

**COMMISSION DES COMMUNAUTÉS EUROPÉENNES  
COMMUNAUTÉ EUROPÉENNE DU CHARBON ET DE L'ACIER**

**RECUEILS DE RECHERCHES CHARBON**

**Étude sur le tirage à la cheminée  
sous l'influence de rafales de vent**

**Valorisation du charbon**

**Recueil  
N°  
15**

**LUXEMBOURG 1970**

Aux termes de l'article 55, alinéa 2, c, du traité instituant la Communauté européenne du charbon et de l'acier, la Haute Autorité encourage la recherche intéressant le charbon et l'acier, notamment en accordant des aides financières. La présente brochure rend compte de l'exécution et des résultats de l'un de ces projets de recherche.

En conséquence du traité de fusion du 8 avril 1965, la Commission unique des Communautés européennes exerce les pouvoirs et les compétences dévolus à l'ex-Haute Autorité.

**COMMISSION DES COMMUNAUTÉS EUROPÉENNES  
COMMUNAUTÉ EUROPÉENNE DU CHARBON ET DE L'ACIER**

# **Étude sur le tirage à la cheminée sous l'influence de rafales de vent**

par

C.B. Colenbrander, Ir

**Gezamenlijke Steenkolenmijnen du Limbourg  
(Charbonnages réunis du Limbourg)**

**Valorisation du charbon**

**Recueil**

**N°**

**15**

**LUXEMBOURG 1970**



## Table des matières

	Page
A – But de l'étude . . . . .	5
B – Vue d'ensemble . . . . .	5
C – Caractéristique de l'écoulement d'air . . . . .	6
1. Introduction . . . . .	6
2. Forces qui déterminent l'allure de l'écoulement d'air . . . . .	7
3. Essais sur modèle, réalisés en atmosphère neutre . . . . .	7
4. Essais sur modèle, réalisés en atmosphère non adiabatique . . . . .	8
5. Le domaine de convection forcée dans la couche limite atmosphérique . . . . .	8
6. La distribution moyenne de pression à la surface d'obstacles et les fluctuations autour de la pression moyenne . . . . .	9
7. Vitesse de l'air dans des essais sur modèles et dans des essais sur place . . . . .	10
D – Étude de la cheminée . . . . .	10
1. Mesures . . . . .	10
2. Exploitation des résultats des mesures . . . . .	12
3. Résultats obtenus . . . . .	17
E – Méthode pour l'étude pratique du refoulement dans des cheminées . . . . .	22
1. Détermination, par voie de calcul, du refoulement . . . . .	22
2. Emploi d'une calculatrice analogique . . . . .	23
Bibliographie . . . . .	25
Liste des symboles utilisés . . . . .	27
76 figures . . . . .	30
2 tableaux . . . . .	108



## A – But de l'étude

Cette étude est due aux nombreuses plaintes fondées sur l'influence du vent sur le tirage des cheminées. En général le vent exerce entre le local chauffé et l'orifice de sortie de la cheminée, des différences de pression qui sont faibles, par rapport au tirage engendré par l'appareil de chauffage

Dans certains cas, ces différences de pression peuvent cependant être du même ordre de grandeur que le tirage, et même dépasser celui-ci.

La cause doit être recherchée dans l'emplacement de la pièce chauffée et/ou de l'orifice de sortie de la che-

minée par rapport aux abords. Les constructions avoisinantes, ainsi que l'immeuble en cause, peuvent exercer sur l'écoulement du vent une telle influence qu'il se produise de fortes différences de pression entre l'orifice de la cheminée et la pièce chauffée.

Le tirage en excès, ou la contrepression, ainsi engendré a pour conséquence des plaintes fondées sur l'impossibilité de contrôler le chauffage.

Cette étude se propose de donner une idée du rôle que ces pressions exercent sur le tirage et de leur incidence sur l'écoulement des gaz dans la cheminée.

## B – Vue d'ensemble

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, le tirage à la cheminée soumise à l'influence du vent est engendré par une différence de pression qui règne entre la pièce chauffée et l'orifice de la cheminée.

C'est le moment d'expliquer brièvement la genèse de cette différence de pression, et nous commencerons par donner quelques indications sur la ventilation de l'immeuble.

Nous commencerons par le cas le plus simple, celui d'une habitation qui n'est entourée d'aucun obstacle, et qui subit l'influence directe du vent.

Du fait de fuites qui se produisent à la façade située du côté du vent, il naît une surpression par rapport à la pression qui règne dans la pièce, alors que normalement il existe une dépression du côté sous le vent, et au-dessus du toit.

L'air qui a pénétré par des fissures situées du côté du vent sortira de l'habitation par la cheminée, par des conduits d'aérage et par des fissures qui se trouvent du côté sous le vent. Il est facile de se représenter le schéma que nous venons d'esquisser et on a assez souvent procédé à des mesures dans des circonstances similaires (distribution des pressions sur les parois

et sur le toit, par exemple) bien qu'il s'agisse surtout ici de mesures au tunnel aérodynamique.

On a également relevé, par des mesures au tunnel, des situations plus complexes.

De plus, il est surprenant de constater que dans la plupart des cas, on a pratiquement toujours omis de comparer les mesures obtenues au tunnel à celles obtenues dans la réalité.

Par conséquent, ces mesures reflètent tout au plus un aspect qualitatif. Tout ce que nous savons au sujet de Jensen et Franck (2) c'est qu'ils ont comparé leurs essais sur modèle à des essais sur place. Les expériences recueillies lors de l'étude de la dispersion des poussières et des fumées sortant des cheminées d'usines montrent combien il est difficile de reproduire de façon correcte au tunnel aérodynamique une certaine situation, quoique dans ce cas il est probable que l'échelle adoptée par les chercheurs amène le plus souvent plus de difficultés que dans notre cas.

Il est requis de discerner et d'apprécier convenablement les paramètres (vitesse du vent en fonction de la hauteur du bâtiment, turbulence, etc.).

Comme les éléments géométriques de chaque situation jouent un rôle capital et que le plus souvent ceux-ci diffèrent complètement d'un cas à l'autre, la plupart du temps on pourra tout au plus donner une caractéristique générale bien imprécise des « point chauds ».

Si l'on désire des renseignements quantitatifs précis, il faudra, pour chaque cas, effectuer à nouveau des mesures.

Quand il ne s'agit que de déterminer le remède, il sera possible de se contenter d'une mesure simple, et qui pourrait être standardisée.

Les plaintes relatives à la cheminée peuvent en général se classer comme suit:

1. Difficultés dues surtout aux effets de Bernoulli. Dans le cas présent, les fenêtres de la pièce chauffée ou l'orifice de sortie de la cheminée sont situés au voisinage d'un point du champ d'écoulement du vent où il se produit soit une accélération, soit un ralentissement, soit encore une déviation de l'écoulement. Au point d'accélération de l'écoulement règne une pression statique inférieure à la pression statique générale. Lors d'un ralentissement de l'écoulement, on constate une pression statique plus élevée, tandis que pour une déviation de l'écoulement on peut rencontrer l'un ou l'autre cas.

La différence de pression statique provoque le « tirage engendré par le vent » et celui-ci ajouté au tirage thermique forme le tirage total à la cheminée.

L'exemple cité au début de l'introduction, et dans lequel il régnait, du côté du vent, une surpression et, au-dessus du toit une dépression, montre la genèse de différences de pression statique dues aux effets de Bernoulli.

2 Difficultés dues à une turbulence intense provenant d'obstacles situés en amont, et de violents coups de vent. Comme exemples typiques citons les cas où la pièce chauffée et l'orifice de la cheminée sont situés dans des endroits abrités par de hauts bâtiments.

Dans le cas présent la pression qui règne dans la pièce et la pression statique à l'orifice de sortie de la cheminée subissent de fortes variations. Ces deux pressions ne se produisent pas nécessairement en même temps dans le même sens. De plus, les variations de pression dans la pièce se caractérisent par des variations relativement lentes et de faible amplitude (par rapport à la pression qui règne à l'orifice de sortie de la cheminée), tandis qu'à cet endroit les variations de pression sont beaucoup plus violentes et ont une forte amplitude.

En moyenne il règne généralement au sommet de la cheminée une dépression. Mais par moment, il peut y naître une surpression et si celle-ci se maintient pendant assez de temps à une valeur suffisante, on assistera à une inversion du courant des fumées.

Un facteur important à ce propos est la longueur de la cheminée et la vitesse des fumées. A mesure que ces deux données augmentent, le risque de refoulement diminue, comme on le montrera plus loin.

## C — Caractéristiques de l'écoulement d'air

### 1. INTRODUCTION

Avant d'aborder ce sujet, il est utile de considérer que dans la pratique, on rencontre dans notre pays le schéma suivant : des étendues de terrains plats entrecoupés par des obstacles de hauteur relativement faible (groupes d'arbres, digues, etc.) avec, répartis dans ce paysage, des villes et des villages qui, surtout pour les bâtiments à appartements construits après la guerre, perturbent brusquement l'écoulement établi au-dessus de la rase campagne

Nous pouvons donc dire que, dans l'ensemble, nous rencontrons trois situations qui, du point de vue de l'écoulement, présentent de nettes différences :

- a) le régime de rase campagne,
- b) le régime en bordure d'un centre urbain,
- c) le régime du centre d'une ville.

En rase campagne, la rugosité superficielle (en cas de plantations, etc.) est dominée par le paramètre de rugosité  $z_0$  (environ 0,3 m dans nos régions, cf. (1) ) et ce uniquement en ce qui concerne le régime d'écoulement en atmosphère neutre. La vitesse moyenne du vent mesurée au niveau du sol ne varie pas très fort, pour des endroits peu écartés l'un de l'autre (par exemple de 10 à 50 m). En bordure des centres urbains, on constate un changement net dans la rugosité superficielle.

Pour l'écoulement d'air, les premières constructions constitueront des obstacles qui donneront lieu du côté sous le vent à de forts gradients de vitesse et à une turbulence intense. En aval, le vent s'adaptera de plus en plus à la nouvelle rugosité superficielle et modifiera son profil de vitesse.



Jensen et Franck (2), par des mesures du profil de vitesse du vent au centre de Copenhague, en atmosphère neutre, ont trouvé, pour cette ville, une rugosité superficielle égale à 7,5 m.

D'après une règle empirique, basée sur des essais au tunnel aérodynamique, on peut dire que le nouveau profil de vitesse dû au changement de la rugosité superficielle est valable jusqu'à une hauteur de l'ordre de 5% de la distance à partir de laquelle s'est produit le changement net de rugosité superficielle.

## 2. FORCES QUI DÉTERMINENT L'ALLURE DE L'ÉCOULEMENT D'AIR

L'écoulement d'air qui se présente ici est un écoulement en couche limite sur une surface rugueuse, où le régime d'écoulement est déterminé par les forces suivantes :

1) Les forces de frottement dues à la viscosité de l'air. Ces forces peuvent se concevoir sous la forme de deux composants :

- a) une force de frottement visqueux due à la viscosité cinématique,
- b) une force de frottement provenant de la « viscosité par turbulence ».

En fait il ne s'agit que d'une apparence car cette façon de voir ne tient pas compte des forces d'inertie des composantes variables de vitesse (Reynold stresses) qui interviennent dans les équations du mouvement pour l'écoulement turbulent, sous forme d'une augmentation de la viscosité.

2) Les forces d'inertie qui accompagnent les variations locales de vitesse et de direction de l'écoulement moyen.

3) Les forces verticales, dirigées vers le haut (ou vers le bas), dues à des variations locales de densité, provenant de différences de la température de la surface du sol, et de l'air qui frôle celle-ci.

On peut réduire ces forces sous forme de quotients, qui donneront ainsi des indices sans dimensions décrits, entre autres, par Scorer (3).

Les indices qui nous serviront sont :

a) le rapport forces d'inertie/forces de frottement  

$$= \frac{U l}{\nu} = RE \text{ (nombre de Reynolds),}$$

b) le rapport forces verticales dirigées vers le haut/forces d'inertie

$$= \frac{g}{T} \frac{\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma}{U^2} l^2 = B$$

## 3. ESSAIS EFFECTUÉS SUR MODÈLES, EN ATMOSPHÈRE NEUTRE

Dans ce cas le nombre B est nul : il n'existe pas de forces verticales dirigées vers le haut dues aux différences éventuelles de températures.

L'air qui frôle la surface du sol ne reçoit aucun apport de chaleur et ne cède pas de chaleur non plus.

La seule condition à réaliser est que le nombre Reynolds soit, pour *chacun des points envisagés* du modèle, égal à celui du point correspondant pour le cas réel.

Dans les conditions courantes, cette exigence est franchement impossible à satisfaire.

La pratique montre cependant que pour réaliser la concordance entre le régime moyen d'écoulement sur modèle et celui de la réalité, il n'est pas toujours nécessaire que le nombre de Reynolds soit le même dans les deux cas.

Au delà d'une certaine limite du nombre de Reynolds, dans beaucoup de cas, le régime d'écoulement varie, mais dans de très faibles proportions.

Dans ce cas, le régime moyen d'écoulement est dominé surtout par les forces d'inertie de l'écoulement moyen, et par la composante variable de celui-ci, alors que les forces de frottement visqueux influencent à peine le régime moyen.

Nous devons décomposer le nombre de Reynolds en deux parties; la première renferme le paramètre de similitude (similitude cinématique), l'autre qui caractérise l'écoulement lui-même indépendamment du modèle.

$$Re = \frac{U l}{\nu} = \frac{\frac{\partial U}{\partial z} l}{U} \cdot \frac{U^2}{\nu \frac{\partial U}{\partial z}} = S \cdot \frac{U^2}{\nu \frac{\partial U}{\partial z}}$$

Il est évident que les deux écoulements moyens seront semblables si, pour le modèle et pour la réalité on trouve les mêmes nombres S.

L'égalité des nombres de Reynolds entraîne automatiquement l'égalité des nombres S.

L'inverse, c'est-à-dire que l'égalité des nombres S ne puisse être réalisée que si les nombres de Reynolds sont égaux, ne constitue pas évidemment, dans notre cas, une condition nécessaire ; nous le verrons par la suite.

En partant du profil de vitesse qu'on possède en général pour une atmosphère neutre, et qui est valable

également pour une couche limite soumise à turbulence, sur une surface rugueuse, on peut écrire

$$U = \frac{U_*}{\kappa} \ln \frac{(z + z_0)}{z_0}$$

(où  $z_0$  est le paramètre de rugosité, qui caractérise la surface rugueuse sur laquelle est établi le profil de vitesse).

Imaginons, en un endroit ou l'autre d'un tel champ d'écoulement, un obstacle (une maison, une haie, etc.), de dimension spécifique  $l$ .

Dans ces conditions, il est aisé de déduire que pour l'obstacle la correspondance des nombres  $S$  sur le modèle et pour le cas réel, est assez facile à réaliser pourvu qu'on se soit arrangé pour que le rapport  $\frac{l}{z_0}$  soit le même dans les deux cas.

$$\left( S = \frac{l}{(z + z_0) \ln \frac{z + z_0}{z_0}} \right)$$

si l'on multiplie par une même constante  $l$ ,  $z$  et  $z_0$  la valeur de  $S$  ne change pas).

Remarquons que  $U$ , la « vitesse de frottement », disparaît, et que, dès lors, le nombre de Reynolds  $\left(\frac{U \cdot l}{\nu}\right)$  n'est pas déterminé.

Ce n'est pas tout à fait compatible avec ce que nous verrons plus loin. Plus loin, en aval, à proximité de l'obstacle et derrière celui-ci, il n'est pas certain que le nombre  $S$  sera le même pour les points correspondants du modèle et sur place car, du fait que les grands tourbillons se résorbent en tourbillons plus petits, la viscosité va jouer un rôle important.

Pour des cas simples (par exemple s'il s'agit d'une seule maison en rase campagne) Jensen et Franck (2) ont pu établir la similitude.

A notre connaissance, il n'existe pas de mesures dignes de confiance qui donnent une idée de la similitude pour des ensembles d'obstacles. On peut pourtant espérer que si la similitude est établie pour l'écoulement qui se présente du côté du vent (par rapport à de tels complexes), il en sera de même pour l'écoulement si l'on s'arrange pour que le rapport  $l/z_0$  reste le même, pour l'essai sur modèle et sur le terrain.

Du reste, Jensen et Franck (2) donnent une idée de l'erreur qu'on commet si l'on ne tient pas compte du profil de vitesse et, par le fait même, de la turbulence de l'air.

Dans notre cas, c'est précisément le rôle secondaire des forces de frottement visqueux par rapport aux forces d'inertie qui fait que la similitude, pour l'écou-

lement moyen est déjà atteinte lors des essais sur modèle, pour des nombres de Reynolds inférieurs à ceux qu'on observe sur le terrain.

#### 4. ESSAIS SUR MODÈLE, RÉALISÉS EN ATMOSPHÈRE NON ADIABATIQUE

Dans ce cas un flux de chaleur s'écoule de l'air vers le sol ou inversement et la température pourra varier suivant la hauteur à laquelle on se trouve au-dessus de la surface du sol.

Pour réaliser la similitude on doit tenir compte, outre du nombre de Reynolds, du coefficient  $B$ . Dans ces conditions, les forces de frottement visqueux sont faibles par rapport aux forces d'inertie.

Des essais entrepris par Strom et Kaplin (4) et par Strom (5) donnent à penser qu'il en est bien ainsi. La similitude cinématique (ce qui implique l'égalité du coefficient  $S$ ) peut déjà être réalisée bien avant que soit réalisée l'égalité des nombres de Reynolds. Ces essais concernaient l'écoulement en rase campagne, sans obstacles de quelque importance.

Le coefficient  $B$  peut être soit négatif, soit positif ( $B=0$  correspond à une atmosphère neutre). Des valeurs de  $B$  positives correspondent à des conditions d'inversion (l'écoulement est fortement stratifié, l'atmosphère est stable, surtout si la température de l'air augmente avec l'altitude). Des valeurs de  $B$  négatives annoncent l'instabilité et vont de pair avec une forte turbulence due à la tendance à s'élever qu'ont les couches d'air situées plus bas, et plus chaudes.

Pour un modèle correct, il faut s'attendre à ce que, si le vent rencontre un obstacle en rase campagne, la similitude du profil de vitesse, pour le vent venant buter contre cet obstacle, soit plus importante que celle du profil de température, parce que, dans la turbulence engendrée par l'obstacle même, les différences de température se compenseront dans une large mesure, surtout s'il s'agit de vitesse de quelque importance.

Une incidence importante des forces dirigées vers le haut dans le sillage d'un obstacle n'est donc pas plausible.

En ce qui concerne le coefficient  $B$ , signalons qu'en météorologie on utilise surtout une combinaison des coefficients  $B$  et  $S$ , le nombre de Richardson, qui vaut  $B/S^2$ .

#### 5. LE DOMAINE DE CONVECTION FORCÉE DANS LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

En atmosphère neutre il ne se produit aucune force verticale dirigée vers le haut, engendrée par les différences de température, et qui peuvent influencer la turbulence dans la couche limite.

Cette turbulence est donc de nature purement mécanique. S'il ne s'agit pas d'une atmosphère neutre, et que l'air reçoit ou cède de la chaleur, il est à supposer que jusqu'à une certaine hauteur il régnera, dans les couches les plus basses soumises à l'écoulement libre, une turbulence mécanique engendrée par la rugosité de la surface du sol.

Au-dessus de ce niveau, les forces verticales dirigées vers le haut vont jouer un rôle. Quoique, si la vitesse du vent augmente, nous nous rapprochons de l'état d'atmosphère neutre, celle-ci se rencontre rarement en réalité.

C'est ici le moment de donner une idée de la hauteur au-dessous de laquelle la convection purement forcée se produit. Priestley (6), corrigé par la suite par Town-

send (7) est arrivé à la conclusion qu'en des points du champ d'écoulement où  $[R_i] < 0,02$ , on peut parler de convection forcée.

Il existe entre le profil de vitesse du vent et le profil logarithmique un écart très faible, vraisemblablement de l'ordre de grandeur des erreurs de mesure. Pour des valeurs de  $R_i$  négatives, on peut apprécier jusqu'à quelle hauteur il se produit une convection forcée, en faisant l'hypothèse que toute la chaleur solaire qui atteint le sol est transmise au vent qui frôle celui-ci.

L'incidence de la vitesse du vent et de la rugosité superficielle est très forte à cette hauteur, comme le montrent les tableaux suivants. La vitesse du vent correspond à une hauteur de 10 m au-dessus du sol.

*Terrain ouvert et plat, sans accident notable  $z_0 = 3 \text{ cm}$*   
(terres de cultures dégarnies, etc.)

Rayonnement solaire incident	vitesse du vent		
	5 m/sec 0,1 m	10 m/sec 0,8 m	15 m/sec 2,9 m
intense, aucune nébulosité, été ( $\approx 580 \text{ kcal/m}^2/\text{h}$ ) . . . . .			
couche de nuages discontinue, été; aucune nébulosité, printemps ( $\approx 290 \text{ kcal/m}^2/\text{h}$ ) . . . . .	0,2 m	1,7 m	5,6 m
faible, ciel couvert ( $\approx \leq 100 \text{ kcal/m}^2/\text{h}$ ) . . . . .	0,6 m	4,7 m	15,8 m

*Terrain coupé  $z_0 = 50 \text{ cm}$*   
(obstacles constitués de petits groupes d'arbres et de maisons, d'une hauteur inférieure à 10 m)

Rayonnement solaire incident	vitesse du vent		
	5 m/sec 0,8 m	10 m/sec 6,1 m	15 m/sec 20,8 m
intense, aucune nébulosité, été ( $\approx 580 \text{ kcal/m}^2/\text{h}$ ) . . . . .			
couche de nuages discontinue, été; aucune nébulosité, automne et printemps ( $\approx 290 \text{ kcal/m}^2/\text{h}$ ) . . . . .	2,7 m	12,1 m	40,9 m
faible, ciel couvert ( $\approx \leq 100 \text{ kcal/m}^2/\text{h}$ ) . . . . .	4,2 m	33,9 m	114,4 m

**6. LA DISTRIBUTION MOYENNE DE  
PRESSION À LA SURFACE  
D'OBSTACLES ET LES FLUCTUATIONS  
AUTOUR DE LA PRESSION MOYENNE**

Tant sur place qu'à l'aide d'un modèle réduit de maison placé dans une couche limite turbulente, à distribution de vitesse de forme logarithmique, Jensen et Franck (9) ont déterminé la distribution de pression moyenne à la surface du modèle. Ils ont constaté que ces distributions présentent un degré de similitude

convenable, pour autant que le rapport  $1/z$  soit le même (voir fig. 1).

Pour certains points cependant les écarts des coefficients de pression dépassent 10 %, ce qui correspond, pour les différences de pression à un écart supérieur à 10 % entre le point de référence et l'endroit où on effectue la mesure, que ce soit sur le terrain ou lors de l'essai sur modèle.

De plus, cette même publication met nettement en évidence l'incidence du profil de vitesse et, par le fait même, de la turbulence de l'écoulement d'air.

Nous ignorons ce qui a pu être fait en ce qui concerne l'étude des fluctuations autour de la distribution moyenne des pressions à la surface d'obstacles.

Il semble que très peu ait été réalisé dans ce domaine.

On a cependant effectué, au tunnel aérodynamique, des mesures relatives aux variations de pression de parois (13). Les techniques de mesures et de traitement des données relatives aux variations de pressions de surface sont donc déjà mises au point.

## 7. VITESSE DE L'AIR LORS DES ESSAIS SUR MODÈLE ET SUR LE TERRAIN

Il est évident que si les profils de vitesse de l'écoulement non perturbé, qui progresse sur une surface rugueuse, sont semblables, dans l'essai sur modèle et sur le terrain, on ne doit pas en conclure qu'il s'agit d'une condition suffisante pour qu'il existe une

similitude entre les variations des composantes de la vitesse moyenne. Il faut alors que les nombres de Reynolds correspondent.

Il importe toutefois de savoir à quel point les grandeurs caractéristiques des fluctuations (telles que l'intensité de la turbulence, le spectre d'énergie, etc.), observées dans l'essai sur modèle, diffèrent de celles qui correspondent à la réalité, car elles donnent une idée des erreurs des résultats de l'essai sur modèle par rapport à la réalité. Petersen (14), dans un exemple succinct, pour un essai sur modèle et un essai sur place, établit la comparaison entre l'intensité de la turbulence de la composante longitudinale de la vitesse.

Il faut poursuivre les études dans ce domaine, pour se faire une idée du degré de confiance qu'on peut accorder aux essais sur modèles réduits.

## D – Étude de la cheminée

### 1. MESURES

#### a) Introduction

Cette étude est à diviser en deux parties :

- 1° des essais sur place On a effectué des mesures dans trois immeubles à appartements de la Christelijke Woningbouwvereniging, situés avenue Bourgmestre van Velthuysen, à Leidschendam ;
- 2° des essais effectués sur la cheminée de l'immeuble n° 159 du Lange Kleiweg, à Rijswijk. On y a réalisé des mesures relatives au comportement dynamique de la cheminée, surmontée le cas échéant d'une mitre.

Pour les essais sur place on a jugé nécessaire de mesurer à l'aide de manomètres les pressions ci-après, par rapport à un récipient sous pression, mais soumis à une légère fuite :

- 1° la pression de vitesse (pression dynamique) à 6 m au-dessus du toit ;
- 2° la pression « statique » au même niveau ;
- 3° la pression à l'orifice de sortie de la cheminée, au-dessus du toit ;
- 4° la pression qui règne dans la pièce.

On a déterminé la pression de vitesse à l'aide d'une tuyère fixe, du type Kieler modifié (8), pour éliminer,

dans une certaine mesure, l'influence de la direction du vent (fig. 2).

Par la suite il est apparu que les résultats obtenus n'échappaient pas à toute critique : en effet, le changement de direction du vent (turbulence) était parfois tel qu'il pouvait arriver que l'écoulement d'air aborde l'appareil tout à fait en oblique.

C'est pourquoi on a également relevé la vitesse moyenne et la direction moyenne du vent, au champ d'aviation d'Ypenburg.

On a mesuré la pression « statique » à partir de l'enregistrement de la pression qui règne dans une sphère perforée (pour les détails, voir le paragraphe suivant). Au début, on a relevé les signaux de pression à l'aide d'un enregistreur UV, mais vu le caractère stochastique de ces signaux, on y a renoncé par la suite. En effet il s'est avéré que seul le traitement statistique pouvait fournir le plus de renseignements concernant les signaux mesurés. Aussi, on a adopté le système d'enregistrement par bande magnétique (enregistreur à 4 pistes du TNO-I. W.E.C.O.).

Pour l'étude du comportement dynamique d'une cheminée on a enregistré sur bande magnétique à la fois la vitesse des gaz dans la cheminée, et la différence de pression à la cheminée.

### **b) Mesure de la pression « statique »**

La sphère perforée est munie d'ouvertures qui se trouvent aux 20 sommets du dodécaèdre inscrit dans celle-ci.

On a utilisé pour les mesures au-dessus du toit une sphère de 150 mm de diamètre ; celle qui a servi à l'étalonnage avait un diamètre de 30 mm.

La fabrication et l'étalonnage de cette dernière ont été confiés à la section « Physique des phénomènes d'écoulement » (Fysische Transportverschijnselen) de l'Institut technique central TNO (Centraal Technisch Instituut TNO). Le diagramme d'étalonnage est reproduit à la figure 3. On a encore contrôlé la sensibilité directive de la sphère. La différence maximum pour la pression « statique » due à la sensibilité directive est de l'ordre de 3% de la différence qui existe entre la pression « statique » mesurée et la pression statique réelle (voir les courbes I et II de la figure 3) dans le domaine des Re compris entre 8 000 et 100 000.

### **c) Schéma des mesures et appareils utilisés**

La figure 4 représente le dispositif général utilisé pour les essais sur le terrain. Sur le mât de mesure, à environ 6 m au-dessus du toit se trouvaient les points de contrôle et les capteurs de pression pour la pression « statique » et la pression de vitesse. A moins d'impossibilité, nous nous sommes arrangés pour que ce mât soit toujours installé au-dessus de l'immeuble qui faisait l'objet des mesures.

Les vannes à trois voies servent lors de l'étalonnage. Au cours de l'enregistrement des signaux les capteurs de pression sont raccordés d'un côté de la membrane, au point de contrôle, en veillant à ce que la connexion soit aussi courte que possible.

L'autre côté de la membrane est raccordé à un récepteur soumis à une légère fuite. Les capteurs de pression, du type inductif, proviennent des ateliers de construction de Bagneux. La membrane de ces appareils est reliée mécaniquement à l'induit d'un transformateur différentiel (voir fig. 5).

Le primaire du transformateur est raccordé à un oscillateur à 1000 périodes. Les deux enroulements secondaires correspondants sont reliés en série de sorte que si l'enduit est dans la position médiane, la tension résultante dans les enroulements secondaires est nulle.

Un potentiomètre permet d'en compenser les écarts. En service, le secondaire du transformateur fournit un signal modulé à 1000 périodes. Si l'on envoie ce signal à un démodulateur (redresseur) on remplace le signal pneumatique par un signal électrique équivalent.

Les démodulateurs, tout comme l'oscillateur à 1000 périodes, proviennent de la firme qui a fourni les capteurs de pression.

Le signal émis par les démodulateurs était trop faible pour agir d'une façon suffisante soit sur l'enregistreur UV, soit sur l'enregistreur à bande. C'est pourquoi le TNO-I.W.E.C.O. a construit un amplificateur à 5 canaux, doté d'un facteur d'amplification de l'ordre de 10 (10), pour obtenir un signal d'amplitude nécessaire.

La figure 6 donne une vue générale du schéma utilisé lors de l'étude relative au comportement dynamique d'une cheminée. On mesure la différence de pression à la cheminée à l'aide d'un capteur de pression; pour enregistrer la vitesse, on utilise un anémomètre à fil chaud à température constante.

### **d) Enregistrement sur bande magnétique**

Comme nous l'avons déjà signalé, nous n'avons pas tardé à adopter, pour enregistrer les signaux, le procédé par bande magnétique. A cet effet, nous avons loué un enregistreur à 4 postes, du TNO-I.W.E.C.O.

Trois de celles-ci étaient disponibles pour l'enregistrement des signaux. La quatrième était utilisée comme piste de référence, disposition nécessaire lorsque le signal est transmis sur bande perforée (digitalisée).

Comme les anémomètres à fil chaud couramment utilisés pour les essais au tunnel aérodynamique sont trop fragiles, le TNO-I.W.E.C.O. a mis au point, à partir d'un projet existant (Kovaszny (11)), un anémomètre (12) qui supporte un courant beaucoup plus élevé (jusqu'à environ 1 Ampère, dissipation maximum réalisable pour le fil chaud environ 4,5 Watts).

Dès lors on peut employer des fils plus épais et moins vulnérables. Compte tenu de la bande de fréquence du côté basse fréquence, il n'y a pas non plus d'inconvénient à utiliser des fils plus gros.

Comme ce métal est très facile à souder, on utilise des fils de nickel d'environ 1 cm de longueur et de 35 microns de diamètre.

### **e) Étalonnage des signaux**

Aux figures 4 et 6 (schémas de mesure) est représentée, à côté de chaque capteur de pression, une vanne électromagnétique à trois voies. Ces engins servent lors de l'étalonnage des capteurs de pression.

Chaque vanne à trois voies permet d'établir la liaison entre un côté de la membrane du capteur correspondant et soit le point de contrôle, soit une tuyauterie qui transmet un signal étalon.

En général les capteurs de pression ont été étalonnés pour 0 mm d'eau et pour 5 ou 10 mm d'eau. Comme l'anémomètre à fil chaud était, le plus souvent, étalonné au préalable dans la tuyère qu'on relie par la suite à la cheminée, le canal de l'enregistreur à bande, utilisé à cet effet, ne servait que pour donner une tension d'étalonnage (le plus souvent -2, -3 et -4 volts, la gamme de tension de la déviation).

**f) Linéarisation du signal émis par l'anémomètre à fil chaud**

La tension de sortie de l'anémomètre n'est pas une fonction linéaire de la vitesse. Comme lors de l'exploitation des mesures, on doit établir la moyenne de la vitesse pendant la durée des mesures et comme on doit en outre déterminer la valeur effective des fluctuations, la linéarisation du signal s'impose.

A cet effet on a utilisé un générateur de fonction mis au point par le T.P.D.-TNO-T.H. comportant 10 contacts à mercure à bascule réglables.

Par simulation de la courbe d'étalonnage sur le générateur de fonction, le signal mesuré a pu être linéarisé.

**2. EXPLOITATION DES MESURES**

**a) Introduction**

Des mesures effectuées pour fixer les idées ont bien vite montré que les pressions mesurées variaient, en fonction du temps, d'une manière arbitraire et aléatoire. Il s'imposait donc de les considérer comme des signaux stochastiques et de les traiter par les méthodes statistiques usuelles.

**b) Les signaux isolés**

Pour caractériser chaque signal isolé et en donner une description statistique il faut déterminer les valeurs suivantes :

$$P_x(f) = \int_0^{\infty} 4 C_{xx}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \text{ (et } C_{xx}(\tau) = \int_0^{\infty} P_x(f) \cos 2\pi f \tau df)$$

Dans cette étude on a toujours déterminé le spectre de puissance à l'aide de la fonction d'autocorrélation.

**c) L'action mutuelle des signaux**

Pour se faire une idée des rapports qui existent entre deux signaux différents x et y la fonction d'intercorrélation  $C_{xy}(\tau)$  joue un rôle important.

- 1° la moyenne  $\bar{x}$ ,
- 2° la valeur effective des fluctuations :  $\sigma$  (puissance totale :  $\sigma_x^2$ ),
- 3° la contribution, dans la valeur effective, des intervalles successifs de fréquence (spectre de puissance :  $P(f)$ ) ou en d'autres termes la distribution de la puissance sur l'échelle de fréquence.

Le point 1° ne demande pas d'explication, le point 2° est à déterminer à l'aide du signal électrique ; on soustrait de celui-ci la valeur moyenne et on évalue la quantité de chaleur qu'il dégage dans une résistance (circuit thermique).

On détermine le point 3° de deux manières :

- 1) on isole un intervalle de fréquence du signal en faisant passer celui-ci dans un filtre à bande (qui couvre par exemple un intervalle de fréquence d'une octave) et on détermine la valeur effective du signal filtré. Ce procédé permet de déterminer la distribution de la puissance sur toute l'échelle de fréquence.
- 2) On détermine la fonction d'autocorrélation  $C_{xx}(\tau)$  du signal, à l'aide de la relation de Wiener-Khinchin,

$$P_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2 C_{xy}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau$$

on passe ainsi du domaine du temps dans le domaine de fréquence (15).

(Inversement

$$C_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} P_{xy}(f) e^{i2\pi f \tau} df)$$

Comme  $C_{xx}(\tau)$  est une fonction paire de  $\tau$  et comme nous nous limitons aux fréquences positives on peut encore écrire pour le spectre de puissance.

La transformation fréquentielle de  $C_{xy}(\tau)$  donne le spectre croisé

$$P_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2 C_{xy}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau$$

(Inversement

$$C_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} P_{xy}(f) e^{i2\pi f \tau} df)$$

Comme  $C_{xy}(\tau)$  n'est pas une fonction paire  $\tau$ ,  $P_{xy}(f)$  est une fonction complexe de  $f$ .

La partie réelle de  $P_{xy}(f)$  est le « cospectre »

$$CO_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2 C_{xy}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau,$$

Alors que sa partie imaginaire représente le spectre en quadrature

$$K_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2 C_{xy}(\tau) \sin \pi f \tau d\tau$$

Il est plus courant de donner le module et l'argument de  $P_{xy}(f)$ .

Le module, qu'on appelle également la cohérence est

$$COH_{xy}(f) = \sqrt{CO_{xy}^2 + K_{xy}^2},$$

l'argument vaut

$$ARG_{xy}(f) = \arctg \frac{K_{xy}}{CO_{xy}}.$$

#### d) Détermination de la fonction de corrélation

Dans ce qui précède nous avons implicitement supposé connue la fonction de corrélation  $C_{xy}(\tau)$ .

Elle est définie par la relation

$$C_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} x(t) y(t + \tau) dt$$

et devra d'abord être calculée sans tenir compte des limites, car on mesure la durée des signaux pendant un temps fini.

La méthode qui s'impose en général pour établir la fonction d'autocorrélation ou la fonction d'intercorrélation consiste à « digitaliser » (c'est-à-dire à mettre sur bande perforée) le signal enregistré sur bande et, sous cette forme, de le traiter dans une calculatrice.

Au début nous avons utilisé ce procédé, mais nous nous sommes rendu compte qu'il allait prendre tellement de temps que nous avons recherché une autre méthode.

Mais, lorsque la distribution d'amplitude d'un signal stochastique se rapproche de la distribution normale (distribution de Gauss), on peut déterminer facilement, à partir de la fonction de corrélation normalisée  $c_{xy}(\tau)$  (16).

Grâce au T.P.D.-TNO-T.H., nous avons pu disposer d'un corrélateur pour établir la fonction de corrélation relative à la coïncidence de polarité.

#### e) Mode d'action du corrélateur

Après filtration, un signal est d'abord imprimé sur une bande perforée.

A l'aide d'une fréquence d'échantillonnage fixée au préalable ( $= \frac{1}{\Delta\tau}$ ) on détermine la grandeur du signal.

En même temps, on « clippe » le signal; en d'autres termes, si le signal est positif, on lui attribue la valeur +1, s'il est négatif, la valeur -1.

A l'aide de tous les échantillons, le corrélateur détermine, pour un espace de temps égal à  $m\Delta\tau$  ( $m$  variant de 0 à  $n$ ), le nombre de cas  $Z$  où le produit  $x(t) - y(t + m\Delta\tau)$  est positif. Si  $m = 0$ , on obtient  $N$ , nombre total d'échantillons. Pour un espace de temps égal à  $m\Delta\tau$ , le facteur de corrélation relatif à la coïncidence de polarité vaut

$$R_{xy}(m \Delta\tau) = \frac{2Z}{N - m} - 1$$

La relation

$$c_{xy}(m \Delta\tau) = \sin \frac{\pi}{2} R_{xy}(m \Delta\tau)$$

donne la fonction de corrélation normalisée, valable pour des signaux qui répondent à une distribution normale d'amplitudes.

Le corrélateur fournit une bande où figurent les valeurs de  $R_{xy}$ . Passée dans la calculatrice cette bande donne les valeurs de  $R_{xy}$  et  $c_{xy}$ .

#### f) Détermination de la variance du signal

Comme nous l'avons exposé plus haut, le corrélateur détermine  $R_{xy}$ , à partir duquel on calcule la fonction de corrélation normalisée  $c_{xy}$ .

Entre la fonction de corrélation normalisée et la fonction de corrélation (absolue) existe la relation

où  $\sigma_x^2$  représente la variance du signal  $x$  et, partant, la puissance totale du signal filtré, dans le cas d'une fonction d'autocorrélation

$$\left( \sigma_x^2 = \int_0^{\infty} P(f) df \right).$$

Le signal est transmis à un circuit thermique étalonné, dont la fem moyenne, établie pour la durée de la mesure, constitue une mesure directe de la variance.

#### g) Le filtrage du signal

Avant d'être transmis au corrélateur, le signal enregistré doit d'abord passer sur un filtre passe-bande.

##### 1) La limite inférieure du filtre

La valeur moyenne du signal doit être éliminée pour conserver les fluctuations. Il faut également s'atten-

dre à ce que des variations de pression à très basse fréquence se produisent simultanément pour tous les signaux et atteignent une valeur aussi importante.

## 2) La limite supérieure du filtre

Celle-ci est imposée par la fréquence d'échantillonnage  $1/\delta\tau$  du signal, qui donne la fréquence d'image  $1/2\Delta\tau$  (« folding frequency »). Si, pour des domaines de fréquence supérieurs à la fréquence d'image, le signal possède encore une certaine puissance, celle-ci sera réfléchiée vers des fréquences inférieures à la fréquence d'image (15) dans le cas où elle n'est pas filtrée.

La fréquence d'image résulte du fait que le signal analogique est échantillonné et que l'échelle des temps est divisée en intervalles de faible durée. En se basant sur des considérations pratiques (propriétés des filtres) il est à conseiller de ne pas tabler, pour la limite supérieure du filtre, sur une valeur supérieure aux 2/3 environ de la fréquence d'image.

### h) Détermination, dans la pratique, d'un spectre de puissance ou d'un spectre croisé

1) Le signal enregistré sur bande magnétique est transmis par le filtre à bande et, à l'aide d'un « clipper » de signal, vers la perforatrice qui échantillonne le signal ç raison de 20 par seconde. C'est, pour l'ap-

$$p_x\left(\frac{m}{2n\Delta\tau}\right) = 2\Delta\tau \left\{ c_{xx}(0) + 2 \sum_{q=1}^{q=n-1} c(q\Delta\tau) \cos \frac{qm\pi}{n} + c_{xx}(n\Delta\tau) \cos m \right\}$$

où, dans le cas qui nous occupe, n vaut 350 et m varie de 0 à 350

Pour limiter l'incidence des valeur voisines de

$$p_x\left(\frac{m}{2n\Delta\tau}\right) \text{ telle que } p_x\left(\frac{m-1}{2n\Delta\tau}\right) \cdot p_x\left(\frac{m+2}{2n\Delta\tau}\right)$$

$$p'_x(0) = \frac{1}{2} \left\{ p_x(0) + p_x\left(\frac{1}{2n\Delta\tau}\right) \right\} \text{ pour } m=0$$

$$p'_x\left(\frac{m}{2n\Delta\tau}\right) = \frac{1}{4} p_x\left(\frac{m-1}{2n\Delta\tau}\right) + \frac{1}{2} p_x\left(\frac{m}{2n\Delta\tau}\right) + \frac{1}{4} p_x\left(\frac{m+1}{2n\Delta\tau}\right)$$

pour  $1 \leq m \leq n-1$ ,

et

$$p'_x\left(\frac{1}{2\Delta\tau}\right) = \frac{1}{2} \left\{ p_x\left(\frac{1}{2\Delta\tau}\right) + p_x\left(\frac{n-1}{2n\Delta\tau}\right) \right\}$$

pareil dont nous disposons, le maximum que nous avons pu réaliser.

La fréquence d'image est donc de 10 Hz. La fréquence supérieure de coupure du filtre a été prise égale à 7 Hz; la fréquence de coupure inférieure a été déterminée en fonction des possibilités du filtre disponible, et s'établissait à 0,02 Hz.

2. Les bandes perforées, avec les signaux x et y sont traitées au corrélateur qui donne le nombre des produits positifs  $Z(m\Delta\tau)$  et les enregistre sur bande perforée. Le nombre d'échantillons N qu'on a pris pour calculer chaque spectre est de 7000 (soit 350 sec). L'intervalle de temps maximum adopté est de 350 échantillons (m varie de 0 à 350) correspondant à un maximum de  $m\Delta\tau = 17,5$  sec.

3) On a ensuite déterminé, à la calculatrice, la fonction de corrélation normalisée.

$$c_{xy}(m\Delta\tau) = \sin \frac{\pi}{2} \left\{ \frac{2Z(m\Delta\tau)}{N-m} - 1 \right\}$$

4) La même machine a ensuite établi le spectre normalisé. S'il s'agit d'un spectre de puissance, l'intégration numérique de

$$p_x(f) = \int_0^{+\infty} 4 c_{xx}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau,$$

donne le spectre normalisé (15) :

$$\text{et } p_x\left(\frac{m+1}{2n\Delta\tau}\right), p_x\left(\frac{m+2}{2n\Delta\tau}\right),$$

(covariabilité des

$$p_x\left(\frac{m}{2n\Delta\tau}\right)),$$

on adopte le « smoothing » sous forme de « hanning »

Si l'on considère un spectre croisé, l'intégration numérique de

$$co_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2 c_{xy}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau$$

donne le co-spectre normalisé



$$c_{xy} \left( \frac{m}{2n \Delta \tau} \right) = 2 \Delta \tau \left[ c_{xy}(0) + \sum_{q=1}^{q=n-1} c_{xy}(q \Delta \tau) + c_{yx}(q \Delta \tau) \left\{ \cos \frac{q m \pi}{n} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} c_{xy}(n \Delta \tau) + c_{yx}(n \Delta \tau) \right\} \cos m \pi \right]$$

et le spectre en quadrature normalisé

$$k_{xy} \left( \frac{m}{2n \Delta t} \right) = 2 \Delta \tau \left[ \sum_{q=1}^{q=n-1} \{ c_{yx}(q \Delta \tau) - c_{xy}(q \Delta \tau) \} \sin \frac{q m \pi}{n} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \{ c_{yx}(n \Delta \tau) - c_{xy}(n \Delta \tau) \} \sin m \pi \right]$$

On applique ensuite le « smoothing », comme on l'a fait pour le spectre de puissance.

Ces données permettent de calculer la cohérence normalisée  $coh_{xy}(f)$  et l'argument  $ARG_{xy}(f)$  (voir D.2.c).

5. Pour obtenir les spectres absolus on doit finalement multiplier la densité spectrale du spectre de puissance par  $\sigma \frac{2}{x}$  et celle du spectre croisé par  $\sigma_x \sigma_x$ .

**i) La réponse de la vitesse des fumées dans la cheminée a une différence de pression qui varie arbitrairement dans celle-ci**

La cheminée doit être considérée comme une « boîte noire » à laquelle on applique comme signal d'entrée une différence de pression qui varie arbitrairement dans la cheminée, et qui donne comme signal de sortie la vitesse des gaz dans la cheminée

Si nous connaissons, d'une part, les propriétés dynamiques de la cheminée et, d'autre part, les propriétés des fluctuations de la différence de pression susdite, nous pouvons en déduire, par calcul, les fluctuations de la vitesse des gaz de fumées.

On considère ici la différence de pression totale et la vitesse des gaz de fumées comme la somme d'une pression ou d'une vitesse moyennes et des fluctuations de celles-ci.

Dans le cas le plus simple, on doit se représenter l'écoulement dans la cheminée comme un écoulement « plug ». Cette hypothèse est valable pour des fréquences qui ont une longueur d'onde jusqu'à 4 fois environ la hauteur de la cheminée.

Cela implique que pour une cheminée dont la hauteur est de 5 m cette longueur d'onde est de 20 m,

ce qui correspond à une fréquence de 17 Hz pour de l'air à la température de 20°C environ

En outre, il est permis de supposer que pour de faibles fluctuations de la vitesse des gaz dans la cheminée le frottement de l'écoulement est une fonction linéaire de la vitesse.

Dans cet ordre d'idée on peut remarquer que s'il existe une relation quadratique entre la vitesse et la pression de frottement ( $\Delta p = C_w \frac{1}{2} \rho v^2$ ) on en déduit facilement que si l'importance des fluctuations atteint par exemple 30% de la vitesse moyenne, la différence entre la pression de frottement réelle et sa valeur calculée à l'aide de la relation linéarisée est inférieure à 10%.

En nous basant sur ces hypothèses, nous pouvons établir pour la cheminée, en ce qui concerne les fluctuations de pression et de vitesse des gaz, l'équation différentielle linéaire ci-après :

$$p_k(t) - p_{sc}(t) = l \rho \frac{dv(t)}{dt} + l \rho k v(t)$$

(On considère ici la cheminée comme un tuyau de diamètre constant).

Remarquons qu'il existe une analogie entre cette équation différentielle et celle qui est relative à la tension au travers d'une self et d'une résistance en série :

$$E = L \frac{di}{dt} + R i$$

où E représente la tension, i le courant, L la selfinduction et R la résistance.

Du fait de cette correspondance nous définirons  $l_p = L$  comme étant la selfinduction de la cheminée et  $l_{pk} = R$  la résistance de celle-ci.

Si nous effectuons la soustraction

$$p_k(t) - p_{sc}(t) = \Delta p_{sc}(t)$$

nous avons

$$\Delta p_{sc}(t) = L \frac{dv(t)}{dt} + R v(t)$$

Nous pouvons maintenant traiter le problème soit dans le domaine des fréquences, soit dans le domaine du temps.

#### j) Traitement fréquentiel

Nous recherchons la relation qui existe entre la différence de pression et la vitesse, si la vitesse des gaz dans la cheminée est une fonction sinusoïdale de fréquence arbitraire  $f$ , soit

$$\tilde{v}(t) = \hat{v} e^{i2\pi ft}$$

Cette vitesse résulte d'une différence de pression sinusoïdale de même fréquence

$$\tilde{\Delta p}_{sc} = \hat{\Delta p} e^{i2\pi ft}$$

En introduisant ces valeurs dans l'équation différentielle nous obtenons l'impédance de la cheminée

$$V(f) = \frac{\tilde{v}}{\tilde{\Delta p}_{sc}} = \frac{1}{R(1 + i2\pi fL/R)}$$

Le rapport  $L/R$  est la constante de temps du système.

Si nous connaissons l'impédance de la cheminée, nous connaissons également la relation qui existe entre les spectres de puissance des fluctuations de pression et les fluctuations de vitesse (1f)

$$P_v(f) = |V(f)|^2 P_{\Delta p_{sc}}(f)$$

$$C_{v \cdot \Delta p_{sc}}(m \Delta \tau) = \sum_{\gamma=0}^{\infty} W(\gamma \Delta \tau) \cdot C_{\Delta p_{sc} \cdot \Delta p_{sc}}(m \Delta \tau - \gamma \Delta \tau)$$

2) Remarquons finalement que l'écoulement dans la cheminée peut être décrit à l'aide d'une équation différentielle linéaire du premier ordre ; cette équation permet, à partir de l'intercorrélacion, de déterminer directement la constante de temps  $L/R$  du système

Celle-ci est égale au temps dont le sommet de l'intercorrélacion est décalé vers la gauche de l'axe des  $y$

#### l) La genèse du refoulement dans la cheminée

Pour pouvoir établir si une cheminée va refouler on doit connaître la valeur moyenne de la vitesse des gaz et les fluctuations de celle-ci,  $\bar{v}$  et  $v$ .

#### k) Traitement temporel

1) On peut imaginer que la différence de pression est constituée d'une série d'impulsions continues, la grandeur d'une impulsion à l'instant  $t$  étant égale à celle du signal à cet instant.

Si nous connaissons la réponse de la vitesse dans la cheminée à une impulsion unitaire, la réponse des fluctuations de la vitesse en fonction des fluctuations de la différence de pression pourra se calculer à l'aide de la relation

$$v(t) = \int_0^{\infty} W(\tau) \Delta p_{sc}(t - \tau) d\tau$$

où  $W(t)$  représente la fonction de réponse à une impulsion dans la cheminée, qu'on peut déterminer à partir de l'équation différentielle précitée.

On obtient alors pour la fonction de réponse d'une impulsion dans la cheminée (17) :

$$W(\tau) = \frac{e^{-\frac{R}{L}\tau}}{L} \quad (a)$$

De cette relation on peut déduire la relation suivante, qui implique l'emploi de l'autocorrélacion et de l'intercorrélacion de  $v(t)$  et  $\Delta p_{sc}(t)$  (18) :

$$C_{v \cdot \Delta p_{sc}}(\tau') = \int_0^{\infty} W(\tau) C_{\Delta p_{sc} \cdot \Delta p_{sc}}(\tau' - \tau) d\tau \quad (b)$$

Si les mesures ne donnent pour

$C_{v \cdot \Delta p_{sc}}(\tau)$  en  $C_{\Delta p_{sc} \cdot \Delta p_{sc}}(\tau)$  que des valeurs faibles,

on peut écrire (b) sous la forme d'une somme :

Ces deux quantités doivent être déterminées au moyen de mesures mais, en général, sur place, ce procédé présente des inconvénients.

Mais si l'on connaît la fonction de réponse d'une impulsion dans la cheminée on peut, à partir de la fonction d'autocorrélacion de la différence de pression à la cheminée,  $C_{\Delta p_{sc} \cdot \Delta p_{sc}}(t)$ , déterminer la fonction d'autocorrélacion de la vitesse des gaz  $C_{vv}(t)$ . Il est plus intéressant d'opérer maintenant dans le domaine de fréquence, car la relation entre le spectre de puissance  $P_{\Delta p_{sc}}(f)$ ,  $P_v(f)$  et l'impédance  $V(f)$  de la cheminée est plus simple que la relation temporelle analogue (15), (18).

Dans le domaine de temps, cette relation est la suivante :

$$P_v(f) = |V(f)|^2 P_{\Delta p_{sc}}(f)$$

où

$$V(f) = \int_0^{\infty} W(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau$$

$P_v(f)$  étant connu, on peut calculer le nombre moyen de fois par seconde où la vitesse des gaz a une valeur inférieure à la valeur moyenne de celle-ci (19) :

$$\bar{N}_v = \frac{1}{2\pi} \frac{\left\{ \int_0^{\infty} f^2 P_v(f) df \right\}^{\frac{1}{2}}}{\int_0^{\infty} P_v(f) df}$$

et le nombre moyen de fois par seconde où le sens de l'écoulement dans la cheminée s'inverse (refoulement) :

$$\bar{N}_o = \bar{N}_v - e^{-(\bar{v})^2/2\sigma_v^2}$$

Cette dernière formule donne un même temps la diminution du nombre de refoulements par seconde si la vitesse des gaz à la cheminée augmente.

### 3. RÉSULTATS

#### a) Quelques résultats de l'étude effectuée sur des cheminées à Leidschendam

Nous avons analysé les résultats des mesures effectuées les 24 août, 12, 13 et 16 novembre 1964 aux immeubles portant les n° 27, 59 et 81 de l'avenue Bourg-mestre van Velthuizen, à Leidschendam.

La figure 7 donne un plan de situation.

Comme il n'était possible d'enregistrer simultanément que trois signaux, les deux premières pistes d'enregistrement ont toujours été occupées par la pression de vitesse et la pression statique. Sur la troisième piste, on a enregistré soit la pression à la cheminée, soit la pression dans la pièce.

Dans un seul cas nous avons enregistré la pression à la cheminée, la pression dans la pièce en même temps que la pression statique (bande 7b), dans le but d'étudier la possibilité éventuelle d'une relation entre les deux signaux.

Le tableau 1 donne une vue d'ensemble des valeurs obtenues pour les pressions moyennes et les pressions effectives.

Le tableau 2 reproduit les pressions moyennes et les pressions effectives, traduites sous forme de nombres sans dimensions, en les divisant par la pression dynamique.

Nous donnons ci-dessous un aperçu de quelques-unes des figures reproduites en annexe :

- a. Autocorrélations normalisées de la pression de vitesse :  $c_{stustu}(\tau)$  — fig. 8-13 ;
- b. Autocorrélations normalisées de la pression statique :  $c_{stst}(\tau)$  — fig. 14-19 ;
- c. Autocorrélations normalisées de la pression dans la cheminée :  $c_{scsc}(\tau)$  — fig. 20-22 ;
- d. Autocorrélations normalisées de la pression dans la pièce :  $c_{kk}(\tau)$  — fig. 23-25 ;
- e. Intercorrélations normalisées de la pression statique et de la pression de vitesse :  $c_{ststu}(\tau)$  — fig. 26-29 ;
- f. Intercorrélations normalisées, de la pression statique et de la pression dans la cheminée :  $c_{stsc}(\tau)$  — fig. 30-33 ;
- g. Intercorrélations normalisées de la pression statique et de la pression dans la pièce :  $c_{stsk}(\tau)$  — fig. 34-36 ;
- h. Spectre de puissance normalisé de la pression de vitesse :  $p_{stu}(f)$  — fig. 37-42 ;
- i. Spectre de puissance normalisé de la pression statique :  $p_{st}(f)$  — fig. 43-48 ;
- j. Spectre de puissance normalisé de la pression dans la cheminée :  $p_{sc}(f)$  — fig. 49-51 ;
- k. spectre de puissance normalisé de la pression dans la pièce :  $p_k(f)$  — fig. 52-54.

#### b) Discussion des mesures et quelques conclusions tirées de celle-ci

##### 1) PRESSIONS MOYENNES ET PRESSIONS EFFECTIVES

On a comparé d'abord les résultats des bandes n° 2a à 5b : ils sont relatifs au même immeuble.

A proprement parler, les résultats des bandes 2a et 2b entraînent quelques restrictions car les mesures n'ont certainement pas été effectuées en atmosphère neutre, du fait de l'ensoleillement.

Les autres mesures ont été effectuées par ciel couvert.

Les mesures de la vitesse du vent présentent une certaine incertitude car, par moments, cette vitesse a dépassé le champ de mesure de la tuyère utilisée pour déterminer la pression de vitesse (pression de vitesse inférieure à la pression statique).

Une évaluation basée sur les mesures effectuées au Visicorder a montré, qu'au total, ces périodes ne dé-

passaient pas 5% environ de la durée totale des mesures. C'est une des raisons pour lesquelles nous avons laissé de côté les mesures de la pression effective de vitesse.

Compte tenu de ce qui est dit plus haut, les vitesses moyennes réelles du vent devront donc être considérées comme plus élevées que celles qui résultent des mesures.

D'autre part, comme les fluctuations de la pression statique, tout comme celles de la pression de vitesse, révèlent une distribution d'amplitude normale, la vitesse moyenne, calculée à partir de la moyenne des pressions statiques et des pressions de vitesse, aura une valeur trop élevée.

Une comparaison établie entre les vitesses horaires du vent, relevées au champ d'aviation d'Ypenburg, et les vitesses moyennes calculées et mesurées, sur une période de 10 minutes environ, a révélé que nous pouvons considérer ces dernières valeurs comme fidèles.

Nous ne devons pas non plus perdre de vue que si le bâtiment se trouve du côté du vent, il peut en résulter des écarts importants par rapport aux vitesses mesurées en rase campagne.

Nous devons encore signaler que les mesures de pressions statiques effectives sont trop élevées car nous n'avons pas tenu compte de la correction due à la vitesse du vent.

Lors du traitement analogique du signal, la correction n'est pas facile.

De ce qui précède, nous pouvons conclure :

1° Il peut exister des différences notables pour les pressions, tant moyennes qu'effectives, suivant qu'il s'agit d'une atmosphère neutre ou d'une atmosphère instable, même pour des vents de vitesses moyennes égales.

Nous avons déjà constaté, lors d'études précédentes sur des cheminées, que la même cheminée donnait lieu certains jours à des refoulements, et d'autres jours non, alors que la vitesse et la direction du vent n'avaient pourtant pas changé.

Si on procède à une nouvelle étude, il faudra tenir compte de la stabilité de l'atmosphère afin d'arriver à une analyse plus précise des résultats.

2° Les résultats des bandes 3a à 5b montrent une diminution de la pression statique effective, de la pression moyenne et de la pression effective à la cheminée (pressions sans dimensions), lorsque la vitesse du vent augmente.

En ce qui concerne la pression dans la pièce, les valeurs de la pression moyenne et de la pression effective (pressions sans dimensions) renforcent notre sentiment que ces pressions sont indépendantes de la vitesse du vent, et ce malgré un point aberrant (0,53) pour la pression moyenne.

3° Des mesures de pression effectuées sur deux cheminées distantes de 52 m environ révèlent la possibilité de différences importantes, notamment pour la pression moyenne.

4° Nous n'avons pas déterminé la direction du vent. La mesure de la direction moyenne du vent est nécessaire dans chaque cas pour permettre une analyse plus précise de la situation.

5° Pour toutes les mesures, la pression dans la pièce a toujours été supérieure à la pression dans la cheminée, de sorte que l'écoulement de gaz s'est effectué en moyenne dans le sens positif, c'est-à-dire de la pièce vers le sommet de la cheminée.

## 2) LES DIAGRAMMES DE CORRÉLATION ET LES SPECTRES DE PUISSANCE

Si la distribution d'amplitude des signaux  $x$  et  $y$  est normale, il est possible de déterminer les fonctions de corrélation à partir des fonctions de corrélation de coïncidence de polarité par exemple au moyen de la relation  $c_{xy}(\tau) = \sin \frac{\pi}{2} R_{xy}(\tau)$ .

C'est pourquoi nous avons examiné la distribution d'amplitudes, à l'aide de quelques mesures des différents signaux, choisies arbitrairement. Suivant (20) il est préférable de vérifier si la relation  $c_{xy}(\tau) = \sin$

$\frac{\pi}{2} R_{xy}(\tau)$  est satisfaite, à l'aide d'un signal auxiliaire supplémentaire mais, dans notre cas, ce procédé n'était pas facile à appliquer. Les figures 55 à 61 reproduisent des distributions d'amplitudes étudiées. Elles révèlent que nous pouvons admettre en général l'hypothèse d'une distribution normale. Les diagrammes de corrélation sont établis sur une base de 7000 échantillons et un laps de temps maximum correspondant à 350 échantillons.

Les spectres de puissance calculés à partir des autocorrélations permettent une évaluation aisée de la précision. Suivant Blackman et Tuckey le nombre de degrés de liberté correspondant à une mesure de la densité spectrale est, dans notre cas, sensiblement égal à  $2T/T$  où  $T$  représente la durée de la mesure et  $T$  le maximum permis pour le laps de temps lors de la détermination des fonctions d'autocorrélation.

Le nombre de degrés de liberté est de 40 sorte qu'à la longue on peut escompter que 90% des observa-

tions seront supérieures à une valeur égale à 73 % de la valeur moyenne et que 10 % des observations dépasseront une valeur égale à 130 % de ladite valeur moyenne.

Pour les diagrammes de corrélation, en vue d'évaluer la précision, nous devons calculer la déviation standard maximum (21) ; celle-ci est toutefois fonction de la largeur de bande du signal et ne peut être établie que par voie numérique. En même temps nous avons calculé les spectres croisés, à partir des différentes intercorrélations.

Ceux-ci ont apporté à peine plus de renseignements que les intercorrélations, si bien que nous n'insisterons pas davantage sur les spectres croisés.

Les intercorrélations, si bien que nous n'insisterons pas davantage sur le spectres croisés.

Les intercorrélations et les spectres de puissance nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

1° Les intercorrélations de la pression statique et la pression de vitesse C des bandes 5a, 5b et 6b confirment ce que nous savions déjà : une augmentation de la vitesse du vent va de pair avec une diminution de la pression statique mesurée, et non corrigée.

L'intercorrélation de la bande 5b fait présumer une erreur dans l'établissement des bandes perforées pour le corrélateur.

Lors de l'échantillonnage du signal de pression de vitesse l'échelle des temps a probablement été décalée d'environ 3,3 secondes par rapport au signal de la pression statique. Entre les enregistrements des bandes 5a et 5b il s'est écoulé au maximum 10 minutes, durée pendant laquelle rien n'a été modifié au dispositif de mesure de la pression statique et de la pression de vitesse. C'est pourquoi la raison précitée pour le décalage de 3,3 secondes est la plus vraisemblable.

C'est à la faible vitesse moyenne trouvée lors de cette mesure qu'il faut attribuer le fait que l'intercorrélation de la pression statique et de la pression de vitesse ne présente pas, pour la bande 3a, la même allure que les intercorrélations dont nous venons de parler. On peut s'attendre à ce que, là aussi, la valeur effective des fluctuations de la pression dynamique ait été, dans chaque cas, faible par rapport à la valeur effective des fluctuations de la pression statique réelle.

2° Les intercorrélations de la pression statique et de la pression dans la cheminée, ainsi que de la pression statique et de la pression dans la pièce, font supposer qu'en général il n'existe qu'une faible corrélation entre ces signaux.

L'intercorrélation de la pression statique et de la pression à la cheminée, pour la bande 4a, et l'intercorrélation de la pression statique et de la pression dans la pièce, pour la bande 5b, contredisent quelque peu cette affirmation. Mais il est possible que la méthode par corrélation de coïncidence de polarité ait conduit pour ces cas à des résultats imprécis (20).

3° L'autocorrélation de la pression dans la pièce, pour les bandes 5a et 5b, et l'intercorrélation de la pression statique et de la pression dans la pièce, pour la bande 3b, montrent qu'il se superpose, à la fréquence à mesurer, une fréquence d'environ 5,3 Hz. Celle-ci doit provenir de l'appareil de mesure ou de l'appareil pour le traitement des signaux.

Comme le signal de la pression dans la pièce est faible (voir également la valeur effective du signal), l'incidence d'un signal perturbateur, dont on n'a pu déterminer la provenance, peut vite devenir prépondérante.

4° Tous ces spectres de puissance permettent de tirer une conclusion générale : c'est qu'ils peuvent présenter, même pour des mesures se succédant à de brefs intervalles, des pointes nettement marquées. Cette conclusion est illustrée par le fait que différents spectres de puissance ont des pointes caractéristiques qui, pour des mesures qui se succèdent à de brefs intervalles, ne se produisent pas pour les mêmes fréquences.

Ce phénomène peut être attribué à différentes causes. Tout d'abord la vitesse du vent. Au cours de l'essai, la vitesse moyenne n'est pas constante. Elle peut soit augmenter, soit diminuer, et cette variation influencera les fluctuations de pression.

La deuxième cause, peut-être encore plus importante, est la direction du vent, non déterminée au cours de l'essai.

Lors d'une nouvelle étude, nous devons enregistrer cette direction, elle aussi en fonction du temps.

5° Les mesures des spectres de puissance ont, pour chaque signal, une allure très semblable, même quand on compare les données relatives à des immeubles différents.

Dans le domaine de fréquence envisagé (0,02 Hz à 7 Hz) nous pouvons proposer les formules approximatives ci-dessous :

pression statique :  $P(f) = 0,06 \sigma^2 f^{-1,6}$  ;  
pression de vitesse :  $P(f) = 0,06 \sigma^2 f^{-1,6}$  ;  
pression à la cheminée :  $P(f) = 0,08 \sigma^2 f^{-1,45}$  ;  
pression dans la pièce :  $P_k(f) = 0,035 \sigma_k^2 f^{-1,8}$ .

**c) Quelques résultats des mesures relatives au comportement dynamique d'une cheminée d'immeuble**

Nous avons aménagé une cheminée du complexe du TNO, Lange Kleiweg, en vue d'en étudier le comportement dynamique. La figure 6 montre la disposition des appareils. La vitesse de l'air et la différence de pression à la cheminée ont été mesurées simultanément et enregistrées sur bande magnétique.

Un clapet disposé dans la tuyère de mesure permettait de régler la vitesse moyenne de l'air.

Les deux signaux sont échantillonnés à la fréquence de 60 échantillons par seconde. Pour un total de 6 000 échantillons par mesure on a adopté un décalage dans le temps correspondant à 240 échantillons. La bande de fréquence, réglée par le filtre à bande passante, s'étendait de 0,2 Hz à 20 Hz.

Comme nous l'avons déjà dit, il s'agit de déterminer le comportement dynamique fréquentiel et temporel de la cheminée.

Nous avons essayé de calculer la réponse d'impulsion ainsi que l'impédance  $V(f)$  mais nous n'avons pas obtenu de résultats satisfaisants.

Pour déterminer l'impulsion de réponse, les autocorrélations ne tendaient pas assez vite vers zéro, le délai étant trop faible.

Pour déterminer l'impédance  $V(f)$  à partir du spectre de puissance des différents  $\Delta p$  et de la vitesse du gaz  $v$ , il faut des spectres plus stables. Si l'on examine de plus près la question, on se rend compte que le nombre de degrés de liberté est de 40, de sorte qu'à

la longue 90 % des valeurs calculées seront supérieures aux 73 % de la valeur moyenne des observations, tandis que 10 % de ces valeurs seront plus grands que les 130 % de cette valeur moyenne.

Nous avons également constaté que l'orifice d'aspiration du tronçon de mesure de la cheminée n'était pas parfaite du point de vue aérodynamique.

Un bec d'aspiration correctement arrondi peut supprimer les tourbillons dus à des arêtes vives, et qui perturbent le spectre de puissance de la vitesse des gaz.

Si l'on avait pu déterminer la réponse d'impulsion ou l'impédance  $V(f)$ , on aurait obtenu l'explication quant à l'hypothèse suivant laquelle, en pratique, on peut considérer la cheminée comme un système du premier ordre. Toutefois, l'examen des autocorrélations et des intercorrélations montre assez nettement que cette hypothèse est fondée.

Nous avons effectué quatre séries de mesures sur cette cheminée, deux sans mitre à la cheminée et deux avec mitre du type « superior » (voir fig. 8).

Dans les deux cas, nous avons effectué une mesure avec le modérateur large ouvert, et une autre avec le modérateur pratiquement fermé. Nous nous sommes arrangés pour que, dans ce dernier cas, la position du modérateur soit exactement la même pour l'essai avec mitre et pour l'essai sans mitre.

Le tableau ci-après rassemble les résultats des mesures. Les bandes 12a et 12b correspondent aux mesures effectuées sans mitre, les bandes 13a et 13b aux mesures avec mitre.

N° de la bande	Différence de pression moyenne mm d'eau	Vitesse moyenne de l'air m/sec	Valeur effective		Constante de temps (mesurée) sec
			Différence de pression mm d'eau	Vitesse de l'air m/sec	
sans mitre à la cheminée					
12a . . . . .	2,22	2,27	0,96	0,34	0,3
12b modérateur fermé	2,48	1,74	0,77	0,04	≈ 0
avec mitre à la cheminée					
13a modérateur fermée	1,85	1,74	0,72	0,03	1,02
13b . . . . .	0,72	1,97	0,38	0,22	0,28

Les mesures s'échelonnent sur une heure.

#### d) Discussion des mesures et quelques conclusions tirées de celles-ci

Pour la mesure qui figure sur la bande n° 12a, nous avons pu calculer la constante de temps théorique, car nous avons mesuré la résistance de la cheminée en fonction de la vitesse de l'air dans le tronçon de mesure, le modérateur étant largement ouvert.

La figure 8 donne le graphique de la résistance de la cheminée. La concordance entre cette pression statique et les moyennes de la bande 12a est satisfaisante.

La résistance R qui intervient dans l'impédance  $V(f)$  se calcule comme suit :

Si l'on décompose le signal de pression et le signal pour la vitesse de l'air en une valeur moyenne à laquelle viennent se superposer les fluctuations, on obtient, en introduisant dans l'équation différentielle

$$\Delta p_{sc}(t) = L \frac{d v(t)}{dt} + R v(t)$$

une même équation différentielle qui ne contient plus que les composantes variables

$$\Delta \tilde{p}_{sc}(t) = L \frac{d \tilde{v}(t)}{dt} + R \tilde{v}(t)$$

dans laquelle R vaut, en première approximation, la tangente de la dérivée au point  $(\bar{v}, \Delta \bar{p}_{sc})$ . Les mesures ont donné pour R 1,6 Kgf sec/m<sup>3</sup>.

La détermination de la self induction L est un peu plus compliquée du fait de la présence de trois sections différentes. La figure 63 donne le schéma de la cheminée, avec les dimensions et le calcul de la self-induction L. On a obtenu par calcul  $L = 2,83 \text{ kg/m}^2$  de sorte que, finalement, on peut en déduire une constante de temps  $\tau = 0,18 \text{ sec}$ , du même ordre de grandeur que la valeur mesurée 0,33 sec.

Si nous n'avons pas obtenu une meilleure correspondance, nous pouvons l'attribuer aux causes suivantes :

- 1) il existe certainement des fuites à la cheminée, si bien que la résistance R, déterminée à partir de la vitesse au tronçon de mesure et de la différence de pression à la cheminée, a une valeur trop élevée ;
- 2) lors des changements de diamètre, nous n'avons pas tenu compte de la contraction de l'écoulement d'air, de sorte que la self-induction L est trop faible, bien que probablement la différence entre les valeurs mesurée et calculée ne dépassera pas quelques pour-cent.

Il faut signaler que les fuites augmentent la valeur de la self-induction mais il est difficile d'apprécier dans quelle proportion.

De plus, il n'est pas vain de penser que, lorsque le modérateur est fermé, la constante de temps  $\tau$  diminue, du fait de l'augmentation de R, L restant constant (mesures reprises à la bande 12b).

Pour les mesures effectuées avec la mitre « superior », on obtient, pour les différences de pression, des valeurs qui s'écartent tout à fait de la valeur trouvée pour la vitesse moyenne.

La constante de temps de la mesure effectuée avec mitre « superior » (bande 13b) est comparable à celle qu'on a trouvée pour la mesure sans mitre (bande 12a) – dans les deux cas le modérateur était grand ouvert ; il en est de même pour les valeurs effectives de la différence de pression et de la vitesse de l'air pour les mesures enregistrées sur les bandes 12b et 13a.

La constante de temps de la mesure avec mitre « superior », et modérateur fermé (bande 13a) est tout à fait aberrante.

Pour nous résumer, nous pouvons émettre les conclusions ci-après :

1° pour obtenir une valeur suffisamment précise pour l'impédance de la cheminée, la première chose à réaliser est de mesurer avec une plus grande précision  $p_{\Delta p}(f)$  et  $p_v(f)$ .

Le décalage maximum dans le temps peut être plus faible si l'on détermine la densité spectrale moyenne pour des intervalles de fréquences plus larges

$$\left( = \frac{1}{2n\Delta\tau} \right).$$

On perd en « pouvoir de résolution » si l'on veut éviter que les mesures s'étalent sur des durées excessives.

Si nous exigeons qu'à la longue 90 % des observations aient une valeur supérieure à 82 % de la valeur moyenne et que 10 % de celles-ci aient une valeur supérieure aux 108 % de cette valeur moyenne, il faut 500 degrés de liberté.

Si nous ajoutons qu'un décalage maximum dans le temps correspondant à 120 échantillons est suffisant, il faut que l'essai s'échelonne sur une durée correspondant à 30.000 échantillons. A raison de 60 échantillons par seconde, on arrive à 500 sec.

2° Pour pouvoir déterminer la réponse d'impulsion, on pourrait utiliser les mesures effectuées, en extra-

polant par approximation de fonction (donc analytiquement) les autocorrélations et les intercorrélations calculées et qui ont l'allure d'un système du premier ordre (bandes n<sup>os</sup> 12a et 13b)

Le problème de l'amortissement des fonctions de corrélation est alors résolu et on peut entreprendre le calcul de la réponse d'impulsion

Dans la littérature technique on trouve des solutions analogues (22).

3° Les mesures enregistrées sur la bande 13b (avec mitre « superior », modérateur large ouvert) donnent pour la vitesse (1,97 m/sec) et pour la dépression au sommet de la cheminée (0,72 mm d'eau) des valeurs plus faibles que celles trouvées lors de l'essai sans mitre à la cheminée. Dans les deux cas le vent avait la même allure.

Ces résultats concordent avec ceux que nous avons obtenus pour la pression statique, dans l'essai avec une mitre.

4° Les mesures correspondant à de faibles vitesses de l'air (bandes n° 12b et 13a) ne donnent pas des fonctions de corrélation aussi nettes

Le résultat serait probablement meilleur si l'on adoptait une tuyauterie d'aspiration qui réduirait les fuites.

Les mesures correspondant à de fortes vitesses de l'air, que ce soit avec ou sans mitre, permettent de dire que le modèle employé pour la cheminée (self-induction et résistance en série) convient bien ; dès lors, il est possible d'étudier l'effet des mitres dans la résolution des problèmes de cheminée, du point de vue dynamique

### e) Quelques remarques générales à propos du refoulement dans les cheminées

La formule qui donne l'impédance de la cheminée :

$$V(f) = \frac{1}{R(1 + i 2 \pi f L/R)}$$

suggère quelques remarques générales :

1) Si l'on augmente la longueur d'une cheminée de forme donnée, l'impédance croît. Pour des immeubles à plusieurs niveaux, où les cheminées des appartements situés les uns au-dessus des autres dépassent le toit de la même hauteur et sont installées l'une près de l'autre, on doit s'attendre à ce que le risque de refoulement croisse à mesure qu'on s'élève.

Ceci correspond aux observations recueillies dans la pratique (23). Le rapport L/R est en première approximation indépendant de la longueur de la cheminée, par contre la résistance R augmente avec celle-ci.

2) Du point de vue dynamique également il sera question du diamètre optimum pour la cheminée.

Pour une hauteur de cheminée donnée, la self-induction L est indépendante du diamètre de celle-ci. Par contre, L dépend de la température moyenne des gaz dans la cheminée (L diminue si la température moyenne des gaz augmente). En outre, à mesure que la vitesse moyenne des gaz dans la cheminée augmente, le risque d'inversion du courant de gaz diminue, pour une valeur donnée de  $\sigma_v$

A ce point de vue, il serait préférable de choisir, pour la cheminée, le diamètre le plus faible. Cependant la résistance R augmente si le diamètre de la cheminée diminue.

## E — Méthode pour l'étude pratique du refoulement dans des cheminées

### 1 DÉTERMINATION PAR VOIE DE CALCUL, DU REFOULEMENT

La mesure de la vitesse des gaz dans la cheminée présente, lors de l'essai sur place, des difficultés insurmontables, sauf pour la mesure, en fonction du temps, de la différence de pressions entre la pièce et le sommet de la cheminée.

La mesure de la résistance de la cheminée et des dimensions de celle-ci permet d'en calculer l'impédance  $V(f)$  en fonction de la vitesse moyenne des gaz.

Si le spectre de puissance de la différence de pression est calculé à partir de mesures, à l'aide de la

fonction d'autocorrélation, nous pouvons, grâce à  $V(f)$ , calculer le spectre de puissance de la vitesse des gaz dans la cheminée ; il nous est ensuite possible de déterminer le nombre de fois, par unité de temps, où la vitesse des gaz sera soit supérieure, soit inférieure à la vitesse moyenne de ceux-ci (voir paragraphes D-2 i et D-2. k).

Grâce à cette donnée, à la vitesse moyenne des gaz  $v$  et à la valeur effective des fluctuations de la vitesse des gaz  $\sigma_v$ , nous pourrions calculer le nombre de refoulements par unité de temps.

Inversement la même formule nous permettra de calculer, en fonction de l'augmentation de la vitesse des



gaz, la réduction, jusqu'à un niveau acceptable, du nombre des refoulements à la cheminée. Les mesures de résistance de la cheminée nous mettront à même de rechercher la quantité dont il faudra majorer la différence de pression moyenne.

## **2. EMPLOI D'UNE CALCULATRICE ANALOGIQUE**

La méthode que nous venons de décrire exige, lors de l'essai sur place, beaucoup de temps. Cela provient de ce que les mesures doivent d'abord être enregistrées sur bandes magnétiques ; en effet, en pratique il est à peine possible de déterminer directement le spectre de puissance pour des fréquences aussi basses.

Il s'impose d'établir, pour la cheminée, un schéma électrique analogique, où il soit possible d'enregistrer, à l'instant même, la résistance non linéaire de

la cheminée. Le modèle analogique est raccordé au capteur de pression de sorte qu'on peut déterminer facilement, à partir du signal de sortie du modèle analogique, la vitesse moyenne des gaz  $v$  et la valeur effective des fluctuations de celle-ci  $\sigma_v$ , de même que les instants où la vitesse des gaz change de signe (refoulement).

L'intérêt de cette méthode, c'est que le modèle analogique permet d'établir les propriétés des diverses mitres de cheminées, si bien qu'on peut déterminer rapidement quelle est celle qui convient.

Ce n'est qu'à partir de ce moment qu'on devra se livrer à une étude des mitres de cheminée, comme on l'indique aux paragraphes D-3. c et suivants.

La figure 64 donne un schéma de l'application d'un modèle électrique analogique, où nous avons prévu l'emploi d'amplificateurs opérationnels, surtout pour déterminer la self-induction  $L$  (24).



## LITERATUURLIJST

- (1) Tussentijds rapport: „Door de wind veroorzaakte trekstoringen”, J.F.v.d.Horst
- (2) „Model-scale tests in turbulent wind” deel I en deel II, Martin Jensen en Niels Franck
- (3) „The limitations of wind tunnel experiments in the study of airflow around buildings”  
Int. J. Air Wat. Poll. 1963, Vol. 7, blz. 927 t/m 931
- (4) „Convective turbulence wind tunnel project” G.H. Strom en E.J. Kaplin
- (5) „Scale model wind tunnel studies on atmospheric diffusion phenomena” G.H. Strom  
Proceedings of the Seventh Hydraulic Conference
- (6) „Turbulent transfer in the lower atmosphere” C.H.B. Priestley
- (7) „Natural convection in the earth’s boundary layer” A.A. Townsend  
Quart. J. Roy. Met. Soc. 88 (1962) blz. 51 t/m 56
- (8) „Simple total pressure probes with spherical shields” F.A.L. Winternitz en D. Hopkins  
Instrument Practice, October 1958, blz. 1072 t/m 1082
- (9) „The model law for phenomena in natural wind”, Martin Jensen  
Ingenioren - International Edition 1958 nr. 4, blz. 121 t/m 128
- (10) „Vijfkanaalsversterker WE 6305” M.M. Joon (rapport TNO-IWECO)
- (11) „Beknopte handleiding voor het meten van de snelheid en de turbulentiegraad van luchtstromingen met de constante temperatuur gloeidraadapparatuur van de onderafdeling Vliegtuigbouwkunde”  
Handleiding VTH-56, ir. H. Tennekes
- (12) „Constance temperatuur gloeidraadanemometer WE 6503” M.M. Joon (rapport TNO-IWECO)
- (13) „Measurements of the correlation between the fluctuating velocities and the fluctuating wall pressure in a thick turbulent boundary layer”  
W.W. Willmarth en C.E. Wooldridge – AGARD Report No. 456
- (14) „A type of wind tunnel for simulating phenomena in the natural wind” H. Petersen  
AGARD Report No. 308
- (15) „The measurements of power spectra from the point of view of communications engineering”  
R.B. Blackman en J.W. Tukey
- (16) „Theorie und Technik der Polaritätskorrelation für die dynamische Analyse niederfrequenter Signale und Systeme” B.P.Th. Veltman en H. Kwakernaak  
Regelungstechnik 9e jrg. 1961, blz. 357 t/m 364
- (17) „Operational methods in applied mathematics” H.S. Carslaw en J.C. Jaeger
- (18) „Zur Anwendung statistische Verfahren in der Regelungstechnik” Regelungstechnik 7e jrg. 1959, blz. 11 t/m 18
- (19) „Principles and applications of random noise theory” J.S. Bendat
- (20) „Quantisation, sampling frequency and dispersion with correlation measurements” B.P.Th. Veltman  
Report No. 65-3, Cooperation Centre for measurement and control, afd. Technische Physica, T.H. , Delft

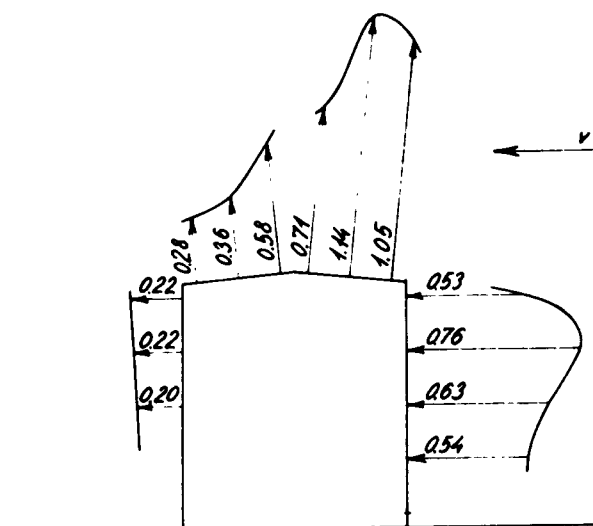
- (21) „The variance of autocorrelation estimates of clipped Gaussian noise” A. van den Bos  
Report No. 65-1. Cooperation Centre for measurement and control, afd. Technische Physica, T.H., Delft
- (22) „The experimental determination of system transfer functions from normal operating data”  
J.G. Henderson en C.J. Pengilley  
Journal Brit. I.R.E. Maart 1958, blz. 179 t/m 186
- (23) „Enige resultaten van een enquête betreffende schoorsteenklachten, gehouden onder de bewoners van twee flats aan de Burgemeester Velthuisenlaan te Leidschendam” C.B. Colenbrander en J.C. Donkelaar
- (24) „Handbook of operational amplifier active RC networks” Burr-Brown Research Corporation  
Tucson, Arizona

## Liste des symboles utilisés

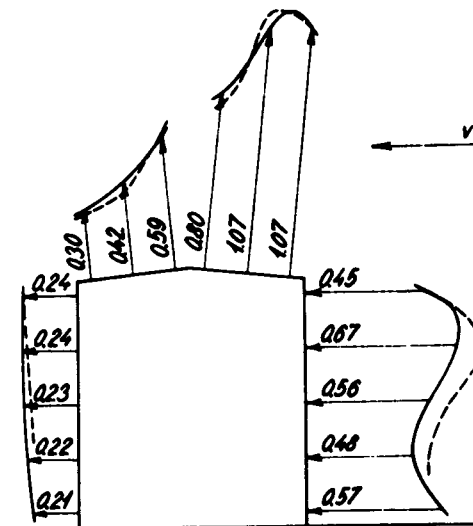
Symbole	Signification	Dimensions
$ARG_{xy}(f)$	argument de $P_{xy}(f)$ , $p_{xy}(f)$	
$C_{xy}(\tau)$ , $c_{xy}(\tau)$	fonction de corrélation ; fonction de corrélation normalisée	dépend de la dimension de x (t) et y (t)
	$\lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{+T/2} x(t) y(t + \tau) dt,$	sans dimensions
	$\frac{1}{\sigma_x \sigma_y} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{+T/2} x(t) y(t + \tau) dt$	
$CO_{xy}(f)$ , $c_{o_{xy}}(f)$	Co-spectre, co-spectre normalisé ; partie réelle de $P_{xy}(f)$ et de $p_{xy}(f)$	sans dimensions
$COH_{xy}(f)$ , $c_{o h_{xy}}(f)$	cohérence, cohérence normalisée ; module de $P_{xy}(f)$ , de $p_{xy}(f)$	sans dimensions
$\Gamma$	gradient de température en atmosphère neutre (adiabatic lapse rate)	C/m
f	Fréquence en Herz, périodes par seconde pour le calcul de $p_x(f)$	1/sec
g	Accélération de la pesanteur	9,81 m/sec <sup>2</sup>
i	$\nu - 1$	
$K_{xy}(f)$ , $k_{xy}(f)$	spectre en quadrature, spectre en quadrature normalisé	dépend de la dimension de x(t) et de y(t)
	Constante de von Karman $n = 0,4$	
	dimension caractéristique ; pour le calcul d'une cheminée, longueur de celle-ci ou d'un tronçon de celle-ci	m

	<b>Signification</b>	<b>Dimensions</b>
L	self-induction de la cheminée	kg/m <sup>2</sup>
m	Nombre d'intervalles dans l'espace de temps m	—
$\mu$	moyenne du signal (d-c level)	dépend de la dimension du signal mesuré.
n	nombre d'intervalles dans l'espace de temps $n\Delta\tau$	—
$\nu$	viscosité cinématique	m <sup>2</sup> /sec
$P_x(f), p_x(f)$	spectre de puissance de $x(t)$ , id. normalisé  $P_x(f) = \sigma_x^2 p_x(f)$	dépend de la dimension de $x(t)$ ,  sans dimension
$p, \xi p$	pression, différence de pression	Kg/m <sup>2</sup>
$6x, 6x^2$	valeur effective des fluctuations de $x(t)$ , variance des fluctuations de $x(t)$	dimension de $x(t)$ de $x(t)^2$ sans dimension.
R	résistance des gaz dans la cheminée	Kg/sec/m <sup>3</sup>
$\rho$	densité des gaz	kg/m <sup>3</sup>
t	temps	sec.
$\tau$	intervalle de temps ; pour le calcul numérique des fonctions de corrélation, est égal à $m\Delta\tau$	sec.
$\Delta\tau$	période de l'échantillonnage du signal ; l'inverse $1/\Delta\tau$ est la fréquence d'échantillonnage.	sec.
U, U	vitesse du vent, vitesse de frottement	m/sec.
$\nu$	vitesse des gaz dans la cheminée	m/sec
$x(t), y(t)$	désignation des signaux en fonction du temps	fonction des signaux.
z	paramètre de rugosité	m
$z_0$	paramètre de rugosité	m.
$\bar{x}, \tilde{x}$	moyenne du signal $x(t)$ (d-e niveau), composantes du signal $x(t)$ soumises à variations.	fonction du signal $x(t)$ .

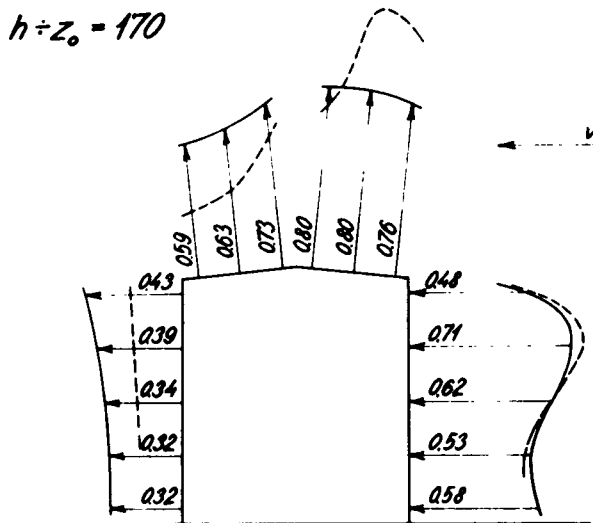




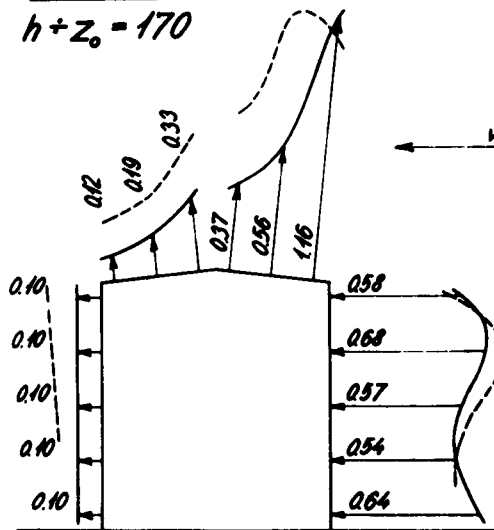
$h+z_0 = 170$



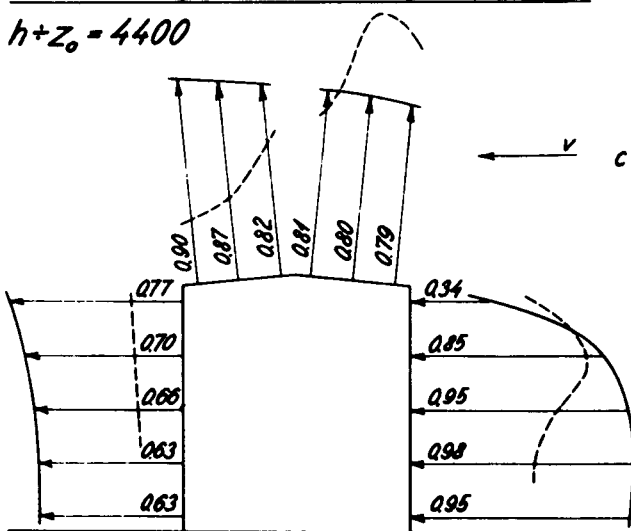
$h+z_0 = 170$



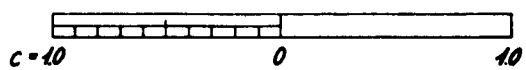
$h+z_0 = 4400$



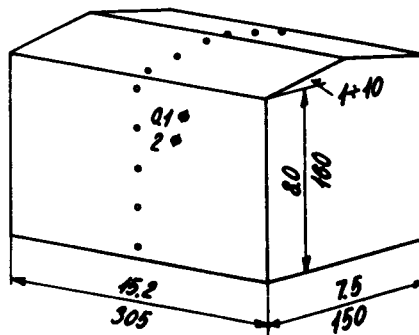
$h+z_0 = 13$



$h+z_0 = \infty$



mesure en cm





Distribution de pression du vent sur un modèle réduit d'habitation, et pour un paramètre de rugosité égal à  $z$

Le modèle est situé tout entier dans une couche limite turbulente ;  $h$  représente la hauteur du modèle et  $z_0$  le paramètre de rugosité du terrain environnant.

On a 
$$c = \frac{p}{\rho v^2}$$

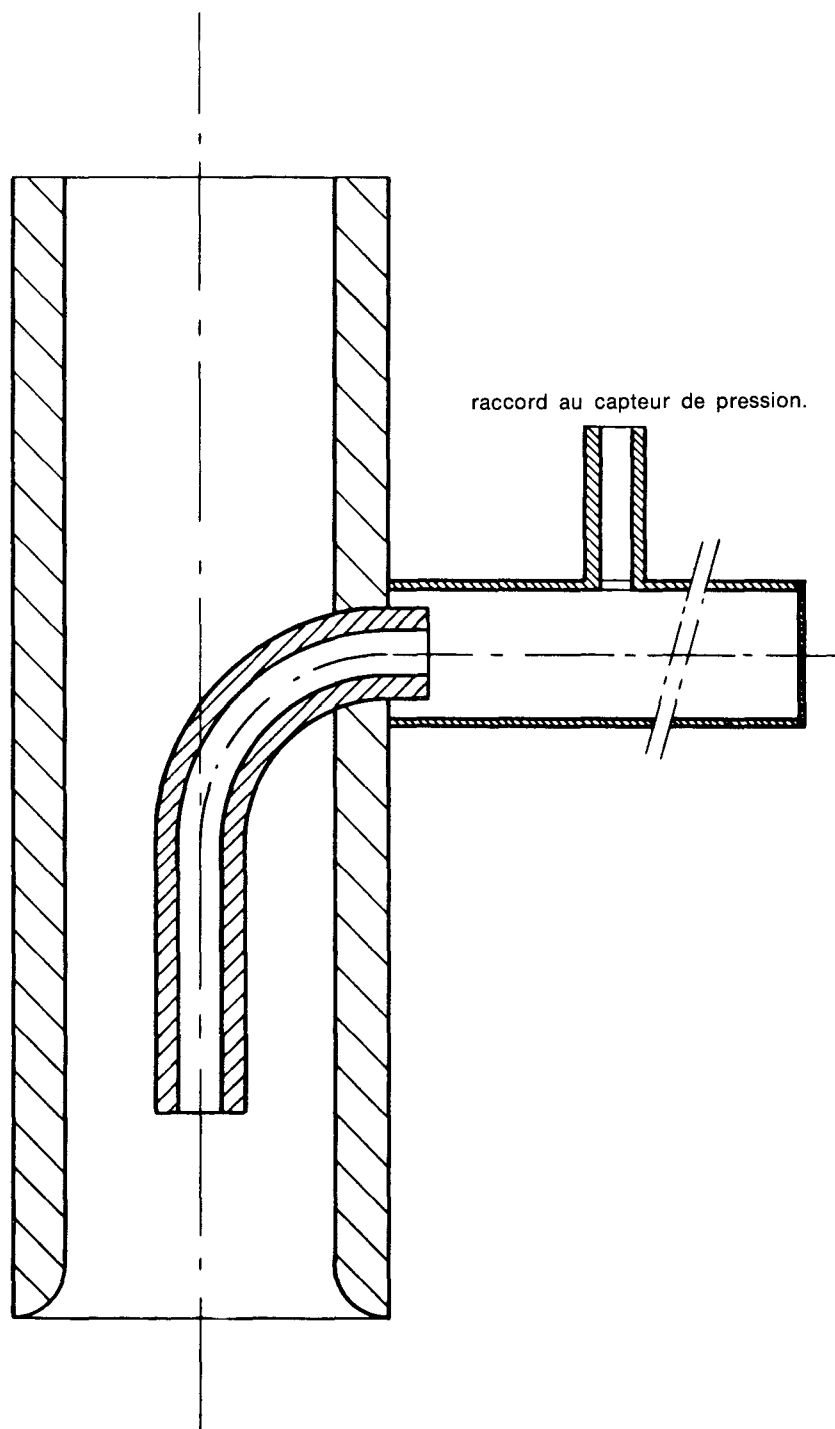
où  $p$  est la différence de pression entre la pression statique dans l'écoulement non perturbé et la pression relative à la valeur de  $c$  ;  $\frac{1}{2} \rho v^2$  est la pression de vitesse à hauteur du bord du toit, dans le même écoulement.

Les lignes en traits interrompus correspondent à des mesures effectuées sur un modèle à plus grande échelle ( $305 \times 150 \times 160$  cm).

Les lignes en traits pleins correspondent à des mesures effectuées au tunnel aérodynamique, sur un modèle réduit ( $15,2 \times 7,5 \times 8$  cm), et où, en faisant varier artificiellement la rugosité du sol, on a pu obtenir des courbes relatives à diverses valeurs du rapport  $\frac{h}{z}$ .

Measurement in cm = dimensions in cm.

FIGURE 2



Tuyère Kieler modifiée.

FIGURE 3

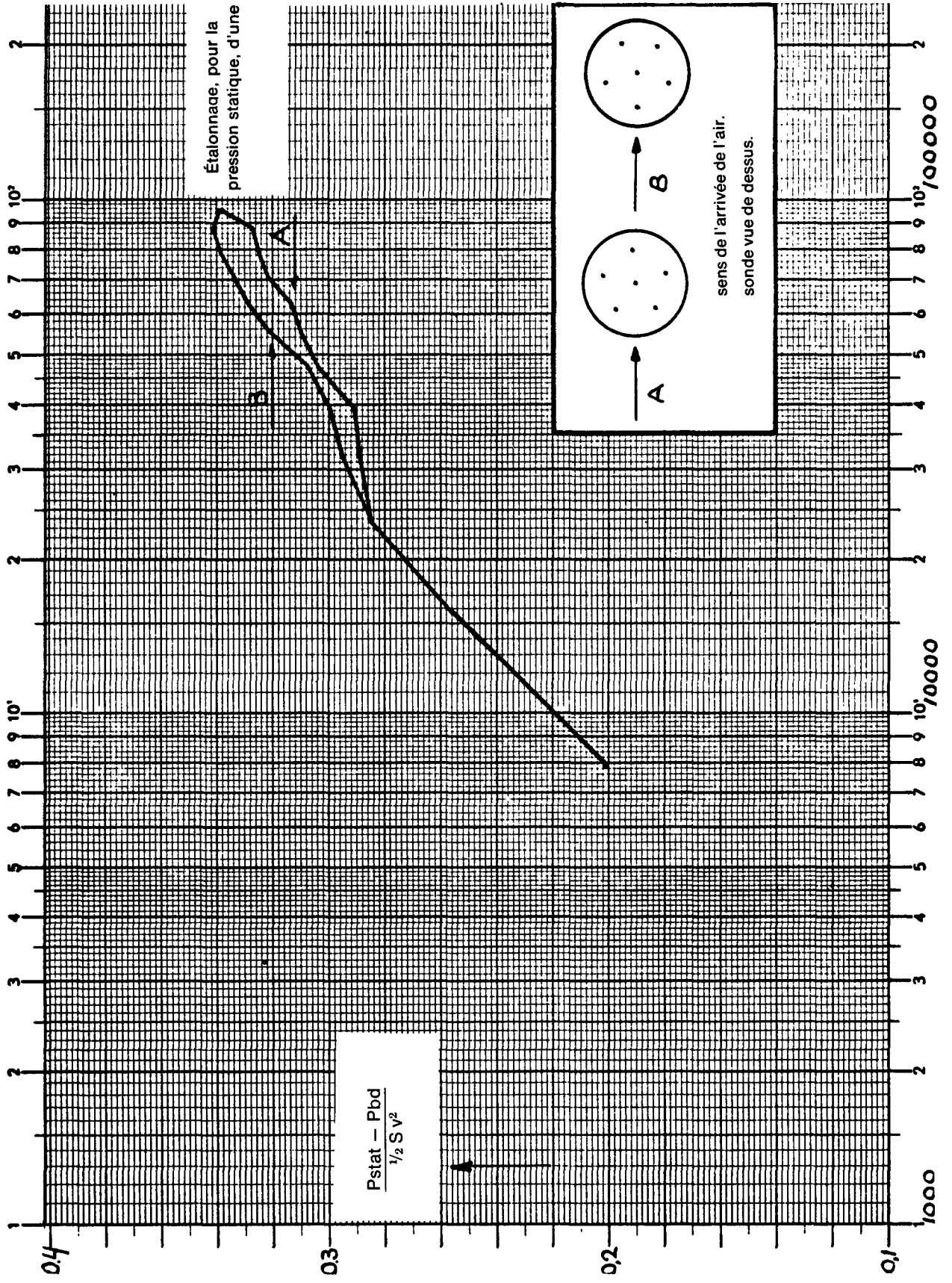


FIGURE 4

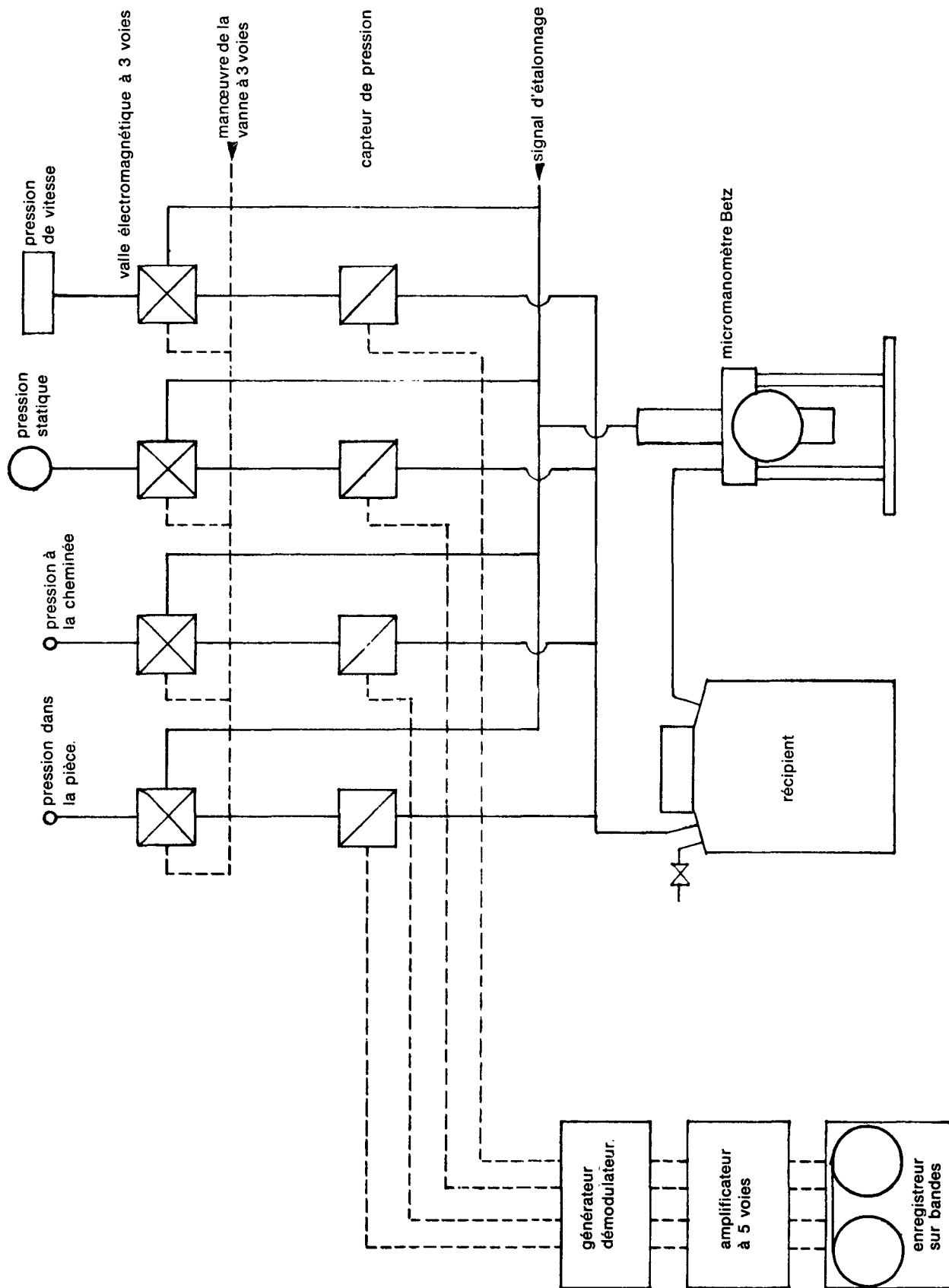
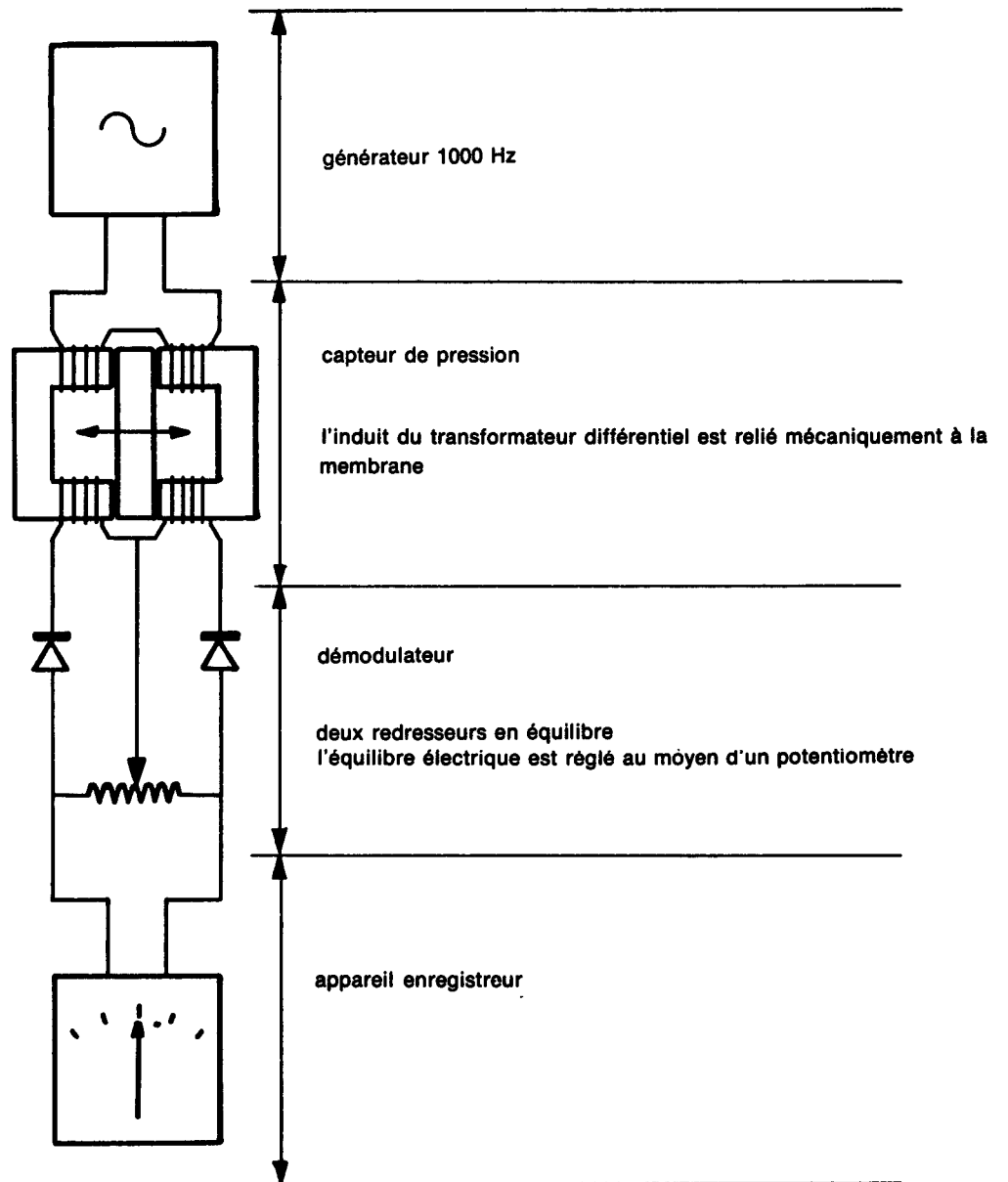


FIGURE 5



Capteur A.B.C. (une voie).

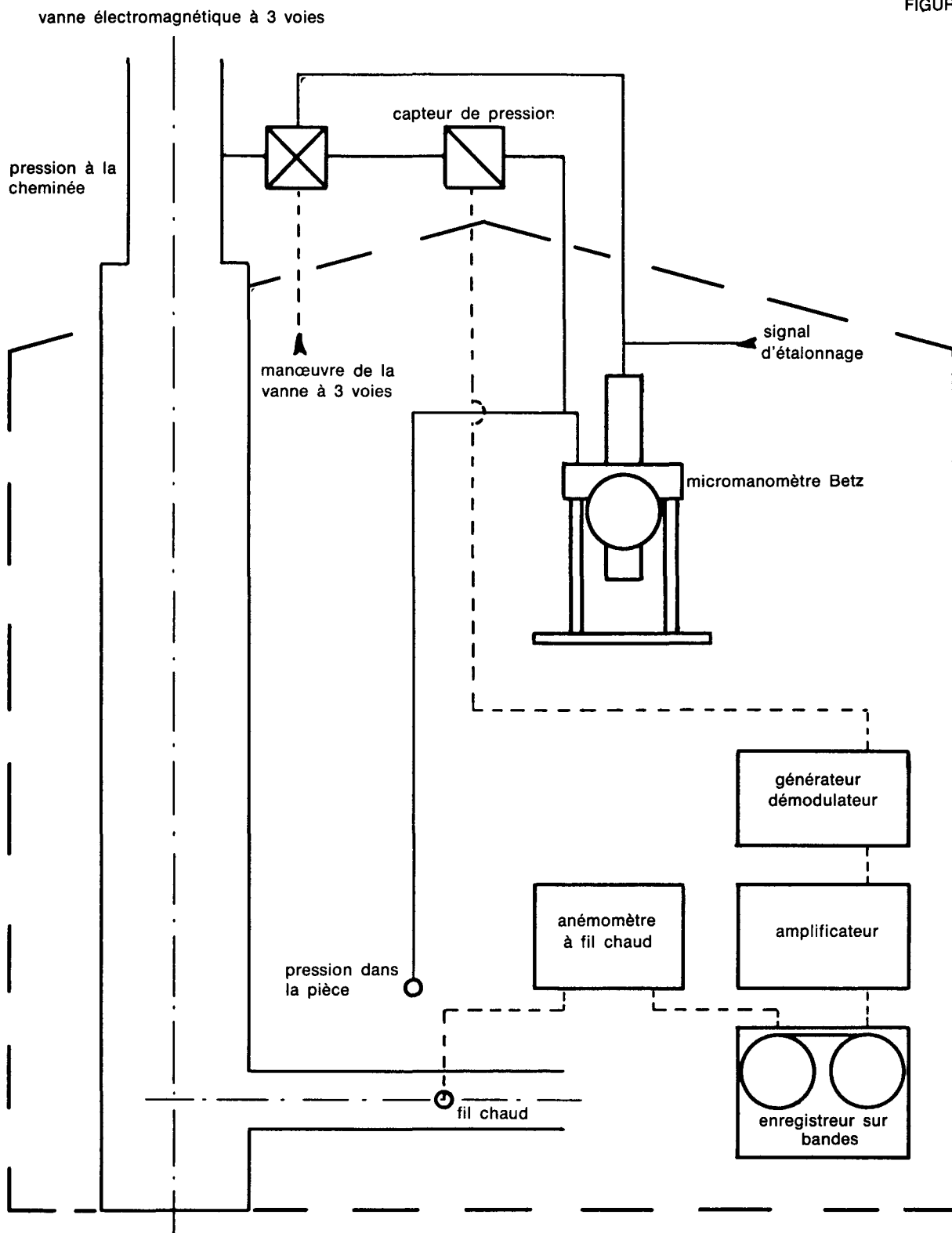


Schéma des mesures à la cheminée de la pièce n° 30



FIGURE 8  
Autocorrélation de la pression de vitesse  
normalisée).  
Bande n° 4 a  
Axe des x: temps en sec  
Axe des y: coefficient de corrélation

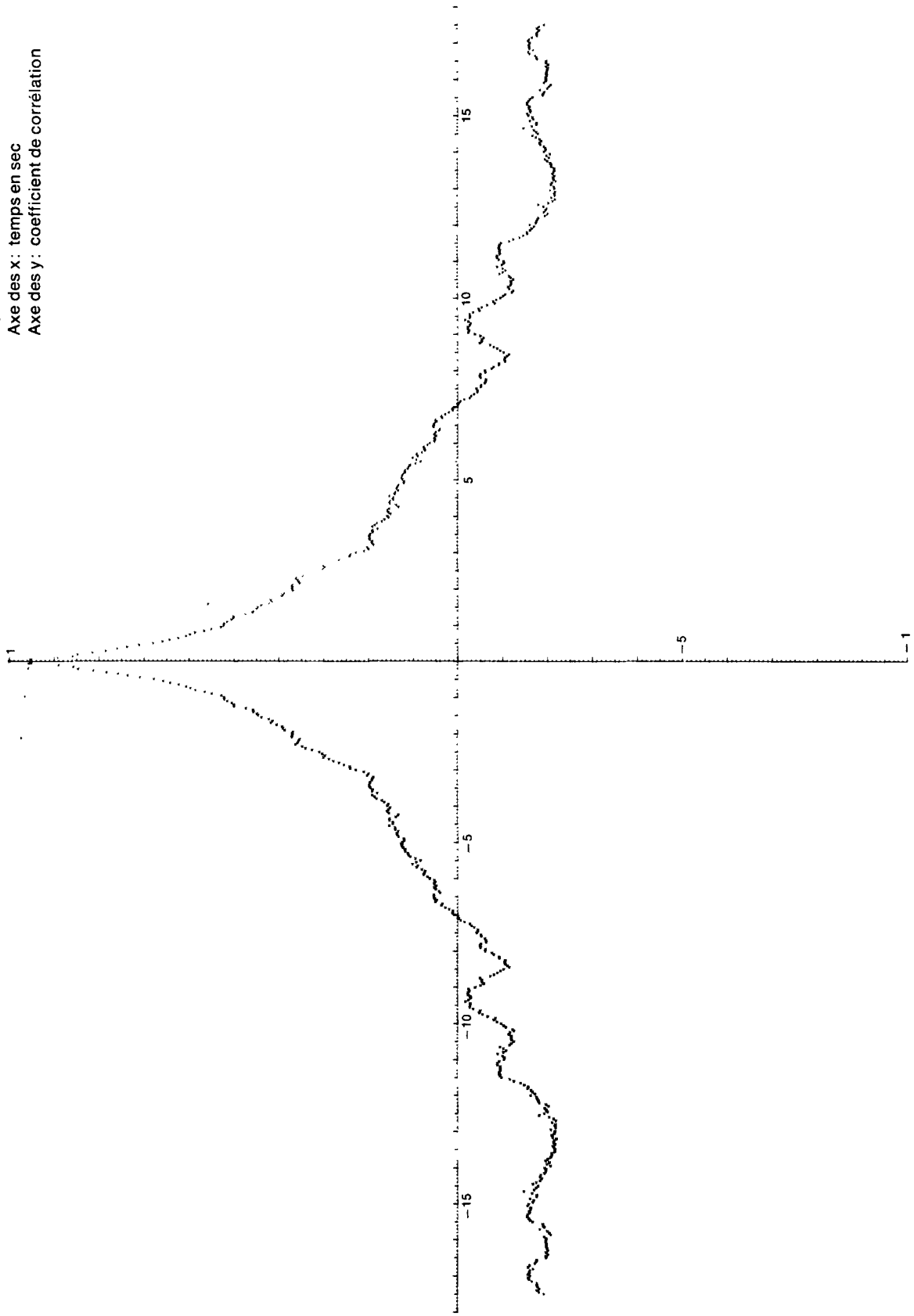




FIGURE 9  
Autocorrélation de la pression de vitesse  
normalisée).  
Bande n° 4 b  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

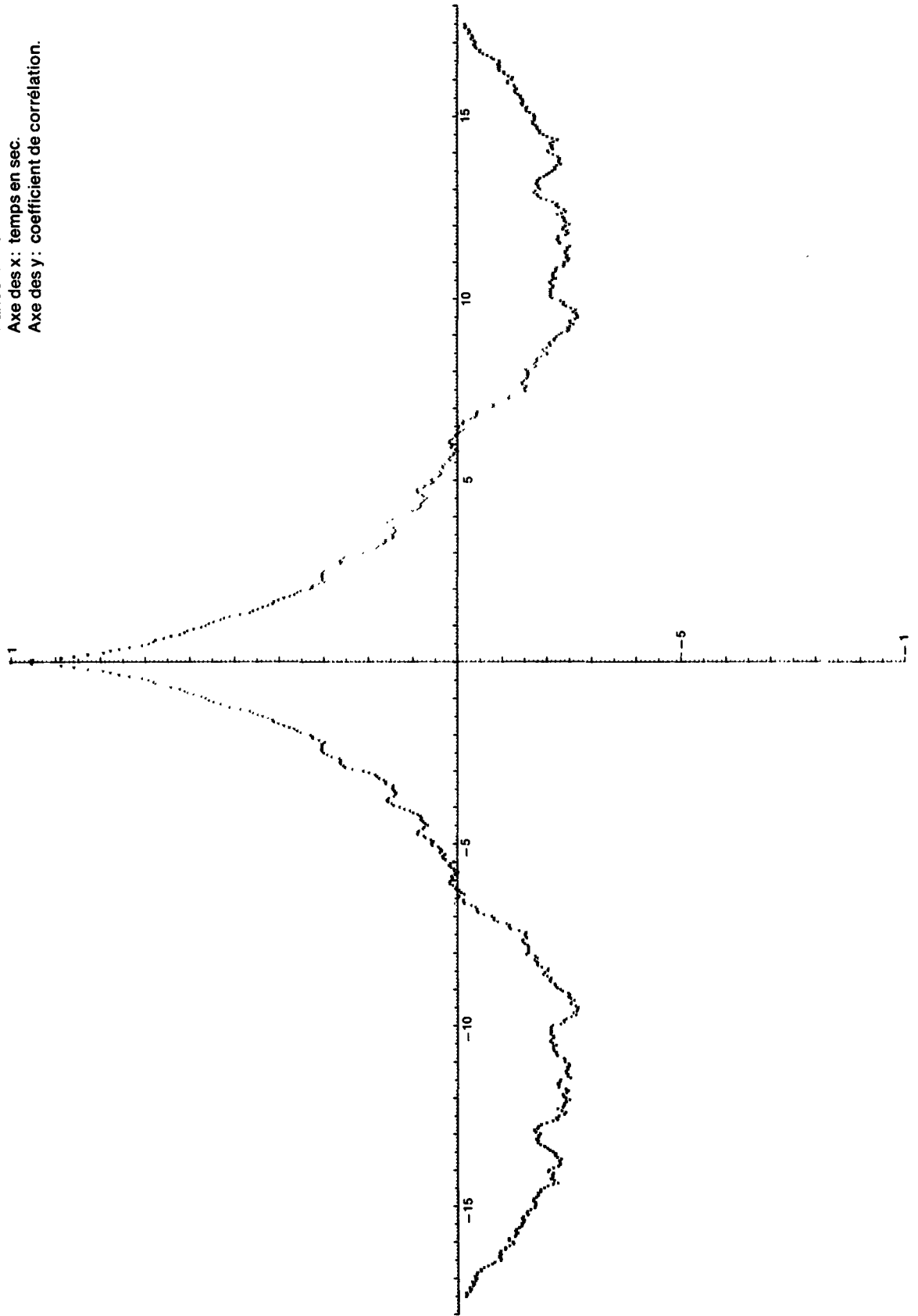


FIGURE 10  
Autocorrélation de la pression de vitesse  
normalisée).  
Bande n° 5 a  
Axe des x: temps en sec  
Axe des y: coefficient de corrélation

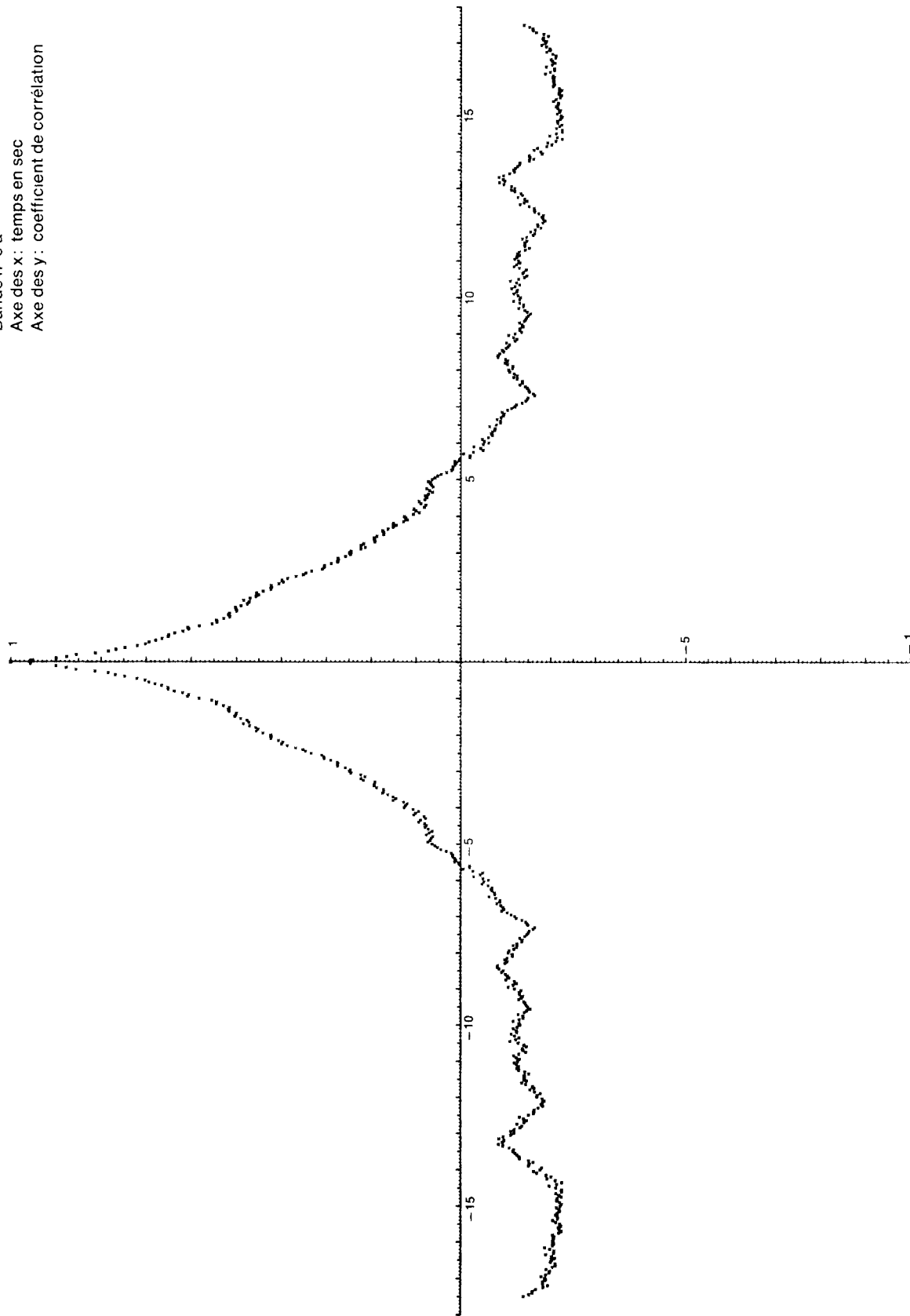


FIGURE 11  
Autocorrélation de la pression de vitesse  
normalisée).  
Bande n° 5 b  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

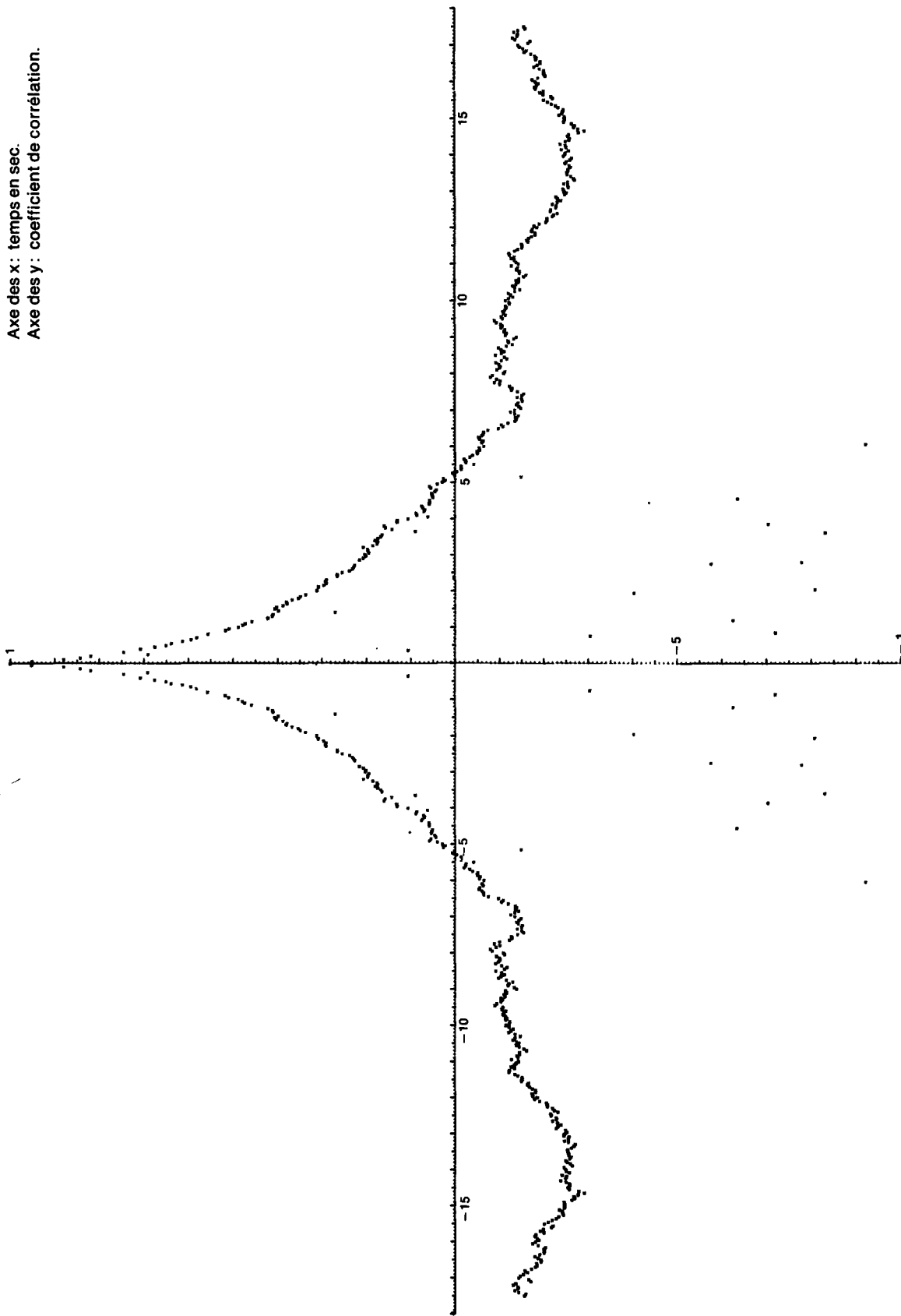


FIGURE 12

Autocorrélation de la pression de vitesse  
normalisée)

Bande n° 6 a

Axe des x : temps en sec

Axe des y : coefficient de corrélation.

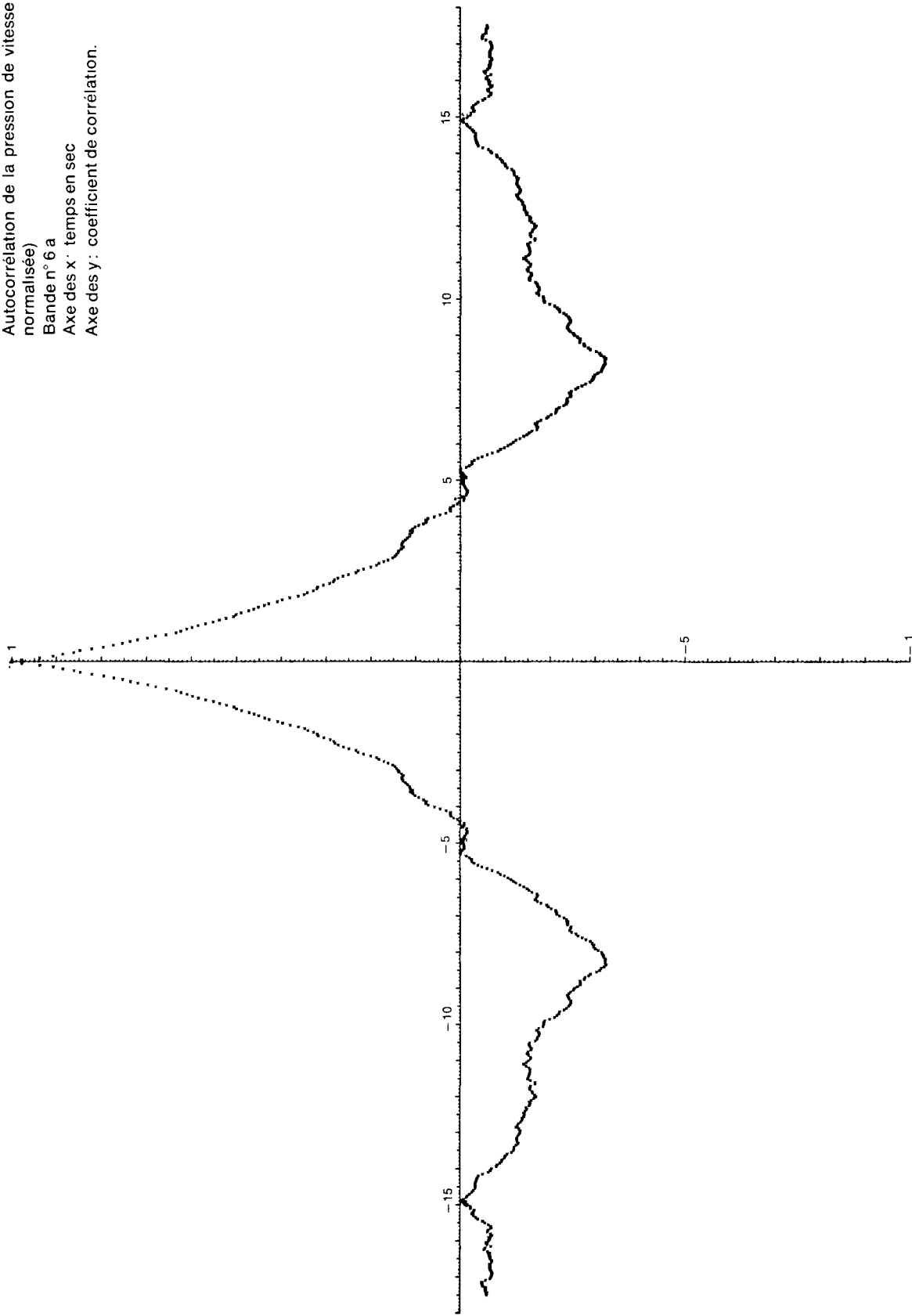


FIGURE 13  
Autocorrélation de la pression de vitesse  
normalisée).  
Bande n° 6 b  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

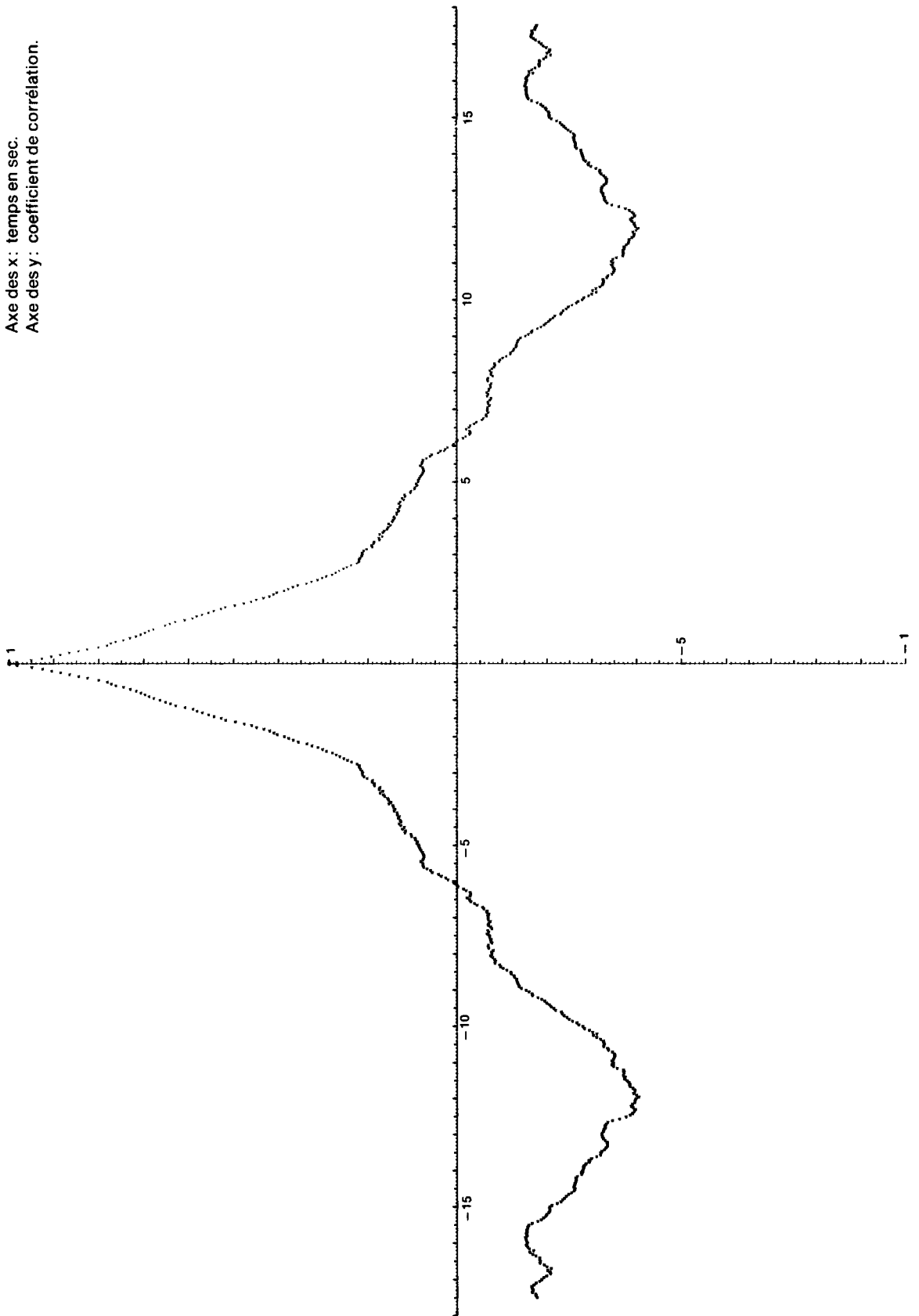


FIGURE 14  
Autocorrélation de la pression statique  
normalisée).  
Bande n° 4 a  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation

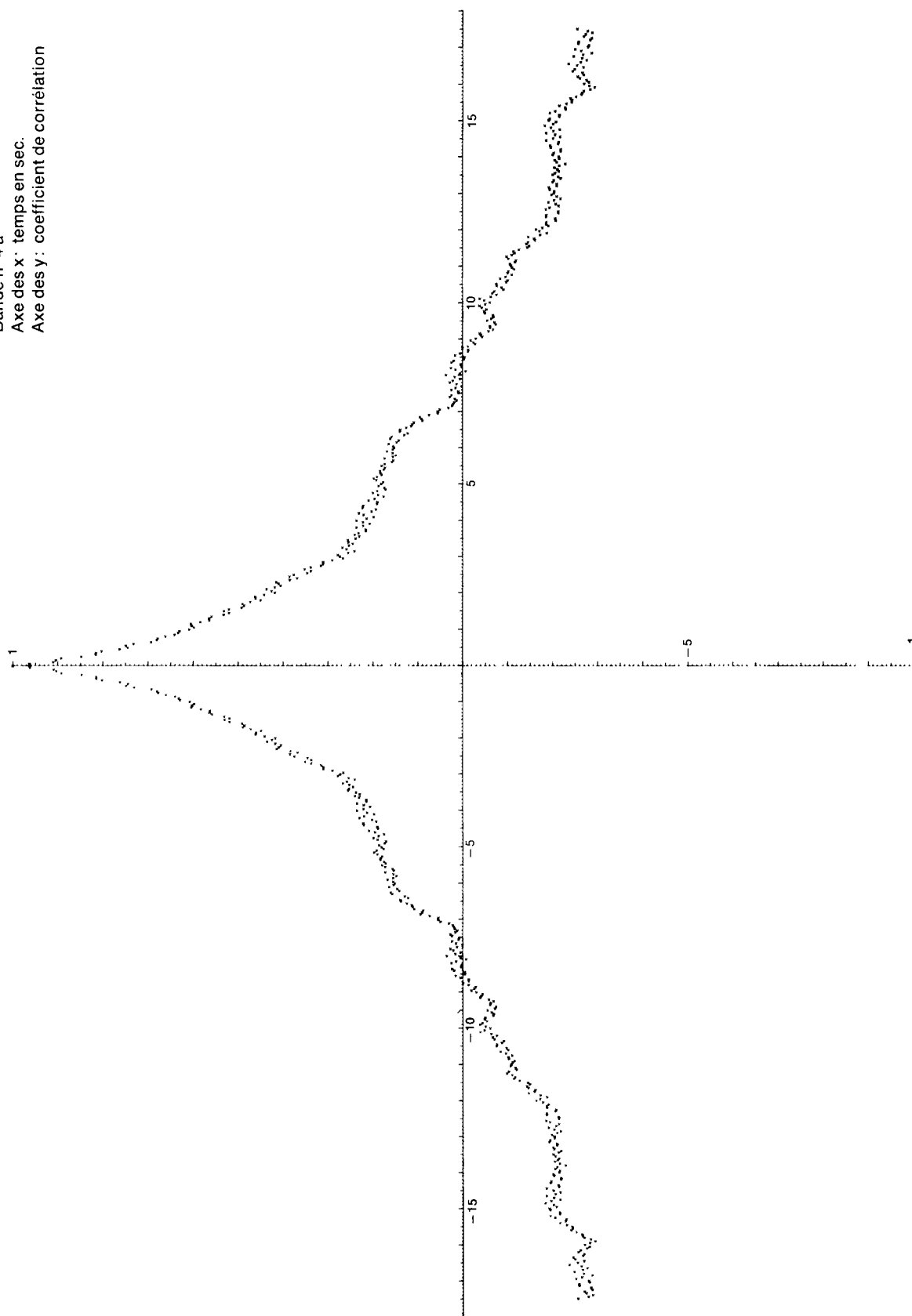


FIGURE 15  
Autocorrélation de la pression statique  
normalisée).  
Bande n° 4 b  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

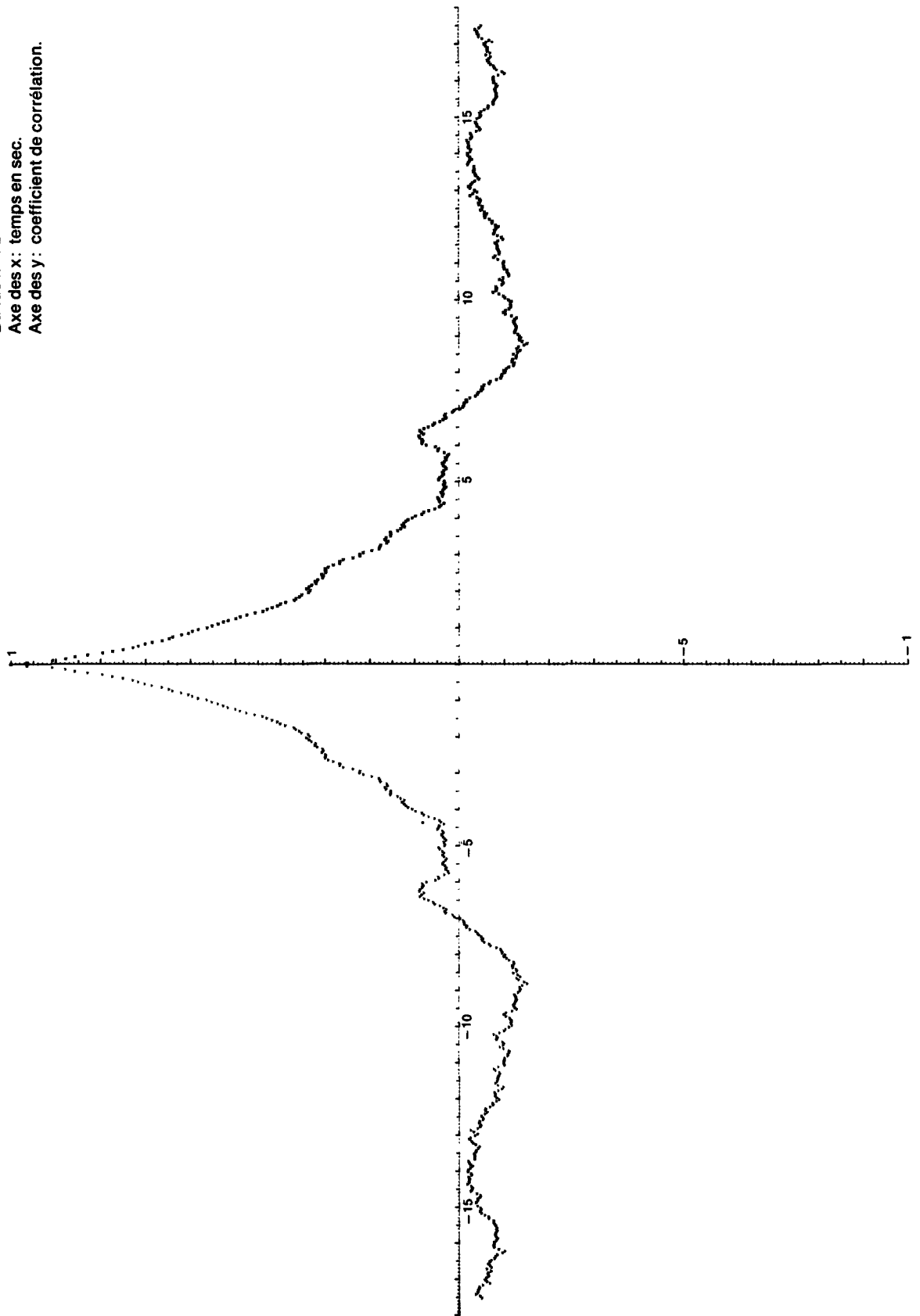
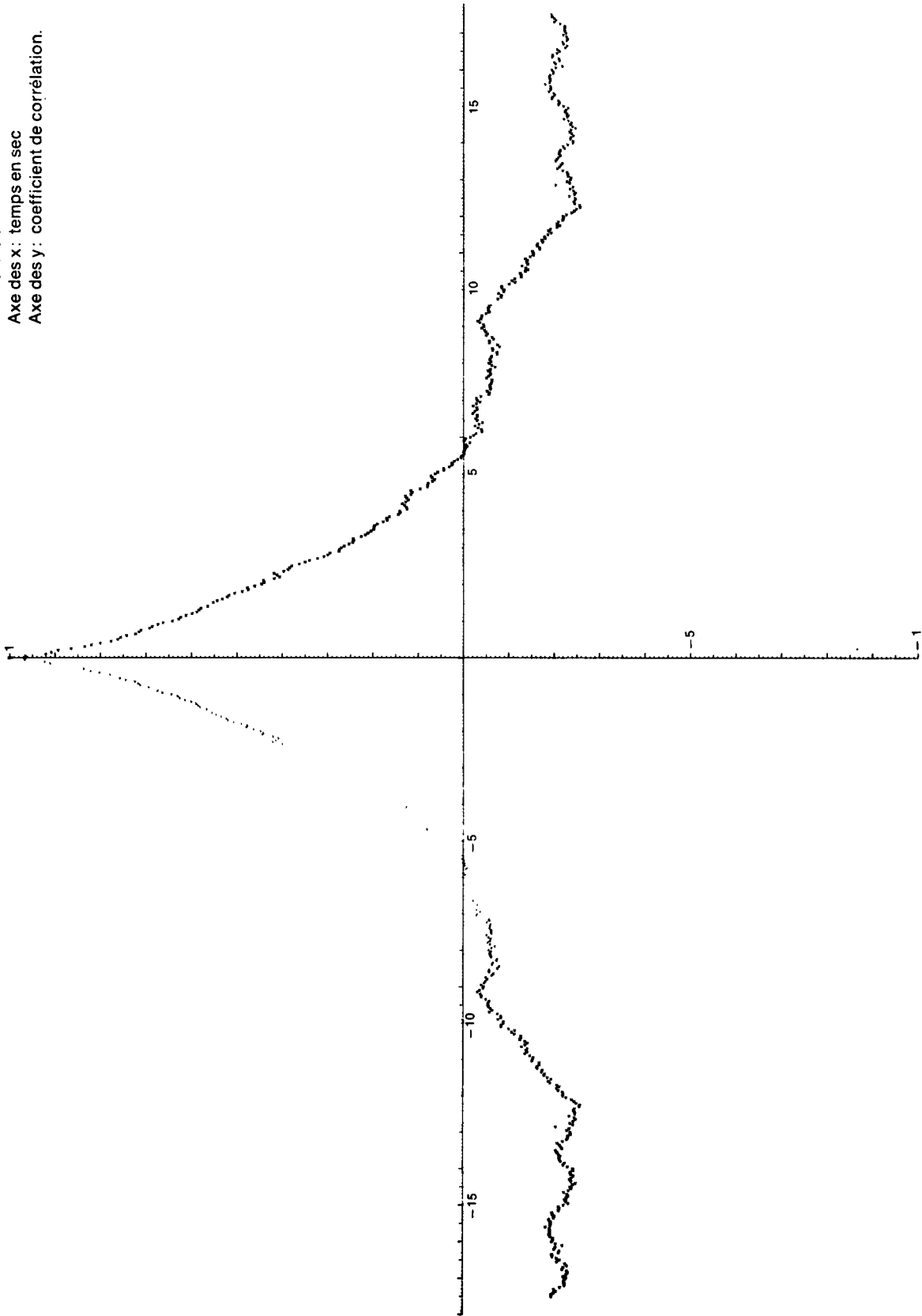


FIGURE 16  
Autocorrélation de la pression statique  
normalisée).  
Bande n° 5 a  
Axe des x: temps en sec  
Axe des y: coefficient de corrélation.





**FIGURE 17**  
Autocorrélation de la pression statique  
normalisée).  
Bande n° 5 b  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

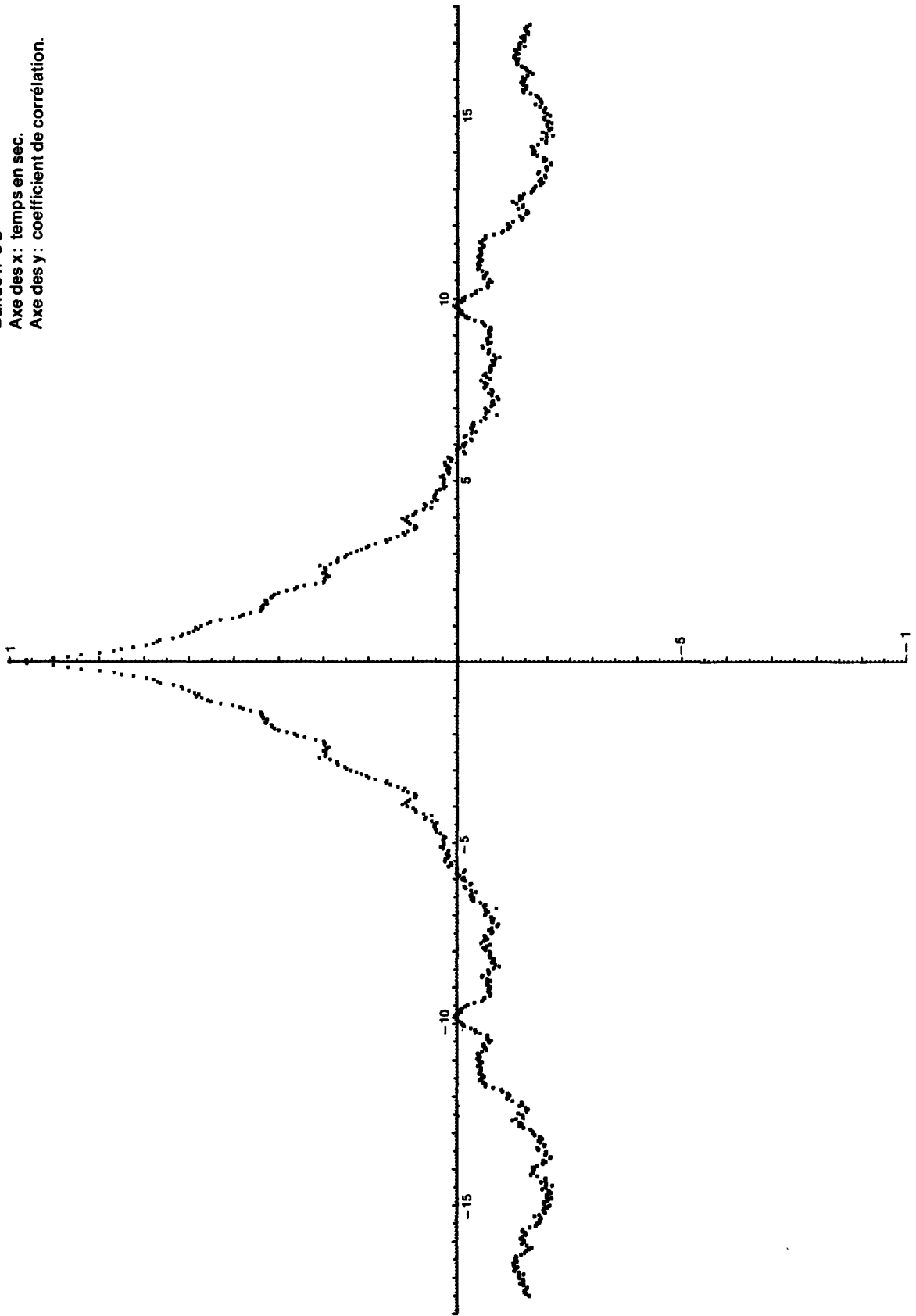


FIGURE 18  
Autocorrélation de la pression statique  
normalisée)  
Bande n° 6 a  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

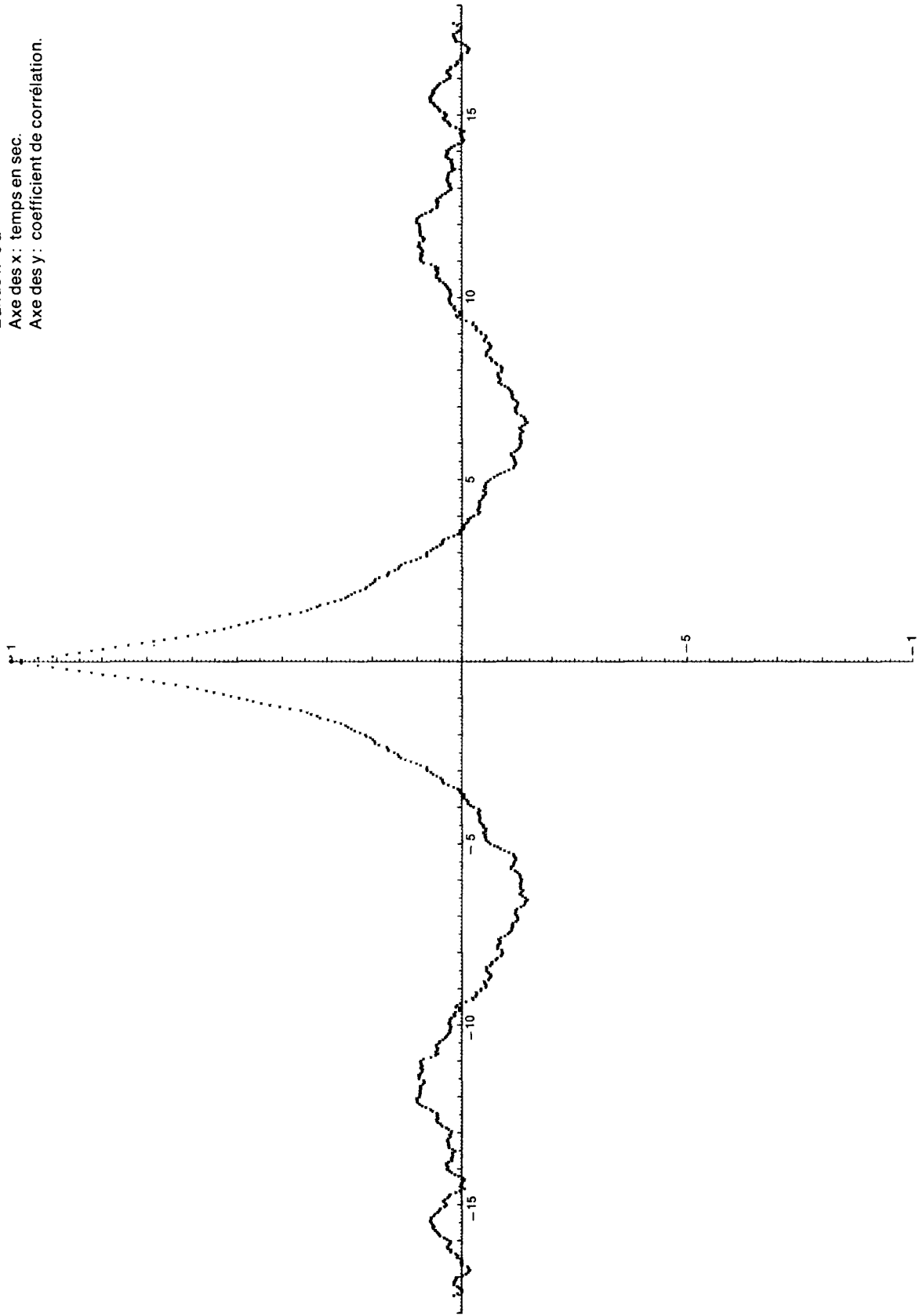


FIGURE 19  
Autocorrélation de la pression statique  
normalisée).  
Bande n° 6 b  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

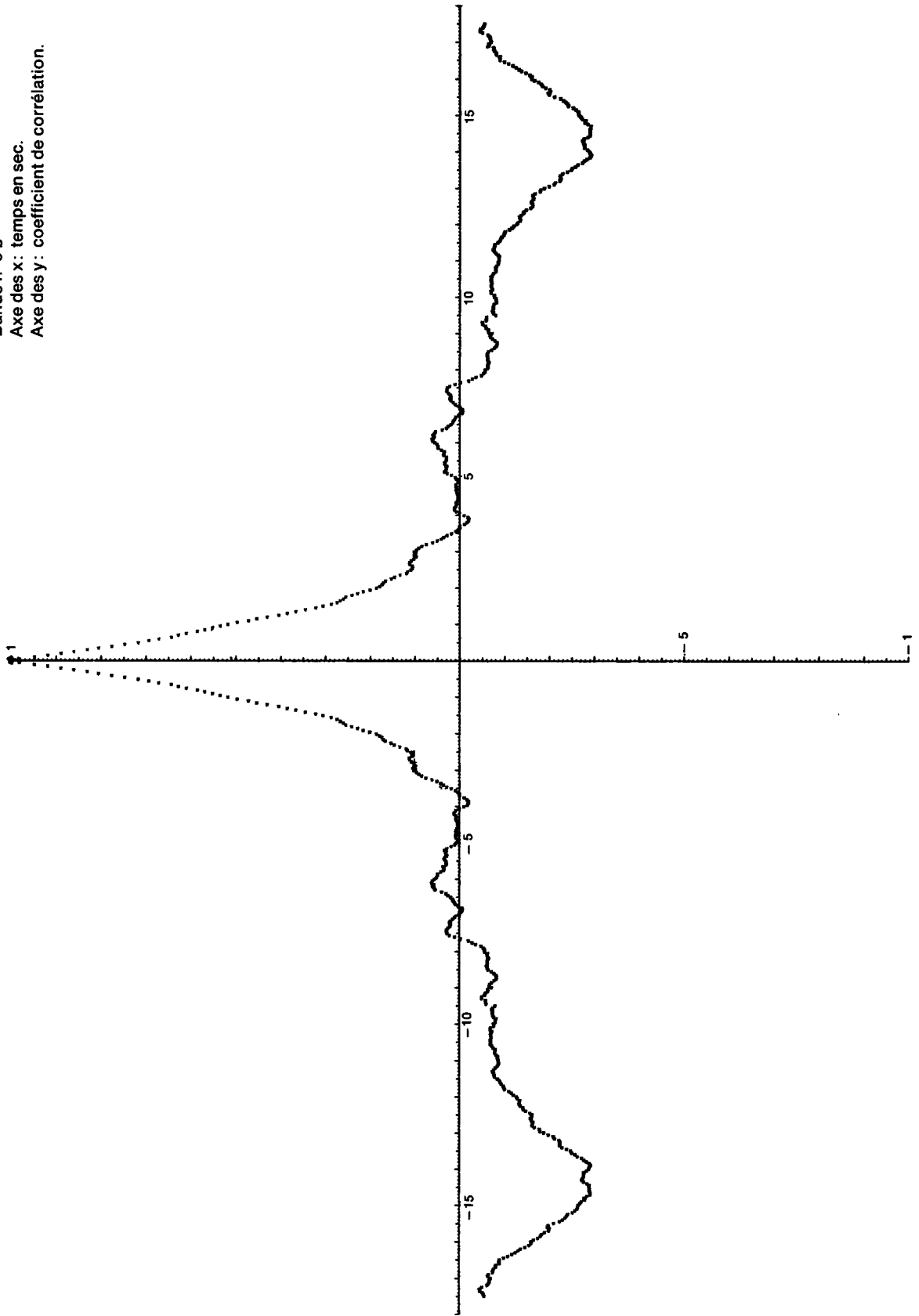


FIGURE 20  
Autocorrélation de la pression de la cheminée  
(normalisée)  
Bande n° 4 a  
Axe des x: temps en sec  
Axe des y: coefficient de corrélation.

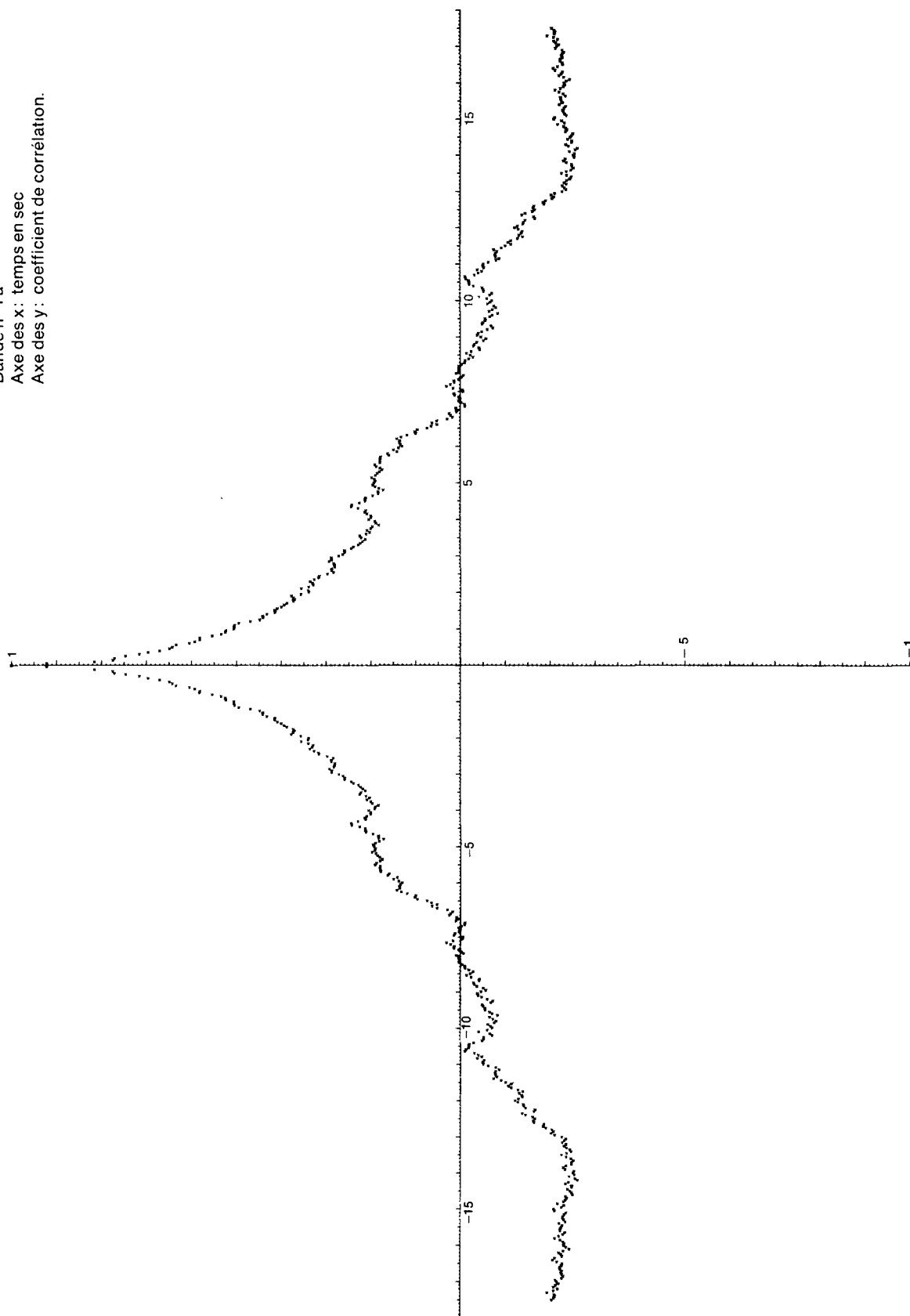


FIGURE 21  
Autocorrélation de la pression de la cheminée  
(normalisée)  
Bande n° 4 b  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

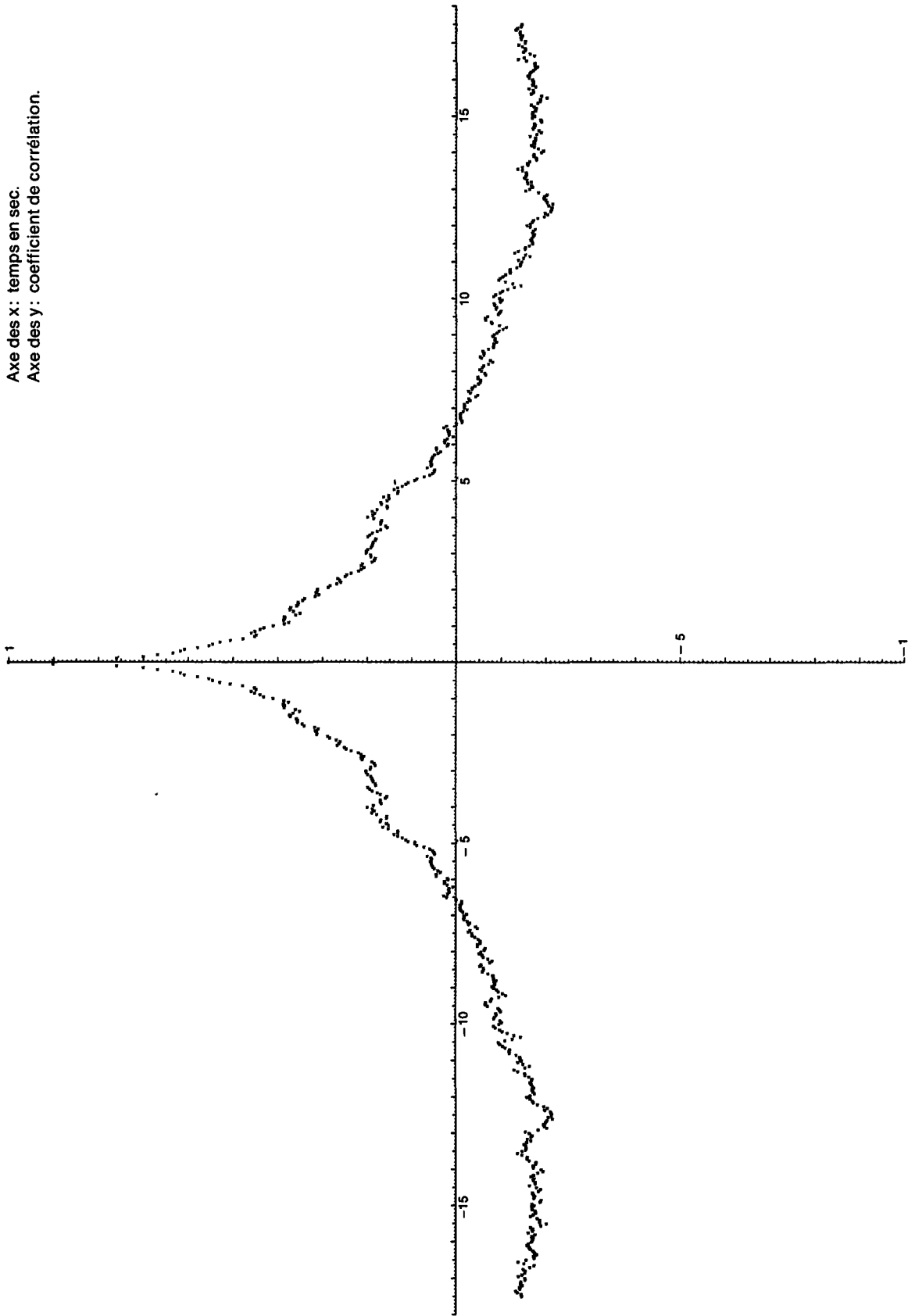
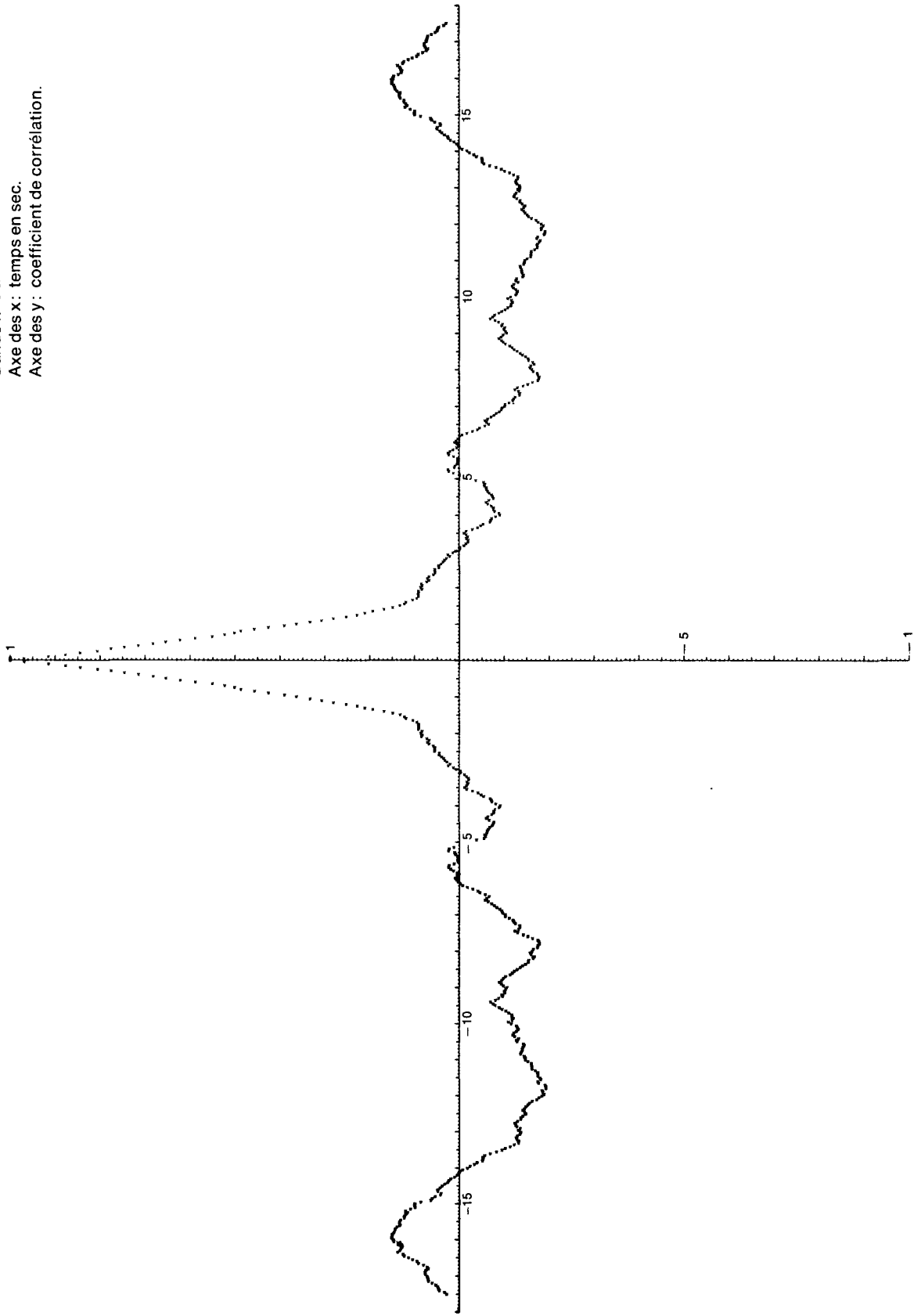


FIGURE 22  
Autocorrélation de la pression de la cheminée  
(normalisée)  
Bande n° 6 a  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.



**FIGURE 23**  
Autocorrélation de la pression dans la pièce  
(normalisée)  
Bande n° 5 a  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

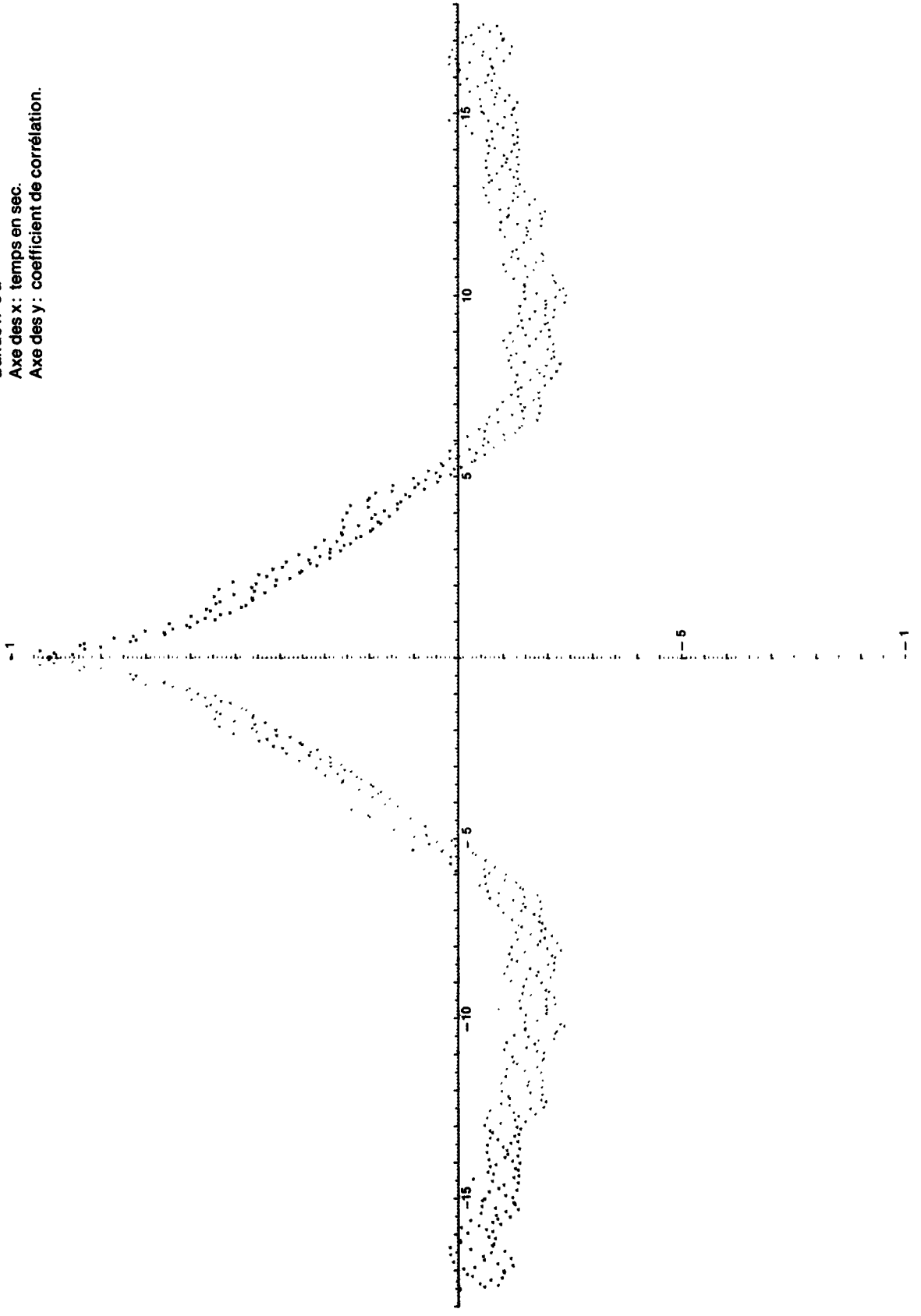


FIGURE 24

Autocorrélation de la pression dans la pièce (normalisée)

Bande 24 5 b

Axe des x : temps en sec.

Axe des y : coefficient de corrélation.

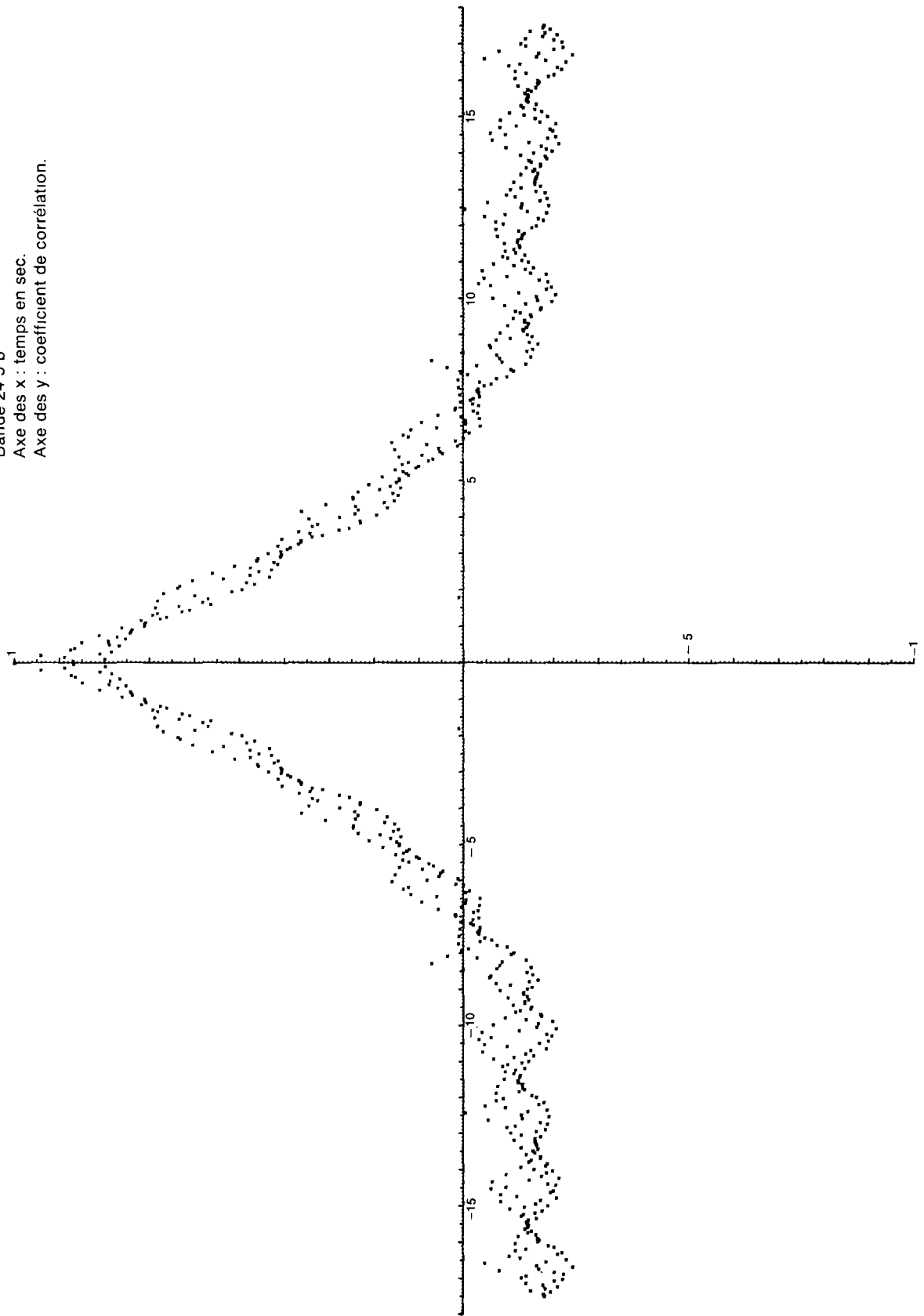




FIGURE 25

Autocorrélation de la pression dans la pièce (normalisée)

Bande 25 6 b

Axe des x : temps en sec.

Axe des y : coefficient de corrélation.

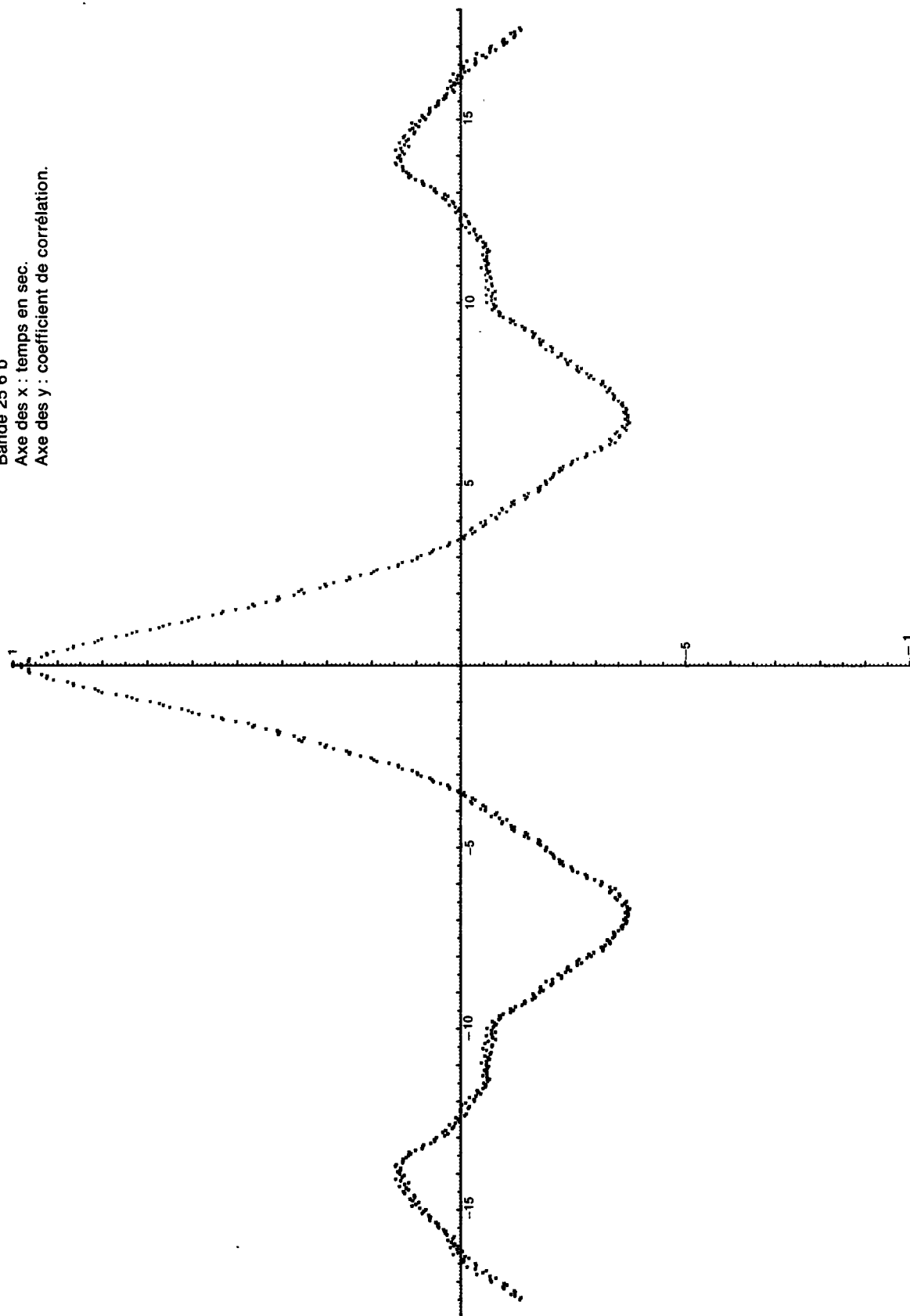


FIGURE 26  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression de vitesse (normalisée)  
Bande n° 3 a  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

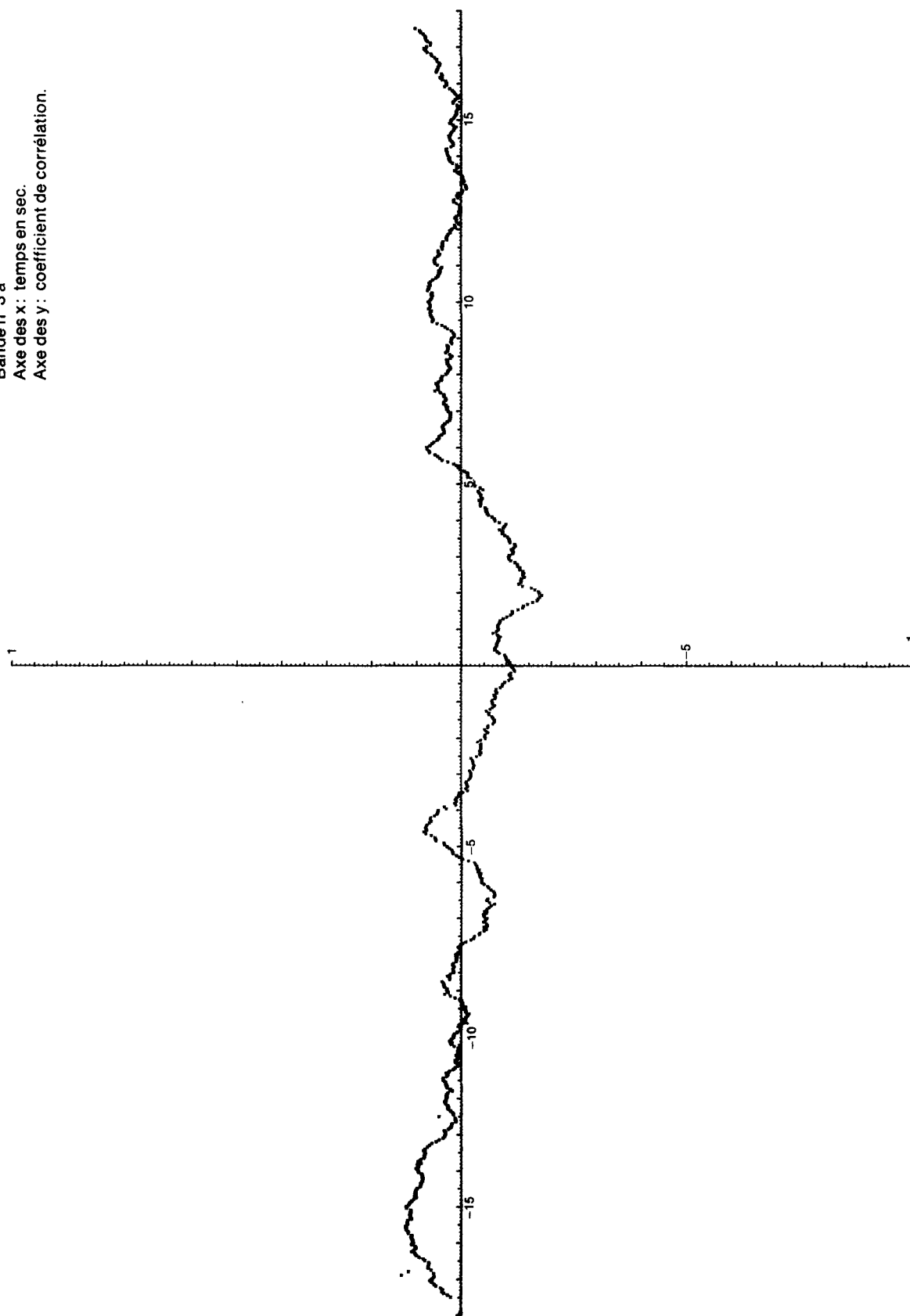


FIGURE 27  
Intercorrélation de la pression statique et de  
la pression de vitesse (normalisée)  
Bande n° 5 a  
Axe des x: temps en séc.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

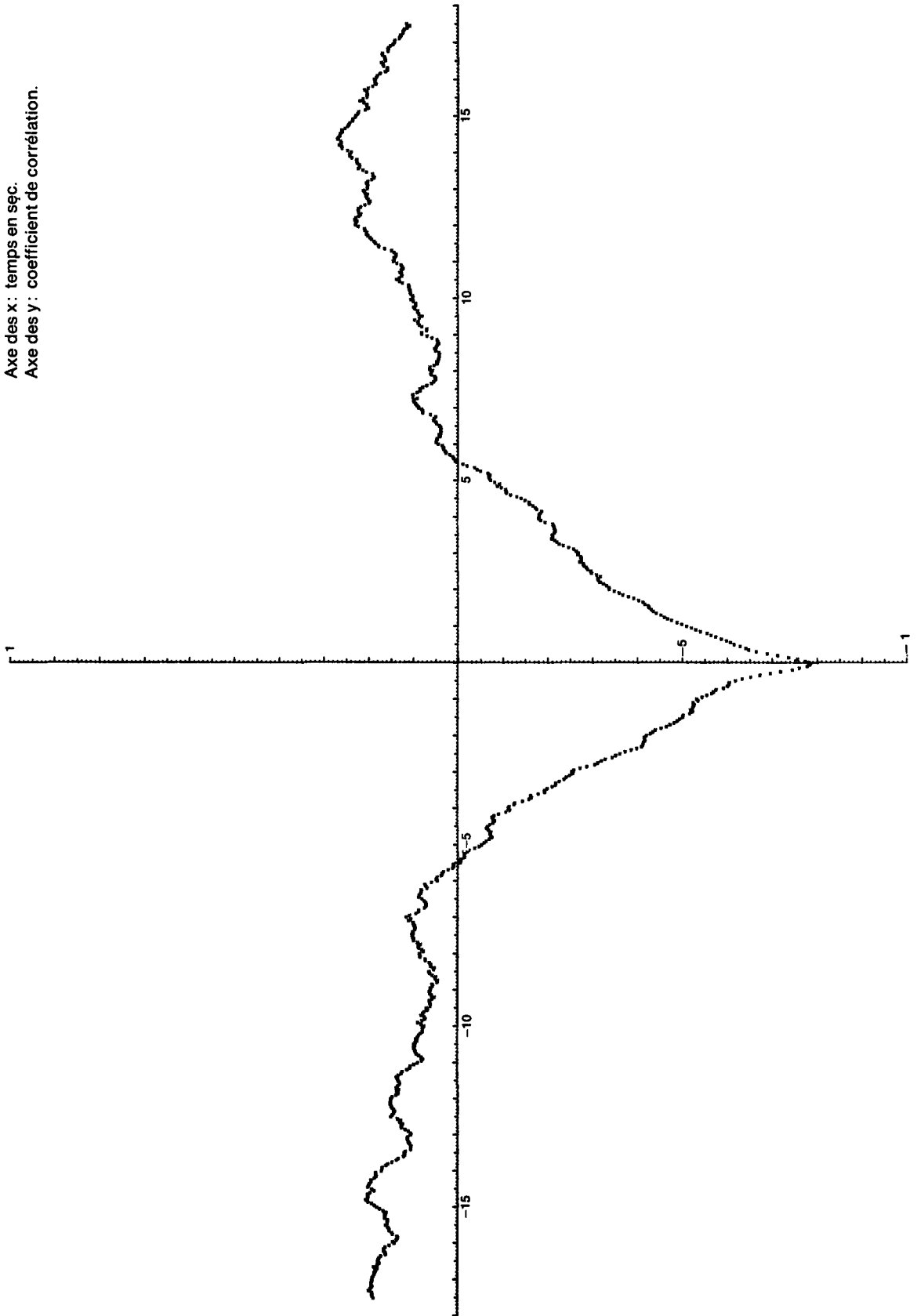


FIGURE 28  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression de vitesse (normalisée)  
Bande n° 5 b  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation

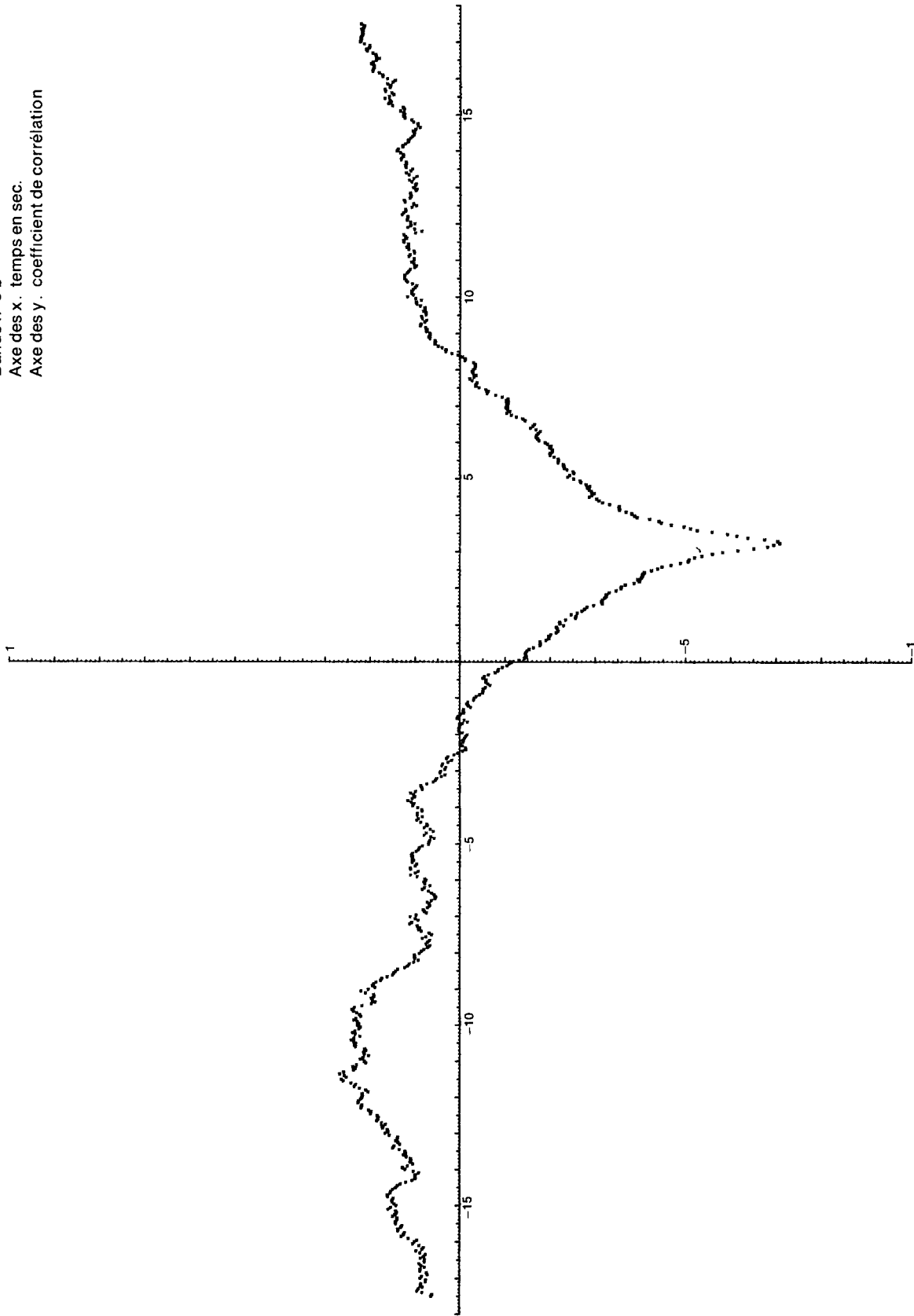


FIGURE 29  
Intercorrélation de la pression statique de  
la pression de vitesse (normalisée)  
Bande n° 6 b  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

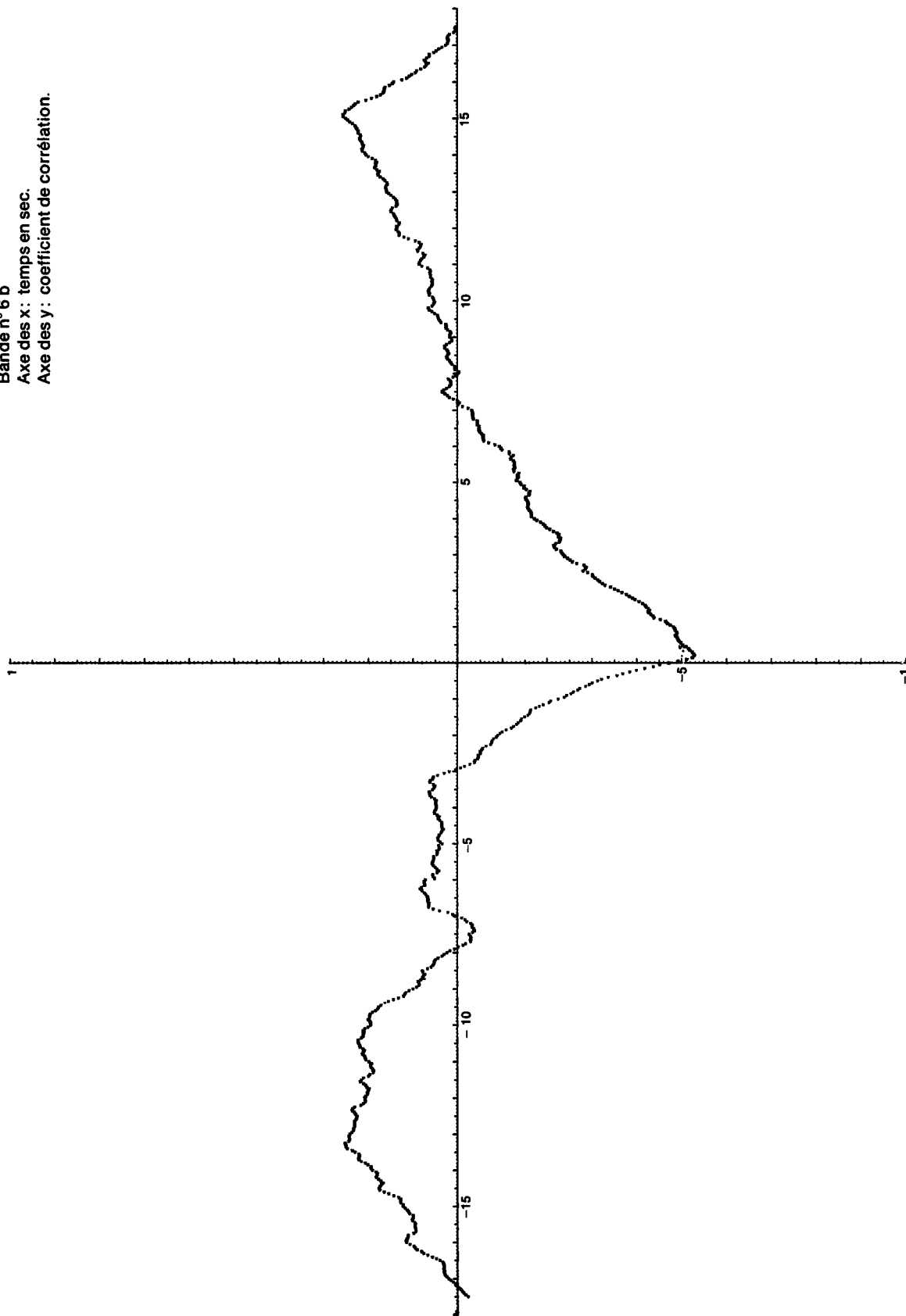


FIGURE 30  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression à la cheminée (normalisée).  
Bande n° 3 a  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation

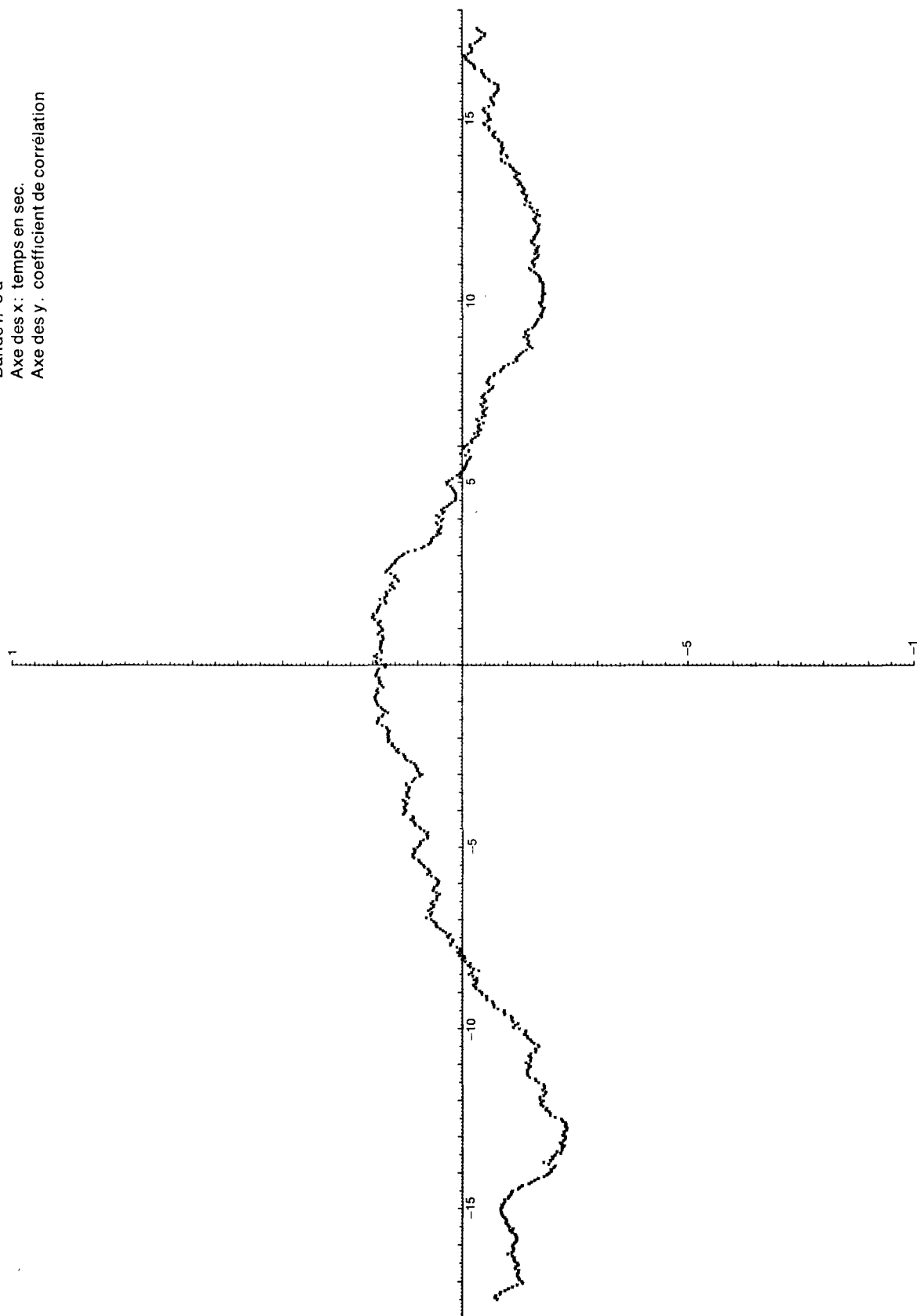


FIGURE 31  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression à la cheminée (normalisée)  
Bande n = 4 a  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

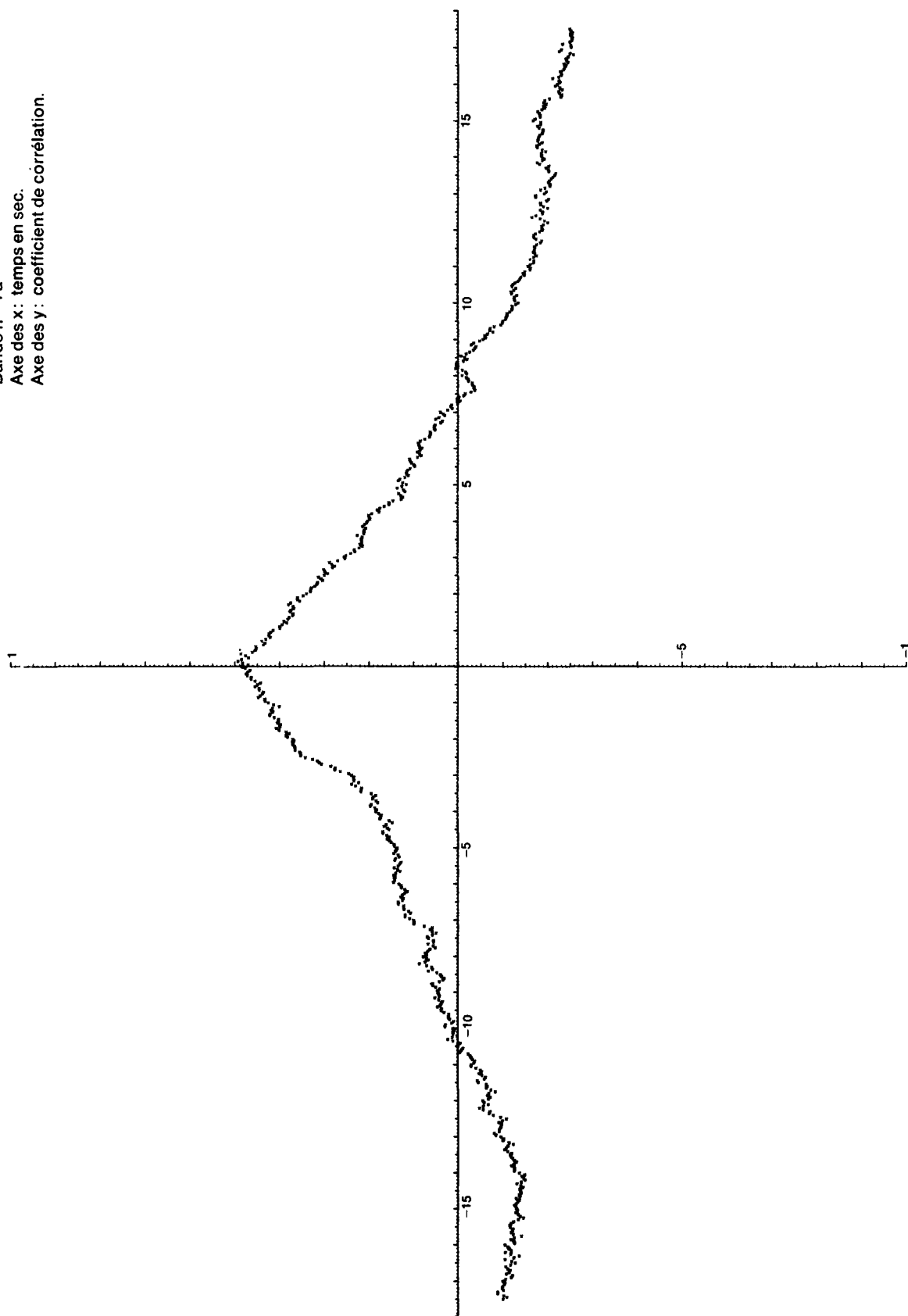
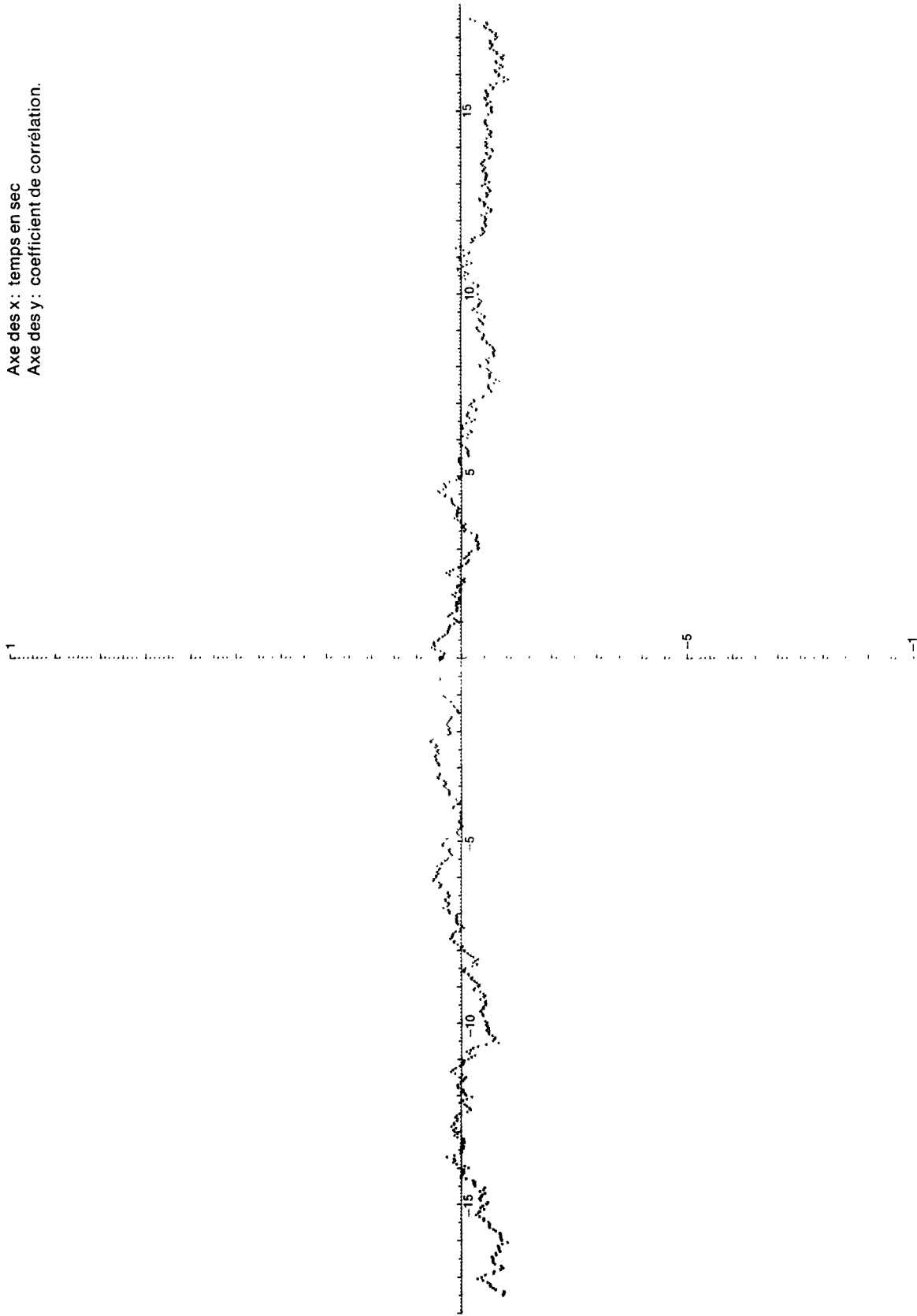


FIGURE 32  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression à la cheminée (normalisée)  
Bande n° 4 b  
Axe des x : temps en sec  
Axe des y : coefficient de corrélation.





**FIGURE 33**  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression à la cheminée (normalisée)  
Bande n° 6 a  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

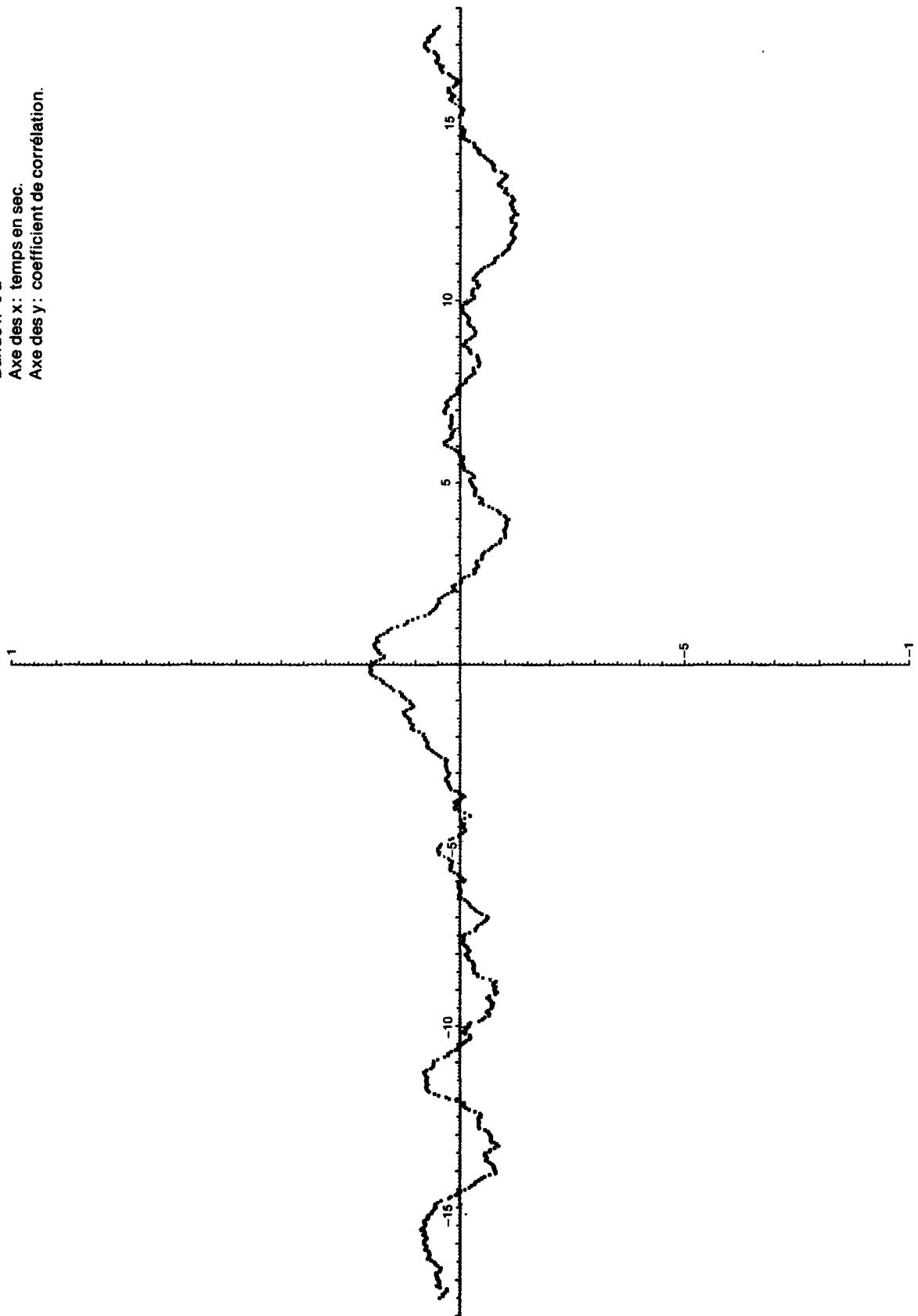


FIGURE 34  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression dans la pièce (normalisée)  
Bande n° 3 b  
Axe des x : temps en sec  
Axe des y : coefficient de corrélation

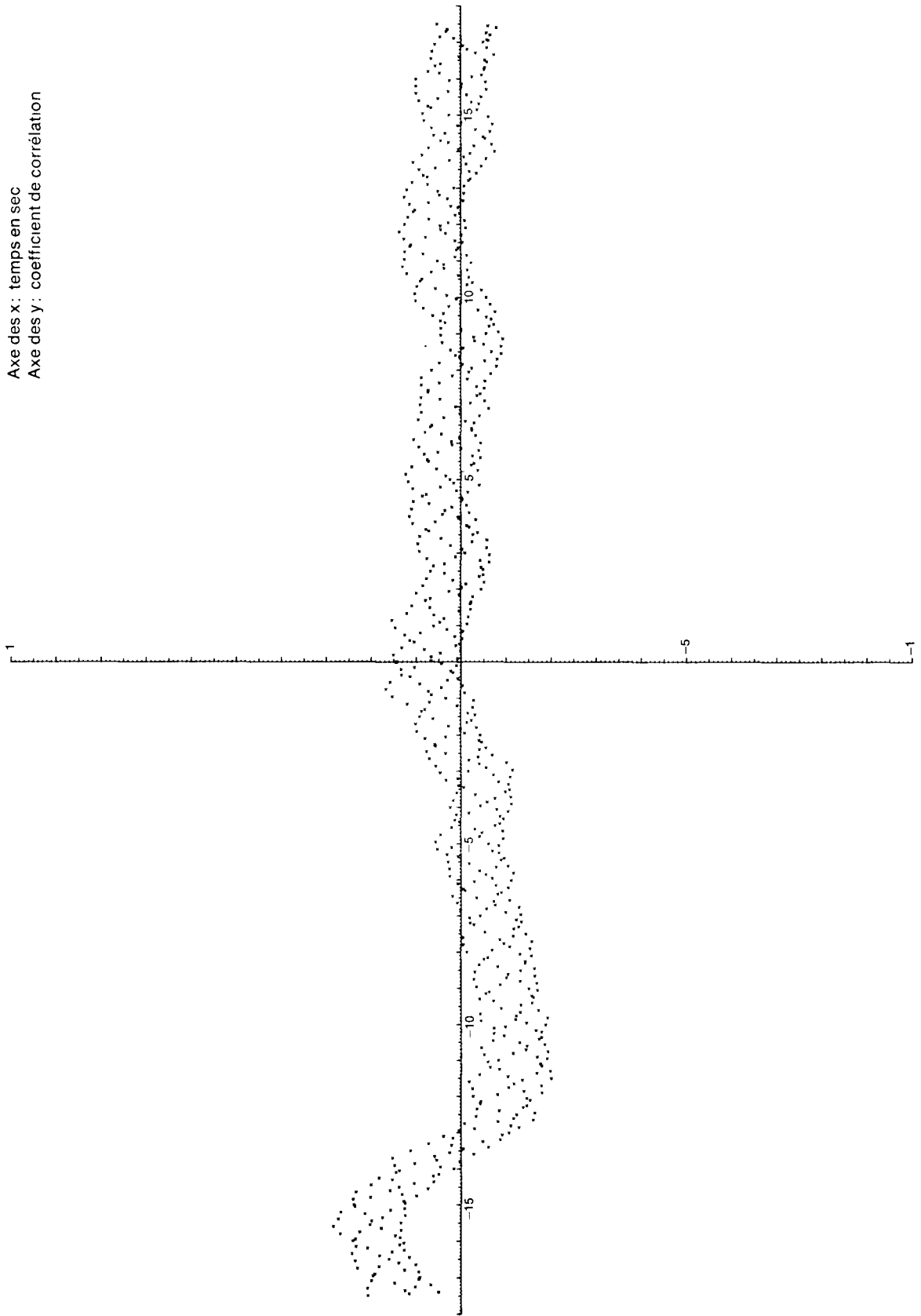


FIGURE 35  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression dans la pièce (normalisée)  
Bande n° 5 a  
Axe des x: temps en sec.  
Axe des y: coefficient de corrélation.

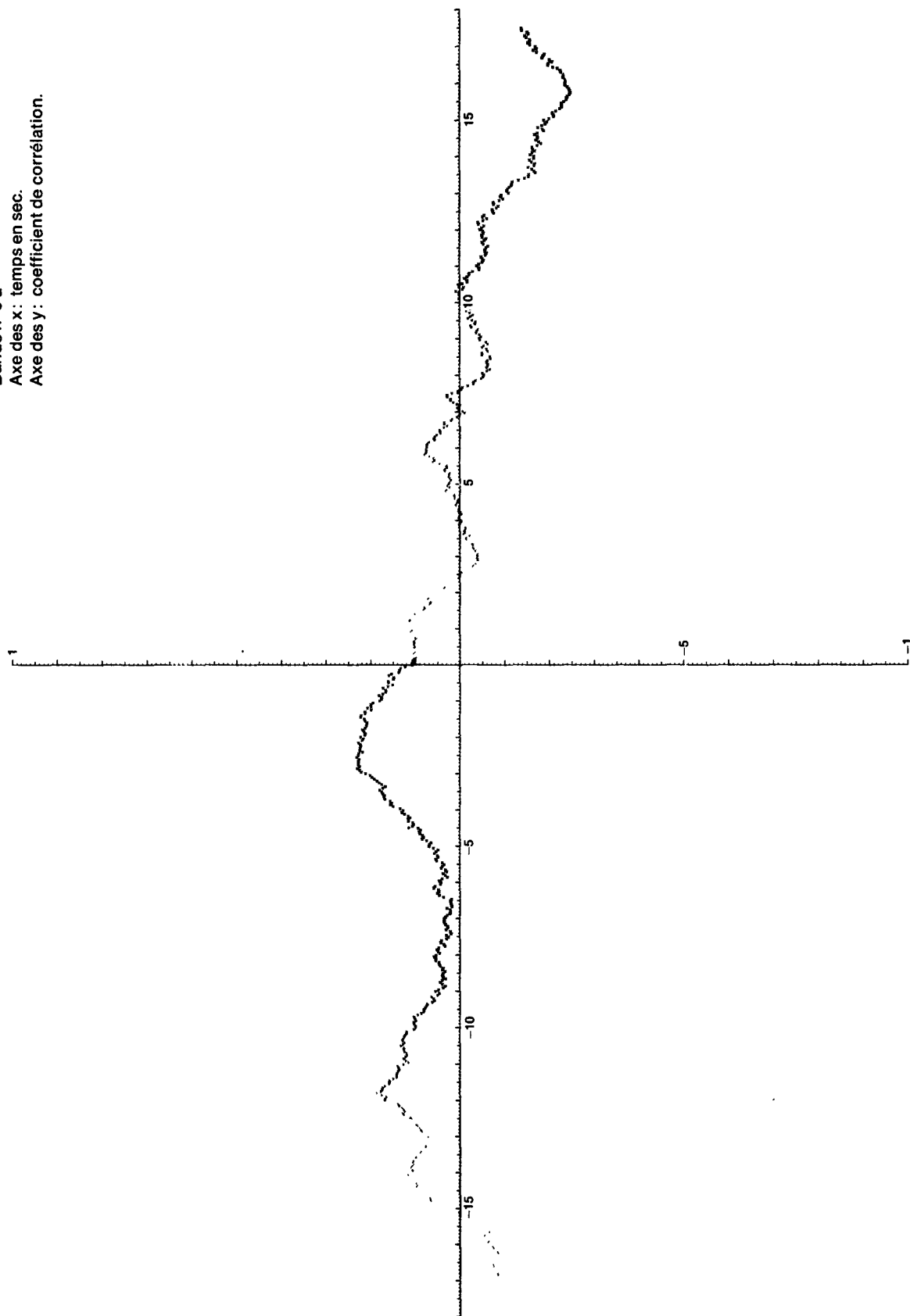
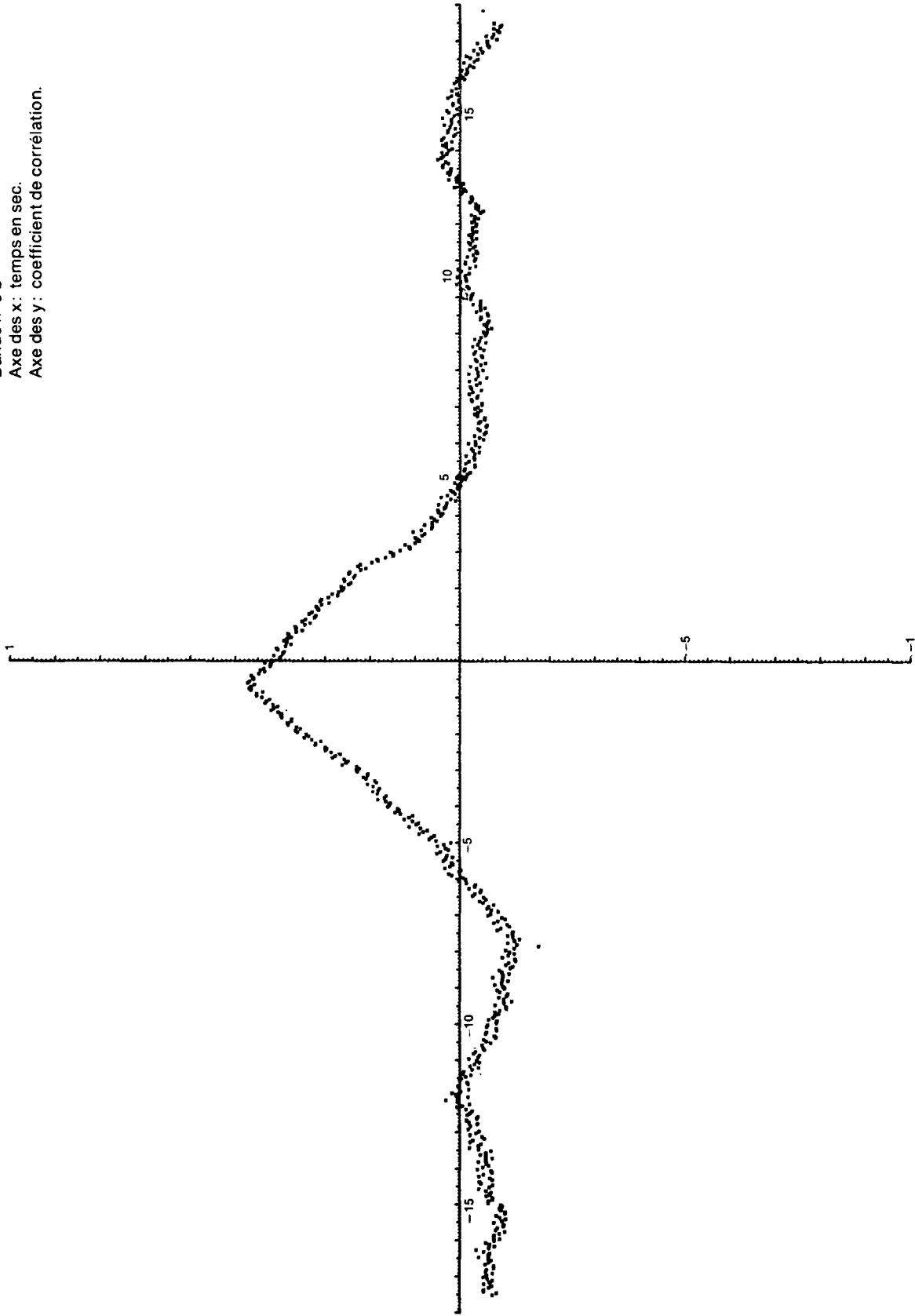


FIGURE 36  
Intercorrélation de la pression statique et de la  
pression dans la pièce (normalisée)  
Bande n° 5 b  
Axe des x : temps en sec.  
Axe des y : coefficient de corrélation.



**FIGURE 37**  
Spectre de puissance de la pression de vitesse  
(normalisé).  
Bande n° 4 a  
Axe des x: fréquence en Hz.  
Axe des y: densité spectrale.

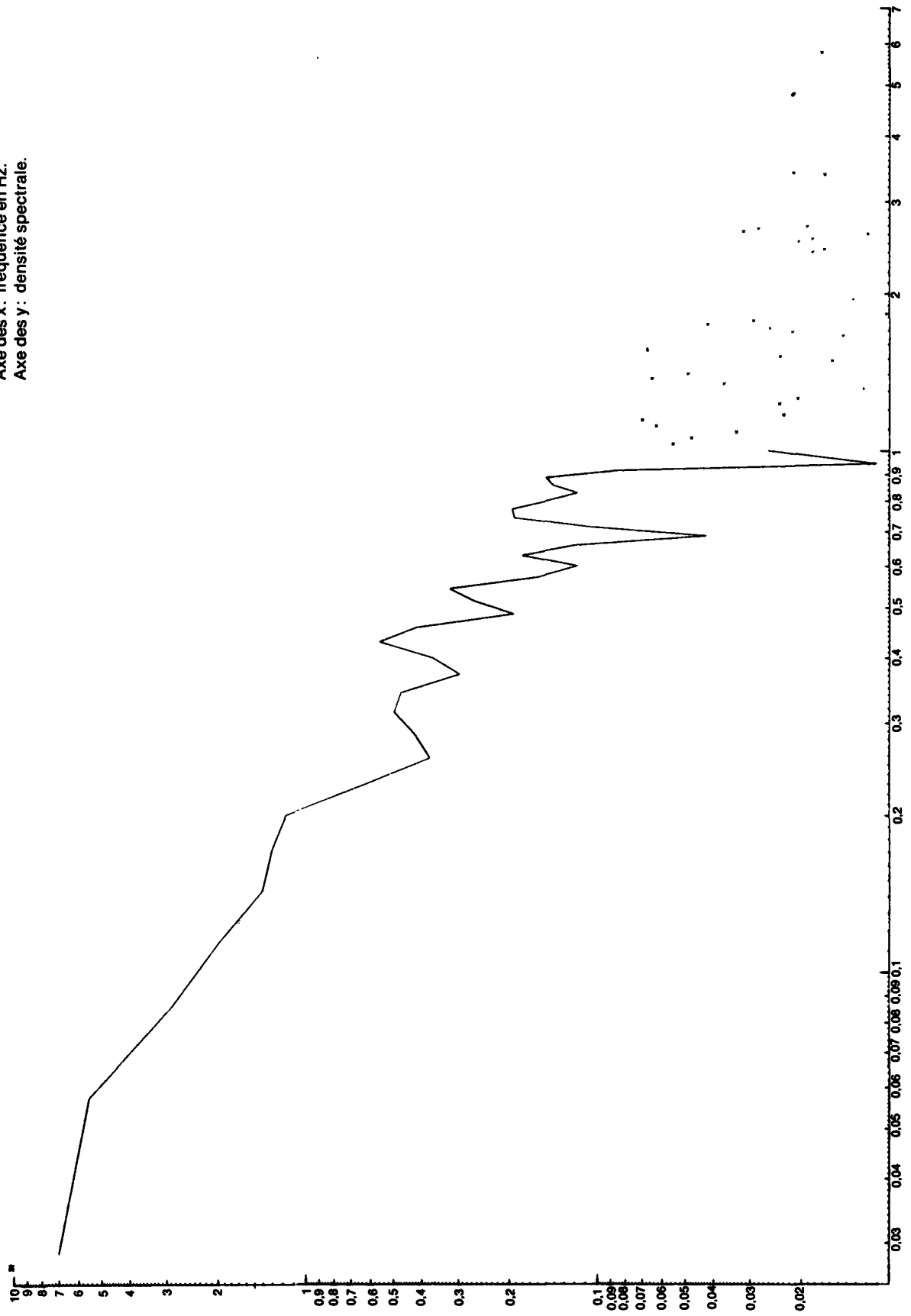
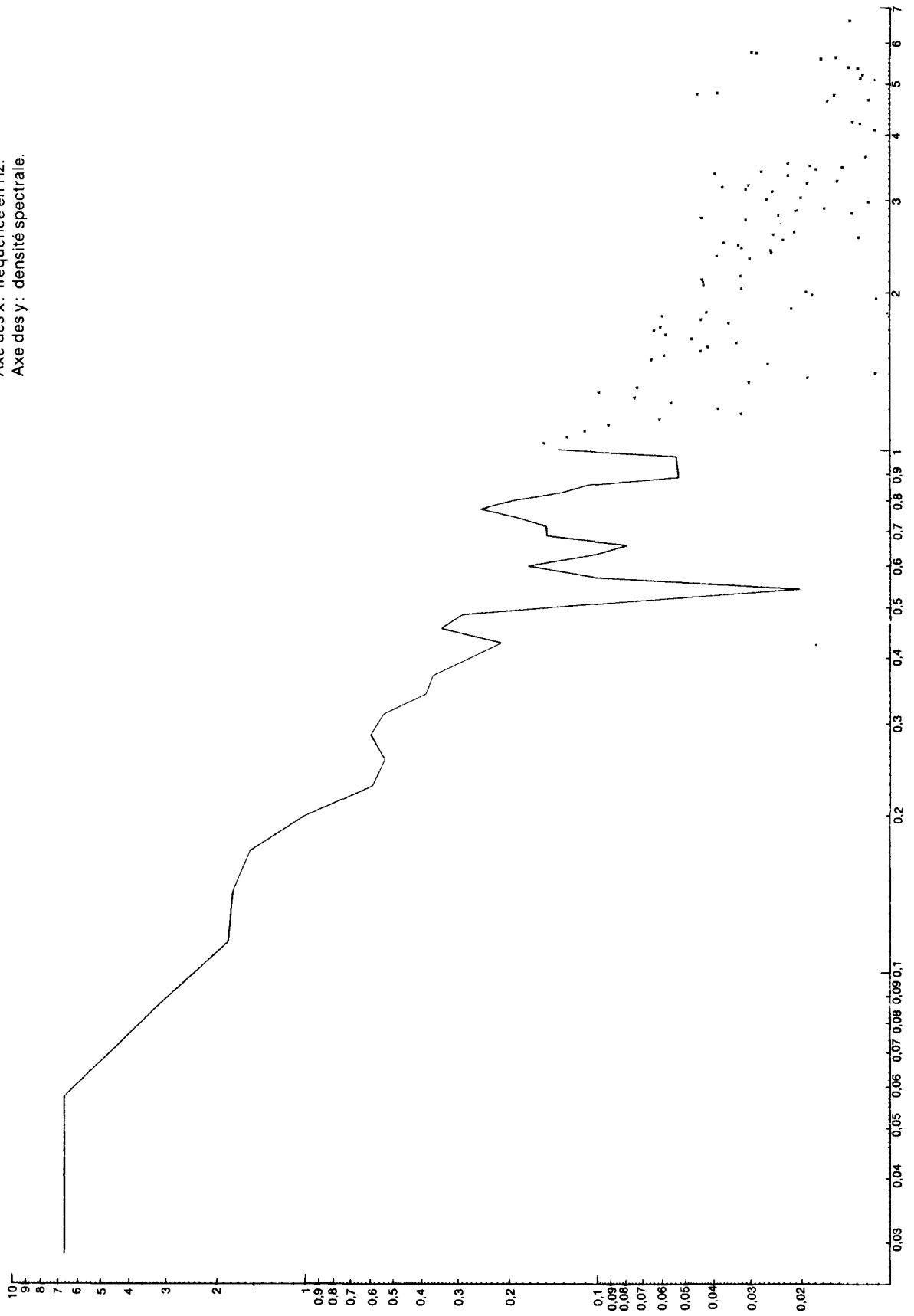


FIGURE 38  
Spectre de puissance de la pression de vitesse  
(normalisé).  
Bande n° 4 b  
Axe des x: fréquence en Hz.  
Axe des y: densité spectrale.



**FIGURE 39**  
 Spectre de puissance de la pression de vitesse  
 (normalisé).  
 Bande n° 5 a  
 Axe des x: fréquence en Hz.  
 Axe des y: densité spectrale.

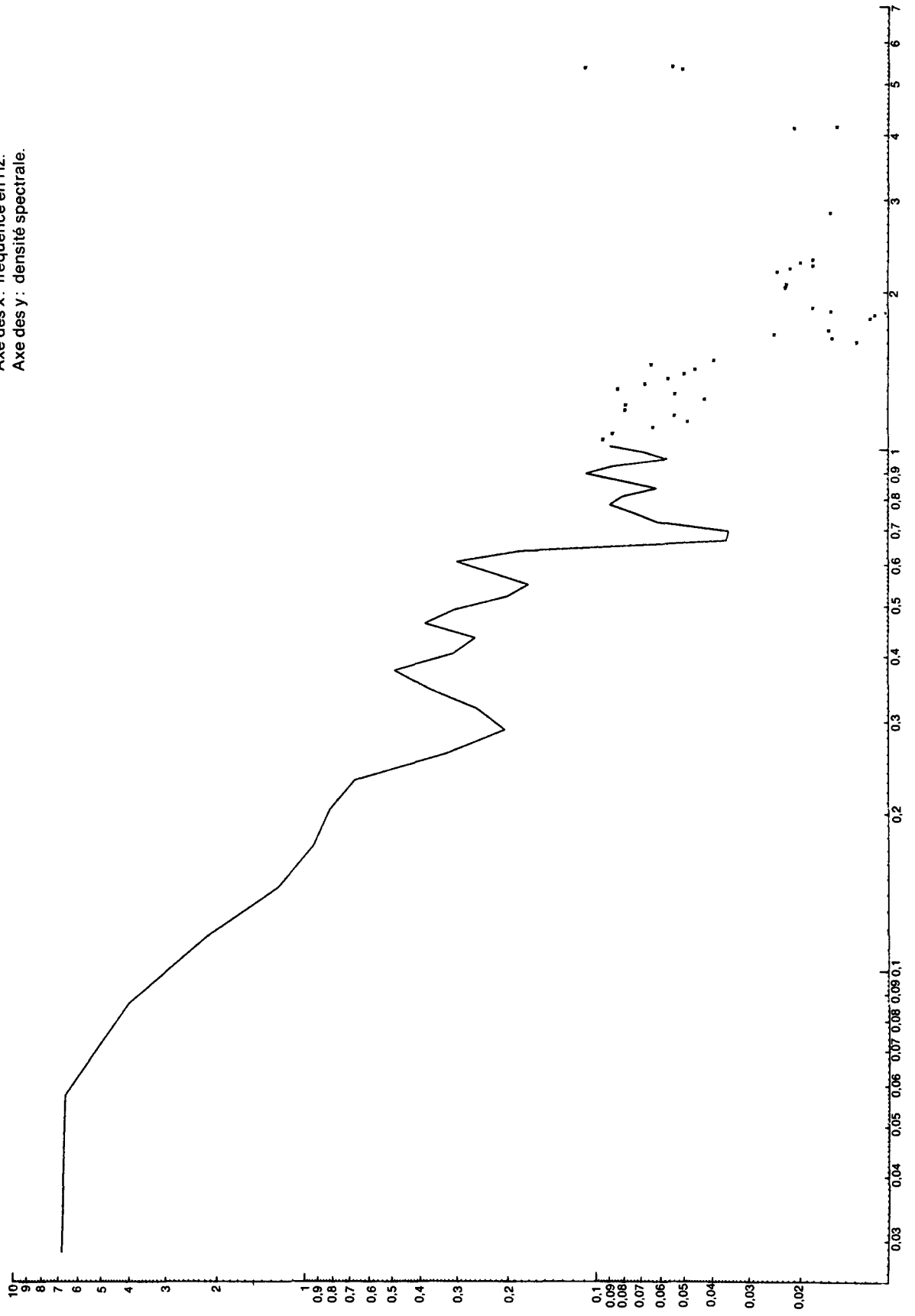


FIGURE 40  
 Densité spectrale de la pression de vitesse  
 (normalisée)  
 Bande n° 5 b  
 Axe des x : fréquence en Hz  
 Axe des y : densité spectrale

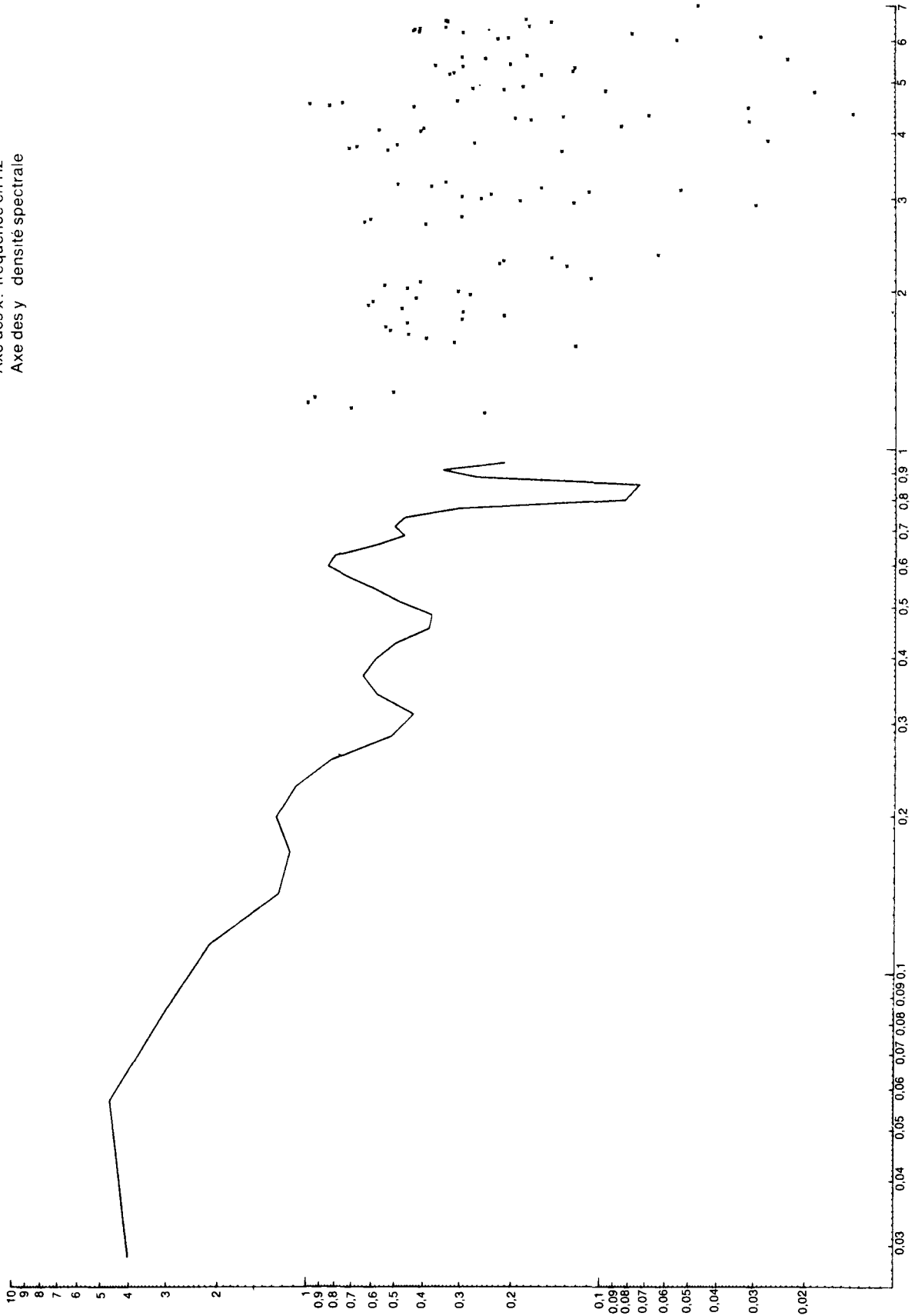




FIGURE 41  
Densité spectrale de la pression de vitesse  
(normalisée).  
Bande n° 6 a  
Axe des x : fréquence en Hz.  
Axe des y : densité spectrale.

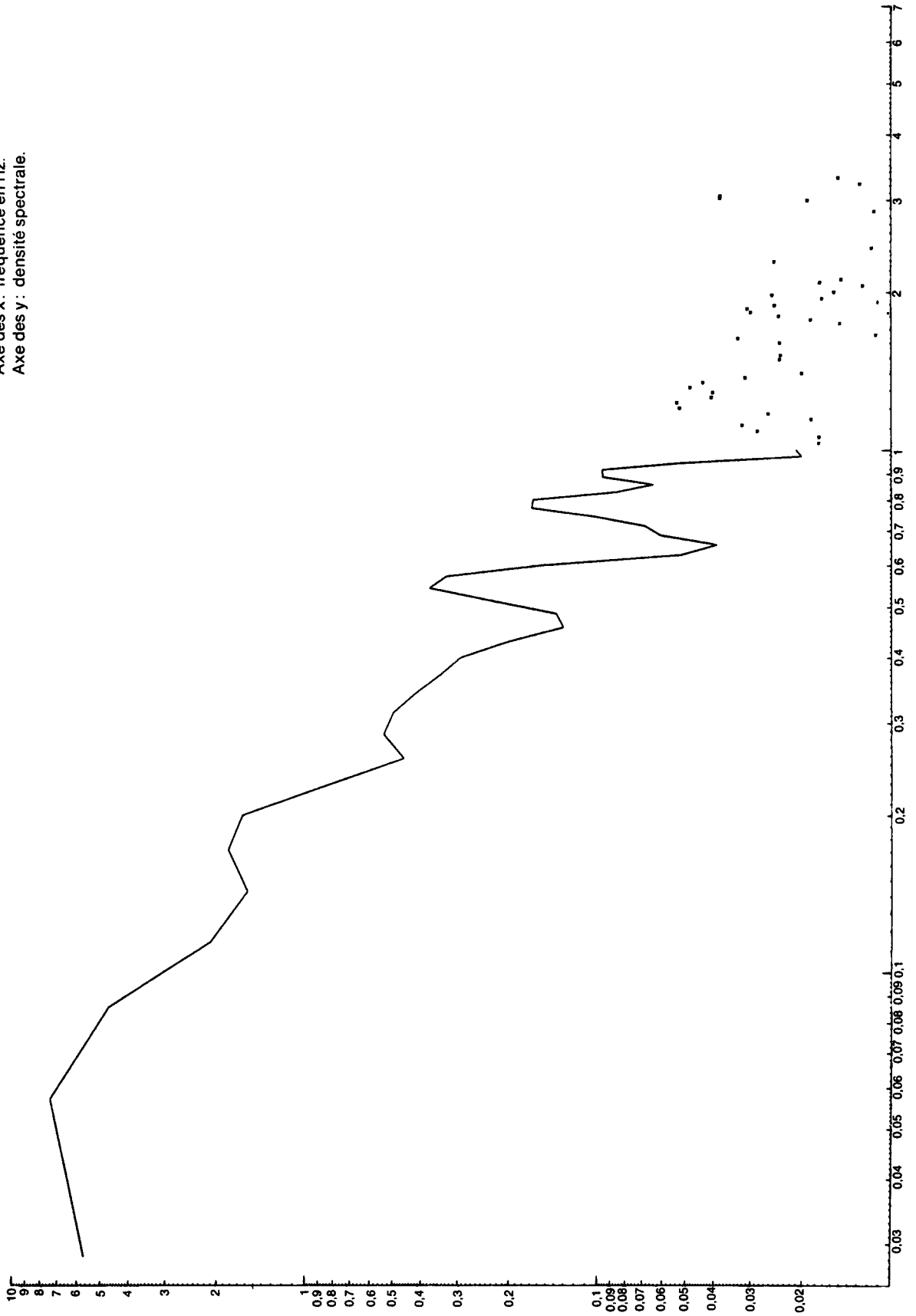
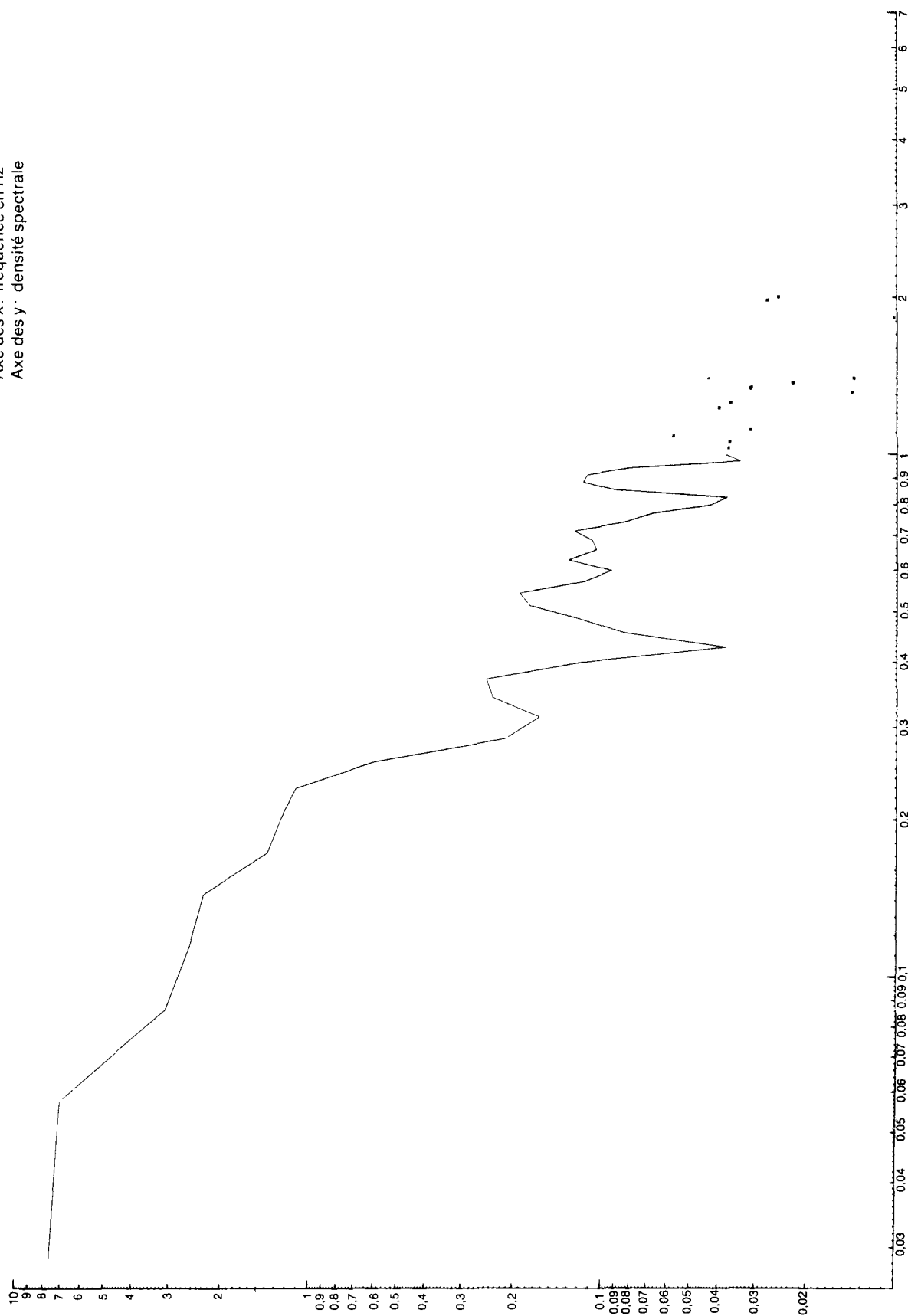


FIGURE 42  
 Densité spectrale de la pression de vitesse  
 (normalisée)  
 Bande n° 6 b  
 Axe des x : fréquence en Hz  
 Axe des y : densité spectrale



**FIGURE 43**  
 Spectre de puissance de la pression statique  
 (normalisée)  
 Bande n° 4 a  
 Axe des x: fréquence en Hz.  
 Axe des y: densité spectrale.  
 $\sigma^2 = 0,325$  (mm d'eau)<sup>2</sup>

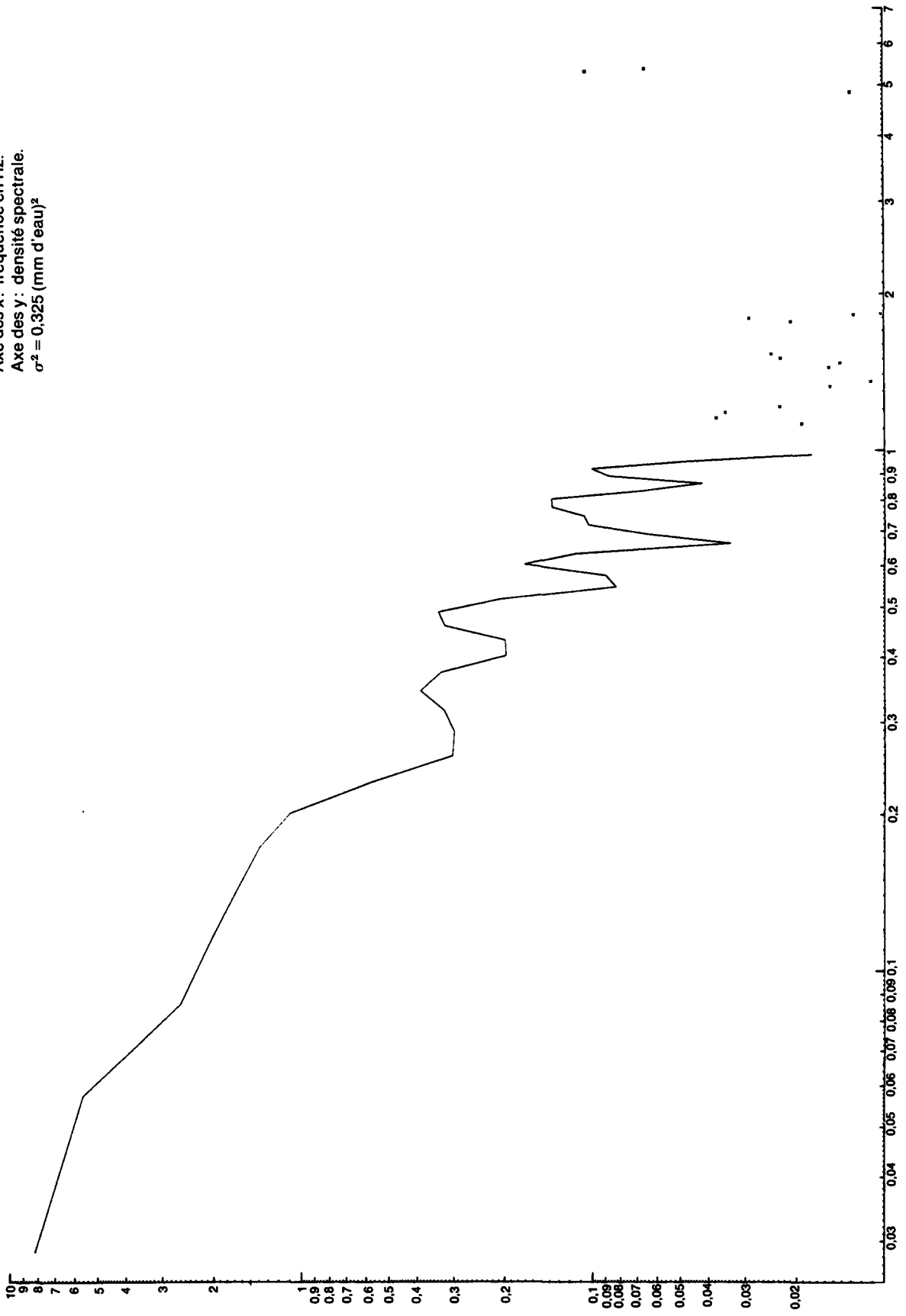
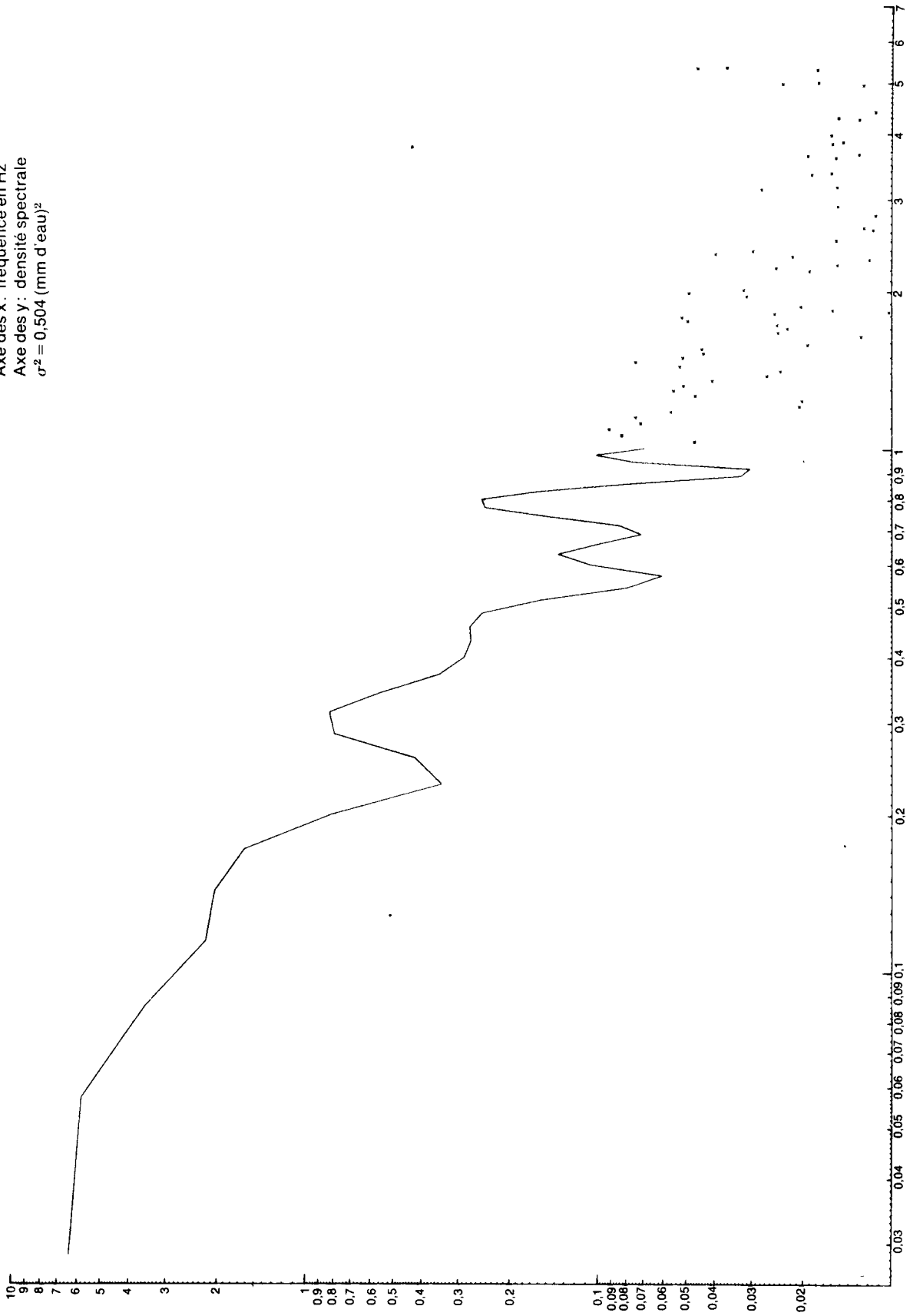


FIGURE 44  
 Spectre de puissance de la pression statique  
 (normalisée).  
 Bande n° 4 b  
 Axe des x : fréquence en Hz  
 Axe des y : densité spectrale  
 $\sigma^2 = 0,504$  (mm d'eau)<sup>2</sup>



**FIGURE 45**  
 Spectre de puissance de la pression statique  
 (normalisée)  
 Bande n° 5 a  
 Axe des x : fréquence en Hz.  
 Axe des y : densité spectrale.  
 $\sigma^2 = (0,463 \text{ (mm d'eau)}^2$

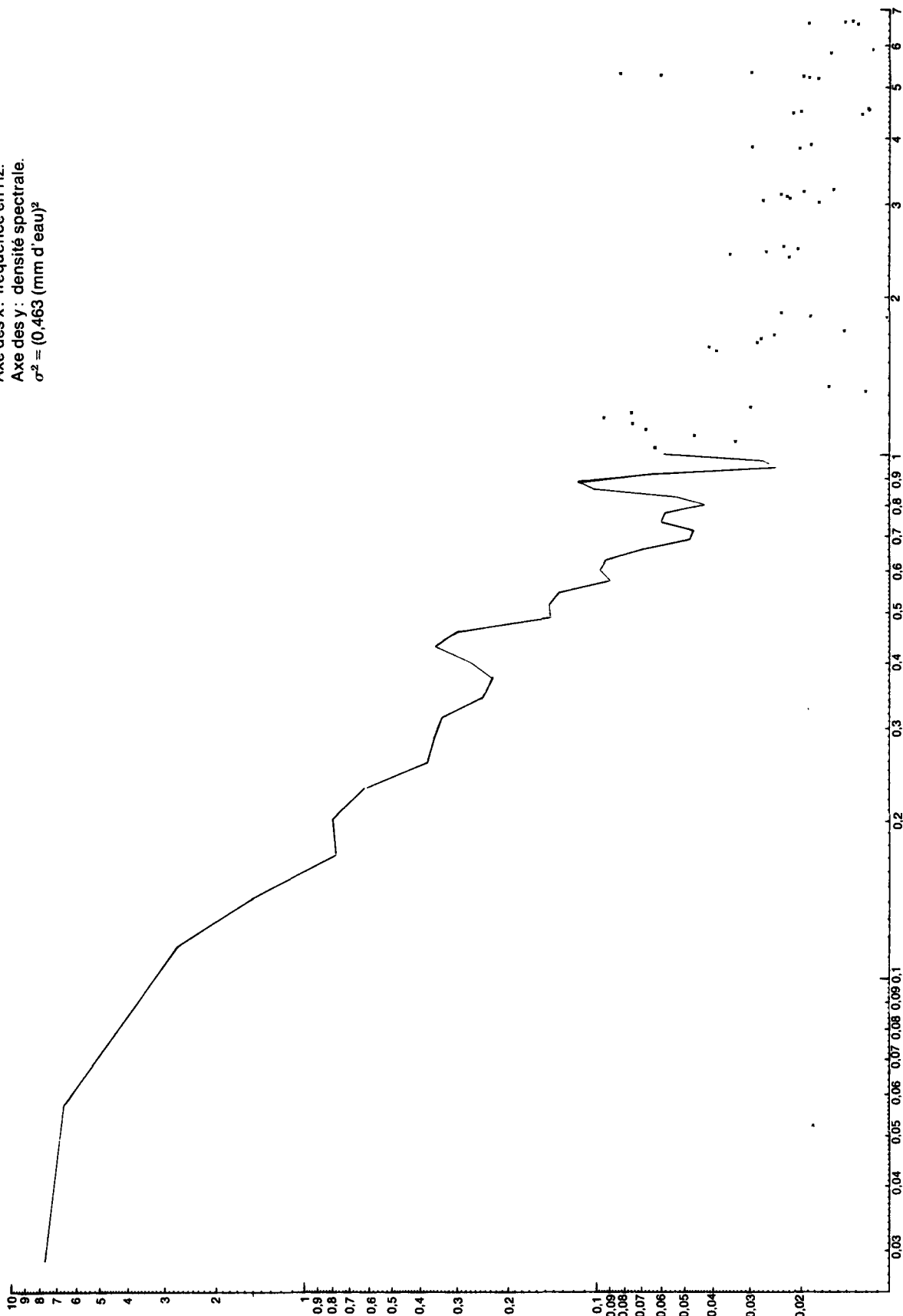


FIGURE 46  
 Spectre de puissance de la pression statique  
 (normalisée).  
 Bande n° 5 b  
 Axe des x : fréquence en Hz.  
 Axe des y : densité spectrale  
 $\sigma^2 = 0,490$  (mm d'eau)<sup>2</sup>

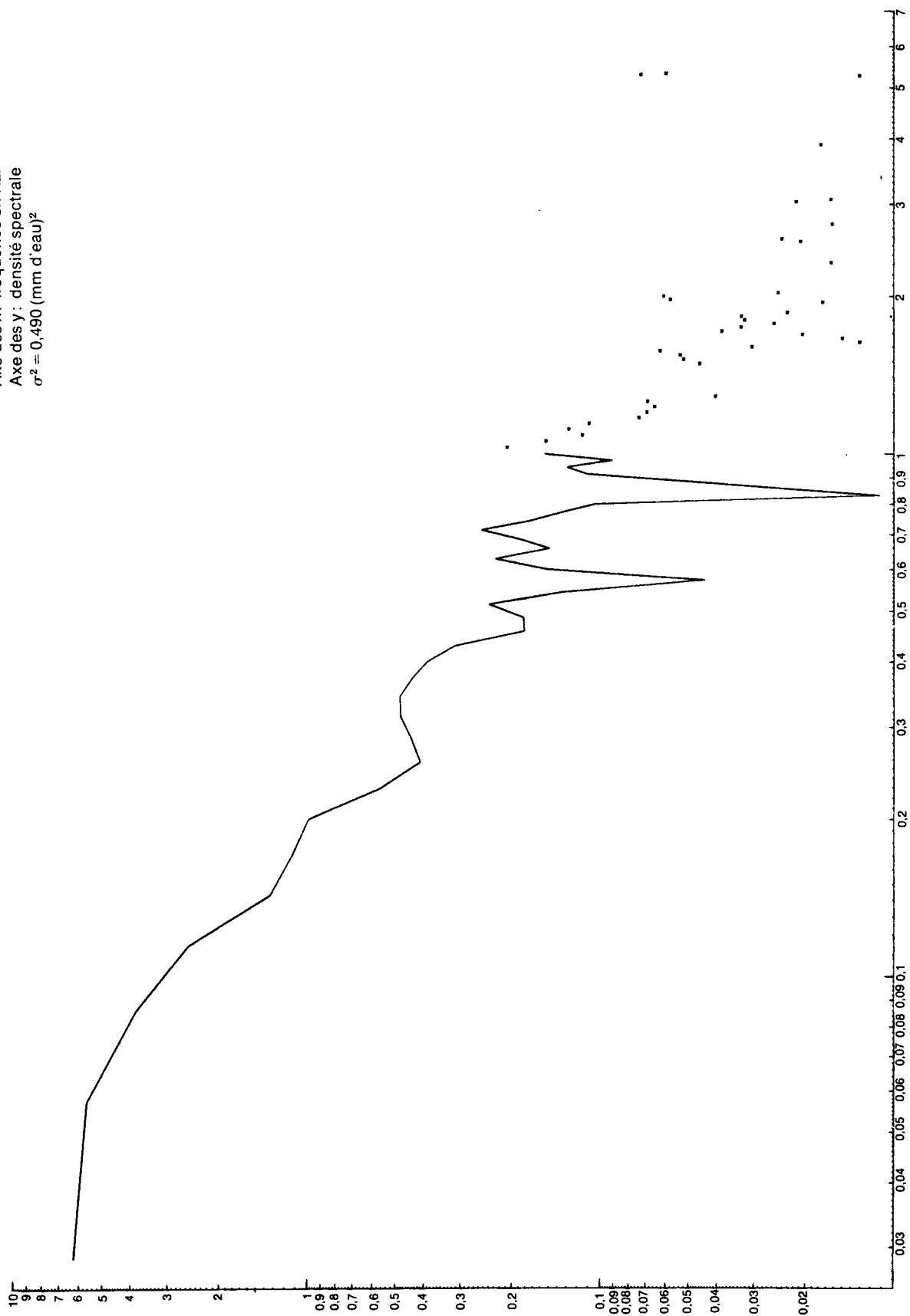
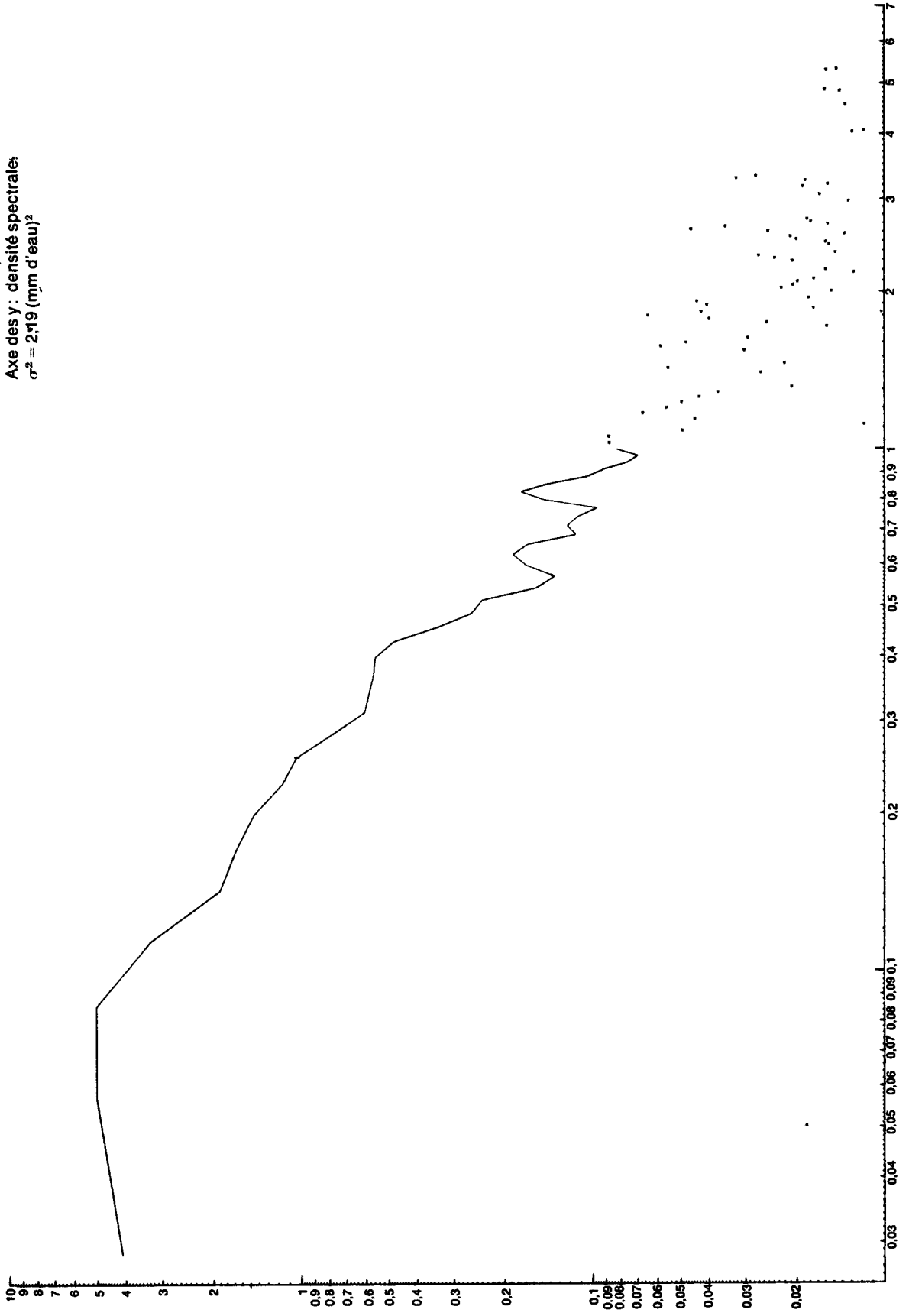
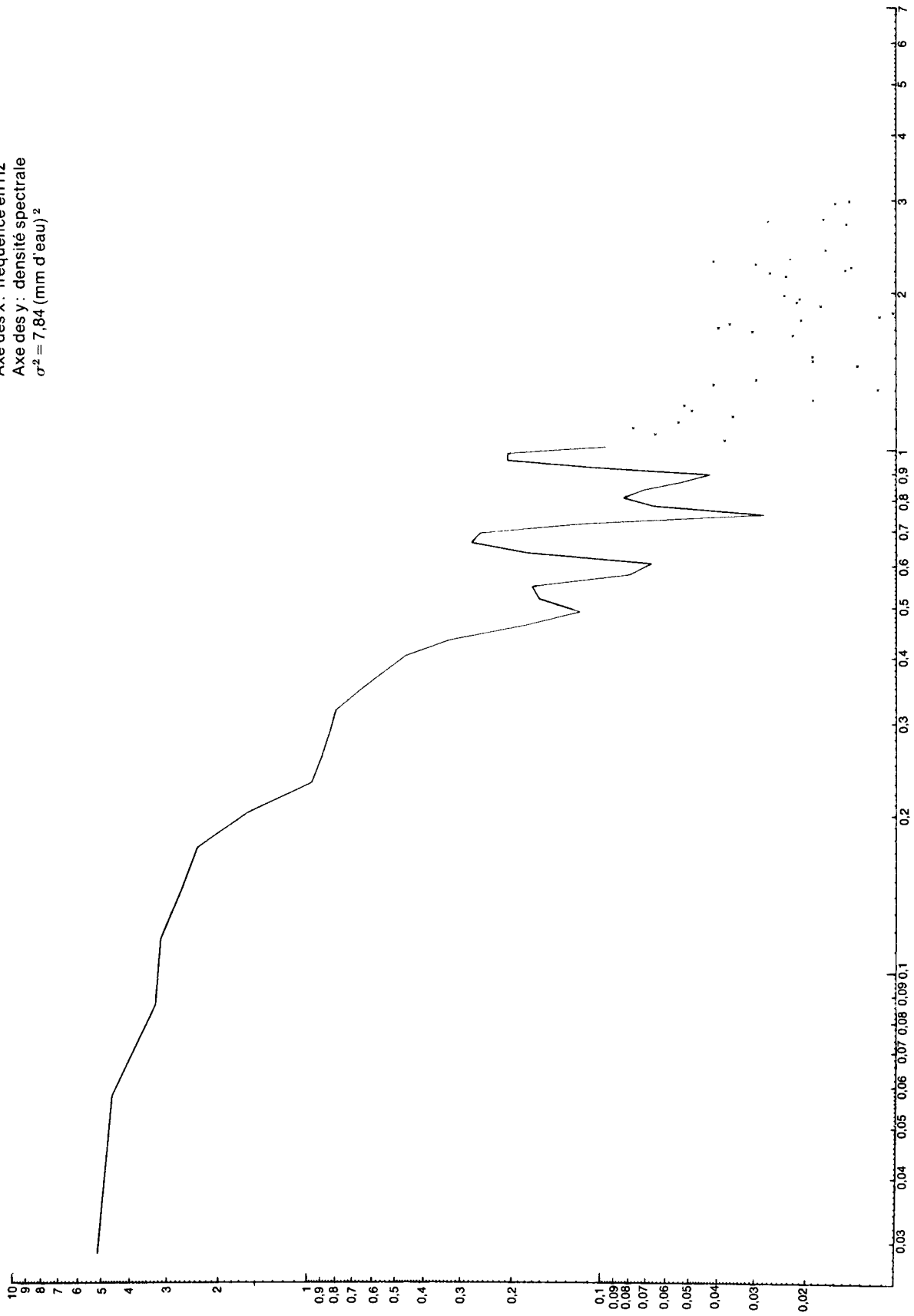


FIGURE 47  
Spectre de puissance de la pression statique  
(normalisée).  
Bande n° 6 a  
Axe des x: fréquence en Hz.  
Axe des y: densité spectrale;  
 $\sigma^2 = 2,19 \text{ (mm d'eau)}^2$



**FIGURE 4B**  
 Spectre de puissance de la pression statique  
 (normalisée).  
 Bande n° 6 b  
 Axe des x: fréquence en Hz  
 Axe des y: densité spectrale  
 $\sigma^2 = 7,84 \text{ (mm d'eau)}^2$





**FIGURE 49**  
 Spectre de puissance de la pression à la cheminée (normalisé).  
 Bande n° 4 a  
 Axe des x; fréquence en Hz.  
 Axe des y; densité spectrale.  
 $\sigma^2 = 1,51 \text{ (mm d'eau)}^2$ .

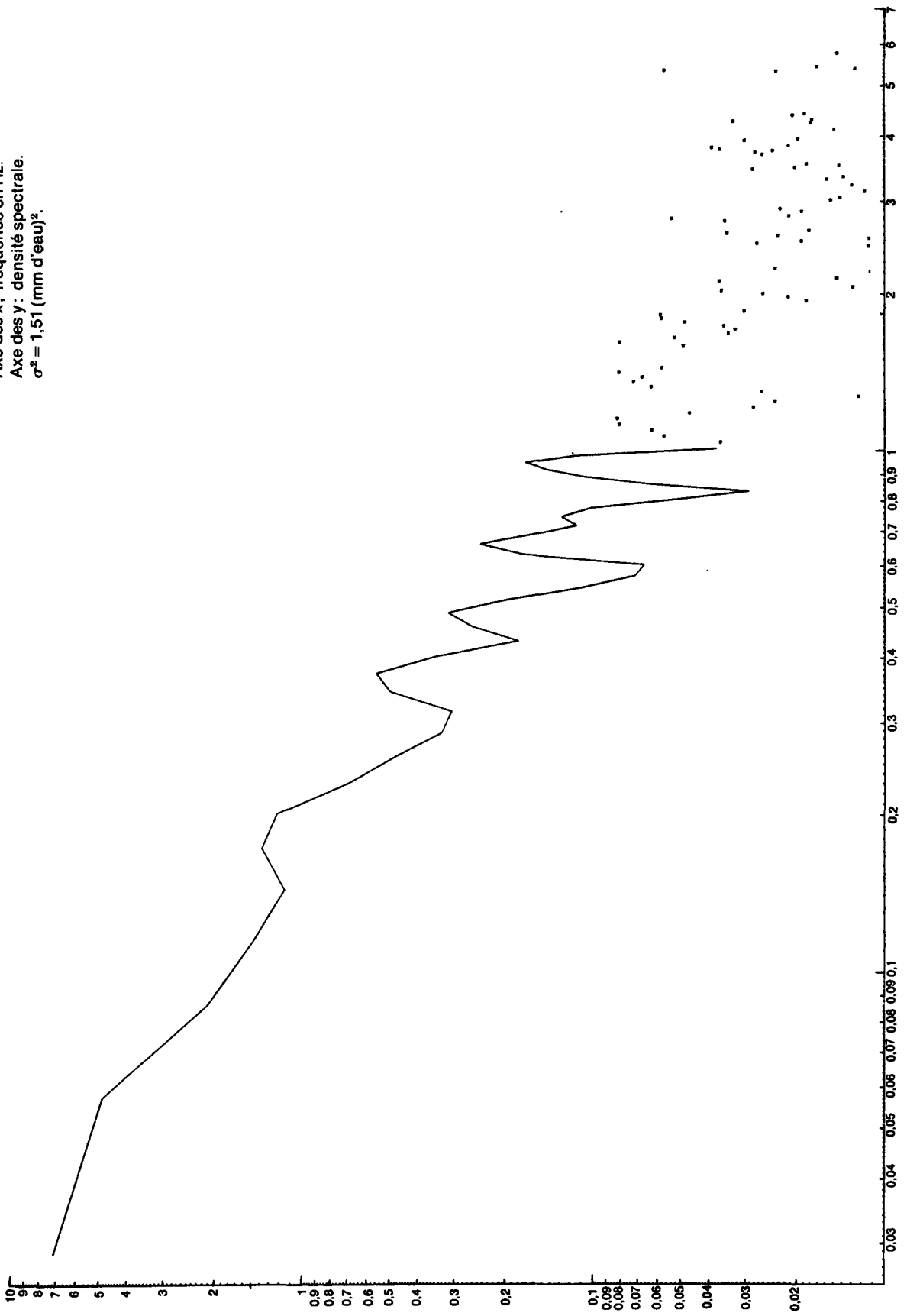
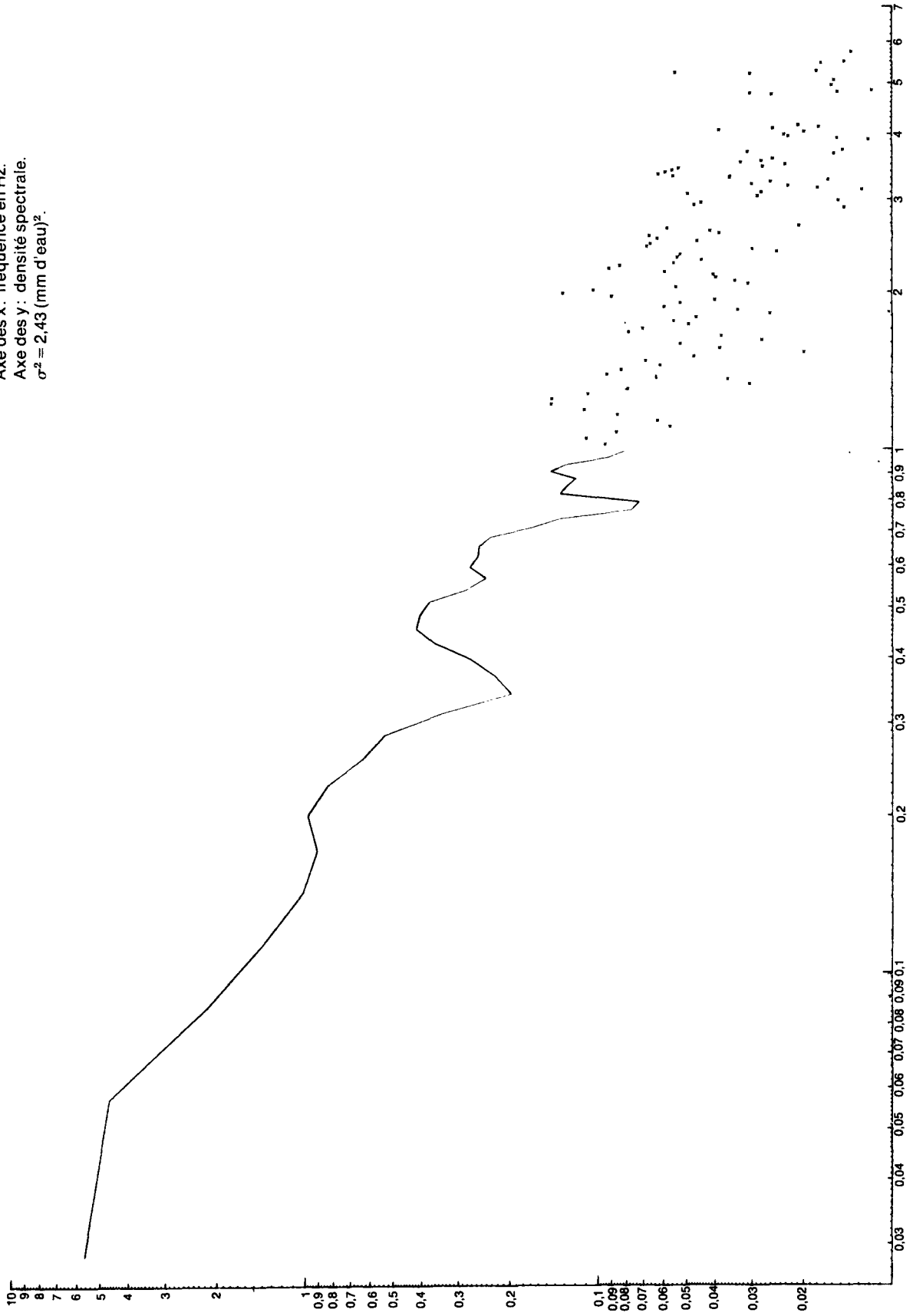
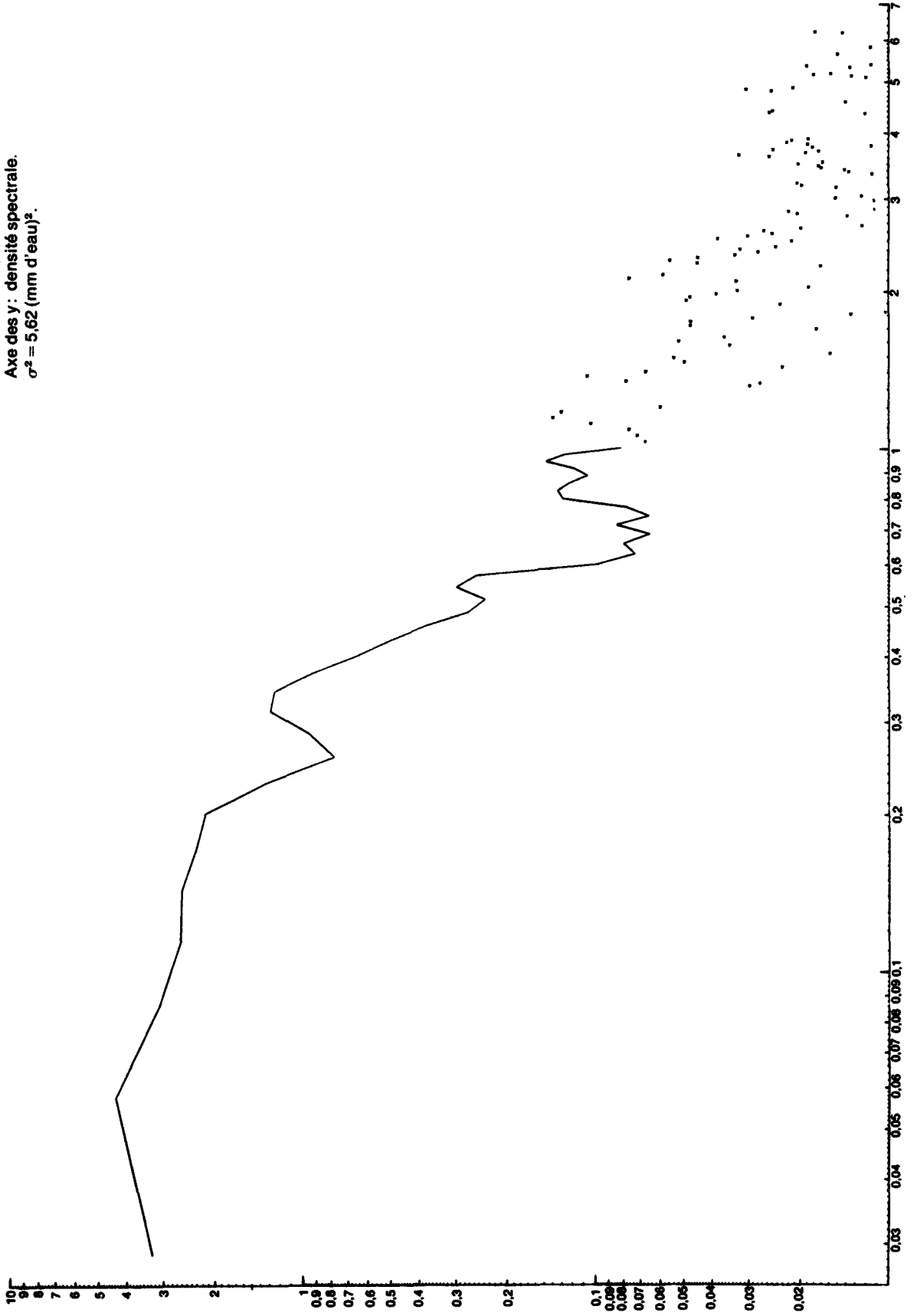


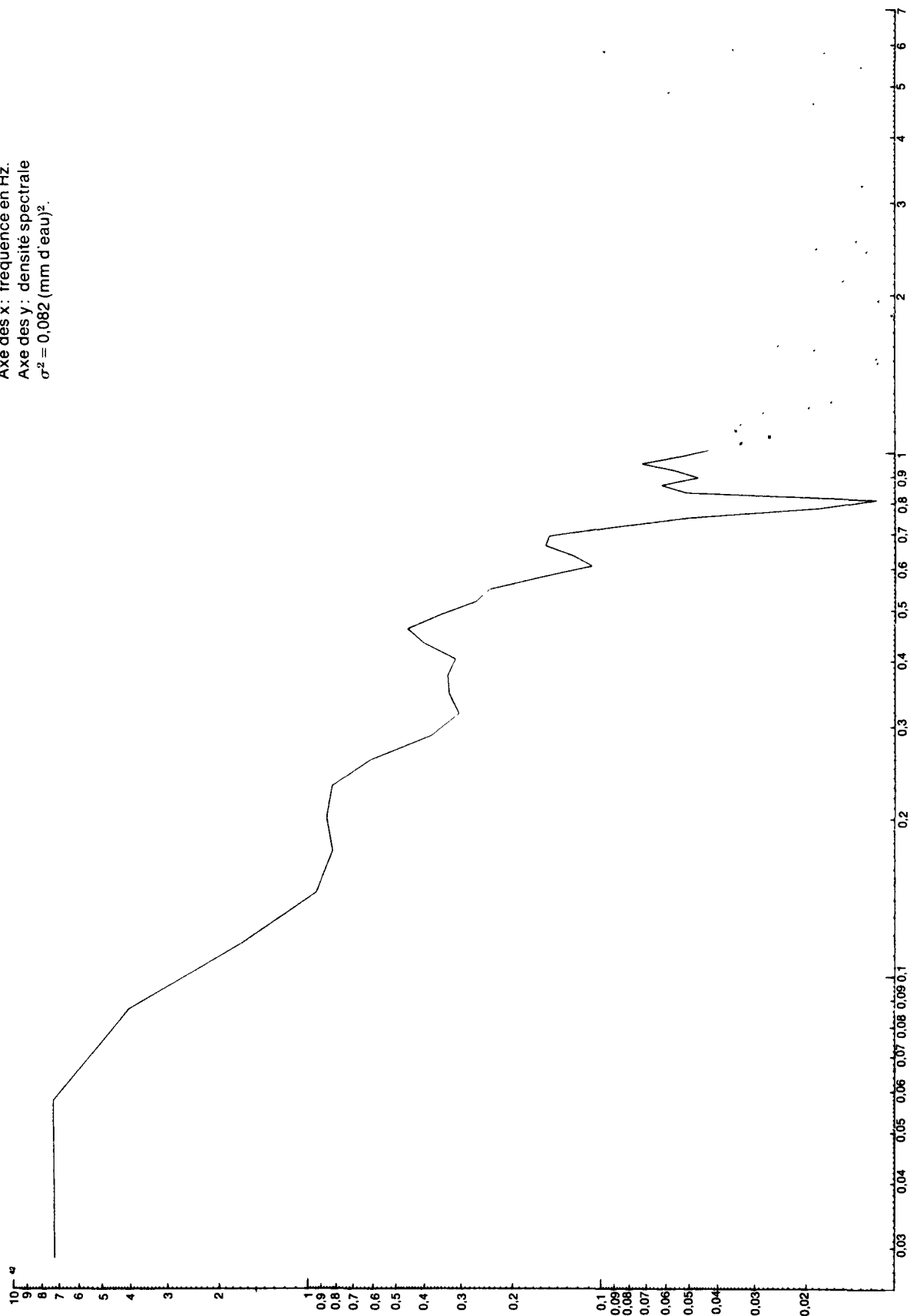
FIGURE 50  
Spectre de puissance de la pression à la che-  
minée (normalisé).  
Bande n° 4 b  
Axe des x: fréquence en Hz.  
Axe des y: densité spectrale.  
 $\sigma^2 = 2,43$  (mm d'eau)<sup>2</sup>.



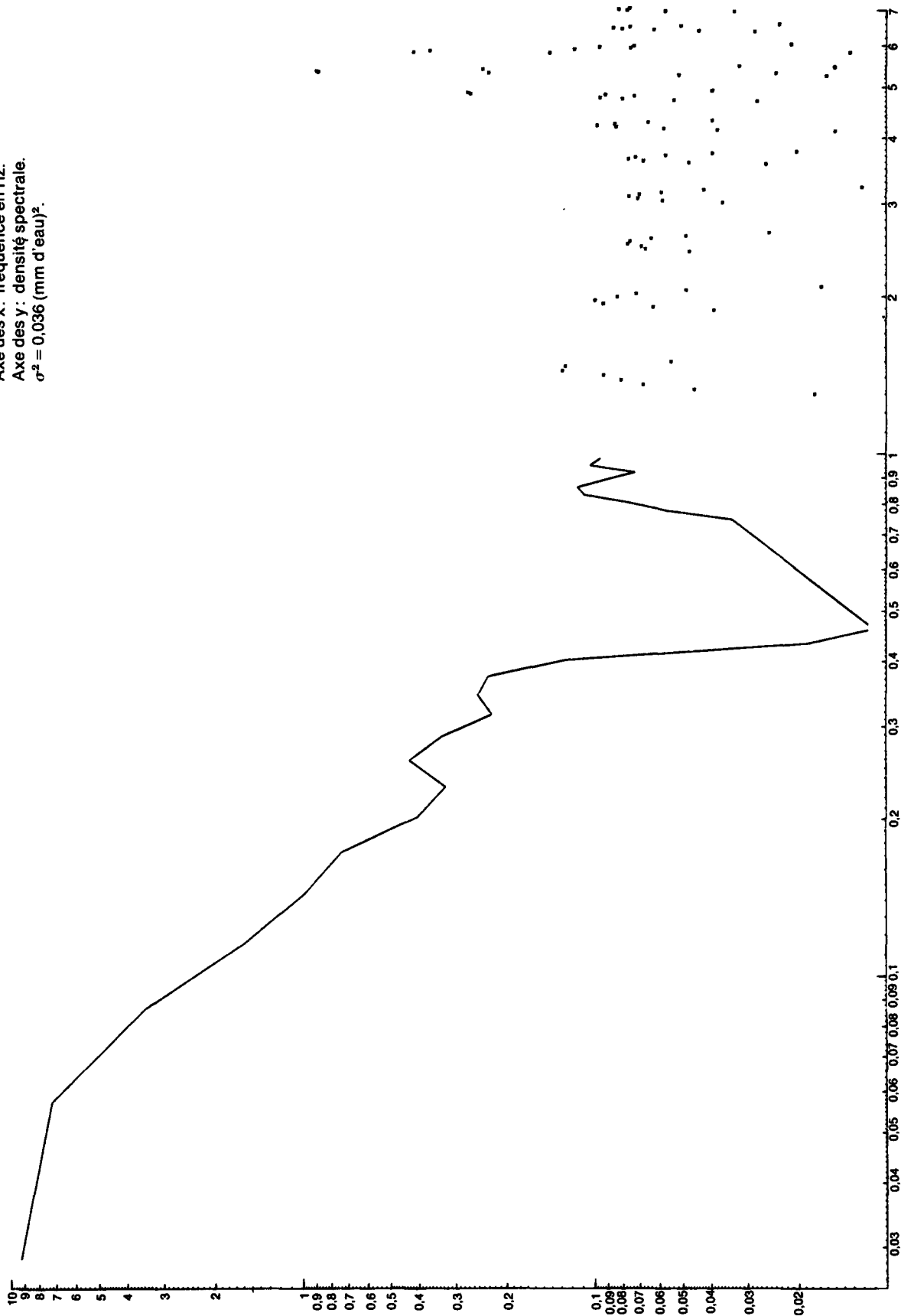
**FIGURE 51**  
Spectre de puissance de la pression à la che-  
minée (normalisé).  
Bande n° 6 a  
Axe des x : fréquence en Hz.  
Axe des y : densité spectrale.  
 $\sigma^2 = 5,62$  (mm d'eau)<sup>2</sup>.



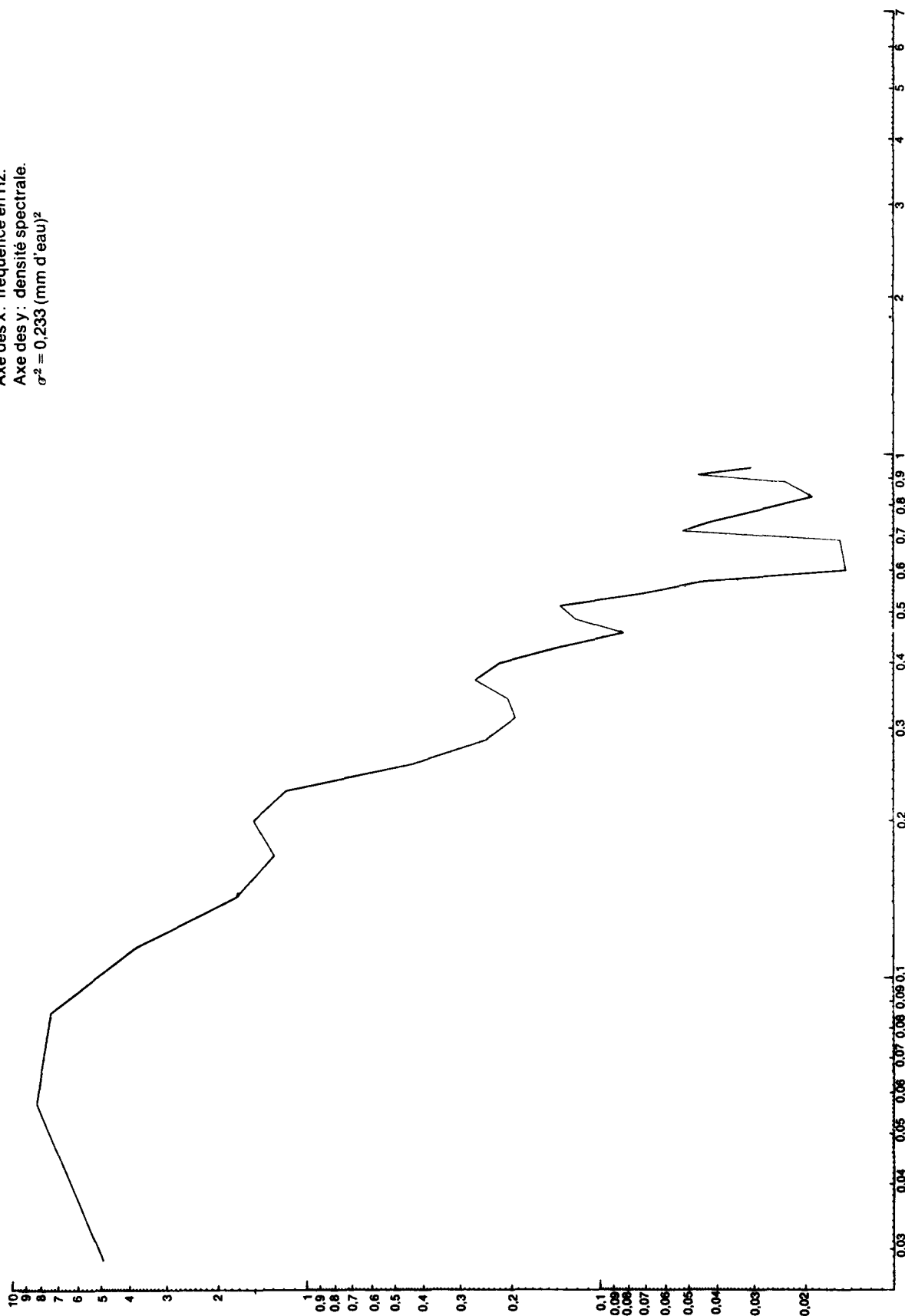
**FIGURE 52**  
 Spectre de puissance de la pression dans la  
 pièce (normalisé).  
 Bande n° 5 a  
 Axe des x : fréquence en Hz.  
 Axe des y : densité spectrale  
 $\sigma^2 = 0,082 \text{ (mm d'eau)}^2$ .

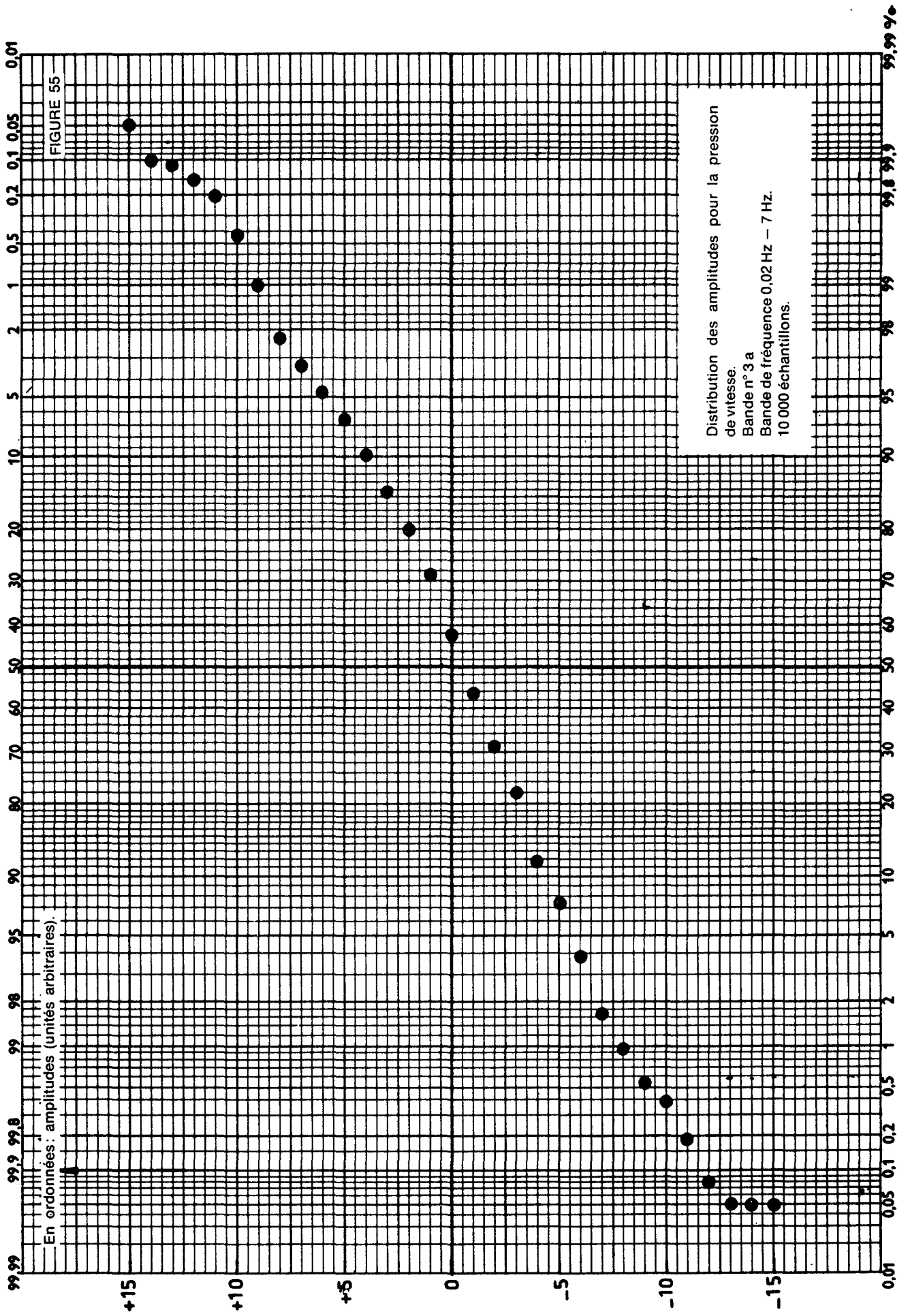


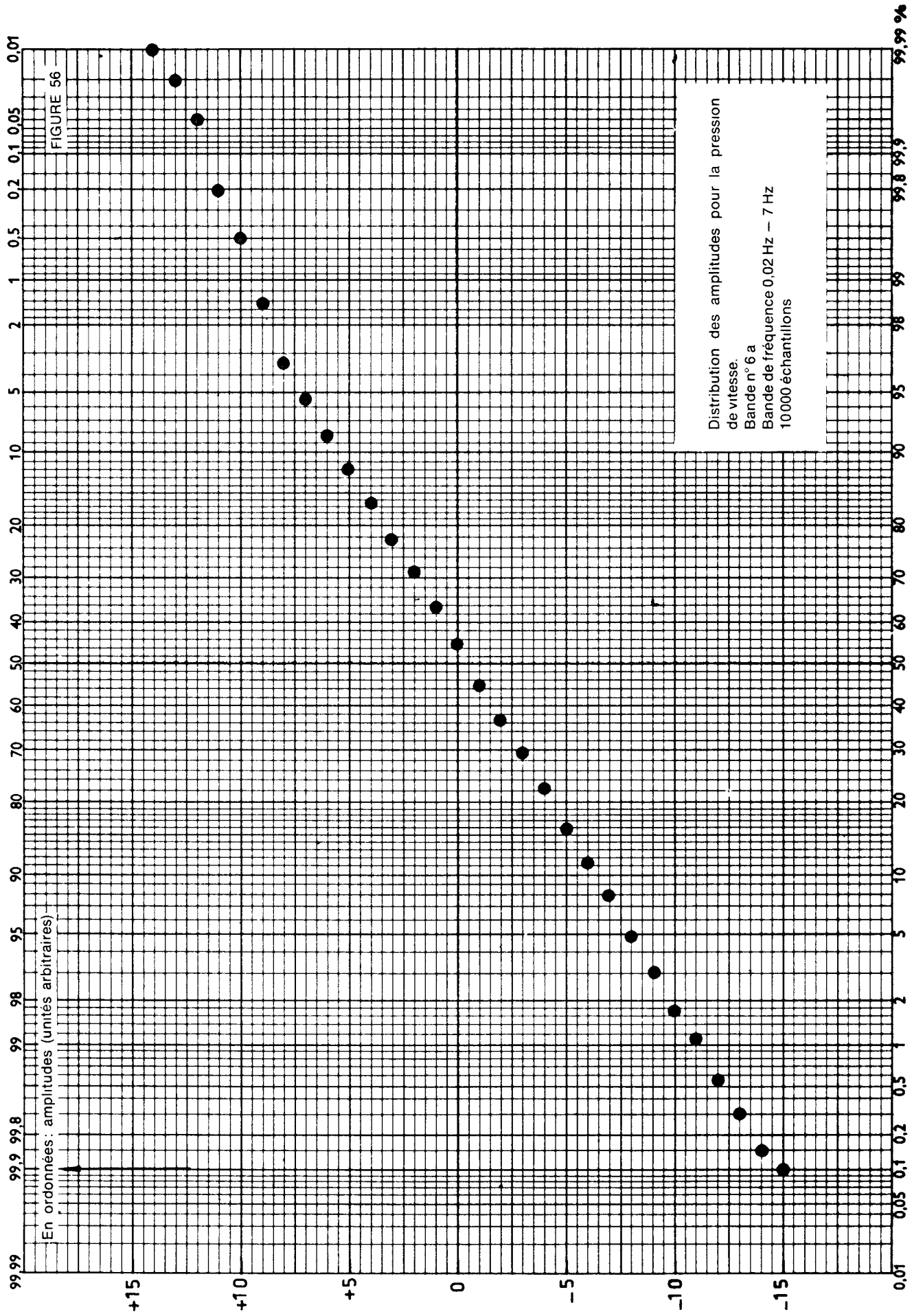
**FIGURE 53**  
 Spectre de puissance de la pression dans la  
 pièce (normalisé).  
 Bande n° 5 b  
 Axe des x: fréquence en Hz.  
 Axe des y: densité spectrale.  
 $\sigma^2 = 0,036$  (mm d'eau)<sup>2</sup>.



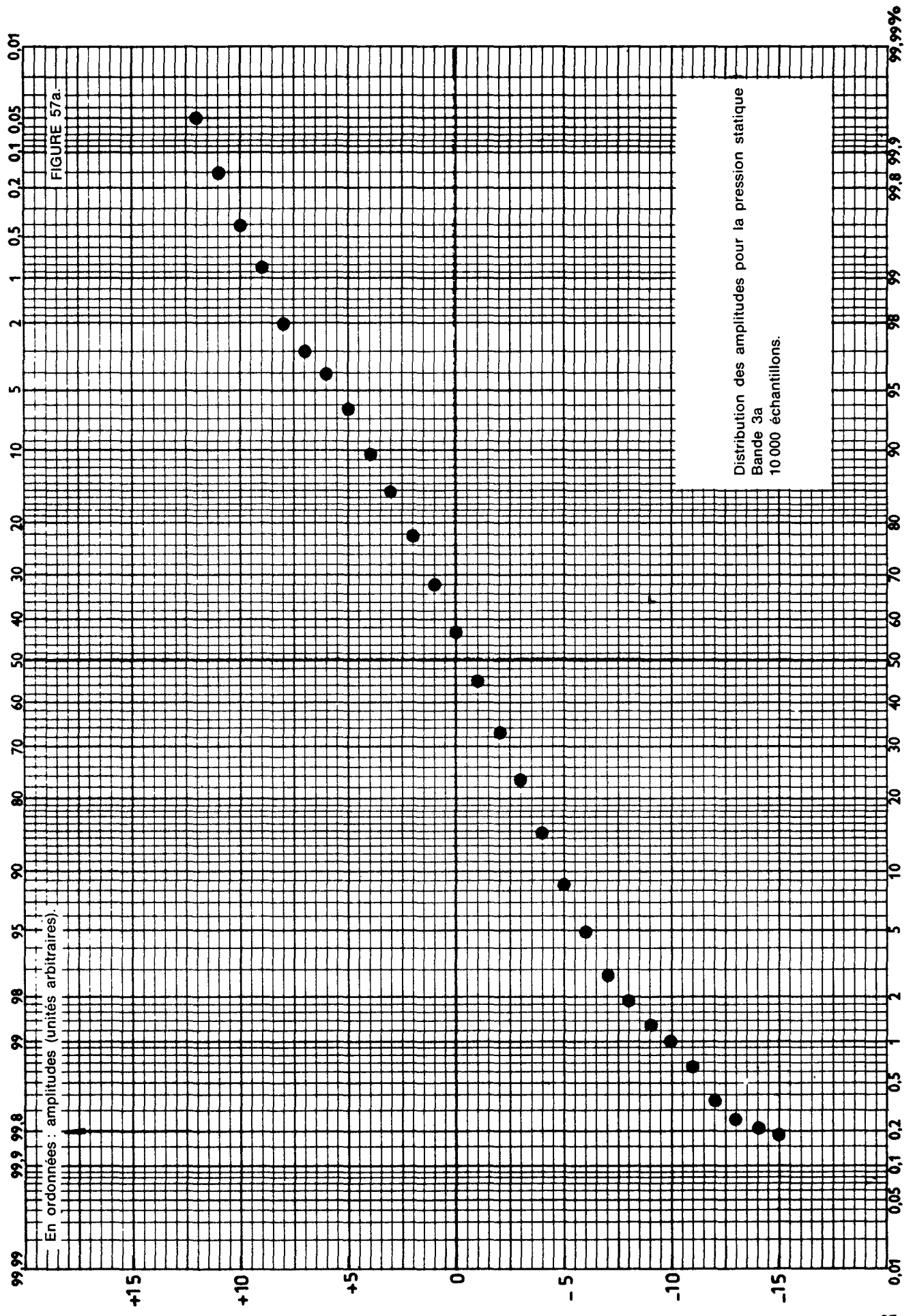
**FIGURE 54**  
**Spectre de puissance de la pression dans la**  
**pièce (normalisé).**  
**Bande n° 6 b**  
 Axe des x : fréquence en Hz.  
 Axe des y : densité spectrale.  
 $\sigma^2 = 0,233 \text{ (mm d'eau)}^2$

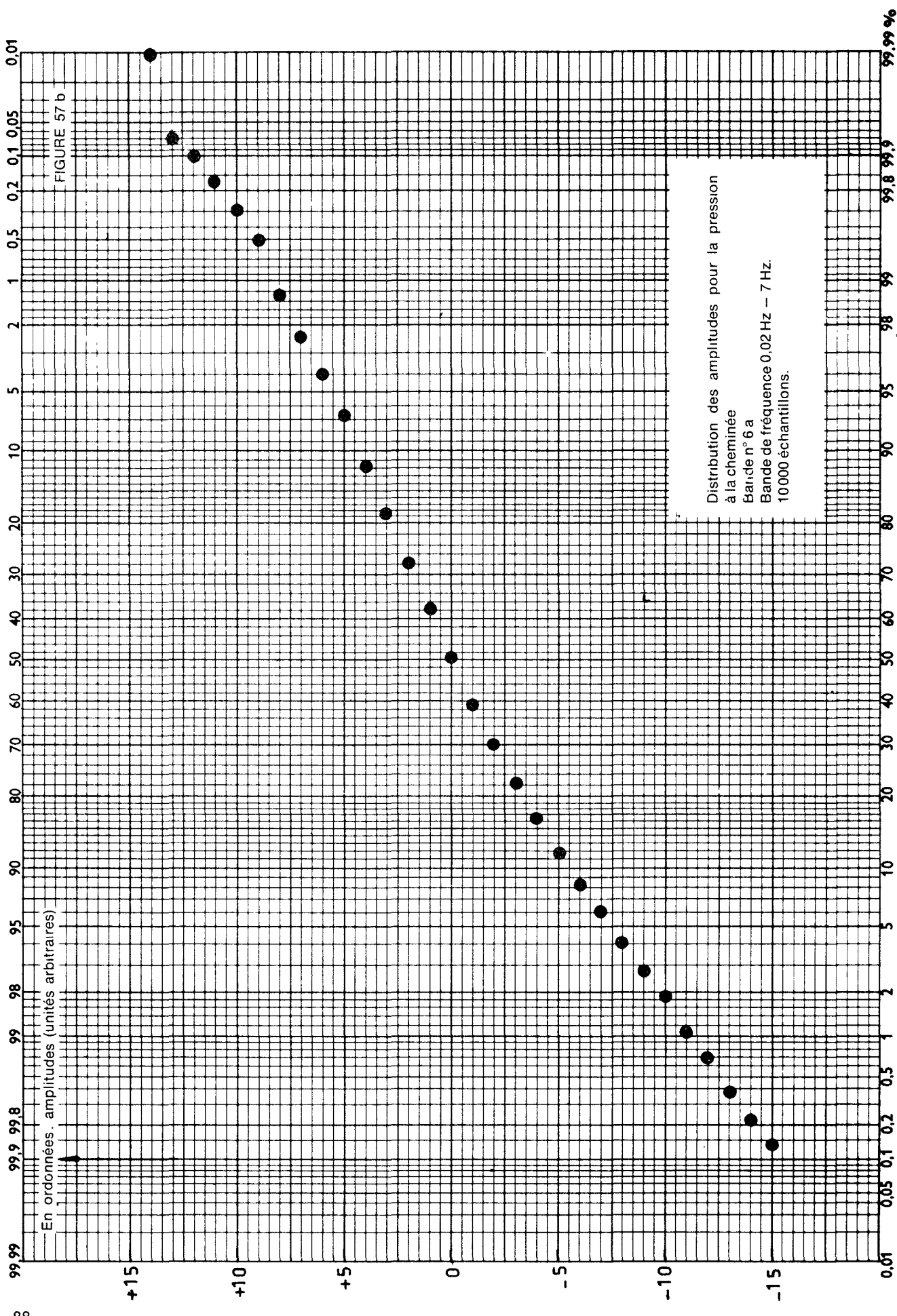


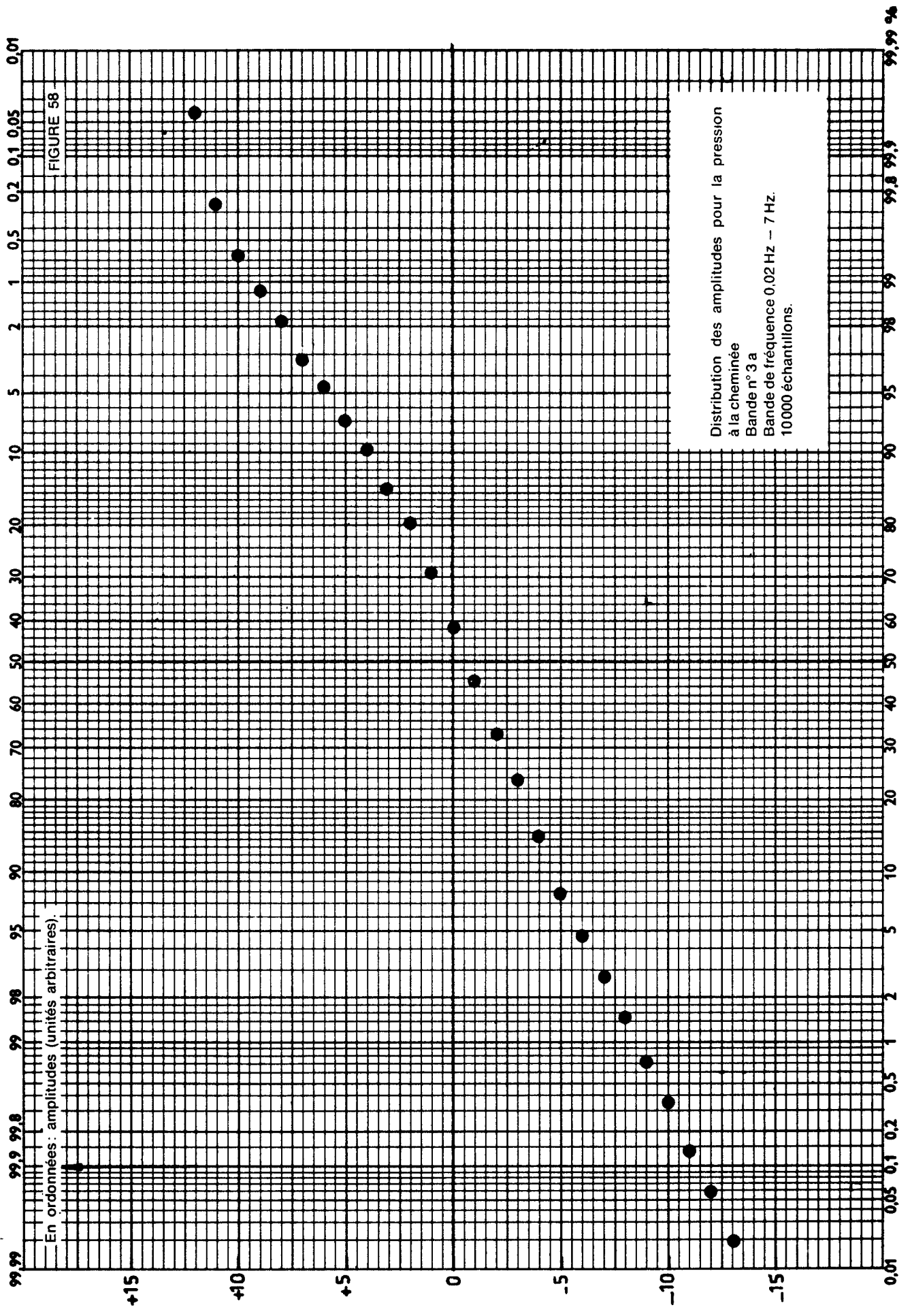












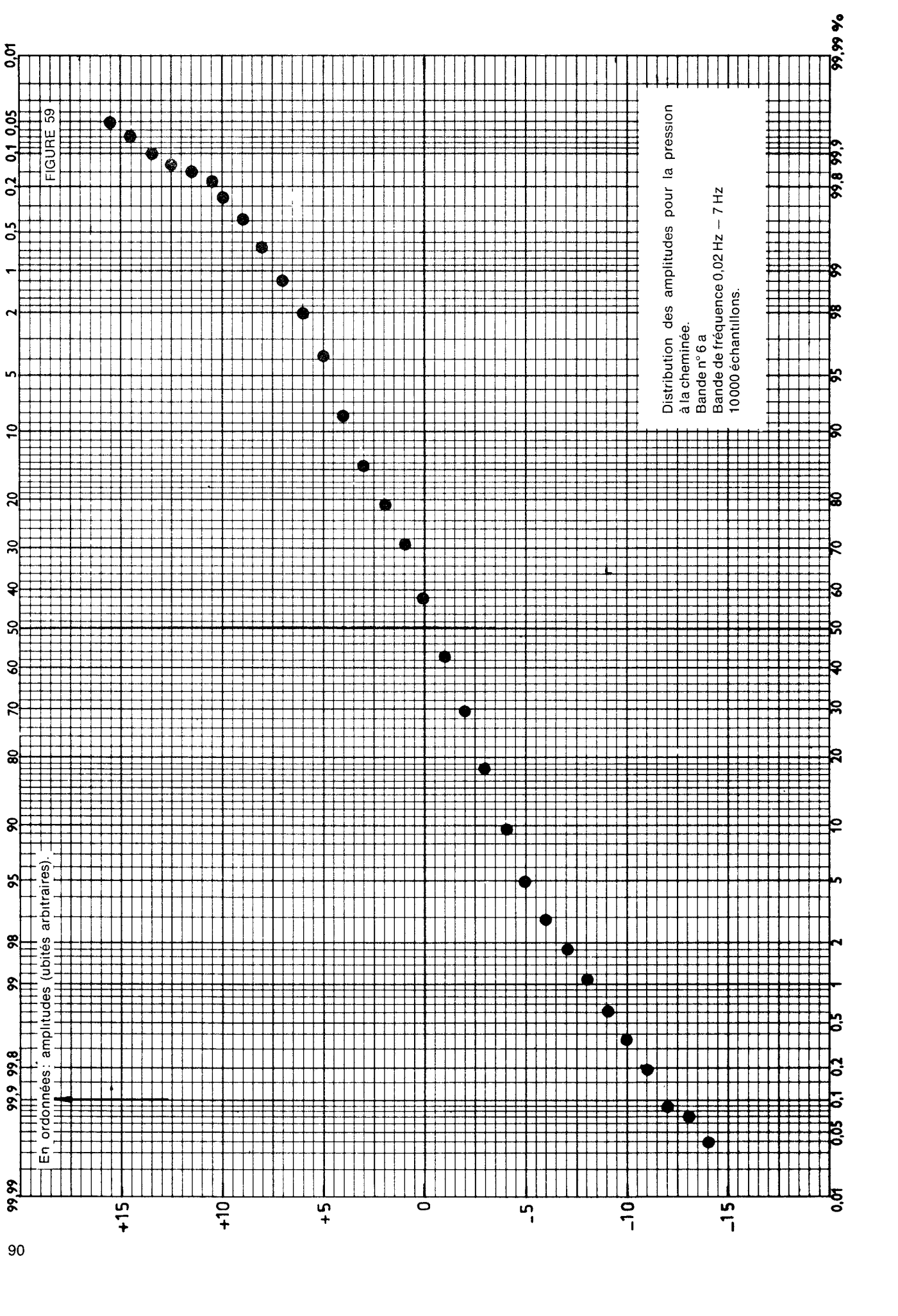






FIGURE 62

Différence de pression en fonction du débit d'air relatif à la cheminée de la pièce n° 30

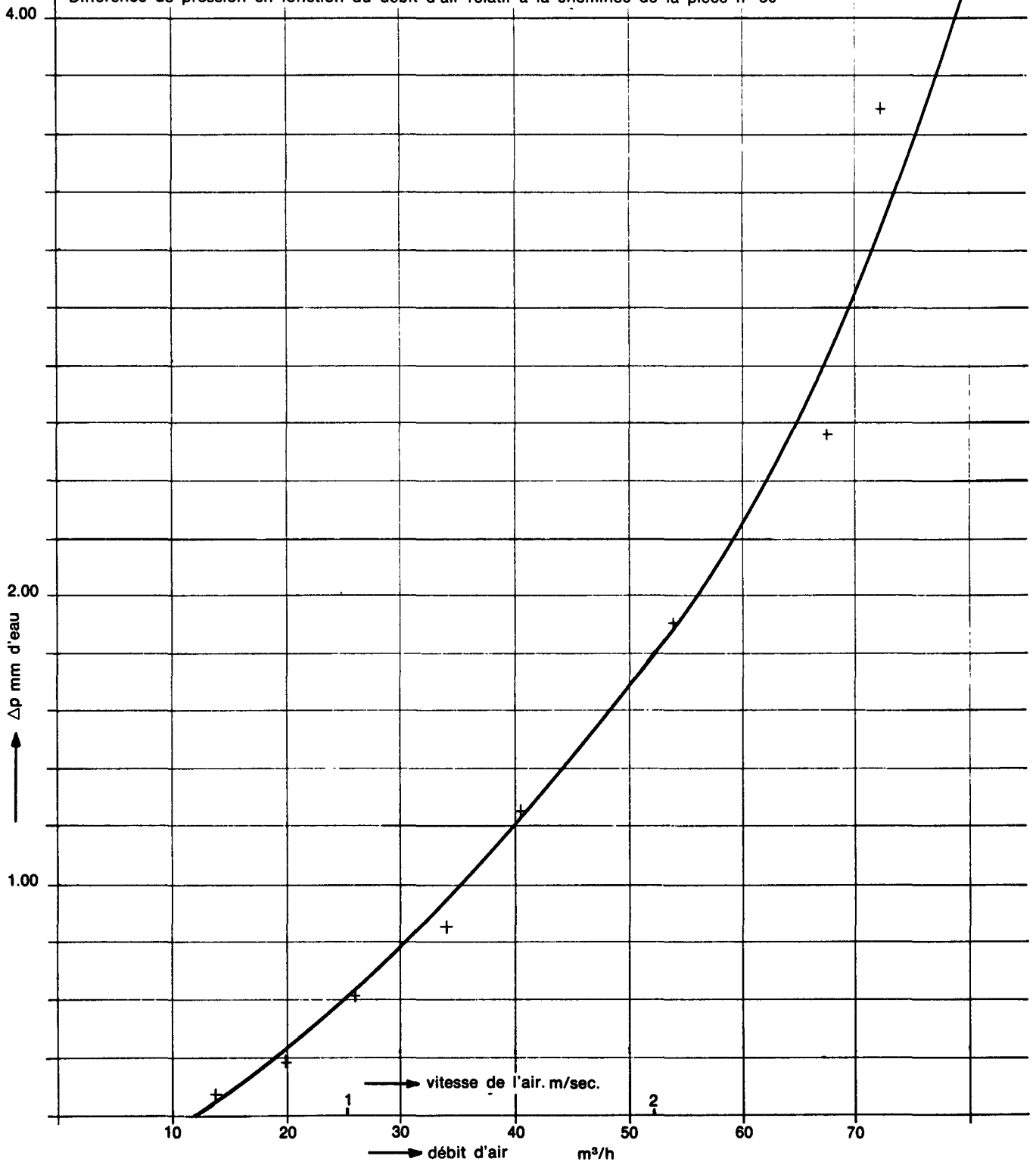
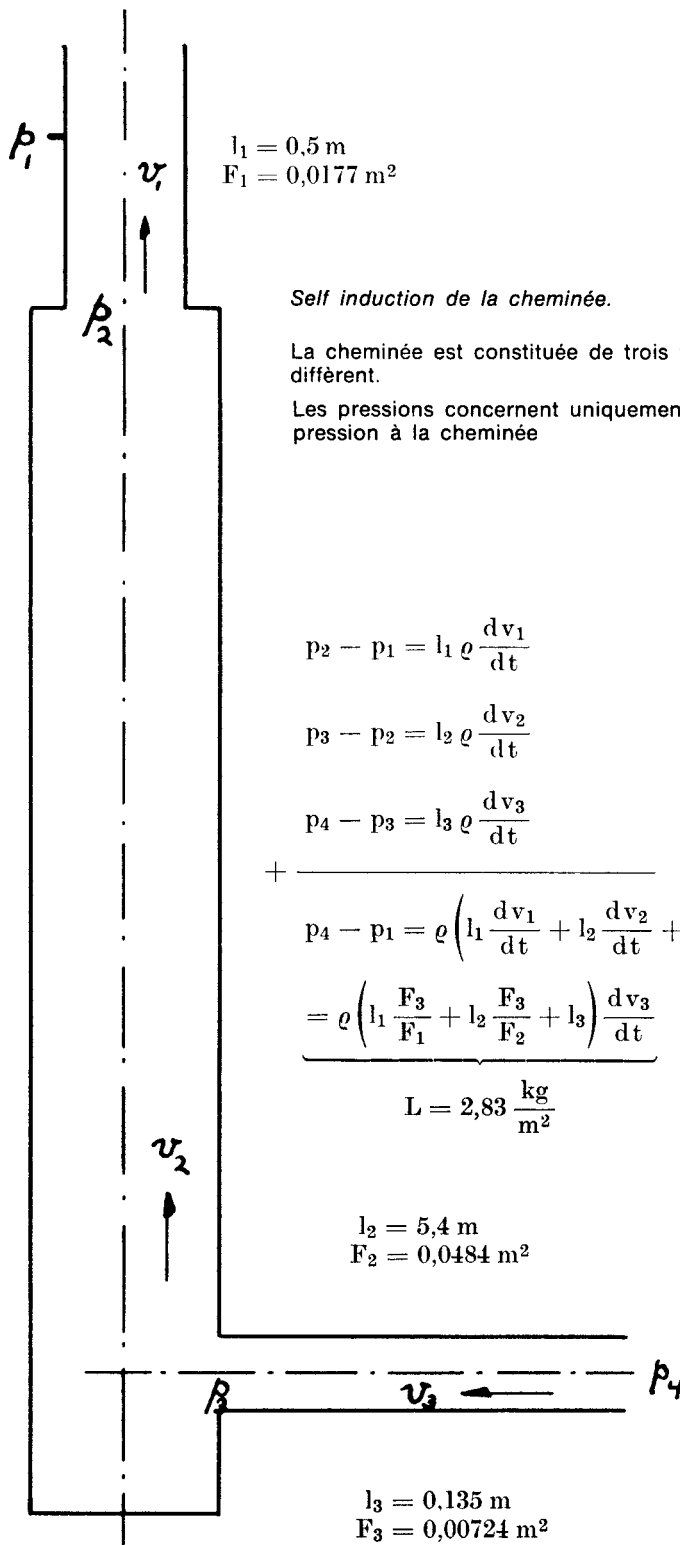


FIGURE 63



*Self induction de la cheminée.*

La cheminée est constituée de trois tronçons dont les longueurs et les sections diffèrent.

Les pressions concernent uniquement la partie de self induction de la différence de pression à la cheminée

$$p_2 - p_1 = l_1 \rho \frac{dv_1}{dt}$$

$$v_1 F_1 = v_3 F_3$$

$$p_3 - p_2 = l_2 \rho \frac{dv_2}{dt}$$

$$v_2 F_2 = v_3 F_3$$

$$p_4 - p_3 = l_3 \rho \frac{dv_3}{dt}$$

$$+ \frac{p_4 - p_1 = \rho \left( l_1 \frac{dv_1}{dt} + l_2 \frac{dv_2}{dt} + l_3 \frac{dv_3}{dt} \right)}{= \rho \left( l_1 \frac{F_3}{F_1} + l_2 \frac{F_3}{F_2} + l_3 \right) \frac{dv_3}{dt}}$$

$$L = 2,83 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$$



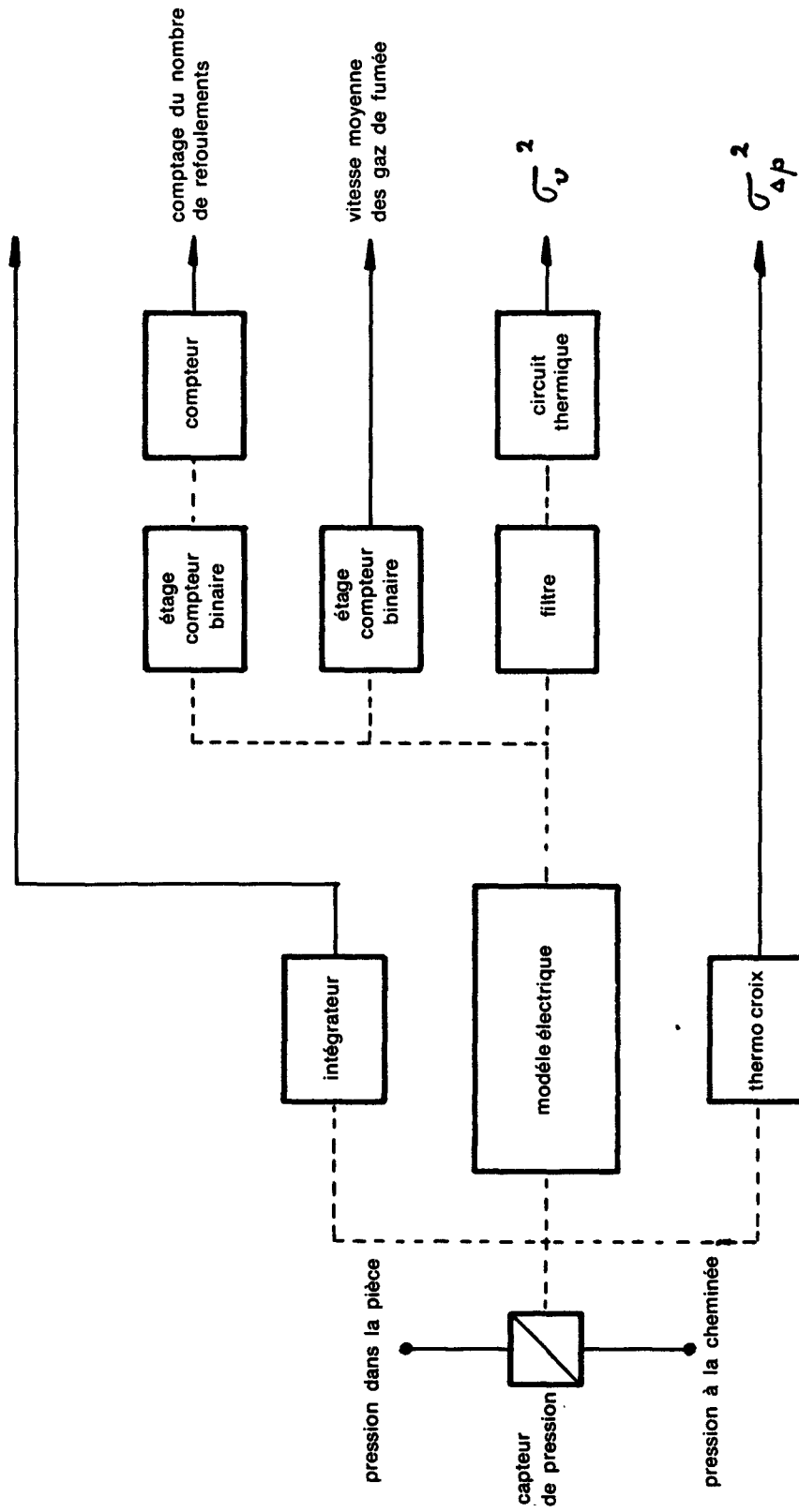


FIGURE 65  
Autocorrélation de la différence de pression  
(normalisée).  
Bande n° 13 a  
Axe des x . temps en sec. x 1/3  
Axe des y . coefficient de corrélation.

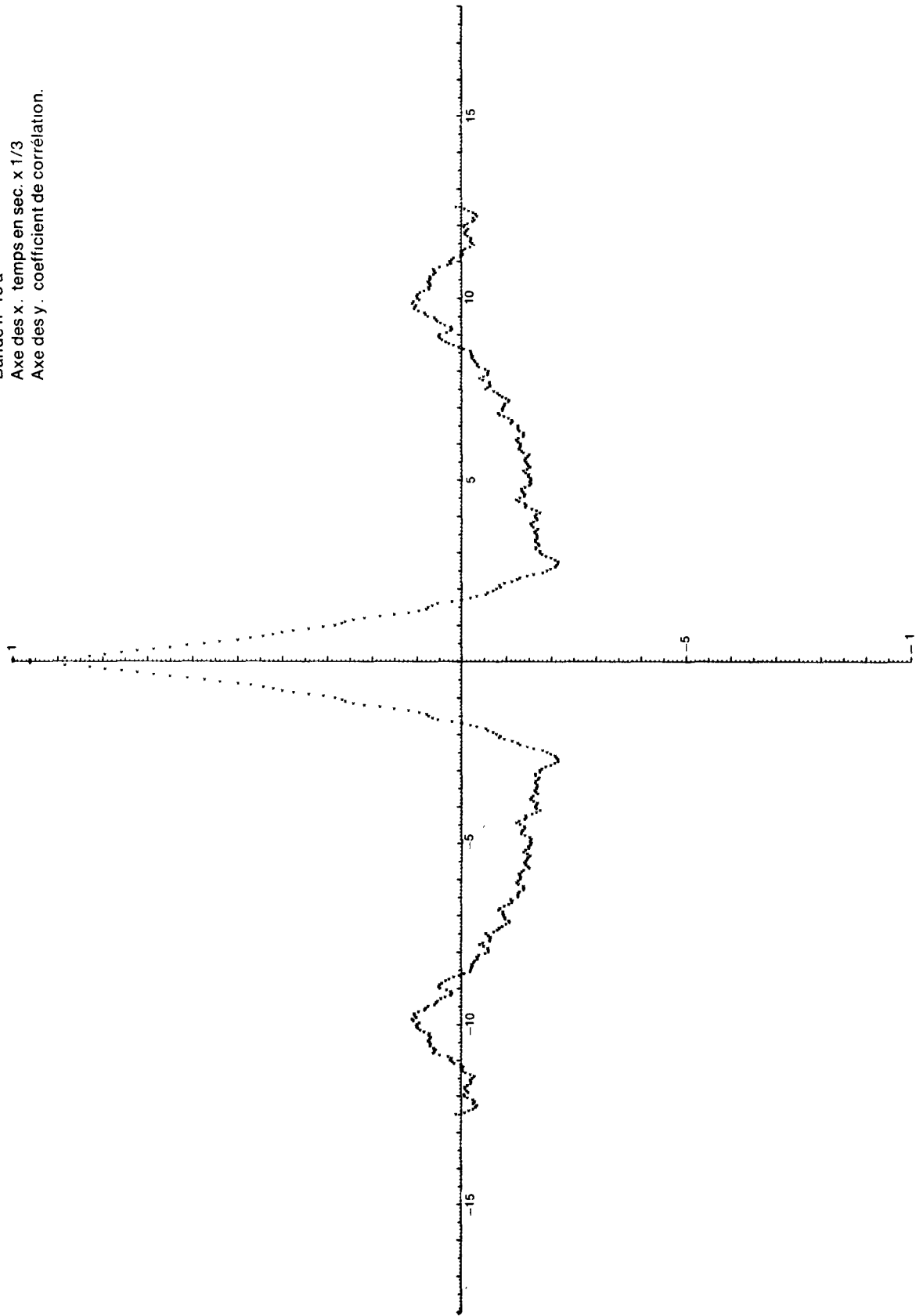


FIGURE 66  
Autocorrélation de la vitesse de l'air (norma-  
lisée).  
Bande 13 a  
Axe des x: temps en sec. x 1/3  
Axe des y: coefficient de corrélation.

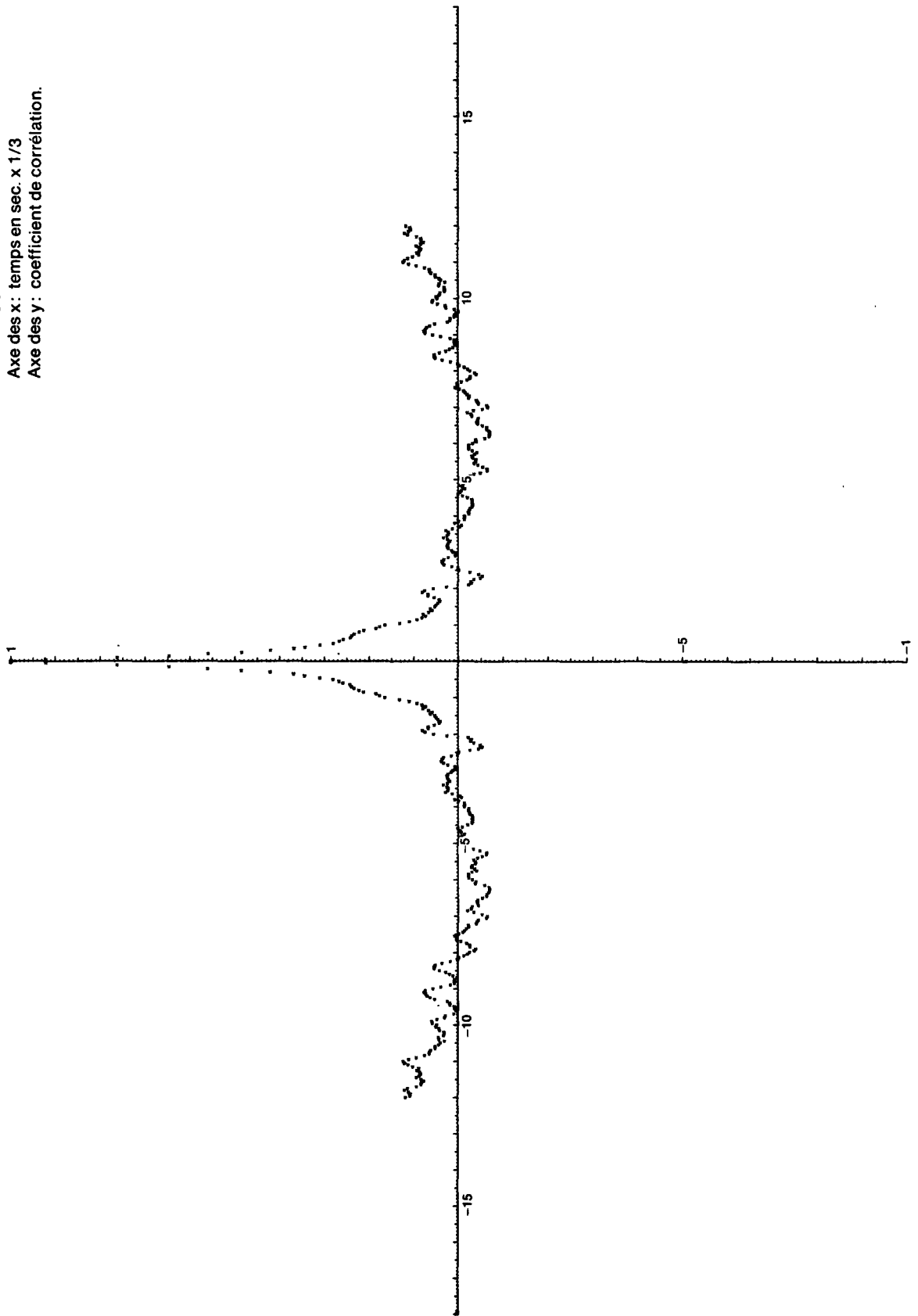


FIGURE 67  
Autocorrélation de la différence de pression  
(normalisée).  
Bande n° 13 b  
Axe des x : temps en sec x 1/3  
Axe des y : coefficient de corrélation

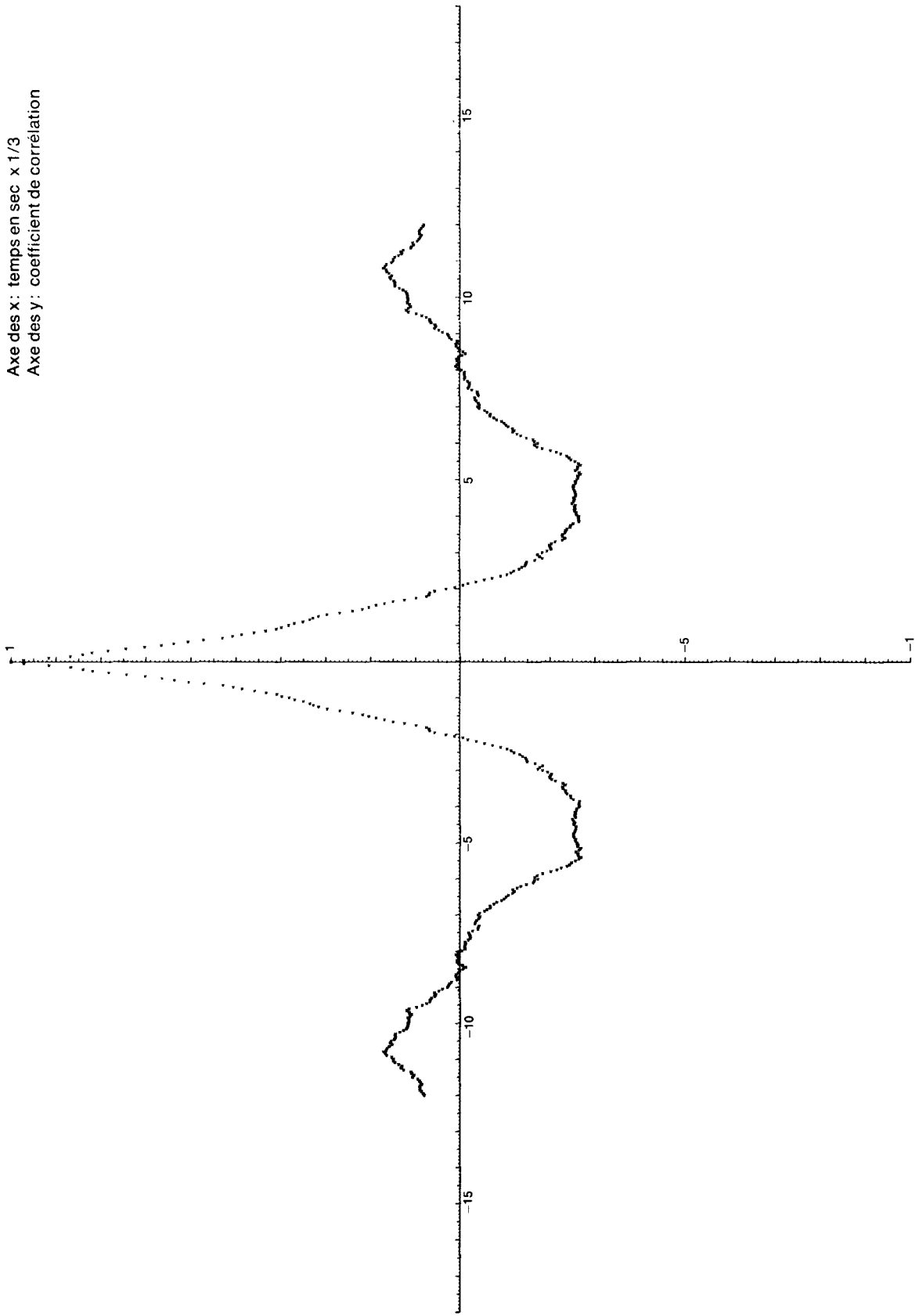
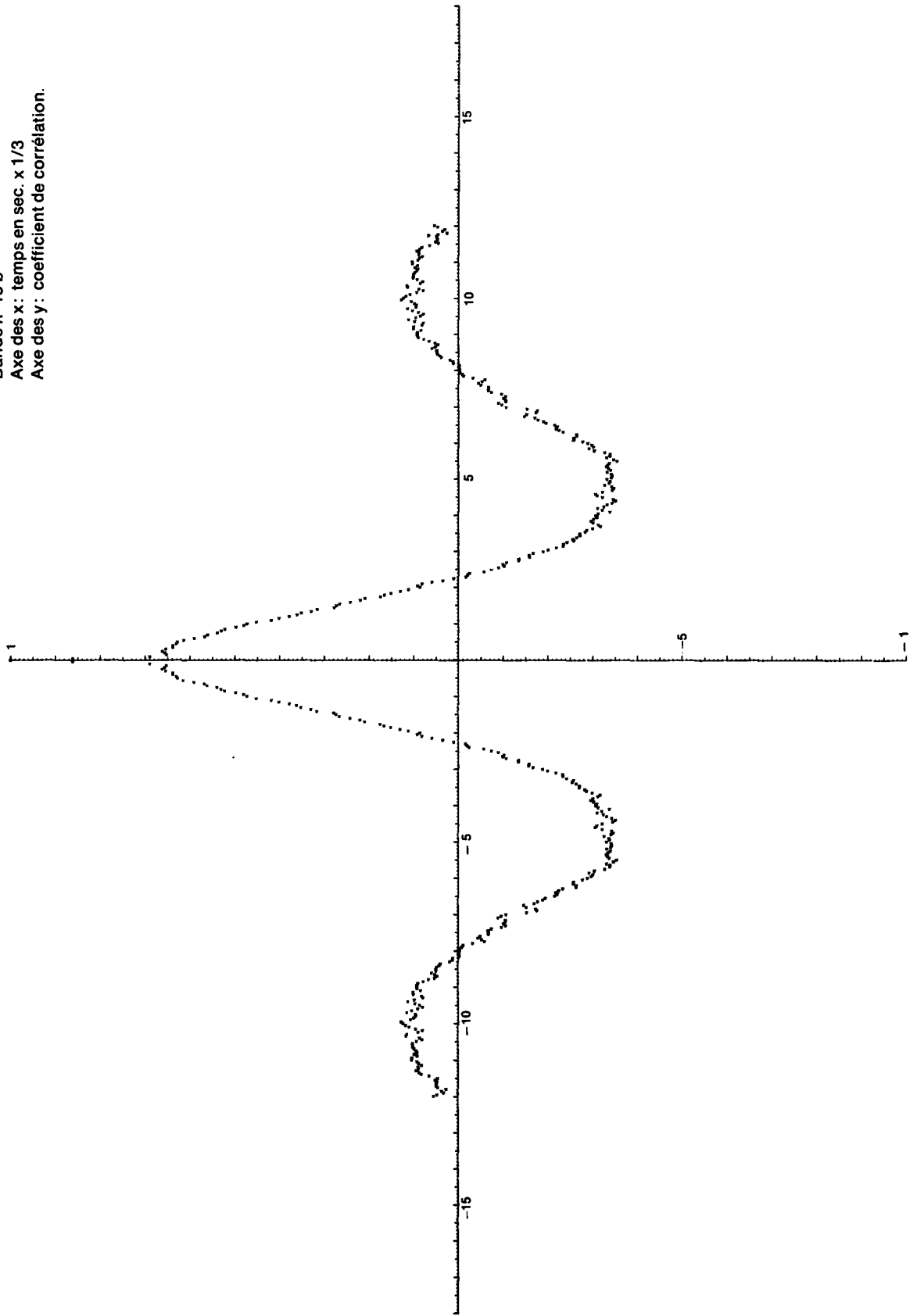


FIGURE 68  
Autocorrélation de la vitesse de l'air (normalisée).  
Bande n° 13 b  
Axe des x: temps en sec. x 1/3  
Axe des y: coefficient de corrélation.



FUGURE 69  
Intercorrélation de la différence de pression  
et de la vitesse de l'air (normalisée).  
Bande n° 12 a  
Axe des x : temps en sec. x 1/3.  
Axe des y : coefficient de corrélation.

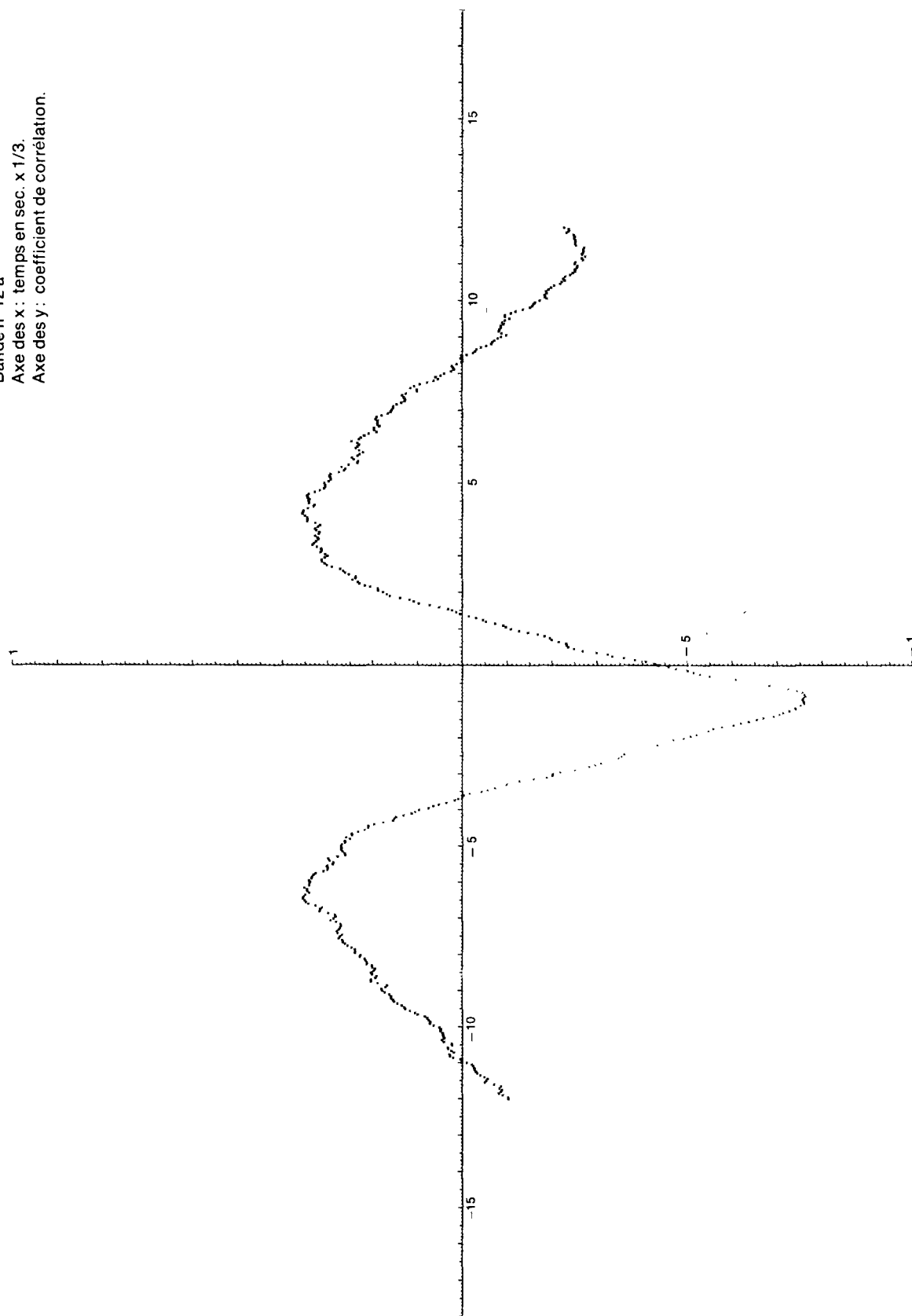


FIGURE 70  
Intercorrélation de la différence de pression  
et de la vitesse de l'air (normalisée).  
Bande n° 22 b  
Axe des x : temps en sec. x 1/3  
Axe des y : coefficient de corrélation.

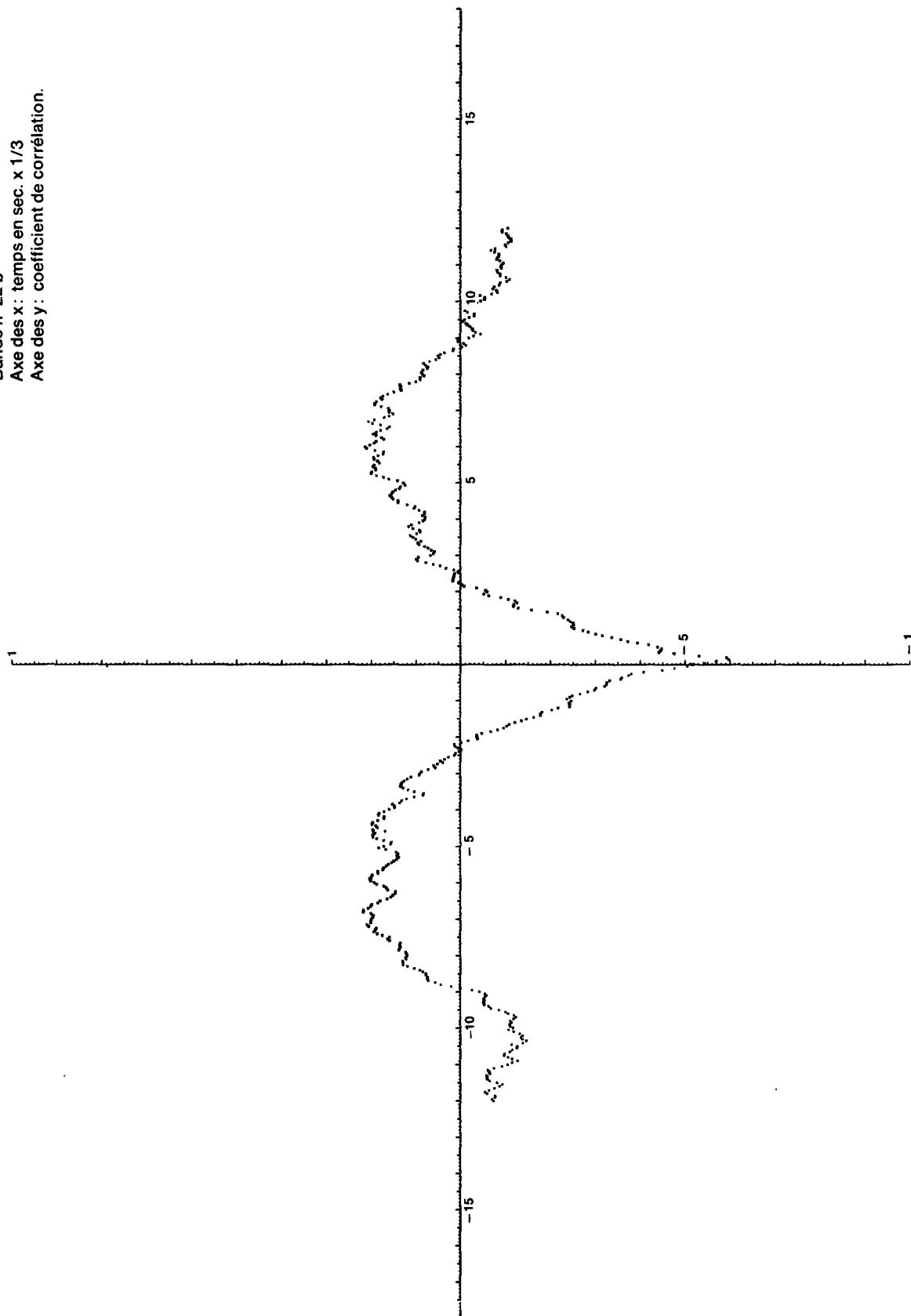


FIGURE 71  
Intercorrélation de la différence de pression et  
de la vitesse (normalisée).  
Bande n° 13 a  
Axe des x. temps en sec x 1/3  
Axe des y densité spectrale

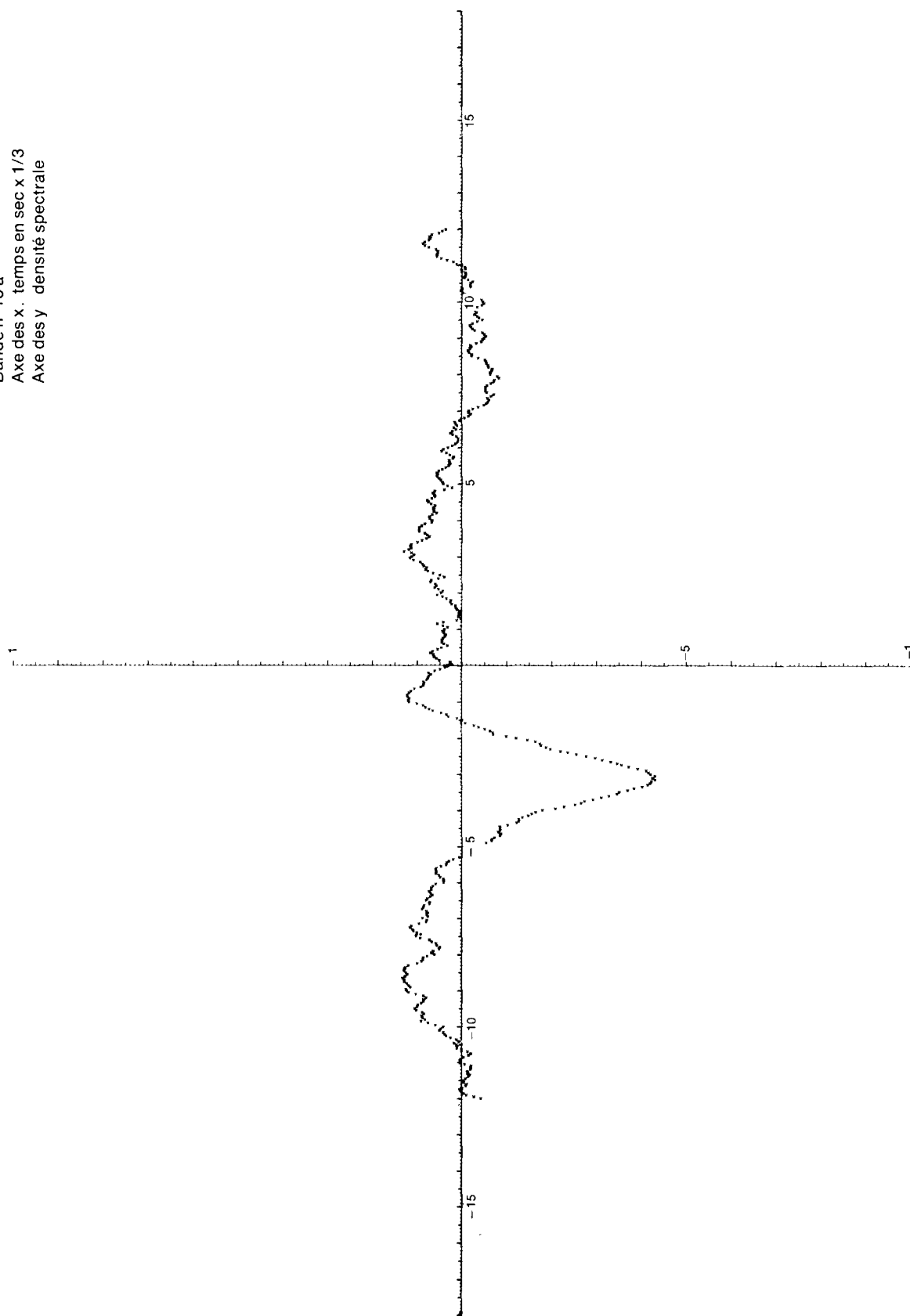




FIGURE 72  
Intercorrélation de la différence de pression et  
de la vitesse (normalisée).  
Bande n° 13 b  
Axe des x: temps en sec x 1/3  
Axe des y: coefficient de corrélation.

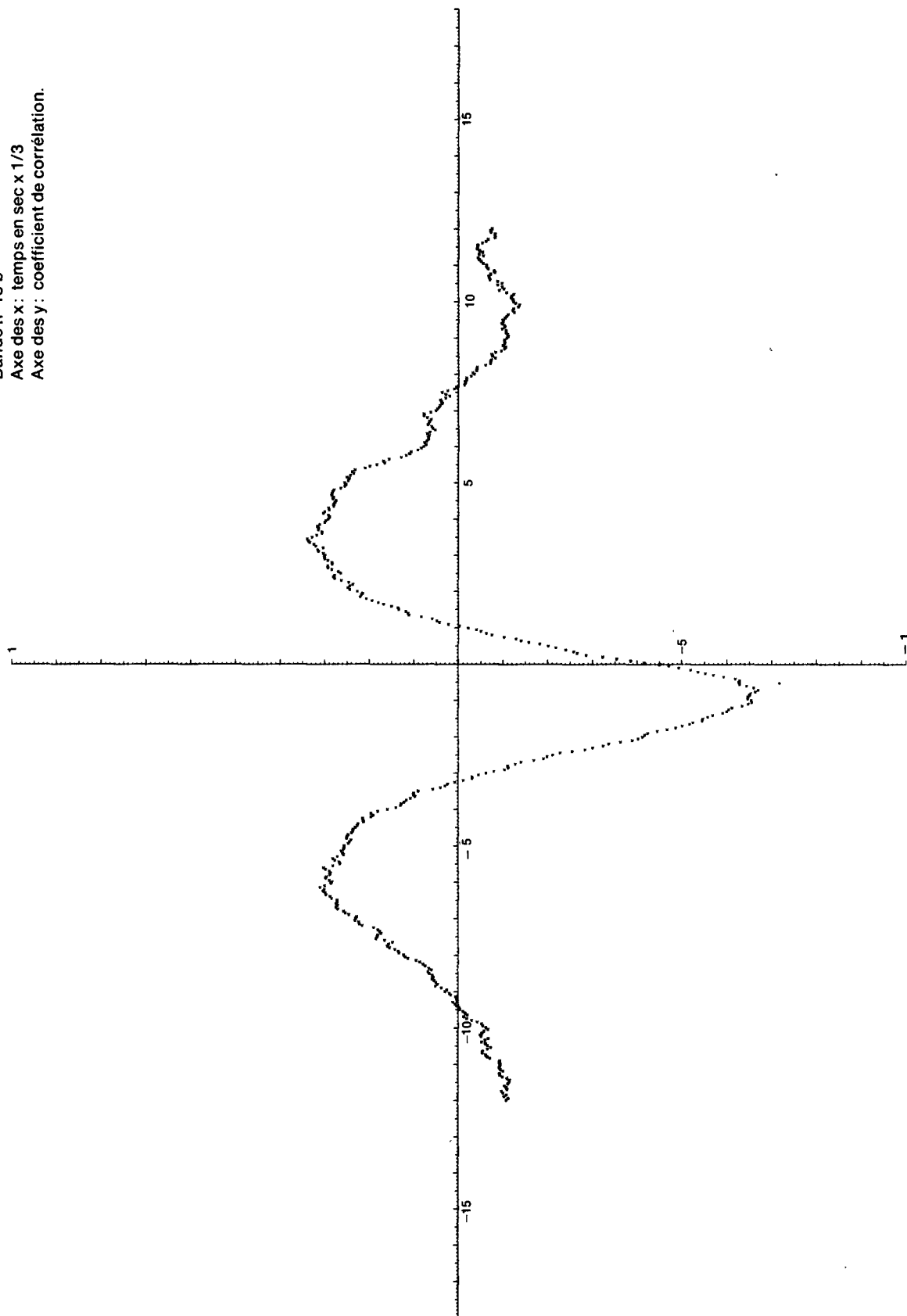


FIGURE 73  
Spectre de puissance de la différence de pression (normalisé).  
Bande n° 13 a  
Axe des x : fréquence en Hz x 4,375  
Axe des y : densité spectrale

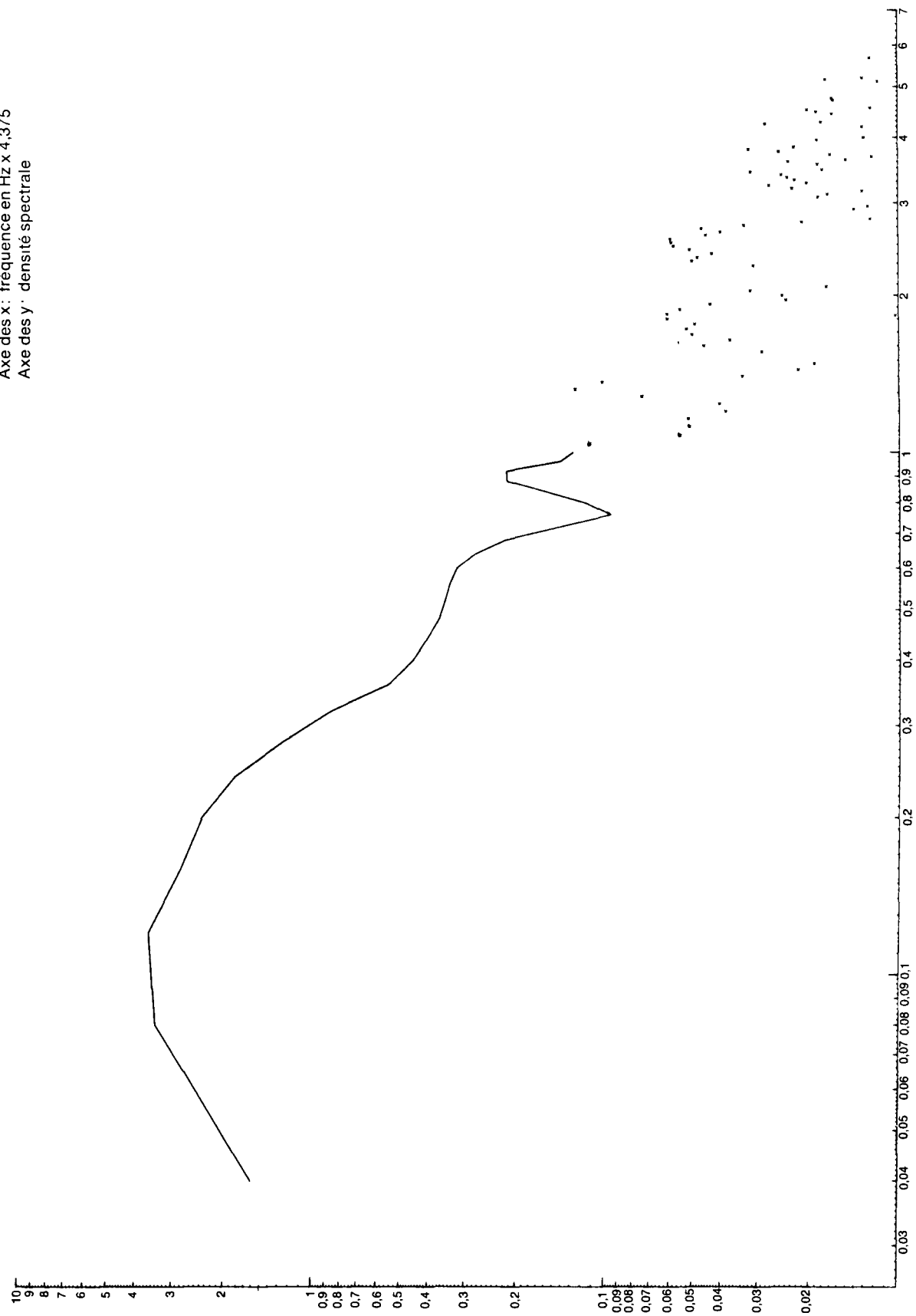


FIGURE 74  
Spectre de puissance de la vitesse de l'air  
(normalisé).  
Bande n° 13 a  
Axe des x : fréquence en Hz x 4,375.  
Axe des y : densité spectrale.

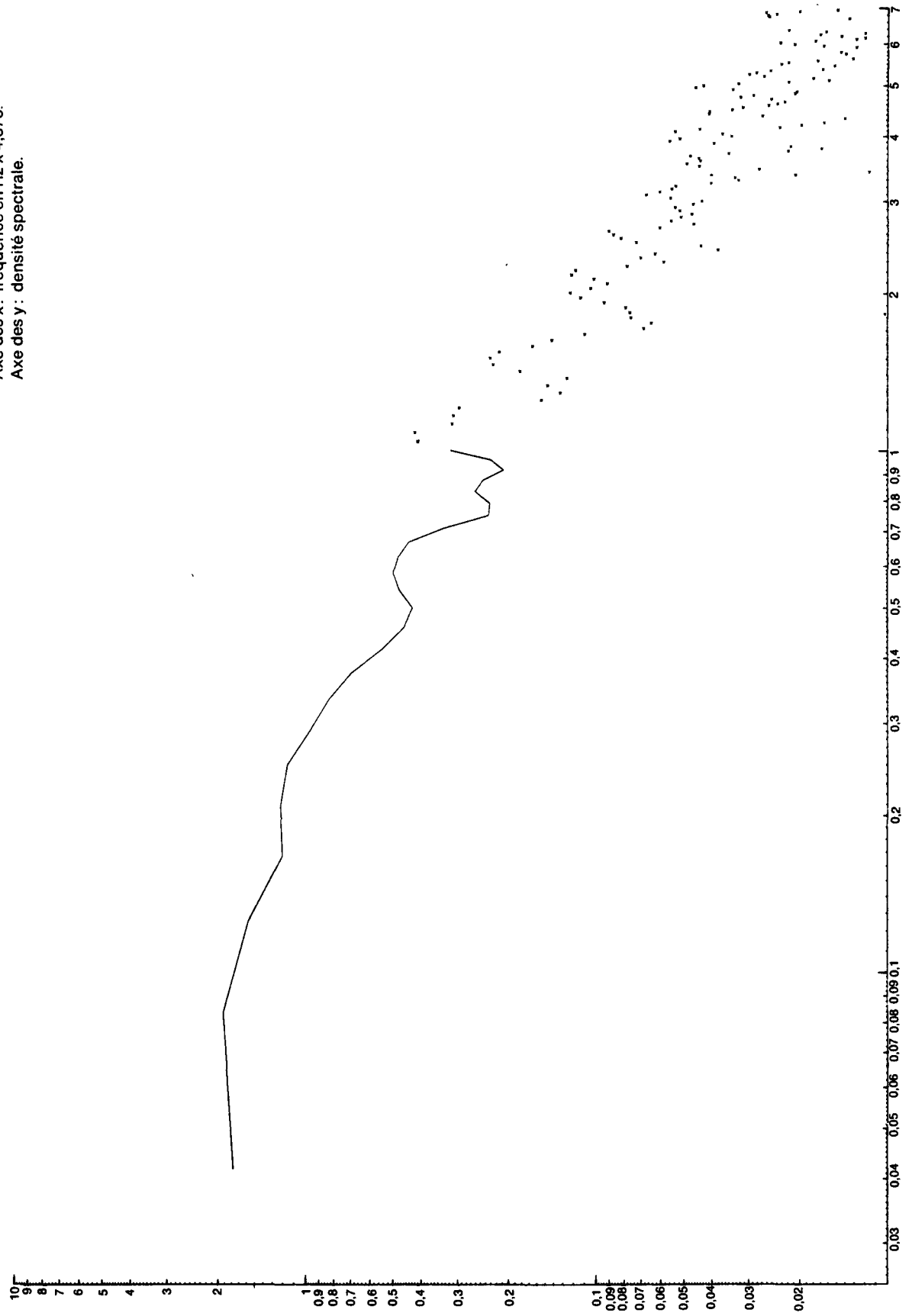


FIGURE 75  
 Spectre de puissance de la différence de pression (normalisé).  
 Bande n° 13 b  
 Axe des x : fréquence en Hz x 4,375  
 Axe des y : densité spectrale

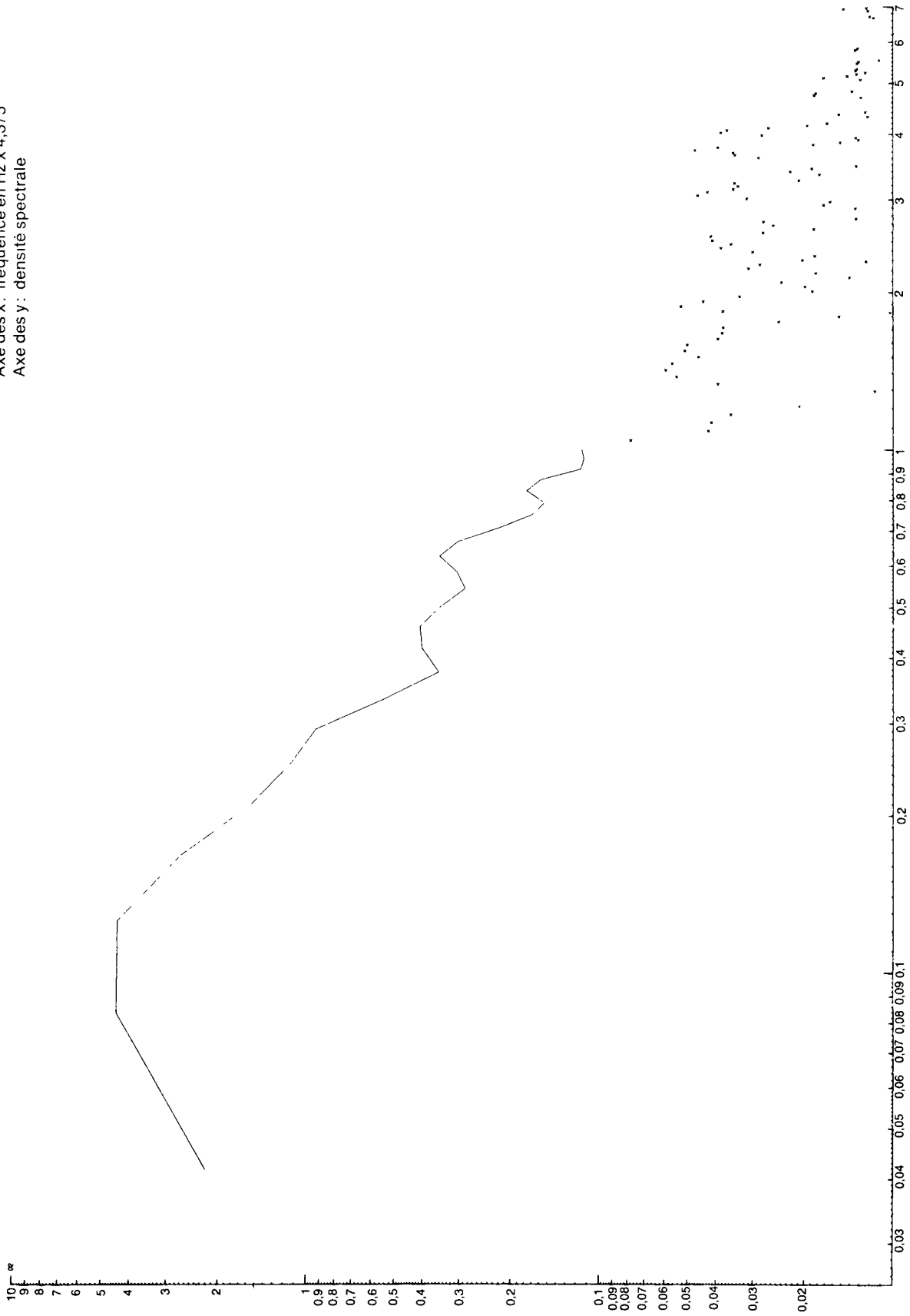
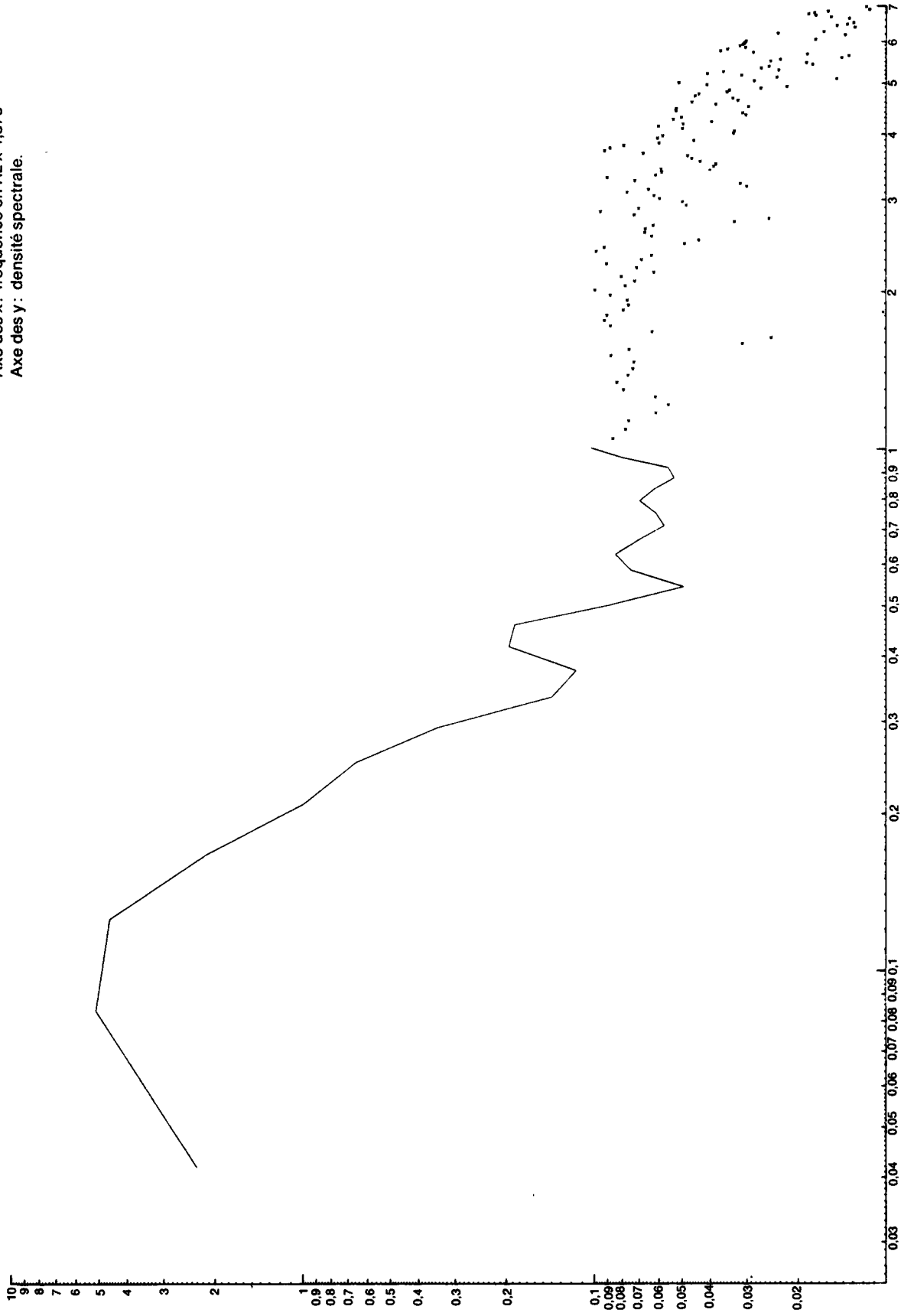


FIGURE 76  
Spectre de puissance de la vitesse de l'air  
(normalisé).  
Bande n° 13 b  
Axe des x: fréquence en Hz x 4,375  
Axe des y: densité spectrale.



Bande n°	Date	Immeuble n°	voie	valeur moyenne mm d'eau	valeur effective ( $\sigma$ ) mm d'eau	vitesse moyenne du vent en m/sec	vitesse moyenne du vent à Ypenburg en m/sec	température de l'air en °C
	24 8 64		pression de vitesse pression statique pression ds la piece	+ 3,47 (+ 10,13) - 6,66 - 1,43 (+ 5,23)	1,58 0,51	10,8	9,5	17,5
2b	24 8 64		pression de vitesse pression statique press à la cheminee	+ 4,17 (+ 9,23) - 5,06 - 2,37 (+ 3,69)	1,69 1,19	10,3	9,5	17,5
3a	12 11 64		pression de vitesse pression statique press a la cheminee	+ 3,15 (+ 3,90) - 0,75 + 0,14 (+ 0,89)	0,49 0,95	6,7	8,0	8,9
3b	12.11 64		pression de vitesse pression statique pression ds la piece	+ 3,10 (+ 3,84) - 0,74 + 0,36 (+ 1,10)	0,33 0,11	6,7	8,7	8,9
4a	13 11.64		pression de vitesse pression statique press a la cheminee	+ 2,81 (+ 8,69) - 5,88 - 4,60 (+ 1,28)	0,57 1,23	10,0	8,3	8,4
4b	13.11.64		pression de vitesse pression statique press a la cheminee	+ 6,00 (+ 11,05) - 5,05 - 3,80 (+ 1,25)	0,71 1,53	11,3	8,3	8,4
5a	13.11 64		pression de vitesse pression statique pression ds la piece	+ 4,94 (+ 10,45) - 5,51 - 2,49 (+ 3,02)	0,68 0,29	11,0	8,3	8,4
5b	13 11 64		pression de vitesse pression statique pression ds la piece	+ 4,92 (+ 9,63) - 4,71 - 0,91 (+ 3,80)	0,70 0,19	10,6	8,3	8,4
6a	16 11 64		pression de vitesse pression statique press a la cheminee	+ 8,92 (+ 10,62) - 1,70 + 1,86 (+ 3,56)	1,48 2,37	11,1	14,3	12,3
6b	16.11.64		pression de vitesse pression statique pression ds la piece	+ 7,68 (+ 13,19) - 5,51 - 0,09 (+ 5,42)	2,80 0,472	12,4	14,3	12,3
7a	16.11 64		pression de vitesse pression statique press ds le vestibule	+ 10,65 (+ 15,43) - 4,78 - 0,07 (+ 4,71)	1,91 0,46	13,4	14,3	12,3
7b	16.11.64		pression statique press à la cheminee pression ds la pièce	- 4,48 - 1,00 (+ 3,48) + 0,46 (+ 4,94)	2,01 0,42	13,4 (copie sur la bande n° 7a)	14,3	12,3
8a	16.11 64		pression statique press à la chem 1 press à la chem 2	- 0,35 + 3,50 (+ 3,85) + 1,75 (+ 2,10)	1,49 1,89	8,5	9,0	11,1
8b	16.11.64		pression de vitesse press a la chem 1 press à la chem 2	+ 8,56 (+ 6,36) + 6,05 (+ 3,85) + 4,64 (+ 2,44)	1,17 1,28	8,5	9,0	11,1

N B. 1. Les valeurs moyennes entre parenthèses ont été obtenues en réduisant à zéro la pression statique Pour les bandes 8a et 8b la pression à la cheminée 1 a été réduite à la même valeur, pour pouvoir calculer la vitesse moyenne du vent.  
2. Lorsque nous parlons de valeur effective, nous voulons dire la valeur effective des fluctuations.

bande n°	date	immeuble n°	vitesse du vent (v en m/sec)	pression statique	pression à la cheminée		pression dans la pièce	
				pression effective	pression moyenne réduite (3)	pression effective	pression moyenne réduite (3)	pression effective
				$\gamma/2 g v^2$	$\gamma/2 g v^2$	$\gamma/2 g v^2$	$\gamma/2 g v^2$	$\gamma/2 g v^2$
2a	24, 8.64	27	10,8	0,21			0,71	0,07
2b	24, 8.64	27	10,8	0,25	0,54	0,17		
3a	12.11.64	27	6,7	0,17	0,31	0,33		
3b	12.11.64	27	6,7	0,12			0,38	0,04
4a	13.11.64	27	10,0	0,09	0,20	0,19		
4b	13.11.64	27	11,3	0,09	0,15	0,19		
5a	13.11.64	27	11,0	0,09			0,39	0,04
5b	13.11.64	27	10,6	0,10			0,53	0,03
6a	16.11.64	59	11,1	0,19	0,46	0,31		
6b	16.11.64	59	12,4	0,29			0,57	0,05
7a	16.11.64	81	13,4	0,17				
7b	16.11.64	81	13,4		0,31	0,18	0,44	0,04
8a	16.11.64		8,5					
8b	16.11.64		8,5		1) 0,85	0,33		
					2) 0,46	0,42		
					1) 0,85	0,26		
					2) 0,54	0,28		

(1) se rapporte à la cheminée n° 1

(2) se rapporte à la cheminée n° 2

(3) pression moyenne réduite

### **ADRESSE POUR LES CORRESPONDANCES**

Boîte Postale 260, DELFT.

### **ADRESSES POUR LES VISITES ET NUMÉROS DE TÉLÉPHONE**

Direction, Administration, Département laboratoire chimique, Département eaux industrielles.  
DELFT, Schoemakerstraat, 97. — Téléphone 01730 . 37000. — Telex : 31453 tno Zuil dp delft.

Département avis technologiques, Département technique de la chaleur :  
Rijswijk (Z — H) Lange Kleinweg, 5 - 167. — Téléphone 01 730 - 38 222.

Département technique du froid et technologie mécanique, Département photographies ultrarapides et éléments  
des combustibles  
Delft, Schieweg, 14a. — Téléphone 01 730 - 35 395.

Département physique des phénomènes d'écoulement.  
Appeldoorn, Arnhemseweg, 372. — Téléphone 05 760 - 31 700.



**Publications technico-économiques de la Commission  
des Communautés européennes dans le domaine du charbon**

Doc. n°	Titre	Année	Langues	Prix en unités de compte
9591/1/59/1	Creusement rapide de galeries dans le rocher et dans le charbon	1959	a	2,50
6740/2/60/1	Mesures de rationalisation dans les charbonnages	1960	a, f	2,50
11848/2/66/1	Mesures de rationalisation et de modernisation dans les charbonnages des bassins de la Sarre et de la Lorraine	1966	a, f	3,00
	Le grisou et les moyens de la combattre			
	Deuxième journée d'information du 10 février 1967 à Luxembourg	1967	a, f	2,50
13909	Réunion technique de la commission de recherches charbon du 10 au 12 avril 1967 à Essen	1967	a, f	2,50
	<b>Recueils de recherches Charbon</b>			
11466/2/66/1	N° 1 Chargement des fours à coke avec du charbon préchauffée	1966	a, f, i, n	1,50
11734/2/66/1	N° 2 Combustion de charbon	1966	a, f, i, n	1,50
11735/2/66/1	N° 3 Inflammation et combustion de charbon gras sur grille	1966	a, f, i, n	1,50
12546/2/66/1	N° 4 Mécanisation du creusement au rocher — Machine de creusement des galeries SVM 40	1966	a, f	1,50
12633/2/66/1	N° 5 Chaudière «Packard» à tube d'eau à grille oscillante	1966	a, f	1,50
12634/2/66/1	N° 6 Chaudière «Packard» à tube d'eau alimentée à charbon pulvérisé	1966	a, f	1,50
14057	N° 7 Dégagements instantanés I — CERCHAR	1966	a, f	1,50
14059	N° 8 Dégagements instantanés I — INCHAR	1966	a, f	1,50
3931	N° 9 Mise à l'épreuve de barrages et d'arrêts-barrages	1967	a, f	1,50
3936	N° 10 Télécontrôle et télécommande en taille havée	1967	a, f	1,50
4488	N° 12 Désulfuration des gaz de fumées des foyers au charbon	1969	a, f	1,50
4489	N° 13 Contraintes, mouvements et formation de cassures dans les roches encaissant les galeries en veine	1969	a, f, n	1,50
4490	N° 14 Chaudière de chauffage central à coke	1969	a, f, n	1,50
15837	N° 15 Étude sur le tirage des cheminées sous l'influence de rafales de vent	1970	a, f, n	
	N° 16 Recherches concernant les techniques de combustion des différentes catégories de charbon dans les poêles et petites chaudières		en préparation	
	N° 17	1969	a, f	2,50
16085	N° 18 Télécommande et automatisation des travaux souterrains dans les houillères du Royaume-Uni et de la Communauté européenne du charbon et de l'acier (Situation 1968)		a, f	
15745	N° 20 Recherches fondamentales sur la chimie et la physique des charbons et des cokes — Rapport de synthèse I	1968	a, f	3,50
4543	N° 21 Commandes hydrostatiques pour des installations d'abattage de charbon	1968	a, f, n	1,50
	N° 22 Recherches sur les pressions des terrains I — Steinkohlenbergbauverein	1969	a, f	1,50
4492	N° 23 Recherches sur les pressions des terrains I — CERCHAR — Rapport général	1968	a, f	1,50
	N° 24 Recherches concernant les mouvements de terrain au voisinage des galeries	1969	a, f, n	1,50
	N° 25 Mécanique des terrains houillers dans le cas de déformations planes	1969	a, f	5,50
4493	N° 26 Étude concernant le gisement, le dégagement du grisou et les moyens de le combattre, effectuée dans les mines des Pays-Bas	1968	a, f, n	1,50
4494	N° 27 Étude des pressions de terrain en relation avec les dégagements instantanés de grisou	1969	a, f, n	1,50
15791	N° 29 Recherches fondamentales sur la chimie et la physique des charbons et des cokes — Rapport de synthèse 1965-1967	1969	a, f	1,50

Des exemplaires supplémentaires du présent recueil tout comme les publications mentionnées plus haut peuvent être commandés à

Office des ventes des publications des Communautés européennes  
37, rue Glesener  
LUXEMBOURG/Gare, Case postale 1003

