

N° d'ordre :

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

François RIGOT-MULLER

SUJET

Mesure des caractéristiques dynamiques
de la diffusion atmosphérique

Soutenue le 18 Mai 1973, devant la Commission d'Examen

JURY

M. le Pr. L. LLIBOUTRY

Président

M. le Pr. G. BONNET

Rapporteur

M. le Pr. J.L. LACOUME

M. J. MAX

M. A. POGGI

} *Examineurs*

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrometallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MM.	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Séméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	R OGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. BULLEMER Bernhard	Physique
HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM. BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Appliquées
BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme BONNIER Jeanne	Chimie générale
MM. CARLLER Georges	Biologie végétale
COHEN Joseph	Electrotechnique
COUMES André	Radioélectricité
DEPASSEL Roger	Mécanique des fluides
DEPORTES Charles	Chimie minérale
GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
GAVEND Michel	Pharmacologie
GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
GLENAT René	Chimie organique
HACQUES Gérard	Calcul numérique
JANIN Bernard	géographie
Mme KAHANE Josette	Physique
MM. MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
REVOL Michel	Urologie
RAYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
ROBERT André	Chimie papetière
DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
SARR AZIN Roger	Anatomie et chirurgie
SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
SIBILLE Robert	Construction Mécanique
SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
ALARY Josette	Chimie analytique
MM. AMBLARD Pierre	Dermatologie
AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
ARMAND Yves	Chimie
BEGUIN Claude	Chimie organique
BELORIZKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
BILLET Jean	Géographie
BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM. BOUCHET Yves	Anatomie
BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
	PHILIP Xavier	Rhumatologie
Mle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean-Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

Je remercie Messieurs LLIBOUTRY et POGGI, du Laboratoire de Glaciologie, BONNET et LACOUME de la CEPHAG, Messieurs LIMONGI, MAX, LOGRE, CHARPENTIER, CHATEL, FIERRY-FRAILLON du C.E.A. qui ont été les instigateurs, soutiens, collaborateurs ou examinateurs de ce travail.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

Chapitre I - THEORIES DE LA DIFFUSION TURBULENTE

- 1 - EQUATION DE DIFFUSION
- 2 - LES MODELES STATISTIQUES
- 3 - DIFFUSION TURBULENTE DANS L'ATMOSPHERE

Etude de la linéarité en débit des modèles de diffusion

Chapitre II - SYSTEMES LINEAIRES - IDENTIFICATION DE PROCESSUS

- 1 - RAPPELS
- 2 - MESURE DES CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES DU DIFFUSEUR ATMOSPHERE
- 3 - LIMITES THEORIQUES DE LA METHODE

Chapitre III - APPAREILLAGE

- 1 - MESURE DES CONCENTRATIONS
- 2 - MESURES METEOROLOGIQUES

Chapitre IV - EXPERIMENTATION

- 1 - DESCRIPTION
- 2 - INTERPRETATION DES RESULTATS

CONCLUSION

Annexe I : INFLUENCE DES PERTURBATIONS SUR LE CALCUL DE CORRELATION

Annexe II: LES SYSTEMES DE REFERENCE D'EULER ET DE LAGRANGE.

INTRODUCTION

Une façon d'étudier la diffusion dans l'atmosphère des polluants de type industriel, issus d'une source ponctuelle, est de recourir à des expériences en vraie grandeur. Ces expériences ont toujours été faites suivant le même modèle : à partir d'un point source ou d'une cheminée, on lâche de façon continue et à débit constant un traceur dans l'air. En aval, une série de capteurs placés en arc de cercle relèvent, pendant toute la durée du lâcher, la concentration qu'ils "voient" passer. En fin d'expérience, les concentrations fournies par les capteurs servent à tracer une carte du panache et des courbes d'isoconcentration. De nombreux traceurs ont été utilisés, traceurs radioactif ou chimique, gazeux ou sous forme d'aérosols. La détection se fait de nombreuses façons : comptage, prélèvements sur filtre, activation etc...

En 1967, une équipe américaine du BATTELLE MEMORIAL INSTITUTE : M.M. NICKOLA, LUDWICK et RAMSDELL, fit intervenir pour la première fois dans l'étude de la diffusion atmosphérique le facteur temps. Ils ont lâché une bouffée de 10 Curies de Krypton 85 et ont enregistré, en fonction du temps, le passage du nuage ainsi formé sur une batterie de compteurs Geiger-Muller, placé sur un arc de cercle à 200 m du point d'émission. Ils en déduirent une courbe concentration-temps décrivant le passage du nuage au point de détection.

Cette expérience est d'un grand intérêt, puisqu'elle apporte dans l'étude expérimentale de la diffusion une dimension nouvelle, le temps. Cependant, elle est soumise au caractère aléatoire de la diffusion réglée par les facteurs "météorologiques" (coup de vent, température) et la courbe concentration-temps relevée sur un échantillon n'est pas représentative de la diffusion moyenne. C'est pourquoi les expériences en lâcher continu ont gardé leur supériorité.

L'idée vient alors de chercher une méthode de mesure de la diffusion atmosphérique alliant la valeur statistique du lâcher continu et la richesse apportée par cette dimension nouvelle : le temps. La solution que nous apportons ici provient de la théorie des systèmes linéaires et est utilisée pour l'identification des processus. Elle a de plus l'avantage de pouvoir donner ses résultats en temps réel.

Après un rappel des modèles mathématiques de la diffusion turbulente, nous étudierons leur linéarité en fonction des concentrations émises. Un bref aperçu de la méthode d'identification des processus nous permettra alors d'énoncer la méthode de mesure proposée. Puis nous décrirons l'appareillage mis au point et nous essayerons de donner une interprétation des résultats obtenus.

CHAPITRE I

THEORIES DE LA DIFFUSION TURBULENTE

1 - MODELE THEORIQUE - EQUATION DE DIFFUSION

Equation de diffusion moléculaire

Nous allons étudier la diffusion d'une grandeur physique exprimée par sa concentration χ , dans un volume d'air. Nous supposons que cette grandeur est conservative, n'influe pas sur le régime dynamique de la turbulence, et que les concentrations sont additives.

Au niveau de la microstructure de la turbulence, on peut appliquer l'équation de diffusion moléculaire :

$$\frac{d\chi}{dt} + \text{div} (-D \text{grad } \chi) = 0$$

à laquelle doit se soumettre la concentration χ . D est le coefficient moléculaire de χ .

Les particules de l'air sont animées d'une vitesse \vec{v} et la dérivée totale peut s'écrire :

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{\partial \chi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{Grad } \chi}$$

Dans les mouvements atmosphériques, l'air est toujours considéré comme incompressible, donc le champ des vitesses est à divergence nulle : $\text{div } \vec{v} = 0$

On remarque alors que :

$$\begin{aligned} \text{div} (\vec{v} \chi) &= \chi \text{div } \vec{v} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{Grad } \chi} \\ &= \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{Grad } \chi} \end{aligned}$$

et l'équation de diffusion moléculaire peut s'écrire :

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + \text{div} (\vec{v} \chi - D \overrightarrow{\text{Grad } \chi}) = 0$$

Décomposition selon le mouvement

Selon la représentation habituelle en turbulence, la vitesse instantanée \vec{V} des particules est décomposée en :

$$\vec{V} = \vec{\bar{V}} + \vec{V}'$$

où $\vec{\bar{V}}$ représente le déplacement moyen, et \vec{V}' les fluctuations dues à la turbulence et dont la valeur moyenne est nulle. Lorsque le déplacement moyen est linéaire, comme c'est le cas dans l'atmosphère à petite échelle, on choisit généralement un des axes de références dans le sens de l'écoulement :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix}$$

Nous adoptons la même décomposition pour les concentrations

$$\chi = \bar{\chi} + \chi'$$

L'équation de diffusion moléculaire s'écrit alors :

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + \text{div} (\vec{\bar{V}} \bar{\chi} + \vec{\bar{V}} \chi' + \vec{V}' \bar{\chi} + \vec{V}' \chi' - D \overrightarrow{\text{Grad}} \chi) = 0$$

Prenons la valeur moyenne de cette équation en remarquant que :

$$\vec{\bar{V}} \cdot \chi' = \bar{\chi} \cdot \vec{V}' = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \text{div} (\vec{\bar{V}} \bar{\chi} + \overline{\vec{V}' \chi'} - D \overrightarrow{\text{Grad}} \bar{\chi}) = 0$$

$\vec{\bar{V}} \bar{\chi}$ représente le transport de χ par la vitesse moyenne de l'écoulement

$-D \overrightarrow{\text{Grad}} \bar{\chi}$ est le flux de χ provoqué par la diffusion moléculaire

$\overline{\vec{V}' \chi'}$ est donc le flux de χ dû à la turbulence.

Par analogie avec la diffusion moléculaire, il est naturel de supposer que ce flux turbulent est proportionnel au gradient de la concentration moyenne

$$\overline{\vec{V}' \chi'} = -K \text{ Grad } \bar{\chi}$$

La constante de proportionnalité K est appelée coefficient de diffusion turbulente et dépasse le coefficient de diffusion moléculaire D de plusieurs ordres de grandeur. K dépend de l'intensité de la turbulence ; dans un milieu anisotrope, il s'exprime sous la forme d'un tenseur. On peut, moyennant quelques hypothèses simplificatrices de symétrie, le ramener à sa diagonale principale :

$$K = \begin{pmatrix} k_x & 0 & 0 \\ 0 & k_y & 0 \\ 0 & 0 & k_z \end{pmatrix}$$

On obtient donc l'équation de diffusion turbulente :

①

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \text{div} (\vec{V} \bar{\chi} - K \text{ Grad } \bar{\chi}) = 0$$

Soit, en choisissant un axe de référence dans le sens de l'écoulement :

$$\textcircled{2} \quad \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (k_x \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (k_y \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_z \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z})$$

Autres formes de l'équation de diffusion

① Stationnarité : c'est le cas par exemple d'un rejet continu d'un effluent en conditions atmosphériques stables ; alors

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} = 0$$

② Homogénéité : K ne dépend pas du lieu considéré. Si cette hypothèse est valable dans l'atmosphère pour les composantes horizontales K_x et K_y , elle n'est admissible pour K_z que dans certaines limites.

$$\textcircled{3} \quad \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x} = K_x \frac{\partial^2 \bar{\chi}}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 \bar{\chi}}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 \bar{\chi}}{\partial z^2}$$

Dans ce cas, la diffusion est dite Fickienne.

2 - LES MODELES STATISTIQUES

Théorème de Taylor

Soit une particule issue d'une source à l'instant 0 et soit y' sa déviation par rapport au mouvement moyen de l'air, à l'instant t , et due à la fluctuation de vitesse v' . On peut écrire :

$$y' = \int_0^t v'(s) ds$$

La dérivée du carré moyen $\overline{y'^2}$ d'un grand nombre de valeurs de y' est :

$$\begin{aligned} \frac{d \overline{y'^2}}{dt} &= \overline{2 y' \frac{dy'}{dt}} \\ &= \overline{2 y' v'} \\ &= 2 \int_0^t \overline{v'(t) v'(s)} ds \end{aligned}$$

Dans un milieu où la turbulence est homogène et stable dans le temps, le coefficient de corrélation $R_L(\xi)$ au sens de Lagrange (cf. annexe II) exprime la corrélation entre les vitesses d'une même particule à deux instants espacés de l'intervalle ξ :

$$R_L(\xi) = \frac{\overline{v'(t) \cdot v'(t+\xi)}}{\overline{v'^2(t)}}$$

Le coefficient est indépendant de la position. Il permet d'exprimer la dérivée ci-dessus :

$$\frac{d \overline{y'^2}}{dt} = 2 \overline{v'^2} \int_0^t R_L(\xi) d\xi$$

La déviation moyenne d'une particule issue d'une source à l'instant 0 est, au bout d'un temps T :

$$\textcircled{4} \quad \overline{y'^2} = 2 \overline{v'^2} \int_0^T \int_0^t R_L(\xi) d\xi dt$$

$R_L(\xi)$ n'est pas facilement mesurable, mais on lui connaît deux propriétés :

- ① l'une d'ordre mathématique établit que $R_L(\xi)$ est voisin de l'unité à l'origine. Pour de petites valeurs de T, on a donc une répartition conique :

$$\overline{y'^2} = \overline{v'^2} T^2$$

- ② l'autre, d'ordre physique, veut que les vitesses v' séparées par un temps suffisamment grand ξ ne soient plus corrélées et que l'intégrale converge vers une valeur finie :

$$\int_0^{\infty} R_L(\xi) d\xi = t_L$$

Cette valeur t_L , homogène à un temps, définit un niveau de turbulence. Pour de grandes valeurs de T :

$$\overline{y'^2} = 2 \overline{v'^2} t_L T$$

Le panache des particules issues de la source prend donc à la fin une forme parabololoïde.

On définit une longueur $l = \sqrt{\overline{v'^2}} t_L$, qui permet d'écrire :

$$\overline{y'^2} = 2 \sqrt{\overline{v'^2}} l T$$

Cette relation est analogue à la loi d'Einstein du mouvement brownien, où l figurant le libre parcours moléculaire devient la longueur du mélange introduite par Prandtl.

Modèle Gaussien

Les particules émises d'une source avec un débit Q suivent un trajet que l'on peut décomposer en une partie déterminante suivant le vent moyen \bar{V} et une partie aléatoire suivant la composante turbulente \bar{V}' . On admet que la distribution des particules autour du mouvement déterministe est Gaussienne :

$$\textcircled{5} \quad \chi = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x'^2}{\sigma_x^2} + \frac{y'^2}{\sigma_y^2} + \frac{z'^2}{\sigma_z^2} \right) \right]$$

Remarque : principe d'ergodisme

Par définition, le $\overline{y'^2}$ calculé par Taylor représente la déviation moyenne des particules ayant voyagées pendant un même temps T . Les σ_x , σ_y et σ_z s'appliquent à des particules ayant voyagées pendant un temps quelconque. Les deux raisonnements coïncident cependant si l'on admet qu'il y a ergodisme, c'est-à-dire que les moyennes temporelles le long du trajet d'une particule sont égales aux moyennes statistiques prises sur un échantillon de particules. Dans cette hypothèse, les égalités suivantes sont vérifiées :

$$\begin{aligned} \overline{x'^2} &= \sigma_x^2 \\ \overline{y'^2} &= \sigma_y^2 \\ \overline{z'^2} &= \sigma_z^2 \end{aligned}$$

Les valeurs des vitesses moyennes et de $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$ sont aussi identiques dans les systèmes de références d'Euler et de Lagrange (cf. Annexe II). L'hypothèse d'ergodisme est raisonnable lorsqu'on est en milieu stable et homogène. C'est malheureusement rarement le cas dans l'atmosphère, bien qu'on l'admette tacitement dans les études expérimentales.

Solution Gaussienne de l'équation de diffusion

On se place dans le cas de la diffusion homogène décrite par l'équation de Fick. L'expression (5) est solution de l'équation (3) à la condition que :

$$K_i = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \sigma_i^2 \quad \text{pour } i = x, y, z.$$

Exprimons σ_x^2 à l'aide du théorème de Taylor (4), en admettant l'ergodicité :

$$K_x(t) = u'^2 \int_0^t R(\xi) d\xi$$

les coefficients de diffusion croissent donc avec le temps et se stabilisent, lorsque l'intégrale converge, vers la valeur :

$$K_x(t) = \overline{u'^2} t_L$$

Pour des valeurs de t suffisamment grandes, on peut écrire, en intégrant la condition ci-dessus :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_x^2 \sim 2 K_x t \\ \sigma_y^2 \sim 2 K_y t \\ \sigma_z^2 \sim 2 K_z t \end{array} \right.$$

autre expression de la solution parabolique trouvée par la théorie de Taylor.

Les relations ci-dessus, établies dans le cas de la diffusion homogène, font le lien entre les résultats de la théorie de la dispersion (Taylor-Gauss) et ceux de la théorie des transferts (équation de diffusion).

3 - DIFFUSION TURBULENTE DANS L'ATMOSPHERE

La diffusion dans l'atmosphère des polluants d'origine citadine ou industrielle s'effectue dans les couches d'air situées au voisinage du sol jusqu'à quelques centaines de mètres d'altitude. Cette région, appelée couche de surface, est le siège de nombreuses variations des facteurs météorologiques, car ils sont soumis à l'influence du sol.

Le sol capte les rayonnements solaires et a sa température propre, différente de celle de l'air. Il s'établit donc dans la couche de surface un gradient thermique.

La rugosité du sol fournit des obstacles au vent dont la vitesse varie entre le niveau du sol où elle s'annule et la hauteur où elle prend la valeur du vent synoptique. Il y a un gradient vertical du vent dans la couche de surface.

L'atmosphère au voisinage du sol est donc inhomogène. Si la diffusion horizontale se fait selon les modèles de la diffusion turbulente, la diffusion verticale subit en plus l'influence de la stratification thermique, et son étude passe par celle de la stabilité atmosphérique.

3. Convection verticale

Dans la couche limite de surface, deux phénomènes sont responsables des mouvements de convection verticale dans l'air :

- . le cisaillement entre des couches d'air circulant à des vitesses différentes ; la friction augmente la diffusion des particules.
- . les forces de densité agissant sur des masses d'air de température différente.

L'étude de la stabilité atmosphérique va permettre de chiffrer ces deux influences.

Etablissement de la loi du profil de vent en condition adiabatique

Plaçons-nous dans des conditions adiabatiques, c'est-à-dire un gradient vertical de température d'environ -1° par 100 m pour de l'air sec dans les basses couches de l'atmosphère. Les différences de température ne peuvent plus alors provoquer de mouvement.

Etudions la diffusion de la quantité de mouvement moyenne parallèle à l'axe O_x , et appliquée à l'unité de volume. L'expression du flux turbulent :

$$\overline{v' \chi'} = -K \text{ Grad } \chi$$

peut être appliquée à la quantité de mouvement : $\chi = \rho u$. Nous supposons que l'écoulement est stationnaire, qu'il se fait au dessus d'une surface homogène, que les forces de Coriolis et les différences de pression sont négligeables. Alors on peut admettre que le vent moyen \bar{u} est constant dans tout plan parallèle à la surface :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = 0$$

La relation ci-dessus se réduit à :

$$-\rho \overline{u' w'} = \rho K_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

L'écoulement étant stationnaire, $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$ et l'équation (1) devient :

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho K_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}) = 0$$

Soit en intégrant : $\rho K_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \text{cste}$

Ceci signifie que le flux vertical de la quantité de mouvement \bar{u} ne dépend pas de la hauteur z . Ce flux engendre entre les différentes couches d'air horizontal une contrainte de cisaillement τ qui est donc également constante.

$$\frac{\tau}{\rho} = K_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \overline{u' w'} = \text{cste}$$

Cette constante est homogène au carré d'une vitesse ; elle est caractéristique de l'écoulement dans la couche de surface ; on la note u_*^2 et on l'appelle couramment la vitesse de frottement

$$\frac{\tau}{\rho} = u_*^2$$

Hypothèses de Prandtl

Admettons avec Prandtl que u' et w' dans la couche de surface varient proportionnellement, et que leur variation est du même ordre de grandeur que celle de \bar{u} sur la hauteur l , où l est la longueur de mélange déjà rencontrée plus haut.

$$\bar{u}(z+l) - \bar{u}(z) = l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \text{et } u' \sim w' \sim l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

On peut grâce à ces hypothèses exprimer la vitesse de frottement u_* avec le gradient $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$:

$$u_*^2 = - \overline{u' w'} = l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2$$

La longueur l en un point dépend uniquement de la distribution des vitesses dans le voisinage de ce point :

$$l = f \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}, \frac{\partial^3 \bar{u}}{\partial z^3}, \dots \right)$$

Sur la longueur l , \bar{u} varie suffisamment lentement pour négliger les dérivées d'ordre 3 et plus. Des considérations dimensionnelles imposent la forme :

$$l = k \frac{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}} \quad \longrightarrow \quad u_*^2 = k^2 \frac{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^4}{\left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)^2}$$

Intégration - loi logarithmique

u_* étant indépendant de z dans la couche de surface, on peut intégrer l'équation différentielle du 2^e ordre obtenue en prenant la racine carrée de l'expression précédente :

$$\frac{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)}{\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}} = \pm \frac{u_*}{k} \quad \text{où le signe sera déterminé par les conditions aux limites}$$

$$\frac{\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} = \pm \frac{k}{u_*} \quad \longrightarrow \quad - \frac{1}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} = \pm \frac{k}{u_*} z + A$$

Conditions aux limites : pour $z = 0$, c'est-à-dire près du sol on peut supposer que la vitesse varie très rapidement avec la hauteur, donc que

$$\frac{1}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \sim 0 \quad \longrightarrow \quad A = 0$$

$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ étant toujours positif, il reste :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k} \cdot \frac{1}{z}$$

dont l'intégrale est :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \text{Log} \frac{z}{z_0}$$

z_0 est un paramètre mesurant la rugosité du sol ($u = 0$ pour $z = z_0$). Lorsque la rugosité est trop importante, (cas d'une forêt, d'une ville) on rétablit le profil logarithmique en faisant intervenir un déplacement du niveau de référence D . La loi s'écrit alors :

$$u = \frac{u_*}{k} \text{Log} \frac{z - D}{z_0}$$

k , constante de Karmann est approximativement égale à 0,40. Les paramètres u_* , z_0 et D sont mesurables à partir d'un profil de vent en condition adiabatique.

On peut à présent exprimer la longueur de mélange :

$$l = k \frac{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}} = k \frac{\frac{1}{k} u_* \frac{1}{z}}{\frac{1}{k} u_* \frac{1}{z^2}} = kz$$

$$l = kz$$

Dans le cas de la quantité de mouvement, le coefficient de diffusion verticale K_z est appelé coefficient de transfert mécanique par turbulence K_M . On voit que K_M n'est pas constant et est égal à :

$$K_M = k^2 z^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$K_M = k u_* z$$

Remarque

Nous venons de résumer des théories qui permettent de calculer la diffusion verticale à partir du gradient de vent dans l'atmosphère. Les coefficients de diffusion K ont été introduits par analogie avec la diffusion moléculaire. Cette analogie ne peut cependant pas être poussé trop loin puisque nous avons vu que ces coefficients sont variables, avec t et, en milieu inhomogène, avec z . L'étude des profils de vent a introduit d'autres hypothèses plus ou moins intuitives, que nous rappelons :

expression de la longueur de mélange l

hypothèses de Prandtl : $u' \sim w' \sim l \frac{\partial u}{\partial z}$

identité des coefficients de diffusion pour la quantité de mouvement et la matière.

mais elles conduisent à des résultats que l'on retrouve dans l'atmosphère et qui sont universellement admis :

constance de u_* dans la couche de surface
profil logarithmique de la vitesse \bar{u} en condition
adiabatique.

C'est pourquoi cette théorie est souvent qualifiée de semi-empirique.

Influence du gradient thermique sur le profil du vent

A travers le profil de vent, c'est le coefficient de transfert K que nous voulons étudier. Dans le cas non adiabatique, les forces de densité vont jouer un rôle dans la formation ou l'atténuation de la turbulence. L'étude va se ramener à la recherche d'un coefficient de stabilité.

Une première approximation a été faite en corrigeant le gradient de vent :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{a}{z^\beta}$$

où β est un coefficient représentant la stabilité de l'atmosphère :

$$\begin{aligned} \beta &> 1 \text{ en condition instable} \\ \beta &= 1 \text{ en condition adiabatique} \\ \beta &< 1 \text{ en condition stable.} \end{aligned}$$

Cette correction conduit à un coefficient de transfert :

$$K_M = k u_* z \left(\frac{z}{z_0} \right)^{\beta-1}$$

Une autre approche tout aussi empirique mais plus représentative de la réalité a été proposée par Monin et Obukhov. La théorie de la similitude suppose que l'état de la couche de surface dépend de trois paramètres : z_0 , u_* et L , où L est caractéristique de la stabilité.

La correction apportée sur le gradient est :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_* \phi}{kz} \quad \text{conduisant à un coefficient de transfert } K_M = k \frac{u_* z}{\phi\left(\frac{z}{L}\right)}$$

Pour conserver la dimension, ϕ doit être fonction de $\frac{z}{L}$

Lorsqu'on est en présence de forces de densité, le caractère du flux ne dépend plus du nombre de Reynolds mais de u_* , ρ , C_p , g , T et de Q_H , flux vertical de chaleur. On peut combiner ces grandeurs pour avoir la dimension d'une longueur :

$$L = - \frac{u_*^3 \rho C_p T}{Kg Q_H}$$

L , appelée longueur de Monin-Obukhov est positive en atmosphère stable, négative en atmosphère instable et infinie en condition adiabatique.

Pour de petites valeurs de $\frac{z}{L}$ ϕ peut être remplacée par son développement

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \left(1 + \alpha \frac{z}{L} \right)$$

et si l'on suppose que la chaleur et la quantité de mouvement diffusent de la même façon, on montre que $\frac{z}{L} \sim Ri$ où Ri nombre de Richardson est très souvent utilisé comme coefficient de stabilité atmosphérique.

Ri mesure le rapport entre les énergies apportées ou dissipées dans la turbulence par les forces de densité d'une part, les forces de viscosité d'autre part.

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2}$$

θ est la température potentielle, mesurée par rapport à l'adiabatique.

Dans ces conditions d'approximation, le coefficient de transfert vertical est :

$$K_M = k u_* z (1 - \alpha Ri)$$

Etude de la linéarité en débit des modèles de diffusion

Soit une source émettant dans l'atmosphère un effluent exprimé par son débit Q . En un point fixe $M_0 (x_0, y_0, z_0)$ de l'atmosphère environnant on sera en présence d'une concentration C de cet effluent dans l'air :

$$C = f(Q, t)$$

$f(Q, t)$ est la fonction de diffusion de la tranche d'atmosphère située entre la source et M_0 . Etudions à travers les différents modèles cités ci-dessus la linéarité de f vis à vis de Q .

- (a) L'équation différentielle de la diffusion, appliquée à la diffusion turbulente dans l'atmosphère est :

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \text{div} (\vec{V} \bar{\chi} - K \text{Grad} \bar{\chi}) = 0$$

K est le tenseur des coefficients de transfert turbulent, χ est ici la concentration de l'effluent.

Soit C_1 la concentration moyenne en M_0 résultant d'un rejet Q_1 , C_2 celle résultant d'un rejet Q_2 .

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} + \text{div} (\vec{V} C_1 - K \text{Grad} C_1) = 0$$

$$\frac{\partial C_2}{\partial t} + \text{div} (\vec{V} C_2 - K \text{Grad} C_2) = 0$$

Les opérateurs divergence et gradient conservent la linéarité. Le produit $K \cdot \text{Grad} C$ est linéaire si K ne dépend pas de C .

Dans cette hypothèse que nous discuterons, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial (\lambda_1 C_1 + \lambda_2 C_2)}{\partial t} + \text{div} (\vec{V}(\lambda_1 C_1 + \lambda_2 C_2) - K \text{ Grad} (\lambda_1 C_1 + \lambda_2 C_2)) = 0$$

et affirmer la linéarité de cette équation différentielle vis à vis de la concentration.

- (b) Dans le modèle de Taylor, la déviation moyenne d'une particule donnée par (4) dépend de $\overline{v'^2}$ et du coefficient de corrélation $R_L(\xi)$. Ces deux grandeurs, comme nous l'avons vu, sont caractéristiques du niveau de turbulence. La théorie de Taylor ne distingue pas les trajets des molécules effluent et des molécules air et la déviation calculée ne dépend pas de la concentration des unes par rapport aux autres, tant que cette concentration ne fait pas varier le niveau de turbulence.

La concentration au point M_0 se calcule par un raisonnement d'homothétie ; elle est une fonction linéaire de la quantité rejetée.

- (c) De même, si les σ du modèle de Gauss exprimé par (5) ne dépendent pas de la quantité Q rejetée, il y a linéarité de la concentration en M_0 , vis à vis de Q .

Influence de la concentration émise sur la turbulence

K , $R_L(\xi)$, σ sont représentatifs de la turbulence dont ils doivent chiffrer la valeur. Dans certains cas, nous pouvons les relier :

$$K = \overline{u'^2} \int_0^t R_L(\xi) d\xi$$

$$\sigma = 2 kt$$

Etudions à travers K les différents facteurs qui peuvent modifier le niveau de turbulence. Nous avons montré dans ce chapitre que K est fonction du temps de transport, de la position en milieu non homogène et de la stabilité atmosphérique. Dans l'étude de la

stabilité, nous avons décelé l'influence des gradients de vent et de température, de la masse volumique, et de la viscosité si elle est importante. Le niveau de turbulence peut être modifié si l'effluent, par un apport très important de masse ou de chaleur modifie l'un des paramètres ci-dessus. C'est le cas d'une explosion par exemple, où l'apport brutal de chaleur modifie nettement le niveau de stabilité.

Certains auteurs effectivement ont reconnu la nature particulière de la diffusion lors de la formation d'une bouffée d'effluent. Le panache résultant d'un lâcher continu ne peut être considéré comme la superposition de la diffusion de petites bouffées. Pour étudier ce phénomène, nous faisons intervenir une analyse de la séparation des particules. Soit y la distance séparant deux particules : un raisonnement semblable à celui de Taylor permet d'écrire :

$$\overline{y^2} = \overline{y_0^2} + 2 \int_0^T \int_0^{t'} \overline{\delta v(t) \delta v(t+\xi)} d\xi dt'$$

où y_0 est la séparation initiale et $\delta v(t)$ la vitesse relative d'une particule par rapport à l'autre. Au bout d'un temps T suffisamment grand, les deux particules sont éloignées et leurs vitesses ne sont plus corrélées, si bien que :

$$\overline{\delta v(t) \cdot \delta v(t+\xi)} = 2 \overline{v'(t) v'(t+\xi)}$$

où v est alors la vitesse absolue de chaque particule. La séparation, pour T grand devient :

$$\overline{y^2} = \overline{y_0^2} + 4 \int_0^T \int_0^t \overline{v'(t) \cdot v'(t+\xi)} d\xi dt'$$

Le terme de droite est le double de la déviation de l'équation (4). La séparation n'en diffère que par l'addition d'un terme constant exprimant la séparation initiale des deux particules. Plus T augmente, plus ce terme est petit devant l'intégrale.

La non linéarité relevée plus haut est donc due à la formation des bouffées qui ne peut être faite instantanément sans modifier la turbulence dans le voisinage immédiat.

La présente étude ne s'attachant qu'à la diffusion de polluants de type industriel, nous supposerons toujours les concentrations faibles et nous nous placerons suffisamment loin de la source pour que la fonction $C = f(Q)$ soit linéaire.

CHAPITRE II

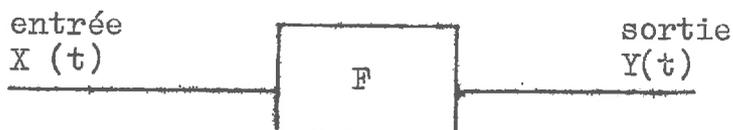
SYSTEMES LINEAIRES - IDENTIFICATION DE PROCESSUS

Nous donnons dans ce chapitre quelques éléments essentiels sur les filtres linéaires, les fonctions de corrélation et l'identification des processus, permettant de comprendre la méthode et le traitement utilisés par la suite. Aucune démonstration mathématique n'est explicitée, cependant à chaque étape nous donnerons des explications d'ordre physique facilitant la compréhension.

1 - RAPPELS

Les filtres linéaires

La notion physique du filtre linéaire peut être représentée par le schéma :



Où un signal $X(t)$ (en général électrique) est transformé par le filtre F en un autre signal $Y(t)$. Mathématiquement, l'opérateur F appliqué à X :

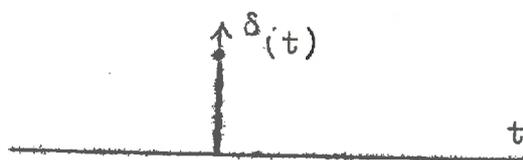
$$Y(t) = F [X(t)]$$

doit être linéaire $F (\lambda X_1 + \mu X_2) = \lambda F (X_1) + \mu F (X_2)$

et homogène dans le temps $F [X (t - \tau)] = Y (t - \tau)$

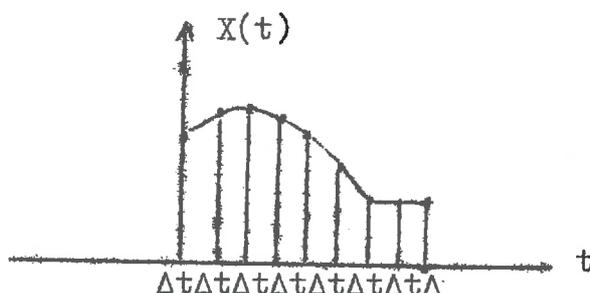
c'est-à-dire qu'il ne dépend pas de l'instant d'origine choisi.

On appelle impulsion (ou percussion) de Dirac, un signal particulier qui est nul pour tout $t \neq 0$, mais dont la surface a une dimension finie. Sa définition est mathématique et peut être représentée physiquement par une percussion dont l'énergie est concentrée par l'instant 0.



Tout signal temporel $X(t)$ peut s'exprimer par une somme d'impulsion de Dirac placées à des instants successifs espacés de Δt et affectées d'un coefficient d'amplitude de $X(u)$

$$X(t) = \int_0^{\infty} X(u) \delta(t-u) du$$



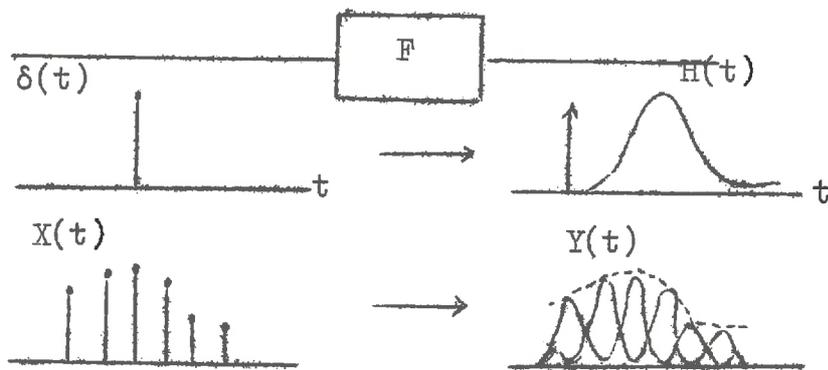
Soit $H(\tau)$ la réponse percussionnelle du filtre, c'est-à-dire la sortie du filtre lorsque le signal d'entrée est une percussion de Dirac. La théorie des distributions précise que cette réponse suffit à définir complètement le filtre. Une excitation $X(t)$ quelconque donne une réponse $Y(t) = (H * X)_t$ où $*$ désigne le produit de convolution défini par :

$$Y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\theta) \cdot X(t - \theta) d\theta$$

produit qui réalise la somme des réponses à chacune des impulsions de Dirac constituant $X(t)$.

Remarque :

La réponse percussionnelle et la fonction de transfert classique sont reliées entre elles par la transformée de Laplace.



Fonction de corrélation

Soit un signal $X(t)$; par définition, la fonction d'auto-corrélation de ce signal est :

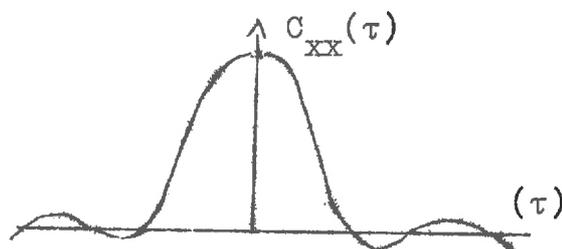
$$C_{XX}(\tau) = E \{ X(t) \cdot X(t-\tau) \} = \overline{X(t) \cdot X(t-\tau)}$$

Elle exprime la cohérence du signal $X(t)$ avec le même signal décalé de τ .

Dans le cas d'un signal ergodique, ce que nous admettrons toujours, cette expression statistique coïncide avec la moyenne temporelle. On peut donc calculer la fonction d'autocorrélation par :

$$C_{XX}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} X(t) \cdot X(t-\tau) dt$$

L'allure générale d'une fonction d'autocorrélation est donnée par la figure suivante :



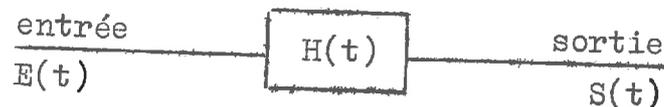
Remarque :

Un bruit blanc est un signal qui n'a de cohérence avec lui-même que pour un retard nul ; ce qui se passe à l'instant t est complètement indépendant de ce qui se passe à $t - \Delta t$. La fonction d'autocorrélation d'un bruit blanc est une impulsion de Dirac.

On définit de la même manière, la fonction d'intercorrélation entre deux signaux X et Y par :

$$C_{xy}(\tau) = E \{ X(t) \cdot Y(t-\tau) \}$$

qui coïncide avec : $C_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} X(t) \cdot Y(t-\tau) dt$

Application à l'identification de processus

En portant l'expression $S(t) = (H * E)_t$ dans le calcul de la fonction d'intercorrélation sortie-entrée d'un filtre linéaire :

$$C_{se}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} S(t) \cdot E(t-\tau) dt$$

on démontre que

$$C_{se}(\tau) = (H * C_{ee})$$

La méthode consiste à exciter le filtre, de réponse impulsionnelle H , avec un bruit blanc, dont la fonction d'autocorrélation $C_{ee} = \delta(\tau)$ est une distribution de Dirac, unité du produit de convolution. Ce qui revient à dire que si l'on utilise un bruit blanc comme signal d'entrée, la mesure de la fonction d'intercorrélation sortie-entrée donne directement la réponse impulsionnelle du système :

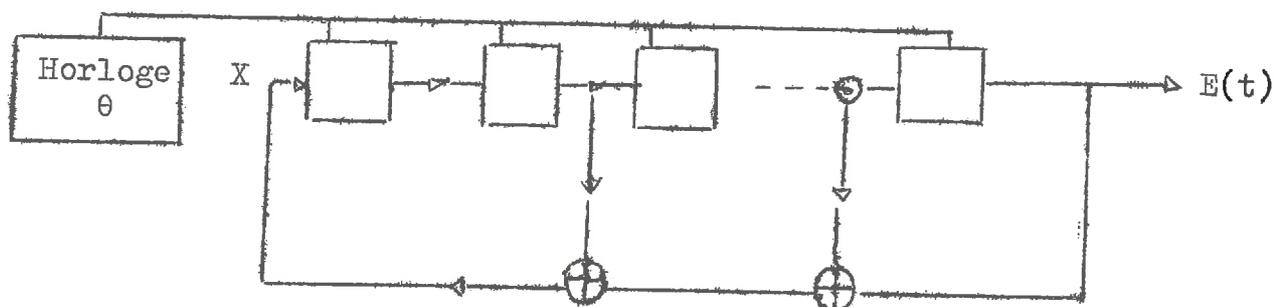
$$C_{se}(\tau) = H(\tau)$$

On conçoit physiquement que la mesure de la cohérence entre la sortie et l'entrée d'un système donne toute l'information sur le filtrage de ce système. Toute perturbation apportée accidentellement sur le filtre n'intervient pas dans la cohérence entre l'entrée et la sortie et fausse peu la mesure (voir la démonstration en Annexe I).

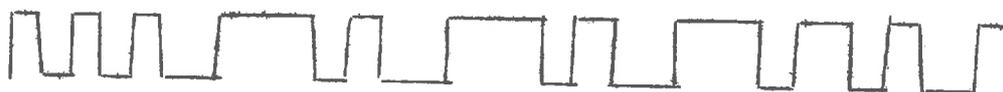
Signaux pseudo-aléatoires

Un bruit est un signal aléatoire dont il est difficile de surveiller en permanence les caractéristiques pour s'assurer de sa qualité de bruit blanc. Du point de vue pratique, on le remplace donc par des signaux déterministes dont la fonction de corrélation se rapproche de la percussion de Dirac, et qu'on appelle pseudo-aléatoires. En particulier, il existe des signaux binaires, c'est-à-dire prenant deux valeurs, -1 et $+1$ dont la succession dans un ordre déterminé donne un signal présentant les caractéristiques d'un bruit blanc.

Un registre à décalage à n étages, commandé par une horloge de fréquence θ et convenablement bouclé peut engendrer un tel signal :



Le symbole \oplus représente l'opération OU EXCLUSIF. La sortie $E(t)$ a la forme :



chaque créneau a une largeur multiple du temps d'horloge θ .

On peut associer au registre bouclé ci-dessus un polynôme algébrique. Soit D l'opérateur linéaire réalisant la fonction retard d'un étage, on peut écrire

$$X = D^2 X \oplus D^{n-1} X \oplus D^n X$$

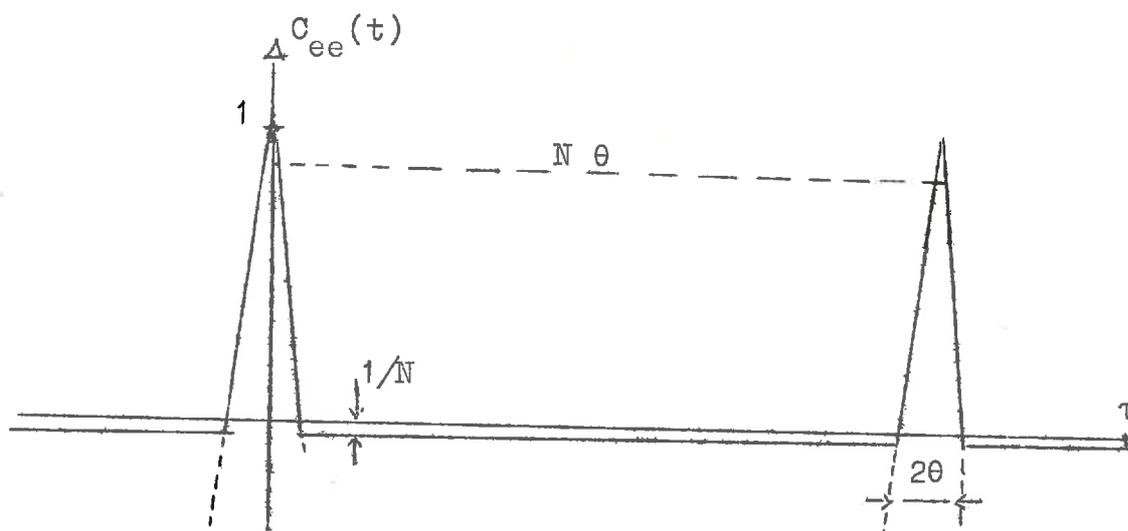
soit $(I \oplus D^2 \oplus D^{n-1} \oplus D^n) X = 0$

On démontre que si le polynôme ainsi obtenu est :

- . irréductible, c'est-à-dire ne peut pas se décomposer en facteurs
- . primitif, c'est-à-dire n'est pas diviseur de $(D^K \oplus 1)$ pour toutes les valeurs de $K < 2^n - 1$

alors on démontre que :

- . la séquence délivrée par le registre a sa longueur maximale, qui vaut : $N = 2^n - 1$
- . le signal prend 2^{n-1} fois la valeur $+ 1$ et $2^{n-1} - 1$ fois la valeur $- 1$
- . la fonction d'autocorrélation du signal obtenu en répétant cette séquence a la forme suivante :



En faisant varier N et θ , on voit que l'on peut jouer sur la hauteur et la largeur des triangles, et sur la distance qui les sépare. On diminuera donc θ de façon à ce que le triangle soit suffisamment étroit pour être assimilé, vis-à-vis du filtre considéré, à une percussion de Dirac.

Remarque I :

La fonction d'autocorrélation de $E(t)$ ne prend la forme ci-dessus que pour des temps d'intégration multiples de la période $N\theta$; entre temps la partie horizontale est accidentée. L'utilisation d'un tel signal se faisant dans un temps nécessairement fini, on veillera à intégrer les mesures pendant des temps multiples de la période $N\theta$.

Remarque II :

Le dessin ci-dessus correspond à la fonction d'autocorrélation d'un signal centré. Dans le cas de signaux non centrés la nouvelle fonction d'autocorrélation se déduira de la précédente par une simple translation verticale. Des signaux binaires prenant les valeurs 0 et 1 par exemple, auront les mêmes propriétés.

2 - MESURE DES CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES DU DIFFUSEUR ATMOSPHERE

Ⓐ Linéarité

La conclusion du chapitre I nous a permis d'affirmer que tous les modèles théoriques de la diffusion sont, dans certaines conditions, linéaires vis-à-vis de la concentration.

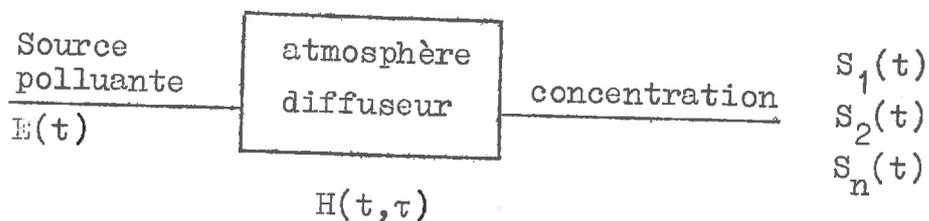
Ⓑ Homogénéité

Le phénomène de diffusion atmosphérique est variable dans le temps avec les conditions météorologiques dont dépend le niveau de stabilité. Nous verrons cependant qu'il est possible de trouver des intervalles de temps où ce phénomène est stationnaire.

Filtre diffuseur

Pour appliquer la méthode d'identification des processus à la diffusion atmosphérique, nous allons émettre l'hypothèse que l'atmosphère peut être considérée du point de vue de la diffusion comme un système (ou filtre) linéaire. Par définition nous appellerons :

- . entrée ou excitation : un rejet ponctuel à partir d'une cheminée ou d'un point d'émission fixe, d'un effluent radioactif ou chimique, d'un traceur ou d'un polluant dans l'atmosphère selon une loi exprimée par un débit en fonction du temps.
- . sortie : la concentration de traceur ou de polluant en un point fixe situé autour de l'émission, en général au niveau du sol. La sortie est également exprimée par une fonction temporelle : $S(t)$. Nous pouvons définir autant de sorties au système qu'il y a de points géographiques où la concentration est mesurée : $S_1(t), S_2(t) \dots S_n(t)$.
- . filtre ou système diffuseur : la tranche d'air atmosphérique située grossièrement entre le point d'émission et le point de mesure, et dans laquelle diffuse l'effluent émis. Ce filtre est variable dans le temps avec les conditions météorologiques et le niveau de stabilité, c'est-à-dire avec la masse volumique de l'air, la température absolue, et les gradients de vent et de température, comme nous l'avons vu au chapitre précédent.



Réponse Impulsionnelle

Définition mathématique

Exciter le système avec une percussion de Dirac revient à émettre un très grand débit d'effluent pendant un temps très court. C'est le cas d'une explosion où est libérée une grande quantité de gaz en un instant. Cependant, nous avons remarqué (p. 18) que :

- . lors d'une explosion trop brutale, le niveau de turbulence est modifié et la diffusion ne peut pas se faire d'une façon linéaire.
- . pour la même raison, le panache issu d'un rejet continu ne peut être considéré comme résultant de la diffusion de petites bouffées.

Autrement dit en appelant $H(\tau)$ la réponse percussionnelle du filtre, c'est-à-dire la fonction de concentration obtenue lors d'une explosion, on ne peut écrire valablement lors d'un rejet continu que :

$$S(t) = \int_{+0}^{+\infty} H(\theta) \cdot E(t - \theta) d\theta.$$

C'est pourquoi nous adopterons toujours pour l'utilisation de cette méthode de mesure, l'hypothèse que les concentrations de rejet sont suffisamment faibles pour rester dans le domaine linéaire. Nous définissons alors la réponse impulsionnelle du système par extrapolation des fonctions de diffusion linéaire. Cette nouvelle fonction $H(\tau)$ ne coïncide pas avec la fonction de concentration $S(t)$ obtenue lors d'une explosion ou d'un rejet brutal.

Fonction aléatoire

Les paramètres météorologiques sont des variables aléatoires. Ils ont une signification non pas par leur valeur instantanée (coup de vent) mais par leur valeur statistique (moyenne, variance...).

La turbulence qui en dépend est donc un phénomène aléatoire défini par ses valeurs statistiques (cf. chapitre I), et la réponse impulsionnelle $H(\tau)$, représentative de la diffusion turbulente dans l'atmosphère est a priori une fonction aléatoire qui n'a de signification que par sa valeur statistique.

Méthode de mesure

Au point d'émission, un traceur est rejeté à débit constant dans l'atmosphère à l'aide d'une électrovanne, pilotée par un signal pseudo-aléatoire binaire :

- 1 → vanne ouverte = émission
- 0 → vanne fermée = pas d'émission.

L'atmosphère diffuse ainsi une succession de petits nuages de traceur. Au point de mesure, un détecteur donne, en temps réel, la concentration du traceur dans l'air, soit la fonction $S(t)$.

L'intercorrélation des deux fonctions S et E donne, selon les résultats précédents, la réponse impulsionnelle de la tranche d'atmosphère située entre l'émission et le détecteur.

Remarque :

Les signaux pseudo-aléatoires utilisés ont pour fonction d'autocorrélation des triangles (cf. p. 26) qui, suivant leur largeur et la précision demandée peuvent ou ne peuvent pas être assimilés à des percussions de Dirac. La fonction triangle provoque un lissage de la réponse impulsionnelle. On pourra toujours calculer la véritable réponse impulsionnelle en déconvoluant la réponse obtenue avec la fonction triangle.

La mesure des caractéristiques dynamiques du diffuseur atmosphère par cette méthode, permet donc de calculer une réponse impulsionnelle fictive du filtre correspondant. Mais à partir de cette réponse impulsionnelle, nous pourrions évaluer :

- . les vitesses de transport de polluant avec le front de montée et la traine du panache .
- . la concentration en un point, à tout instant, lorsque le rejet se fait suivant une loi temporelle connue, ou
- . la statistique des concentrations, lors d'un rejet aléatoire.

Nous avons ainsi tous les renseignements sur la façon dont s'effectue globalement la diffusion dans la tranche d'atmosphère considérée.

Analyse spectrale

Notons simplement que la méthode d'analyse par corrélation se prête assez bien au calcul du spectre qui en est la transformée de Fourier.

Le tracé du spectre peut donner des renseignements intéressants sur la fréquence de coupure (cf. Filtre Passe-bas p. 61).

Mesure en atmosphère polluée

La présence d'un bruit de fond de même composition que le traceur, ou affectant le détecteur de la même façon, s'il n'est pas corrélé avec le signal pseudo-aléatoire n'intervient pas dans le calcul de corrélation et ne gêne en rien la mesure (cf. Annexe I). On a ainsi la possibilité de reconnaître et d'étudier une source au milieu d'une atmosphère polluée.

3 - LIMITES THEORIQUES DE LA METHODE

On ne parlera pas ici des limites et des erreurs d'estimation dues au calcul de corrélation et à l'échantillonnage. On s'intéresse aux limites imposées par la diffusion atmosphérique sur cette méthode d'analyse.

Limites temporelles

Stationnarité, durée maximale de la mesure

Si le filtre n'est pas stationnaire, on relève une réponse impulsionnelle $H(\tau, t)$ variable dans le temps. On pourra s'intéresser à ce cas si la variation temporelle est reproductible. En général, on s'intéressera au cas où le filtre diffuseur est stationnaire, c'est-à-dire où la statistique des paramètres météorologiques ne varie pas. Cette variation est soumise au minimum au rythme journalier (alternance jour-nuit). En dehors des périodes de transition (lever et coucher du soleil) on aura un maximum de la durée de stationnarité compris entre 1 heure et 10 heures, suivant les types de temps.

Ergodisme, durée minimale de la mesure

La réponse impulsionnelle est une fonction aléatoire (cf. p. 29) qui n'a de signification que par sa valeur statistique. Dans le cas stationnaire, on pourra néanmoins atteindre cette valeur si l'on adopte l'hypothèse d'ergodisme souvent admise par les physiciens de l'atmosphère (cf. p. 8). Pour que les moyennes temporelles portant sur une réalisation particulière donnent le même résultat qu'une moyenne statistique, il faut que cette réalisation soit considérée sur un temps suffisamment long, qui sera la durée minimale de la mesure. Cette durée minimale dépend beaucoup du type de turbulence auquel on a affaire. Elle est de l'ordre de quelques dizaines de minutes.

Le spectre de la turbulence dans la couche de surface terrestre présente donc deux parties distinctes séparées par une coupure spectrale allant de quelques dizaines de minutes à quelques heures. On s'arrangera donc pour que la durée de la mesure tombe dans cet intervalle.

Choix des paramètres du signal pseudo-aléatoire

θ , la fréquence d'horloge

De la grandeur de θ va dépendre la largeur du triangle dans l'autocorrélation du signal. Lorsque le triangle est trop large, on perd des informations sur les hautes fréquences contenues dans $H(\tau)$. Avec une précision donnée, il est possible de calculer le maximum de la période à utiliser.

Rien n'empêche théoriquement de choisir des périodes petites. Cependant, on démontre que dans l'estimation de la réponse impulsionnelle, le rapport signal sur bruit augmente linéairement avec θ . On conçoit en effet, que des émissions à trop haute fréquence d'effluents sont vite lissées par le filtre diffuseur et qu'ainsi on perd de l'information.

Le meilleur résultat sera donc obtenu avec la valeur de θ la plus grande compatible avec la précision attendue.

$N = 2^n - 1$ la longueur de la séquence

La longueur de la séquence doit être plus grande que la longueur présumée de la réponse impulsionnelle mesurée, sinon la périodicité de la fonction d'autocorrélation du signal pseudo-aléatoire provoquerait un chevauchement des courbes de réponse.

Cependant, l'intégration de la fonction d'autocorrélation devant être faite pendant une durée multiple de la période, celle-ci ne doit pas être prise trop grande, pour que ce multiple soit plus facile à atteindre.

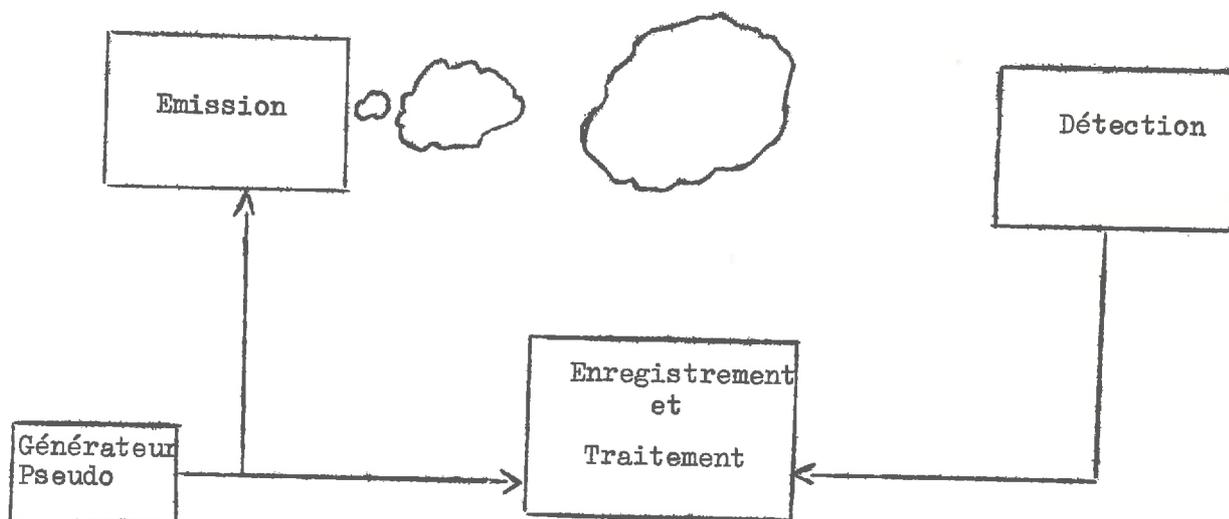
Limites dans l'espace

C'est d'abord les performances du couple traceur-détecteur qui, avec une émission raisonnable à la source, définiront le niveau minimum de concentration détectable, donc la distance maximum à laquelle on pourra prétendre.

On peut être amené à augmenter le temps de mesure dans deux cas. D'abord, si l'on relève de très faibles concentrations, on améliore le rapport signal sur bruit, donc la qualité de la mesure, en augmentant le temps d'intégration de la fonction de corrélation. Puis, si le temps de transport est très long, la longueur de la réponse impulsionnelle est grande, ainsi que la période du pseudo-aléatoire. Lorsque l'on veut opérer sur de grandes distances, on peut se trouver en présence de l'un de ces cas, et se heurter alors à la limite supérieure de l'intervalle de stationnarité. Pour les grandes distances, il faut donc faire un compromis entre temps de mesure et intervalle de stationnarité.

CHAPITRE IIIAPPAREILLAGE1 - MESURE DES CONCENTRATIONS

Dans ce chapitre est décrit l'appareillage qui a été utilisé dans les expériences de diffusion réalisées au cours de l'année 1972. L'agencement des instruments est donné par le schéma suivant :



On a opéré en général avec deux postes de détection, placés en deux points différents et fonctionnant simultanément. Les liaisons entre le poste d'émission, le générateur de signaux pseudo-aléatoires et l'enregistrement ont été faites par câbles. Celles entre les postes de détection et l'enregistrement ont été faites, suivant la distance soit par câbles, soit par Télémétries (cf. p. 39).

Groupe d'émission - Traceur

Le traceur choisi est de l'hexafluorure de Soufre (SF₆). Il se présente dans les conditions normales de température et de pression sous forme gazeuse et est :

- . inerte chimiquement et stable dans les conditions normales
- . non toxique et sans odeur
- . insoluble dans l'eau
- . 5 fois plus lourd que l'air $M = 32 + 6 \times 19 = 146$
- . capteur d'électrons.

On utilise cette dernière propriété pour le détecter et mesurer sa concentration. Le SF₆ est stocké dans des bouteilles sous forme liquide à environ 15 bars de pression. A la sortie de la bouteille on dispose un double détendeur ramenant la pression à 2 bars, puis à 300 mbars ; On assure ainsi une pression et un débit constant à la sortie. L'émission de SF₆ est modulée par une électrovanne à deux positions (ouvert-fermé) dont les temps d'ouverture et de fermeture sont de l'ordre de 0,1 seconde. On suppose donc négligeables les retards introduits par la commande de l'électrovanne. Avec une pression de 300 mb et l'ouverture continue de l'électrovanne, on assure un débit de 16 kg de SF₆ à l'heure. En régime commandé par un signal pseudoaléatoire, l'ouverture n'ayant lieu globalement que pendant un temps moitié (cf. p, 26) le débit de SF₆ est de 8 kg à l'heure.

Détection

On utilise à cet effet des détecteurs de fuite, industrialisés par la firme. Analytical Instruments et fonctionnant sur le principe de la capture électronique. L'air atmosphérique est aspiré à travers un tube capillaire et mélangé à un courant d'Argon. Le mélange passe à travers une cellule dont l'une des parois est couverte d'une source de Tritium radioactif (environ 300 mCurie).

Le Tritium émet des électrons de faible énergie qui sont collectés sur une électrode pour former un courant. Lorsqu'un gaz capteur d'électrons passe dans la cellule, on observe une diminution du courant qui est amplifiée pour mesurer la concentration dans l'Argon de la substance captant les électrons.

L'oxygène est aussi un gaz capteur d'électrons. En atmosphère pure on a donc une diminution du courant et établissement d'un courant de maintien. Lorsque l'air contient du SF₆, le courant de maintien est encore diminué.

Linéarité de l'appareil

La réponse du détecteur en fonction de la concentration suit en théorie une loi exponentielle $I = I_0 e^{-ac}$. Le domaine de linéarité reste donc limité, mais a cependant été étendu par l'emploi d'une polarisation alternative des électrodes, sous forme d'impulsions. Le constructeur assure la linéarité de son appareil sur les trois premières gammes de sensibilité. On cherchera à se maintenir dans ce domaine.

Temps de réponse

Lorsqu'un gaz capteur d'électrons est présent dans l'atmosphère, il est aspiré à travers le capillaire, puis suit une canalisation avant d'entrer dans la cellule. A la sortie de la cellule, l'amplificateur est affecté d'un filtre pour lisser les impulsions de courant.

Il se produit donc un retard à la détection du traceur de l'ordre de une à deux secondes. Le balayage continu d'Argon permet également un temps de recouvrement rapide. On ne tiendra pas compte de ces différents retards.

Sensibilité

Elle est donnée pour 10^{-9} en volume. Une sortie électrique a été aménagée sur l'appareil. Elle donne environ 80 mV pour une concentration théorique de 10^{-7} en SF6 dans l'air.

Défauts

Cet appareil n'a pas été conçu comme un instrument de mesure ; c'est un détecteur de fuite. On a relevé les inconvénients suivants :

- grande sensibilité aux variations de température
- dérive du zéro de concentration, pendant la durée d'une mesure
- variation importante du zéro de concentration, d'une mesure à l'autre.

On ne peut donc pas affirmer :

- la linéarité de la mesure, car il est impossible de rester dans les trois premières gammes
- la répétitivité de la valeur numérique des concentrations, d'une expérience à l'autre.

On a cependant remarqué que ces inconvénients s'amenuisent avec le vieillissement de l'appareil. D'autre part la dérive en elle-même est indépendante du signal pseudo-aléatoire ; elle ne gêne donc pas la mesure par corrélation (voir calcul en Annexe I).

Modifications apportées à l'appareil

- ① On a supprimé dans le circuit d'alimentation de la cellule et de l'amplificateur la batterie qui sert en cas de fonctionnement autonome. Située en aval du stabilisateur de tension, elle modifiait par sa charge ou sa décharge la tension d'alimentation et influait notablement sur la dérive de l'appareil.

- (b) Une prise de sortie du signal électrique, non prévue par le constructeur a été câblée sur la face arrière de l'appareil. Elle donne en permanence la tension à la sortie de l'amplificateur prise avant la commutation de gamme. Son impédance de sortie est celle de l'amplificateur et est suffisante pour les appareils courants.
- (c) L'appareil est livrée en deux parties :
- . un pistolet-sonde suffisamment petit pour être tenu à la main et comprenant le tube capillaire, la cellule de détection et son amplificateur.
 - . un coffret comprenant l'alimentation électrique, le circuit de pompage de l'air, le galvanomètre de lecture directe avec les différents commutateurs et boutons de réglage et des circuits d'alarme sonore et visuelle inutilisés.

Le pistolet est relié au coffret par un cordon de 7 à 8 m de long regroupant les canalisations électriques, d'air et d'argon.

- . On ajoute à cela une bouteille d'Argon et son détendeur, que l'on relie au coffret précédent.

Pour rendre plus opérationnel le détecteur, les trois parties précédentes ont été regroupées sur un même support, afin de pouvoir être transportées par une seule personne et déposées sans danger dans la nature. Une canne fixée au support maintient le pistolet à 1 m 50 au dessus du sol.

Liaisons - Télémessures

Suivant la distance sur laquelle on a opéré, la liaison entre le ou les détecteurs et le poste de traitement a été faite par câble (jusqu'à 200 m) ou par télémessure (au-delà de 200 m).

La télémesure est réalisée par un poste central qui interroge à tour de rôle des stations filles. La mesure à transmettre est convertie par la station fille en un intervalle de temps espaçant deux "top" radio. Le poste central reconstitue la tension initiale et la met en mémoire sur une capacité. Le cycle est de six secondes par mesure. Pour deux détecteurs, on ne relève donc qu'un point toute les 12 secondes. Cet échantillonnage n'est compatible que pour des temps de transport long où le filtrage de l'atmosphère est plus important.

La précision en tension de ce moyen de transmission est excellente : 10^{-4} sur 0-10 V.

Enregistrement

Malgré la possibilité de traiter les résultats en temps réel, toutes les expériences ont été enregistrées, pour permettre d'une part le traitement ultérieur de la deuxième voie lorsqu'on opère avec deux détecteurs, et d'autre part pour permettre des analyses plus fines en faisant varier l'échantillonnage et la durée d'intégration.

L'enregistreur magnétique Ampex FR1300 utilisé possède une bande passante suffisamment large pour ne pas déformer le signal. Il a été nécessaire de monter entre l'enregistreur et le central Télémessure une interface avec des amplificateurs à très grande impédance d'entrée pour lire en continue la tension mesurée sans décharger la capacité.

Traitement - Corrélation

Les premières expériences ont été traitées à l'aide des corrélateurs numériques temps réel Didac 800 (Intertechnique) ou CNTR1024 (SAIP-Schlumberger). Cependant ces corrélateurs sont conçus pour l'analyse de signaux Gaussiens pour lesquels une quantification grossière est suffisante (une quinzaine de niveaux de quantification). Pour traiter correctement des signaux à dérive, tel que le signal issu du détecteur on peut :

- soit faire passer le signal à travers un filtre passe haut, de fréquence de coupure très basse (environ 0,01 hz)
- soit utiliser un corrélateur à grande dynamique d'entrée, c'est-à-dire avec un convertisseur analogique-numérique ayant un nombre de niveaux de quantification suffisant pour distinguer les variations de concentration et la dérive.

La deuxième solution a été réalisée à l'aide du calculateur temps réel utilisé pour la collection des données météorologiques (cf. p, 42) avec un convertisseur à 12 moments. Le calcul d'inter-corrélation entre une voie binaire (signal pseudo-aléatoire) et une voie analogique est assez rapide et peut se faire en temps réel. Un écran cathodique permet de visualiser la courbe de corrélation pendant tous les temps mort du calculateur. La période d'échantillonnage, la durée de l'intégration et le début de la mesure sont donnés à partir de la télétype et par l'intermédiaire du programme de dialogue.

Compte tenu du temps de fonctionnement du convertisseur analogique numérique (environ 100 ms) et du temps de calcul, on arrive à des périodes minimales d'échantillonnage de 1 seconde pour 1024 points de corrélation et 0,3 seconde pour 256 points.

On calcule et on visualise également simultanément la fonction d'autocorrélation de la voie binaire (signal pseudo-aléatoire). Les deux courbes apparaissent l'une au-dessous de l'autre sur l'écran cathodique, à titre de vérification.

Générateur de signal pseudo-aléatoire

Il existe des appareils câblés délivrant de tels signaux. Cependant il est plus simple d'utiliser également le petit calculateur temps réel pour jouer ce rôle. La fonction de registre à décalage a été programmée et les bouclages correspondant à différents polynômes mis en mémoire.

La sortie du programme commande une interface où un relais vient alimenter l'électrovanne.

La période élémentaire et la longueur de la séquence sont affichées à l'aide de la télétype et du programme de dialogue.

On a ainsi réalisé un appareillage permettant la mesure ou le contrôle de la diffusion atmosphérique en temps réel (schéma fig.1). C'est un avantage indéniable que de pouvoir cerner un panache et de le voir apparaître au fur et à mesure sur un écran, sous forme de réponse impulsionnelle. Cela permet de prendre des décisions efficaces, aussi bien lors d'une mesure que lors d'un contrôle de rejet de polluant.

Remarque :

Les expériences de diffusion ont eu lieu sur des terrains différents. Le petit calculateur, branché sur les capteurs du pylône météorologique était intransportable. La mesure était faite alors en deux temps :

- émission à l'aide d'un signal pseudo-aléatoire préenregistré, et enregistrement de la réponse des deux détecteurs. La liaison dans ce cas était faite par câbles, l'enregistreur placé près des détecteurs pour éviter les pertes dans les conducteurs, la grande distance étant parcourue par la haute tension (220V ~) de la commande de l'électrovanne.
- traitement par le calculateur selon le même processus que précédemment, à partir des signaux enregistrés.

L'appareillage emporté sur le terrain se résumait alors à un groupe d'émission SF6, 2 détecteurs, l'enregistreur magnétique et les divers câbles de liaison. La mise en oeuvre d'une expérience de diffusion en était nettement simplifiée.

MULTIS

Pseudo

Calculs

de

Corrélation

Période

Durée

Débordement

Visualisation

Traçage de

Courbes

Commande
Électronique

220v.
~

Lecture
état
électrovanne

Voie
X
retar.
dée

Convertisseur
analogique
numérique

Voie
Y

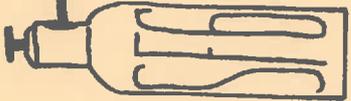
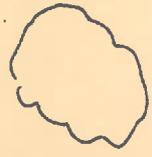
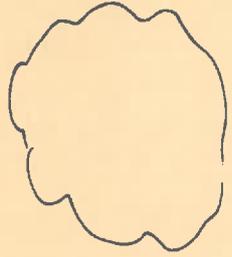
Enregistreur
Magnétique

Amplificateurs
à grande impédance

Teletype

Central
Télémesure

Convertisseur
numérique
ana logique



Détecteur

Balise
Télémesure

Poste de détection n°1

Schéma d'expérience
de diffusion atmosphérique
en temps réel

Fig. 1

2 - MESURES METEOROLOGIQUES

Sur le Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, où se sont déroulées quelques unes des expériences de diffusion est installé un pylône de cent mètres de hauteur équipé pour la mesure des paramètres météorologiques. On disposait, entre autre de l'équipement suivant :

- . 10 thermocouples Cuivre-Constantan échelonnés tous les dix mètres entre 100 m et 10 m de hauteur pour la mesure des gradients thermiques
- . 4 anémomètres étalonnés aux niveaux 100 m - 70 m - 30 m - 10 m
- . 4 girouettes à codeur numérique de position aux niveaux 100 - 70-30-10 m
- . 10 anémomètres vent faible disposés selon une échelle logarithmiques aux niveaux : 100-77-62-48-36-28-22-17-13 et 10 m pour la mesure des gradients de vitesse de vent.

Pour effectuer une surveillance précise et rapide de l'état de turbulence atmosphérique au-dessus du C.E.N-G, on a branché ces différents capteurs sur un petit calculateur temps réel, le multi-8 (Intertechnique) dont le rôle est de collecter les données avec une fréquence que l'on peut choisir et d'en faire à la demande un traitement statistique. Il pourra également calculer quelques coefficients de diffusion à partir des valeurs statistiques.

Thermocouples

Ils sont branchés, à travers un multiplexeur à relais, à un convertisseur analogique numérique à 12 moments (AFIC) dont la résolution, compte tenu du niveau de bruit des relais, est de l'ordre de 3 μ V. On peut mesurer ainsi le dixième du degré.

Les tensions des dix thermocouples sont lues périodiquement. La période est programmée et affichée à l'aide de la télétype et du programme de dialogue. A leur entrée dans le calculateur, les tensions sont converties en degrés et mises en mémoire. On garde toujours dans une mémoire tournante soixante valeurs pour chaque thermocouple, la dernière valeur venant recouvrir la première.

Anémomètres

Les anémomètres sont des moulinets à coupelles dont la rotation délivre des impulsions à une fréquence proportionnelle à la vitesse du vent. Un appareil d'interface entre le capteur et le calculateur prend en charge la mesure qui consiste donc à compter ces impulsions dans des compteurs pendant un temps donné. Ce temps d'intégration est réglable, à l'aide de commutateurs de 1s à 900 s. Lorsque la période est écoulée, les entrées des compteurs sont fermées et un signal est envoyé au calculateur qui vient lire le contenu des compteurs et réinitialise la période suivante. Après conversion en vitesse de vent les données viennent également s'inscrire dans une mémoire tournante conservant les soixante dernières valeurs.

Girouettes

Les valeurs de la direction du vent sont lues périodiquement. Une horloge réglable à l'aide d'un commutateur, de 0,1s à 900 s, envoie périodiquement un signal au calculateur qui vient alors interroger les 4 girouettes. La position de chaque girouette est repérée à l'aide d'un codeur numérique en BCD. L'interface se borne donc à une adaptation de niveau et à un multiplexage. Les valeurs sont inscrites directement en degrés dans une mémoire tournante conservant les cent vingt dernières données.

Liaison avec le calculateur

Chacun des capteurs météo est branché sur une interface qui réalise les fonctions ci-dessus. Ces interfaces sont montées en parallèle sur des "lignes bus" comprenant 8 lignes d'adresses et 16 lignes de données. Chacun des capteurs est affecté d'une adresse ; lorsque le calculateur interroge un capteur, l'interface reconnaît l'adresse et place la mesure correspondante sur les lignes de données. Des signaux sont envoyés au calculateur en cas de débordement des compteurs.

Impression des résultats - calculs statistiques

Le procédé d'acquisition décrit ci-dessus permet d'avoir en mémoire à toute heure H , les variations des paramètres météorologiques pendant l'intervalle $[H - nT, H]$ où nT est le temps nécessaire pour remplir complètement une mémoire tournante. On peut donc en permanence interroger le calculateur sur l'état de la turbulence atmosphérique relevé par les capteurs du pylône.

Des programmes de calcul permettent d'imprimer à la demande, sous forme claire, pour chaque capteur et à chaque niveau, des valeurs instantanées, des maxima et minima, des valeurs moyennes et des écarts types calculés sur toute la mémoire, et des gradients verticaux. On peut également demander une impression périodique de ces résultats. La demande de calcul, le choix des capteurs et des niveaux se fait à l'aide de la télétype, par l'intermédiaire d'un programme de dialogue (voir figure 4).

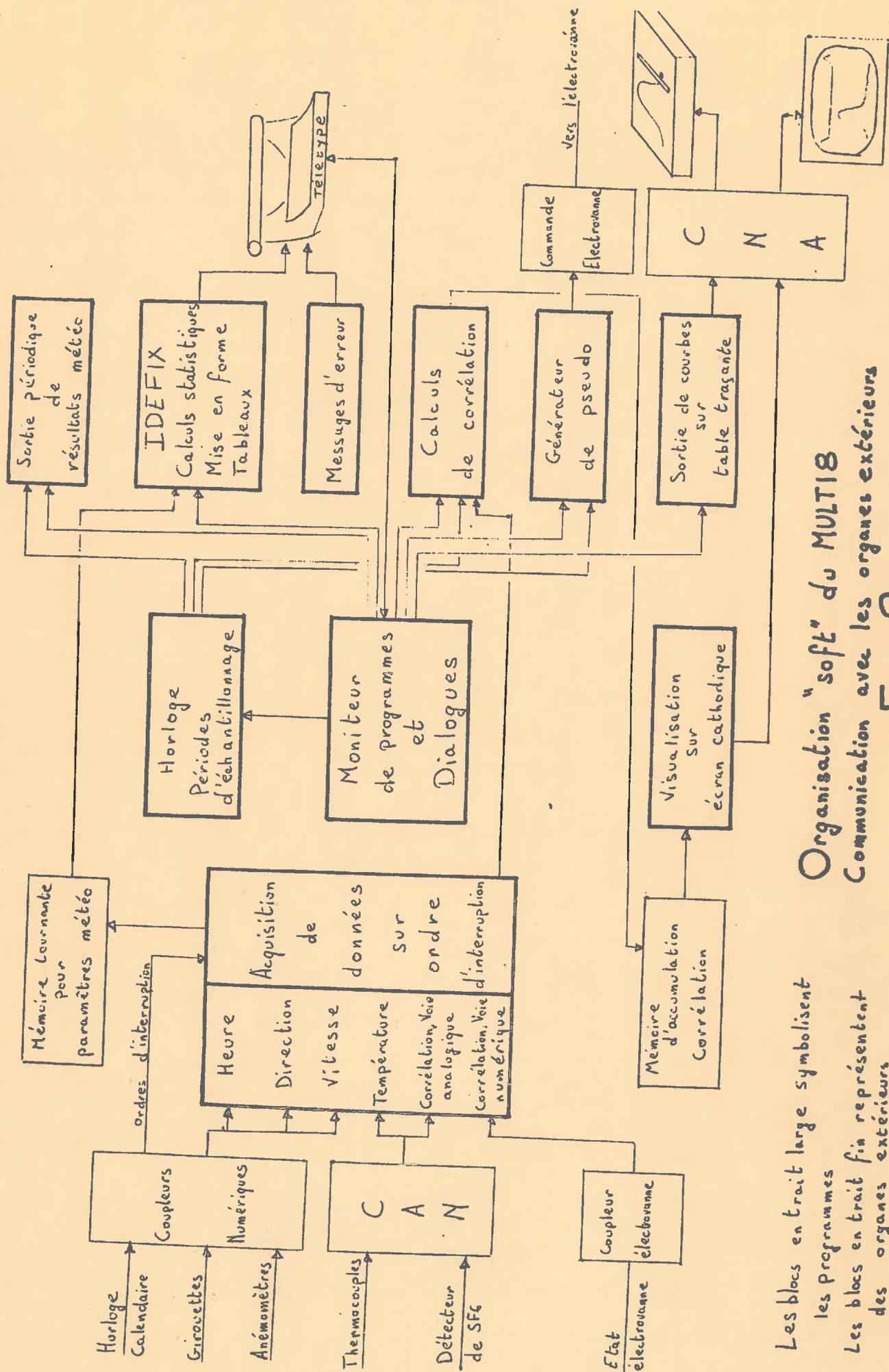
La mesure des paramètres météorologiques et leur connaissance en temps réel est indispensable pour mener à bien des expériences de diffusion atmosphérique. L'interprétation des mesures donne l'éventail du panache, précise si on est en condition de bonne ou mauvaise diffusion, et est indispensable pour choisir correctement la période θ et la longueur N du signal pseudo-aléatoire.

La figure 2 schématise les principaux programmes du calculateur, leur enchevêtrement et leurs communications avec les différents organes extérieurs.

La figure 3 indique la configuration utilisée pour le Multi-8 et les branchements réalisés avec les organes extérieurs.

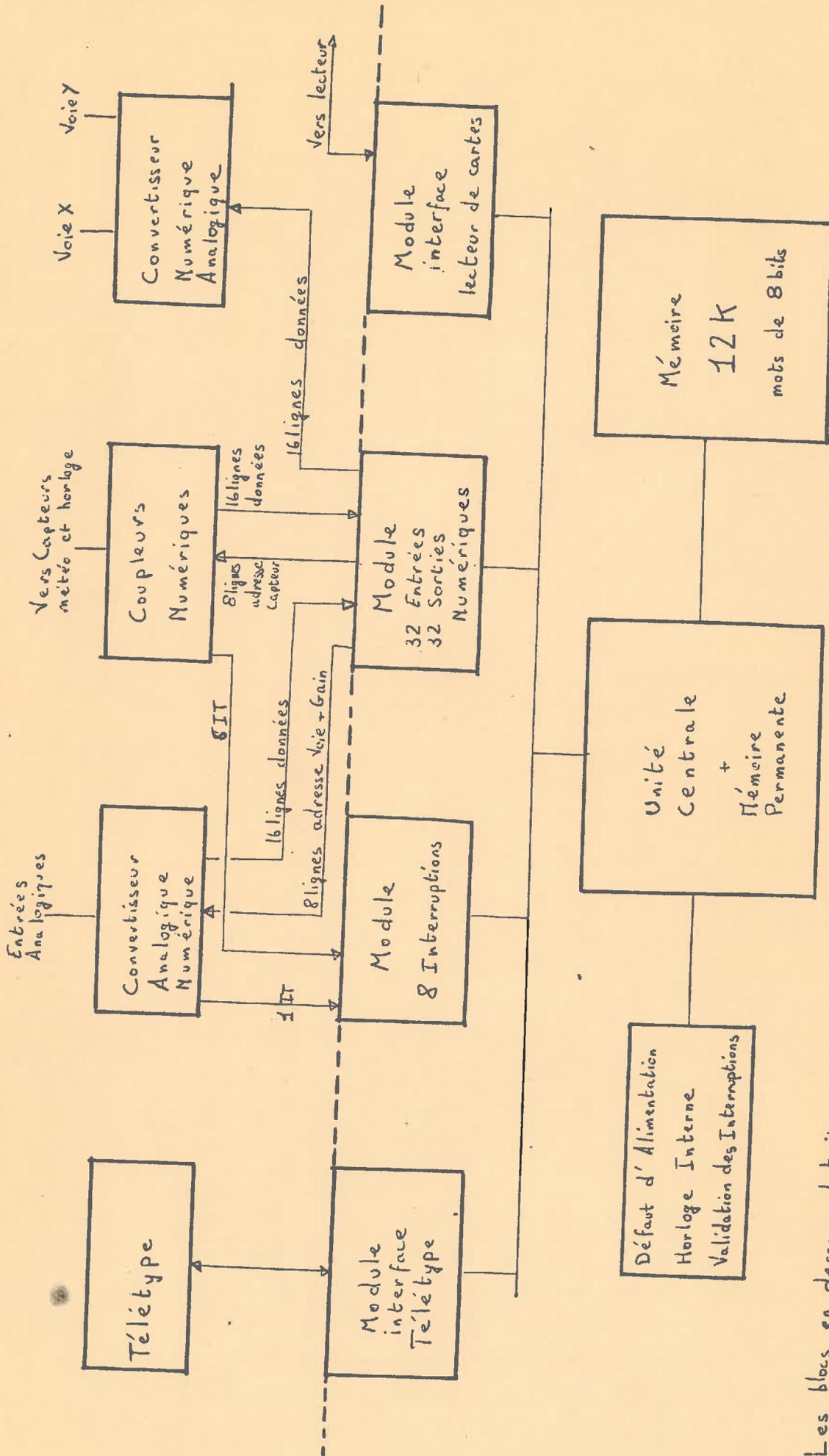
La figure 4 montre des tableaux de résultats météorologiques tels qu'ils sont imprimés sur la télétype.

On trouvera à la fin le détail des programmes et les organigrammes utilisés pour le calcul de la corrélation et la génération du bruit pseudo-aléatoire.



Les blocs en trait large symbolisent les programmes
 Les blocs en trait fin représentent des organes extérieurs

Organisation "soft" du MULTIB
 Communication avec les organes extérieurs
 Fig. 2



Les blocs en dessous du trait en pointillés représentent du matériel interne au MULTIB

Configuration "hard" du MULTIB
 Branchements avec les différentes interfaces
 Fig. 3

193J 15H 48M -THERMOCOUPLES-

N	INS -1	INS 0	VALMOY	GRAD.	V. MAXI	V. MINI	FC. TYP
A	15.6	16.2	16.6		16.9	15.6	0.21
9	16.6	16.6	16.8	-0.1	17.0	16.5	0.15
8	15.3	15.7	16.2	0.6	16.5	15.3	0.24
7	16.5	16.6	16.8	-0.6	17.2	15.6	0.26
6	16.7	16.7	17.0	-0.1	17.3	15.8	0.29
5	16.5	16.7	17.1	-0.1	17.5	16.3	0.27
4	16.8	16.8	17.0	0.1	17.5	14.5	0.62
3	16.1	16.6	17.0	0.0	17.5	15.9	0.38
2	17.1	17.2	17.4	-0.4	17.9	16.3	0.29
1	16.6	16.8	17.5	0.0	18.2	16.2	0.41

193J 15H 49M -ANEMO. POGGI-

N	INS -1	INS 0	VALMOY	GRAD.	V. MAXI	V. MINI	FC. TYP
A	0.00	0.00	0.00		0.00	0.00	0.000
9	7.06	6.79	7.27	-7.27	8.23	5.44	0.611
8	6.38	6.38	7.03	0.24	8.09	5.84	0.597
7	6.52	6.79	6.77	0.26	8.09	5.44	0.667
6	6.79	6.79	6.35	0.42	8.36	4.27	0.820
5	6.65	6.38	6.18	0.17	7.82	4.67	0.775
4	6.11	6.25	5.88	0.30	7.55	4.00	0.904
3	6.11	5.84	5.16	0.72	6.97	2.69	0.998
2	5.57	5.08	4.22	0.94	6.65	2.15	1.034
1	5.57	4.94	3.44	0.78	6.52	0.94	1.392

193J 15H 50M -GIRQUETTES-

N	INS -1	INS 0	VALMOY	GRAD.	V. MAXI	V. MINI	FC. TYP
A	348	350	353		20	322	8.9
9	1	352	357	356	20	336	9.1
7	23	337	355	2	37	280	24.1

193J 15H 58M -THERMOCOUPLES-

N	INS -1	INS 0	VALMOY	GRAD.	V. MAXI	V. MINI	FC. TYP
A	17.0	17.0	16.5		17.0	15.0	0.37
9	17.1	17.1	16.6	-0.1	17.1	15.3	0.28
8	16.5	16.7	16.0	0.6	16.8	15.0	0.36
7	17.3	17.3	16.6	-0.6	17.3	14.6	0.52
6	17.4	17.3	16.8	-0.1	17.4	14.3	0.54
5	17.6	17.5	17.0	-0.2	17.6	15.5	0.36
4	17.6	17.5	16.8	0.1	17.6	14.5	0.66
3	17.5	17.5	16.9	0.0	17.5	15.9	0.38
2	17.9	17.8	17.3	-0.4	17.9	16.3	0.26
1	17.8	17.7	17.1	0.1	17.8	15.4	0.45

193J 15H 59M -ANEMO. POGGI-

N	INS -1	INS 0	VALMOY	GRAD.	V. MAXI	V. MINI	FC. TYP
A	0.00	0.00	0.00		0.00	0.00	0.000
9	7.82	8.36	8.09	-8.09	10.34	5.84	1.091
8	7.19	7.06	7.56	0.53	9.94	5.57	0.965
7	7.06	7.82	7.39	0.17	9.80	5.44	1.013
6	6.38	6.25	7.07	0.32	9.58	5.08	1.059
5	6.11	5.71	6.70	0.37	8.90	4.67	1.032
4	5.98	5.44	6.31	0.39	8.36	4.40	1.047
3	5.30	5.44	5.78	0.53	7.96	3.59	1.198
2	4.27	4.67	4.98	0.80	7.19	3.05	1.155
1	2.15	3.32	4.59	0.39	7.33	2.15	1.212

193J 16H 00M -GIRQUETTES-

N	INS -1	INS 0	VALMOY	GRAD.	V. MAXI	V. MINI	FC. TYP
A	358	358	0		28	340	9.9
9	8	7	3	357	29	345	10.2
7	336	346	352	11	57	307	19.0

Tableaux de résultats météo.

Fig. 4

CHAPITRE IV

EXPERIMENTATION

Au cours de l'année 1972 un certain nombre d'expériences de diffusion ont été réalisées, en différents lieux autour de Grenoble, afin de vérifier la méthode proposée dans les chapitres précédents. On a cherché à montrer la richesse de la méthode, en choisissant des terrains d'aspects différents et des conditions météorologiques variées. Cependant aucune performance n'a été recherchée, ni en distance source-détection, ni en minimum de concentration détectable. Ces performances en effet caractériseraient le couple traceur-détecteur choisi, mais ne pourraient être un critère de qualité de la méthode.

1 - DESCRIPTION

Quatre terrains ont été utilisés successivement :

terrain I : plaine du Grand Rochefort, près du Drac au sud de Grenoble. C'est une grande prairie où l'on peut facilement trouver 300 à 400 mètres de terrain dégagé dans n'importe quelle direction. Le sol est rigoureusement plat et ne présente aucun obstacle. Lorsque le vent de sud y est établi, il garde une direction stable.

terrain II : C.E.N-G terrain vague situé entre le bâtiment du IMA et Y7. Sur 300 mètres, on dispose ici d'un sol plat avec quelques arbres ou arbustes et présentant quelques obstacles : barraquements ou talus ne dépassant pas 4 mètres de hauteur.

terrain III : le bord de l'Isère au nord de Grenoble, dans la cluse de Voreppe, à la hauteur de l'embranchement "Saint-Egrève-Nord" de l'autoroute A48. En bordure du lit de l'Isère, on dispose d'un terrain de 600 mètres de long sur 100 mètres de large, dont la longueur est à peu près dans le sens du vent. Le sol caillouteux présente des dénivelées maximum de deux mètres et est parfaitement dégagé.

terrain IV : C.E.N-G terrain situé entre le pylône météorologique et les bâtiments des piles. Le terrain est recouvert ici de nombreux bâtiments et de rideaux d'arbres de différentes hauteurs. Les obstacles qu'il présente sont semblables à ceux d'une zone urbaine. Dans les cas d'utilisations de ce terrain l'émission est faite dans le pylône.

Seul le pylône a été utilisé pour le relevé des paramètres météorologiques. On considèrera ses résultats comme représentatifs sur les terrains II, III et IV.

Mis à part l'expérience n° ① tous les lâchers ont été faits avec le même débit de 8 kg de SF6 à l'heure.

Expérience n° 1

Janvier 1972 - terrain I - 1 poste de détection
 distance 200 m.
 Vent de 3 à 5 m/s de secteur Sud
 Emission de 8 kg à l'heure pendant la 1ère partie, de 4 kg pendant la deuxième partie.
 Liaison par câbles.
 Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. $N = 15$ Période 150 s.

Expérience n° 2

8 Juin 1972 13 H 37 - terrain IV - 2 postes de détection
 Emission dans le pylône à 20 m de hauteur

Détection	}	poste 1 : distance : 450 m	azimut 320°
		poste 2 : distance : 370 m	azimut 320°

Vent de secteur Nord (310° - 320°) Vitesse à 20 m : 7,2 m/s
 Liaison par télémessures
 Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. $N = 63$ Période 630 s.

Expérience n° 6

12 Juillet 1972 0 h - terrain II - 2 postes de détection

Emission au niveau du sol.

Détection : les deux postes sont situés au même point à des hauteurs différentes :

distance : 299 m azimut 327°

poste 1 : au niveau du sol

poste 2 : à 7 m de hauteur

Vent de secteur Nord (325°-330°) Vitesse 4,5 à 7 m/s

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. N = 63 Période 630s.

Expérience n° 7

20 Juillet 1972 13 h 45 - terrain II - 1 poste de détection

Emission au niveau du sol.

Détection : azimut 334° à 6 m de hauteur

Vent de secteur Nord (325°) Vitesse 6 m/s.

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. N = 63 Période 630 s.

Expérience n° 8

27 Juillet 1972 13 h 15 - terrain II - 1 poste de détection

Emission au niveau du sol

Détection : distance 300 m - azimut 327°

Vent de secteur Nord (326°) Vitesse 7 m/s

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. N = 63 Période 630s.

Expérience n° 9

6 Octobre 1972 9 h 45 - terrain III - 1 poste de détection

Emission au niveau du sol

Détection : distance : 190 m azimut 152°

Vent de secteur Sud (140°-180°) Vitesse non stable et en baisse
pendant la durée du rejet.

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. N = 63 Période 630s.

Expérience n° 10

10 Octobre 1972 9 h 10 - terrain III - 1 poste de détection

Emission au niveau du sol

Détection : distance : 215 m azimut 159°

Vent de secteur Sud (160°)

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. N = 63 Période 630s.

Expérience n° 11

11 Octobre 1972 45 h 10 - terrain III - 1 poste de détection

Emission au niveau du sol

Détection : distance : 170 m azimut 145°

Vent de secteur Sud. Au cours du lâcher, il a plu pendant une
demi-heure et il est tombé environ 1 mm de
pluie.

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. N = 63 Période 630s.

Expérience n° 12

17 Octobre 1972 à 8 h - terrain III - 1 poste de détection

Emission au niveau du sol.

Détection : distance : 195 m azimut 168°

Vent de secteur Sud. Vitesse 5 m/s très stable

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 10s$. N = 63 Période 630s.

Expérience n° 13

19 Octobre 1972 à 7 h 55 - terrain III - 2 postes de détection.

Emission au niveau du sol

Détection } poste 1 : distance 190 m azimut 173°
 } poste 2 : distance 190 m azimut 179°

Vent de secteur Sud (173°) Vitesse 4 m/s.

Liaison par câbles

Pseudo-aléatoire : $\theta = 2s$. $N = 511$ Période 1022s.

2 - INTERPRETATION DES RESULTATS

Nous allons étudier à travers les réponses impulsionnelles relevées dans les expériences citées ci-dessus, l'influence du choix des paramètres de traitement, et l'influence des différents facteurs intervenant sur la diffusion. Une étude critique de ces expériences sera également donnée.

Influence du débit

Au cours de l'expérience n° 1, le débit a été modifié et diminué de moitié. Sur la figure 6 sont représentées les réponses impulsionnelles correspondant aux deux parties de l'expérience. La surface située sous la courbe de réponse représente la concentration totale qui a passé sur le point de mesure ; dans le cas d'un effluent radioactif, c'est la dose intégrée reçue par l'observateur. On constate que la surface de la courbe I est approximativement le double de celle de la courbe II, ce qui sous réserve de la comparaison des amplitudes que nous discutons plus loin, correspond bien à un débit double à l'émission.

Largeur de la période θ du signal pseudo-aléatoire

La période choisie pour les expériences ci-dessus n'est pas toujours négligeable devant la largeur du pic obtenu dans la réponse impulsionnelle. Suivant la précision qu'on attend de la mesure et le renseignement recherché, la fonction triangle pourra ou ne pourra pas être assimilé à une impulsion de Dirac. Ainsi, une période trop large n'affecte pas sensiblement la position du maximum de la réponse, et on a une bonne précision sur la vitesse de transport de l'effluent. Par contre elle élargie les pics et interdit la mesure du coefficient de diffusion horizontal K_x .

On a représenté pour les expériences 1-5-12 et 13 la fonction triangle au-dessus de la réponse obtenue.

θ large figures 5 et 8
 θ étroit figures 10 et 11

Longueur de la séquence du signal pseudo-aléatoire

Une longueur trop courte de la séquence du signal pseudo-aléatoire provoque (cf. p, 33) un chevauchement de la fin de la réponse impulsionnelle sur le début. C'est le cas dans les expériences 6-10 et 11 correspondant aux figures respectives 12, 13 et 14 où des reliefs encore prononcés en fin de courbe de réponse se poursuivent au début. On explique ainsi des concentrations non nulles à l'origine de la réponse impulsionnelle.

Mesure de bruit de fond

Le bruit de fond est le signal relevé en l'absence d'émission. En fait nous avons mesuré des bruits de fond avec émission, mais dans des cas où les détecteurs étaient manifestement en dehors du panache.

Expérience n° 3. L'émission étant à 40 m de hauteur, l'un des détecteurs situé à 20 m de haut "voit" légèrement le panache ; celui situé au niveau du sol est vraiment en dehors (figure 15).

Expérience n° 4. Le vent a complètement tourné dès le début du lâcher (passage du Sud au Nord). Nous étions en condition isotherme et très stable. Le bruit de fond est pratiquement nul. (figure 16).

Expérience n° 7. Nous sommes en condition très instable avec gradient suradiabatique ; le panache passe très au-dessus du détecteur.

Expérience n° 8. Condition un peu moins instable que la précédente mais bonne diffusion. Un bruit de fond important est relevé par le détecteur (figure 16).

A titre de comparaison, nous donnons pour les quatre expériences ci-dessus les nombres de Richardson calculés entre 100 et 30 m d'une part et 30 et 10 m d'autre part, avec une indication grossière de l'état de stabilité.

	3 20 Juin 10 h 30	4 4 Juillet 2 h	7 20 Juillet 13 h	8 20 Juillet 13 h
Ri _{100-30 m}	1,38 neutre	3,38 stable	- 0,342 instable	- 0,127 instable
Ri _{30-10 m}	- 1,84 instable	0,168 stable	- 0,362 instable	- 0,142 instable

Influence des obstacles

Dans l'expérience n° 5, le groupe d'émission du SF₆ avait été placé, par erreur, à l'abri du vent, dans le sillage d'un bâtiment. La vitesse d'entraînement du traceur relevé sur la courbe de réponse impulsionnelle : 1 ms^{-1} (fig.11) est nettement différente de la vitesse du vent relevé sur le pylône : 5 ms^{-1} .

En comparant les deux réponses de l'expérience n° 2 (fig. 17), on constate la présence d'un même pic pour la vitesse de 7 ms^{-1} . La présence d'autres pics vers $3,5 \text{ ms}^{-1}$ et $1,5 \text{ ms}^{-1}$ pour le poste 2 seulement, peut s'expliquer par l'influence des obstacles importants (immeubles) obligeant le traceur à emprunter des chemins différents.

Etude de la rugosité du sol

Pour étudier l'influence de la rugosité du sol sur la forme de la réponse impulsionnelle, nous avons placé (expérience n° 6) les deux postes de détection au même point géographique, mais l'un au niveau du sol (1 m 50) l'autre à une hauteur de 7 m. On est sûr ainsi de relever les réponses impulsionnelles dans des conditions météorologiques identiques, la distance du sol étant la seule différence.

Sur la figure 12 ont été superposées les courbes données par les deux détecteurs. On remarque :

- des amplitudes plus grandes sur le poste du haut, le sol provoquant un lissage de la réponse impulsionnelle mesurée par le poste du bas.
- les maximum de concentration correspondent à des vitesses de 5 ms^{-1} ; vitesses que l'on trouve entre 5 m et 10 m de hauteur. Ces maximum ont lieu exactement en même temps en hauteur et au niveau du sol.

- les fronts de montée sont parallèles ; le nuage arrive donc exactement en même temps sur les deux détecteurs. Cependant les fronts de descente sont plus lents sur le détecteur situé au niveau du sol. C'est la traine du nuage qui est freiné par la rugosité du sol.

Mesure des paramètres météorologiques et des coefficients de diffusion.

L'interprétation n'est faisable que si les paramètres météorologiques ont été stationnaires pendant le temps de la mesure. Alors la lecture des courbes de réponse donne immédiatement, par la position du pic principal, la vitesse moyenne du vent au sens de Lagrange : \bar{u} (cf. Annexe II), la largeur du pic étant plus ou moins importante, suivant la valeur de l'écart - type $\sqrt{u^2}$.

La réponse impulsionnelle représente le passage du nuage sur le point de détection. Soit \bar{u}_1 la vitesse Eulérienne au point de détection : avec la largeur du pic on peut calculer la dimension horizontale $2 \sigma_x$ du nuage provenant de l'impulsion émise par la source.

$$2 \sigma_x = \bar{u}_1 \times (\text{largeur du pic en secondes})$$

Si l'on admet la valeur des équations de la page 9, reliant le modèle statistique de Gauss à l'équation de diffusion, on en déduit le coefficient de diffusion horizontal dans le sens du mouvement K_x :

$$K_x = \frac{\sigma_x^2}{2t}$$

où t , temps de transport est donné par la position du pic : t_{\max} .

Pour calculer la largeur du pic Δt , on assimile la réponse impulsionnelle à une courbe normale dont on mesure le σ : $\Delta t = 2\sigma$.

(Voir figure 18).

Alors on peut écrire : $2\sigma_x = \overline{u}_1 \cdot \Delta t$

et :

$$K_x = \frac{\sigma_x^2}{2t_{\max}^2} = \frac{\overline{u}_1^2 \Delta t^2}{8 t_{\max}^2}$$

Remarque : \overline{u}_1 est la vitesse du vent au-dessus du point de détection. Si on admet l'hypothèse d'ergodisme, on a :

$$\overline{u}_1 = \frac{x}{t_{\max}}$$

où x est la distance source-détection. Dans ce cas, K_x peut être mesurée à partir de la réponse impulsionnelle seule :

$$K_x = \frac{x^2 \Delta t^2}{8 t_{\max}^3}$$

Par comparaison des courbes données par plusieurs détecteurs cernant le panache, on peut aussi calculer les coefficients de diffusion k_y ou k_z .

Nous avons calculé les coefficients K_x pour 3 expériences. Puisque nous devons avoir la stationnarité, nous avons mesuré les Δt en retirant du pic principal les pics secondaires correspondant manifestement à une variation de la vitesse moyenne. Remarquons que dans les exemples choisis la longueur θ de la période n'est pas toujours négligeable devant la largeur du pic ; le mieux serait d'opérer sur des réponses obtenues par déconvolution.

Expérience n° 6 : 12 Juillet 1972 - 0 h.

$$\begin{aligned} \Delta t &= 28 \text{ s.} \\ x &= 299 \text{ m.} & K_x &= 24,5 \\ t_{\max} &= 71 \text{ s.} \end{aligned}$$

Expérience n° 12 : 17 Octobre 1972 - 8 h.

$$\begin{aligned} \Delta t &= 20 \text{ s.} \\ x &= 195 \text{ m.} & K_x &= 29,7 \\ t_{\max} &= 40 \text{ s.} \end{aligned}$$

Expérience n° 13 : 19 Octobre 1972 - 8 h.

$$\begin{aligned} \Delta t &= 9,22 \text{ s.} \\ x &= 190 \text{ m.} & K_x &= 5,95 \\ t_{\max} &= 40 \text{ s.} \end{aligned}$$

Précisons que les σ_x mesurés ainsi sont supérieurs aux dimensions réelles d'un nuage provenant d'une émission instantanée à la source. En effet, ce nuage réel aurait diffusé pendant 40 secondes environ, temps bien inférieur à l'intervalle minimum de stationnarité.

Ergodisme - Stationnarité

L'expérience n° 9 a eu lieu au moment où le soleil a fait son apparition sur le terrain ; il s'est produit une baisse du vent pendant la durée du lâcher et la direction n'a pas été très stable. La réponse impulsionnelle de ce système non stationnaire a été relevée sur le figure 19. à titre indicatif ; elle est difficilement interprétable.

Par contre, entre les deux parties de l'expérience n° 1, la baisse du vent a été faible, mais régulière de 5 ms^{-1} à 3 ms^{-1} . Les courbes I et II (figure 6) correspondent à des temps d'intégration d'environ 40 mn chacune. On constate que la réponse est globalement plus rapide en I qu'en II. En comparant ces courbes avec celle de la figure 5 qui en est la somme arithmétique, on peut dire que le problème de la stationnarité est également lié à la précision des capteurs météorologiques et à la précision attendue des courbes de réponse.

Pour illustrer la remarque sur ergodisme-durée minimale de la mesure (cf. p. 32) nous avons relevé au cours de la même expérience n° 1 des réponses impulsionnelles correspondant à des temps d'intégration de l'ordre de 7 mn 30 (3 séquences du pseudo-aléatoire). La figure 7 représente six de ces courbes relevées au hasard pendant l'expérience. On constate que pendant ce temps d'intégration trop court, la valeur statistique n'a pas encore été atteinte, alors qu'un temps d'intégration de 40 mn donnant lieu aux réponses citées ci-dessus est suffisant.

Etude critique de ces expériences

D'une façon générale, nous avons sous estimé la longueur des réponses impulsionnelles. On trouve à l'arrière des pics un bruit de fond assez long qui vient souvent recouvrir le début de la réponse. Nickola et Ramsdell, (cf. p. 1) opérant sur un terrain complètement lisse, donc dans de meilleures conditions que les terrains II et III avec un vent de $1,6 \text{ ms}^{-1}$ observaient en effet une traîne prolongée pendant plus de 4 mn après le passage du gros du nuage, à 200 m de la source. Il n'y a donc rien d'étonnant qu'un sol plus rugueux retienne longtemps des traces d'effluent.

Peu d'expériences ont été faites en définitive, et aucune de celles citées n'ont eu lieu avec des conditions météorologiques identiques sur le même terrain. On n'a donc pas pu vérifier la reproductibilité de ces expériences. Notons cependant qu'en dehors des phénomènes d'obstacles (expérience n° 5) la position du maximum des courbes est en accord avec les vitesses relevées sur les capteurs météorologiques.

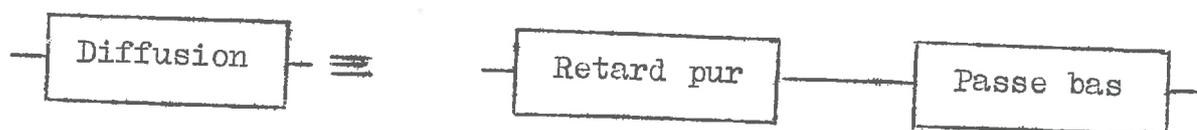
Les défauts du détecteur, notés p. 38 ne permettent pas de faire une comparaison exacte en amplitude des courbes. De plus la position du zéro en concentration est délicate. En effet, d'une part les différentes perturbations et dérives provoquent (cf. Annexe I) un déplacement vertical de la courbe de corrélation ; la valeur de ce déplacement est inconnue. D'autre part, la concentration à l'origine des temps et en fin de réponse impulsionnelle devrait être nulle, mais elle est la plupart du temps perturbée par la traîne comme nous l'avons remarqué plus haut. Nous choisissons alors l'origine des concentrations au point le plus bas de la courbe de réponse, mais cette valeur n'est pas forcément exacte.

Afin de pouvoir comparer les résultats des différentes expériences, nous avons cependant défini une échelle arbitraire des concentrations, que l'on a reporté sur les différentes courbes.

Notons enfin que 4 fois les détecteurs ont présenté des incidents de fonctionnement : tubes capillaires bouchés, fuite dans le système d'aspiration, défaut de la pompe. Certains de ces incidents n'ont pu être déterminé sur le champ et ont pu fausser des mesures antérieures. Ainsi il y a un doute sur la validité de la courbe de l'expérience n° 10 (Fig. 13).

CONCLUSION

Ainsi, à la fin de cette étude, nous pouvons énoncer l'affirmation suivante : l'atmosphère se comporte vis-à-vis de la diffusion comme un filtre linéaire aléatoire dont on peut chiffrer les paramètres en fonction des conditions météorologiques. Sa réponse impulsionnelle peut être relevée par la méthode d'identification des processus, pendant les intervalles de stationnairté. La forme des réponses obtenues nous permet d'approcher le filtre diffuseur en le décomposant en deux filtres élémentaires : un retard pur et un passe-bas.



Le retard pur est responsable du transport ; il est fonction de la distance et de la vitesse du vent.

Le filtre passe bas est responsable de la diffusion autour du mouvement moyen ; il est fonction du temps de transport et du niveau de turbulence.

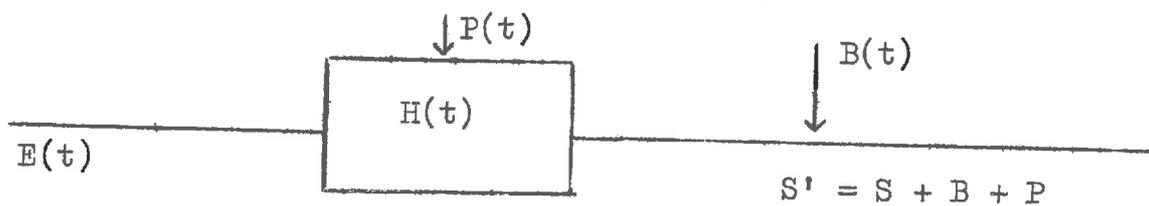
Par rapport aux méthodes classiques d'étude de la diffusion atmosphérique en vraie grandeur, la méthode proposée ici ne présente aucun inconvénient théorique, puisqu'elle permet de dresser de la même manière une cartographie du panache de diffusion. Les défauts du détecteur ont certainement été le plus gros problème technique que nous ayons rencontré, mais il est possible de concevoir un détecteur spécialement adapté à ce type d'utilisation. Par contre, la méthode apporte des éléments nouveaux, que nous résumons brièvement :

- le facteur temps ; on obtient des concentrations en fonction du temps
- la possibilité de fonctionner en temps réel.
- mesure en atmosphère polluée
- mesure de la vitesse de Lagrange, ou vitesse de transport.
- calcul du coefficient de diffusion horizontal dans le sens du mouvement : K_x .

ANNEXE IINFLUENCE DES PERTURBATIONS DANS LE CALCUL DE CORRELATION

Supposons que le système étudié soit soumis à des perturbations $P(t)$ qui se traduisent par une modification du signal de sortie du système $S_p(t)$. Ces perturbations peuvent être par exemple un bruit de fond de l'effluent utilisé, lorsqu'on travaille en zone polluée.

De plus superposons au signal de sortie un bruit $B(t)$ dû en particulier à la dérive du détecteur.



On relève alors en sortie du détecteur un signal $S'(t)$ à trois composants, et le calcul de corrélation donne :

$$C_{S',e}(\tau) = C_{(s+b+p)e}$$

La fonction de corrélation étant distributive, on peut écrire :

$$C_{S',e} = C_{se} + C_{be} + C_{pe}$$

Les lois $P(t)$ et $B(t)$ sont à priori indépendantes du signal pseudo-aléatoire choisi :

$$C_{be} = E \{ B(t) \cdot E(t-\tau) \} = E \{ B(t) \} \cdot E \{ E(t-\tau) \}$$

$$C_{pe} = E \{ P(t) \cdot E(t-\tau) \} = E \{ P(t) \} \cdot E \{ E(t-\tau) \}$$

Tous les signaux étant supposés stationnaires, $E\{B(t)\}$, $E\{P(t)\}$ et $E\{E(t-\tau)\}$ sont constantes, et nulles dans le cas d'un signal centré.

A l'entrée du corrélateur, on centre donc le signal pseudo-aléatoire $E(t)$. Alors on mesure effectivement, aux erreurs d'estimation près :

$$\begin{aligned} C_{s'e} &= C_{se} = H * E \\ &= H(t). \end{aligned}$$

ANNEXE IIVARIABLES D'EULER - VARIABLES DE LAGRANGE

Considérons un fluide en mouvement par rapport à un système de référence fixe. On peut se placer de deux points de vue :

Le premier est le prolongement de la mécanique du solide. On veut marquer une particule et suivre son mouvement à partir d'une position initiale M_0 ; ce mouvement est décrit par une fonction temporelle des coordonnées dans le système de référence choisi :

$$M = f(M_0, t)$$

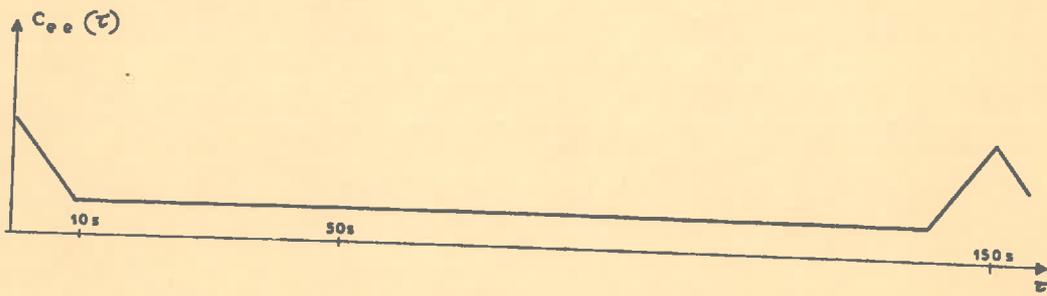
Les variables ainsi définies sont dites variables de Lagrange.

Mais en mécanique des fluides, l'expérimentateur peut difficilement isoler chacune des particules ; les essais consistent le plus souvent à utiliser des instruments de mesures fixes par rapport au trièdre de référence. Se plaçant à ce deuxième point de vue, il étudiera le champ des vitesses en chaque point de l'écoulement ; on utilisera donc un autre système de variables, fonction de la position dans l'espace et du temps.

$$V = f(X, t)$$

Les variables ainsi définies sont dites variables d'Euler. Alors que les variables d'Euler sont les plus utilisées en mécanique des fluides, l'étude de la diffusion fait elle appel aux variables de Lagrange (cf. p. 6).

Expérience n° 1



$\Delta\tau = 0,4\text{s.}$

Intégration : 34 séquences
= 1h25mn

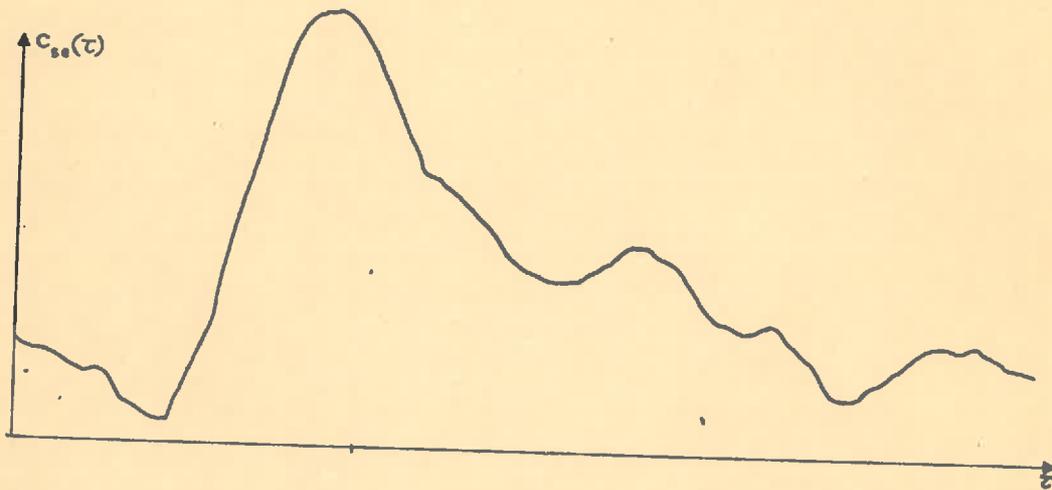


Fig. 5

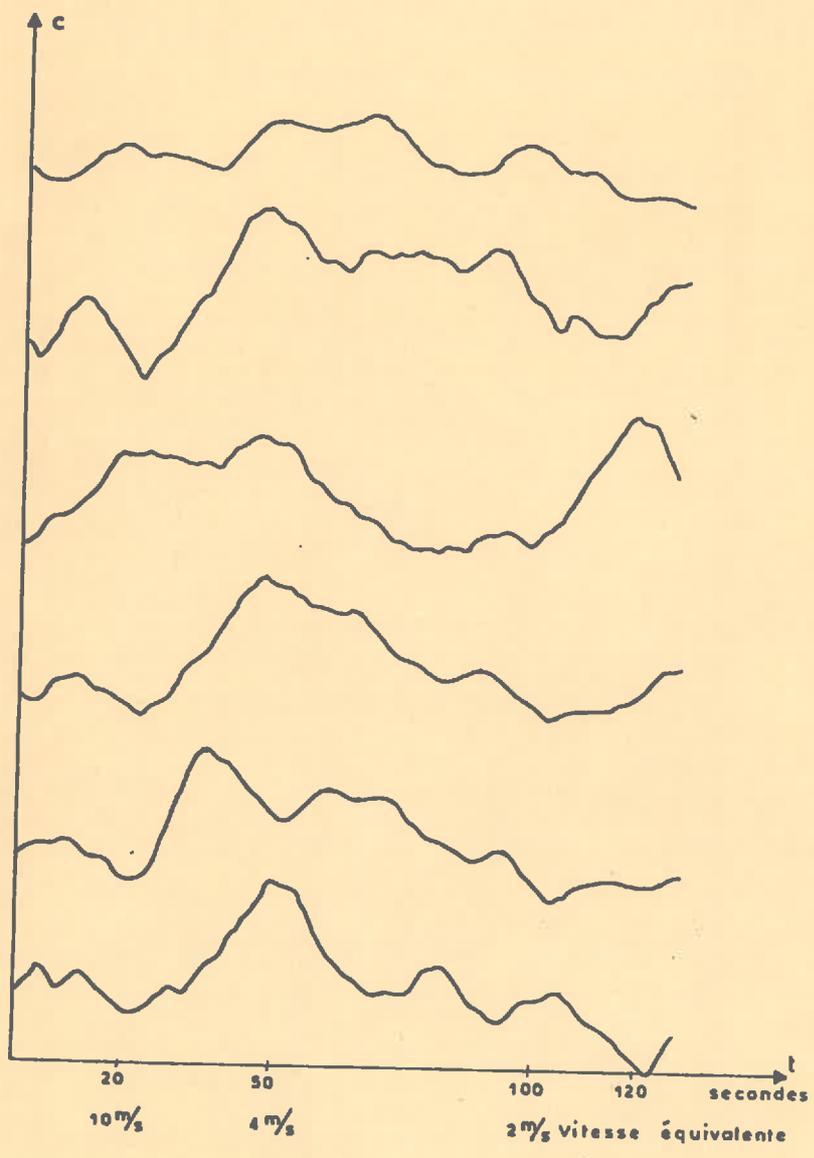
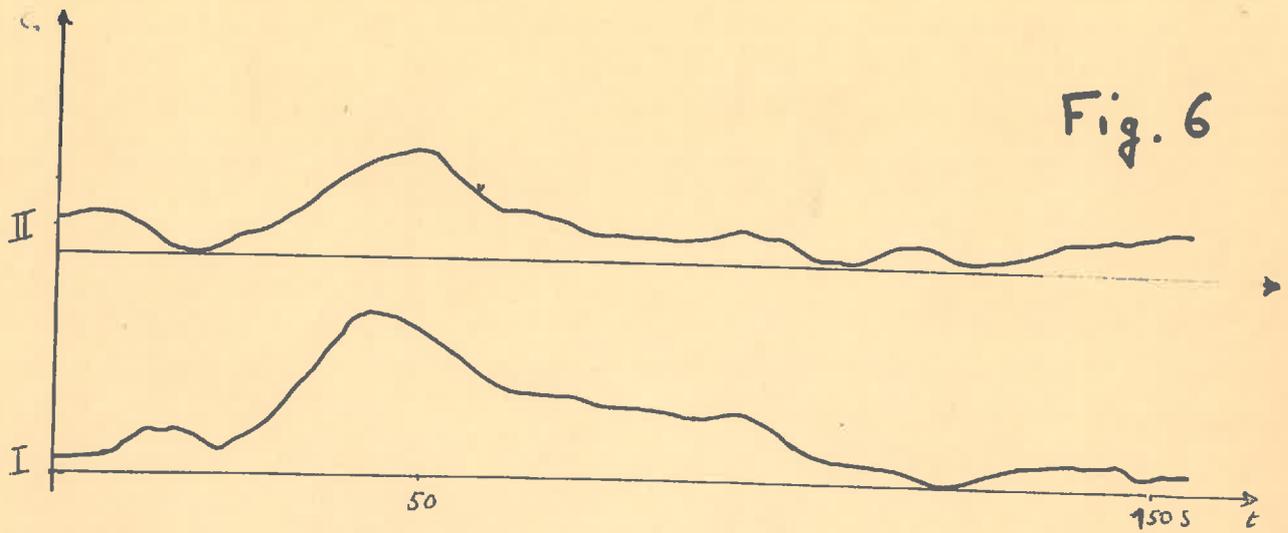
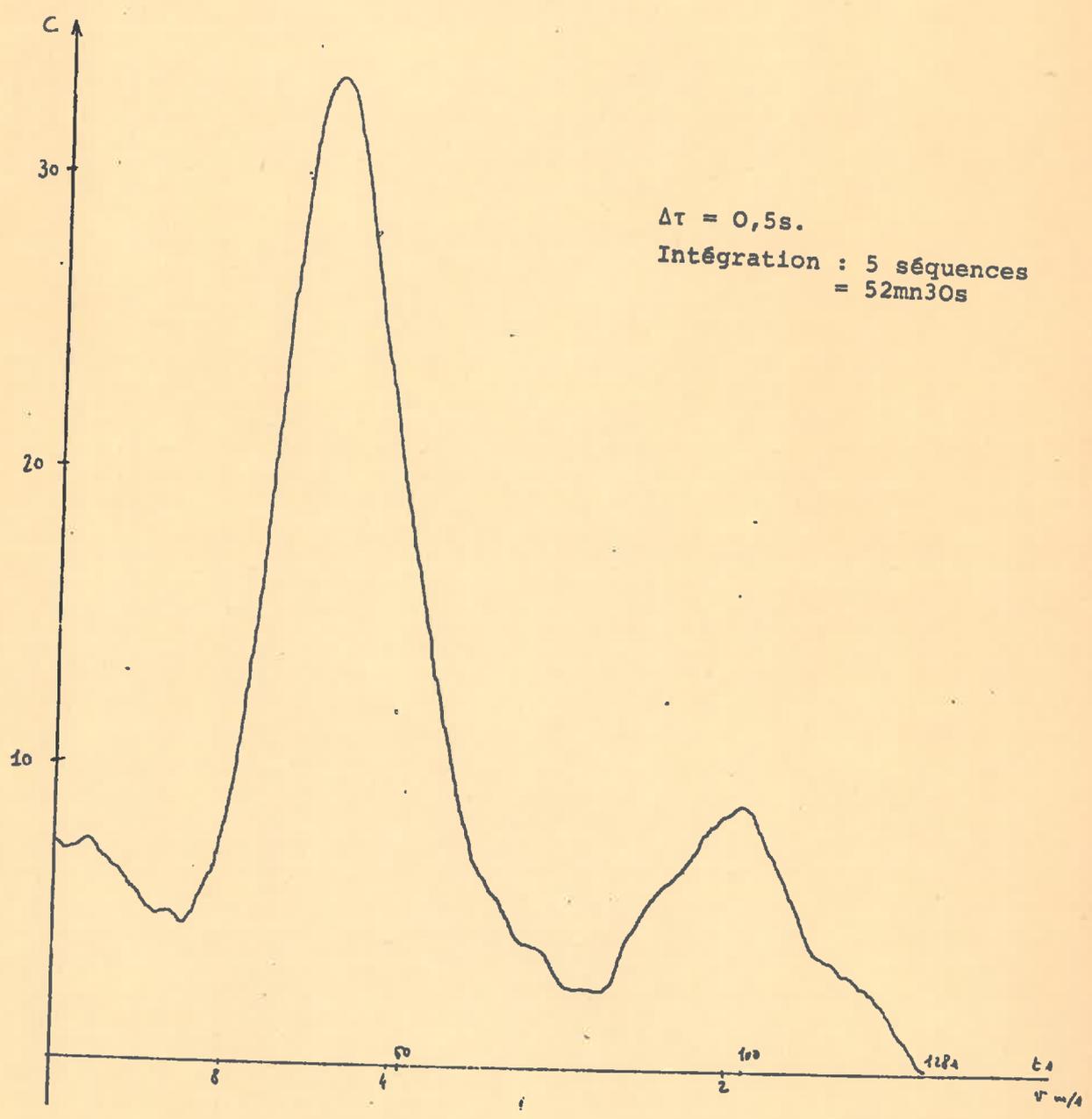
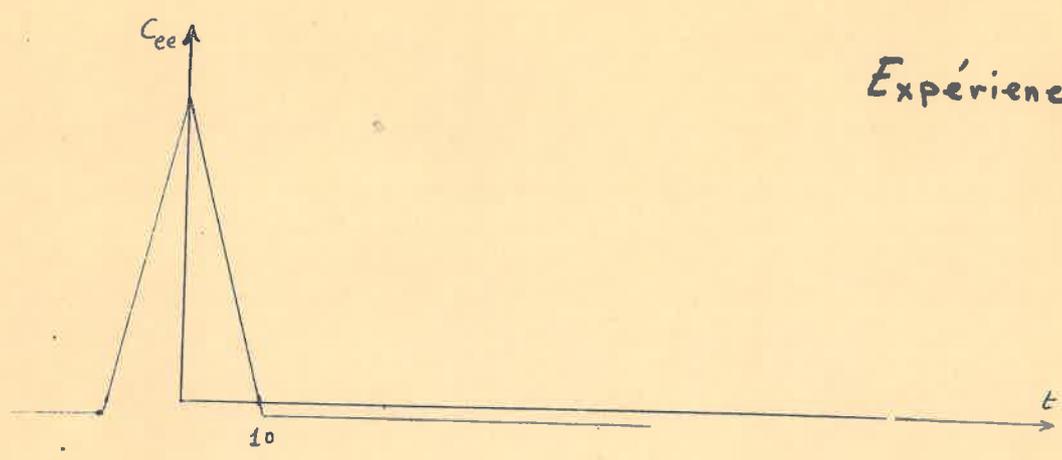


Fig. 7

Expérience n° 12



$\Delta\tau = 0,5s.$
Intégration : 5 séquences
= 52mn30s

Fig. 8

Expérience n° 12

$\Delta\tau = 2,5s.$

Intégration : 5 séquences

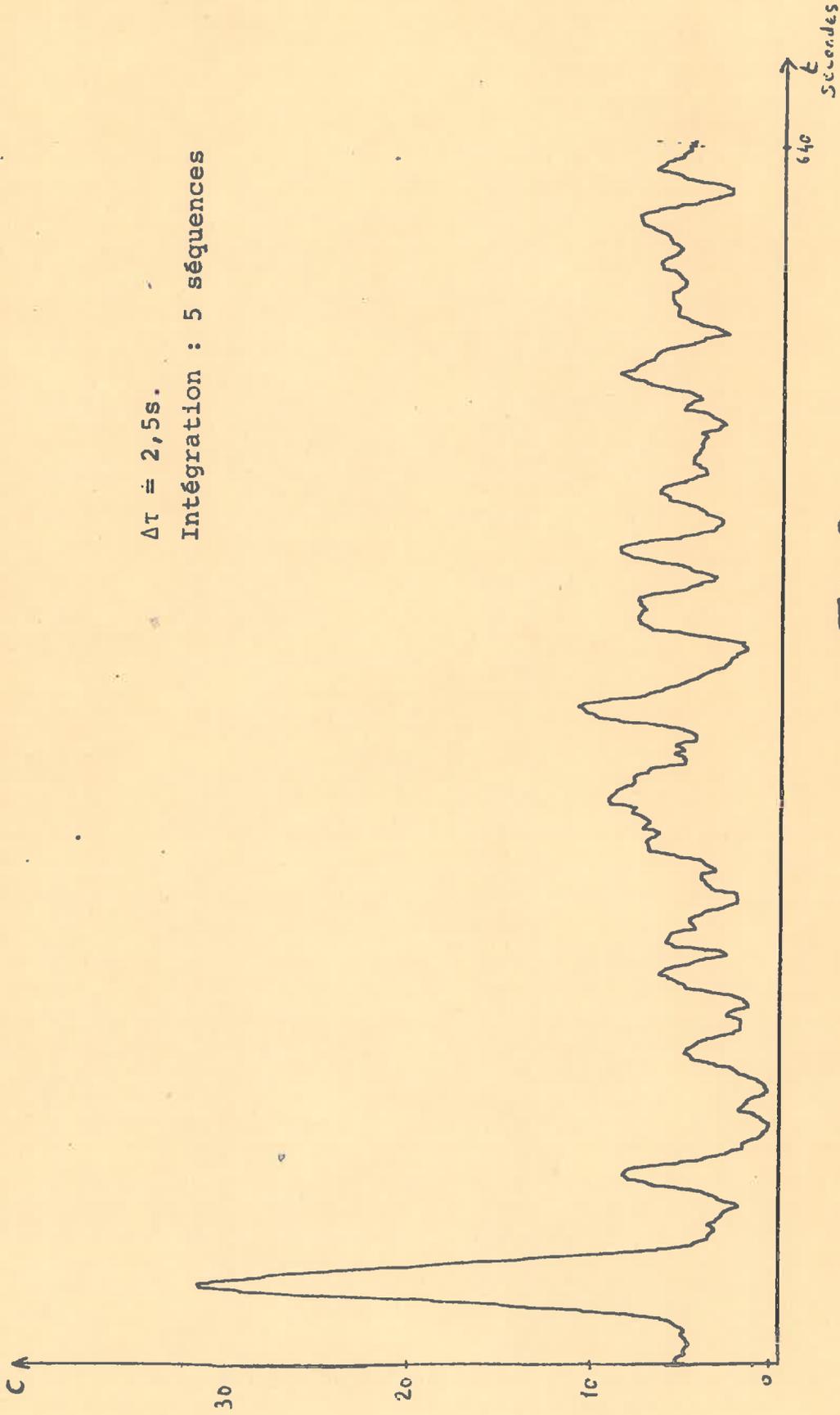
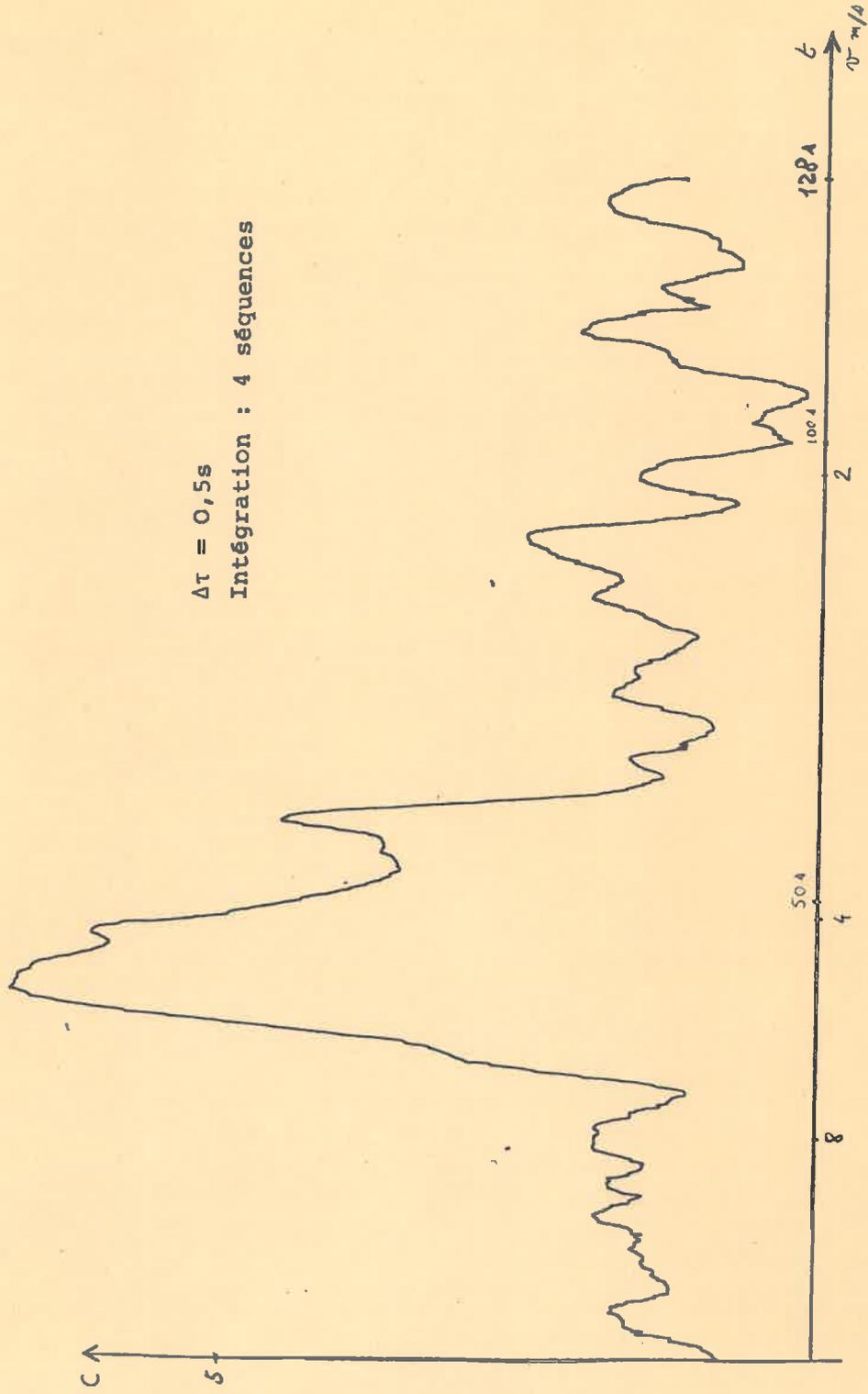
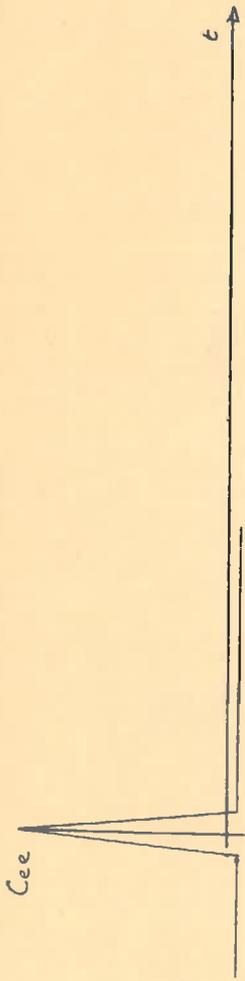


Fig. 9

Expérience n° 13



$\Delta t = 0,5s$
Intégration : 4 séquences

Fig. 10

Expérience n° 5

$\Delta t = 2,5s.$

Intégration : 3 séquences

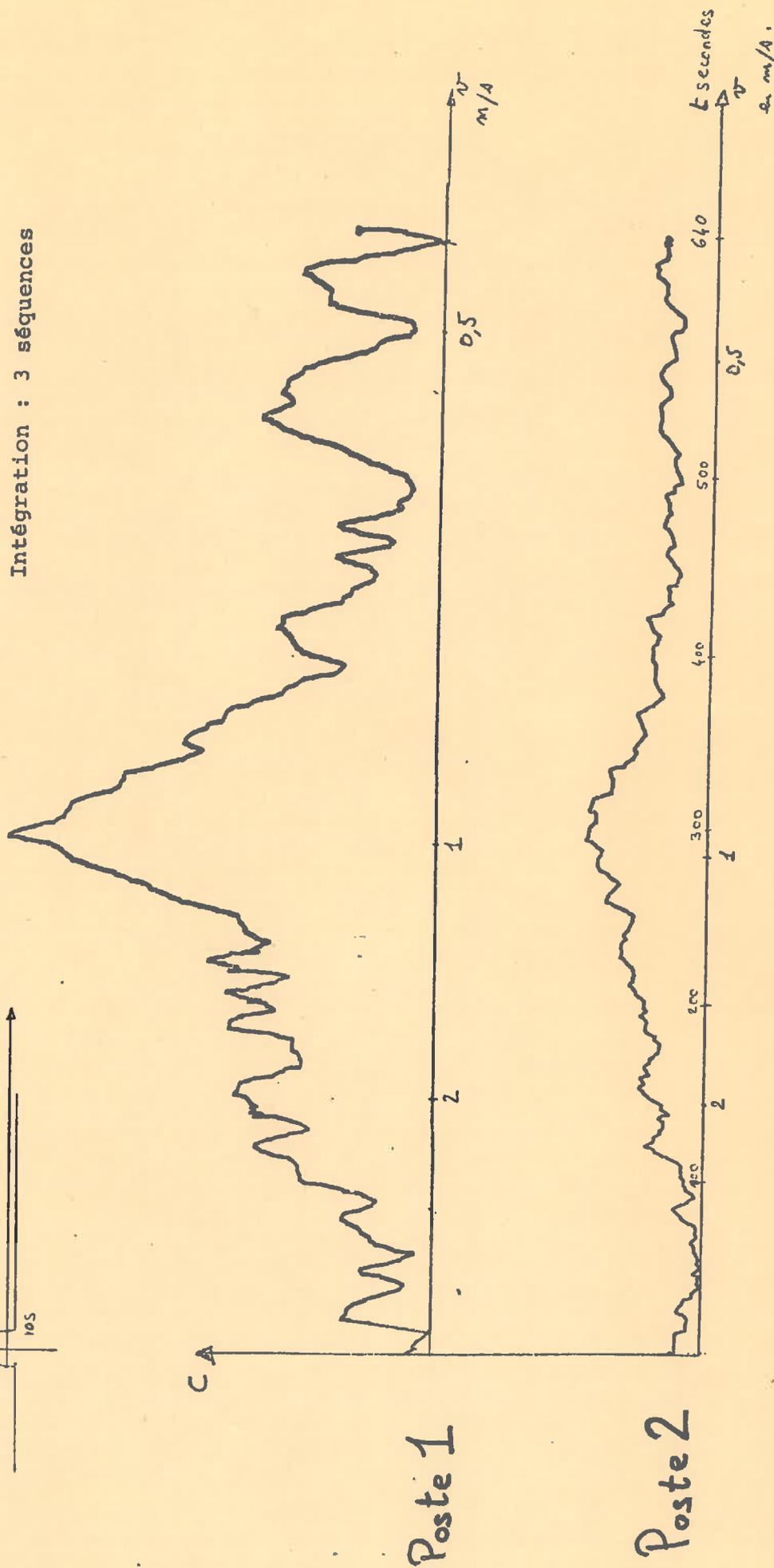
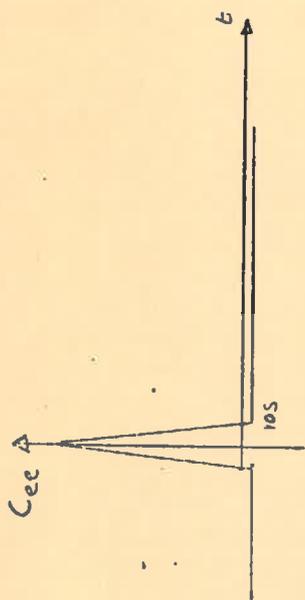


Fig. 11

Expérience n° 6

Trait fin poste au niveau du sol
Trait gras poste à 7 m de hauteur
 $\Delta\tau = 1s.$
Intégration : 3 séquences

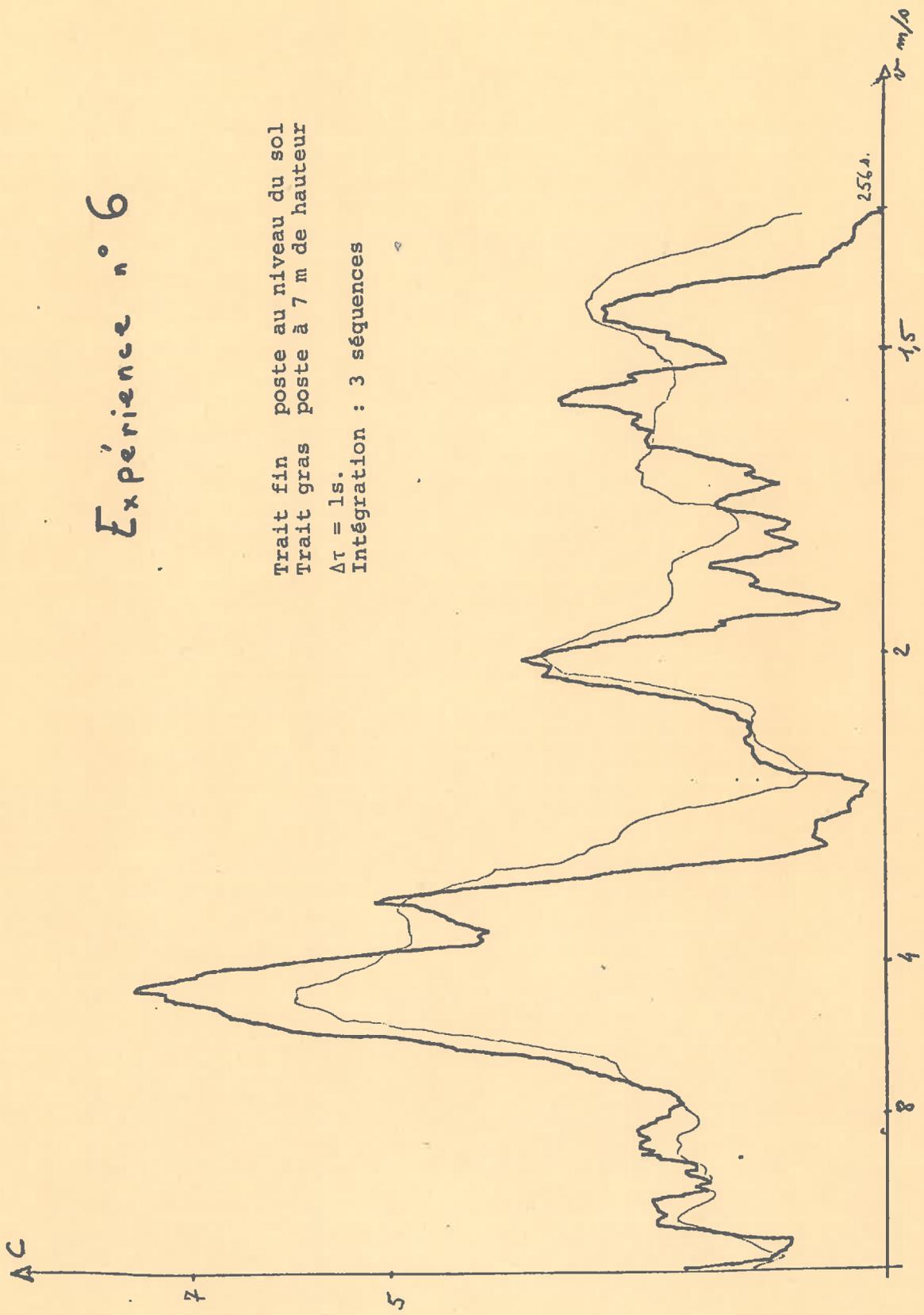


Fig 12

Expérience n° 10

$\Delta t = 28$.

Intégration 5 séquences

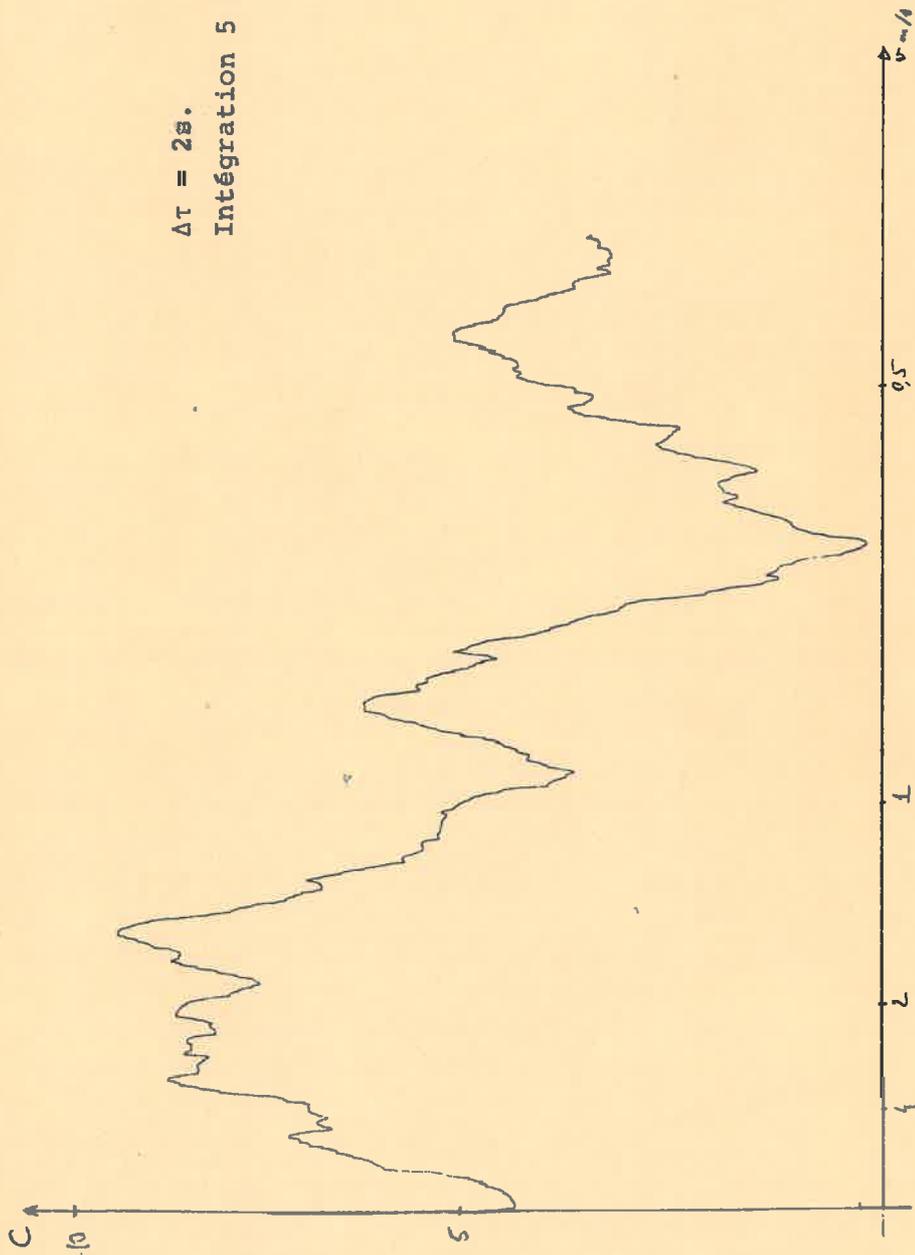


Fig. 13

Expérience n° 11

$\Delta t = 2,5s.$
Intégration : 5 séquences

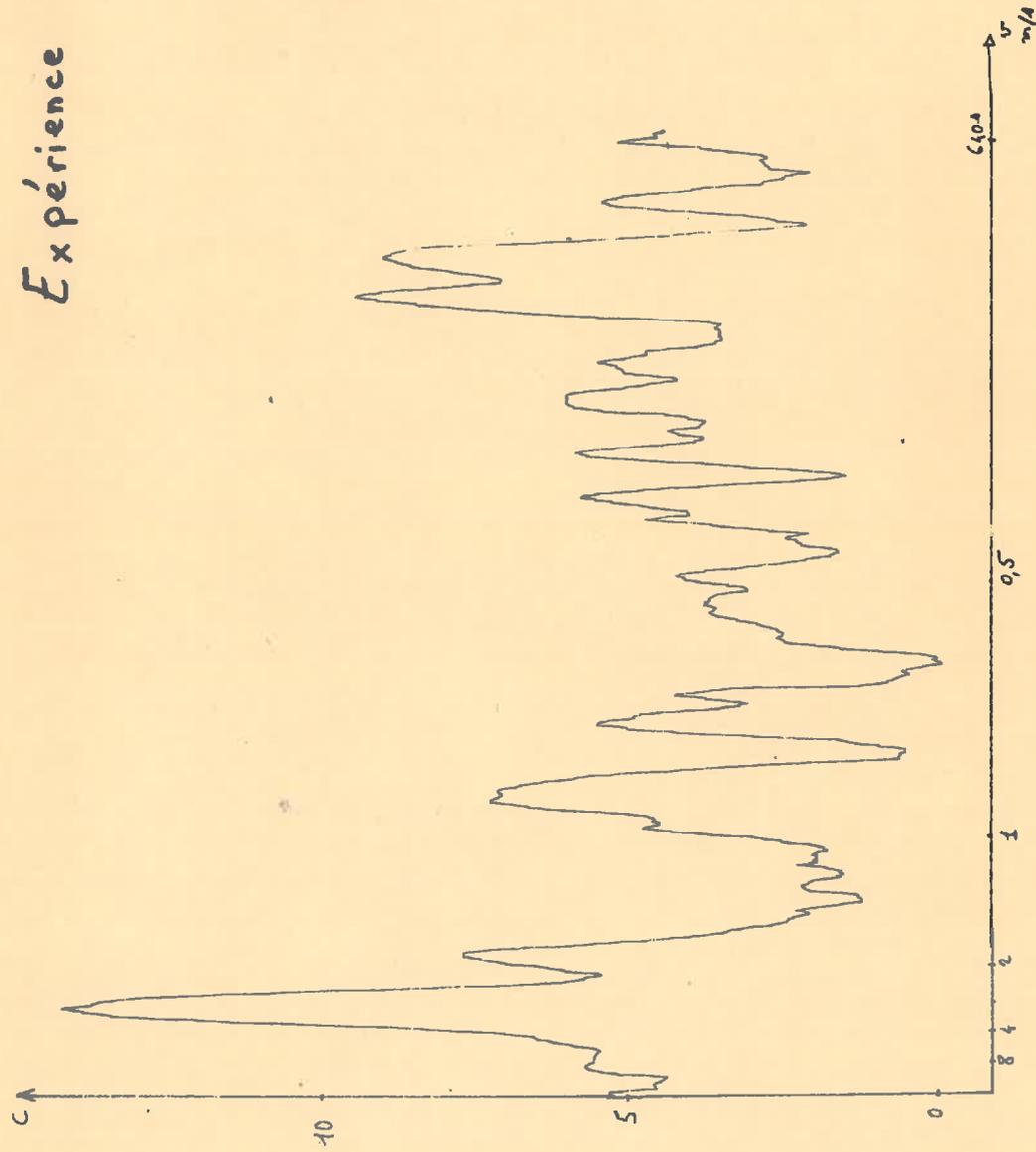


Fig. 14

Expérience n° 3

$\Delta\tau = 4s.$

Intégration : 2 séquences
= 2048s.

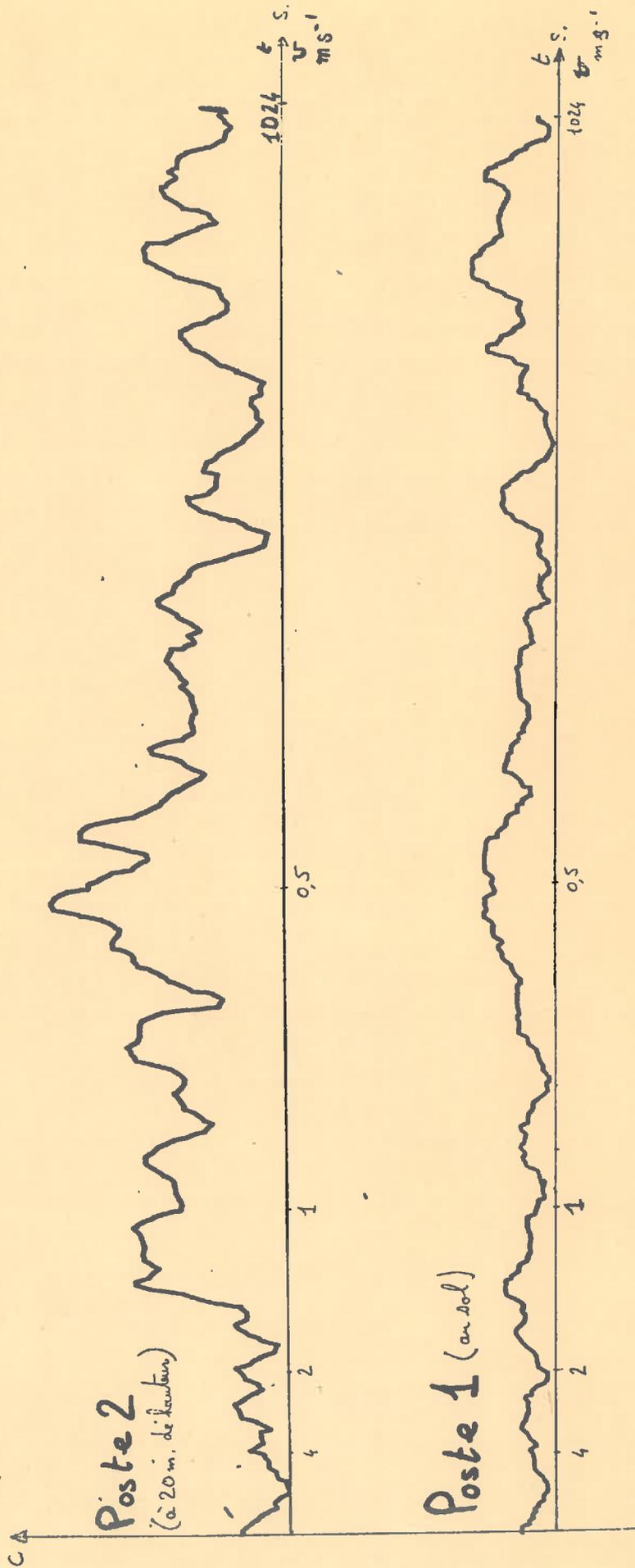


Fig. 15

Expériences

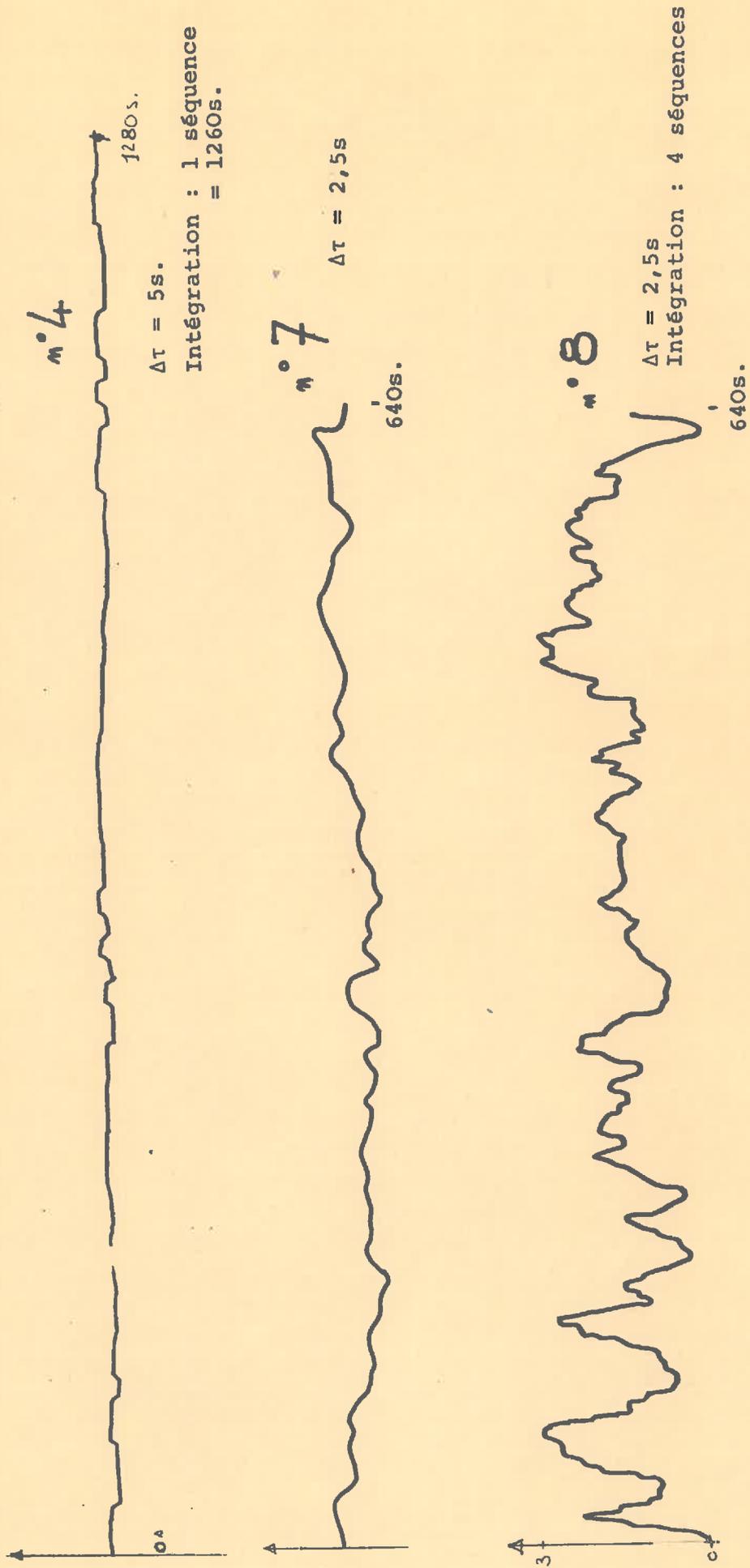


Fig. 16

Expérience n° 2

$\Delta t = 2,5s.$

Intégration : 5 séquences

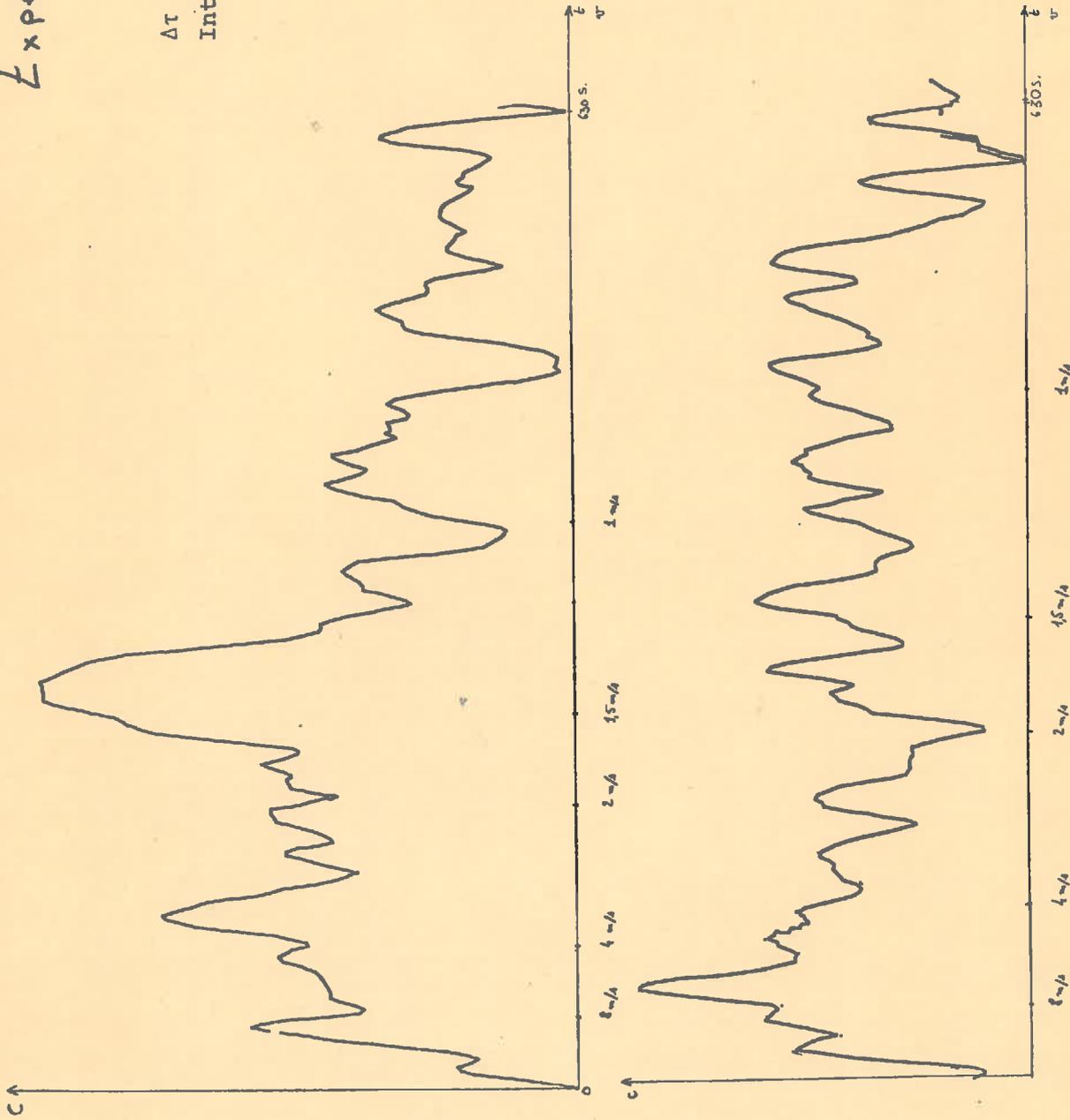
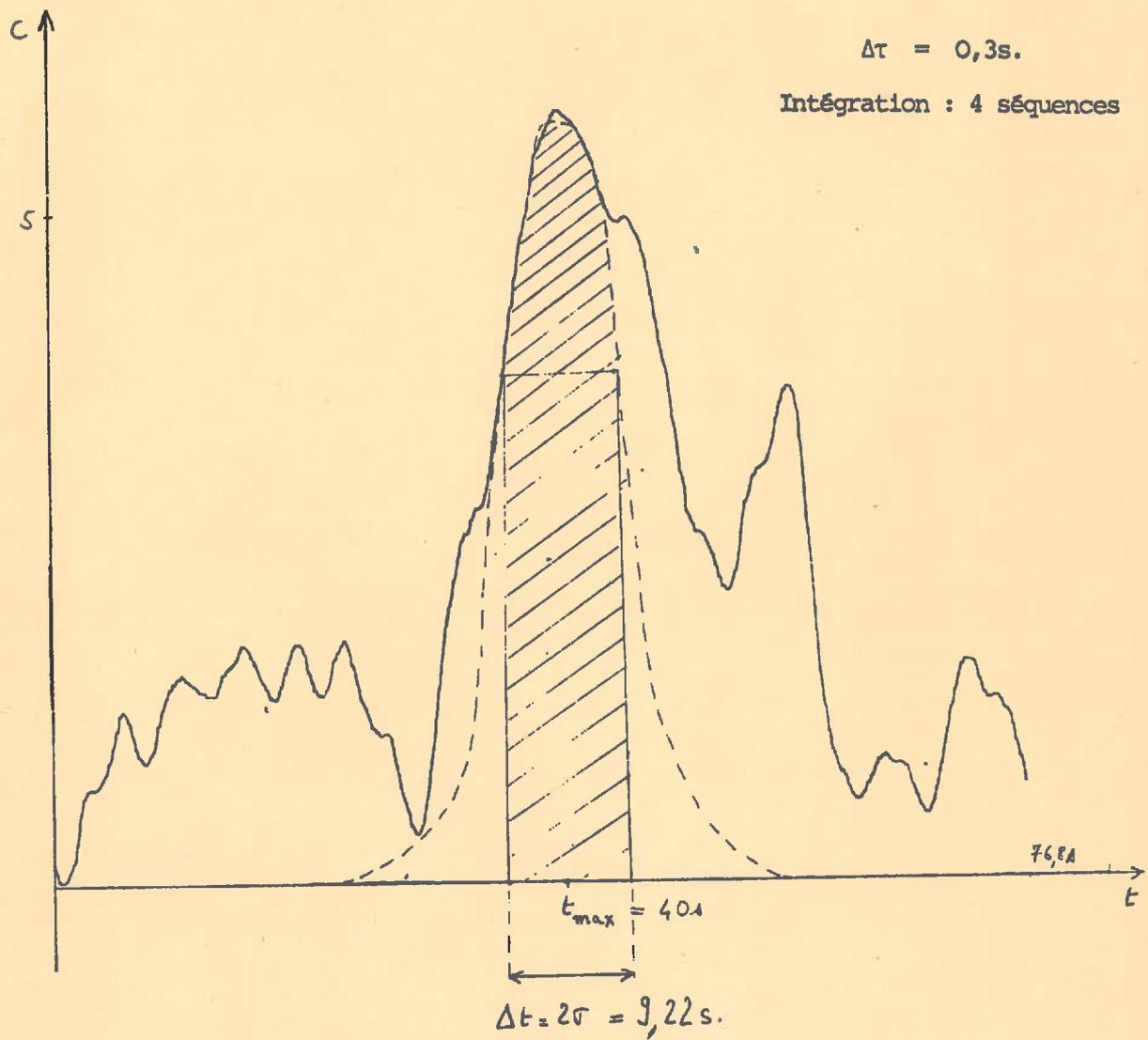


Fig. 17

Expérience n° 13



Ajustement à une courbe normale :
la partie hachurée = 0,68 de la surface totale

Fig. 18

Expérience n° 9

$\Delta\tau = 2,5s.$
Intégration : 5 séquences

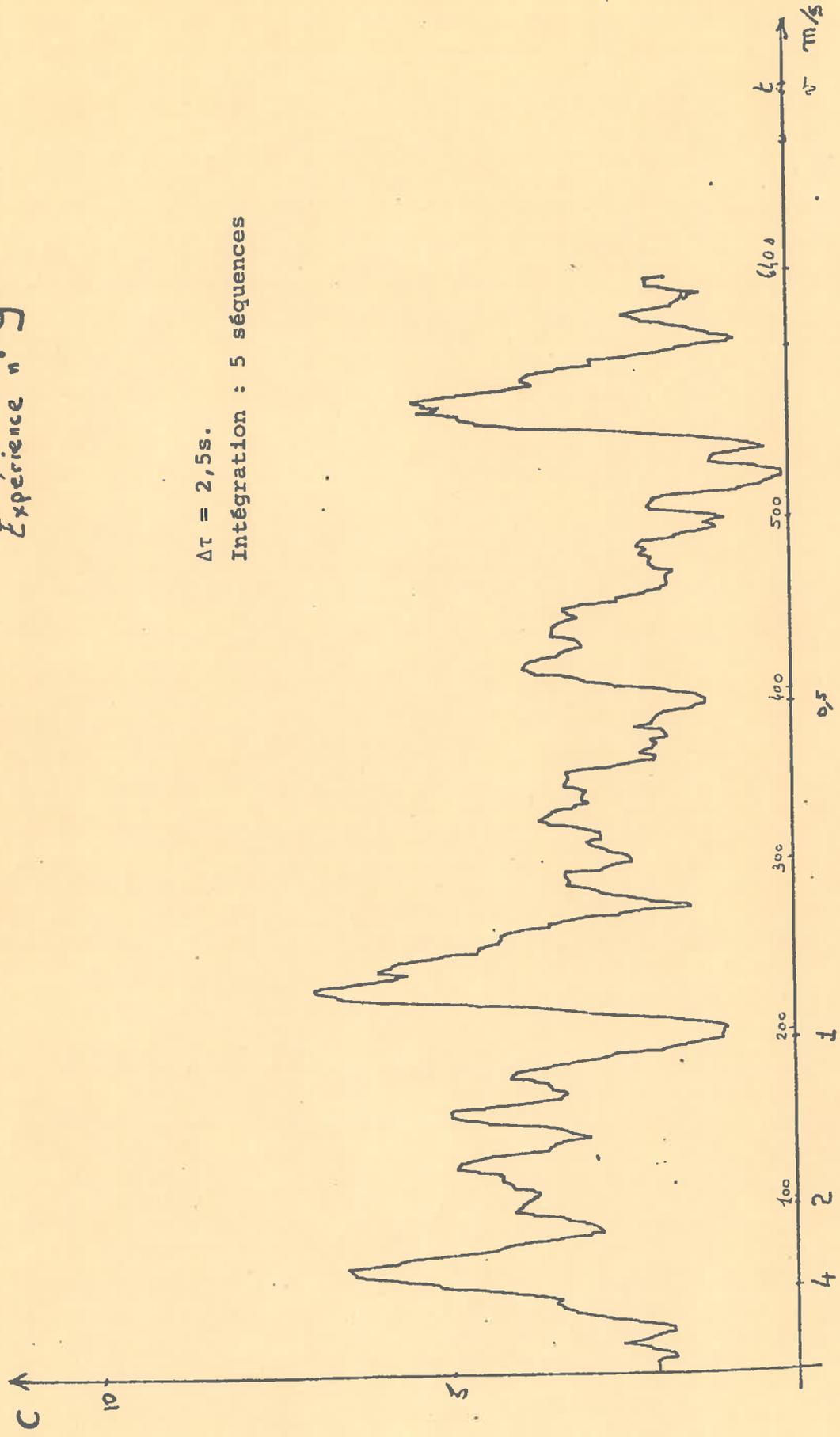


Fig. 19

 * CORRELATION PGF. RESIDENT NO 1
 *
 *
 *

SHVOIR: SHVOIR DECALE LA VOIE PETAPE FT Y INTRODUIT LA DEPREMIERE VALEUR RINAISE

```

2000 09
200E 87001F
2011 45
2012 45
2013 FF9C50
2016 220F
2018 F69CE2
2019 10F4
  
```

* * * CE PRG. CHARGE LA VOIE PETAPE PUIS INITIALISE LA CORRELATION

```

201D 09
201E F803
2020 1114
2022 770000
2025 1940
2027 08
2028 E898
202A 870100
202D 47
202F FF9000
2031 18FA
2033 08
2034 F803
  
```

* * * DECOMPTE CORRELATION CETTE MEMOIRE EST A CHARGE AVANT EXECUTION

```

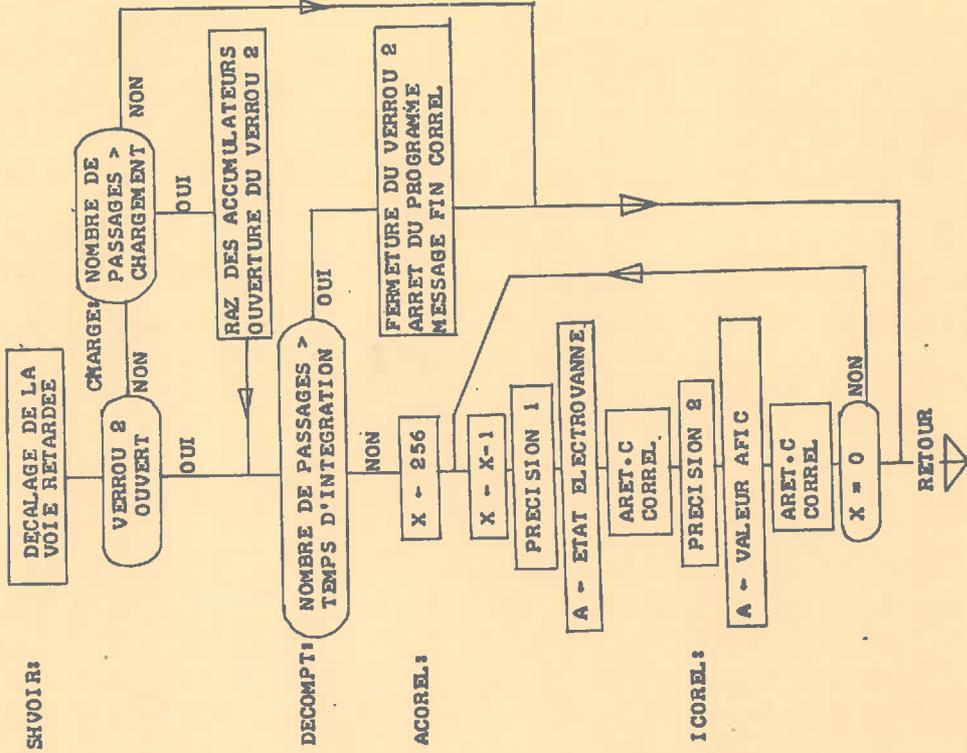
2036 7F0000
2039 1089
  
```

ICOREL:

* * * ACORFL CALCULE LA FONCTION D'AUTOCORRELATION

```

203R 870100
203E 45
203F F79000
2042 F13A
2044 F72070
2047 F133
2049 6925
204A 0C
204C 1401
204E 08
204F 6018
  
```



ICORREL CALCULE LA FONCTION D'INTERCORRELATION

MEM.C-1 ADDRESSF+256= INTERC
 TAUZ.C ADDRESSF DE SPT.C

2051 712A
 2053 7127
 2055 6929
 2057 00
 2058 1401
 205A 09
 205R 4E
 205C 2801
 205E 4C
 205F 6908
 2061 4E
 2062 2401
 2064 4C
 2065 1R07
 2067 622C

ICORREL IMM MEM.C-1
 TAUZ.C ADDRESSF+256= INTERC
 APFT.C ADDRESSF DE SPT.C
 **+3
 TXA
 R02
 TXA
 AIA 1
 TAX
 DTJ CORREL
 TXA
 LPA 1
 TAX
 TIX7 ACORREL*3
 JIMP* FINPP.

* * MOULE DE CALCUL : A = 0 SOUSTRACTION
 A = 1 ADDITION

2069 0000
 206R ERJ1
 206D 1004
 206F RB0R
 2071 6102
 2073 AR07
 2075 FR07
 2077 63F0
 2079
 207A
 207C
 207E

CORREL DC **
 LRV# MEM.C
 JRV ***
 SRV* TAUZ.C
 JVP ***
 ARV# TAUZ.C
 STV# MEM.C
 JMV# CORREL
 F2T.C DC 1
 S2T.C DC 2
 TAUZ.C DC 2
 MEM.C DC 2

00106500

 * APET.C AMENF EN POSITION 15 DE A LE NP RINAIRE
 * DONT LF PETARD FST X (DS X : RANG DU PT DE CORRELATION)
 * LF PETARD 0 CORRESPOND A L'ADRESSE LA + FAIBLE: VJIRET
 * UTILISE A,B X INCHANGE M=1
 * *****

2080 0000
 2081 8911
 2082 4E
 2083 2603
 2084 4C
 2085 F098
 2086 2A03
 2087 08
 2088 F804
 2089 F69CF0
 2090 2800
 2091 870000
 2092 63E7

APET.C DC **
 STX ARSX.C+1
 TXA 3
 LPL DIVISION PAR 8
 TAX
 LDA ZERO
 ALI 3
 P01
 STV ARDF.C+1
 LDA/ VJIFET,X
 ALA 0
 ARSX.C LDX= **
 JMP* APET.C

ACTOR ACTIVE LA CORRELATION LORSQUE LA PERIODE EST FCHIE

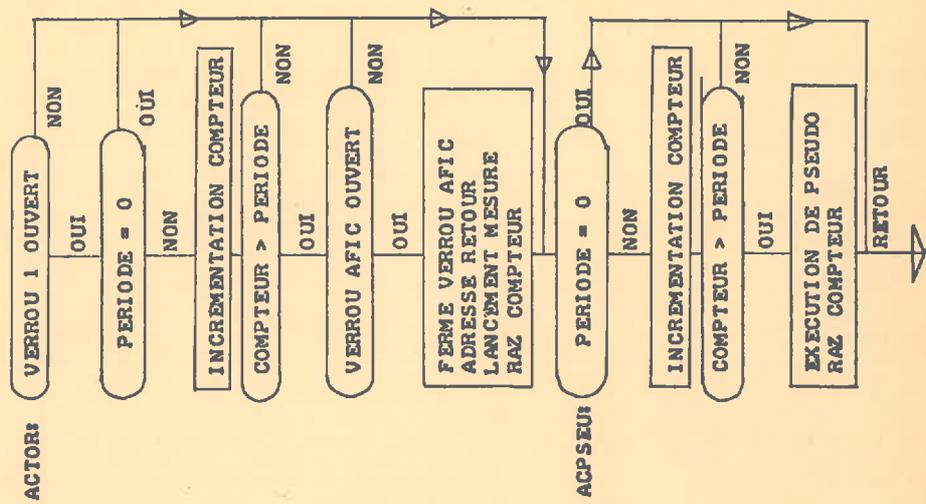
2099 0000
 2098 08
 2099 5802
 2100 1921
 2101 E0CA
 2102 7110
 2103 70CC
 2104 C0CC
 2105 1017
 2106 5841
 2107 1913
 2108 EFFF
 2109 5841
 2110 8720D4
 2111 8F02FF
 2112 FF90
 2113 3928
 2114 809B
 2115 44
 2116 88CC

ACTOR DC **
 MOV COIVER
 NAZ ACPSEU
 LDA COMPFR
 JAZ ACPSEU
 IWM COPTMP
 CPA COPTMP
 MOV ACPSEU
 MOV ACPRAP
 NAZ ACPSEU
 MOV XFF
 STV ACPRAP
 LDX= ITAFCC
 STX/ ITAFIC+1
 MOV X90
 DBA 1,8
 LDX 7FR0
 INX
 STX COPTMP

ACPSEU ACTIVE LE PGR. PSEUDO LORSQUE LA PERIODE EST ECHIE

2117 E0CE
 2118 1100
 2119 7000
 2120 C0D0
 2121 1007
 2122 6950
 2123 8098
 2124 44
 2125 88D0
 2126 63C5

ACPSEU LDA PSFPEF
 JAZ FACPSE
 IWM PSFTMP
 CPA PSFTMP
 JAV FACPSE
 RTJ PSFU00
 LDX ZERO
 INX
 STX PSFTMP
 JMP* ACTOR

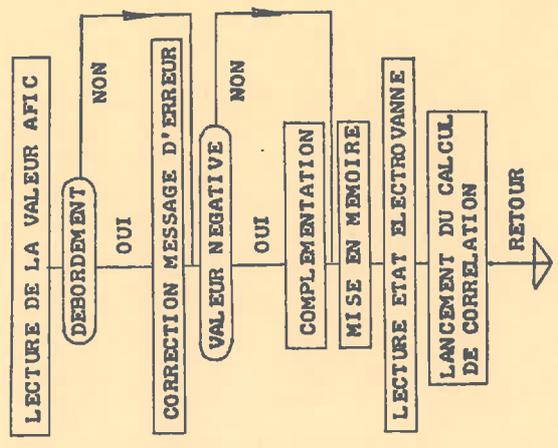


 * TPAITEMENT DE L'IT AFIC POUR LA CORRELATION
 *

2004 0000
 2006 08
 2007 3108
 2008 2808
 2009 3128
 2000 F198
 200F 074000
 20F2 1114
 20E4 870008
 20E7 88E2
 20E9 6A28
 20E9 05
 20EC F62D7A
 20EE 07PFFF
 20F2 A70800
 20E5 F62D7A
 20F8 F62D7A
 20E8 1C05
 20FD 077FFF
 2E00 4A
 2E01 48
 2E02 F3E5
 2E04 390F
 2E06 FF26
 2E08 3948
 2E0A 3168
 2E0C 391E
 2E0F F52D79
 2E11 FE1CDF
 2E14 6A2P
 2E16 01
 2E17 E09P
 2E19 F841
 2E1P 63R7

ITAFCO DC **
 201 IRA 0,8
 ALA P
 TPA 1,9
 STA S2T.C
 ANA= X14000
 JAZ I'ESAF
 LDY= 8
 STX HF,IND
 PTJ# ACPF.
 DC H85
 LPA/ S2T.C
 ANA= X9FFF
 ADA= X0800
 STA/ S2T.C
 LPA/ S2T.C
 ANA IAPDSC
 ANA= X9FFF
 DC A
 INA
 IAPDSC STA# I'ESAC+1
 RA 4,91F
 X9A
 LDV= 2,9
 RA 3,9
 TPA 0,91F
 STA/ F2T.C
 STV/ VOIPEFT-1
 PTJ# APP.
 DC H85
 LPA ZEP
 STV AFPEAP
 JAZ# ITAFCO

RIT DE DEBORDEMENT ?
 | ERREUR MAIS LE BIT DE DEBORDEMENT
 | EST SIGNIFICATIF. ON EFFECTUE
 | LA CORRELATION
 SAUT SI A > OU = 0
 MASQUE LE SIGNE
 INVALIDATION CARTE IT
 ADRESSE DE L'ETAT ELECTROVANNE
 ETAT DS LE BIT 1
 VALIDATION DE LA CAPTE IT
 PCO. DE CORRELATION



ITAFCO:

PSEUDO EST UN GENERATEUR DE SEQUENCES BINAIRES PSEUDO-ALEATOIRES

N= NR DE BASCULES DU REGISTRE A DECALAGE

M= PANG DE LA BASCULE ALIMENTANT LA ROUCLE RETOUR

N M 16-N LONGUEUR DE LA SEQUENCE

3	1	7
4	1	15
5	2	31
6	1	63
7	1	127
9	4	511
10	3	1023
11	2	2047
15	1	32767

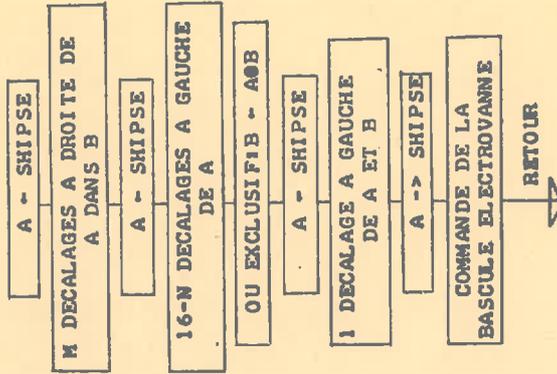
PSEUDO:

2F1D 0000
 2F1F F117
 2F21 2604
 2F23 F113
 2F25 2807
 2F27 43
 2F28 4D
 2F29 F10D
 2F2R 2A01
 2F2D F109
 2F2F EF27
 2F31 1001
 2F33 4R
 2F34 3948
 2F36 63E5
 2F38 FFFF

PSEUDO DC **
 LDA SHIPSE
 LPL 4
 LDA SHIPSE
 ALA 7
 XCR
 TRX
 LDA SHIPSE
 ALL 1
 STA SHIPSE
 LDV= X'27'
 NXN ***
 TNA
 ORA 2,R
 JMP* PSEUDO
 SHIPSE DC X'FFFF'

LPL M
 ALA 16-N
 DECALAGE
 ADRESSE DU BISTABLE (RAZ)
 " " (PAL)

VERIFIER QUE SHIPSE # 0 AVANT UTILISATION

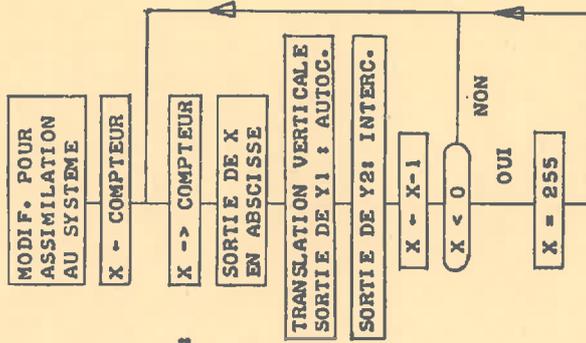


VISUI PERMET DE SORTIR LES COURBES
DE CORRELATION SUR OSCILLOSCOPE
VISUI S'EFFECTUE APRES BIDDON (TOUJOURS ACTIVE)
IL EST BRUCLE SUR LUI-MEME
ON PEUT A L'APPUIEVE D'UNE IT

2F3A 08	PCI	H=1	VISUI EST ASSIMILE		
2F3B FFF	LDV=	PCO	A PROCHE		
2F3C F98	STV	PCO	DEPLACEMENT VERTICAL DE Y1 (BIT 15 I=0)	VISUI	
2F3E 870007	LDX=	X107			
2F42 4F	TXP				
2F43 8004	LDX	CPTVIS			
2F45 8804	STX	CPTVIS			
2F47 6910	RTJ	BALAY			
2F49 3A08	ORA	O,8	PDS FORTS DE Y1		
2F4A F59000	LDV/	AUTOC,X			
2F4F 1C04	NAN	**6			
2F50 F580	SPV=	X190	PETALISSEMENT DU SIGNE	BCLVIS:	
2F52 6102	JMP	**4			
2F54 AF0	ADV=	X190			
2F56 3968	ORA	3,8	PDS FAIBLES DE Y1	BALAY:	
2F58 691A	RTJ	VINTFC			
2F5A 45	DCX				
2F5B 1DE8	NX1	BCLVIS			
2F5D 8700FF	LDX=	255			
2F60 61E3	JMP	BCLVIS			

2F62 0000	BALAY	DC	**		
2F64 4F	TXA				
2F65 2405	LPA	5			
2F67 AF80	ADV=	X190	BIT 15 I=1 (X)		
2F69 3908	ORA	O,8	PDS FORTS DE X		
2F6B 4E	TXP				
2F6C 2803	ALA	3			
2F6E 3968	ORA	3,8	PDS FAIBLES DE X		
2F70 63F0	JMP*	BALAY			

2F72 0000	VINTFC	DC	**		
2F74 4F	TXA				
2F75 2801	ALA	1			
2F77 4C	TAX				
2F78 FF0F00	LDV/	INTERC,X			
2F7A 2404	LPA	4			
2F7C 9F7E	ADV=	X17F	BIT 15 I=0 (Y)		
2F7E 3908	ORA	O,8	PDS FORTS DE Y2		
2F81 569F00	LDV/	INTERC,X			
2F84 2404	LPA	4			
2F86 3968	ORA	3,8	PDS FAIBLES DE Y2		
2F88 4F	TXA				
2F89 2C01	ARA	1			
2F8B 4C	TAX				
2F8C 63F4	JMP*	VINTFC			



* PROGRAMME RESIDENT NO J4
* CODE DE TABLE TRACANTE

2E8E 8700FF
2E91 69CF
2E93 69DD
2E95 778000
2E98 2114
2EA1 18F0
2E9C 45
2E9D 877000
2EA0 F101
2EA2 770000
2EA5 18F8
2EA7 69B9
2EAB 69C7
2EAB 45
2EAC 1DEF
2EAF 778000
2E91 2114
2E93 18F9
2E95 622F

TABTPA LDX= +255
PTJ RALAY
PTJ VINTFC
TEMPOR1 IMM= X'8000'
LLR 20
MOV TEMPOR1
DCX
RCITRA LVA= X'7000'
STA ++
IMM **
MOV --
PTJ RALAY
PTJ VINTFC
DCX
MOV RCITRA
IMM= X'8000'
LLR 20
MOV TEMPOR2
JMP* FINPR.

TEMPORISATION D ENTREE
TEMPORISATION DE TRACAGE
TEMPORISATION DE SORTIE

* ZONE DE DONNEES POUR LA CORRELATION

ARC X'10DF'
DS 1
VINTFC DS 32
AUTO.C DS 256
INTFC DS 512

10CF
1CF0
1D00
1E00

2000 0000

END 0

BIBLIOGRAPHIE

NICKOLA, RAMSDELL, LUDWICK

An inert gas tracer system for monitoring the real time history of a diffusion plume or puff.

Journal of Applied Meteorology - Volume 9 Number 4 - 1970

LUDWICK, LASHOCK, CONNALLY, NICKOLA

Automatic real time monitoring of ^{85}Kr utilising the 4096 memory of a multiparameter analyzer.

Review of Scientific Instrument - Volume 39 Number 6

TATARSKI

Wave propagation in a turbulent medium

Dover Publications, Inc. New-York - 1961

SUTTON

Micrometeorology

Mc Graw-Hill New-York - 1953

PASQUILL

Atmospheric diffusion

Van Nostrand Company Ltd - 1962

MUNN

Descriptive micrometeorology

Academic Press New-York - 1966

SAÏSSAC

La diffusion atmosphérique

Journal de Mécanique et de Physique de l'Atmosphère - N° 6
Avril 1960

GODSKE, BERGERON, BJERKNES, BUNDGAARD

Dynamic meteorology and weather forecasting. Ch. 12 : Atmospheric turbulence - American Meteorology Society and Carnegie Institution of Washington - 1957

SLADE

Meteorology and atomic energy

United States Atomic Energy Commission - 1968

TURNER

Workbook of atmospheric dispersion estimates
Public Health Service - Publication N° 999 - AP - 26 - 1970

Hay and PASQUILL

Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum
and scale of turbulence.
Advances in Geophysics : atmospheric diffusion and air pollution
Volume 6 pp. 345-365 Academic Press - 1959

HAWKINS, KURFIS, LEWIS, OSTLUND

Successful test of an airborne gas chromatograph
Journal of Applied Meteorology - Volume 11 Number 1 - 1971

SALTZMAN, COLEMAN, CLEMONS

Halogenated compounds as gaseous meteorological tracers
Analytical Chemistry - Volume 38 Number 6 - 1966

MAX

Méthodes et techniques de traitement du signal et applications
aux mesures physiques
Masson -1972

BRIGGS, HAMMOND, HUGHES, PLUMB.

Correlation analysis of process dynamics using pseudo-random
binary test perturbation.
Proc. Instr. Mech. Engrs 1964-65 - Volume 179 Pt3H - 1964

ESMENJAUD, RIGOT-MULLER, VATTON

Traitement des données de la station de surveillance du site
du C.E.N.-G.
Note technique SPEE/URMR/Site n° 73-01