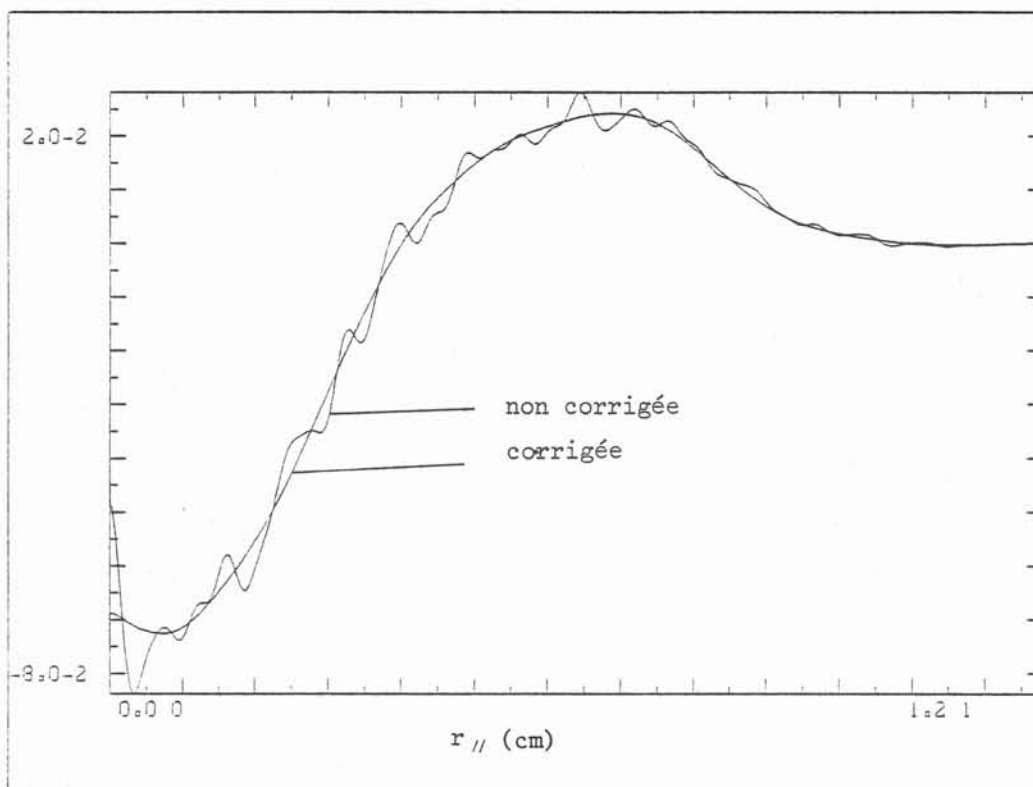


a - Intercorrélation

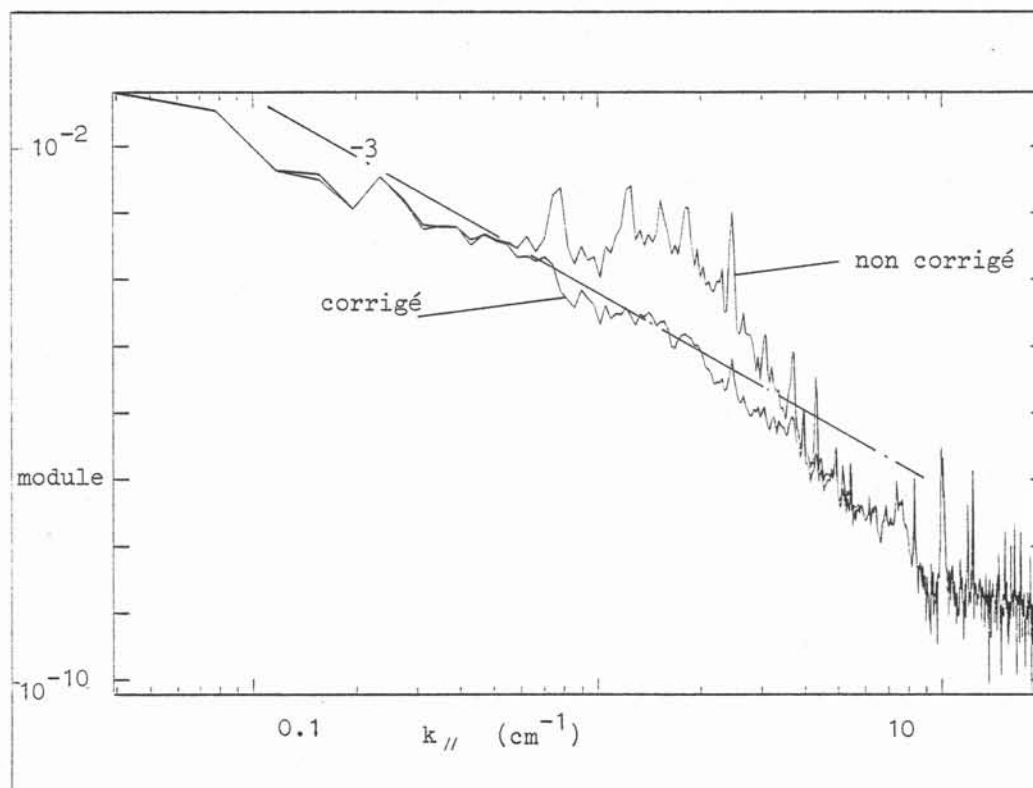


b - Module de l'interspectre normalisé

Fig.5: Filtrage de Wiener - Ecartement des sondes 1.92 cm
 $B = 0$; $U_M = 5$ cm/S ; $\frac{z}{m} = 17$ ($m = 2$ cm , solidité 0.44)



a - Intercorrélation



b - Module de l'interspectre normalisé

Fig. 6 : Filtrage de Wiener -E cartement des sondes 0.92 cm
 $B = 4020$ gauss ; $U_M = 5$ cm/S ; $Z/m = 16$ ($m = 2$ cm,
solidité 0.44)

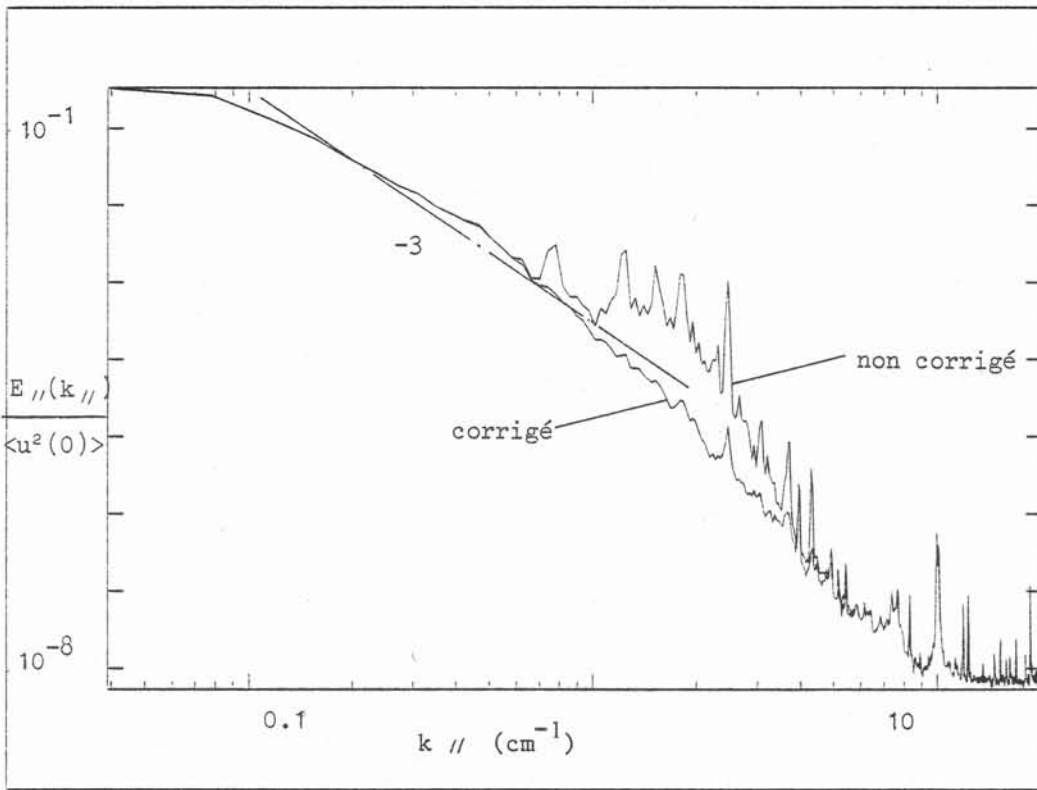


Fig. 7 : Autospectre à $B = 4020$ gauss ; $U_M = 5$ cm/S ;
 $Z/m = 16$ ($m = 2$ cm , solidité 0.44)

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE III

- |1| J. MAX. "Traitement du signal". Masson.
- |2| E. ORAN BRIGHAM. "The fast Fourier transform". Prentice Hall.
- |3| J.S. BENDAT, A.G. PIERSOL. "Random data". Wiley intersciences.
- |4| H.L. VAN TREES. "Detection, Estimation and modulation Theory".
Wiley.

C H A P I T R E IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1. ANALYSE PHENOMENOLOGIQUE DE LA TURBULENCE HOMOGENE M.H.D.

L'évolution de la turbulence M.H.D. dépend des valeurs que prennent les nombres de Stuart N (rapport des forces électromagnétiques aux forces inertielles) et de Reynolds. Si N est élevé, le mécanisme dominant (cf. chapitre I) peut être interprété comme un équilibre quasi-stationnaire entre la dissipation d'énergie dans un cône d'axe \vec{B} et les transferts non linéaires vers cette zone (figure 1).

L'équation des tenseurs spectraux (MOREAU [1], SCHUMANN [2]) fait apparaître un terme d'amortissement supplémentaire correspondant à l'effet joule. Elle prend la forme

$$(IV,1) \quad \frac{\partial}{\partial t} \phi_{ij} = \hat{\Omega}_{ij} - 2 \left| \frac{1}{Re} k^2 + N \cos^2 \theta \right| \phi_{ij}$$

$\hat{\Omega}_{ij}$ désigne les termes de transferts non linéaires.

Le produit $N \cos^2 \theta$ peut être interprété comme le paramètre d'interaction local pour un tourbillon dont le vecteur d'onde fait un angle θ avec le champ. La valeur unité pour ce paramètre d'interaction local caractérise donc la région de l'espace de Fourier où l'équilibre du trans-

fert inertielle et de l'effet Joule est juste réalisé, il définit la limite entre la zone dissipative et celle contenant l'énergie.

On introduit [1] un angle β plus global permettant d'écrire l'équation de l'énergie, intégrale de l'équation des tenseurs spectraux sur tout l'espace de Fourier, sous une forme simple :

$$(IV,2) \quad \frac{\partial}{\partial t} E = - \left| \frac{2 k^2}{Re} + N \cos^2 \beta \right| E$$

avec :

$$\cos^2 \beta = \frac{\int \cos^2 \theta \phi_{ij}(k) d^3 k}{\int \phi_{ij}(k) d^3 k}$$

$$E(t) = \int \phi_{ij}(\vec{k}) d^3 k$$

$$\text{et} \quad \int \Omega_{ij}(\vec{k}) d^3 k = 0$$

(conservation de l'énergie par les termes de triade). Si on fait l'hypothèse que la décroissance d'énergie suit une loi de puissance, on obtient en négligeant la dissipation visqueuse ($N > 1$) :

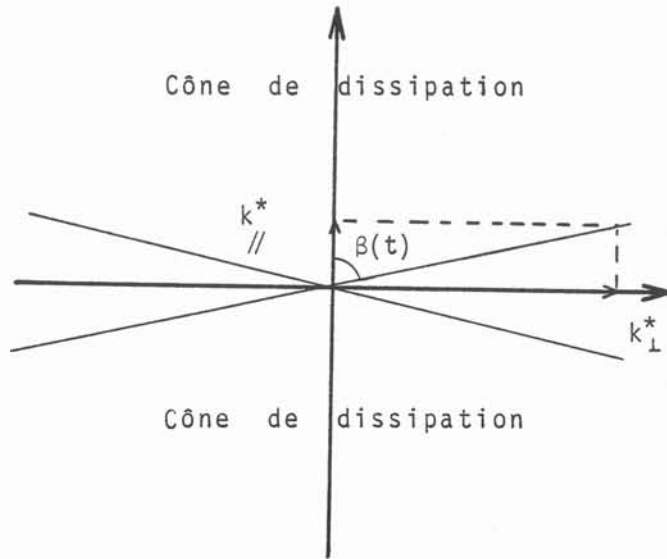
$$E(t) \sim t^{-n}$$

$$\text{soit} \quad t \sim N \cos^2 \beta.$$

On en déduit la loi d'évolution pour l'angle β : $\cos \beta(t) \sim t^{-1/2}$.

Le cône de dissipation s'ouvre donc au cours du temps et l'anisotropie de la turbulence croît continuellement. Dans l'espace de Fourier cette anisotropie peut être caractérisée par le rapport de deux vecteurs d'onde k_{\perp}^* et k_{\parallel}^* (cf. figure 1) déterminant la frontière entre la zone contenant l'énergie et la zone dissipative

$$\frac{k_{\perp}^*}{k_{\parallel}^*} = \text{tg } \beta$$



- Figure 1 -

Ces vecteurs d'onde définissent la structure des tourbillons porteurs d'énergie et correspondent dans l'espace physique aux échelles intégrales dans les directions parallèles et perpendiculaires au champ magnétique.

Au voisinage du cône de dissipation intervient un quasi-équilibre entre la dissipation joule de temps caractéristique

$$t_j \sim \frac{\rho}{\sigma B^2 \cos^2 \theta} \sim t$$

et les transferts angulaires non linéaires, de temps caractéristiques :

$$t_{tr//} = \frac{1}{\sqrt{k_{//}^3 E(k_{//})}}$$

$$t_{tr} = \frac{1}{\sqrt{k^3 E(k)}}$$

l'égalité de t_j avec les temps de transferts non linéaires nous donne :

$$E(k_{//}) \sim k_{//}^{-3} t^{-2}$$

$$E(k) \sim k^{-3} t^{-2}$$

Cette loi est bien retrouvée dans la plupart des expériences de turbulence M.H.D. aux grands paramètres d'interaction.

IV.2. LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - Choix d'une origine fictive homogénéité de la turbulence

Notre distance d'étude est fort réduite : au plus 40 mailles. Ceci est imposé, rappelons-le, par la géométrie de l'installation. En effet, il est impossible d'allonger la cage de mesure sans diminuer la longueur de descente. D'autre part, utiliser une grille de maille plus faible nécessite d'élever la vitesse moyenne, de manière à garder un nombre de Reynolds acceptable. Cela réduit d'autant le temps de descente, créant des problèmes de réglages (en particulier due à la relaxation des filtres) qui rendent très longue la manipulation. C'est pourquoi nous avons choisi une grille de 1.2 cm de maille et de solidité 0.44, multipliant seulement

par 1.7 la longueur d'étude par rapport à ALEMANY. Prenant comme référence les essais de celui-ci, nous choisisons une origine fictive z_0 à 4 mailles. Ceci correspond (figure 11) au début de la décroissance de la turbulence derrière la grille.

L'homogénéité de la turbulence n'a pas été vérifiée de manière systématique. C'est seulement lors des mesures dans deux directions $r_{//}$ et r_{\perp} que nous avons fait des tests par comparaison d'autospectres en différents points (cf. figures 13 et 15) qui ont prouvé l'existence d'inhomogénéité lorsque le champ est nul, à 17 mailles derrière la grille de 2 cm de maille et de coefficient de solidité 0.44. De même, des décroissances d'énergie turbulente, en l'absence de champ, ont révélé une brusque remontée d'énergie à 20 mailles, derrière la petite grille ($m = 1.2$ cm). Plusieurs expérimentateurs ont constaté que le champ magnétique homogénéise la turbulence (ALEMANY [3], SOMMERIA [4]). Nous avons donc considéré que nos écoulements, réalisés le plus souvent en présence d'un champ de 4020 Gauss, présentent une homogénéité suffisante.

Les résultats expérimentaux se divisent en deux parties nettement distinctes. L'une comporte des mesures unidirectionnelles, mais à divers paramètres d'interaction initiaux, l'autre est axée sur des mesures selon deux directions parallèle et perpendiculaire au champ, à paramètre d'interaction fixé.

B - Evolution de la turbulence homogène M.H.D.

En nous plaçant à différents paramètres d'interaction N_0 , nous mesurons des spectres unidirectionnels ainsi que des corrélations à différentes distances de la grille (maille 1.2 cm, solidité 0.44). Les décroissances d'énergie ont été mesurées par ailleurs au cours d'une autre série de mesures. Elles ont servi à étalonner les spectres.

La gamme des paramètres que nous avons atteints au cours de ces expériences est donné au Tableau A, page 80 . Les conditions de traitement sont définies Tableau B, et les diverses distances d'étude sont présentées Tableau C.

La sonde utilisée pour la mesure des spectres est une sonde TSI 1260 Hg. Elle a un élément sensible de 0.5 mm, le filtrage spatial est donc de l'ordre de $k_{//} \sim 20 \text{ cm}^{-1}$. Aux fréquences d'acquisition considérées nous analysons jusqu'à 25 cm^{-1} , la taille de la sonde n'est donc pas gênante.

Le filtrage temporel effectué pour les essais à 10 et 20 cm/s est proportionnel à U_M . Nous analysons donc la même gamme de structures spatiales. A 5 cm/s, nous avons filtré en passe haut à 0,04 Hz (au lieu de 0.24 Hz), ce qui a "saturé" la fonction de corrélation, introduisant l'erreur due à la corrélation circulaire ainsi que celle provenant de la fenêtre de Hanning. Ces erreurs sont présentes aux basses fréquences du spectre, mais ne perturbent pas les hautes fréquences qui sont correctement analysées. Nous ne calculerons donc les échelles intégrales que pour les deux premiers cas, car alors les résultats sont comparables. En effet, l'échelle intégrale, calculée par intégration de la partie positive de l'autocorrélation, est très sensible au filtrage appliqué au signal (COMTE BELLOT et CORRSIN [5]).

Les résultats sont présentés de la manière suivante pour toutes les mesures :

- les autocorrélations sont normalisées par leur valeur à l'origine.
- les spectres d'énergies sont multipliés soit par k^3 , soit par $k^{5/3}$ dans le but de mettre en valeur les lois caractéristiques, l'une d'une turbulence complètement dominée par le champ (k^{-3}), l'autre de l'existence d'une classique zone inertielle ($k^{-5/3}$).
- Enfin, nous traçons en fonction de la distance à la grille (comptée en nombre de mailles) la décroissance d'énergie à divers nombres d'onde $k_{//}$ fixés à 0.3, 0.5, 0.8, 1, 2, 3, 4 et 6 cm^{-1} . (figures 7 à 9).

En figure 11, nous avons reporté les décroissances (sans origine fictive) d'énergie pour les 4 configurations signalées au tableau A. La pente de décroissance avec une origine fictive à 4 mailles, est de -0.9 en l'absence de champ, et -1.3 pour les autres cas. Ces valeurs sont plus faibles que celle trouvée par ALEMANY (-1 et -1.7) mais il faut remarquer que le choix de l'origine fictive Z_0 est crucial lorsqu'on a peu de mailles d'étude.

1. Les petits paramètres d'interaction

$N = 0.53$, $Re = 1800$ ($U_M = 20$ cm/s, $m = 1.2$ cm)

Figures : 1, 2 et 7.

Les spectres monodirectionnels $E_{//}(k_{//})$ sont tracés figure (1,b) à différentes distances à la grille, comptées en nombre de mailles. De 2.54 à 5.34 mailles, le spectre s'organise. Cette zone correspond (figure 11) à l'installation de la turbulence derrière la grille, une zone de décroissance en $t^{-2.3}$ apparaissant à partir de 6 mailles, la pente correspondante étant de -1.3 si nous nous rapportons à une origine fictive de 4 mailles.

De 5.34 à 23.61 mailles, distance maximale de l'étude, une zone inertielle en $k^{-5/3}$ apparaît. Ce phénomène est mis en valeurs sur la figure (2,a, page 85) qui représente $E_{//}(k_{//})k^{5/3}$. Les parties plates révèlent donc l'existence de $E_{//}(k_{//}) \sim k^{-5/3}$. A 5.3 mailles, le replat est nettement visible de 0.5 cm^{-1} à 3 cm^{-1} (2 cm à 0.34 cm) soit 3/4 de décade, tandis qu'à 23.6 mailles, la zone inertielle est installée sur 1.4 décade, de 0.1 cm^{-1} à 2.5 cm^{-1} (10 cm à 0.4 cm). Ce domaine correspond à des décroissances, à nombre d'onde fixées (figure 7) variant de -1.18 à -1.5, la frontière droite ayant un taux de -1.9 (2 cm^{-1} , sur la figure 7, décroissance avec origine fictive). On peut l'assimiler à une zone pour laquelle $E_{//}(k_{//}) \sim k_{//}^{-5/3} t^{-1.3}$, en se basant sur le taux de décroissance global trouvé figure 10. La cascade d'énergie vers les

grands nombres d'ondes s'effectue en ponctionnant peu à peu les bas nombres d'onde, la zone inertielle en $k^{-5/3}$ progressant vers la gauche de 0.5 cm^{-1} à 0.1 cm^{-1} . Les échelles intégrales, calculées à partir des corrélations longitudinales tracées figure (1,a, page 84) sont reportées figure 2a sous forme de nombre d'onde. On peut constater que les points sont en accord avec le reste des résultats.

Le maintien d'une zone en $k^{-5/3}$ durant toute la décroissance suppose une évolution de la turbulence selon un schéma "quasi isotrope" bien décrit par [3]. Cette phase de quasi isotropie correspond à une période durant laquelle le temps caractéristique de dissipation Joule reste proche de sa valeur initiale, le terme joule exerce alors une ponction d'énergie sur les vecteurs d'onde proche de \vec{B} , mais les transferts non linéaires plus rapides, restaurent l'énergie dans la zone de dissipation. Le flux d'énergie vers les grands nombres d'onde est alors réduit d'un facteur $1 + N(t)$.

Remarquons l'apparition, figure (2,b, page 85), d'un replat sur la courbe $k_{//}^3 E(k_{//})$, qui s'installe peu à peu, jusqu'à occuper les nombres d'onde de 2.5 cm^{-1} à 8 cm^{-1} (0.5 et 0.125 cm) à 23.61 mailles. Ce phénomène intervient dans une zone où la décroissance est en t^{-2} . L'étude expérimentale n'a pu être menée jusqu'à 34 mailles, ce qui aurait pu confirmer l'évolution du spectre aux grands nombres d'onde vers une zone en $k_{//}^3 t^{-2}$.

C'est l'étude de l'écoulement à $U_m = 10 \text{ cm/s}$ ($N_o \sim 1$) qui nous permettra d'étudier la croissance de cette zone en k^{-3} dans le spectre.

Avant de traiter de cette configuration, remarquons figure (1,b, page 84) les lobes secondaires à 16.3 et 23.6 mailles. Ils proviennent probablement d'un recouvrement du spectre provoqué par un filtrage insuffisant à la moitié de la fréquence d'échantillonnage.

2. Paramètres d'interaction modérés

$N = 1.00$, $Re = 900$ ($U_M = 10$ cm/s, $M = 1.2$ cm)

Figures 3, 4 et 8.

Ce cas est fort intéressant, car nous assistons à l'envahissement progressif du spectre par une zone en k^{-3} , ceci à partir des grands nombres d'onde (voisin de 5 cm^{-1}) vers les petits (0.3 cm^{-1}).

La turbulence est installée à 3.68 mailles de la grille, elle décroît en $t^{-2.1}$ de 5 mailles à 30 mailles. La pente correspondante avec origine fictive à 4 mailles et de -1.3 (figure 10). Sur la figure 8, les décroissances à nombre d'onde fixés révèlent la séparation en deux régions à taux de dissipation différents. Pour $k_{//}$ compris entre 0.8 et 6 cm^{-1} , le taux de dissipation est voisin de -2.1 tandis que pour $k_{//}$ inférieur à 0.8 , le taux est proche de -1.4 . Ces zones, reportées figure (4,b, page 87) correspondent à des structures du spectre différentes. Nous pouvons considérer que celui-ci est divisé en deux parties : l'une ayant une expression en $t^{-1.4} k^{-5/3}$, dans un intervalle de $k_{//}$ variant de 1 cm^{-1} à 1.6 cm^{-1} au maximum, l'autre en $t^{-2.1} k^{-3}$ pour $k_{//}$ correspondant aux zones délimitées figure (4,b)

La région en $k^{-5/3}$ mise en valeur figure (4,a, page 87) subsiste moins longtemps que dans la configuration précédente. Elle s'installe au maximum sur une décade (entre 0.12 et 1.6 cm^{-1}) à 5.34 mailles de la grille, puis diminue en se déplaçant vers les bas nombres d'onde.

La limite entre les deux zones correspond à un $k_{//T}$ de transition (figure 4,b). Ces nombres d'ondes, reportés sur les spectres d'énergie en figure 3.b correspondent à une énergie constante. L'évolution de $k_{//T}$ a par ailleurs été tracée en figure 10. Elle donne une loi $k_{//T} \sim t^{-0.47}$.

Cette configuration est donc à la limite entre le régime quasi-isotrope, et le régime anisotrope dominé par le terme joule. Le fait nouveau est que ces deux régimes semblent coexister, la pente du spectre ne diminuant pas progressivement de $-5/3$ à -3 , mais plutôt par l'intermédiaire d'une "cassure" qui progresse vers les bas nombres d'ondes.

Les pics qui interviennent dans le spectre à 5 cm^{-1} pour des distances de 34.17 mailles et 23.61 mailles à la grille (figure 3,b) sont expliquées par la présence de mercure dans le câble de sonde, ce qui nous a causé des parasites sur le signal. Ce genre d'incidents arrive assez fréquemment, et nécessite le changement complet du câble coaxial.

3. Forts paramètres d'interaction

$N = 2.1$, $Re = 450$ ($U_M = 5 \text{ cm/s}$, $m = 1.2 \text{ cm}$)

Figures 5, 6 et 9.

Cette étude est faite à un Reynolds très petit, et les résultats expérimentaux que nous obtenons montrent que la turbulence évolue vers les très bas nombres d'onde (figure 5,b). Une zone en k^{-3} s'installe dès le début (figure 6,b) et recouvre une décade à 33.125 mailles (de 0.1 cm^{-1} à 1 cm^{-1}). A droite de cette zone, le spectre évolue avec une pente inférieure à -3 . Du point de vue expérimental, cette région n'est pas significative. En effet, le niveau de turbulence est très bas dans cette configuration, et il faudrait nettement améliorer les conditions expérimentales pour éliminer le bruit survenant dans l'installation. La décroissance d'énergie à nombres d'onde fixé est très forte (figure 9) pour les $k_{//}$ supérieurs à 0.3 cm^{-1} . Il aurait fallu étudier l'évolution de l'énergie à des échelles plus grandes qui deviennent alors de l'ordre du diamètre du cylindre, et ne correspondent plus à une turbulence libre.

4. Analyse des résultats

Cette étude, réalisée à différents paramètres d'interaction, révèle que la zone en k^{-3} s'installe peu à peu des grands nombres d'ondes vers les plus petits. Cela suppose deux parties dans le spectre d'énergie au cours de son évolution : une première partie, inférieure au nombre d'onde de transition, est quasi-isotrope, tandis qu'aux nombres d'onde supérieurs, le spectre s'organise de manière anisotrope, avec ouverture d'un cône de dissipation.

Les résultats présentés ici sont encore incomplets. Il faudrait poursuivre les expériences sur un nombre de mailles supérieurs, et si possible faire des mesures d'anisotropie pour le cas $N = 1$, ce qui permettrait de mesurer l'ouverture du cône de manière plus précise.

C - Choix des conditions expérimentales pour les mesures bidimensionnelles

Pour les premières mesures bidimensionnelles, nous avons préféré reprendre la grille utilisée par ALEMANY. Cette grille a une maille de 2 cm, qui, pensions-nous, rendrait plus faciles les mesures de corrélations latérales.

Pour fixer le paramètre d'interaction idéal, nous avons procédé à des essais à vitesse unique (5 cm/s) mais à des champs magnétiques différents. Les mesures, illustrées figure 11, consistent à déterminer le rapport des énergies turbulentes à 6 mailles et à 16 mailles. Elles mettent en évidence un maximum de dissipation vers 1800 gauss, tandis que la décroissance à 4020 gauss est identique, et même inférieure à celle obtenue en l'absence de champ.

Il semble donc qu'à 4020 gauss, la turbulence soit suffisamment bidimensionnelle pour que le champ magnétique la dissipe très peu, le taux de décroissance étant analogue à celui observé à paramètre d'interaction nul. Cette situation est idéale pour des mesures d'anisotropie. Nous l'avons donc choisie pour tester notre méthode.

D - Mesures de spectres et de corrélations bidimensionnels

Les différents essais réalisés, ainsi que les conditions de traitement, sont répertoriés tableau D, page 82 . Le traitement des signaux étant décrit chapitre III.

Pour évaluer l'homogénéité de l'écoulement, nous avons tracé les spectres à différents écartements des sondes (figures 13 à 15). On peut vérifier sur ces figures, que l'écoulement est homogène en présence de champ (figures 14 et 15,b, page 96) alors que lorsque celui-ci est nul, de grandes variations du spectre apparaissent (figure 13,b, page 94) à des nombres d'onde de l'ordre de 4 à 10 cm^{-1} (0.25 à 0.1 cm). Nous n'avons pu en déceler l'origine.

Remarquons l'évolution du spectre d'énergie entre 4 et 16 mailles, en présence d'un champ égal à 4020 gauss. Le paramètre d'interaction initial est de 3.5 et le nombre de Reynolds de 750. A quatre mailles, le spectre comporte une zone en $k^{-5/3}$ sur une demi décade, et une autre, à plus grand nombre d'onde, en k^{-3} . A 16 mailles, il n'y a que du k^{-3} dans le spectre, et celui-ci s'est globalement déplacé vers les bas nombres d'onde. Les autocorrélations, tracées figures 13,a et 14,a confirment ces observations. Celle mesurée à 16 mailles est plus arrondie que celle relative à 4 mailles. Le spectre d'énergie à champ nul présente une courte zone inertielle, les hautes fréquences étant beaucoup plus fortes dans cet écoulement.

En conclusion, les conditions d'homogénéité sont correctement réalisées en présence de champ, mais elles ne sont pas satisfaisantes en son absence. Cela rend alors difficile une bonne évaluation de la corrélation transversale.

1. Mesures des corrélations transversales

Une description complète des difficultés de mesure de corrélation est faite dans [5] COMTE BELLOT et CORRISIN. Théoriquement, la corrélation transversale doit avoir une intégrale nulle sur le plan P_{\perp} . Mais pratiquement, cela est difficile à réaliser. En effet, l'écartement maximal des deux sondes est de 1.2 cm avec $B = 4020$ Gauss, et 2.4 autrement. Le cylindre étant de 20 cm de diamètre, l'influence des parois sur les bas nombres d'ondes de la turbulence, qui interviennent de manière prépondérante aux bas niveaux de corrélation, n'est donc pas négligeable.

Elle rend difficiles et imprécises les mesures de corrélation inférieures à 10 %. En outre, l'installation expérimentale ne permet pas pour l'instant de grand temps d'intégration. Il faut donc lisser les intercorrélations obtenues avant tout calcul. Nous avons préféré dans un premier temps faire ces lissages "à la main". Cela permet de mieux cerner les problèmes qui peuvent survenir durant cette opération. En effet, changer l'intercorrélacion latérale modifie également toute l'intercorrélacion temporelle correspondant au même écartement. Par exemple, augmenter un point (en valeur absolue) peut créer des pics sur la partie temporelle rattachée en ce point.

Les intercorrélacions lissées sont présentées figures 16 et 17. A champ nul (figure 16), les points expérimentaux restent, en fin d'écartement, à un niveau de corrélation moyen de 0.1. Ce niveau demeure jusqu'à 5 cm d'écartement des sondes. On ne peut donc pas considérer cet écoulement comme idéal en l'absence de champ. Toutefois, dans l'immédiat nous choisissons quand même ce type de turbulence comme référence par rapport aux autres essais, améliorer l'écoulement étant un des impératifs ultérieurs que nous nous imposerons.

La courbe de corrélation transversale à champs nuls est lissée de manière à prolonger les points expérimentaux obtenus pour des corrélations supérieures à 0.1. De cette façon, l'échelle intégrale de cette courbe est encore proche de 8 mm, tandis que l'échelle intégrale mesurée à partir de l'autocorrélation (figure 13a) est de 12 mm. Cela ne correspond pas à une turbulence isotrope, fort difficile à obtenir dans notre installation expérimentale (cf. COMTE-BELLOT et CORRISIN [6]).

Les corrélations transversales en présence de champ sont tracées figures 17,a et b, page 99). Les points expérimentaux nous donnent une partie négative, sans toutefois assurer une condition de flux nul. Le lissage que nous avons effectué pour ces deux courbes n'est pas parfait, des points singuliers apparaissant sur les intercorrélations temporelles lorsqu'on essaie de se rapprocher d'une courbe "idéale". Ces courbes évoluent selon des formes que l'on retrouve pour les corrélations longitudinales correspondantes (figures 14a, 15a). C'est-à-dire qu'elles deviennent plus arrondies sous l'action du champ magnétique. Par contre, leur point d'annulation varie très peu (~ 5 mm) tandis que pour les autocorrélations le point d'annulation varie de 3.2 cm à 3.8 cm. Ce résultat est en accord avec les mesures effectuées par ALEMANY [3] qui laissaient prévoir un blocage de l'échelle perpendiculaire aux forts champs magnétiques.

Le tracé des cartes isocorrélations permet de mieux visualiser ce phénomène.

2. Les cartes isocorrélations

Elles correspondent aux figures (19,a, b et c, page 102) des plissements selon r_{\perp} apparaissent sur toutes les courbes. Ils sont nettement visibles figure 18, sur laquelle la corrélation à champ nul est tracée en perspective. Ces plissements ne peuvent pas provenir du calcul, les seules opérations réalisées étant dans le sens longitudinal (trans-

formée de Fourier inverse selon $k_{//}$). Si nous nous reportons aux corrélations transverses (figures 16 et 17), nous pouvons constater que les plissements correspondent à certains points non lissés situés au-dessus de la courbe. Au lissage, nous multiplions les corrélations longitudinales par un coefficient de manière à ce que le point à $r_{//} = 0$ soit sur la courbe lissée. L'inefficacité de la méthode pour $r_{//}$ grand laisse supposer que c'est une constante qu'il faudrait retrancher à l'ensemble de la courbe. Il y a donc des perturbations périodiques selon r_{\perp} dans notre écoulement. Nous n'avons pu en déterminer la cause.

Les mesures à champ nul ont été faites en 32 points, le pas d'écartement étant de 0.8 mm sur la figure (19,a) les isovalues sont pratiquement circulaires, elles ne présentent pas les caractéristiques d'une turbulence isotrope pour laquelle l'échelle intégrale longitudinale doit être deux fois plus grande que la latérale. Un creux apparaît à 0.8 mm d'écartement. Il peut être expliqué par le fait que les deux sondes sont trop proches l'une de l'autre, et se perturbent.

Les figures (19, b et c) représentent les corrélations en présence de champ magnétique. Elles sont beaucoup plus allongées que dans le cas (a).

Le déplacement des isovalues dans le sens de $r_{//}$, avec en même temps un blocage selon r_{\perp} permet de faire une évaluation du cône de dissipation.

Le rapport $r_{\perp}/r_{//}$ pour l'isovaleur 0.1 nous donne un angle égal à 80° pour une distance de 4 mailles à la grille. Il vaut 81° à 32 mailles de la grille. La turbulence est donc immédiatement structurée dès sa génération à la grille. Elle semble évoluer en gardant le même angle d'ouverture du cône de dissipation.

3. Les cartes isoénergies

Nous avons tracé sur les figures (20 a, b et c, page 105) les isologarithmes du module des interspectres des trois cas précédemment étudiés. Les isovaleurs représentent donc des lignes d'isoénergie dans l'espace de Fourier, de demi décade en demi décade. L'énergie, dans les trois cas, est confinée dans une très petite portion du plan, des pics intervenant à des k_{\perp} réguliers, correspondant aux "plis" de la fonction d'autocorrélation. Nous pouvons considérer que se sont les deux premières décades les plus importantes. Aucune mesure intégrale n'a pu être faite sur ces spectres. Toutefois, ils illustrent fort bien le creusement du cône de dissipation en présence d'un champ magnétique B (figures 20 b et c).

Lorsque le champ est nul (figure 20,a), les isoénergies sont moins aplaties dans le sens des $k_{//}$.

Remarquons que les spectres en présence de champ varient fort peu, si ce n'est dans la direction de $k_{//}$. On retrouve le résultat, visualisé sur les corrélations, de l'échelle k_{\perp} bloquées.

Pour cet écoulement, rappelons que la décroissance d'énergie est égale à celle en l'absence de champ (cf. figure 12). Les résultats présentés ici illustrent le fait que la turbulence est quasi-bidimensionnelle de sa formation, le cône étant ouvert d'un angle 78° des 4 mailles. La dissipation joule est donc limitée dès le début, le paramètre d'interaction local étant proportionnel à $\cos^2 78^{\circ}$.

4. Critique des mesures à deux dimensions

La zone bien définie des spectres n'excède pas deux décades en énergie. Cela provient du fait que les corrélations transversales sont connues avec peu de précision (10 %) aux grands écartements. En outre,

L'écoulement n'est pas parfait du point de vue homogénéité dans le cas sans champ.

Des améliorations sont possibles en augmentant le nombre de points aux basses fréquences, de manière à obtenir une meilleure définition du spectre dans la zone concernée. Pour cela, il faut augmenter le nombre de points de la transformée de Fourier, ou ne plus procéder à la contraction de points de 512 à 128, mais plutôt conserver les 128 premiers points.

B = 4020 gauss

U_M cm/s	5	10	20	15 ^{B=0}
N_o	2.1	1.05	0.527	0
R_o	450	900	1800	1350

$$N_o = \frac{\sigma B^2 \ell}{0.1 \rho U_M}$$

$$R_e = \frac{U_M \ell}{\nu}$$

TABLEAU A. Nombres adimensionnels correspondant aux mesures avec la grille de maille $m = 1.2$ cm Solidité 0.44, $\ell = 0.3$ cm (taille du barreau).

U_M cm/s	5	10	20
f acquisition (Hz)	250	500	1000
filtrage passe bande (Hz)	0.04 → 125	0.48 → 250	0.98 → 500
bande d'analyse de fréquence (Herz)	0.244 → 125	0.488 → 250	0.966 → 500
bande d'analyse nombre d'onde k (cm ⁻¹)	0.0488 → 25	0.0488 → 25	0.0488 → 25
structure analysée cm	0.04 → 20.48	0.04 → 20.48	0.04 → 20.48

TABLEAU B - Condition d'acquisition des trois essais avec la grille de maille 1.2 cm, solidité 0.44. (Sonde à film chaud n° 1260 Hg).

U_M cm/s	5	10	20
z_0	2.83	1.75	2.54
a	1.5	1.45	1.45

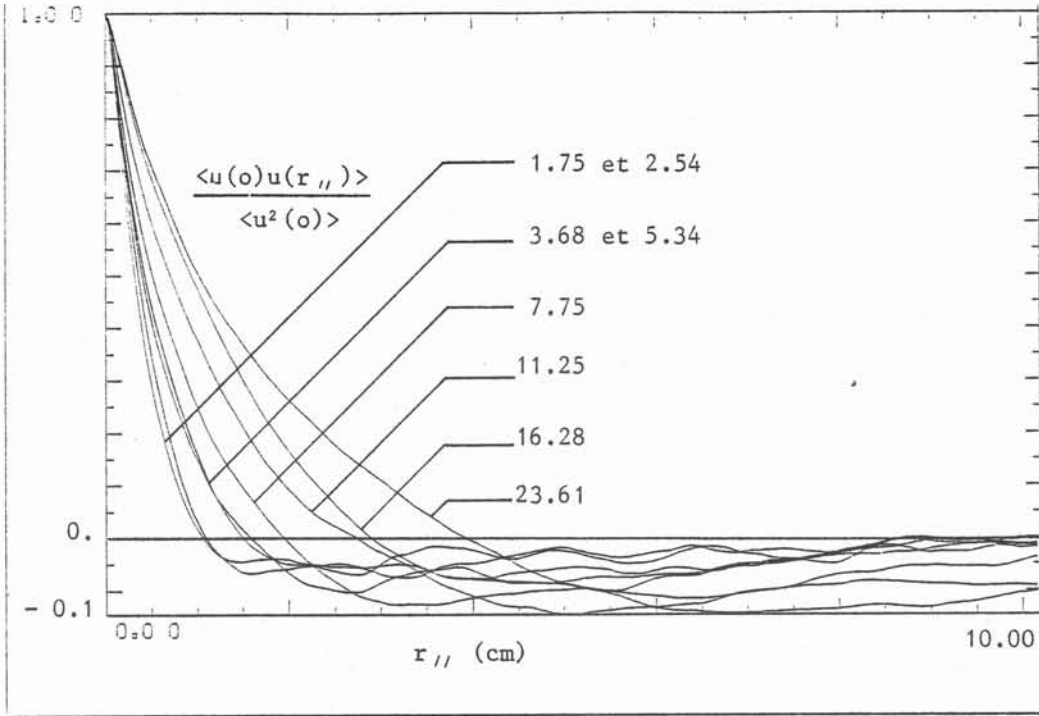
TABLEAU C - Choix de a et z_0 tels que : $z_n = z_0 a^n$
 z_n distances successives des points de mesure
à n la grille

- TABLEAU D -

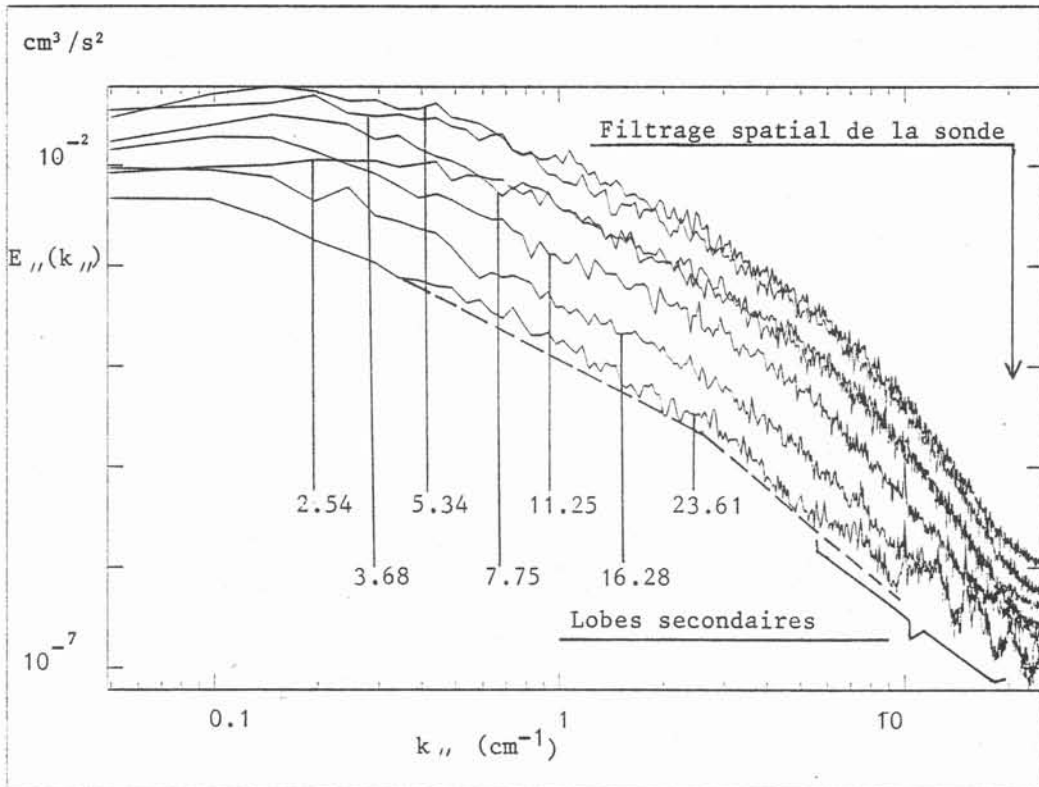
Conditions expérimentales des mesures d'anisotropie
 grille de maille 2 cm, solidité 0.44, $U_M = 5$ cm
 Paramètre d'interaction initial : $N_o = 3.5$
 Nombre de Reynolds : 750

$\Delta z / m$	4	16	17
B	4020	4020	0
$f_{\text{acquisition}}$ (Hz)	200	200	200
filtrage passe bande (Hz)	0.1 75	0.1 75	0.1 100
bande d'analyse fréquence (Hz)	0.8 75	0.8 75	0.8 100
bande d'analyse $k_{//}$ (cm^{-1})	0.16 15	0.16 15	0.16 20
Structure analysée // (cm)	6.4 .07	6.4 .07	6.4 .05
pas d'écartement \perp des sondes (cm)	0.04	0.04	0.08
nombre de points d'écartements latéraux	32	32	32
bande d'analyse k_{\perp} (cm^{-1})	.8 12.5	.8 12.5	.4 6.25
Structure analysée latéralement (cm)	.08 1.24	.08 1.24	.16 2.48
Sondes utilisées	1210 Hg	1260 Hg	1210 Hg
Filtrage de la sonde (cm^{-1})	10	20	10



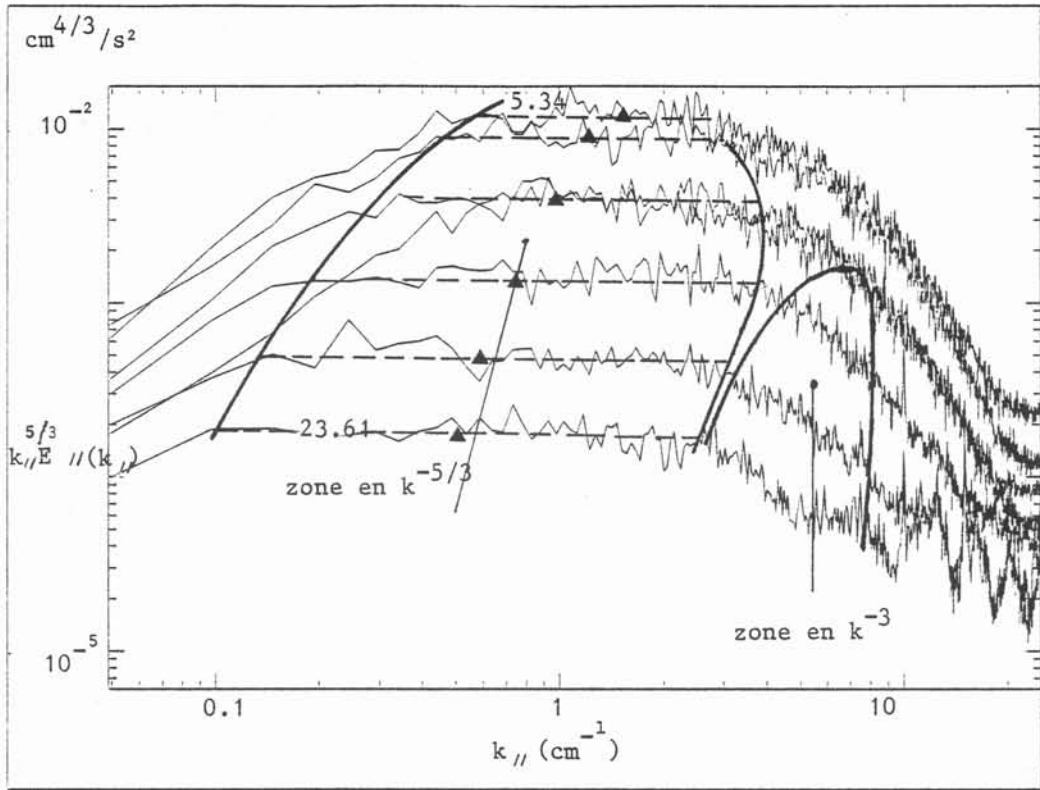


a. Corrélations longitudinales de $u_{//}$ aux distances successives de la grille $z_n = 1.87 \times 1.45^n$



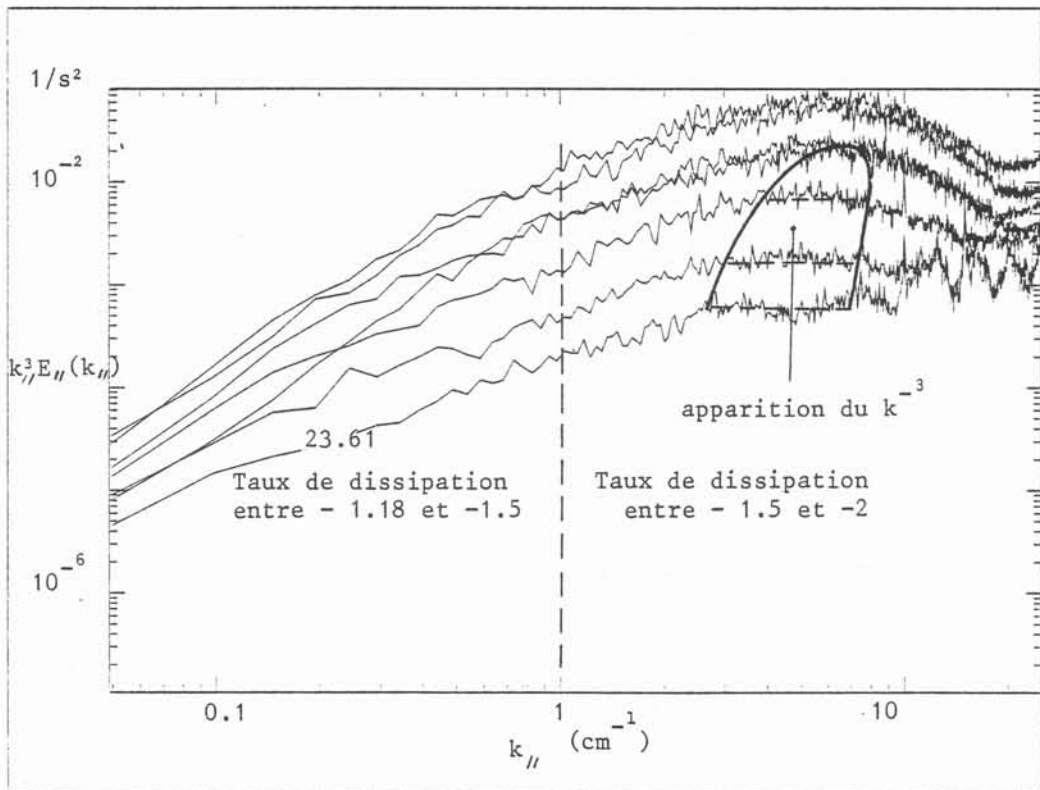
b. Spectres d'énergie $E_{//}(k_{//})$ aux distances successives de la grille $z_n = 2.54 \times 1.45^n$

Fig. 1. $N = 0.57$; $Re = 1800$; $m = 1.2$ cm ; $B = 4020$ gauss



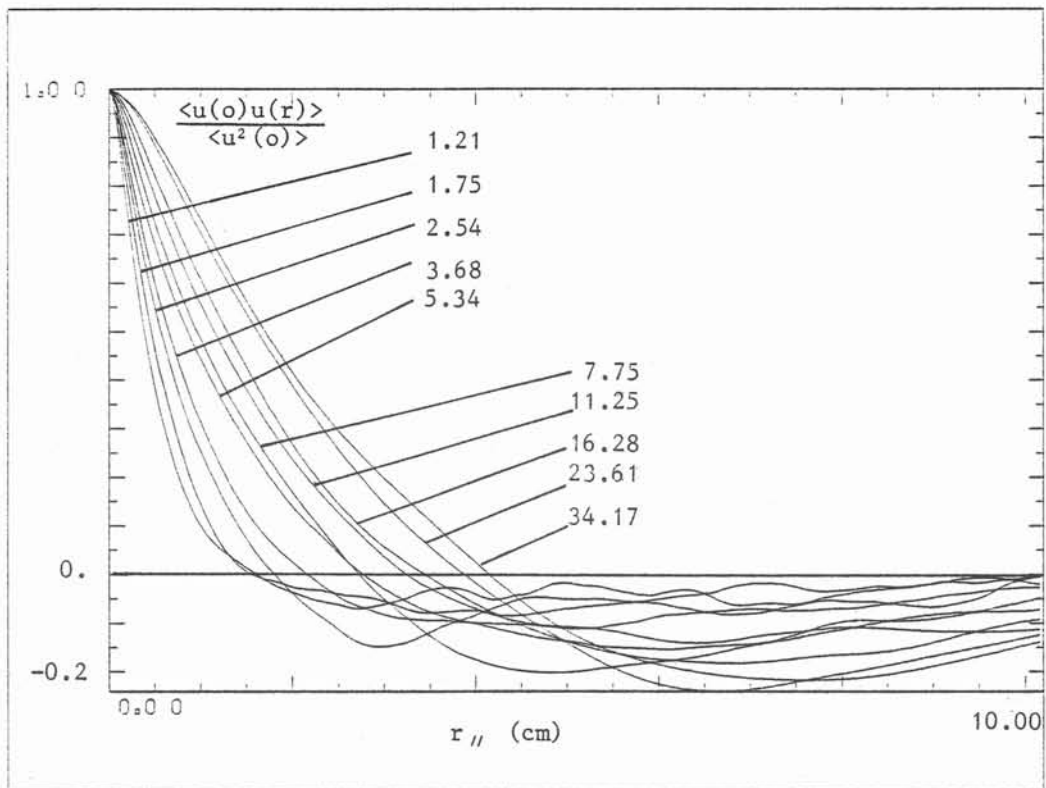
a. multiplié par $k_{||}^{5/3}$

▲ Nombre d'onde $k_{I_{||}}$ correspondant à l'échelle intégrale $l_{||}$

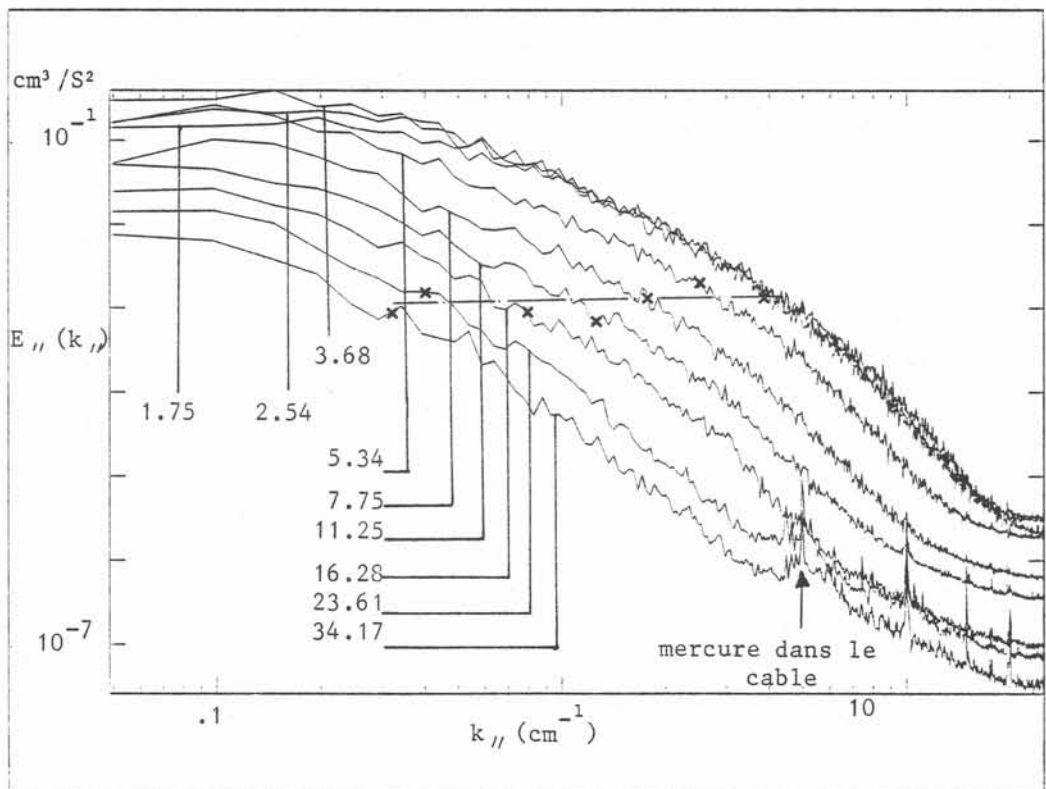


b. multiplié par $k_{||}^3$

Fig. 2 : $N = 0.57$; $Re = 1800$; $m = 1.2$ cm ; $B = 4020$ gauss
Spectre $E_{||}(k_{||})$ multiplié par $k_{||}^n$, $n = 5/3$ ou 3



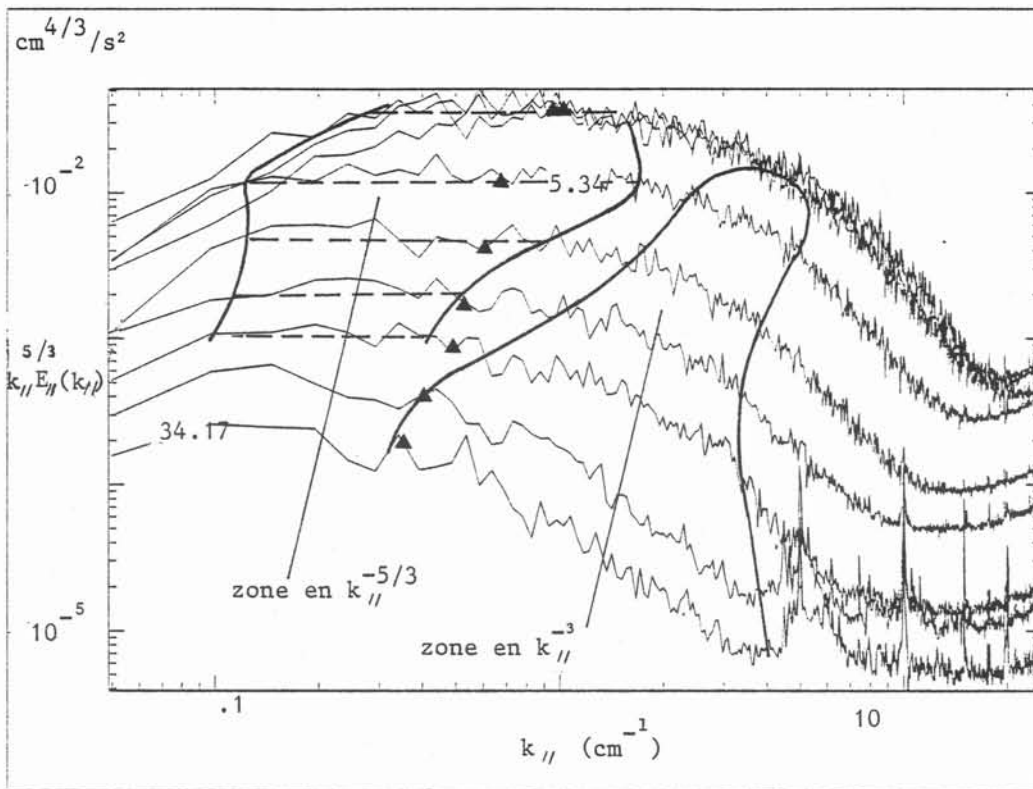
a. Corrélation longitudinale de $u_{||}$ aux distances successives de la grille $z_n = 1.75 \times 1.45^n$



b. Spectres d'énergie $E_{||}(k_{||})$ aux distances successives de la grille $z_n = 1.75 \times 1.45^n$

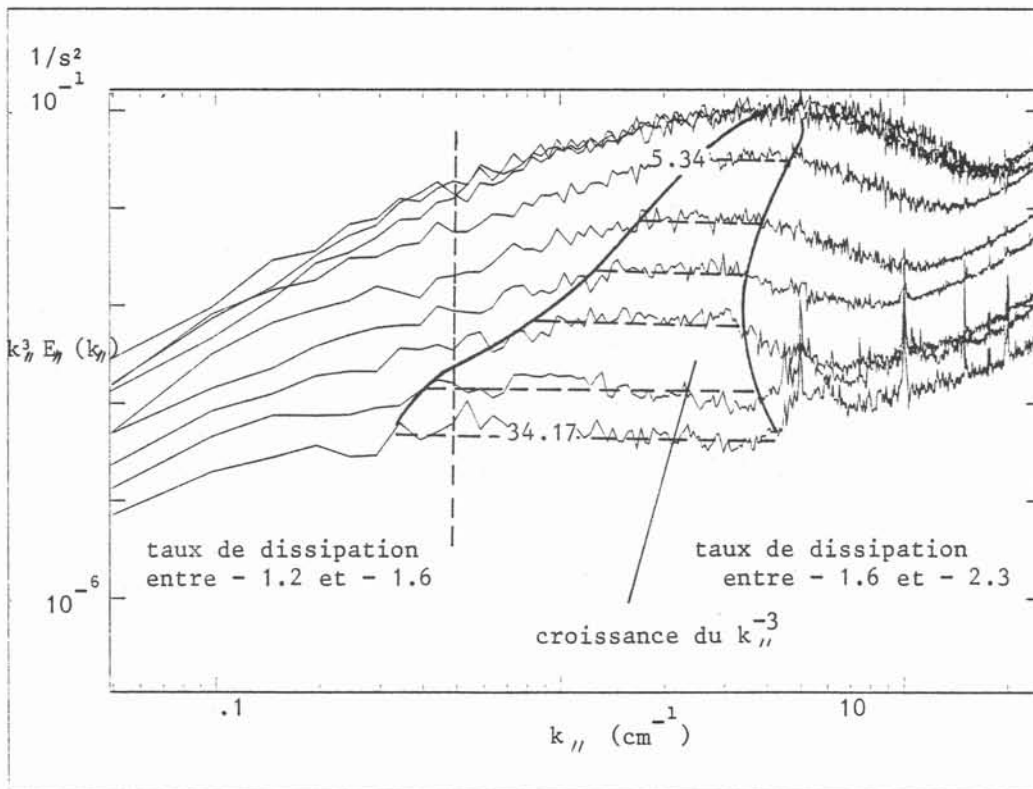
$\times k_T$ nombre d'onde de transition

Fig. 3 : $N = 1.05$; $Re = 900$; $m = 1.2$ cm ; $B = 4020$ gauss



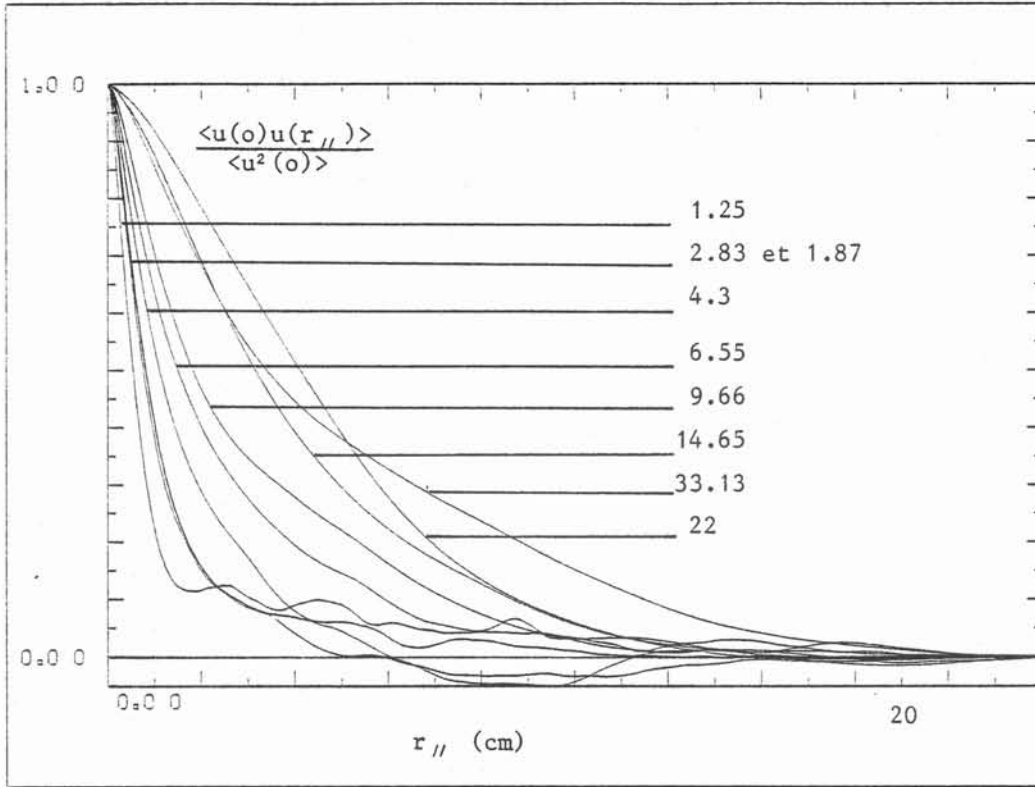
a. multiplié par $k_{\parallel}^{5/3}$

▲ Nombre d'onde $k_{I\parallel}$ correspondant à l'échelle intégrale l_{\parallel}

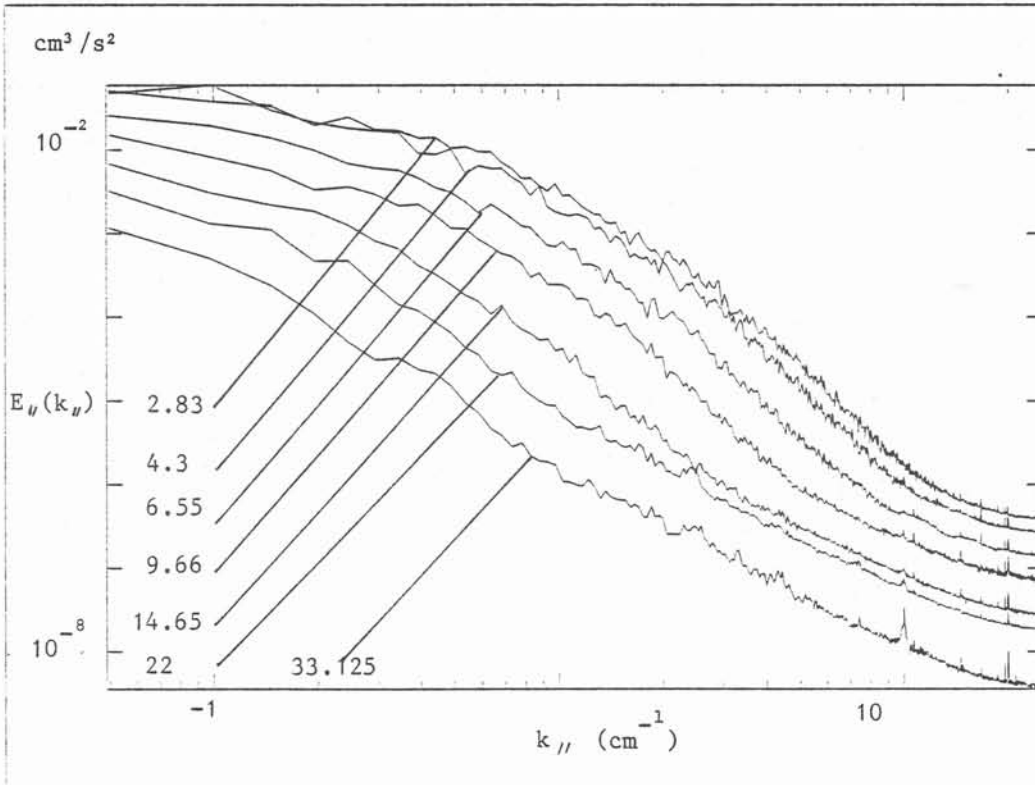


b multiplié par k_{\parallel}^3

Fig. 4 : $N = 1.05$; $Re = 900$; $m = 1.2$ cm ; $B = 4020$ gauss
Spectre $E_{\parallel}(k_{\parallel})$ multiplié par k_{\parallel}^n , $n = 5/3$ ou 3

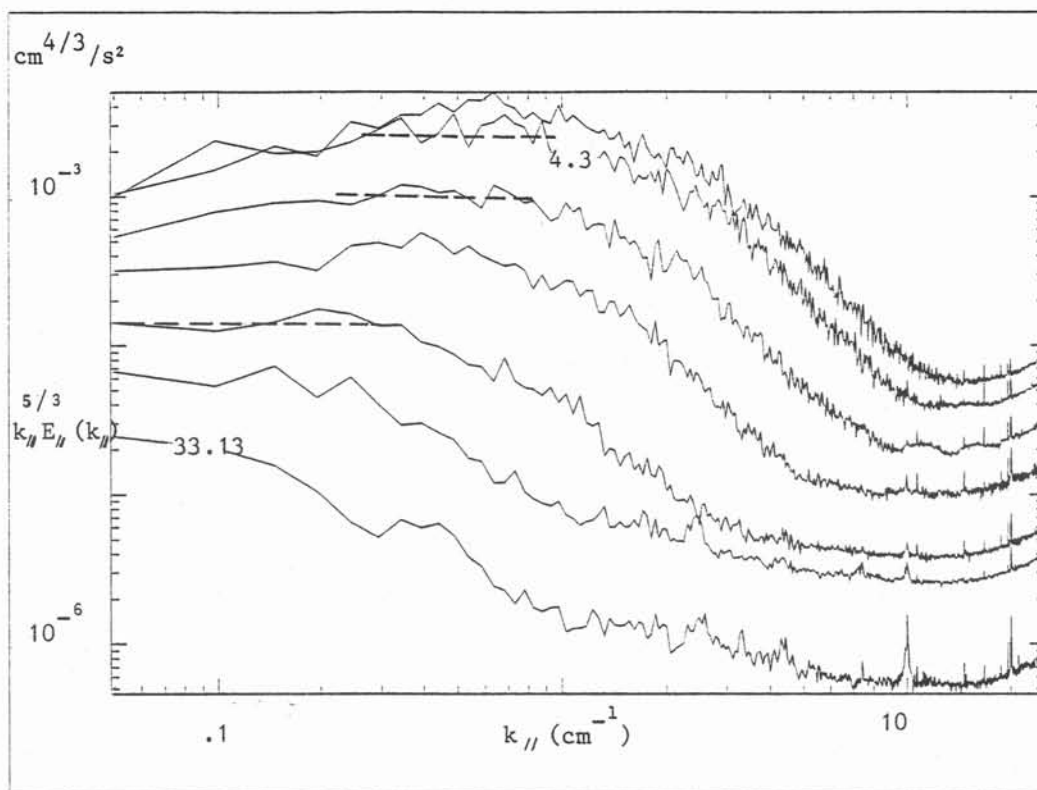


a. Correlation longitudinale de $u_{||}$ aux distances successives de la grille $z_n = 1.25 \times 1.5^n$

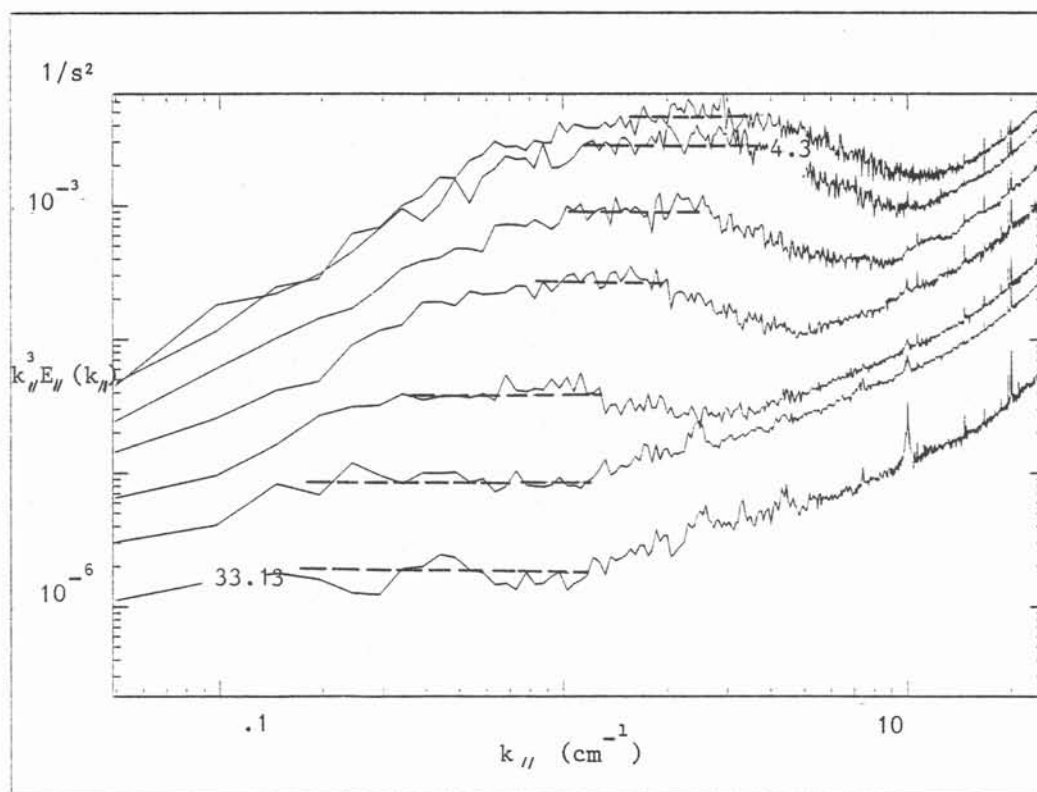


b. Spectre d'énergie $E_{||}(k_{||})$ aux distances successives de la grille $z_n = 2.83 \times 1.5^n$

Fig. 5 : $N = 2.1$; $Re = 450$; $m = 1.2 \text{ cm}$; $B = 4020 \text{ gauss}$



a. multiplié par $k_{\parallel}^{5/3}$



b. multiplié par k_{\parallel}^3

Fig. 6 : $N = 2.1$; $Re = 450$; $m = 1.2 \text{ cm}$; $B = 4020 \text{ gauss}$
 Spectre $E_{\parallel} (k_{\parallel})$ multiplié par k_{\parallel}^n ; $n = 5/3$ ou 3

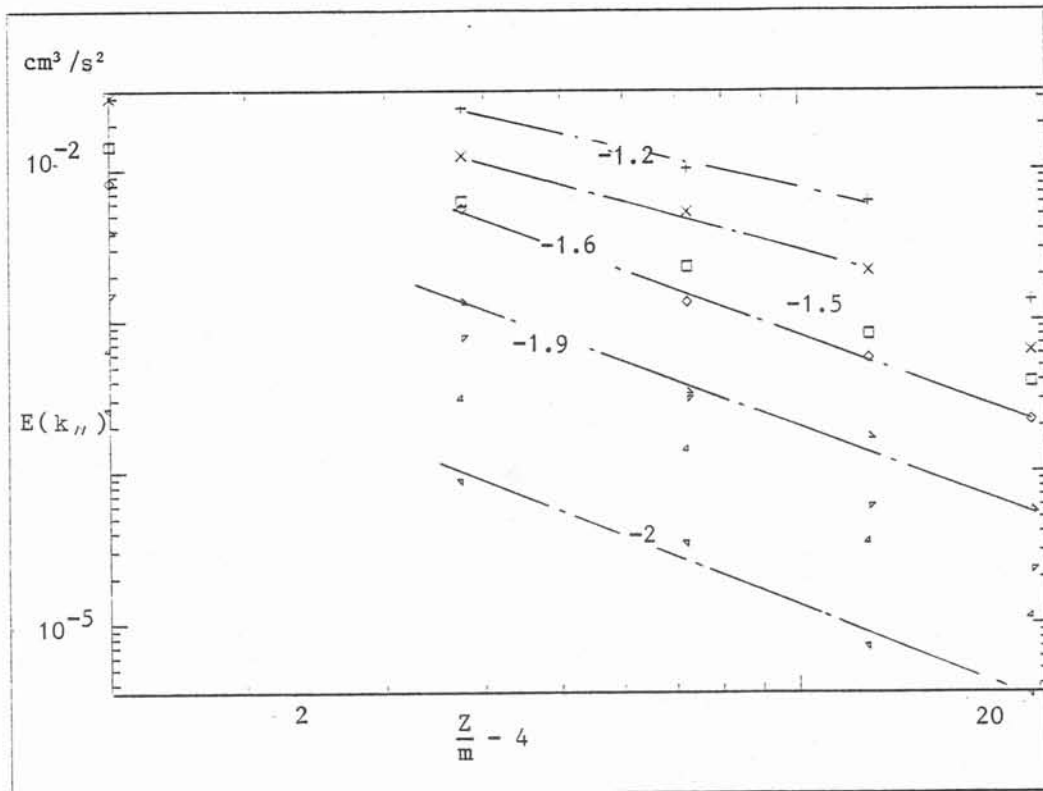


Fig. 7 : Décroissance à nombre d'onde fixé (origine fictive à 4 mailles)
 $N = 0.57$; $Re = 1800$; $m = 1.2\text{cm}$; $B = 4020$ gauss

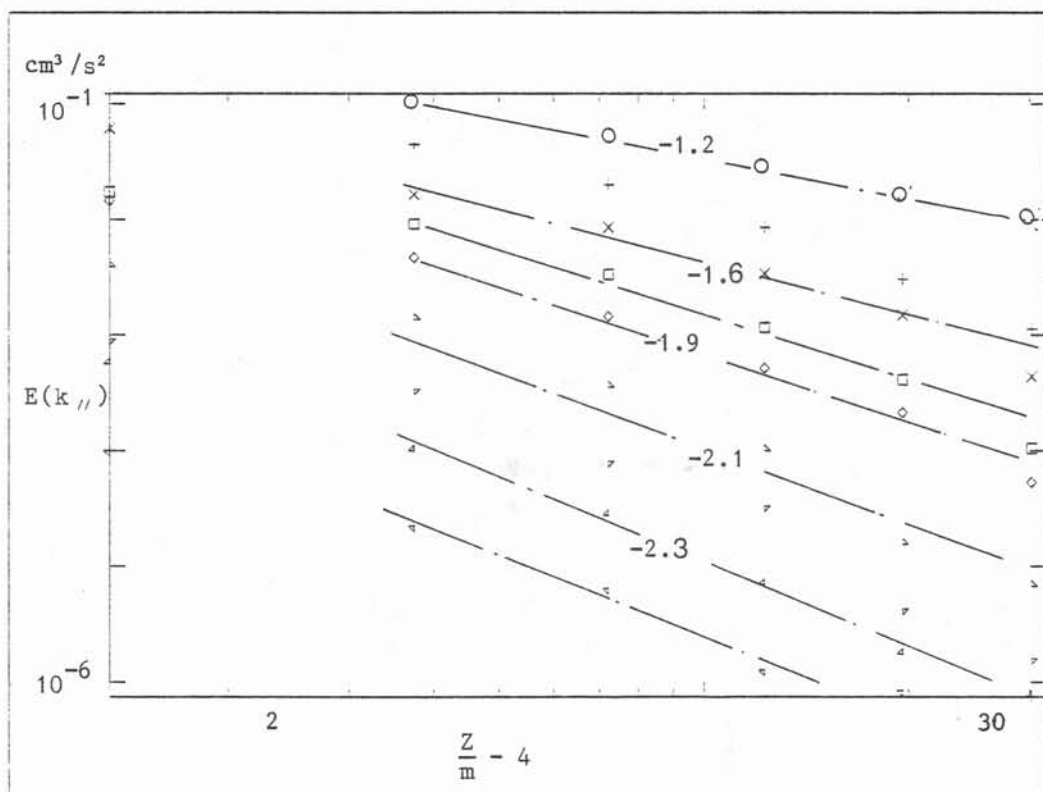


Fig. 8 : Décroissance d'énergie à nombre d'onde fixé (origine fictive à 4 mailles)
 $N = 1.02$; $Re = 900$; $m = 1.2 \text{ cm}$; $B = 4020$ gauss

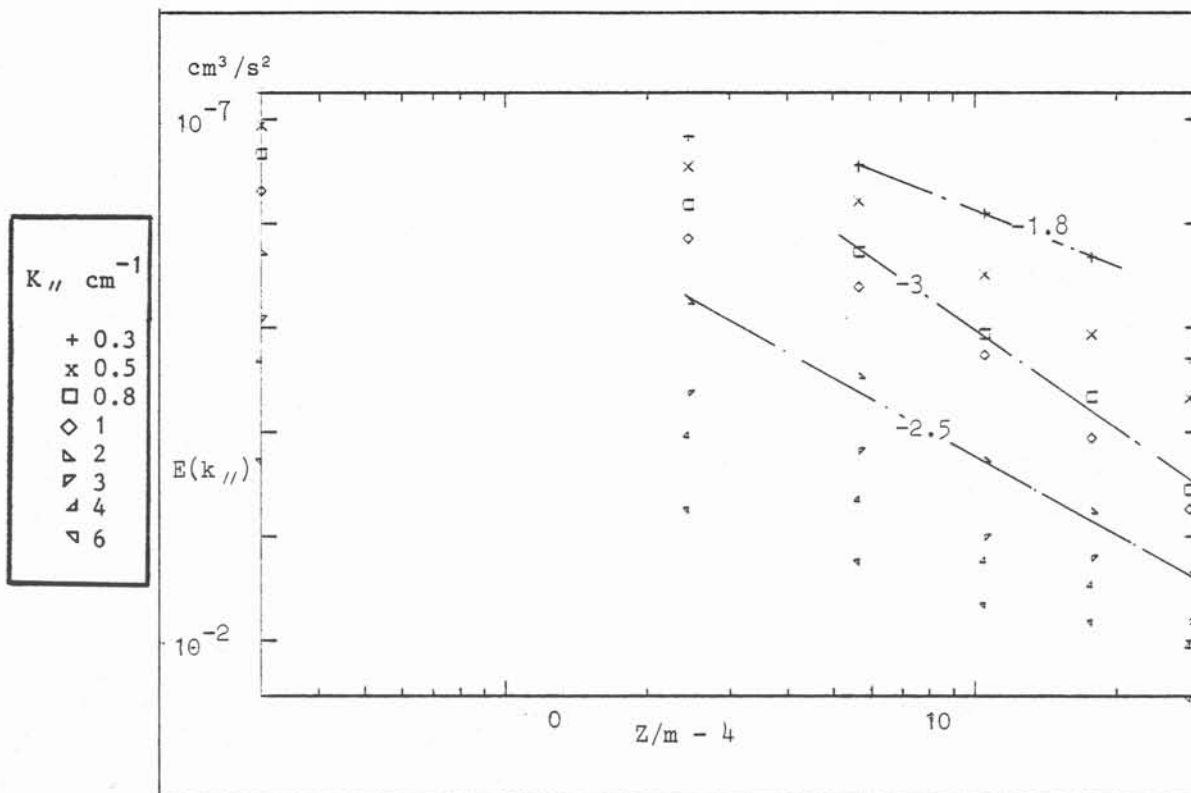


Fig. 9 : Décroissance d'énergie à $k_{//}$ fixé (origine fictive à 4 mailles)
 $U_M = 5 \text{ cm/S}$; $B = 4020$; $N = 2.1$; $Re = 450$

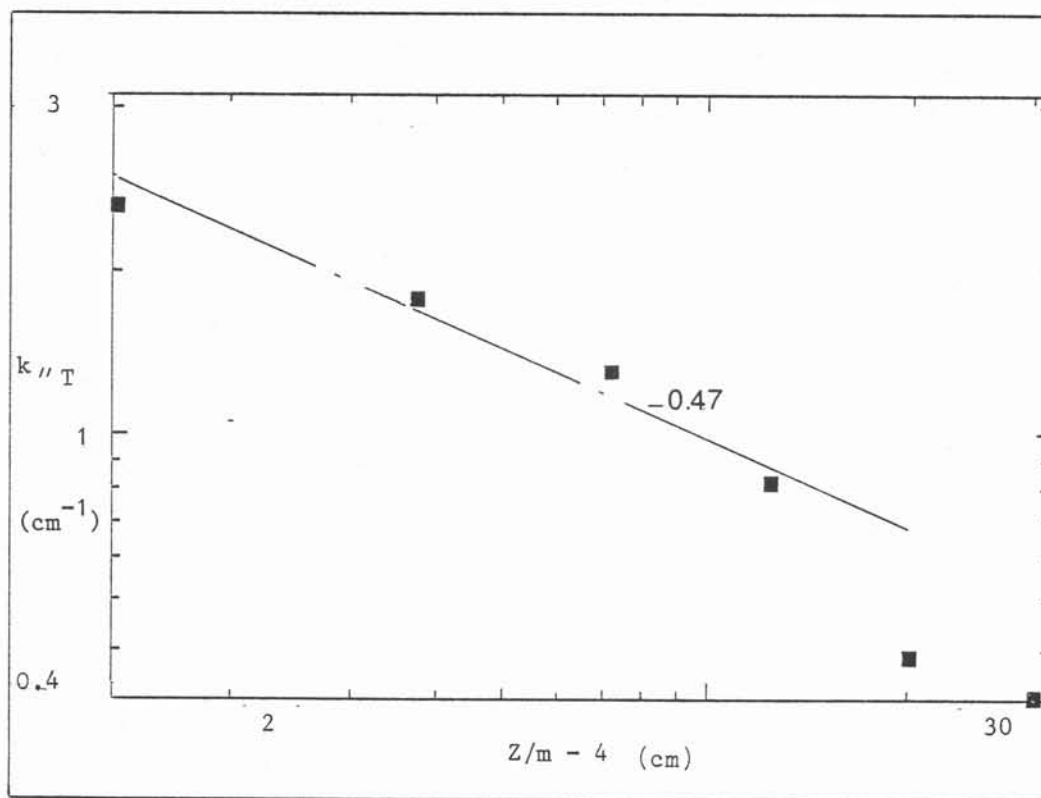


Fig. 10 : Décroissance du $k_{//T}$ en fonction de la distance à la grille
 (origine fictive à 4 mailles)
 $B = 4020 \text{ gauss}$; $U_M = 10 \text{ cm/S}$; $N = 1.05$; $Re = 900$

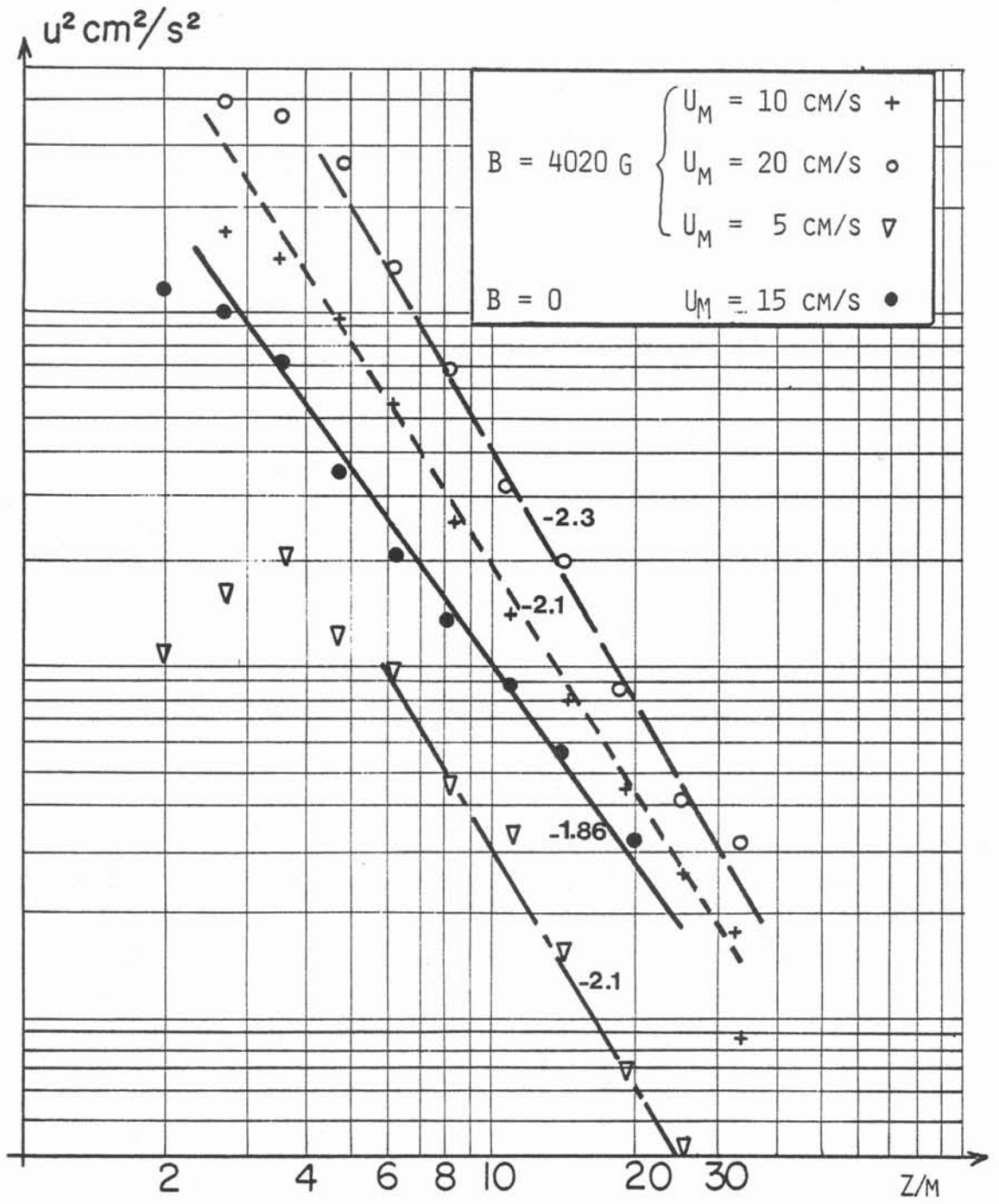


Fig. 11 : Décroissance d'énergie dans la direction du champ magnétique (sans origine fictive) Grille de maille 1.2 cm = m

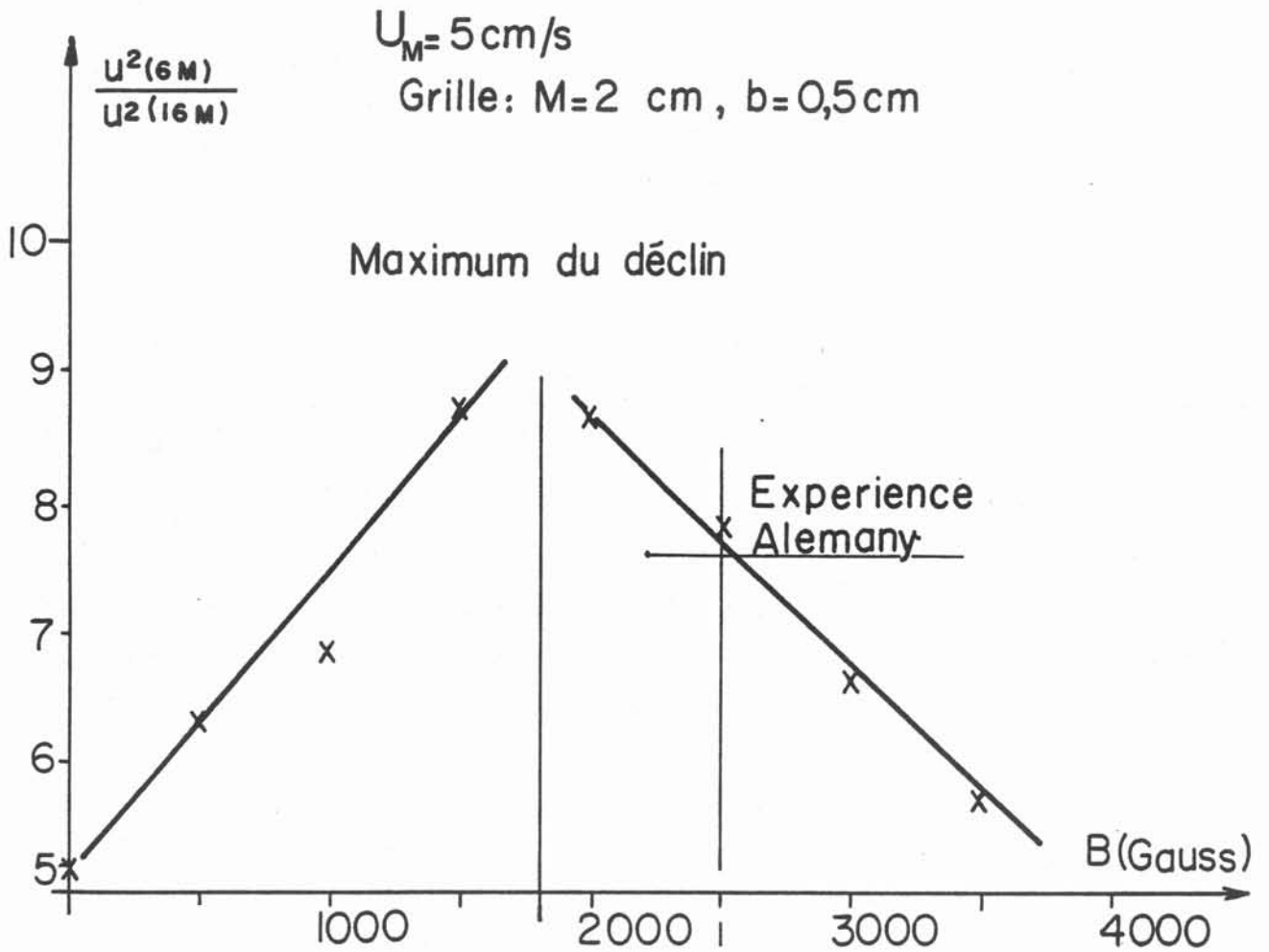
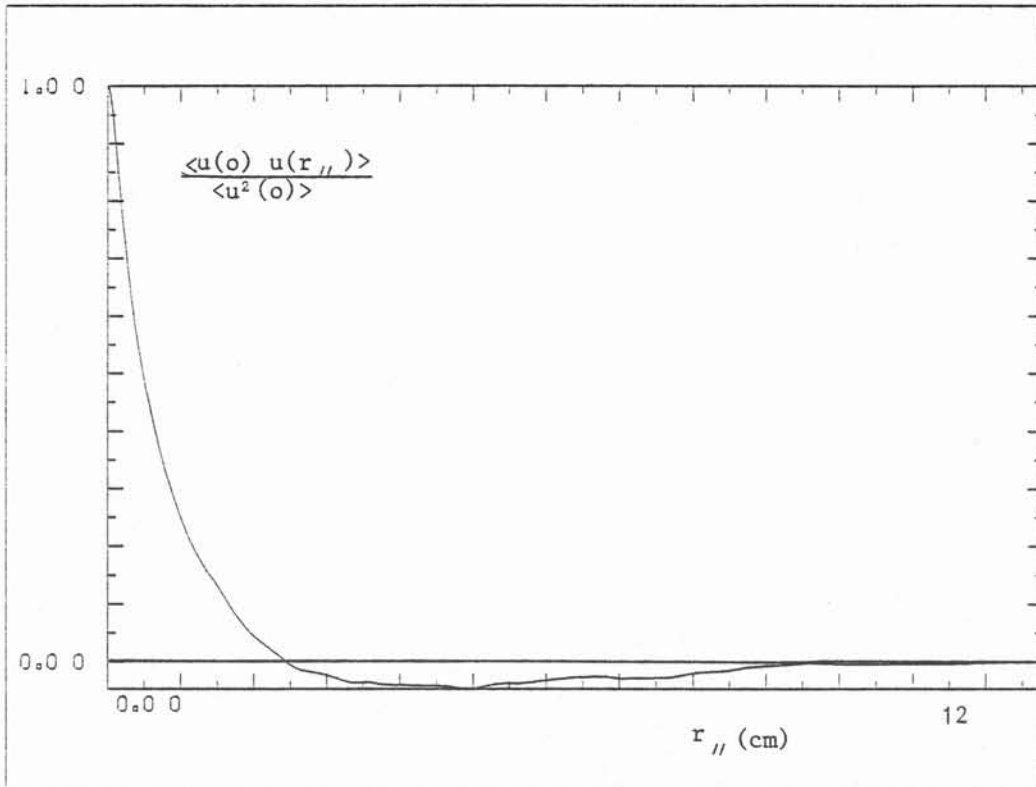
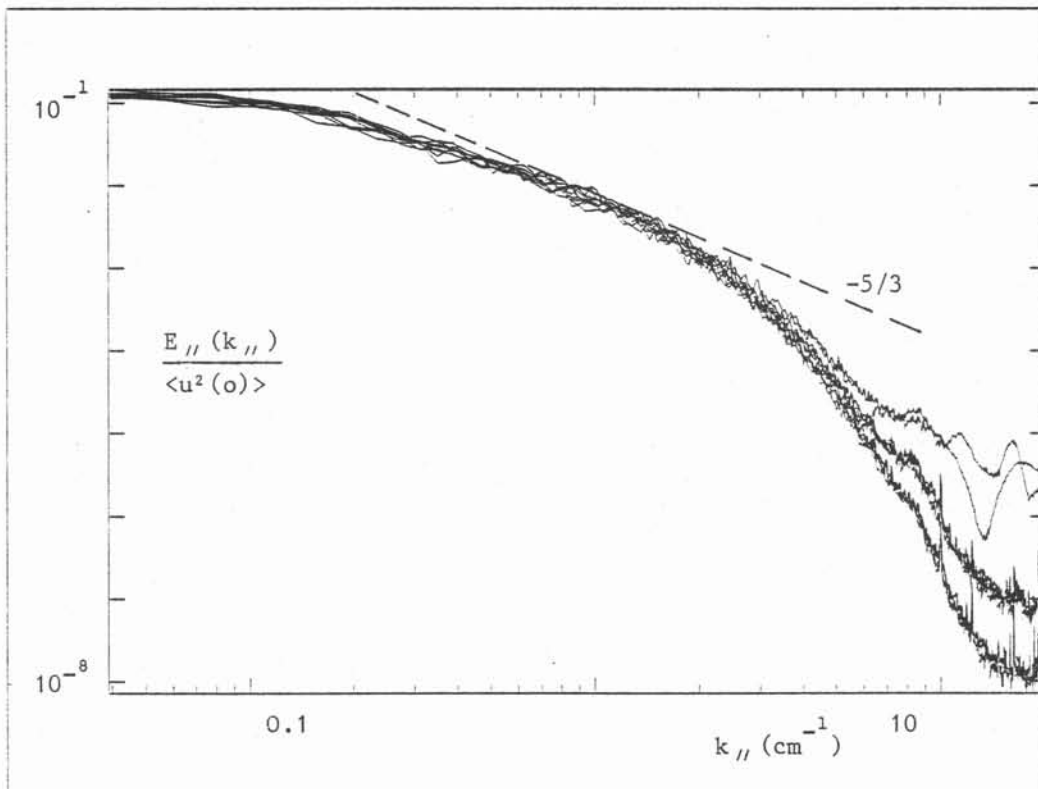


Fig. 12 : Mise en évidence d'un maximum de décroissance à 1800 gauss, pour une vitesse identique $U_M = 5 \text{ cm/s}$.
La décroissance à 4020 G et à 0 G est identique.

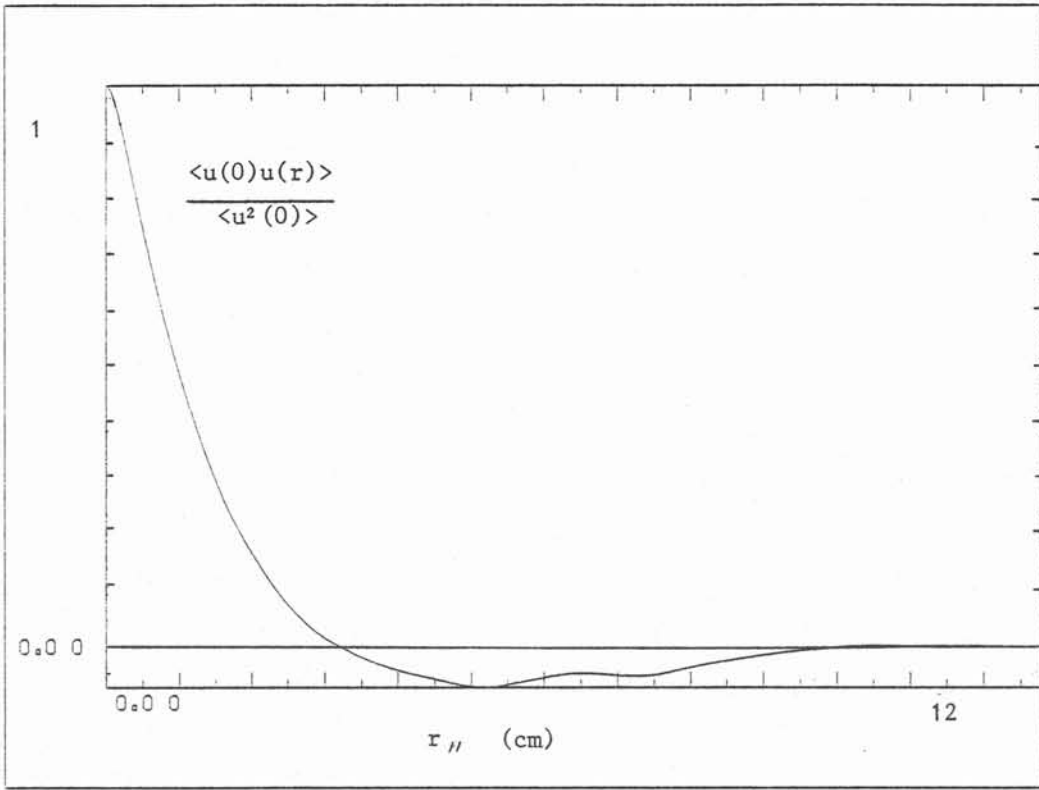


-a- Autocorrélation

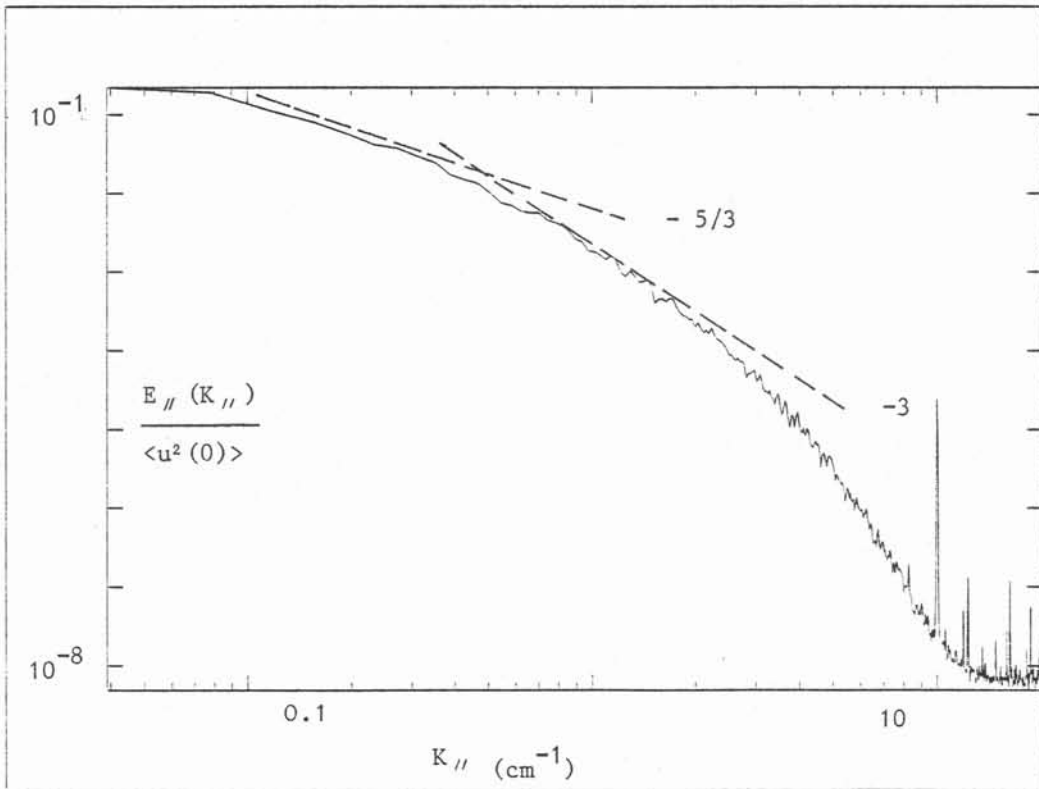


-b- Autospectre de 1,6 à 2,4 cm de l'axe

Fig 13 : B = 0 G 17 mailles

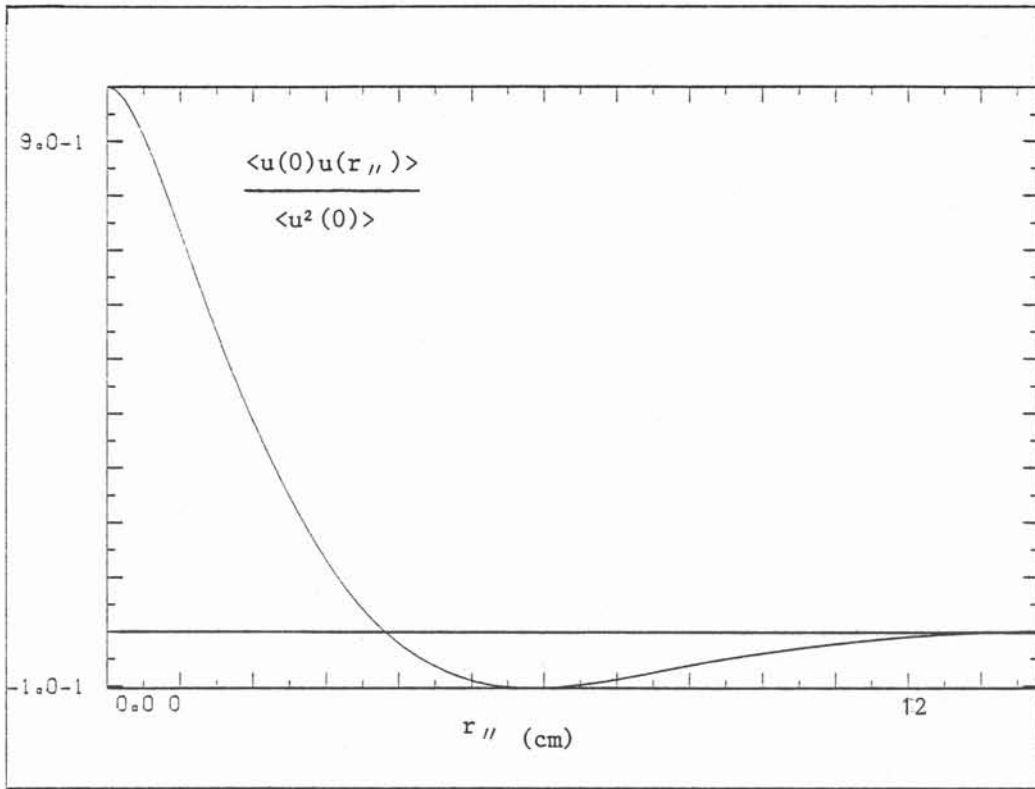


a - Autocorrélation $Z/m = 4$

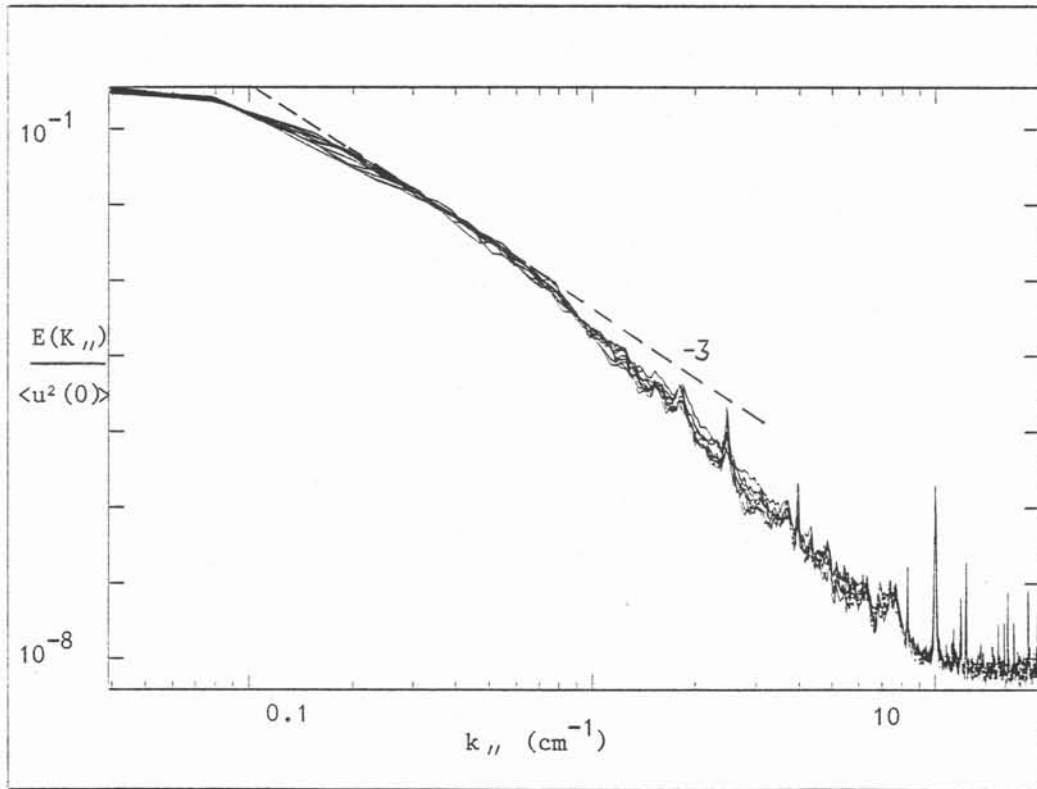


b - Spectre monodimensionnel, $Z/m = 4$

Fig. 14 : $B = 4020$ G ; $V = 5$ cm/s ; $N = 3.5$; $Re = 750$



a - Autocorrélation



b - Autospectres de 0.04 à 1.2 cm de l'axe

Fig. 15 : B = 4020 G ; V = 5 cm/s ; N = 3.5 ; Re = 750 ; Z/m = 16

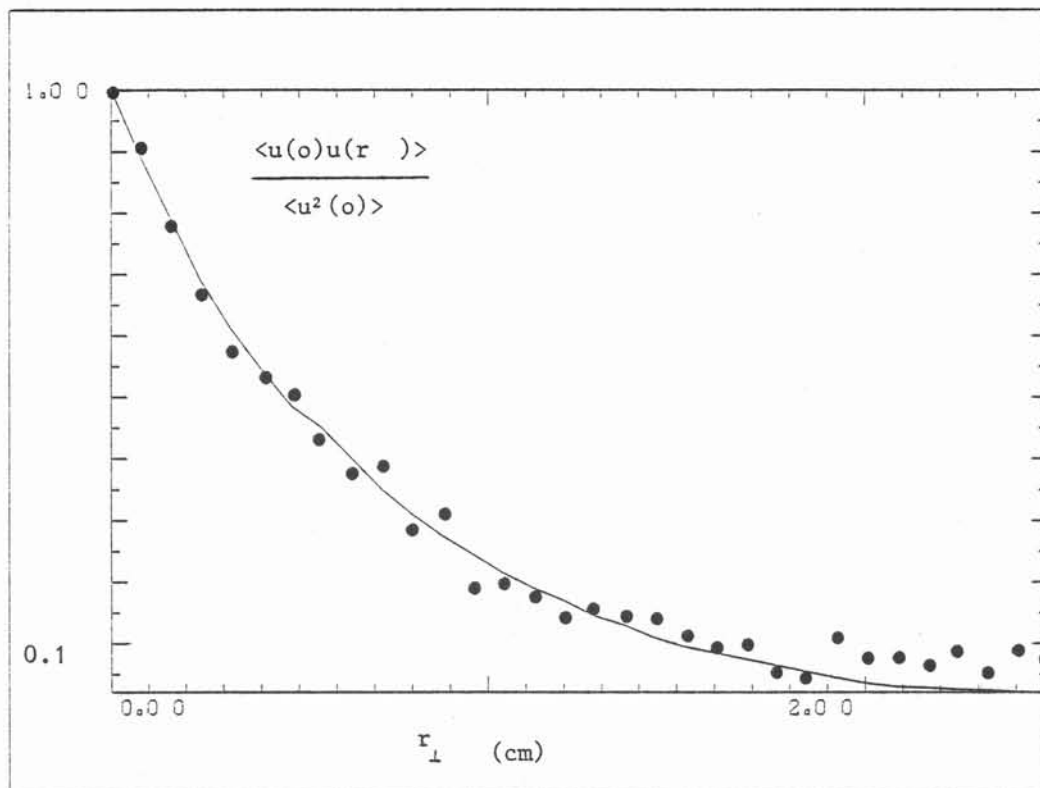
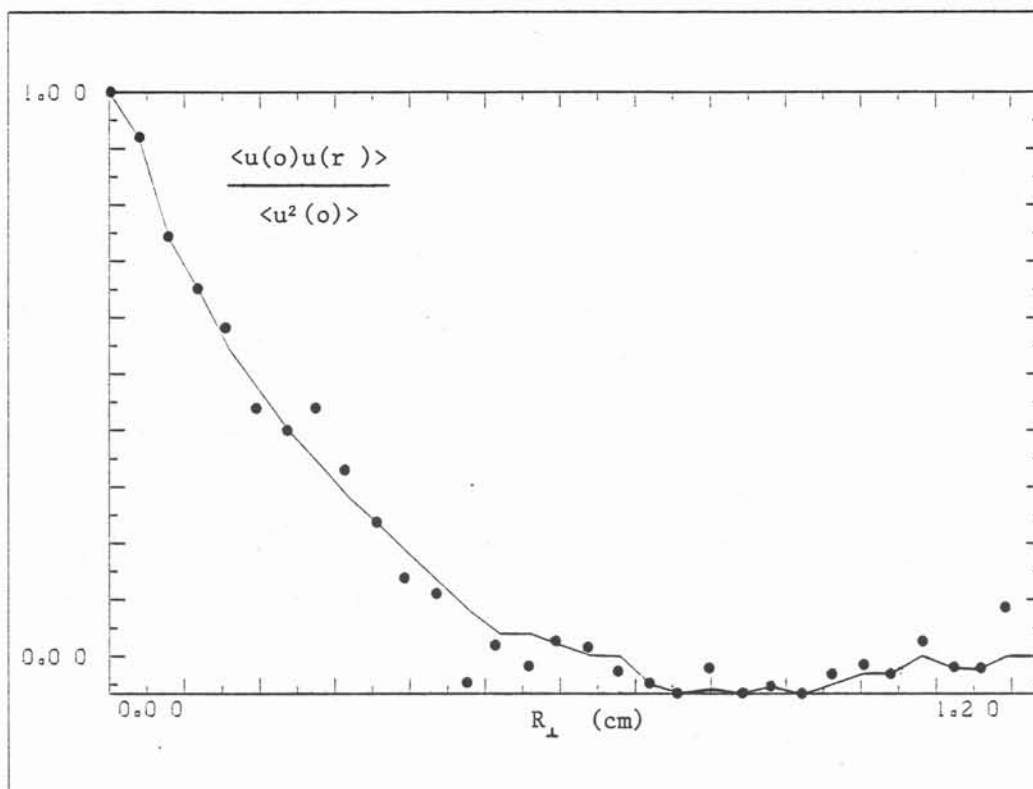
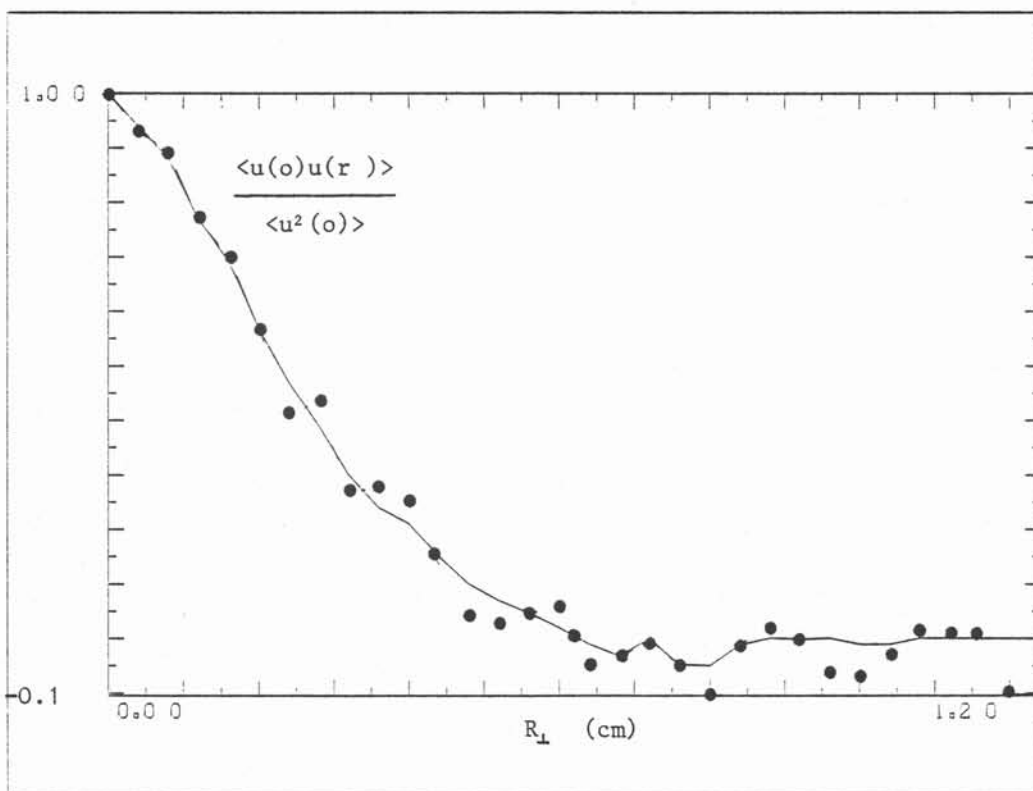


Fig. 16 : Intercorrélation transversale
B = 0 ; Re = 750 ; Z/m = 17
● Points de mesure.



a. $Z/m = 4$



b. $Z/m = 16$

Fig. 17 : Intercorrélation transversale
B = 4020 G ; Re = 750 ; $N_0 = 3.5$
● Points de mesure

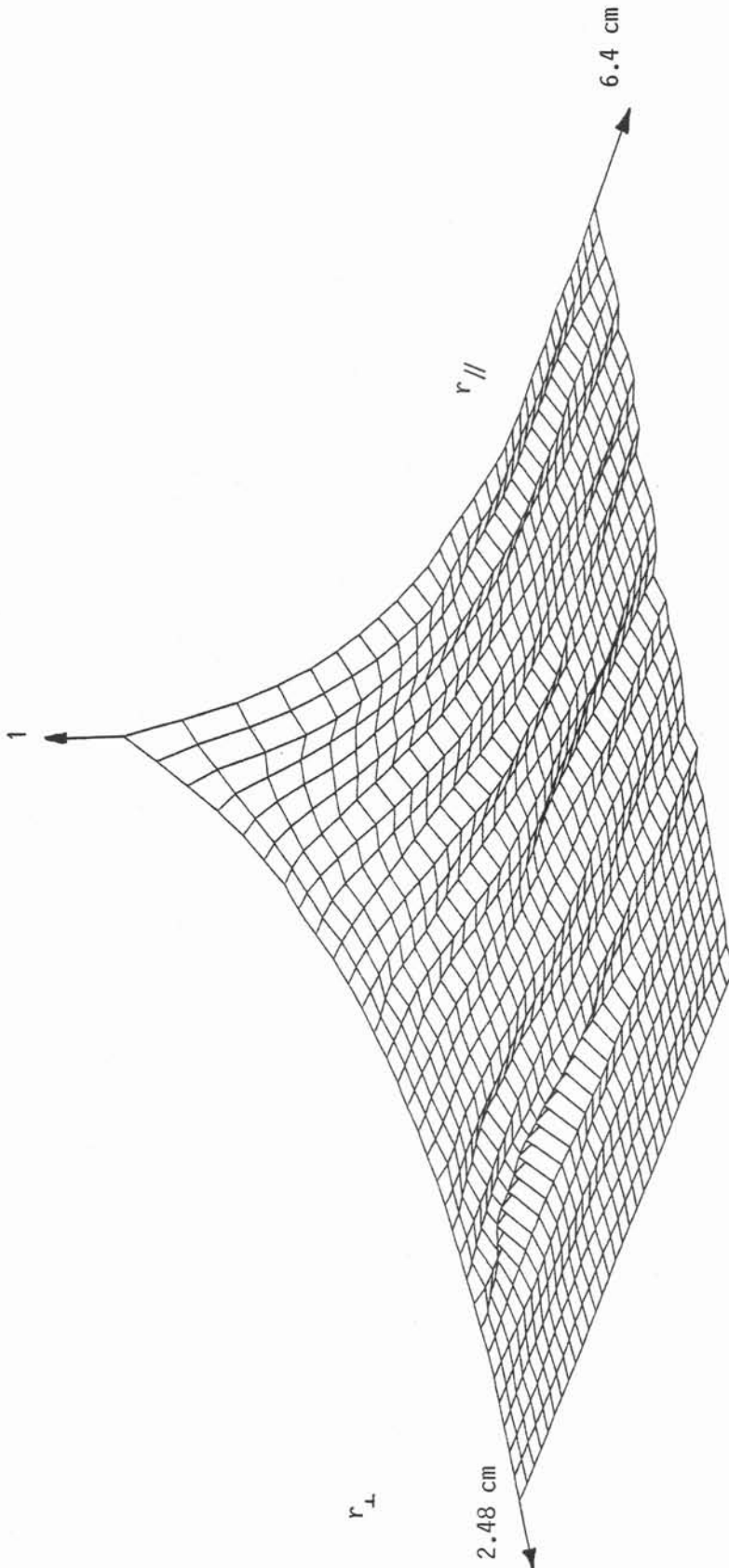
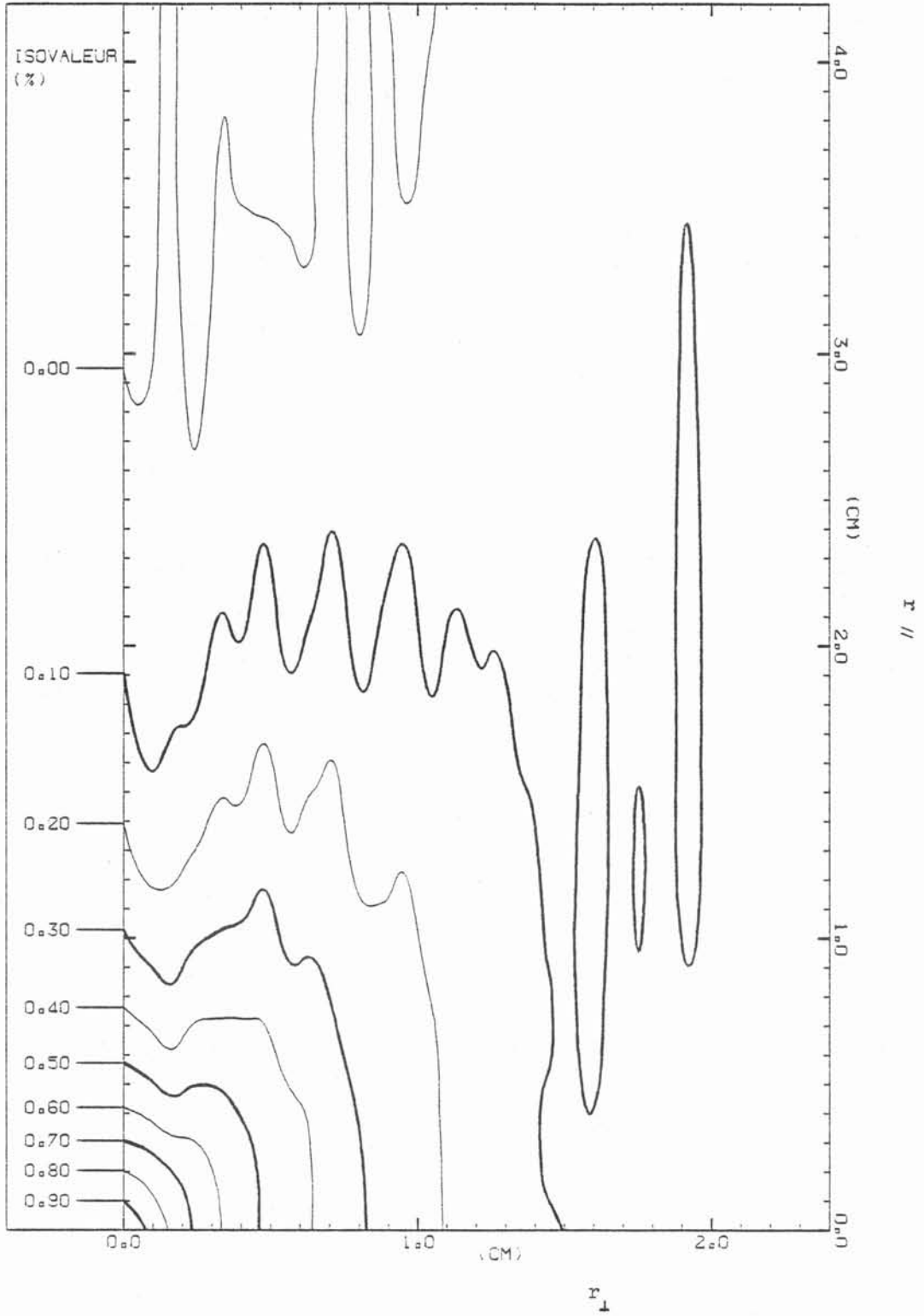


Fig. 18 : Corrélation bidimensionnelle
 $B = 0$; $Re = 750$; $Z/m = 17$

Fig. 19 - Isocorrélations

$$a - B = 0 ; \frac{Z}{m} = 17 ; Re = 750$$



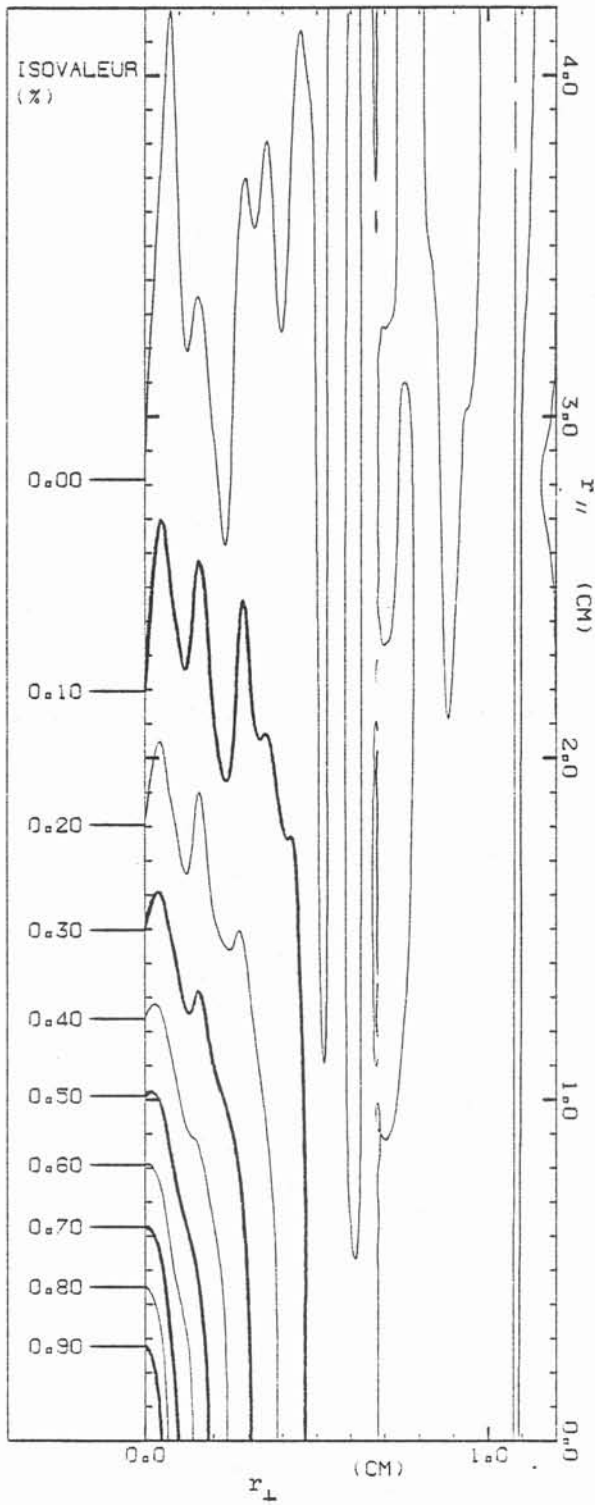
N = 3.5

Re = 750

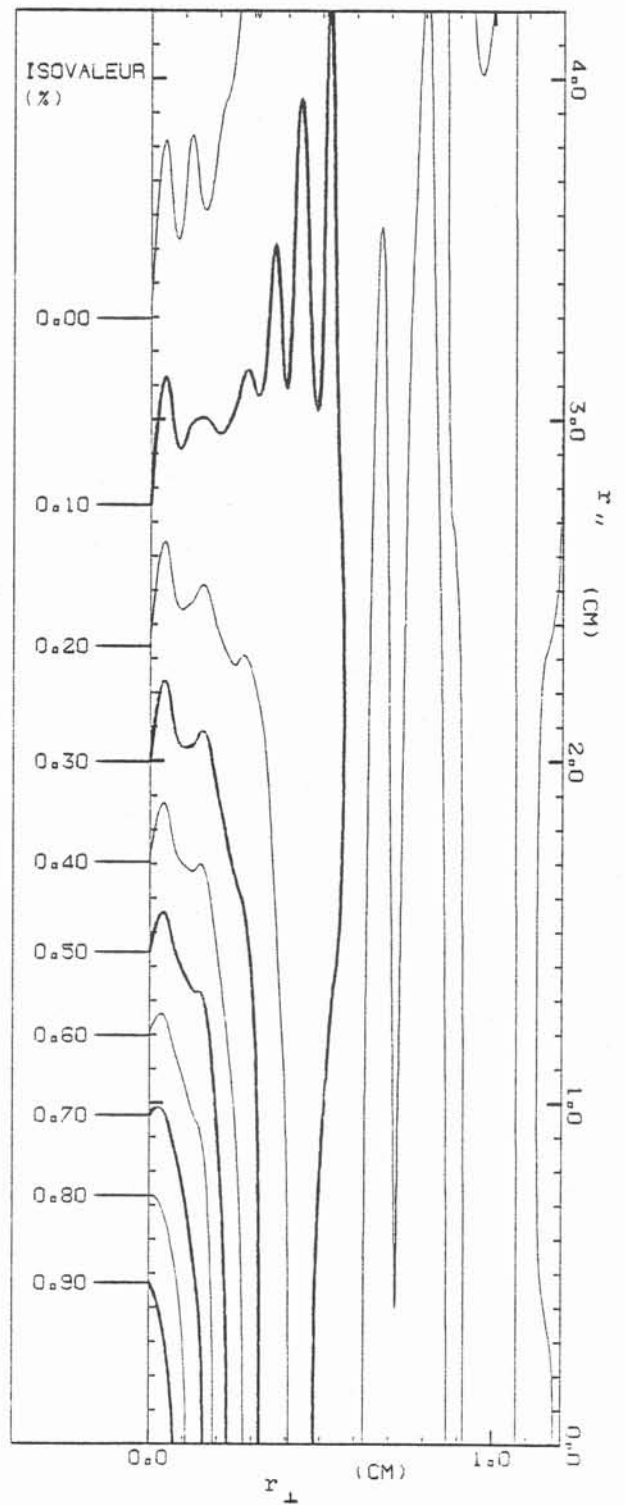
Remarquons l'allongement des isocorrélations dans le sens du champ, l'échelle perpendiculaire étant bloquée.

b. $\frac{Z}{m} = 4$

c. $\frac{Z}{m} = 16$



\uparrow
100°



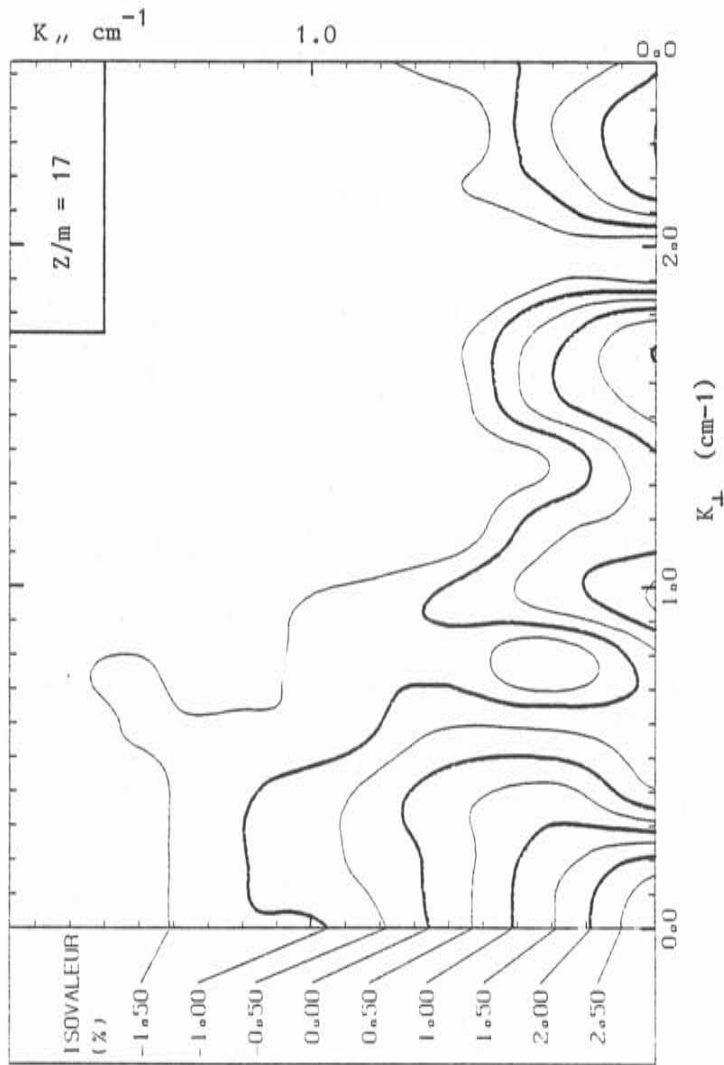


Fig. 20 :

- Carte isoénergie.

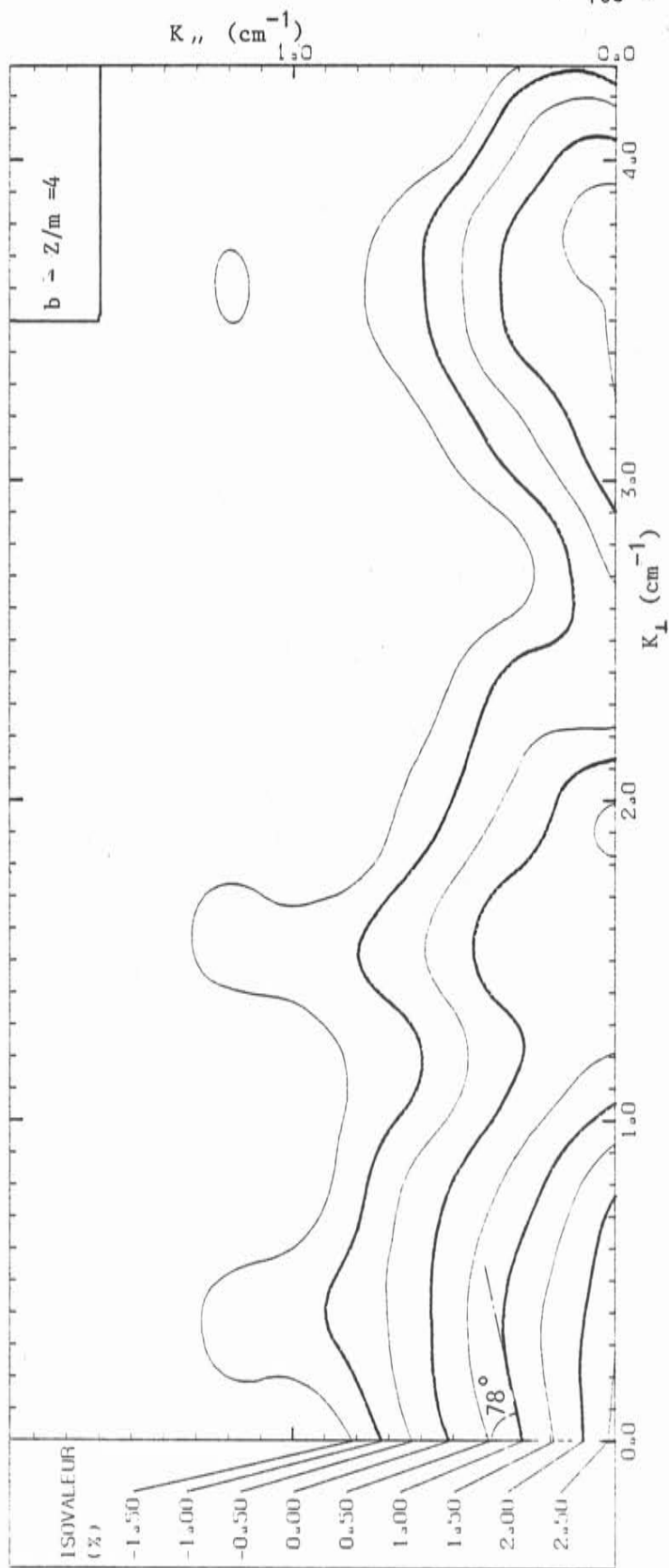
Les isovaleurs sont celles du log du module du spectre bidimensionnel.

a - L'énergie est confinée dans un rectangle $K \times k_{//} = 0.8 \times 1.3 \text{ cm}^{-2}$

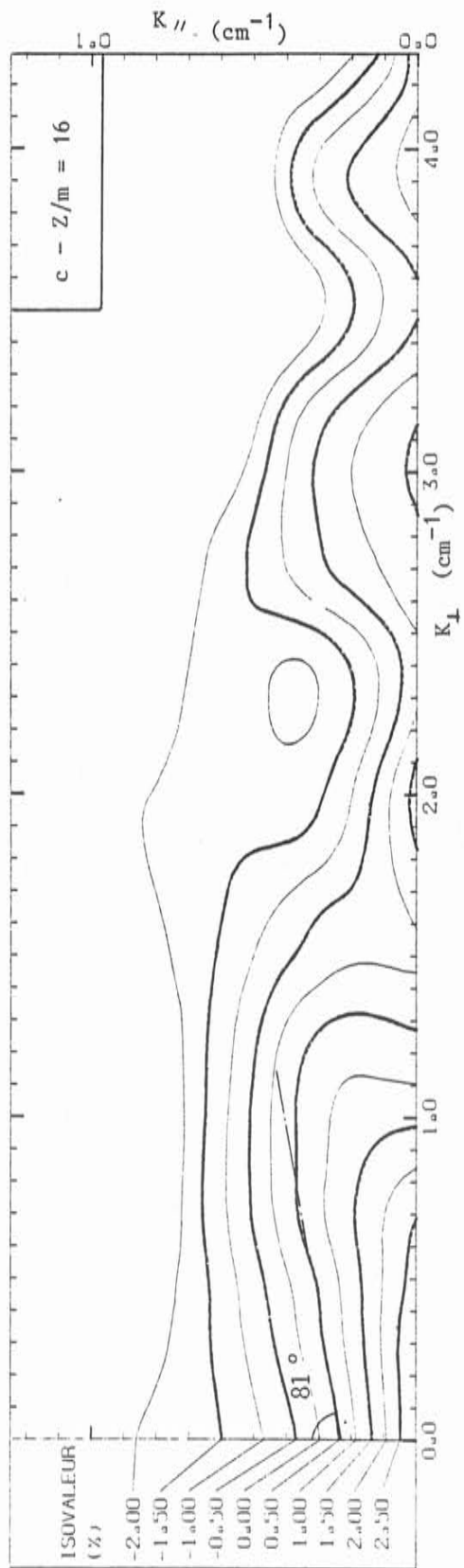
b et c - L'énergie est confinée dans un rectangle $k \times k_{//} = 1.5 \times 0.6 \text{ cm}^{-2}$

On observe un creusement des isoénergies aux basses fréquences entre b et c.

a - B = 0 ; $U_{//} = 5 \text{ cm/S}$; $Re = 750$
 maille = $\sqrt{2} \text{ cm}$



$B = 4020$ gauss $U_M = 5$ cm/S $N = 3.5$ $Re = 750$



\vec{B}_0

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [1] MOREAU R. "On magnetohydrodynamic turbulence".
Proceeding of Symposium on turbulence of fluids and plasma.
Polytechnic institute of Brooklyn 1968, page 359.

- [2] SCHUMANN U. "Numerical simulation of the transition from three
to two dimensional turbulence under uniform magnetic field".
J. Fluid Mech. Vol. 74, part 1, 1976, page 31.

- [3] ALEMANY A. "M.H.D. à l'échelle du laboratoire. Quelques résultats,
quelques applications". Thèse d'état, 14 Mars 1978.
Présentée à l'USMG.

- [4] SOMMERIA J. "Tendance à la bidimensionnalité de la turbulence
homogène M.H.D.". Thèse de 3ème cycle, 26 Juin 1980,
présentée à l'USMG.

- [5] COMTE-BELLOT G. et CORRSIN S. "Simple eulerian time correlation
of full and narrow-band velocity signals in grid generated,
'isotropic' turbulence".
J. Fluid Mechanics (1971), Vol. 48, part 2, pp. 273-337.

- [6] COMTE-BELLOT G. et CORRSIN S. "The use of contraction to improve
the isotropy of grid generated turbulence".
J. Fluid Mech. Vol. 25, part 4, 1965, page 657.

CONCLUSION

Le principal travail présenté dans ce mémoire est l'adaptation de toute une chaîne de traitements du signal à notre installation expérimentale. Elle comporte la mise au point d'une technique de nettoyage du signal turbulent pollué par les vibrations mécaniques et la réalisation de programmes et de procédés expérimentaux permettant d'accéder à des mesures bidimensionnelles de spectres et de corrélation. Cet investissement a permis l'obtention de nouveaux résultats expérimentaux comme les corrélations à deux dimensions, ou la mise en évidence d'un nombre d'ondes de transition au cours de la décroissance d'une turbulence M.H.D. En cela, la méthode utilisée (filtrage de Wiener) est fort satisfaisante, mais des améliorations restent à faire, en particulier au niveau de l'optimisation du calcul. Grâce à ce nouvel outil, nous pourrions réaliser des mesures plus difficiles comme évaluer les fluctuations latérales de vitesse, de manière à vérifier le spectre de cette composante, ainsi que l'hypothèse d'équipartition d'énergie.

En ce qui concerne les mesures de corrélations et de spectre à deux dimensions, les résultats sont encourageants puisqu'ils se recourent avec d'autres résultats expérimentaux. Toutefois, la procédure n'est pas encore complètement maîtrisée, par exemple au niveau du lissage de nappe. Dans l'immédiat, nous nous proposons de réaliser des essais en soufflerie, dans des conditions de manipulation plus aisées que dans le solénoïde. La configuration expérimentale permettrait alors une meilleure analyse de la méthode de calcul, de manière à en déterminer ses limites (hypothèse de Taylor, etc...). Une confrontation avec d'autres méthodes telles que celles développées à Lyon par GENCE et RIONDET serait fort enrichissante. L'essai en soufflerie nous paraît indispensable car l'écoulement y est fort bien contrôlé et les résultats pourront être directement testés sur des modèles connus. Mais l'amélioration et

la validation définitive du programme de calcul de spectres ou corrélations bi- et tri-dimensionnels ne suffit pas à assurer des mesures correctes, si nous ne maîtrisons pas mieux les conditions de turbulence dans le solénoïde (augmentation du temps d'intégration, homogénéité, isotropie, etc...). Pour cela, il faudra modifier profondément l'installation, soit en la transformant en boucle à mercure, soit en l'automatisant complètement.

Des mesures plus complètes à deux dimensions devront alors être réalisées. L'utilisation de l'ordinateur permettra en outre de traiter plus finement les spectres bidimensionnels, comme par exemple la possibilité de calculer le flux d'énergie sur le spectre en cours de décroissance.

En nous inspirant des expériences de WARHAFT [1], nous étudierons la diffusion de scalaire passif en présence de champ. Les spectres de scalaires pouvant être comparés au spectre d'énergie turbulente. En particulier, des mesures tridimensionnelles seraient fort intéressantes dans le cas de la turbulence à paramètre d'interaction modéré. On peut se demander qu'elles sont les propriétés d'isotropie du spectre initial en $k^{-5/3}$, et mieux visualiser son envahissement progressif par k^{-3} . La diffusion de scalaire dans une turbulence de ce type devrait être fort enrichissante du point de vue résultats expérimentaux et compréhension des mécanismes fondamentaux.

Les mesures de champ magnétique, qui ont partiellement été abandonnées en fin d'étude, devront être reprises. Le capteur utilisé, qui va prochainement être intégré, doit permettre des mesures de champ dans le solénoïde.

Les diverses recherches envisagées ici entrent dans un thème plus vaste qui est celui de l'évolution d'une turbulence soumise à un champ de force extérieure la rendant anisotrope. Les programmes mis au point en cours de thèse sont des outils privilégiés de la mesure d'anisotropie.

Nous nous proposons de les utiliser pour l'étude d'une turbulence évoluant en milieu stratifié.

Cet écoulement présente des analogies statistiques avec la turbulence homogène M.H.D. intéressante à mettre en évidence, mais il est en fait plus complexe du fait d'une interaction onde turbulence qui n'intervient pas en présence de force électromagnétique, à faible R_m . Cependant, la transparence du milieu fluide utilisé (eau salée par exemple) permet d'envisager l'utilisation de technique d'analyse d'image, beaucoup plus riche d'informations que l'anémométrie à film chaud.

*

* *

- [1] Z. WARHAFT. "The use of dual heat injection to infer scalar covariance decay in grid turbulence". J. F. M. Vol. 104, March 1981, page 93.

ANNEXE I

A N N E X E I

LES ESSAIS DE SONDES MAGNETIQUES

Dans cette annexe, nous décrivons un nouveau type de capteurs magnétiques, à haute sensibilité, basés sur l'effet magnétodiode. Les dimensions extrêmement faibles des sondes, mises au point par S. CROSTOLOVEANU [1] du laboratoire de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electronique et de Radio-électricité de Grenoble, nous a vivement incité à étudier la possibilité de les substituer aux capteurs "classiques" de champ magnétique. Après avoir analysé le principe de fonctionnement et les performances d'une magnétodiode, nous décrivons l'installation expérimentale destinée à tester les possibilités d'adaptation de ces capteurs à la mesure du champ magnétique induit par un écoulement turbulent.

1. PRINCIPE ET PERFORMANCES

L'effet magnétodiode désigne l'influence d'un champ magnétique et des phénomènes de recombinaison des porteurs de charge sur la caractéristique courant tension directe d'une diode P-I-N à semi conducteur (Germanium ou silicium).

Dans un barreau soumis à des champs électrique et magnétique croisés, les électrons et les trous injectés par les contacts d'extrémité sont déviés par les forces de Lorentz vers une même surface sur laquelle ils se

recombinent. Le gradient transversal de porteurs qui en résulte provoque une modification de la conductivité électrique par suite de la modification du nombre moyen de porteurs et de l'apparition de courants de diffusion transversaux. La sensibilité magnétique dépend de nombreux paramètres tels que : dopage, durée de vie des porteurs, épaisseur et longueur des structures, etc... L'ordre de grandeur typique de sa valeur mesurée en conditions de laboratoire est de 10 mV/G, ce qui laisse espérer la possibilité de pouvoir détecter les variations de champ magnétique engendrées par les petites structures d'un écoulement turbulent. Dans notre solénoïde, pour un champ magnétique maximum de 4000 gauss et un nombre de Reynolds magnétique de l'ordre de 10^{-4} , la valeur du champ induit serait de l'ordre de 0,4 gauss.

Un aspect très intéressant de ce type de capteur est sa possibilité d'intégration et de miniaturisation. La réalisation d'une sonde tridirectionnelle peut ainsi être envisagée. A cette occasion, l'intérêt des fabricants actuels de sondes de vitesse à film chaud, pourrait être suscité.

Il est enfin révélateur de comparer les possibilités des magnétodiodes aux éléments classiques de détection de champ tels que la sonde à effet Hall ou un petit solénoïde bobiné. Ce dernier dispositif ne délivre qu'une très faible tension dans la zone des basses fréquences (2 à 100 Hz) qui correspond à la turbulence rencontrée habituellement dans les liquides.

Signalons, toutefois, le niveau important du bruit qui limite les possibilités actuelles de la magnétodiode et qui varie selon une loi inverse de la fréquence. Cet inconvénient peut engendrer d'importants problèmes de filtrage, spécialement pendant l'acquisition de signaux à basse fréquence. Ce type de sonde est par ailleurs sensible aux paramètres extérieurs tels que la température ou la luminosité.

2 - INSTALLATION EXPERIMENTALE - RESULTATS

Une magnétodiode est placée à proximité d'un anneau métallique en acier inoxydable amagnétique tournant à vitesse constante autour de l'un de ses diamètres et soumis à un champ magnétique constant et homogène (cf. figure 1).

Ce dispositif permet donc de schématiser le retournement d'une structure, supposée annulaire, dans un champ magnétique extérieur homogène, et d'enregistrer la perturbation électrique engendrée par les courants induits qui s'y développent.

Désignons par N la vitesse de rotation de l'anneau (en tr/mn), par $2a$ et $2b$ les dimensions de ses diamètres intérieurs et extérieurs, et par B_0 l'intensité du champ constant de l'électro-aimant ; la valeur du courant électrique circulant dans l'anneau est donnée par la relation :

$$(1) \quad i = \left| 2 \pi^2 \frac{N}{60} B_0 \frac{(a+b)^2}{4} \frac{1}{r} \right| \cos \left(\frac{\pi N}{30} t \right)$$

où r désigne la résistance électrique de la spire. Il a été par ailleurs démontré que dans la gamme des fréquences explorées, la valeur $L\omega$ de sa réactance est négligeable devant r ($L\omega/r \approx 10^{-4}$).

A la distance z séparant la magnétodiode de l'axe de rotation de la spire, il est d'autre part possible de calculer théoriquement l'intensité b_0 du champ magnétique induit par le mouvement de celle-ci. [2] DURAND E.

$$(2) \quad b_0 = \frac{u_0 i}{8c(b-a)} \left\{ (z+c) \log \frac{(1+\sin k_1)(1-\sin \alpha_1)}{(1-\sin k_1)(1+\sin \alpha_1)} - (z-c) \log \frac{(1+\sin k_2)(1-\sin \alpha_2)}{(1-\sin k_2)(1+\sin \alpha_2)} \right\}$$

Les angles $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ sont définis figure 2.

Les expressions de i et de b_0 sont données dans le repère de la spire. Bien entendu, la sonde ne percevra que la projection du champ b_0 sur une direction fixe du laboratoire, soit $b_0 \cos\left(\frac{Nt}{30}\right)$, la fréquence perçue par la sonde est égale au double de la fréquence de rotation de la spire.

Etant donné les valeurs numériques adoptées au cours de cet essai :

$$B_0 = 2040 \text{ gauss}$$

$$a = 8 \text{ mm} ; b = 10,5 \text{ mm} ; c = 4,5 \text{ mm} ; z = 15 \text{ mm.}$$

Le rapport du champ induit à la vitesse N de rotation, exprimée en tours/minute, est le suivant :

$$(3) \frac{b}{N} = 0,237 \cdot 10^{-3} \text{ gauss/tr/mn.}$$

Le tableau A indique les valeurs de la fréquence du signal délivré par le capteur ainsi que la valeur de la tension mesurée crête à crête pour quelques valeurs de la vitesse de rotation du moteur. La sensibilité de la sonde y est exprimée.

TABLEAU A

N et f	Fréquence du signal délivré	Tension mesurée crête à crête	Intensité théorique de b (3)	Sensibilité m V/G
460 tr/mn = 7,66 Hz	15,04 Hz	0,46 mV	0,109 G	4,22 m V/G
1040 tr/mn = 17,33 Hz	35,02 Hz	0,6 mV	0,24 G	2,43 m V/G
1500 tr/mn = 25 Hz	49,40 Hz	0,7 mV	0,355 G	1,97 m V/G

Cette première installation expérimentale dont le principal intérêt est qualitatif permet de vérifier l'ordre de grandeur remarquable de la sensibilité d'une magnétodiode. La dispersion des résultats en fonction de la vitesse de rotation peut s'expliquer de deux façons :

- La courbe de réponse dynamique de la sonde peut être différente de la réponse statique (cf. figure 3). Ceci pourrait éventuellement justifier une baisse de sensibilité lorsque la fréquence augmente.

- Pour les faibles valeurs de N, le rapport signal sur bruit est assez faible pour rendre les mesures délicates.

En conclusion, les premiers résultats obtenus ici sont très encourageants et incitent à engager une nouvelle expérimentation plus performante sur le plan électronique notamment. Rappelons enfin pour bien situer l'intérêt de la magnétodiode qu'une sensibilité de 2,43 m V/Gauss à 27 Hz (cf. Tableau A) serait obtenu par un solénoïde de 1 mm de diamètre ayant 238 400 spires !

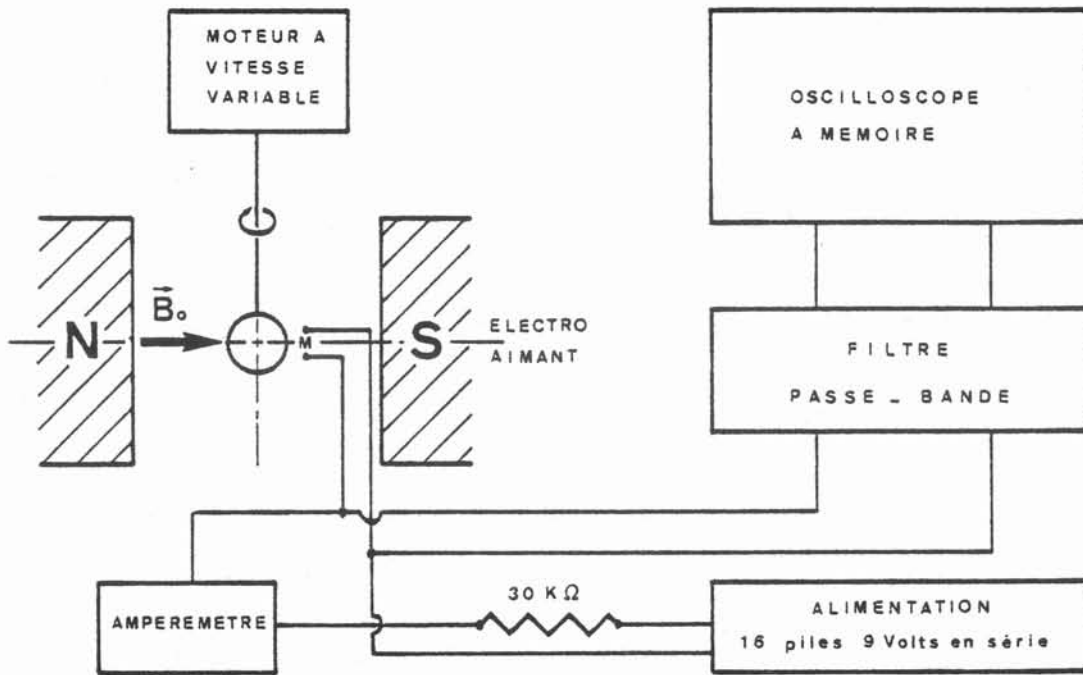


fig.1. Dispositif de mesure dynamique

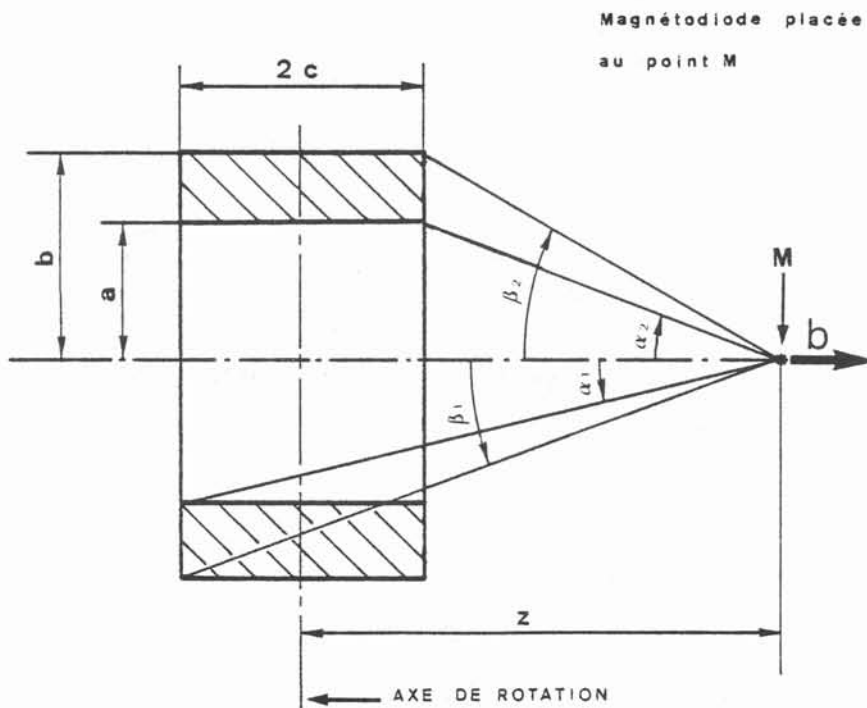


fig. 2.

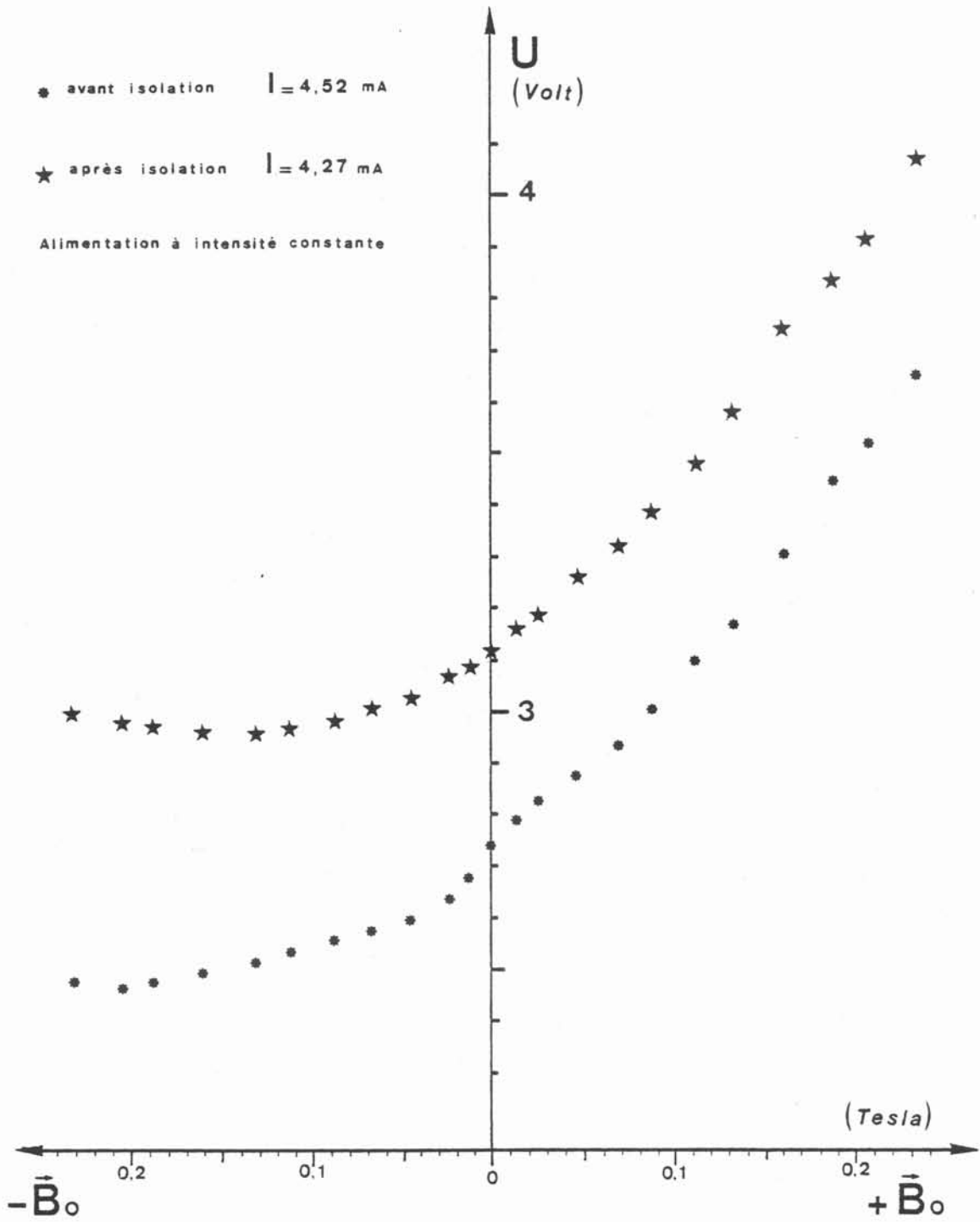


fig.3. Etalonnage statique de la magnétodiode utilisée

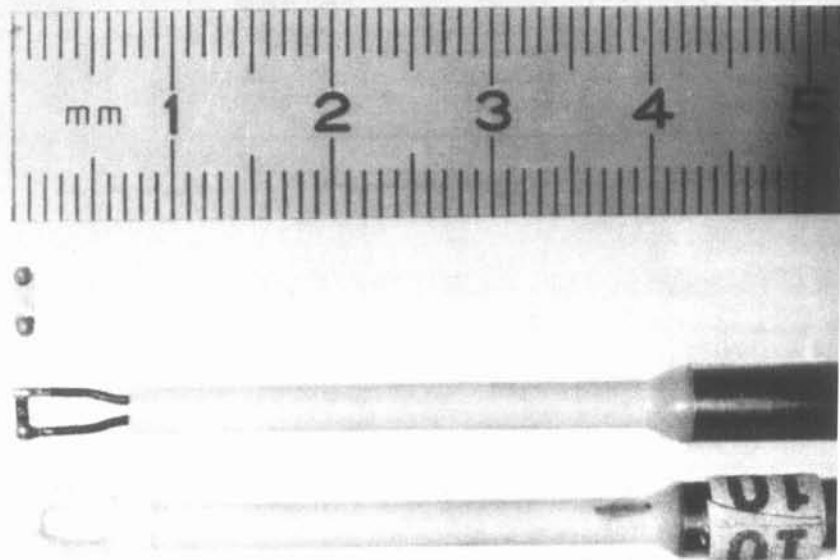


FIG. 3 - MAGNETODIODE ISOLEE EN BAS, NON ISOLEE AU CENTRE
EN HAUT, UNE PLAQUETTE DE GERMANIUM AVANT SOUDURE

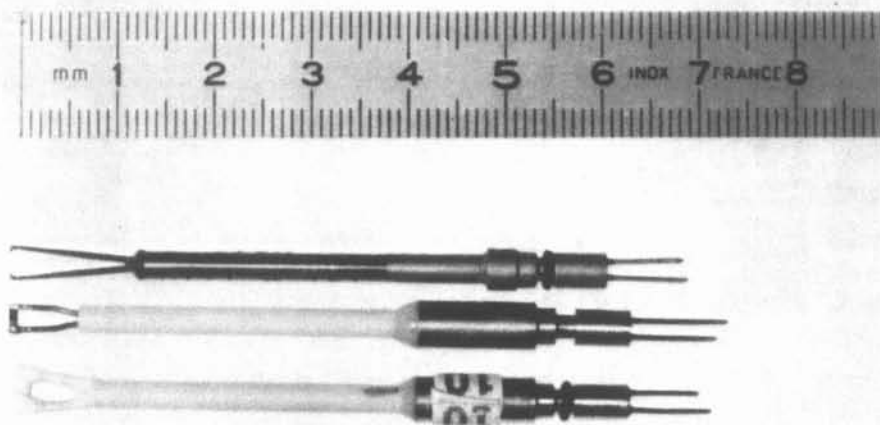


FIG. 4 - COMPARAISON DE DEUX MAGNETODIODE
AVEC UNE SONDE TSI 1210-60 Hg ($\varnothing = 0.15$ MM,
LONGUEUR SENSIBLE 2 MM)

BIBLIOGRAPHIE ANNEXE 1

- |1| CRISTOLOVEANU S. "Transport magnétoélectrique dans les semi-conducteurs en présence d'inhomogénéités naturelles ou induites par effet de recombinaison et d'injection".
Thèse d'Etat de l'Université de Grenoble 1981.

- |2| DURAND E. "Magnétostatique", p. 141. Edition Masson.

A N N E X E I I

S O U M I S P O U R P U B L I C A T I O N
D A N S L E S C O M P T E S R E N D U S
D E L ' A C A D E M I E D E S S C I E N C E S

ANEMOMETRIE A FILM CHAUD

Un effet de filtre des sondes à film chaud coniques

Note de (*) de PHILIPPE CAPERAN** et ANTOINE ALEMANY**

présentée par

Monsieur le Professeur A. FAVRE, Membre de l'Institut

Résumé

On s'intéresse à la mesure d'un champ de vitesse turbulent homogène et isotrope, à spectre en loi de puissance, grâce à une sonde à film chaud conique. On montre que la géométrie de l'élément chauffant produit une atténuation du signal qui modifie la pente du spectre unidirectionnel aux fréquences élevées.

Filter effect from hot film conical probe

We study the measurement of a velocity turbulent field, with an homogeneous isotropic power spectrum, by the means of a conical hot film probe. We show that the geometry of hot film sensor modifies the slope of the unidirectionnal power spectrum.

** G.I.S. MADYLAM (Institut de Mécanique de Grenoble), B.P. 53 X,
38041 GRENOBLE CEDEX

Les progrès technologiques ont permis de réduire la dimension des sondes à film chaud coniques, mais leur taille reste encore un obstacle à la mesure de la turbulence dans ses plus petites échelles. Cette note a pour objet de dégager l'influence de la forme de l'élément sensible d'une sonde conique (assimilée à une couronne d'épaisseur nulle et de rayon R_0) (figure 1) sur le signal qu'il délivre. On ne prendra pas en compte les perturbations de l'écoulement dues au cône supportant le film chaud, ni les effets de couches limites thermiques étudiées par D.G. MALCOLM et V. VERMA dans le cas de films cylindriques [1].

Le signal $\Omega(\vec{x})$ collecté par la sonde résulte de l'intégration du champ de vitesse sur l'élément sensible. Pour une turbulence homogène, en utilisant les notations de UBEROI et KOVASZNAY [2], ce signal peut être exprimé sous la forme :

$$(1) \quad \vec{\Omega}(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(\vec{s}) u(\vec{x} + \vec{s}) dV_s$$

\vec{s} : point courant dans le repère de la sonde.

\vec{x} : position de l'origine du repère lié à la sonde.

dV_s : élément de volume au point $\vec{x} + \vec{s}$

\vec{u} : champ de vitesse statistiquement homogène

K : fonction d'intégration de la sonde (supposée indépendante de sa position), dépend de la forme de l'élément sensible.

La fonction $K(\vec{s})$ est représentée dans le cas général par un tenseur $K_{ij}(\vec{x}, \vec{s})$, chaque élément K_{ij} désigne la réponse de la sonde dans la direction i vis-à-vis de la composante de vitesse dans la direction j . Les sondes à filmschauds n'étant sensibles significativement qu'aux fluctuations selon la direction de la vitesse moyenne, ce tenseur se réduit alors au seul terme $K_{11}(\vec{s}) = K(\vec{s})$ (1 : indice de la direction de la vitesse moyenne).

La sonde conique présente l'avantage d'une fonction de réponse axisymétrique :

$$(2) \quad \vec{K}(\vec{s}) = \delta(Z - x_1) \delta(r - R_0),$$

δ Distribution de Dirac
 \vec{s} ayant pour composante r, θ, Z (cf. figure 1).

En turbulence homogène, l'autocorrélation $B_{11}(\vec{\xi})$ du champ de vitesse $\Omega_1(\vec{x})$ s'écrit :

$$(3) \quad B_{11}(\vec{\xi}) = \int K(\vec{s} + \vec{\tau}) K(\vec{s}) R_{11}(\vec{\xi} - \vec{\tau}) dV_s dV_\tau$$

où $R_{11}(\vec{\xi} - \vec{\tau})$ est la corrélation du champ de vitesse $\vec{u}(\vec{x})$, et $\vec{\xi}$ la distance entre les deux sondes (figure 2). Si on désigne par :

$$(4) \quad \psi(\vec{\tau}) = \int K(\vec{s}) K(\vec{s} + \vec{\tau}) dV_s$$

l'autocorrélation de la réponse de la sonde B_{11} , correspond au produit de convolution de ψ par R_{11} . Sa transformée de Fourier $\Gamma_{11}(\vec{k})$ est donc le produit de la transformée de Fourier de $\psi(\vec{\tau})$ (appelée $S(\vec{k})$) et de celle de $R_{11}(\vec{\tau})$ (appelée $E(\vec{k})$). Le filtrage dû à l'instrument de mesure est donc donné par :

$$(5) \quad S(\vec{k}) = \left| \iiint K(\vec{s}) e^{-2i\pi\vec{k}\cdot\vec{s}} dV_s \right|^2$$

soit avec l'expression (2) de K :

$$(6) \quad S(\vec{k}) = 4\pi^2 R_0^2 \left| J_0(r \cdot 2\pi \cdot k_r) \right|^2$$

(Transformée de Hankel de $\delta(r - R_0)$).

J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0 et k_r la composante radiale du vecteur d'onde (perpendiculaire à la direction 1). Cette fonction $S(k)$ peut être comparée à celle obtenue pour la sonde cylindrique par Uberoi et Kovaszny, pour une même longueur d'élément chauffant (figure 3). Il apparaît une moins bonne sensibilité de la sonde conique, qui occulte également un certain nombre de vecteurs d'ondes.

En fait, le signal délivré par la sonde ne permet que de calculer un spectre unidirectionnel, soit :

$$(7) \quad \Gamma_1(\vec{k}_z) = 8 \pi^3 R_0^2 \int J_0^2(2 \pi r k_r) E_{11}(\vec{k}) k_r dk_r$$

Cette équation a été intégrée numériquement en prenant un modèle de spectre en loi de puissance de la forme k^{-n} , pour $n = + 11/3$ et $n = + 5$ (correspondant respectivement à des spectres unidirectionnels en $k^{-5/3}$ et k^{-3}).

Les deux réalisations (figure 4) montrent des amortissements de 50 % pour des valeurs du groupement $(2 \pi r k_z)$ proches de l'unité. Pour des sondes T.S.I. n° 1230 Hg, le rayon R_0 de l'ordre de 2/10 mm donne une atténuation à 50 % sur des échelles de l'ordre du mm. L'effet de la sonde n'est donc pas négligeable sur les petites structures. Signalons que l'atténuation est d'autant plus grande que n est petit.

Cette étude ne prend en compte que la forme de l'élément chauffant. Une deuxième étape doit être de caractériser la déformation du champ de vitesse induite par la conicité de la sonde. Les transferts thermiques au niveau de l'élément chauffant jouent également un rôle de filtre dynamique sur le champ de vitesse (cf [1]) qui reste à analyser particulièrement dans les métaux liquides.

[1] D.G. Malcolm and V. Verma

"Dynamic response of forced convective heat transfer from hot film sensors to mercury, part 2, Experiment". J. F. M. 81, Vol. 112, pp. 475-485.

[2] Mahinder S. Uberoi and Leslie S.G. Kovaszny

"On mapping and measurement of random fields". J. of applied mathematics, Vol. X, n° 4, 1953.

FIG.2

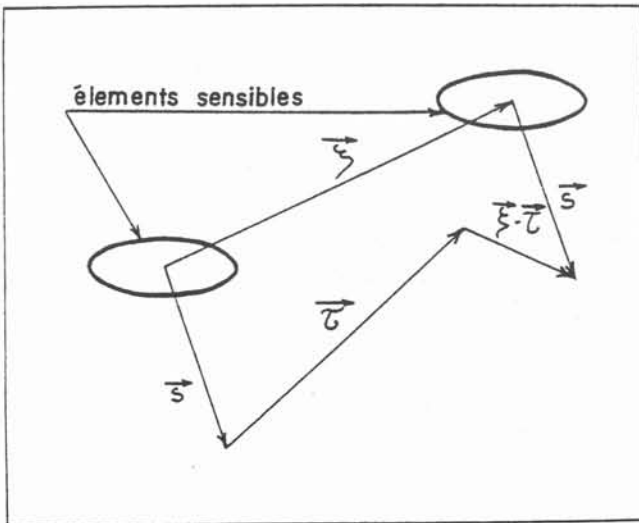


FIG.1

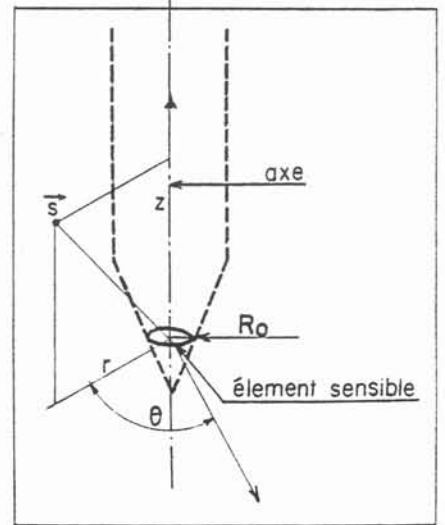
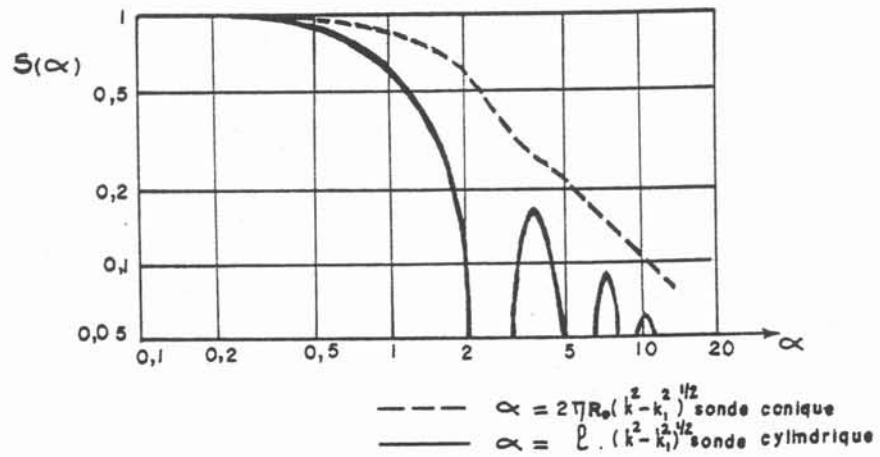
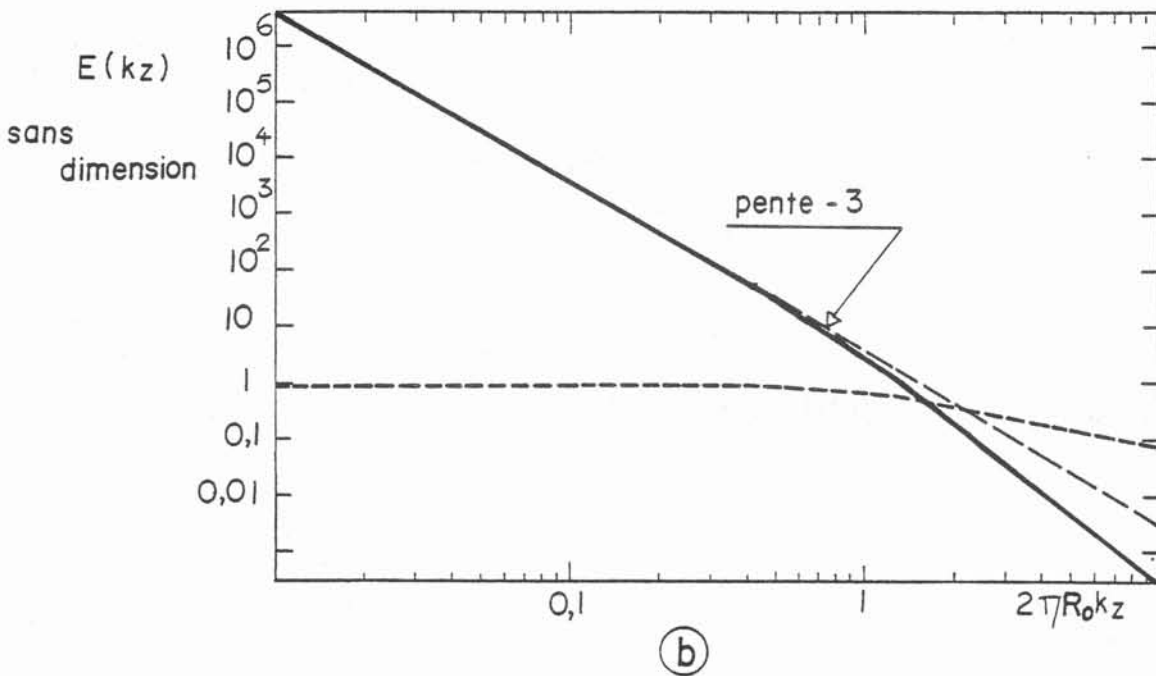
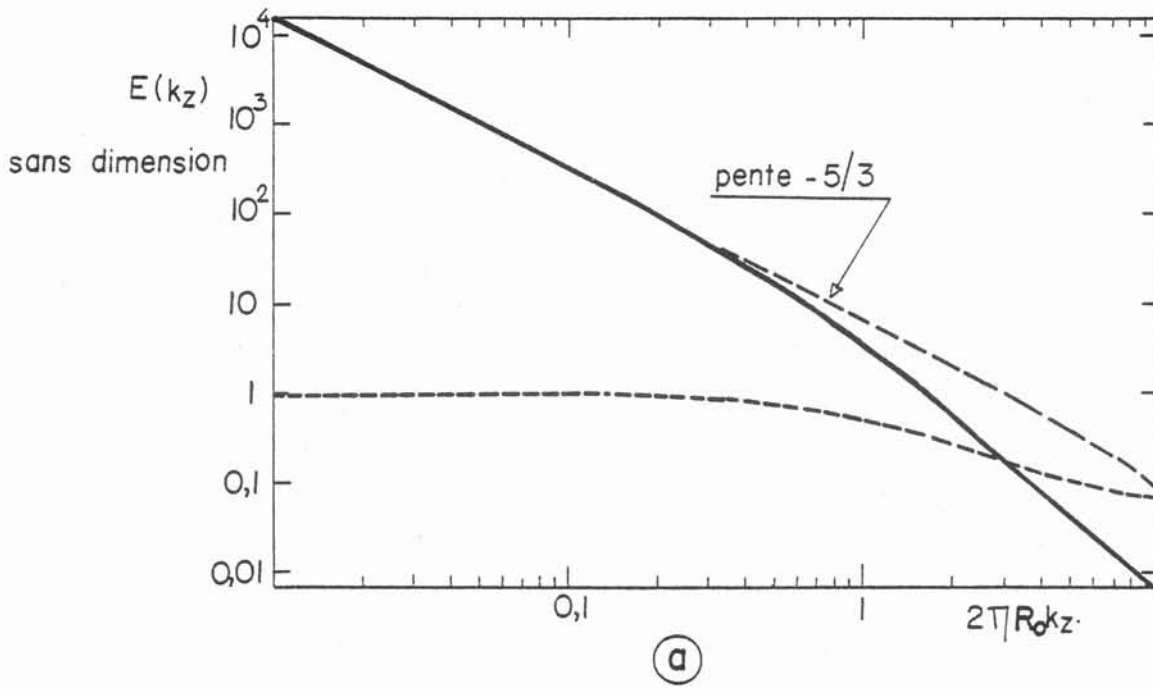


FIG.3



Comparaison des fonctions filtres $S(K)$ des sondes coniques et cylindriques pour la même longueur d'élément sensible $l = 2\pi R_0$.



Comparaison entre le spectre unidirectionnel vrai (pointillés longs) et le spectre mesuré (trait plein).
 a : Spectre vrai en $k^{-5/3}$, b : Spectre vrai en k^{-3} . Les courbes en pointillés courts représentent le rapport du spectre vrai au spectre mesuré pour chaque nombre d'onde.

A N N E X E III

Soit un signal $S(P)$

$$P = 0, \dots, 2N-1$$

échantillonné en $2N$ valeurs avec un pas Δt

On le divise en 2

$$s_1(i) = S(2i)$$

$$i = 0, N-1$$

$$s_2(i) = S(2i+1)$$

On calcule la transformée de $s_1 + js_2$

Soit $X = x_r + jx_i$

$$(j^2 = -1)$$

$$\hat{S}(P) = x_r + j x_i$$

En considérant que s_1 et s_2 sont déphasés du pas d'échantillonnage, on peut reconstituer la transformée de Fourier \hat{S} de S :

$$r(n) = \left| \frac{x_r(n)}{2} + \frac{x_r(N-n)}{2} \right| + \cos \frac{\pi n}{N} \left| \frac{x_i(n)}{2} + \frac{x_i(N-n)}{2} \right|$$

$$- \sin \frac{\pi n}{N} \left| \frac{x_r(n)}{2} - \frac{x_r(N-n)}{2} \right| \quad n = 0, \dots, N-1$$

$$i(n) = \left| \frac{x_i(n)}{2} - \frac{x_i(N-n)}{2} \right| - \sin \frac{\pi n}{N} \left| \frac{x_i(n)}{2} + \frac{x_i(N-n)}{2} \right|$$

$$- \cos \frac{\pi n}{N} \left| \frac{x_r(n)}{2} - \frac{x_r(N-n)}{2} \right| \quad n = 0, \dots, N-1$$

A U T O R I S A T I O N D E S O U T E N A N C E

=====

Vu les dispositions de l'article 3 de l'arrêté du 16 avril 1974,

Vu les rapports de présentation de Messieurs :

- . M. ALEMANY, chargé de recherche au C.N.R.S.,
- . M. GENGE. Professeur à l'Ecole Centrale de LYON.

Monsieur Philippe CAPERAN

est autorisé à présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du diplôme de DOCTEUR-INGENIEUR, spécialité "Mécanique".

Fait à GRENOBLE, le 23 Novembre 1982

Le Président de l'I.N.P.-G.

D. BLOCH
Président
de l'Institut National Polytechnique
de Grenoble

P.O. le Vice-Président,



RESUME

Bien qu'il soit théoriquement démontré que la turbulence homogène magnétohydrodynamique (MHD) à petit nombre de Reynolds magnétique présente une tendance à l'anisotropie, les études expérimentales ont porté jusqu'à présent sur la mesure des propriétés monodirectionnelles de cet écoulement. Seule la diffusion d'un scalaire passif a été observée dans deux dimensions révélant de manière indirecte et globale, dans des conditions imparfaites d'homogénéité, une certaine anisotropie du champ de vitesse. Le but de notre travail a donc été centré sur la caractérisation directe de celle-ci.

A cet effet, une méthode numérique de traitement du signal a été développée permettant de déterminer les corrélations de vitesse en deux points et, par transformée de Fourier, le spectre bidimensionnel de la turbulence étudiée. Nos résultats expérimentaux mettent en évidence l'envahissement progressif d'un spectre en $k^{-5/3}$ par une zone en k^{-3} à partir des hautes fréquences. Une caractérisation de l'anisotropie est ensuite proposée à partir du tracé des cartes d'isocorrélations dans l'espace physique et d'isoénergie dans l'espace de Fourier. Ces cartes comparées à celles obtenues en l'absence de champ magnétique mettent clairement en évidence la quasi-bidimensionnalité de l'écoulement aux forts nombres de Stuart.

MOTS-CLES

Magnétohydrodynamique ; champ magnétique ; turbulence ; anisotropie ; bidimensionnalité ; corrélation ; spectre d'énergie ; spectre bidimensionnel ; sondes à film chaud ; magnétodiodes ; mercure ; traitement du signal ; filtrage de Wiener.