

N° d'ordre : 1941

50376
1996
448

THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité : Mécanique

Par
Abderrahim TALHA



ETUDE HYDROACOUSTIQUE D'UNE POMPE CENTRIFUGE ET DE SON CIRCUIT IMMEDIAT PAR L'ANALYSE EXPERIMENTALE DES PRESSIONS ET DES VITESSES INSTATIONNAIRES

Soutenue le 16 Décembre 1996 devant la commission d'examen :

Membres du jury :

MM.	A. DYMENT,	Professeur (USTL-LML)	Président
	G. ALBANO,	Ingénieur (CNES)	
	J. P. BARRAND,	Professeur (ENSAM-LML)	
	G. CAIGNAERT,	Professeur (ENSAM-LML)	
	G. CHATEL,	Ingénieur (SECAV)	
	B. DESMET,	Professeur (ENSIMEV-LAMIH)	Rapporteur
	J. L. KUENY,	Professeur (INPG-LEGI)	Rapporteur

Laboratoire de Mécanique de Lille (URA-CNRS 1441)

SCD LILLE 1



D 030 299148 1

Je tiens à remercier le Professeur Jean-Paul BARRAND de m'avoir accueilli au laboratoire de mécanique de l'ENSAM de Lille et d'avoir assuré l'encadrement scientifique et matériel de mes travaux en m'accordant toute sa confiance.

Je remercie le Professeur Arthur DYMENT (USTL-LML) d'avoir accepté de présider le Jury ainsi que les rapporteurs, les Professeurs Bernard DESMET (ENSIMEV-LAMIH) et Jean Louis KUENY (INPG-LEGI), pour la rapidité à écrire le rapport de thèse.

Cette étude a pu être réalisée grâce à la conjugaison d'expériences qui se sont manifestées dans le cadre des nombreuses réunions au sein de la Société Hydrotechnique de France, et auxquelles ont participé notamment : Jean-Louis KUENY, Guy CAIGNAERT (Professeur, ENSAM-LML), Gilles CHATEL (Ingénieur, SECAV) et Jean-François LAURO (Ingénieur, DER-EDF) : je leur adresse mes plus vifs remerciements.

J'ai trouvé un appui technique auprès des techniciens du laboratoire de mécanique, du centre d'usinage et du service de l'imprimerie de l'Ecole : je les en remercie.

Je fais part à Christian TANGUY (Ingénieur, DANTEC - LES ULIS), de ma reconnaissance pour sa disponibilité constante lors de la mise au point du système L.D.V.

J'ai apprécié le travail en équipe réalisé avec certains chercheurs du laboratoire, en particulier Didier DOURNEAU avec lequel j'ai pu étudier la similitude air - eau.

Je remercie spécialement mon épouse et mon petit garçon Sami pour leur soutien moral.

- SOMMAIRE -

INTRODUCTION	7
<u>CHAPITRE 1. Etude bibliographique</u>	
1.1. Introduction : un intérêt croissant pour le bruit, facteur de nuisances humaines et de dommages physiques	11
1.2. Théorie du bruit acoustique : son, bruit, vibrations	13
1.2.1. Son	14
1.2.2. Propagation acoustique	15
1.2.3. Bruit acoustique	15
1.2.4. Vibrations acoustiques	17
1.3. Classification des vibrations	17
1.3.1. Ondes longitudinales (ou de compression)	17
1.3.2. Ondes transversales (ou de cisaillement)	17
1.3.3. Ondes de torsion	18
1.3.4. Ondes planes	18
1.3.5. Ondes sphériques	19
1.4. Classification des sources	20
1.4.1. Sources monopolaires	20
a- Equation des ondes	20
b- Cas du régime harmonique	26
1.4.2. Sources dipolaires	28
1.4.3. Sources quadripolaires	31
1.5. Sources de bruit hydraulique dans les pompes centrifuges	34
1.5.1. Introduction	34
1.5.2. Sources monopolaires	35
1.5.3. Sources dipolaires	37
a- Travaux expérimentaux	39
b- Modélisation acoustique des sources dipolaires	42
1.5.4. Sources quadripolaires	44
1.6. Conclusion	45

<u>CHAPITRE 2. Boucle d'essais & instrumentation des mesures</u>	46
2.1. Boucle d'essais hydroacoustiques SESAME	46
2.1.1. Conception de la boucle d'essais	47
2.1.2. Instrumentation	48
2.2. Pompe SHF équipée de la roue A0 & instrumentation de mesure des pressions	50
2.2.1. Conception et géométrie de la roue A0	50
2.2.2. Instrumentation de la roue A0	51
a- Généralités : usinage, choix des capteurs	51
b- Implantation des capteurs dans la roue	53
2.2.3. Etalonnage des capteurs de pression embarqués	55
2.2.4. Instrumentation de la volute et des conduites de la pompe	56
a- Volute	56
b- Conduites	57
b1. A l'aspiration	57
b1.1. Configuration avec T.A.L.	57
b1.2. Configuration sans T.A.L.	58
b2. Au refoulement	59
2.3. Instrumentation de mesure des vitesses	60
2.3.1. Chaîne de vélocimétrie laser à effet Doppler	60
2.3.2. Volume de mesure	61
<u>CHAPITRE 3. Mesures des vitesses en sortie de roue</u>	64
3.1. Adaptation de la pompe pour la mesure des vitesses en sortie de roue	64
3.1.1. Usinages et emplacements des hublots de visées laser	64
3.1.2. Localisation du volume de mesure	65
3.1.3. Mécanisme de déplacement de la sonde	67
3.1.4. Repérage angulaire dans la roue	67
3.2. Procédures expérimentales et acquisition des mesures	68
3.2.1. Points de fonctionnement étudiés	68
3.2.2. Protocole opératoire	69
3.2.3. Position de référence de la roue	69

3.3. Mesures des vitesses en sortie de roue	70
3.3.1. Localisation des points de mesure	70
3.3.2. Alignement et calage de la sonde	72
3.3.3. Analyse des mesures	73
3.3.4. Rapprochement des mesures de vitesse avec la pression mesurée dans la volute au point V4	77
 <u>CHAPITRE 4. Analyse temporelle des fluctuations de pression</u>	 78
 4.1. Généralités	 78
4.1.1. Introduction	78
4.1.2. Rappel de définitions	78
4.1.3. Paramètres d'acquisition des signaux	79
4.1.4. Enregistrements disponibles	81
 4.2. Fluctuations de pressions pariétales dans la roue	 81
4.2.1 Analyse en sortie de roue	81
4.2.1.1. Capteurs en périphérie	81
4.2.1.2. Analyse du signal typique R1	82
a- Analyse au régime nominal	82
b- Allure globale du signal R1 et relation avec	88
la pression moyenne dans la volute	
c- Analyse comparée de R1 à différents points de fonctionnement ...	89
4.2.2. Analyse des signaux sur trois aubages consécutifs	92
4.2.3. Analyse des signaux sur deux aubages consécutifs	93
4.2.4. Analyse des signaux sur un même aubage	93
4.2.4.1. En sortie de roue et au point nominal	93
4.2.4.2. En sortie de roue et à débit partiel	96
4.2.4.3. En sortie de roue et en surdébit	96
4.2.4.4. En entrée de roue et au débit nominal	96
4.2.4.5. Entrée de roue et à débit partiel	97
4.2.4.6. Entrée de roue et en surdébit	98
4.2.5. Source dipolaire de fluctuations de force sur les aubages	98
4.2.6. Analyse des fluctuations de pression dans un canal de roue	102

4.3. Analyse des fluctuations de pression pariétales dans la volute	104
4.4. Analyse des fluctuations de pression dans les conduites	106
4.4.1. Mesures à l'aspiration	107
a- Reconstitution de l'onde dans la conduite	108
b- Analogie avec un résonateur	109
c- Vérification par le calcul	111
d- Analyse en surdébit	114
e- Analyse à débit partiel	114
f- Influence de la variation de la vitesse de rotation	115
4.4.2. Mesures au refoulement	116
- Analyse au point nominal	
4.4.3. Ondes stationnaires dans le circuit de pompe	117
- Analyse au débit nominal	
4.4.4. Fluctuations de débit dans les conduites	118
4.5. Analyses comparatives et couplages	122
4.5.1. Comparaison des signaux de R2 et de R16	122
4.5.2. Analyse comparative: aspiration-roue	123
4.5.3. Couplage roue-volute-refoulement	124
4.5.4. Couplage global: aspiration-roue-volute-refoulement	124
4.6. Conclusion	126
<u>CHAPITRE 5. Etude de l'influence de certains paramètres hydrauliques</u>	
<u>sur les fluctuations de pression</u>	128
5.1. Introduction	128
5.2. Effet de la Terminaison Anéchoïque pour Liquide	128
5.2.1. Mesures à l'aspiration	128
5.2.2. Mesures au refoulement	129
5.2.3. Mesures dans la roue	129
5.2.4. Mesures dans la volute	129
5.3. Influence de la vitesse de rotation	130
- Mesures en sortie de roue	
5.4. Influence de la variation de débit	131

5.5. Influence de la pressurisation / dépressurisation du circuit	132
5.6. Influence d'un fluide différent : étude en similitude apparente	
de deux pompes en eau et en air	133
5.6.1. Instrumentation des deux bancs d'essais	133
5.6.2. Points de fonctionnement comparables	134
5.6.3. Analyse des signaux temporels	135
a- Analyse des signaux des capteurs embarqués	136
b- Analyse des signaux près du bec	137
5.6.4. Etude de la propagation des ondes de pression dans la	
volute à l'aide d'un modèle simplifié	137
<u>CHAPITRE 6. Analyse en fréquence des fluctuations de pression</u>	140
6.1. Acquisition des mesures	140
6.2. Mesures dans la pompe	141
6.2.1. En sortie de roue et près du bec de volute	141
6.2.2. Comparaison entre l'entrée et la sortie de roue	142
6.2.3. Mesures sur un même aubage	142
6.2.4. Spectres de fluctuations de forces sur un aubage	143
6.3. Mesures dans les conduites	144
6.3.1. Comparaison: aspiration-refoulement	144
6.3.2. Fluctuations de débit	145
6.4. Influence de la T.A.L.	145
6.5. Distribution du niveau de bruit hydraulique dans les conduites	146
6.5.1. Analyse au point nominal	146
6.5.2. Analyse à une même vitesse de rotation et à plusieurs débits	146
6.5.3. Analyse en similitude hydraulique	147
6.6. Intensimétrie en conduite	147
6.6.1. Introduction	147
6.6.2. Mesure de la célérité des ondes	148
6.6.3. Mesures d'intensité hydroacoustique	149

<u>CONCLUSION GENERALE: Bilan et perspectives</u>	153
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	156
INDEX DES NOMS D'AUTEURS	166
ANNEXE A1 : Caractéristiques de la pompe	168
ANNEXE A2 : Technique L.D.V & Résultats des mesures des vitesses	171
ANNEXE A3 : Résultats des mesures des fluctuations de pression (temps)	192
ANNEXE A4 : Résultats des mesures des fluctuations de pression (fréquence)	252
ANNEXE A5 : Figures d'écoulements	270

INTRODUCTION :
CADRE GENERAL DE L'ETUDE

La présente étude émane de l'initiative prise par la Société Hydrotechnique de France (SHF) d'analyser le bruit inhérent au fonctionnement des turbomachines. La SHF est cette société savante qui a su affirmer sa primauté dans les sciences liées à la gestion de l'eau et aux machines hydrauliques.

L'organisation structurelle de la SHF repose d'une part, sur un Comité de Direction (cadres, décideurs et gestionnaires), d'autre part, sur un Comité Technique (chercheurs scientifiques et ingénieurs industriels). De ce fait, la SHF joue un rôle de trait d'union entre la recherche expérimentale et l'industrie, lequel se concrétise par différentes manifestations scientifiques nationales et internationales (publications, colloques, congrès...).

Pour sa part, le Comité Technique est organisé en unités, elles mêmes subdivisées en sections incluant un certain nombre de groupes de travail. Ces derniers peuvent éventuellement être eux-mêmes divisés selon des thématiques plus fines intéressant des équipes de travail spécialisées.

Notre travail se situe dans le domaine de compétence de la division intitulée "application industrielle de la mécanique des fluides", section "Machines hydrauliques", groupe de travail N°5 "Bruit des turbomachines", équipe E1 "Etudes théoriques, expérimentales et statistiques des mécanismes de génération du bruit".

Cette tâche est partagée entre trois organismes :

- Electricité De France (maître d'ouvrage et financeur);
- Société d'Etudes et de Contrôle en Acoustique et Vibration (identification des sources);
- Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers (mesures et analyses).

L'équipe E1 travaille en collaboration étroite avec l'équipe E2 "Modélisation des sources" au sein de laquelle deux laboratoires sont engagés :

- Le Centre de Recherche et d'Essais de Machines Hydrauliques de Grenoble (CREMHyG) ;
- L'Ecole Centrale de Lyon.

Une convention d'étude entre EDF et les laboratoires cités ci-dessus a été signée pour élaborer une étude en commun sur l'analyse par la mesure et la modélisation des sources du bruit généré par une pompe centrifuge. Cette étude a bénéficié du soutien de partenaires industriels et de collectivités publiques (CNES, MRT, DRET...).

A l'origine (1988), les parties concernées ont défini trois pompes centrifuges dites A0, A2 et C0 usinées par la Société BERGERON. Les roues A2 et C0 sont de conception légèrement éloignée du cas standard tandis que A0 est de tracé conventionnel. Les trois pompes sont en outre caractérisées par le même point de fonctionnement nominal :

$$Q_n = 495 \text{ m}^3/\text{h}$$

$$H_{in} = 32,8 \text{ m}$$

$$N=1330 \text{ tr/min}$$

L'entrée de roue est identique tandis que les diamètres extérieurs et les largeurs de sortie de roue sont différents, comme indiqué sur la figure (A1, 1) de l'annexe A1.

La part de l'étude confiée au Laboratoire de Mécanique de L'ENSAM de Lille a été en partie réalisée dans le cadre de la thèse de M. JAREMCZAK [1].

Le travail expérimental mené sur les trois pompes A0, A2 et C0 avait pour finalité de comparer leur bruit mesuré au refoulement à celui calculé par la formule prédictive globale de SIMPSON, CLARK et WEIR [2]. Il a révélé que seule la pompe A0 se cale convenablement avec le modèle prévisionnel à environ 3 dB d'écart alors que les pompes non conventionnelles s'en écartent notablement (plus de 10 dB). De ce fait, la roue A0 est la plus silencieuse de toutes.

Cependant, l'auteur met en garde contre l'utilisation sans précaution des travaux de SIMPSON, CLARK et WEIR et insiste sur les hypothèses de départ, lesquelles concernent aussi bien la géométrie de la machine (approche bidimensionnelle et largeur constante pour la roue et la volute, aubages sans épaisseur...) que la structure des écoulements internes (fluides non visqueux, fluctuations stationnaires...).

La présente thèse a pour objet de poursuivre cette recherche. En effet, la roue A0 a été retenue par les différents partenaires concernés pour la suite du programme expérimental, qui vise à une analyse plus fine de l'hydroacoustique de cette pompe dans le but de caractériser complètement la pompe en tant que source de bruit hydraulique.

Pour ce faire, notre étude, essentiellement expérimentale, basée en premier sur l'étude des fluctuations de pression, est réalisée dans l'optique d'un apport à la compréhension :

- d'une part, des processus à l'origine de la génération du bruit et sa propagation dans la machine
- d'autre part, des mécanismes de propagation dans les conduites de refoulement ou d'aspiration.

A cette fin, nous avons procédé à l'instrumentation de la roue en capteurs de pression embarqués sur les aubages et avons eu recours à la vélocimétrie laser pour accéder aux vitesses en sortie de roue moyennant des usinages adaptés.

Nous présentons, au chapitre 1, une synthèse bibliographique dans laquelle nous faisons le point sur les différents travaux relatifs aux sources de bruit en général et aux sources de bruit hydraulique dans les pompes centrifuges en particulier.

Le chapitre 2 présente l'installation d'essais hydroacoustiques de pompes "SESAME" du Laboratoire de Mécanique de Lille (implantée à l'ENSAM) et ses moyens expérimentaux, en particulier, nous passons en revue l'instrumentation de la roue, de la volute et des conduites ainsi que celle du codage angulaire et de vélocimétrie laser. Nous clôturons ce chapitre par une description du protocole opératoire.

Dans le chapitre 3, nous présentons quelques mesures de vitesses radiale et tangentielle permettant de qualifier l'écoulement en sortie de roue.

Nous consacrons ensuite le chapitre 4 à l'analyse des fluctuations de pression dans le domaine temporel. Nous analysons en premier lieu et de façon aussi exhaustive que possible, les fluctuations dans la roue ensuite dans la volute et dans les conduites.

Dans le chapitre 5, nous proposons l'étude de l'influence d'un certain nombre de paramètres hydrauliques sur les fluctuations de pression. Nous examinons avec insistance le cas de deux pompes en similitude géométrique et cinématique mais fonctionnant avec deux fluides différents (eau et air).

Le chapitre 6, présente une analyse en fréquence des fluctuations de pression, permettant de dresser un bilan en termes de bruit dans la pompe et dans ses conduites de liaison. Nous appliquons une méthode intensimétrique pour rendre compte de la réverbération du circuit.

CHAPITRE 1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1. INTRODUCTION : UN INTERET CROISSANT POUR LE BRUIT, FACTEUR DE NUISANCES HUMAINES ET DE DOMMAGES PHYSIQUES

L'émission de bruit est inhérente au fonctionnement de toute machine hydraulique : il existe, comme le notent E. AFONIN et al. [3], un niveau de bruit minimal admis pour un point de fonctionnement donné. Le bruit en question n'est qu'un effet secondaire des écoulements internes instationnaires qui ont lieu dans une machine tournante, comme c'est le cas des pompes centrifuges, dont le caractère instationnaire est à la fois nécessaire et favorable aux échanges énergétiques entre l'arbre et le fluide véhiculé.

Le bruit, à sa source, est une fluctuation de la pression pouvant se propager (Cf. le deuxième paragraphe, sur la théorie du bruit). Comme les structures métalliques qui l'entourent, le fluide est un vecteur de l'énergie contenue dans le bruit ; dans certaines conditions, ce bruit peut générer des vibrations des structures par excitation de leurs fréquences propres, ce qui peut parfois endommager les installations. Les exemples de ce type ne manquent pas dans la littérature. Le personnel d'exploitation souffre également des nuisances liées au bruit, voire l'environnement extérieur : cette gêne, qualifiée par certains auteurs comme R. CANAVELIS [4] de "pollution acoustique de l'environnement", tend d'ailleurs à croître au fur et à mesure des gains de productivité réalisés dans l'industrie, qui exigent une utilisation maximale des machines pour rentabiliser les investissements. On peut dès lors affirmer que la réduction du bruit des machines tournantes devient, plus que jamais, un véritable enjeu économique et social.

Les Pouvoirs Publics en ont d'ailleurs pris conscience. Depuis une douzaine d'années, les constructeurs de turbomachines (pompes, ventilateurs, compresseurs) se trouvent confrontés à une législation plus stricte concernant la limitation du bruit émis lors du fonctionnement de ces machines. Depuis janvier 1993 notamment, les nouvelles Directives européennes concernant la protection des travailleurs (86-188 CEE) et la sécurité des machines (89-392 CEE) obligent les fabricants à réduire le bruit au niveau requis pour l'homologation ainsi qu'à

indiquer sur étiquette signalétique les performances et la puissance acoustiques de la machine [5]. En ce qui concerne la protection des travailleurs, la réglementation actuellement en vigueur limite le niveau d'exposition sonore quotidienne (Leq 8 h) à un maximum de 77 dB (A). Ce Leq devrait même passer à 74 dB (contre 85 dB (A) il y a seulement quelques années).

Cette nouvelle donne a poussé les industriels à s'adapter, à élaborer des stratégies visant à rendre les installations plus silencieuses. Pour "étouffer" le bruit aérien, certains ont opté pour la méthode d'encoffrement total ou partiel ; d'autres ont choisi d'utiliser des matériaux isolants ou de découplage vibratoire (liaisons souples, supports élastiques), d'autres enfin ont associé les deux procédés.

Ces méthodes, à présent qualifiées de "classiques", constituent des moyens de lutte passifs et ne permettent qu'une amélioration ou une correction acoustiques relatives (soit un gain de 5 à 10 dB, car au delà, ces solutions sont trop onéreuses). Les méthodes permettant de réduire véritablement le bruit des machines (et notamment des machines hydrauliques) sont les méthodes "actives", qui s'attaquent au bruit à sa source.

Dans le cas particulier qui nous intéresse, celui des pompes centrifuges, la meilleure démarche possible nous semble passer au préalable par l'analyse expérimentale des différentes sources de bruit hydraulique prenant naissance au sein des écoulements instationnaires qui ont lieu dans les espaces confinés tels la roue et les organes de récupération de l'énergie de pression (diffuseur et volute). Cette étude expérimentale est nécessaire dès lors qu'on souhaite établir une hiérarchisation des nombreuses sources à l'origine du bruit global généré par la pompe ou rayonné par les structures du circuit où est insérée la pompe.

Une étude plus fine pourra ensuite être réalisée source après source, de manière à les caractériser chacune isolément et complètement. Il sera alors possible d'agir sur ces paramètres de caractérisation expérimentale, qui constituent en quelque sorte une prédiction de niveau de bruit produit par la pompe en question. Ce travail accompli, il sera poursuivi par une recherche sur les moyens de minimiser les effets de transmission et de rayonnement des vibrations "même si celles-ci sont supposées être minimales à la source"; l'encoffrement des parties bruyantes des machines, l'utilisation de matériaux élastiques et la suspension sont des remèdes toujours en cours de développement.

L'étude interne de la pompe, développée dans cette thèse, devrait renseigner utilement sur les mécanismes responsables du niveau de bruit le plus élevé : à cette fin, une étude approfondie de l'interaction de la roue avec la volute a été réalisée.

Pour satisfaire à ces nouvelles contraintes et à ces enjeux socio-économiques allant de la protection des travailleurs et des installations à un intérêt commercial (la réduction du bruit devient un puissant argument de vente pour certains produits), les constructeurs de machines tournantes n'ont pas hésité à investir massivement dans des travaux de recherche visant la réduction des nuisances liées au bruit et aux vibrations. A cette fin, en France comme à l'étranger, d'importants moyens financiers ont été investis pour équiper les laboratoires de recherche en boucles d'essais et instrumentations. Depuis longtemps déjà, la communauté de chercheurs (mécaniciens, acousticiens, etc...) s'est organisée autour de programmes et de thèmes tendant à cerner la question dans tous ses aspects : les résultats se sont avérés très encourageants tant en ce qui concerne l'expérimentation que le numérique (codes de calcul et logiciels). Le nombre impressionnant de travaux (articles, publications, communications), de manifestations publiques (séminaires, colloques, congrès) et d'associations de chercheurs et d'industriels (SHF, ASME, IAHR, CETIM...) témoigne à lui seul de l'intérêt porté à ce thème de recherche, dont l'objectif principal est de fournir des éléments contribuant à favoriser la conception de pompes centrifuges silencieuses.

1.2. THEORIE DU BRUIT ACOUSTIQUE : SON, BRUIT, VIBRATIONS

La définition du bruit dérive essentiellement de son sens originel : "son gênant ou indésirable pour l'oreille humaine", "nuisance sonore". Dans cette acception générale, où le bruit est synonyme de trouble, le bruit désigne aussi, dans les études sur le traitement et le transfert des informations dans le domaine des circuits électriques ou des réseaux de télécommunication, tout phénomène capable d'altérer, ou du moins de perturber, la génération, la transmission, la propagation ou l'amplification des signaux utiles. Selon cette approche, le bruit peut être d'origine thermique (bruit aléatoire ou non cohérent se produisant dans les détecteurs et les amplificateurs), généré par les inductions parasites dues au réseau électrique (bruit dit périodique, cohérent ou corrélé), ou encore produit par les interférences entre les appareils.

1.2.1. Son

Un son correspond à la sensation auditive initiée par une fluctuation de pression sonore \tilde{p} de la pression p autour de sa valeur moyenne \bar{p} :

$$p(t) = \bar{p} + \tilde{p}(t) \quad \text{avec : } \overline{\tilde{p}(t)} = 0$$

Ainsi, un son aérien correspond aux mouvements des particules d'air excitées par une fluctuation de la pression autour de la pression \bar{p} égale à la pression atmosphérique ($p_{\text{atm}} = 10^5 \text{ Pa}$).

On peut donc parler, selon le milieu de propagation de ces fluctuations de pression, de son aérien, solide, hydraulique, etc...

Lorsque la pulsation de pression \tilde{p} est de caractère périodique dans le temps (de période T , exprimée en secondes), sa fréquence $f = \frac{1}{T}$ désigne le nombre de variations cycliques par unité de temps de cette pression \tilde{p} et s'exprime en cycles par seconde, ou Hertz. La pulsation est définie par $\omega = 2\pi f$ en radians / seconde. Si la fluctuation \tilde{p} se propage avec la célérité a en m/s, on définit la longueur d'onde $\lambda = aT$ en mètres, qui représente la période spatiale de l'onde. Cette terminologie est résumée dans la table suivante [6] :

	Période	Fréquence	Pulsation
Variable temporelle (t)	T	$f = \frac{1}{T}$	$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$
unités	(s)	(s ⁻¹ ou Hz)	(rad.s ⁻¹)
	Longueur d'onde		Nombre d'onde
Variable spatiale (x)	λ	$\sigma = \frac{1}{\lambda}$	$k = 2\pi\sigma = \frac{2\pi}{\lambda}$
unités	(m)	(m ⁻¹)	(rad.m ⁻¹)

1.2.2. Propagation acoustique

Lorsque les amplitudes des oscillations de la pression \bar{p} sont faibles par rapport à la valeur de \bar{p} , on dit qu'on est dans le domaine de l'acoustique. Il s'agit, par ailleurs, de décrire ces phénomènes d'oscillations mécaniques et leur propagation dans les matériaux.

L'émission d'une onde acoustique est réalisée dans un milieu élastique par l'intermédiaire d'un système oscillant constitué par les particules excitées au préalable par une grandeur fluctuante, et les particules immédiatement voisines qui sont entraînées dans le même mouvement oscillatoire ; de proche en proche, ce mouvement est transmis aux autres particules moyennant un amortissement de plus en plus difficile à vaincre : ce mouvement est à la source de la propagation de l'onde acoustique. La vitesse d'oscillation \bar{v} des particules autour de leur position moyenne est appelée vitesse particulaire ou vitesse acoustique.

Vitesse particulaire et pression acoustique fluctuent dans le temps et sont caractérisées par une valeur moyenne nulle :

$$\begin{cases} \bar{\bar{v}}(t) = 0 \\ \bar{\bar{p}}(t) = 0 \end{cases}$$

Les amplitudes sont généralement très faibles : une fluctuation de pression de l'ordre de 2 Pa et une fluctuation de vitesse de 5 mm/s, génèrent dans l'air un son de 100 décibels!

Il ne faudra pas confondre la vitesse particulaire (vitesse locale des particules) avec la propagation de l'onde avec une célérité a (vitesse de phase), qui est une caractéristique uniquement du milieu de propagation (au même titre que sa masse volumique) et elle est indépendante de la nature de la perturbation acoustique tant que les conditions de l'acoustique linéaire sont respectées.

La schématisation de ce processus est réalisée à l'aide de petites masses reliées entre elles par des ressorts [7]. Les limites du domaine des vibrations sonores audibles sont de 20 Hz pour les basses fréquences et de 20 kHz pour les hautes fréquences, appelées aussi limites d'audibilité correspondant à une oreille "moyenne".

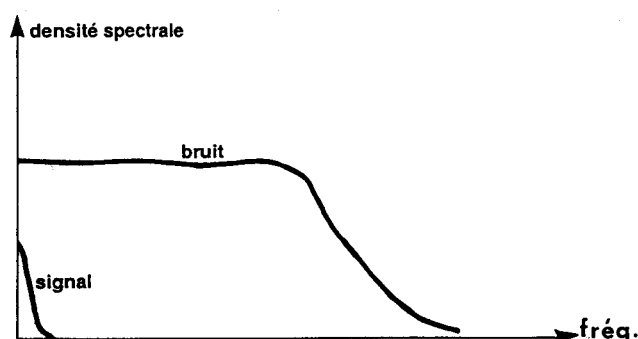
1.2.3. Bruit acoustique

Un son peut être agréable à l'écoute (notes de piano, émission de radio, etc...) pour une personne, mais peut être à la fois gênant pour le voisin d'appartement qui le perçoit comme un bruit. On peut définir, d'une manière générale, un bruit acoustique comme étant un son

indésirable ou parasite, indépendamment par ailleurs de ses autres caractéristiques. Une telle définition exige l'analyse des réactions objectives de l'homme aux stimuli acoustiques.

Les ondes sonores intenses peuvent constituer une nuisance vis à vis des installations électroniques ou mécaniques lorsque celles-ci se traduisent par un mauvais fonctionnement des appareils sensibles aux sollicitations de ces modes sonores, voire même par une rupture par "fatigue" des structures. Dans ce cas, les critères de jugement du bruit sont objectives.

Un son peut encore être assimilé à un bruit, lorsqu'il risque de masquer en partie ou en totalité un autre son, objet d'étude ou d'analyse. On dit qu'un signal est noyé dans le bruit lorsque ce dernier occupe une bande spectrale plus large que celle du signal auquel on s'intéresse et que l'amplitude du bruit est plus élevée que celle du signal.



Un signal réel est toujours plus ou moins bruité, de sorte que l'on a :

$$x(t) = s(t) + b(t)$$

où : $x(t)$ = signal réellement perçu

$s(t)$ = signal à la source

$b(t)$ = bruit superposé au signal d'origine

Un des aspects importants du traitement de signal est d'extraire la partie $s(t)$. Pour ce faire, différentes techniques de filtrage sont proposées dans la référence [8].

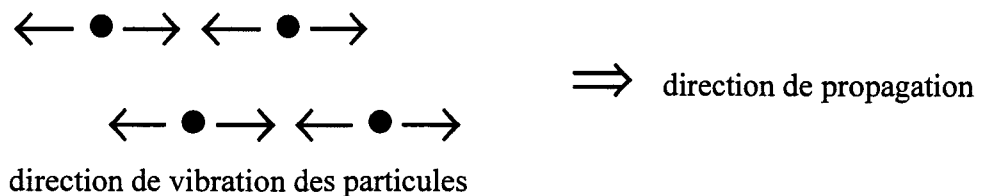
1.2.4. Vibrations acoustiques

Une vibration acoustique correspond à un ébranlement des particules d'un milieu (solide, liquide ou gazeux). Sous l'effet de cet ébranlement, les particules concernées oscillent (ou vibrent) et poussent les particules voisines à vibrer de manière analogue. On dit qu'il y a propagation de la vibration ou de l'onde acoustique. Cette propagation ne doit pas être assimilée à un déplacement, car il y a transport d'énergie entre les particules sans déplacement de ces dernières.

1.3. CLASSIFICATION DES VIBRATIONS

1.3.1. Ondes longitudinales (ou de compression)

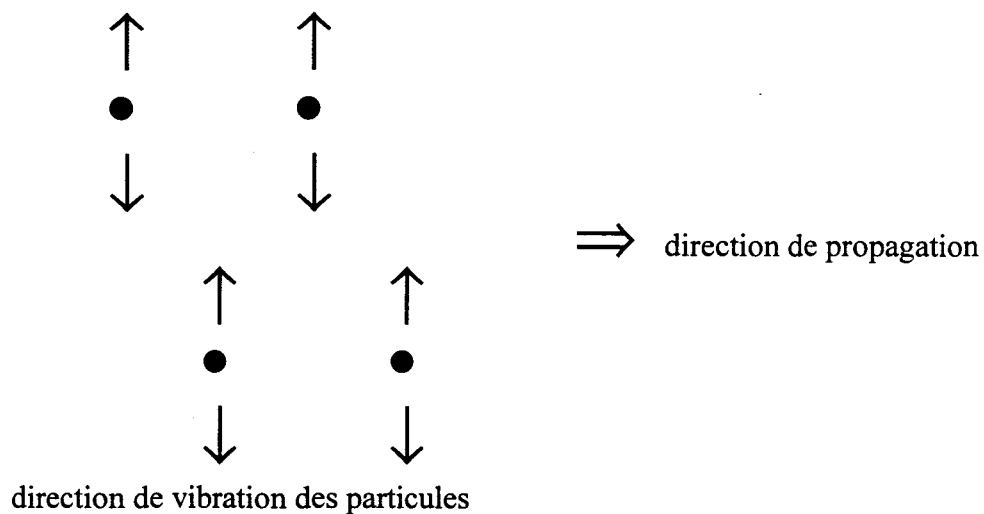
La direction de propagation de l'onde est parallèle à la direction de vibration des particules.



Ces ondes se propagent dans les solides et les liquides.

1.3.2. Ondes transversales (ou de cisaillement)

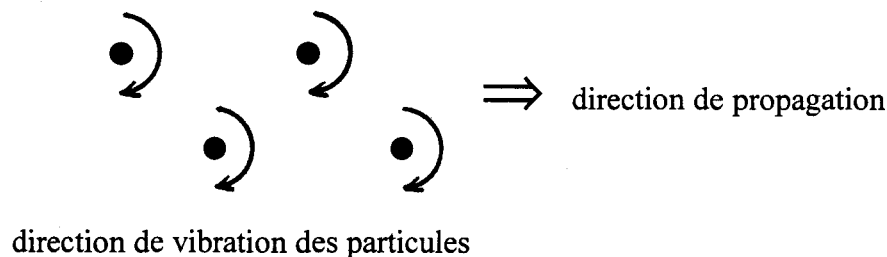
La direction de propagation de l'onde est perpendiculaire à la direction de vibration des particules.



Ces ondes se propagent dans les solides (cas des cordes vibrantes : harpe, guitare, violon...).

1.3.3. Ondes de torsion

Ces ondes sont dues aux vibrations de torsion des barres.

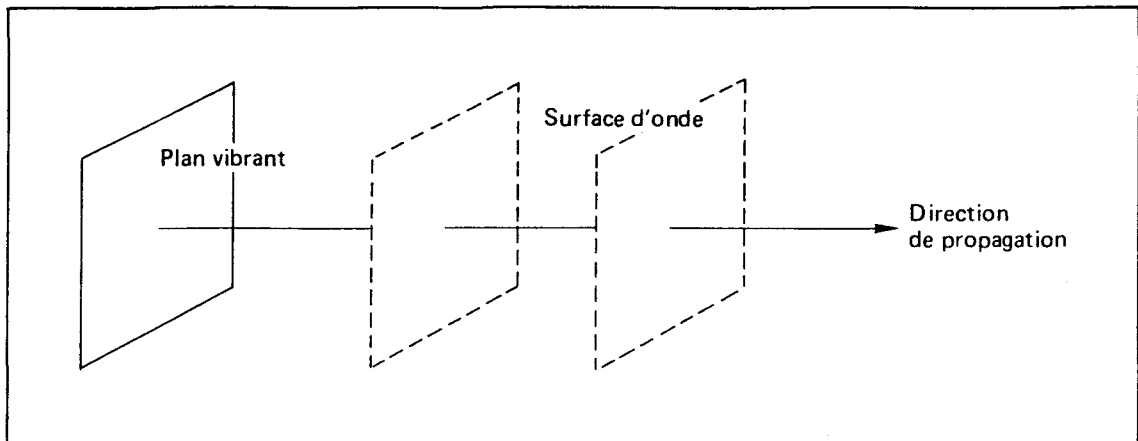


Seules les ondes longitudinales intéressent la suite de nos travaux. Leur étude en conduite sera traitée ultérieurement.

1.3.4. Ondes planes

Un onde est plane, ou monodimensionnelle, lorsque la vibration se propage suivant une direction unique et lorsque les surfaces d'onde sont des plans parallèles entre eux. Une onde plane est générée par une surface plane vibrante de grande dimension. Son amplitude est

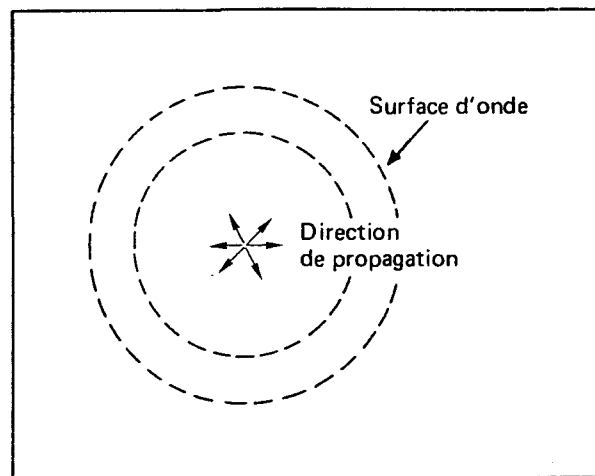
constante quelle que soit la distance par rapport à la source, si l'on néglige les phénomènes de dissipation.



Onde plane longitudinale en milieu libre

1.3.5. Ondes sphériques

Une onde sphérique est générée par une source ponctuelle. L'onde est omnidirectionnelle et les surfaces d'onde sont des cercles concentriques par rapport à la source.



Onde sphérique en champ libre

Une onde sphérique est rayonnée également par une sphère pulsante de petite dimension par rapport à la longueur d'onde.

1.4. CLASSIFICATION DES SOURCES

1.4.1. Sources monopolaires

Elle correspond théoriquement à la vibration d'un point matériel. Schématiquement, le monopôle est constitué par une sphère à débit pulsant de dimension très petite par rapport à la longueur d'onde. Dans ce cas, le rayonnement est omnidirectionnel et le rapport q/p du débit volumique d'onde émise sur la pression est un invariant appelé facteur de réciprocité en champ libre. La source monopolaire est alors assimilée à un point source de débit q ; on dit aussi qu'il s'agit d'une source simple.

Les développements qui suivent sont en grande partie tirés d'ouvrages écrits par James Lighthill [9] et de Jacques Jouhaneau [10].

a-. Equation des ondes

On se place dans le cadre de la théorie linéaire, c'est-à-dire qu'on considère que les fluctuations engendrées par une grandeur physique (pression, vitesse, masse volumique, etc...) sont des quantités infiniment petites au regard de la grandeur physique en question, de sorte qu'on peut négliger leurs contributions à partir du terme de second ordre dans le développement Taylorien.

On se propose également d'établir l'équation des ondes dans un cas simple, c'est-à-dire, en négligeant les effets de viscosité, de conduction de chaleur et les forces de volume, y compris la force de gravité.

Sous ces conditions, les équations de mouvement d'une quantité élémentaire d'un fluide sont :

- Equation de conservation de la masse (équation de continuité) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement (équation d'EULER) :

$$\rho \vec{\gamma} = -g \vec{\text{rad}} p$$

où $\bar{\gamma}$ est donnée par la relation de HELMHOLTZ :

$$\bar{\gamma} = \frac{d\bar{u}}{dt} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + r\bar{\omega}t \bar{u} \wedge \bar{u} + \text{grad} \frac{\bar{u}^2}{2}$$

ou en utilisant les opérateurs de dérivation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{u} \cdot \bar{\nabla} \rho + \rho \bar{\nabla} \cdot \bar{u} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) \cdot \bar{u} = -\frac{1}{\rho} \bar{\nabla} p \end{array} \right. \quad (2)$$

La relation (1) signifie que le taux de variation totale de la masse ($\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{u} \cdot \bar{\nabla} \rho$) est proportionnel à la divergence du champ des vitesses. Les équations (1) et (2) linéarisées autour de l'état de référence uniforme et au repos, caractérisé par ρ_0 et p_0 constantes s'écrivent :

- Etat de référence :

$$\rho_0 = \text{cste}$$

$$p_0 = p_0(\rho_0) = \text{cste} \quad (\text{si fluide barotrope})$$

$$\bar{u}_0 = 0 \quad (\text{repos})$$

- Petites perturbations :

$$\rho = \rho_0 + \tilde{\rho} \quad \tilde{\rho} \ll \rho_0$$

$$p = p_0 + \tilde{p} \quad \text{avec : } \tilde{p} \ll p_0$$

$$\bar{u} = \bar{u}_0 + \tilde{\bar{u}} \quad \tilde{u}_i \ll u_{0i}$$

Le système ci-dessus s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \underbrace{\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla} \tilde{\rho}}_{\text{petit}} + \rho_0 \tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\rho} \tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \underbrace{(\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \tilde{\mathbf{u}}}_{\text{petit}} = -\frac{1}{\rho_0} \tilde{\nabla} p \end{cases}$$

d'où le système d'équations linéarisées suivant où $\tilde{\rho}$, \tilde{p} et $\tilde{\mathbf{u}}$ sont remplacés par ρ , p et \mathbf{u}

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \tilde{\nabla} \cdot \mathbf{u} & (3) \\ \rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\tilde{\nabla} p & (4) \end{cases}$$

La linéarisation revient à négliger dans (1) et (2) les termes de convection de la masse ($\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla} \tilde{\rho}$) et le terme non linéaire de convection de la vitesse $\tilde{\mathbf{u}} \cdot (\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{u}})$, tous les deux étant le produit de petites vitesses par de petits gradients (petites perturbations de l'état de référence).

Si on introduit le vecteur tourbillon $\tilde{\omega}$:

$$\tilde{\omega} = \frac{1}{2} \tilde{\Omega} = \frac{1}{2} \tilde{\nabla} \wedge \tilde{\mathbf{u}}$$

En utilisant (4), on vérifie que $\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial t} = 0$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas transfert ou propagation de vorticité au cours du temps dans l'approximation linéaire. Cependant, cette remarque reste toujours acceptable dans l'acoustique puisque les vitesses d'écoulements sont négligeables devant la célérité de la grandeur qui se propage, à savoir la pression.

La partie rotationnelle de la vitesse est responsable du tourbillon local ou stationnaire $\tilde{\Omega}$ indépendant du temps, tandis que la partie irrotationnelle peut dériver du potentiel ϕ tel que :

$$\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\nabla} \phi \quad (5)$$

C'est uniquement cette partie de vitesse particulaire qui est responsable des fluctuations donnant lieu à une propagation du son.

Les équations (4) et (5) donnent après intégration :

$$p - p_0 = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (6)$$

L'équation (3) réécrite avec (5) donne :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \Delta \phi \quad (7)$$

où : $\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$

Les relations (6) et (7) expriment les variations respectives de pression et de masse volumique en fonction des dérivées du potentiel du champ des vitesses.

Pour expliciter la relation liant directement ces variations, on introduit la propriété de compressibilité du fluide, laquelle pour un fluide barotrope s'exprime par la relation :

$$p = p(\rho)$$

Le développement de Taylor de p autour de ρ_0 , limité au premier ordre donne :

$$p = p(\rho_0) + (\rho - \rho_0) \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0} + \dots$$

On note : $p'(\rho_0) = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0}$

et on a : $\frac{\partial p}{\partial t} = p'(\rho_0) \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (8)$

En dérivant (6) par rapport au temps, et en substituant (8) et (7), nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = a^2 \Delta \phi \quad (9)$$

où : $a^2 = p'(\rho_0) = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0}$ a la dimension du carré d'une vitesse .

Nous reconnaissons en (9) l'équation gouvernant la propagation des ondes.

Dans le cas simple d'une vibration unidimensionnelle suivant la direction de l'axe des x , on a constamment : $\vec{u} = u(x,t)\vec{e}_x$. La solution générale de (9) est :

$$\phi(x,t) = f(x - at) + g(x + at) \quad (10)$$

dite solution en onde plane longitudinale dans laquelle $f(x - at)$ représente l'onde incidente, c'est-à-dire la propagation dans le sens des x croissants, et $g(x + at)$ l'onde rétrograde, c'est-à-dire la propagation dans le sens inverse, des x décroissants.

Les vitesses particulières sont $u = f'(x - at)$ pour l'onde incidente, et $u = g'(x + at)$ pour l'onde rétrograde.

Dans le sens positif, la relation (6) donne :

$$\begin{aligned} p - p_0 &= \rho_0 a u & (11) \\ \text{et : } p - p_0 &= -\rho_0 a u & \text{ dans le sens inverse.} \end{aligned}$$

Cette étude sera complétée ultérieurement au chapitre 5, dans le cas de la propagation en conduite et en régime de pulsations harmoniques.

Nous pouvons dès à présent caractériser la source monopolaire par un potentiel ϕ sphérique et symétrique entourant un point central.

Soit : $\phi = \phi(r,t)$ ce potentiel, qui à un instant t prend la même valeur en tous points équidistants du centre acoustique : l'expression du champ ϕ est alors indépendante de θ et de φ , et le système de coordonnées sphériques s'avère le plus approprié à la description du champ rayonné :

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \frac{1}{r^2} \left(r^2 \phi_{,r} \right)_{,r} \\ &= \phi_{,rr} + \frac{2}{r} \phi_{,r} \\ &= \frac{1}{r} (r\phi)_{,rr} \end{aligned}$$

de sorte que l'équation (9) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 (r\phi)}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 (r\phi)}{\partial r^2} \quad (12)$$

qui représente l'équation de propagation d'onde dans la direction de r ; la solution générale s'écrit : $r\phi = f(r - at) + g(r + at)$, traduisant une onde divergente f se déplaçant vers les r croissants, et une onde convergente g se déplaçant vers le centre acoustique.

Dans le cas du rayonnement d'un monopôle, en milieu infini, seul le terme f est conservé et la solution s'écrit :

$$\phi(r,t) = \frac{1}{r}f(r - at) \quad (13)$$

Il est intéressant de faire l'analogie entre la solution (13) et la solution de l'écoulement radial divergent autour d'une source. En effet, l'écoulement d'un fluide idéal, incompressible, pour lequel $a^2 = \frac{dp}{d\rho}$ est infinie, obéit à l'équation de LAPLACE :

$$\Delta\phi = 0 \quad \text{où : } \phi = \phi(r,t)$$

La vitesse radiale est donnée par $u_r = \frac{\partial\phi}{\partial r}(r,t)$ et le débit en volume à travers une surface $A = 4\pi r^2$ est :

$$q_v(t) = 4\pi r^2 \frac{\partial\phi}{\partial r} \quad (14)$$

de sorte que :

$$\phi(r,t) = -\frac{1}{4\pi r}q_v(t) \quad (15)$$

Cette relation signifie qu'en fluide idéal ($a = \infty$), l'écoulement à une distance r réagit instantanément aux variations de débit de la source.

Considérons à présent la solution acoustique (13) sous la forme :

$$\phi(r,t) = \frac{1}{r}f\left(t - \frac{r}{a}\right) \quad (16)$$

La relation (16) est identique à (15) si on pose :

$$f\left(t - \frac{r}{a}\right) = -\frac{1}{4\pi}q_v\left(t - \frac{r}{a}\right)$$

La relation (16) s'écrit alors :

$$\phi(r,t) = -\frac{1}{4\pi r}q_v\left(t - \frac{r}{a}\right) \quad (17)$$

On voit que (17) diffère de (15) uniquement par le retard temporel $\frac{r}{a}$ que met l'onde acoustique de fluctuation de débit pour parcourir la distance r depuis la source.

Le débit en volume à travers une surface $A = 4\pi r^2$ entourant la source est donné par (14) soit:

$$4\pi r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} = q_v(t - \frac{r}{a}) + \frac{r}{a} \frac{\partial q_v}{\partial r}(t - \frac{r}{a}) \quad (18)$$

(18) est à comparer avec (14). Le débit en volume pour la solution acoustique a une variation plus complexe du fait que le retard $\frac{r}{a}$ dépend de r . Cependant, par linéarisation et tout près de la source, (17) prend la forme (15). La surpression exprimée par (6) dans le cadre de la théorie linéaire s'écrit :

$$p - p_0 = \frac{\rho_0}{4\pi r} \frac{dq_v}{dt}(t - \frac{r}{a}) \quad (19)$$

Cette relation liant la différence de pression à une distance r avec le débit en masse de la source constitue l'équation fondamentale du monopôle acoustique. La quantité $\dot{q} = \frac{dq_m}{dt}$ ($q_m = \rho q_v$) est appelée intensité du monopôle.

b-. Cas du régime harmonique

L'équation d'onde (10) admet pour solution harmonique du temps et de l'espace :

$$\phi(r, t) = \frac{A}{r} e^{j(\omega t + kr)} + \frac{B}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (20) \quad \text{où : } k = \frac{\omega}{a}$$

De cette solution générale, l'onde progressive divergente a pour expression :

$$\phi_i(r, t) = \frac{A}{r} e^{-jkr} e^{j\omega t} = \varphi_1(r) e^{j\omega t} \quad (21)$$

avec : $\varphi_1(r) = \frac{A}{r} e^{-jkr}$.

La fonction $\varphi_1(r)$ est solution de l'équation de HELMHOLTZ :

$$\Delta\varphi_1 + k^2\varphi_1 = 0 \quad (22)$$

En effet, φ_1 est solution de (12) :

$$\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial r^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2\varphi_1}{\partial t^2} \quad (23)$$

or : $\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial r^2} = e^{j\omega t} \frac{d^2\varphi_1}{dr^2}$ et : $\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial t^2} = \omega^2 e^{j\omega t} \varphi_1$

de sorte que (23) devient : $\frac{d^2\varphi_1}{dr^2} + k^2\varphi_1 = 0$, qui est équivalente à (22).

Cette équation, ne dépendant que de r , traduit l'amplitude spatiale du mouvement. On en déduit que la solution harmonique générale de (12) peut se mettre sous la forme :

$$\phi(r, t) = \varphi_1(r) e^{j\omega t} \pm \varphi_2(r) e^{j\omega t} = \phi(r) e^{j\omega t} \quad (24)$$

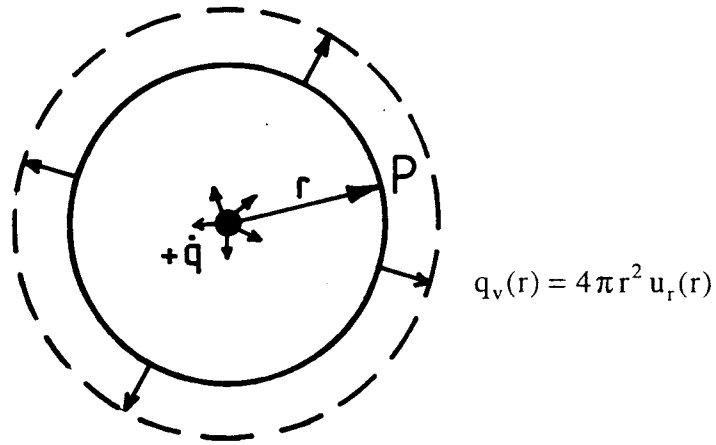
et que $\phi(r)$ vérifie (22).

De la connaissance de $\varphi_1(r)$ on déduit la pression et la vitesse particulière de l'onde sphérique divergente émise depuis la source monopolaire :

$$\begin{cases} p(r, t) = \rho_0 \frac{\partial\phi}{\partial t} = j\omega\rho_0 \phi^{(r,t)} = j\omega\rho_0 \varphi_1(r) e^{j\omega t} \\ u_r(r, t) = \frac{\partial\phi}{\partial r} = e^{j\omega t} \frac{d\varphi_1}{dr} \end{cases}$$

soit au point P :

$$\begin{cases} p(r) = jk\rho_0 a \varphi_1(r) \\ u_r(r) = \left(\frac{1}{r} + jk\right) \varphi_1(r) \end{cases}$$

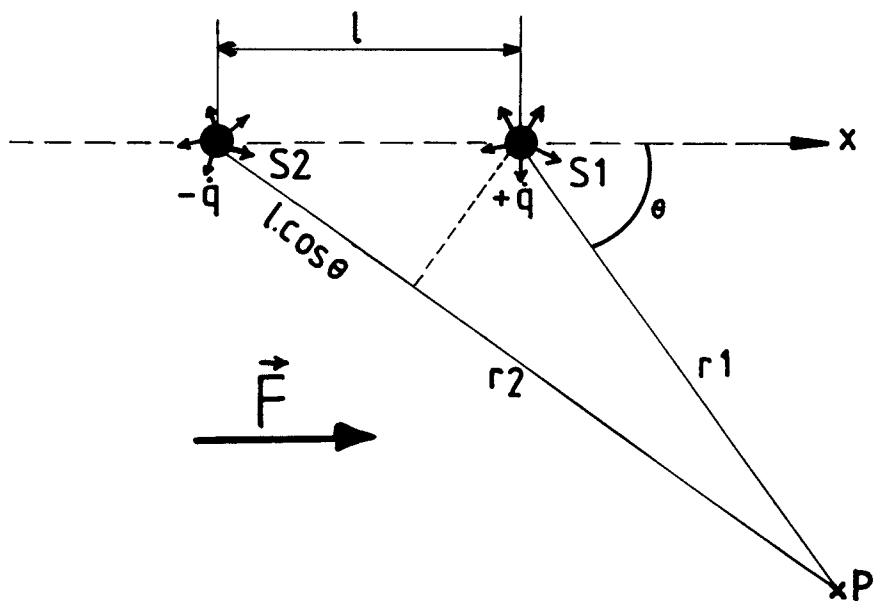


Rayonnement divergent d'une source monopolaire

1.4.2. Sources dipolaires

La source dipolaire peut être représentée par deux sources simples (deux monopôles) très proches ayant des débits égaux et de signes opposés (pulsant en opposition de phase). Le débit total est nul mais le rayonnement acoustique du dipôle se manifeste par l'existence d'un champ de forces fluctuantes dont la direction est celle de la droite reliant les centres et de la source (-q) vers la source (+q).

Considérons le dipôle acoustique constitué par une source S1 d'intensité \dot{q} ($\dot{q} = \frac{dq_m}{dt}$) placée à l'origine, et une source S2 d'intensité $(-\dot{q})$ placée à une distance l de S1 (analogie avec un doublet source et puits en mécanique des fluides).



Au point P, la pression acoustique résulte de la superposition des champs de pression rayonnés par chacune des sources, de sorte que la relation (19) permet d'écrire :

$$p - p_0 = \frac{1}{4\pi r_1} \dot{q}\left(t - \frac{r_1}{a}\right) - \frac{1}{4\pi r_2} \dot{q}\left(t - \frac{r_2}{a}\right) \quad (25)$$

On appelle intensité du dipôle le produit : $G(t) = l\dot{q}(t)$.

Pour que deux sources forment un dipôle acoustique, Lighthill impose la condition :

$$l \ll k = \frac{a}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (26)$$

pour une région de source dite acoustiquement compacte.

Pour le dipôle acoustique, l est petit, $(r_2 - r_1)$ est approximé par $(l \cos\theta)$ à condition que $(r_1 \text{ et } r_2 \gg l)$. La relation (25) peut alors s'écrire :

$$p - p_0 = \cos\theta \left[\frac{1}{4\pi r_1^2} l\dot{q}\left(t - \frac{r_1}{a}\right) + \frac{1}{4\pi a r_1} l\ddot{q}\left(t - \frac{r_2}{a}\right) \right] \quad (27)$$

Le dipôle acoustique permet de définir la notion du champ proche et du champ lointain. La relation (27) peut se mettre sous la forme :

$$p - p_0 = \cos\theta \left[\frac{\omega l a}{a \omega} \frac{1}{4\pi r^2} \dot{q} + \frac{\omega l a}{a \omega} \frac{1}{4\pi a r} \ddot{q} \right] \quad (28)$$

En champ lointain, $r \gg \frac{a}{\omega}$ (29)

En utilisant (24), nous constatons que la pression loin du dipôle est plutôt dominée par le deuxième terme de (27), alors qu'en champ proche, cette pression est surtout dominée par le premier terme. Nous avons ici une différence fondamentale par rapport au cas du monopôle où la pression varie en $\frac{1}{r}$ et ce quelle que soit r . D'après (11), la remarque précédente est aussi applicable à la vitesse particulaire.

Pour le champ de proximité $r \neq l$, on ne parle pas de dipôle; cependant, la relation (25) est utilisable pour le réseau des deux sources. Une application importante du dipôle résulte du

fait qu'il y a propagation de fluctuations de la quantité de mouvement dans le champ proche, d'où le calcul de la force qu'exerce le dipôle sur le fluide environnant. L'écoulement s'effectue de la source (+q) vers la source (-q), et génère en champ proche un moment dipolaire : $M=+lq(t)$. Ainsi, tout mécanisme générateur de bruit, de structure dipolaire, alimente le champ proche d'un moment $lq(t)$ et agit sur le fluide avec la force $\dot{l}q(t)$ de ce moment, cette force agissant de la source (-q) vers la source (+q).

Inversement, comme le montrent G. CHATEL et al. [11], toute force externe agissant sur le fluide génère un champ acoustique dipolaire d'intensité égale à la force en question.

La force G du dipôle dans la direction x de l'axe reliant les centres acoustiques est donnée par la relation :

$$p - p_0 = -\frac{1}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial x} \left[G\left(t - \frac{r}{a}\right) \right] \quad \text{avec } r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$$

De façon générale, le vecteur force \vec{G} dans la relation \vec{r} quelconque est donnée par :

$$p - p_0 = -\frac{1}{4\pi r} \vec{\nabla} \cdot \vec{G}\left(t - \frac{r}{a}\right) \quad (30)$$

Il est possible d'exprimer la pression acoustique rayonnée par un corps en mouvement dans un fluide (exemple : aubages de roue) à partir de la force résultant de l'interaction de ce corps avec le fluide, à l'aide de la relation :

$$\vec{G}(r, t) = \vec{F}(r, t) + \rho_0 V \vec{\gamma} \quad (31)$$

dans laquelle : $V =$ volume du corps immergé
 $\vec{\gamma} = \vec{\ddot{u}}$ son accélération

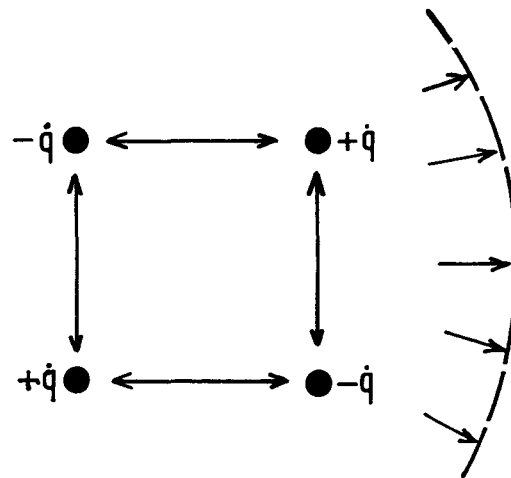
Le terme $\rho_0 V \vec{\gamma}$ représente la quantité d'accélération du corps mobile et \vec{F} est la résultante des forces qu'exerce le corps sur le fluide.

En conclusion, la mesure de ces deux quantités permet d'obtenir d'après (31) l'intensité du dipôle et d'après (30) la pression acoustique rayonnée par le mobile assimilé à une source dipolaire. Cette relation est utilisée par G. CHATEL ([11] et [12]) pour la détermination

expérimentale de la source acoustique liée aux efforts exercés sur le fluide par les aubages de la roue centrifuge SHF-A0.

1.4.3. Sources quadripolaires

Une source quadripolaire est symbolisée par deux paires de dipôles associées de manière très rapprochée et vibrant en opposition de phase.



Le bilan est qu'à travers une surface entourant le réseau, le débit total et la résultante des forces sont nuls.

Le rayonnement acoustique est dû dans ce cas aux contraintes turbulentes qui s'exercent sur la surface : il est directif et a quatre lobes. Pour montrer que la turbulence est en partie responsable du bruit rayonné par l'écoulement d'un fluide, nous écrivons les équations (1) et (2) après quelques arrangements. En formulation indicielle, ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (32)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (33)$$

En multipliant (32) par u_i et en additionnant le résultat et l'équation (33) membre à membre, nous obtenons :

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho u_i u_j + p \delta_{ij}] = 0 \quad (34)$$

$$\delta_{ij} = \text{symboles de Kronecker} \quad \begin{cases} \delta_{ij} = 1 & \text{si } i = j \\ \delta_{ij} = 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}$$

Nous obtenons en définitive les équations de mouvement (32) et (34).

La linéarisation de (34) dans le domaine de l'acoustique permet d'obtenir :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + a^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0 \quad (35)$$

En acoustique, $(p - p_0)\delta_{ij} = a^2(\rho - \rho_0)\delta_{ij}$ où : $p\delta_{ij} = a^2\rho\delta_{ij}$, étant le produit de faibles fluctuations est négligeable.

En éliminant le terme en (ρu_i) entre (32) et (35), nous obtenons enfin l'équation d'onde pour ρ :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = 0 \quad (36)$$

Le rayonnement est dû nécessairement au terme source $[\rho u_i u_j + p \delta_{ij}]$. Les contraintes turbulentes $u_i u_j$ (contraintes de Reynolds) permettent ainsi de définir le tenseur de Lighthill :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - a^2 \rho) \delta_{ij} \quad (37)$$

L'équation (32) écrite avec (37) donne :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + a^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (38)$$

et en éliminant (ρu_i) entre (38) et (32), nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (39)$$

qui n'est autre que l'équation d'onde linéaire (36) avec en plus le terme source dans le second membre dû aux contraintes fluctuantes T_{ij} .

Si on revient sur le cas d'existence de source monopolaire dans l'écoulement, il y a création de débit fluctuant q ; l'équation de continuité (32) s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = q \quad (40)$$

En éliminant (ρu_i) entre (40) et (35), nous aboutissons à l'équation d'onde linéaire suivante avec le terme source q au second membre :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial q}{\partial t} \quad (41)$$

De même, si on considère l'existence de source dipolaire au sein de l'écoulement, il y a création de force fluctuante \vec{F} ; l'équation de conservation de la quantité de mouvement linéarisée (35) s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + a^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = F_i \quad (42)$$

En éliminant (ρu_i) comme précédemment entre (42) et (43), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = -\frac{\partial F_i}{\partial x_i} \quad (43)$$

qui est encore l'équation linéaire de propagation, avec le terme source F_i au second membre.

Dans le cas général où les trois catégories de sources de rayonnement acoustique coexistent dans un écoulement, l'équation d'onde linéarisée a l'expression suivante :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (44)$$

La puissance W acoustique rayonnée peut s'exprimer d'après J-C. GUILLOUD [13] sous la forme :

$$\begin{aligned}
\text{- monopôle :} & \quad W \approx \rho L^2 \frac{V^4}{a} \approx M \\
\text{- dipôle :} & \quad W \approx \rho L^2 \frac{V^6}{a^2} \approx M^3 \\
\text{- quadripôle :} & \quad W \approx \rho L^2 \frac{V^8}{a^5} \approx M^5
\end{aligned}$$

avec :

- ρ = masse volumique du fluide
- V = vitesse moyenne de l'écoulement
- a = célérité des ondes dans le fluide
- L = dimension caractéristique
- M = nombre de Mach = $\frac{V}{a}$

Cette comparaison montre que pour les écoulements à faible nombre de Mach, qui sont généralement le cas des liquides, l'émission sonore est dominée par les sources de type monopolaire; vient en second la contribution des dipôles, et en dernier, et plus faiblement encore, celle des quadripôles. C'est le contraire pour les écoulements rapides et très turbulents (cas des gaz en général), où ce sont plutôt les sources quadripolaires qui priment.

1.5. SOURCES DE BRUITS HYDRAULIQUES DANS LES POMPES CENTRIFUGES

1.5.1. Introduction

Les sources de bruits émis par une pompe centrifuge sont de natures très diverses. On distingue en particulier les bruits d'origine mécanique et ceux d'origine hydraulique. Notre étude s'intéressera essentiellement aux sources hydrauliques prenant naissance au sein des écoulements internes à la pompe caractérisés par un aspect tridimensionnel et une instationnarité importante. Par conséquent, le bruit traité ici sera lié principalement aux fluctuations de pression à l'intérieur de la machine. Bien entendu, l'énergie propagée par ce bruit dans le fluide peut être à l'origine de vibrations des structures et des éléments de circuit où est insérée la pompe, et ces vibrations peuvent être à leur tour à la source de rayonnement de bruits aériens.

Le bruit hydraulique produit par une pompe centrifuge est d'origine monopolaire, dipolaire ou quadripolaire. Chaque type de source met en jeu un mécanisme de génération caractéristique de phénomènes périodiques bien organisés ou aléatoires et de fonctionnement à régime nominal ou à débits partiels. Ces mécanismes ont été décrits notamment par J. TOURRET en 1979 [14] et par J. P. BRIDELANCE en 1982 [15] dans le cas des ventilateurs axiaux.

1.5.2. Sources monopolaires

Les sources monopolaires, comme nous l'avons vu, sont caractérisées par un débit pulsant, et sont celles qui rayonnent le maximum de puissance acoustique dans les écoulements hydrauliques fortement subsoniques.

Dans une pompe centrifuge et notamment en fonctionnement à débits partiels, la cavitation représente la principale source monopolaire d'émission sonore. En effet, lors de l'implosion des bulles ou des poches de cavitation dans les zones de surpression, les énergies mises en jeu peuvent être très importantes, chaque implosion introduisant une pulsation de volume plus ou moins important (induite par une fluctuation de pression pouvant atteindre quelques milliers de bars, comme l'a mis en évidence M. AVELLAN [16]) et peut en conséquence être considéré comme un monopôle.

Le bruit de la cavitation concerne une large gamme fréquentielle (bruit à très large bande); il peut s'étaler entre quelques Hertz en basses fréquences et quelques kHz en hautes fréquences, dépassant la limite supérieure du spectre audible.

Les effets sonores d'une cavitation par bulles séparées se manifestent surtout à hautes fréquences, comme le constatent J. TOURRET [17] et P. J. Mc. NULTY, I. S. PEARSALL [18].

Ces aspects sont largement traités par Y. LECOFFRE [19], qui montre en particulier, que la source monopolaire associée à une bulle unique lors du collapse, rayonne une pression acoustique donnée par :

$$p(r, t) = \frac{1}{4\pi r} Q_m \left(t - \frac{r}{a} \right)$$

où : Q_m est la fluctuation de débit masse de la bulle

Or : $Q_m = \rho V''$ où $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ est le volume de la bulle, d'où :

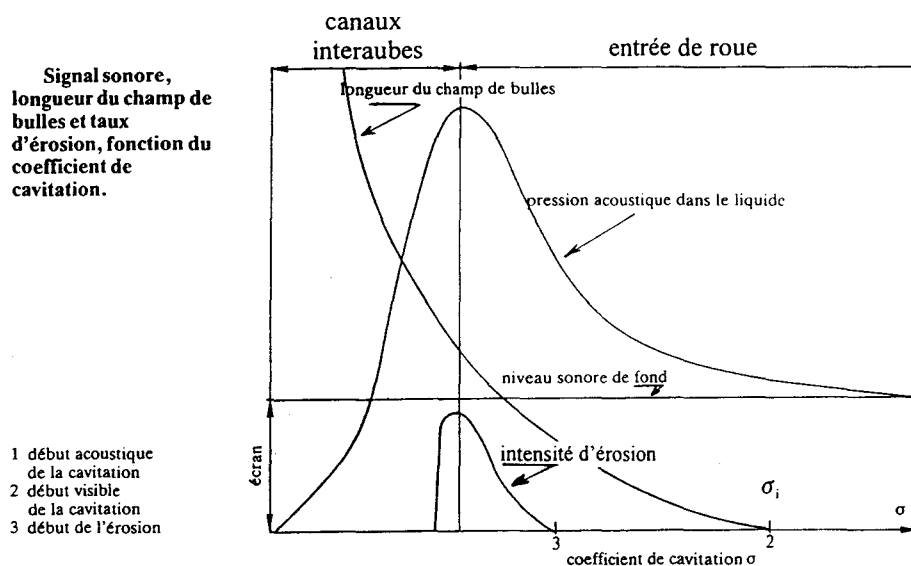
$$p(r, t) = \rho \left[\frac{R}{r} (2R'{}^2 + RR'') \left(t - \frac{r}{a} \right) \right]$$

Il montre par ailleurs, que l'augmentation de la teneur en air libre affecte uniquement le bruit émis par la cavitation à structures séparées. Ce bruit augmente dans un premier temps, connaît un maximum, puis diminue à nouveau.

G. CAIGNAERT [20] a analysé expérimentalement les effets de la cavitation au niveau du bec de volute d'une pompe centrifuge et a conclu que la contribution sonore de cette cavitation sur le bruit global émis par la pompe était de près de 10 dB.

La cavitation est caractérisée par une signature acoustique bien connue : sifflements (bruits de sirène) ou crépitements dus à la résorption par condensation brutale et aux chocs contre les parois des cavités de vapeur. Dans les basses fréquences, l'apport sonore de la cavitation dans le bruit global est relativement faible; cependant, l'énergie localisée sur certaines fréquences peut engendrer une résonance de la ligne d'aspiration lorsqu'il y a coïncidence avec une de ses fréquences propres.

Les effets sonores de la cavitation dans une pompe centrifuge sont directement liés aux phénomènes d'érosion des matériaux qui se trouvent dans le champ cavitant. Ainsi, comme le montre bien J. F. GÜLICH [21], la mesure du bruit de l'écoulement constitue indirectement une évaluation de l'intensité hydrodynamique de la cavitation (taux d'érosion); elle peut également servir d'outil pour déceler le début de cette cavitation comme l'illustre la figure suivante :



Dans cette même référence, on trouve la relation :

$$P_{\text{ér}} = 8,8.10^{-8} \frac{F_{\text{cor}}}{F_{\text{mat}}} \left(\frac{I_{\text{ac}}}{I_{\text{réf}}} \right)^{1.463} \quad (45) \quad \text{avec : } I_{\text{ac}} = \frac{P_{\text{cav}}}{\rho_c}$$

où :

- $P_{\text{ér}}$ = érosion spécifique (W / m^2)
- F_{cor} = facteur de corrosion
- F_{mat} = facteur relatif au matériau
- I_{ac} = intensité acoustique (W / m^2)
- $I_{\text{réf}}$ = valeur de référence de l'intensité acoustique (W / m^2)
- ρ_c = célérité des ondes dans l'eau (m/s)
- P_{cav} = pression acoustique de cavitation (N/m^2)

Cette relation prévisionnelle de l'érosion spécifique en fonction de la pression acoustique de cavitation et des autres paramètres est assez bien corroborée par l'expérience.

Signalons enfin qu'une cavitation développée provoque, comme l'a montré D. LEDUCQ [22], un découplage hydroacoustique de part et d'autre de la pompe du fait de la modification de son impédance acoustique, ce qui, par conséquent, altère également sa matrice de transfert.

Les sources monopolaires peuvent être aussi associées au bruit d'épaisseur dû au volume d'eau balayé et déplacé par les aubages. Ces oscillations de débit masse, du fait de l'épaisseur des aubes, sont plutôt ressenties à la périphérie de la roue centrifuge, leur amplitude varie en fonction de la position de cette roue par rapport à la volute. La zone des plus fortes pulsations est celle du bec de la volute comme nous le verrons ultérieurement. Ces sources sont périodiques tandis que celles de la cavitation sont aléatoires.

1.5.3. Sources dipolaires

Comme vu précédemment, la source dipolaire de bruit est équivalente à un champ de forces pulsant. La vibration d'une lame mince immergée dans l'écoulement en est l'image la plus courante : chaque face constitue un monopôle vibrant en opposition avec celui de l'autre face.

Dans le cas d'une pompe centrifuge, on peut donc assimiler à une source dipolaire la vibration de toute structure immergée, telle qu'une aube de la roue ou du diffuseur quand il

existe, ou encore la surface interne du corps de la pompe, la surface de la volute étant une source de bruit négligeable comme le rappelle BERHAULT [23].

Le dipôle associé à une aube est une source tournante, alors que le dipôle associé à l'interaction du sillage des aubages sur le bec de volute est une source fixe.

L'origine des vibrations des structures peut être mécanique (balourds, mésalignement, roue excentrée, etc...) ou hydraulique (turbulence de l'écoulement, sillages d'aubes, etc...). Un exemple très cité est l'excitation par les tourbillons alternés de KARMAN. Ces tourbillons sont générés par des décollements alternés des filets marginaux se produisant à l'aval des aubes, et sont lâchés de façon périodique ; leur fréquence d'émission est donnée par :

$$f = \frac{St V}{D} \quad (46)$$

où :
V= vitesse moyenne de l'écoulement
D= dimension transversale équivalente de l'obstacle
(épaisseur pour un aubage)
St = nombre de Strouhal (environ 0,2)

Lorsqu'il y a coïncidence entre cette fréquence et l'une des fréquences propres de l'obstacle, il y a couplage et l'obstacle entre en vibration jusqu'à la résonance. Plusieurs exemples sont cités par J. MOREL dans la référence [24].

En pratique, il y a peu de chance pour que les tourbillons alternés fassent vibrer les aubes ou les volutes : en effet, la fréquence propre la plus basse de celles-ci est souvent supérieure à la fréquence d'émission. Alors que les forces d'origine mécanique indépendantes du débit sont bien maîtrisées actuellement et font même l'objet de limitations par une standardisation internationale, les forces d'origine hydraulique sont moins bien connues ; le fait qu'elles varient avec le débit rend en effet leur diagnostic assez compliqué.

D'un autre côté, les sources d'origine mécanique (forces radiales et poussée axiale) sont souvent caractérisées par un spectre de raies (se référer aux travaux de R. S. MISKOVISH et BRENNEN [25] ainsi que ceux de ZANETTI [26]), agissant avec des vecteurs bien déterminés en direction et en amplitude. Par conséquent, un bon dimensionnement et un bon alignement de la ligne d'arbre et des paliers ainsi qu'un équilibrage dynamique et soigné de la roue conduisent à un niveau de bruit faible associé aux fluctuations de ces forces.

Il est à présent clairement établi que les principales sources dipolaires de bruit hydraulique de pompes centrifuges sont associées aux mouvements des organes mobiles et leurs interactions avec les écoulements de fluide. En effet, les pulsations de pression en un point d'observation dans la pompe sont très fortement modulées par le passage des aubes devant ce point. L'analyse en fréquence montre que les spectres sont principalement riches en raies correspondant à la fréquence de rotation et de passage des aubes ainsi que leurs harmoniques supérieures; dans le cas d'un diffuseur aubé, il s'y ajoute la fréquence de coïncidence des aubes de la roue et du diffuseur ainsi que ses multiples entiers. Cette fréquence de coïncidence f_c est donnée par la formule :

$$f_c = \frac{Z_R Z_D}{\text{PGCD}(Z_R, Z_D)} f_r \quad (47)$$

où :

Z_R = nombre d'aubes de la roue

Z_D = nombre d'aubes du diffuseur

f_r = fréquence de rotation

PGCD = Plus Grand Commun Diviseur

a- Travaux expérimentaux

Une analyse expérimentale des sources dipolaires tournantes a été effectuée par G. CHATEL et al. [12]. Dans cette étude, l'auteur se propose de quantifier la contribution du bruit dû aux efforts fluctuants que communiquent les aubes au fluide dans le bruit global mesuré au refoulement de la pompe centrifuge SHF-AO.

La force F du dipôle en mouvement circulaire uniforme est calculée à partir des portances instationnaires sur chaque aube, et ceci dans le domaine spatial et temporel. L'influence du terme $(\rho_0 \vec{V} \vec{U})$ de la relation (31) représentant la variation de quantité d'accélération du fluide déplacé par l'aube n'est pas prise en compte.

Afin de caractériser l'émission sonore de ces dipôles, l'auteur utilise la méthode de réciprocité entre la source mobile et un récepteur réciproque fixé sur la conduite de refoulement de la pompe consistant en un transducteur électrodynamique. Les aubages de la roue sont équipés d'accéléromètres et d'hydrophones ; ces derniers sont découplés mécaniquement des vibrations des aubages et ne sont sensibles en principe qu'à l'hydroacoustique des canaux inter-aubes.

Le protocole suivi a été dans un premier temps de déterminer, pompe à l'arrêt :

- les réponses impulsionnelles $h(t,\theta)$ de la pompe à différentes positions (image de la source due aux forces sur les aubes);
- les fonctions de transfert $H(t,\theta)$ entre l'excitation et les hydrophones : image de l'hydroacoustique des canaux interaubes (écoulements secondaires tourbillonnaires, décollements de couche limite, turbulence), vibrations d'aubes exclues.

Dans un deuxième temps, ont été déterminées à partir des mesures des signaux de pression des capteurs embarqués, les forces exercées par le fluide sur les aubes, ainsi que les forces des dipôles.

En supposant, d'une part, que le système mécanique est linéaire pour appliquer le principe de superposition, et, d'autre part, que l'écoulement (pourvu qu'il soit à faible nombre de Mach : approximation en écoulement lent) ne modifie pas les transferts préalablement déterminés, pompe à l'arrêt, que ce soit en amplitude ou en phase, on peut tirer profit du produit de convolution entre les pressions embarquées et les réponses impulsionnelles $h(t,\theta)$ pour accéder au taux de bruit dipolaire dû au champ de forces pulsantes des aubes, de même que le produit de convolution entre les signaux embarqués et les fonctions de transfert $H(t,\theta)$ permet d'accéder au taux de bruit dipolaire dû aux turbulences de l'écoulement inter-aubes.

En conclusion, il apparaît que la contribution des forces sous-produits de l'interaction fluide-aubage est faible, voire négligeable dans le bruit global transmis par la pompe au conduit de refoulement, et qu'en perspective, il serait intéressant d'évaluer l'incidence du bruit émis par les sources de fluctuations de débit masse hors cavitation (de type monopolaire) et situées en sortie des canaux inter-aubes. Ce dernier point semblerait à première vue contredire le constat de J. P. BRIDELANCE [15] selon lequel il y a prépondérance des sources dipolaires dans les turbomachines. Toutefois, il se pourrait également que la nature du fluide véhiculé favorise tel ou tel type de sources. Quelques éléments de réponse seront apportés ultérieurement (Cf. §5.6.) au travers de nos travaux portant sur l'analyse comparative entre des essais réalisés en eau et en air [27]. Pour le moment, nous nous contenterons donc de mentionner cette apparente contradiction.

J. J. VERHOEVEN [28] évoque le peu de connaissances expérimentales concernant les sources d'excitation hydraulique dues aux écoulements confinés dans une pompe centrifuge, du fait que les mécanismes sont très divers et complexes et varient à la fois avec les paramètres de construction et de fonctionnement. Il en résulte que la mesure de bruit de

certaines sources peut être très difficile, voire parfois irréalisable (difficulté d'instrumentation de zones inaccessibles : labyrinthes, jeux réduits, etc...) et notamment pour les fonctionnements à débits partiels où s'ajoute en outre la complexité des phénomènes. En conséquence, l'auteur propose une méthode prévisionnelle des forces hydrauliques qui relève d'une combinaison calcul-expérience pour élargir la simulation en n'importe quel endroit de la pompe.

Au départ, sont déterminées expérimentalement (exemple : lors de tests de qualification), par une méthode réciproque (comme celle utilisée par G. CHATEL et exposée plus haut), les fonctions de transfert entre les endroits de localisation des sources F_m et les endroits de mesure X_n , d'où la matrice $[H(f)]_{mn}$ telle que :

$$\{X(f)\}_n = [H(f)]_{nm} \{F(f)\}_m \quad (48)$$

Réciproquement, $\{F(f)\}_m = [H(f)]_{mn}^{-1} \{X(f)\}_n \quad (49)$

La matrice H étant une caractéristique intrinsèque de la pompe, elle ne dépend pas de la source excitatrice, tant que l'hypothèse de linéarité reste valable ; alors la mesure de X(f) peut fournir F(f).

Cependant, en pratique, on obtient H uniquement à l'aide de quelques valeurs de (F,X) et pour une bande fréquentielle étroite; en effet, en général, le nombre de localisations des sources et endroits de mesure est fort limité et les excitatrices (sources à piston) ne couvrent pas toutes les fréquences. Au sujet de ce dernier point, le lecteur pourra consulter l'article de J. F. LAURO et A. BOYER [29] ainsi que celui de T. JACOB et al. [30] concernant l'excitatrice (0-200 Hz) de tuyauterie hydraulique développée conjointement par EDF et l'EPFL.

Pour pallier à cette difficulté, J. J. VERHOEVEN calcule les forces hydrauliques F sur un modèle de pompe à partir de la relation (49) dans laquelle X représente une excitation numérique. Il analyse ensuite l'influence de la vitesse de rotation ainsi que celle des paramètres hydrauliques de la pompe, et propose enfin, quelques éléments d'aide à la réduction des forces appliquées par le fluide sur les aubes consistant essentiellement dans la recherche du meilleur guidage et du redressement des lignes de courant à la traversée de la pompe.

b- Modélisation acoustique des sources dipolaires

H. C. SIMPSON, T. A. CLARK et G. A. WEIR [2] ont fait une recherche théorique sur le bruit hydraulique dans les pompes centrifuges visant à déterminer l'influence des paramètres de conception et des conditions de fonctionnement sur le niveau de bruit. Ils constatent tout d'abord que le bruit mesuré au refoulement correspond aux fluctuations de pression à la sortie de la volute. Cela les conduit à ramener le problème au calcul de la distribution des fluctuations de pression statique à la sortie de la pompe.

Les auteurs ne considèrent que les sources dipolaires de production du bruit, à savoir :

- le bruit de circulation associé à la portance instationnaire des aubes et analysé à la base d'un écoulement à interaction à potentiel entre les parties fixes et les parties mobiles de la machine;
- le bruit des sillages visqueux associé à la rotation des aubes de la roue, et qui est étudié d'une manière semi-empirique.

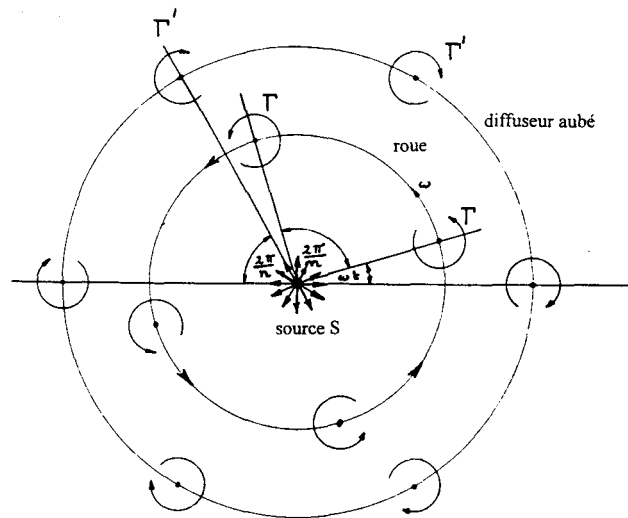
La formule globale de prédiction du bruit n'est valable qu'au voisinage du point de fonctionnement optimal, hors cavitation, sans décollement ni recirculation, et le niveau estimé est essentiellement centré sur la fréquence de passage des aubes.

On trouve une synthèse de ce travail dans un article de P. PEMPIE et J. P. METAIL [31] qui rappelle les différentes formules de prédiction globale du bruit en termes de pression ou de puissance. M. JAREMCZAK [1] s'appuie également sur les travaux de H. C. SIMPSON, T. A. CLARK et G. A. WEIR dont le schéma de calcul simplifié est basé sur un modèle de roue bidimensionnelle à aubes minces, adapté sous des hypothèses moins contraignantes aux trois pompes A0, A2 et C0 du programme expérimental de la SHF (Cf. notre introduction).

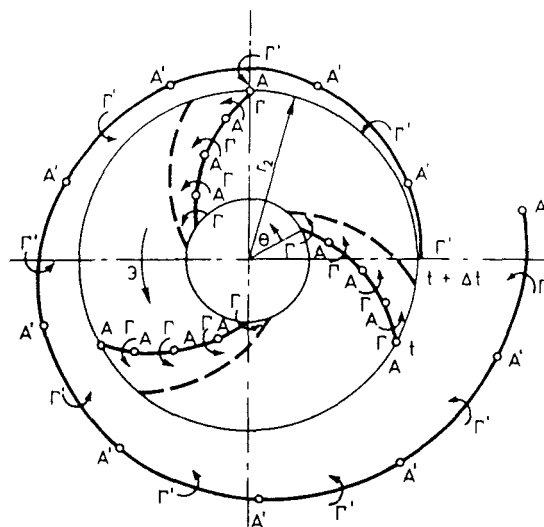
La confrontation des résultats de calculs - expériences menée pour les niveaux de fluctuation de pression à la fréquence de passage des aubes à la sortie de la volute et au point nominal de fonctionnement, fait apparaître une assez bonne corrélation pour A0 et une moins bonne corrélation pour les pompes A2 et C0.

J. P. BERHAULT et al. [23] décrivent les méthodes de modélisation des sources aérodynamiques de bruit dans les turbomachines fabriquées depuis les années 40 et rappellent les différentes formules utilisées selon la nature de la source (formules de SILVERSTEIN en 1939, SEARS en 1941, KEMP et SEARS en 1955, HORLOCK en 1968, BENZAKEIN en 1968).

En ce qui concerne plus particulièrement le calcul du bruit imputé aux sources dipolaires, on propose le protocole suivant, basé sur la méthode des singularités : On assimile un aubage à un dipôle unique tournant comme proposé dans l'article de D. M. COPLEY en 1962 [32]. Ce dipôle peut être considéré d'après F. FARASSAT [33] comme étant la résultante d'une certaine distribution de dipôles élémentaires répartis sur la surface de l'aubage. Ces aspects sont schématisés par les représentations suivantes :



Représentation d'une pompe centrifuge par des singularités (d'après D. M. COPLEY)



Modèle de calcul de MANFRASS

La force F de chaque dipôle est calculée à partir de la valeur de la circulation Γ par la formule :

$$F = \rho \frac{\Gamma S}{2\pi r} \quad (50)$$

où :
 S = intensité de la source de débit placée au centre de la roue
 ρ = masse volumique du fluide
 r = rayon de calcul

Quant à la volute, U. MANFRASS [34] l'assimile en 1972 à une aube circulaire autour de la roue et lui fait correspondre un vortex unique. Il existe des développements un peu plus récents des modèles précédents : on pourra consulter par exemple les travaux d'IMAICHI et al. en 1980 [35].

1.5.4. Sources quadripolaires

Dans une pompe centrifuge, les sources quadripolaires sont associées principalement au bruit de viscosité : émission acoustique des fluctuations de vitesses des couches limites turbulentes donnée par le troisième terme du second membre de l'équation (44).

La source quadripolaire peut également émerger de la turbulence des sillages d'aubes ou de la recirculation à l'entrée ou à la sortie de la roue. Cependant, comme nous l'avons vu, pour les écoulements des liquides généralement à faible nombre de Mach, le rayonnement acoustique des quadripôles est négligeable devant celui des monopôles et des dipôles.

Bruit hydraulique des pompes centrifuges

Bruit	Nature	Origine	Régime de fonctionnement	Fréquence
Bruit de raies	Périodique	- rotation de l'arbre, - circulation d'aubages (variation de portance), - sillages visqueux (interception de rafales), - décollements tourbillonnaires alternés (allée ou ruée de KARMAN)	- tous	- basses fréquences
Bruit de turbulence	Aléatoire	- turbulence des sillages, - turbulence de prérotation, - recirculation à l'entrée ou à la sortie de la roue	- tous	- basses fréquences
Bruit de cavitation	Aléatoire	- cavitation de vortex de sillage, - cavitation d'entrée de roue, - écoulements décollés, - cavitation naissante, - cavitation développée	- débits partiels -----> ----->	- spectre de large bande - hautes fréquences - basses fréquences

1.6. CONCLUSION

Il apparaît d'après cette étude bibliographique, qui n'a certes pas la prétention d'être exhaustive, que les principales sources de bruit dans une pompe centrifuge sont d'origine hydraulique. La participation dans le bruit total transmis par la machine des sources quadripolaires étant négligeable et celle des sources dipolaires peut être estimée.

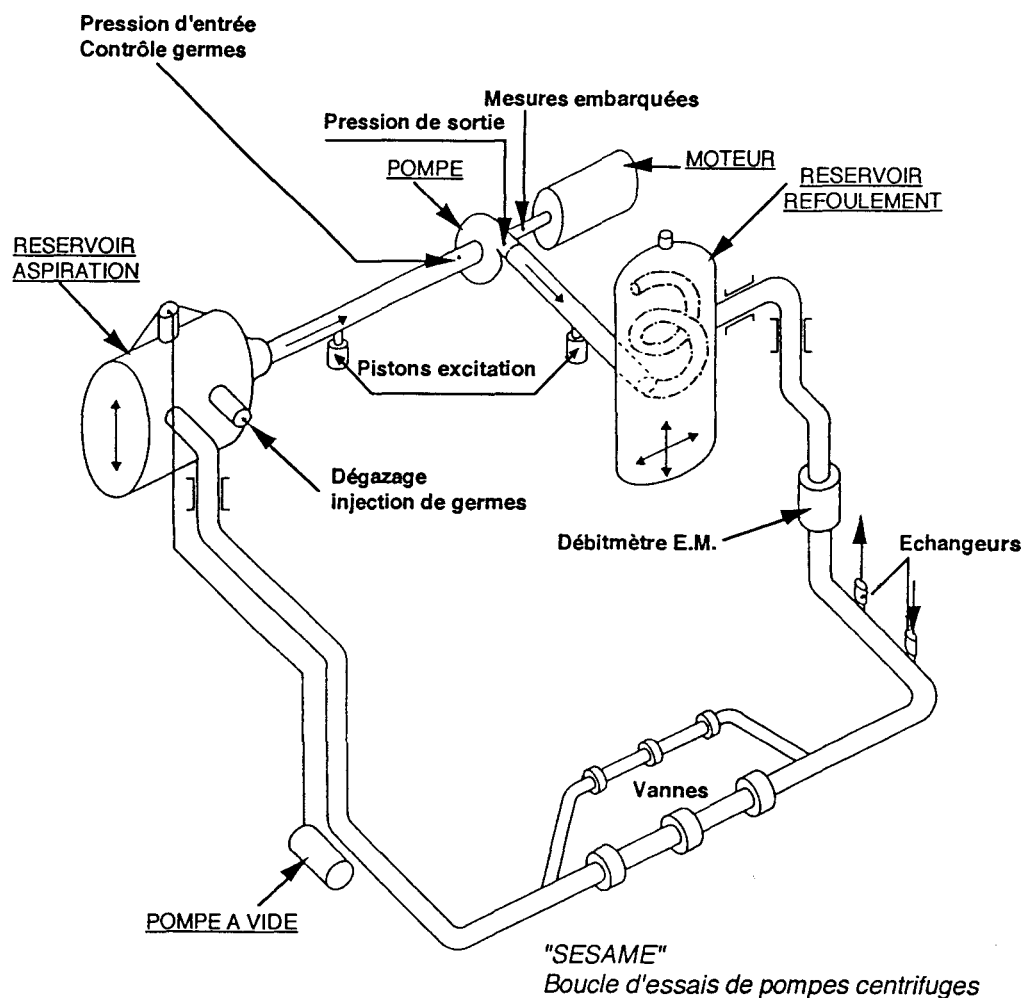
Au vu d'une explication théorique, corroborée par l'expérience, nous pouvons penser que les sources de pulsations de débit en masse (sources monopolaires) sont prédominantes dans l'émission sonore globale d'une pompe centrifuge.

Reste cependant à confirmer cette hypothèse, ce qui constitue l'un des axes d'orientation pour l'analyse expérimentale des pressions qui suit.

CHAPITRE 2. BOUCLE D'ESSAIS & INSTRUMENTATION DES MESURES

2.1. BOUCLE D'ESSAIS HYDROACOUSTIQUES SESAME

Les mesures sur lesquelles s'appuie notre recherche ont été réalisées sur la boucle hydraulique d'essais de pompes centrifuges implantée au Laboratoire de Mécanique de l'ENSAM (Centre régional de Lille).



Cette installation d'essais en circuit fermé, dénommée "SESAME", est spécialement conçue pour permettre une analyse expérimentale des phénomènes fluctuants dans une pompe centrifuge et des sollicitations dynamiques transmises à son circuit. Grâce à elle peut être étudié l'aspect hydroacoustique et vibratoire des pompes et de son circuit immédiat.

2.1.1. Conception de la boucle d'essais

La boucle hydraulique d'essais de pompe "SESAME" d'une capacité en eau de 10 m³, a servi jusqu'à présent de support expérimental à un grand nombre de travaux.

La pompe est entraînée par un moteur à courant continu d'une puissance de l'ordre de 80 kW, de façon à pouvoir faire varier la vitesse de rotation jusqu'à 3000 tr/min ; le débit peut varier de 3 à 600 m³/h et les pressions maximales à l'aspiration et au refoulement sont respectivement de 6 et 17 bar absolus. La valeur du NPSH disponible à l'entrée de la pompe est ajustable entre 0,15 et 50 m.

Cette boucle ne permet pas seulement de réaliser les mesures classiques des caractéristiques et des performances hydrauliques globales ; elle est également bien adaptée aux mesures et analyses des sollicitations transmises au circuit (tuyauteries droites à l'aspiration et au refoulement) en vue d'une caractérisation de l'acoustique de la pompe.

Les tuyauteries d'aspiration et de refoulement sont des longueurs droites respectivement d'environ 6 et 5 mètres. La conduite d'aspiration est d'un diamètre légèrement supérieur au diamètre d'entrée de l'oeillard de la roue (respectivement 250 et 200 mm). A l'entrée de la pompe on dispose d'un convergent de courte longueur.

Ces conditions correspondent à une alimentation idéale de la pompe : le profil des vitesses est propre (dénué de composante rotationnelle, quasi-uniforme, axisymétrique et présente un taux de turbulence faible).

Les réservoirs d'aspiration et de refoulement, d'une assez grande capacité (respectivement 4 et 2,2 m³), servent de zones tampons aux bruits hydroacoustiques provenant de la partie du circuit de vannage dont les sources peuvent être :

- les différentes singularités (coudes, élargissements, piquages...) se trouvant dans cette partie du circuit ;

- les vannes elles-mêmes, par cavitation (quoique celles-ci ne devraient pas caviter en principe); les risques de cette cavitation ont été minimisés grâce à une détente étagée dans trois vannes de réglage de type Monovar montées en série, comme l'a montré A. BONNAZI [36].

Afin de caractériser au mieux le comportement dynamique et acoustique de la pompe considérée alors comme seule source de bruit, des précautions supplémentaires ont été adoptées visant toutes à isoler acoustiquement l'environnement immédiat de la pompe de l'influence du restant du circuit :

- la conduite d'aspiration est facilement démontable pour être remplacée par une Terminaison Anéchoïque pour Liquides (T.A.L.) ;
- la conduite de refoulement est prolongée par un segment de conduite flexible placé en serpentin dans le ballon de refoulement, conduisant à une atténuation de la réverbération du ballon (faible taux d'ondes remontant le courant);
- le ballon d'aspiration est muni d'une grille à trous installée au fond du réservoir faisant écran / filtre au bruit hydroacoustique provenant du circuit de vannage.

2.1.2. Instrumentation

Les principaux instruments de mesure se composent de :

- un tachymètre BRÜEL & KJAER relié à une cellule photoélectrique, qui permet d'ajuster la vitesse de rotation de l'arbre de la pompe entre 0 et 3000 tr/min ;
- un capteur de pression différentiel ROSEMOUNT, affichant par l'intermédiaire d'un conditionneur la pression absolue à l'aspiration ;
- un capteur de pression différentiel ROSEMOUNT connecté avec les prises de pression à l'aspiration et au refoulement, chacune des prises résultant de la moyenne de quatre prises équidistantes situées dans une même section de la conduite : cette mesure permet de calculer la hauteur totale d'élévation (ou hauteur nette) fournie par la machine $H_T = \frac{\Delta p}{\rho g}$;

- un débitmètre électromagnétique ENDRESS & HAUSER, connecté à une centrale d'acquisition, pilotée par un microcalculateur, pour mesurer le débit de la pompe ;

- une résistance en platine introduite dans le réservoir d'aspiration et reliée à son transmetteur ROSEMOUNT, pour mesurer la température de l'eau ;

- une sonde à électrolyte, située dans le même réservoir et reliée à un oxymètre ENDRESS & HAUSER, pour mesurer le taux d'oxygène dissous dans l'eau.

Il convient de noter que la teneur de l'eau en oxygène dissous peut être modifiée, pour ne pas dire contrôlée (le contrôle parfait représente une difficulté particulière), toutefois, le système de génération de germes de cavitation dont le circuit est inséré dans le boucle SESAME rend possible le maintien d'un taux d'oxygène à peu près constant, grâce à l'injection d'un débit de microbulles, contrôlé par la technique du VENTURI cavitant et son électronique de comptage [37] ;

- un système de repérage angulaire de la position de la roue (Cf. figures (A2, 5) et (A2, 6)), spécialement mis en place pour les mesures de vitesse par vélocimétrie Laser, et dont l'utilisation s'est révélée également intéressante pour les mesures de pression ;

- un compresseur et une pompe à vide permettant, au choix, de pressuriser ou de dépressuriser le circuit.

2.2. POMPE SHF EQUIPEE DE LA ROUE A0 & INSTRUMENTATION DE MESURE DES PRESSIONS

2.2.1. Conception et géométrie de la roue A0

La pompe testée est la pompe dite SHF correspondant à la roue A0 dont les principales caractéristiques géométriques et hydrauliques sont regroupées dans le tableau ci-après :

Vitesse de rotation (tr/min)	1330
Débit nominal de tracé (m ³ /h)	495
Hauteur interne nominale (m)	32.8
Diamètre d'entrée de la roue (mm)	200
Diamètre de sortie de la roue (mm)	352
Largeur de sortie de la roue (mm)	43
Angle de l'aubage en sortie (°)	22,5
Nombre d'aubes	7
Vitesse absolue de l'écoulement en sortie de roue (m/s)	12,5
Composante tangentielle de la vitesse absolue de l'écoulement en sortie de roue (m/s)	12,15
Composante débitante de la vitesse absolue de l'écoulement en sortie de roue (m/s)	2,9
Jeu entre la roue et le bec de la volute (entrefer réduit) (%)	3
Epaisseur d'aubage moyenne (mm)	5

Les courbes caractéristiques de la pompe sont représentées sur la figure (A1, 2) de l'annexe A1.

La roue A0 est une roue de conception standard, de vitesse angulaire spécifique ω_s , au point de rendement optimal, égal à 0,67 (ou de vitesse spécifique N_{sq} égale à 36), ce qui correspond à une roue centrifuge de caractéristiques géométriques moyennes pour la famille des pompes centrifuges (Cf. SEDILLE [38]). Sa géométrie a été définie par la société NEYRPIC.

La valeur 3 % du jeu roue / bec de volute correspond à une valeur d'entrefer réduite au minimum et à la configuration initiale de la roue.

Il existe, en fait, deux roues A0 identiques :

- l'une, conçue par la société ALSTHOM dans le cadre d'une convention passée sous l'égide de la SHF, a servi de base aux travaux de M. JAREMCZAK ;
- l'autre, usinée de manière à faciliter l'implantation des capteurs de pression miniatures sur les aubages (avec amovibilité du couvercle côté aspiration), est le support de notre recherche.

2.2.2. Instrumentation de la roue A0

a- Généralités : usinage, choix des capteurs

Dans le cadre d'une action concertée entre le groupe de travail "Hydraulique et bruit des turbomachines" de la SHF et certains de ses partenaires (EDF, CNES), un programme de travail à la fois théorique et expérimental a été défini pour une meilleure connaissance de l'état hydroacoustique d'une pompe centrifuge de conception conventionnelle, en l'occurrence la pompe SHF-A0.

Une coordination et un suivi permanent ont été mis en place entre les laboratoires de mécanique de l'ENSAM de Lille (mesures et expérimentations), le CREMHyG de Grenoble (Calculs et essais de codes numériques) et la SECAV de Marseille (théorie et caractérisation des sources du bruit) afin d'atteindre les objectifs.

La roue A0 est une roue de fonderie en bronze. Le contrôle dimensionnel par machine à usiner tridimensionnelle, l'équilibrage de la roue, l'usinage de l'arbre creux ainsi que l'usinage par électroérosion des emplacements des capteurs sur les aubages et les rainures pour le passage des fils ont été réalisés par la société GARY de Villeneuve d'Ascq.

Le calcul des écoulements dans la roue a été préalablement effectué par le logiciel C3D (code de Chung-Hua WU, quasi 3D de type S1-S2).

La technique de préparation des surfaces et le choix du matériel adapté à la fixation des capteurs sur les aubages sont décrits dans le manuel "VISHAY-MESURES" [39].

Les capteurs sont fixés dans leur emplacement de façon à ce que leur face sensible affleure juste la surface des aubages : les fils d'alimentation et de récupération du signal du pont de jauge sont d'abord collés à l'aide d'un film de colle leur permettant simplement d'adhérer au fond des rainures de passage, puis ils sont noyés sous une couche de résine résistant à l'eau et à la pression. Les fils originellement courts (environ 50 mm) sont prolongés du côté plafond de la roue pour aboutir à un relais de connexion circulaire logé dans le nez de la roue sous l'ogive vissée sur l'arbre de la machine. Les câbles traversent l'arbre creux pour atteindre les six modules doubles-amplificateurs, eux-mêmes embarqués dans un logement cylindrique sur l'arbre.

Entre ce logement et le palier hydraulique côté roue, on dispose de deux collecteurs tournants de marque HBM comptant au total dix pistes en argent dont deux sont réservées à la masse. La transmission des signaux (alimentation stabilisée des conditionneurs et récupération du signal amplifié) se fait par l'intermédiaire de 2 paires de balais en charbon.

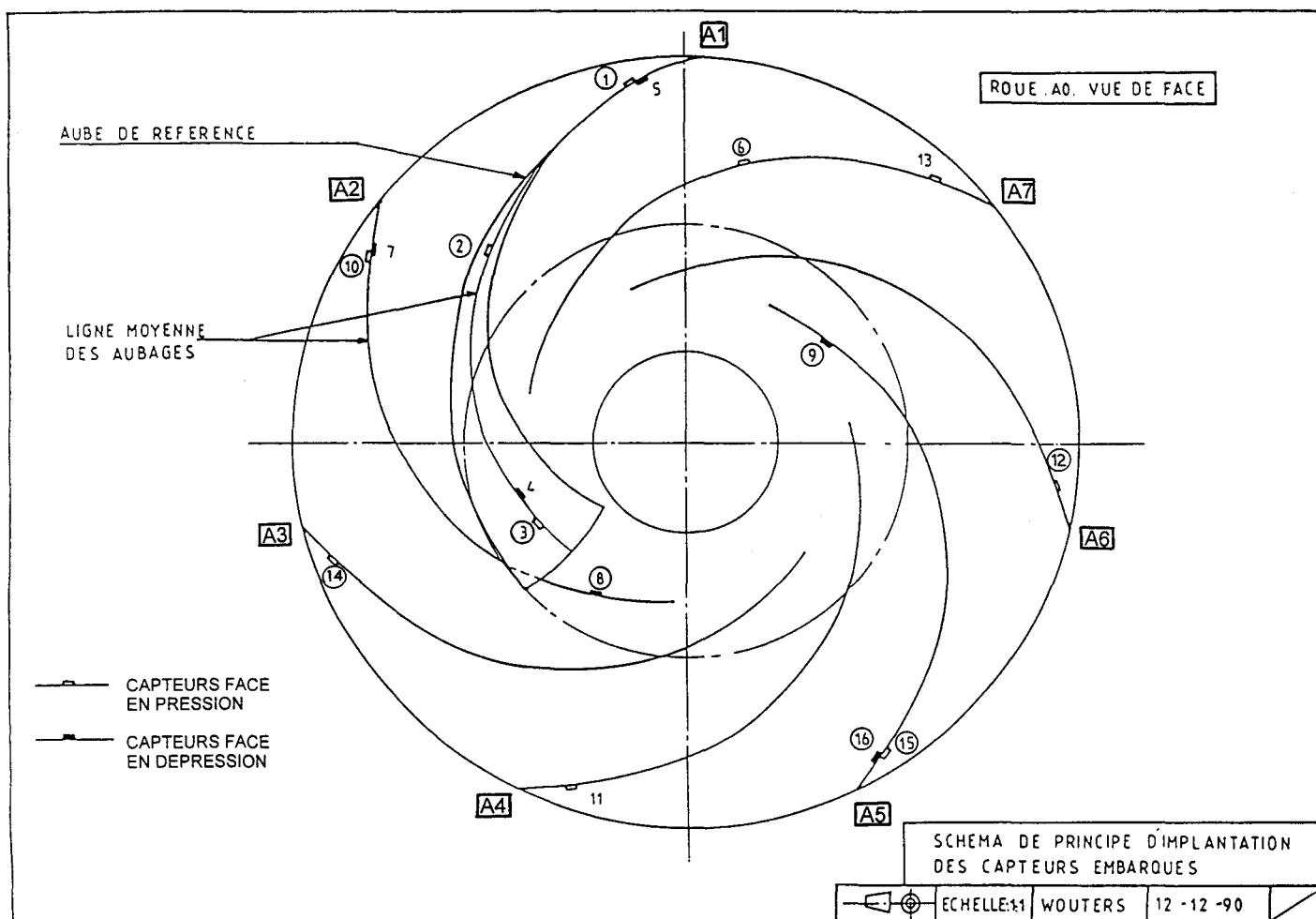
La roue est ainsi équipée de seize capteurs miniatures de mesure de pression dynamique KYOWA du type PS-A et de référence PS-5-KA.

Ces capteurs sont de type piézorésistifs à pont de jauges de déformation, caractérisés par leurs faibles dimensions (diamètre : 6 mm, épaisseur : 0,6 mm, poids : 70 mg, bande passante: 4000 Hz, fréquence naturelle : 20 kHz pour les 5 bars). Ils sont immersibles et garantissent une bonne fiabilité sur une large étendue de mesure (de 0 à 5 bar). En revanche, on peut leur reprocher leur faible sensibilité qui est de 0,6 mV/bar si on la compare avec celle des capteurs ENTRAN EPL-508 par exemple, de même type, mais dont la sensibilité est 17 mV/bar.

Par ailleurs, des tests comparatifs des capteurs KYOWA avec des capteurs piézoélectriques KISTLER ont été réalisés par le CETIM ; ils montrent que les deux types de capteurs ont une réponse identique dans la gamme 0-5000 Hz [86].

b- Implantation des capteurs dans la roue

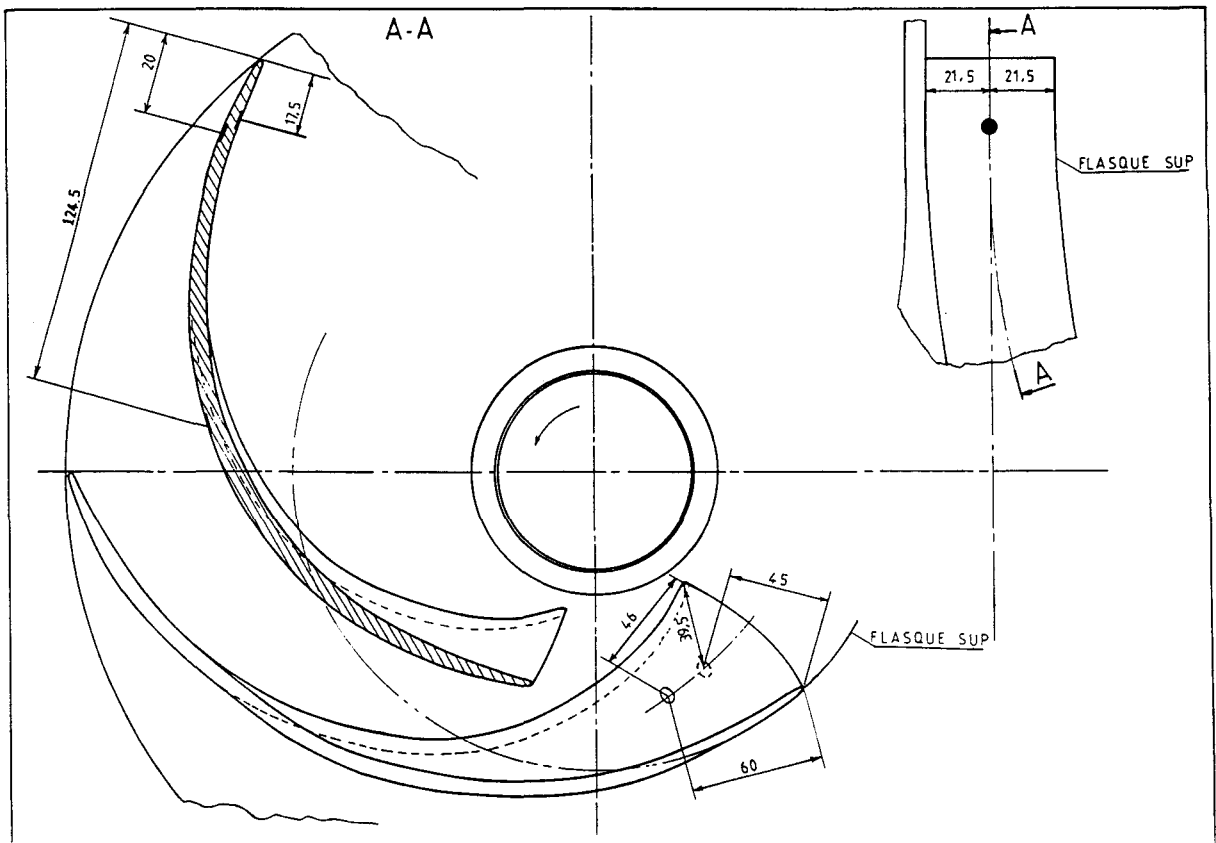
Les seize capteurs implantés sur les aubages de la roue A0 sont référencés de R1 à R16.
Le schéma de principe de cette implantation est présenté sur la figure ci-après :



Nous pouvons regrouper ces capteurs par rapport à une position relative sur l'aubage. Le tableau ci-après résume cette classification :

Position sur l'aubage	Capteurs	Aubages	Position radiale en (mm)
En sortie de roue, aubage face en pression	R1 R10 R14 R11 (-) R15 R12 R13 (-)	A1 A2 A3 A4 A5 A6 A7	167
En sortie de roue, aubage face en dépression	R5 (-) R7 (-) R16	A1 A2 A5	165
En milieu d'aubage, aubage face en pression	R2 R6	A1 A7	130
En entrée de roue, aubage face en pression	R3	A1	85
En entrée de roue, aubage face en dépression	R4 (-) R8 R9	A1 A2 A5	75

La figure suivante donne de plus amples détails sur la position des capteurs.



La première mise en service de cette installation a révélé que seuls onze capteurs étaient opérationnels, les capteurs marqués du signe (-) sont à écarter. Etant donné que le nombre de voies d'acquisition disponibles à cette époque était limité à 8, nous n'avons câblé que trois modules doubles-amplificateurs. Cela n'est d'ailleurs guère pénalisant, car nous ne pouvons de toute façon mesurer simultanément que 6 pressions fluctuantes embarquées compte tenu du nombre de pistes offertes par les bagues.

2.2.3. Etalonnage des capteurs de pression embarqués

Un étalonnage statique des capteurs embarqués a été systématiquement effectué avant chaque série de mesures. Cet étalonnage a parfois été également réalisé pendant ou après les mesures, ce qui nous a permis de constater que la valeur de la sensibilité dérivait peu .

L'étalonnage se fait pompe à l'arrêt, à l'aide d'un logiciel d'aide interactif. La chaîne de matériel utilisée se compose de :

- un micro-calculateur HP86 B ;
- une imprimante ;
- un multimètre numérique ;
- une alimentation stabilisée.

Afin d'accéder à la mesure de la sensibilité d'un capteur X_i ($i = 1,2,3,\dots,16 =$ numéro du capteur et $X = A,B,\dots,F =$ désignation de l'amplificateur), nous avons utilisé cinq points pour tracer la droite de régression linéaire (tension en V, pression en bar), en faisant varier la pression dans le réservoir d'aspiration entre 1 et 5 bar. Pour un point, la mesure résulte de la moyenne de 10 acquisitions dans une première position angulaire de l'arbre de la pompe et de 10 autres acquisitions dans la position à 180 degrés.

En final, et par souci de vérification, nous avons calculé les écarts des points de mesure (pression réelle) par rapport à la droite d'évaluation linéaire (moindres carrés), ce qui nous a permis de revenir sur tout étalonnage paraissant défectueux.

Les valeurs des sensibilités (pentes des droites) ainsi mesurées (bar/V) ont servi à configurer le logiciel d'acquisition des pressions fluctuantes pour accéder à la mesure directement en unités Pascal.

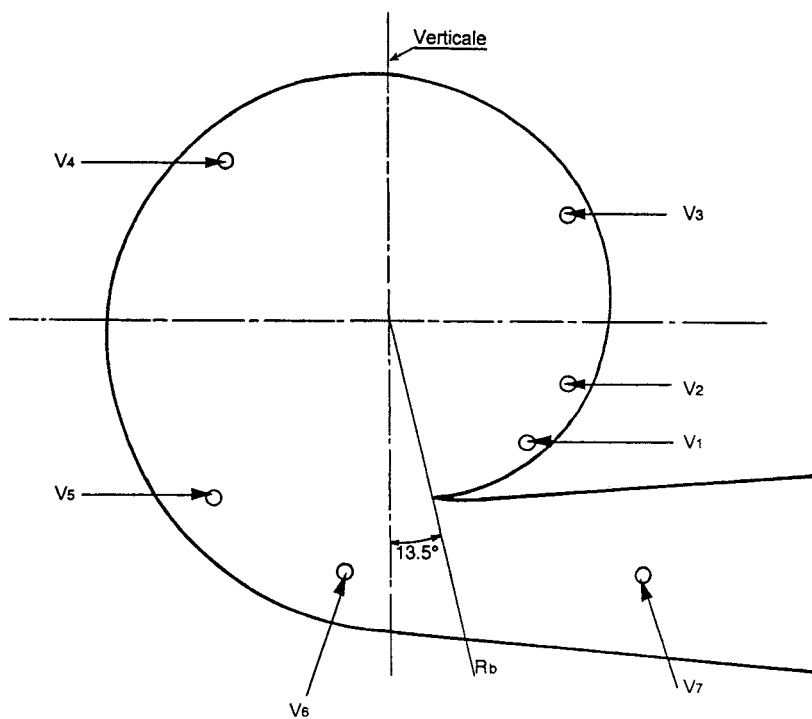
2.2.4. Instrumentation de la volute et des conduites de la pompe

Les capteurs équipant les parties fixes volute et conduites sont de type piézo-électrique, montés à membrane affleurant les parois. Au total, 23 capteurs de pression fixes sont utilisés: Kistler PB701 de diamètre 9 mm et PCB 106850 de diamètre 15 mm.

a- Volute

La volute de forme spirale logarithmique, a une largeur constante : $b_3 = 53,4$ mm et une hauteur équivalente de 137,5 mm (d'après tracé hydraulique).

Comme le montre la figure ci-dessous, la volute est équipée de six capteurs (V1,...,V6) placés à diverses positions angulaires et radiales comme l'indique la table plus bas. Un capteur V7 est disponible sur le cône de sortie de la volute.



CAPTEURS DE LA VOLUTE		
	Position angulaire (°)	Position radiale (mm)
V1	$(R_b, V1) = 35$	196
V2	$(R_b, V2) = 58$	203,5
V3	$(R_b, V3) = 107,5$	216
V4	$(R_b, V4) = 212$	239,5
V5	$(R_b, V5) = 302$	256
V6	$(R_b, V6) = 337$	264

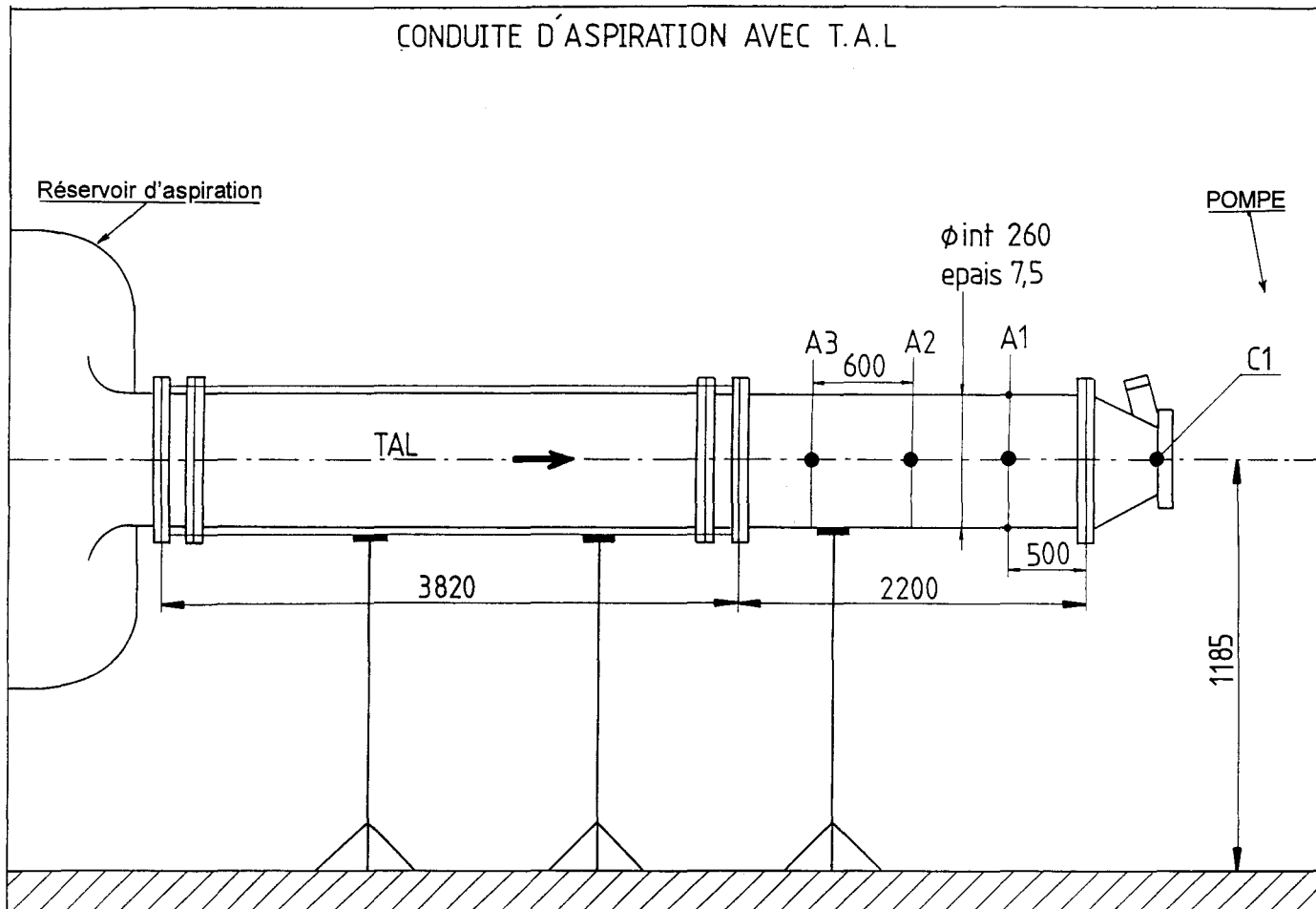
b- Conduites

b1- A l'aspiration

b1.1. Configuration avec Terminaison Anechoïque pour Liquide

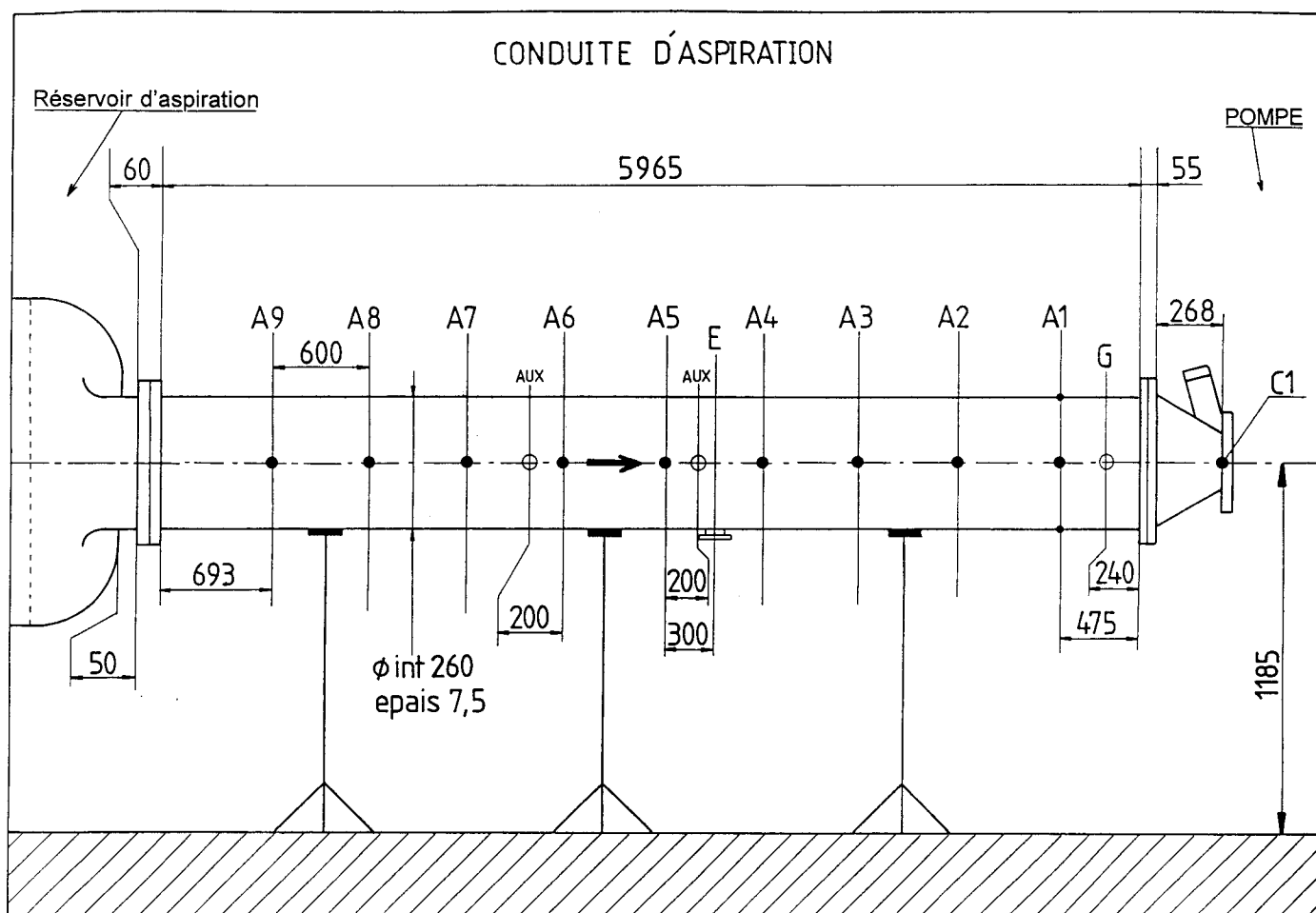
La TAL d'une longueur d'environ 4 m est installée comme l'indique la figure ci-dessous. Elle se prolonge jusqu'au point de convergence de l'aspiration par une conduite rigide de longueur 2,2 m, laquelle est équipée de trois capteurs A1, A2 et A3.

Le capteur C1 est placé sur l'organe d'aspiration de manière à ce qu'il soit le plus proche possible de la roue.



b1.2. Configuration sans TAL

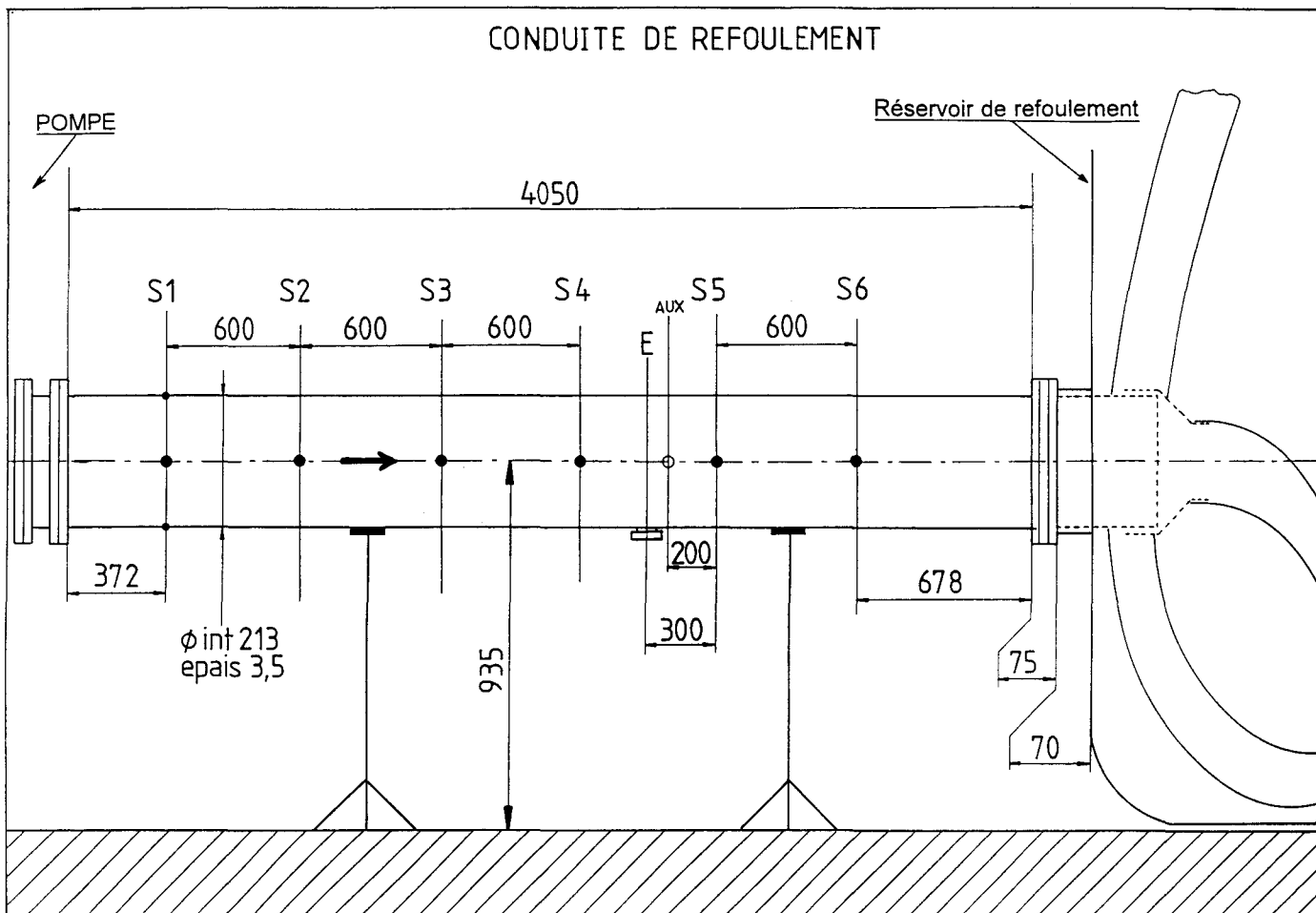
La conduite à l'aspiration est constituée d'un seul élément de longueur 6 m et est interconnectée avec neuf capteurs notés A1 à A9 dans le sens inverse de l'écoulement comme le montre la figure suivante :



b2. Au refoulement

La conduite de refoulement est de longueur 4,05 m, et comporte six capteurs notés de S1 à S6 dans le sens de l'écoulement comme l'indique la figure ci-dessous.

Nous montrons également la manière avec laquelle se poursuit cette conduite dans ballon de refoulement à l'aide d'un tuyau flexible enroulé dans le réservoir.



2.3. INSTRUMENTATION DE MESURE DES VITESSES

2.3.1. Chaîne de vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV)

Nous avons opté pour une chaîne de mesure à configuration bidimensionnelle composée des éléments suivants :

- un laser Argon ionique A_r^+ (SPECTRA-PHYSICS type 2020) délivrant au diaphragme de travail une puissance de 3 Watts toutes raies. La cavité laser est munie d'un prisme sélecteur de longueur d'onde ou d'un miroir de renvoi total ;
- une optique d'émission série 55X de marque DANTEC, constituée :

d'une part,

- d'un séparateur de faisceaux ;
- d'une cellule de Bragg ;
- d'un écarteur de faisceaux ;
- d'un séparateur de couleurs.

d'autre part,

- d'une sonde de diamètre 14 mm, équipée d'une lentille de longueur focale 50 mm, reliée aux modules 55X par l'intermédiaire d'un câble à fibres optiques monomodes conservant la polarisation. La jonction est réalisée au moyen de quatre manipulateurs de fibres facilitant le couplage. Ce câble abrite 5 fibres optiques : 4 fibres monomodes pour l'émission et une fibre centrale multimodes pour la réception ;

- Une optique de réception comportant :

- une lentille focalisant la lumière recueillie en rétrodiffusion sur la fibre centrale de la sonde ;
- deux filtres interférentiels pour séparer les raies bleue (488 nm) et verte (514,5 nm) ;
- deux photomultiplicateurs dont l'un est pré-amplifié pour compenser la faible puissance sur l'une des longueurs d'onde (généralement le bleu) ;

- Un frontal d'acquisition et de traitement du signal (Flow Velocity Analyzer ou F.V.A) incorporant un générateur d'alimentation de la cellule de Bragg ; l'équipement est bidimensionnel à l'heure actuelle ; néanmoins, le F.V.A est prévu pour la configuration 3D et est extensible en granulomètre (Particle Dynamic Analyzer ou PDA) moyennant une carte d'acquisition et une optique de réception spéciales ;

- Des logiciels FLOWARE implantés dans un microcalculateur PC-HP Vectra, permettant de piloter entièrement l'analyseur : la séquence de mesures est gérée à l'aide d'une procédure interactive permettant de réaliser la meilleure optimisation possible (tension d'alimentation des PM, bandes d'analyses, critères de validation, etc.) du taux d'acquisition des bouffées Doppler. Le PC est doté d'une carte d'accès direct à la mémoire (D.M.A) et d'une carte réseau ETHERNET, permettant les transferts des données et leur dépouillement sur une station HP-UNIX ;

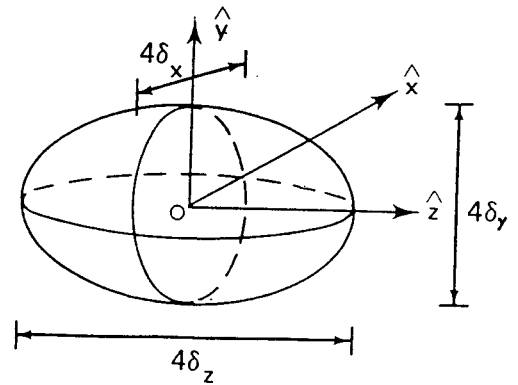
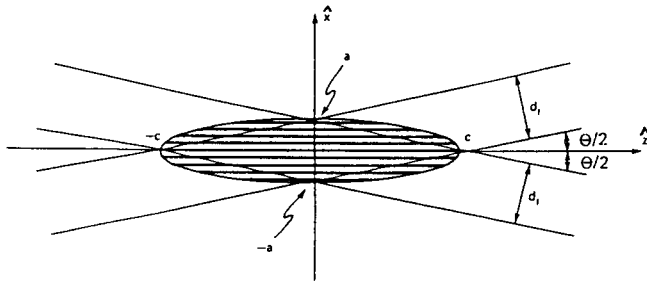
- Eventuellement et en cas de besoin, un module d'expansion de faisceaux (Beam Expander) adaptable sur la sonde 14 mm, et qui permet de travailler avec une distance focale de 150 mm.

Nous pouvons également éclairer et visualiser une zone d'écoulement dans le but de mettre en évidence l'existence d'éventuelles perturbations ou d'écoulements secondaires (tourbillons, décollements, recirculations, couche limite...). Pour ce faire, nous disposons d'une unité de tranche lumineuse laser générée par une lentille divergente.

Les principes de base de vélocimétrie laser sont rappelés dans le premier volet (A2, 1) de l'annexe A2.

2.3.2. Volume de mesure

Les figures ci-après, issues de la référence [40] schématisent l'ellipsoïde du volume de mesure formée au croisement des deux faisceaux.



Les caractéristiques du volume de mesure sont :

- le diamètre : d_f correspondant au cercle où l'intensité au centre du volume de mesure est divisée par e^2 :

$$d_f = \frac{4 f \lambda}{\pi n d_1}$$

où :
 λ = longueur d'onde du faisceau incident
 d_1 = son diamètre gaussien
 f = distance focale de la lentille
 n = indice de réfraction du milieu de propagation

- l'interfrange : $\delta = \frac{\lambda}{2 n \sin \theta/2}$

où $c = \frac{1}{\delta}$ est le facteur d'étalonnage (Théodolite)

- le nombre de franges : $N_f = \frac{4 D}{\pi d_1}$

où D est la distance entre faisceaux avant focalisation

- la vitesse de défilement des franges : $U_d = v_0 \delta$

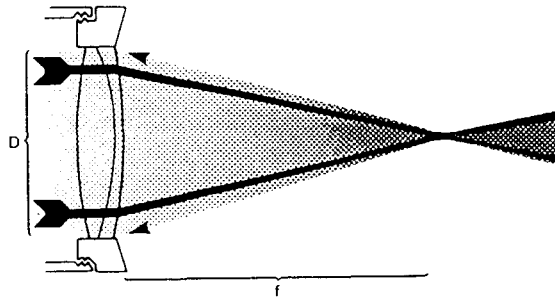
L'interfrange permet de savoir quelles fréquences ν seront à traiter en fonction des vitesses d'écoulement U à mesurer et de U_d , grâce à la relation :

$$\nu \delta = U + U_d$$

Les dimensions du volume de mesure suivant les axes (x, y, z) sont :

$$d_x = \frac{d_f}{\cos \frac{\theta}{2}} \quad ; \quad d_y = d_f \quad ; \quad d_z = \frac{d_f}{\sin \frac{\theta}{2}}$$

Dans la configuration qui nous concerne, nous avons les données suivantes pour la sonde à deux composantes (4 faisceaux) :



Avec : $f = 50 \text{ mm}$
 $D = 8 \text{ mm}$
 $d_1 = 0,27 \text{ mm}$

Ce qui donne un nombre de franges suffisant ($N_f = 37$).

Les dimensions du volume de mesure pour les réseaux de franges coplanaires et orthogonaux bleu et vert sont regroupées dans le tableau ci-après pour deux milieux d'indices différents (air d'indice : $n_0 = 1,0$ et eau d'indice : $n_1 = 1,334$) :

λ (nm)	Milieu de propagation	d_x (μm)	d_y (μm)	d_z (mm)	δ (μm)
488	air	115	115	1,44	3,06
	eau	115	115	1,92	3,06
514,5	air	122	121	1,52	3,23
	eau	122	121	2,03	3,23

CHAPITRE 3. MESURES DES VITESSES EN SORTIE DE ROUE

3.1. ADAPTATION DE LA POMPE POUR LA MESURE DES VITESSES EN SORTIE DE ROUE

3.1.1. Usinages et emplacements des hublots de visée laser

Notre objectif est de mesurer les vitesses le plus près possible de la sortie de la roue et loin de la région la plus perturbée de la volute. Pour y accéder, nous avons été amené à concevoir et à réaliser des usinages spécifiques et des montages mécaniques adaptés.

La figure (A2, 2) rappelle l'essentiel des caractéristiques géométriques de la volute, tandis que la figure (A2, 3) montre le plan méridien de la volute où l'on a réalisé les deux trous débouchant sur la sortie de roue et qui correspond à la section numéro vingt du tracé hydraulique de la volute.

Ces deux trous taraudés servent pour l'insertion de deux pièces appelées hublots. Chacun d'eux est constitué d'une pièce mécanique comportant un verre pour la visée laser, permettant de contourner les problèmes liés à l'immersion directe de la sonde (étanchéité, tenue mécanique, encrassement...). Le hublot intérieur est également dimensionné afin de permettre un guidage parfait de la sonde.

Le choix des verres a été guidé par deux considérations :

- La qualité optique :

Le verre cylindrique est de qualité optique en BK7. Il est usiné avec une planéité inférieure à la longueur d'onde et un parallélisme inférieur à la minute d'angle afin de minimiser les aberrations géométriques et notamment l'aberration sphérique qui intervient dans la forme du volume de mesure. Il est également traité anti-reflet sur les deux surfaces dans la gamme [486 nm - 546 nm]. Les indices de réfraction du verre pour les deux longueurs d'onde qui nous concernent sont :

$$i(488 \text{ nm}) = 1,522$$

$$i(514.5 \text{ nm}) = 1,521$$

- La distance focale de la lentille :

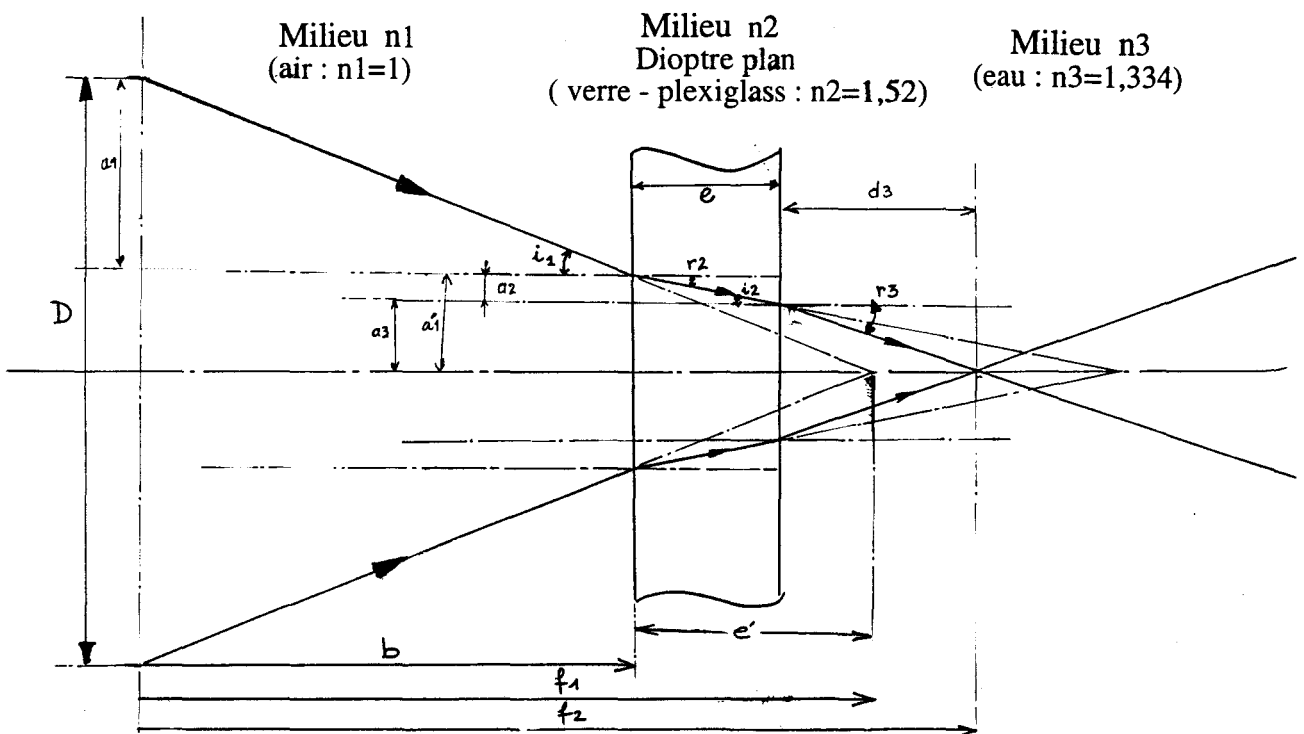
La distance focale de la lentille frontale de la sonde étant assez courte (50 mm) ne permet pas de placer aisément le volume de mesure près de la ceinture de la roue, l'épaisseur du verre a été optimisée à l'aide d'un logiciel de calcul afin d'aboutir à une épaisseur minimisée pour permettre au volume de mesure de concerner toute la largeur de la roue, mais suffisante pour garantir une bonne tenue envers la pression dans la pompe.

La figure (A2, 4) montre le schéma général de la pompe et son instrumentation pour la vélocimétrie laser. Nous remarquons en particulier la disposition des deux hublots notés 5 et 8 dans la légende, ainsi que le positionnement de la sonde au fond du hublot.

3.1.2. Localisation du volume de mesure

Comme il a été mentionné ci-dessus, le calcul de l'épaisseur des verres équipant les hublots ainsi que celui de la position du volume de mesure, a été effectué à l'aide d'un programme basé sur les relations simples de l'optique géométrique dont nous rappelons les éléments essentiels :

Considérons en effet le tracé des chemins optiques de deux faisceaux laser issus de la sonde, traversant une épaisseur d'air (milieu n_1) puis un dioptré plan (milieu n_2) et convergeant ensuite dans l'eau (milieu n_3). C'est le cas de la figure ci-après.



On détermine l'angle i_1 par :

$$i_1 = \arctg\left(\frac{D}{2f_1}\right)$$

Les réfractions (n_1-n_2) puis (n_2-n_3) donnent successivement :

$$r_2 = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin i_1\right)$$

$$r_3 = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_3} \sin r_2\right)$$

D'autre part, nous avons les quantités :

$$\begin{cases} a_1 = b \operatorname{tg} i_1 \\ a_2 = e \operatorname{tg} r_2 \\ a'_1 = \frac{D}{2} - a_1 \\ e' = \frac{a'_1}{\operatorname{tg} i_1} \end{cases}$$

Comme $d_3 = a_3 \cot g r_3$, nous obtenons en définitive :

$$f_2 = e + b + d_3 \quad (*)$$

Si on note $\Delta f = f_2 - f_1$, l'incertitude de mesure sur Δf est donnée par la relation :

$$\Delta(\Delta f) = \Delta f (1 + \operatorname{tg} i_1 \cot g r_3)$$

D'après la relation (*), le volume de mesure le plus éloigné du dioptré s'obtient pour $b = 0$ (lentille de la sonde contre le verre). De ce fait, pour une valeur de d_3 pratiquement imposée (ici, $d_3 = b_2 =$ largeur de la roue), on obtient l'épaisseur de dioptré qui convient.

En ce qui concerne les interfaces cylindriques, la correction de la réfraction peut conduire dans certains cas à des calculs plus compliqués, notamment lorsque l'axe optique ne coïncide pas avec l'axe mécanique. Le lecteur pourra recourir utilement aux travaux de M.L. LOWE et al. [41] et de A.F. BICEN [42].

3.1.3. Mécanisme de déplacement de la sonde

Nous avons également mis au point un système de déplacement à deux degrés de liberté permettant une translation de la sonde dans l'axe des mesures et une rotation autour de celui-ci. Il est constitué par la pièce 14 de la figure (A2, 4) qui se prolonge par une tige solidaire du mécanisme de déplacement proprement dit, celui-ci est actionné par une manivelle associée à un compteur gradué au dixième de millimètre (non représenté ici). Le tout étant plaqué contre le fond de corps côté refoulement (pièce 13).

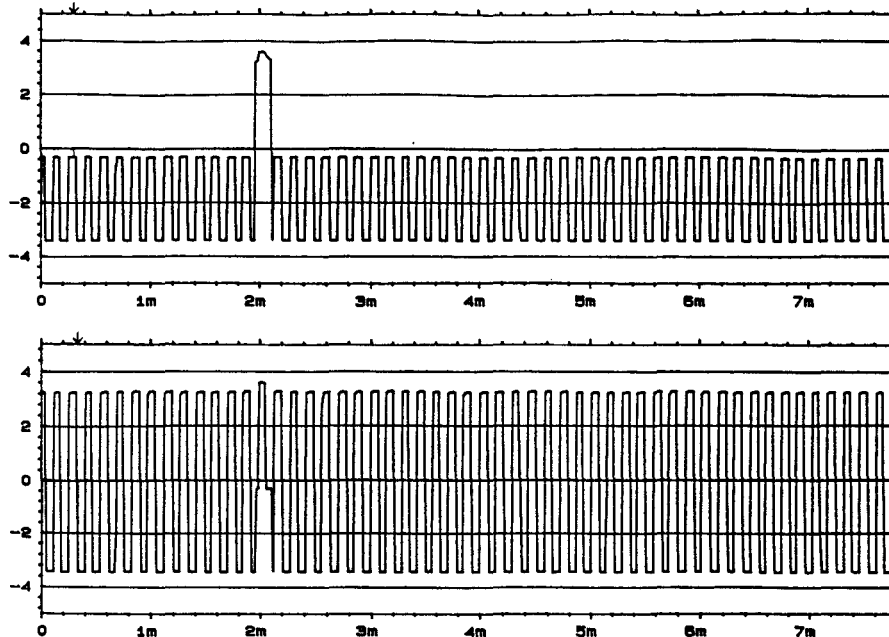
3.1.4. Repérage angulaire dans la roue

Pour repérer le passage de toute particule donnant une vitesse validée du point de vue du seuil du signal et du rapport signal sur bruit correspondant, nous avons mis en place un système de codage angulaire composé de :

- un capteur rotatif incrémental HEIDENHAIN, modèle ERN 1185, au bout d'un petit arbre de paliers secondaires et entraîné en rotation synchrone par l'arbre de la pompe via une courroie crantée (Cf. figure (A2, 5)) ;
- une électronique d'interpolation et de digitalisation pour la mise en forme des signaux incrémentaux du capteur (Cf. figure (A2, 6)) ;
- une alimentation stabilisée.

Le capteur fonctionne selon le principe du balayage photoélectrique de fins réseaux de traits gravés sur un disque tournant [43]. Il délivre à sa sortie deux signaux de commutation (un sinus et un cosinus digital par tour), deux signaux sinusoïdaux incrémentaux par tour et un signal de référence (un sinus incrémental par tour).

L'électronique de digitalisation n'étant pas intégrée au capteur, on dirige les 3 signaux incrémentaux vers un boîtier d'interpolation et de digitalisation afin d'obtenir les trains de signaux TTL rectangulaires, à savoir : 1024 impulsions par tour sur une piste et une impulsion par tour, que nous appellerons RESET, sur une deuxième piste. La figure suivante donne un exemple d'enregistrement de ces signaux délivrés à la vitesse de rotation 400 tr/min.



Ces signaux sont directement exploités par le FVA dans le mode d'acquisition approprié pour associer une position angulaire à chaque particule validée.

3.2. PROCEDURES EXPERIMENTALES ET ACQUISITION DES MESURES

3.2.1. Points de fonctionnement étudiés

Ils ont été sélectionnés de façon à mettre en évidence l'influence de la vitesse de rotation (points en similitude cinématique), du débit (débits partiels et surdébits) et de la pression (pressurisation et dépressurisation du circuit) ou de la teneur de l'eau en air dissous (mesure du taux d'oxygène).

Les différents régimes analysés sont regroupés dans le tableau suivant :

Dénomination	Points de fonctionnement	Vitesse de rotation (tr/min)	Débit (m ³ /h)	Débit réduit Q/Q _n (A)
A	Nominal	1330	495	1,0
B	Similitude hydraulique	1150	427	
C	Similitude hydraulique	944	351	
A1	Essai en surdébit	1330	544	1,1
A2	Essai à débit partiel	1330	445	0,9
A3	Essai à débit partiel	1330	427	0,86
B1	Surdébit de (B)	1150	471	
B2	Débit partiel de (B)	1150	385	
C1	Surdébit de (C)	944	386	
C2	Débit partiel de (C)	944	316	

Ces points sont rassemblés d'une autre manière sur le diagramme de la vitesse de rotation en fonction du débit de la figure (A2, 7).

3.2.2. Protocole opératoire

La mise en oeuvre des mesures a été préparée en respectant les règles suivantes :

- Réétalonnage des capteurs embarqués à chaque série d'acquisitions et réactualisation des valeurs de sensibilité ;
- Vérification de l'étalonnage des capteurs fixes (Kistler et PCB) en les montant diamétralement opposés un par un sur une conduite par rapport à un capteur pris comme référence. Les amplificateurs de charge ont été réajustés de façon à ce que les signaux soient parfaitement identiques ;
- Pour les mesures à faible teneur en air dissous, nous avons pratiqué un dégazage intensif de l'eau de la boucle d'essais ;
- Une attention particulière est portée à la reproductibilité des signaux mesurés ;
- Pour les mesures synchrones, utilisation, dans un premier temps, d'un signal de top par tour délivré par une cellule photoélectrique B&K associée à une pastille réfléchissante collée sur l'arbre de la pompe et à un tachymètre, puis, dans un second temps, de l'impulsion RESET du codeur angulaire, cette dernière ayant l'avantage d'être très précisément reliée à une position de référence de la roue.

3.2.3 Position de référence de la roue

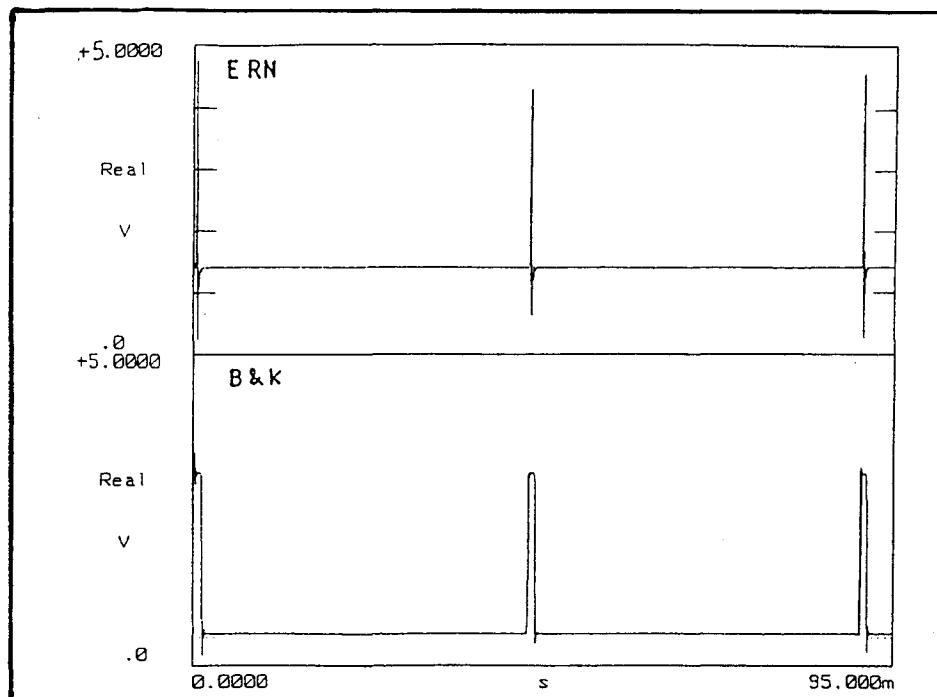
La figure (A2, 8) indique la position de référence de la roue par rapport à la volute. Pour des raisons de commodité et de mise en oeuvre, la position de référence de la roue a été définie sur la pompe complètement montée, tout simplement en mettant à profit l'existence du robinet de purge placé dans la volute à 10° de la verticale des lieux (fig. (A2, 8)) et en procédant de la manière suivante: on introduit une tige munie d'un méplat à l'une de ses extrémités dans l'emplacement du robinet, et on vient caler le bord de fuite de l'aubage de référence A1 (visible à travers le hublot 2) contre le méplat en faisant tourner l'arbre manuellement, on ajuste

ensuite la position du codeur en visualisant l'impulsion de RESET sur l'écran d'un oscilloscope.

Dans cette position, l'angle formé par le rayon passant par le bord de fuite de l'aubage de référence (portant le capteur R1) et le rayon tangent au bec de la volute est de 183 degrés.

L'aubage A4 se trouve alors à 29° du bec (Cf. figure A2, 8)).

Ainsi, à chaque passage de l'aubage de référence au point R0, le codeur génère une impulsion de très courte durée (RESET) ; la figure ci-dessous compare le top par tour B&K et le RESET du ERN 1185.

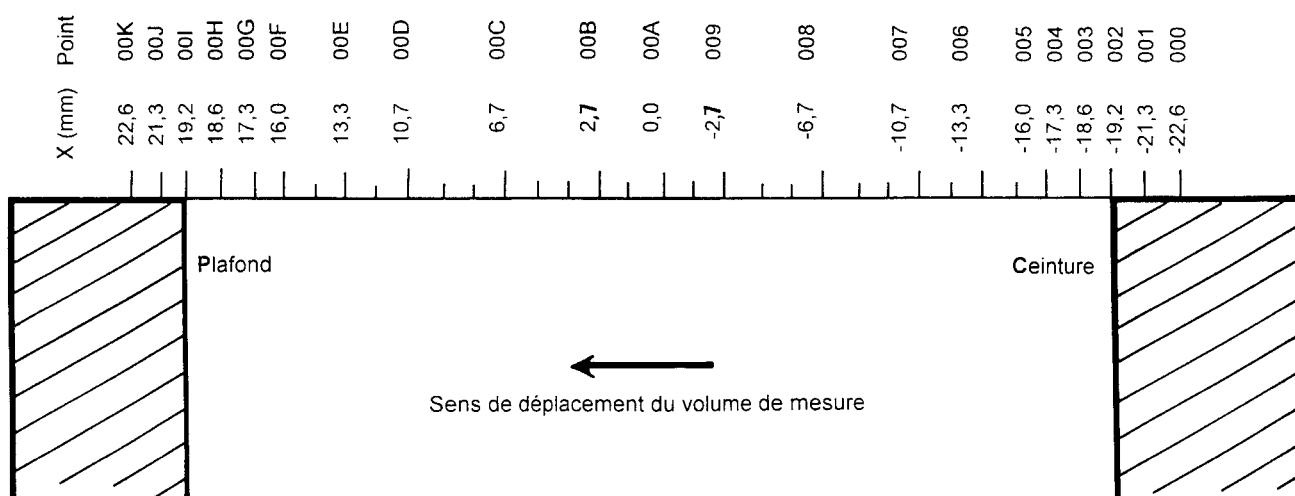


3.3. MESURES DES VITESSES EN SORTIE DE ROUE

3.3.1. Localisation des points de mesures

A travers le hublot intérieur (Cf. figure (A2, 4)), le vélocimètre bidimensionnel permet de mesurer simultanément les deux composantes coplanaires et orthogonales C_m (composante méridienne) et C_u (composante tangentielle) de la vitesse absolue de l'écoulement en sortie de roue. La composante axiale C_z est mesurable à travers le hublot extérieur situé sur la volute en munissant la sonde du module d'expansion des faisceaux.

Nous avons procédé à la mesure de C_m et C_u en 21 positions azimutales en sortie de roue, de manière à explorer la totalité de la largeur de sortie et à déterminer les profils des vitesses pour tous les points de fonctionnement cités précédemment. En raison des contraintes de dimensions, ces mesures ne sont possibles qu'à une distance de 15,5 mm de la sortie de roue. Par ailleurs, l'axe des mesures (Cf. figure (A2, 3)) est légèrement au dessus de la partie lisse de la volute. Nous admettrons, de ce fait, l'approche suivante : l'écoulement à cet endroit n'est pas encore réellement affecté par la géométrie de la volute (influence faible du glissement) et par conséquent, est similaire à celui qui a lieu à la sortie immédiate de la roue. A l'état initial, le front de la sonde est contre le verre du hublot ($b = 0$, sur la figure (A2, 4)), le déplacement du volume de mesure se pratique de la ceinture (point 000) vers le plafond (point 00K) comme l'indique la figure suivante :



La durée d'acquisition en chaque point est fixée à 20 secondes. Le taux d'acquisition "data rate" est de l'ordre de 1 kHz du côté ceinture et au milieu et il chute à moins de 200 Hz du côté plafond où il y a manifestation d'un phénomène de réflexions parasites qui conduit à une saturation des deux photomultiplicateurs.

Les traitements de ces données se font :

- soit à l'aide de FLOWARE, qui réalise les calculs statistiques aujourd'hui devenus classiques (histogrammes, moyennages et pondérations, corrélations). Il applique également l'algorithme de la transformation de Fourier rapide dans sa version adaptée aux données aléatoires pour l'analyse en fréquence ;

- soit à l'aide de programmes externes développés pour des tâches spécifiques sur des fichiers de données transférés sous forme ASCII vers une station de travail via l'interface réseau.

3.3.2. Alignement et calage de la sonde

Nous nous sommes assurés de la qualité optique du volume de mesure avant chaque campagne de mesures. Cette qualité est obtenue grâce au bon alignement du laser avec tous les modules optiques d'émission. A chaque fois, on a veillé, tant à l'optimisation de la puissance lumineuse transmise d'amont en aval de chaque module, qu'à un meilleur couplage des fibres optiques (focalisation sur le coeur de la fibre, polarisation). Les faisceaux bleus et verts en sortie de la sonde sont polarisés dans deux directions orthogonales, ce qui permet d'éliminer le bruit occasionné par l'un ou l'autre des réseaux de franges interférant l'un sur l'autre.

Il est important de souligner les avantages d'un alignement bien soigné sur la qualité des mesures. En effet, les signaux et les taux d'acquisition "Data rate" en sont étroitement dépendants (Cf. A. BOUTIER [44]). A ces avantages s'ajoute évidemment la durée de vie du matériel, notamment celle de la fibre optique dont l'endommagement est accéléré par les mauvais couplages.

La sonde laser est montée dans le mécanisme de déplacement et y est maintenue fermement à l'aide d'un écrou moleté auto-serrant. Ce montage est réalisé de manière à ce que le plan des faisceaux verts soit rigoureusement vertical. Pour ce faire, nous utilisons un plan horizontal de référence solidaire au mécanisme de déplacement (pièce N°13 de la figure (A2, 4)), et nous ajustons la position de la sonde en nous servant de la verticale définie par un fil à plomb placé au loin, et sur lequel on projette les deux taches bleues. Nous fixons ensuite le système complet sur la pièce N°11. Deux pions de centrage positionnent l'axe de la sonde au diamètre 383 mm. Dans cette position, le plan des faisceaux bleus est radial, d'où la mesure de C_m , et le plan des faisceaux verts est tangentiel, d'où la mesure de C_u .

3.3.3. Analyse des mesures

Les figures (A2, 9), (A2, 10) et à (A2, 11) de l'annexe A2 correspondent aux résultats bruts de mesure des 2 composantes C_u et C_m de la vitesse absolue en un point situé du côté ceinture (point 002), à mi-canal (point 00A) et en un point du côté plafond (point 00I).

Pour la vitesse de rotation 1330 tr/min, la durée d'enregistrement correspond à environ 440 tours de roue. Tous les points des mesures sont ramenés sur un tour de roue grâce au repérage angulaire de chaque échantillon de vitesse en fonction de la rotation de la roue. Une moyenne synchrone est tracée sur ces enregistrements et permet de mieux apprécier la modification d'allure des variations de vitesse en sortie de roue.

Sur la figure (A2, 10), nous dessinons les passages des bords de fuite des aubes A_i devant le volume de mesure. Ce qui met en évidence la structure de jet - sillage de l'écoulement, largement dominante en sortie de roue, ce phénomène est bien connu dans la littérature ([45] et [48]).

En général, le signal qui représente la composante C_u est plus régulier que celui de C_m . Entre deux passages d'aubages devant le volume de mesure, le signal de vitesse fait apparaître un maximum et un minimum. On peut noter l'avance variable du maximum de C_u par rapport au maximum de C_m . Ces pics maximum sont caractérisés par une tendance à se rapprocher des faces en pression des aubes lorsqu'on se déplace de la ceinture (000) en direction du plafond jusqu'au point de mesure (00B) à partir duquel cette tendance est inversée. La mesure au point (00A) montre que le maximum de C_u a lieu à 16° avant le passage des faces en pression devant le volume de mesure et que le maximum de C_m a lieu à environ 5° . Cela ne doit pas laisser entendre que les jets se produisent sur les faces en pression des aubes, ce qui serait en contradiction avec la nature physique de l'écoulement en sortie de roue.

En effet, les zones de sillage des aubes sont caractérisées par un déficit des vitesses relatives ([87] et [88]), ce qui correspond d'après le triangle des vitesses de sortie de roue à une vitesse débitante C_m minimale et une vitesse tangentielle C_u maximale. Inversement, les zones de jet correspondent à des survitesses relatives ou encore C_m maximum et C_u minimum.

Il s'ensuit que les jets maximums issus des canaux interaubes (hors décollement) se manifestent du côté des faces en dépression et que les sillages des aubes se manifestent du côté des faces en pression.

Nous retrouvons ce résultat à l'aide de nos mesures si on tient compte de la position du volume de mesure et du mouvement de rotation de la roue, c'est-à-dire des écoulements

relatif et absolu. En effet, compte tenu de cette considération, le vecteur vitesse absolue se trouve projeté en direction du volume de mesure et par conséquent les vitesses sont mesurées avec une certaine avance par rapport au défilement des canaux interaubes en vis-à-vis du volume de mesure. Cette avance peut être approchée numériquement en calculant la valeur de l'angle $\Delta\theta$ entre le jet issu de la roue et le point de mesure.

Au point (00A), les valeurs des composantes de la vitesse absolue sont $C_u=10,98$ m/s et $C_m=3,15$ m/s, d'où la valeur de l'angle $\alpha_2= 16^\circ$ ($\text{tg}\alpha_2 = C_m/C_u$). Par ailleurs, $\text{tg}\alpha_2 = (R3 - R2)/(R2 * \Delta\theta)$ où : $R2=0,176$ m est le rayon de sortie de la roue et $R3=191,5$ m est le rayon au volume de mesure; ce qui donne en définitive : $\Delta\theta=17,5^\circ$ ce qui est assez proche de la valeur 16° mentionnée ci-dessus. En d'autres termes le pic maximum de la composante C_u correspond bien aux vitesses que l'on mesure sur la face en pression d'un aubage et par conséquent à une zone de sillage. En revanche, le maximum de la composante C_m correspond à des vitesses que l'on mesure du côté de la face en dépression et par conséquent à une zone de jet, ce qui est en conformité avec les résultats des références [87] et [88]. On peut noter en outre que l'écoulement en sortie de chaque canal interaubes se compose environ de 50 % de jet et de 50 % de sillage.

Ces figures mettent également en évidence la détérioration de la nature jet-sillage de l'écoulement en fonction de la position azimutale, la structure jet-sillage disparaît sur 25 % de la largeur de sortie de roue et plus particulièrement dans la zone située du côté plafond. Cette région est caractérisée par un écoulement non structuré ayant un fort taux de "turbulence" ces remarques sont en excellent accord avec les résultats de mesure par fil chaud de S. MAROUFI [45]. L'organisation de l'écoulement en jet-sillage du côté ceinture et sa désorganisation du côté plafond de la roue, sont attribuées au nombre fini d'aubes et à la présence de la volute qui impose un écoulement non-axisymétrique en sortie de roue.

Au point nominal (A), les valeurs moyennées en azimut des vitesses C_u et C_m obtenues dans les 21 emplacements précités ainsi que les écarts types, sont réunies dans le tableau de la page suivante :

POINT	X (mm)	C_u (m/s)	C_u -RMS (m/s)	C_m (m/s)	C_m -RMS (m/s)
000	-22,6	11,37	1,38	2,77	1,68
001	-21,3	11,22	1,35	3,54	1,57
002	-19,2	11,13	1,46	3,93	1,47
003	-18,6	11,10	1,52	4,15	1,26
004	-17,3	11,03	1,52	4,28	1,14
005	-16,0	11,14	1,58	4,18	1,06
006	-13,3	11,39	1,67	3,95	0,94
007	-10,7	11,32	1,61	3,62	0,87
008	-6,7	11,22	1,47	3,30	0,80
009	-2,7	11,07	1,35	3,13	0,72
00A	0,0	10,98	1,29	3,15	0,70
00B	2,7	10,63	1,10	3,24	0,63
00C	6,7	10,18	0,72	3,39	0,61
00D	10,7	10,02	0,86	3,95	0,84
00E	13,3	9,86	0,97	3,99	1,10
00F	16,0	9,71	1,09	3,12	1,43
00G	17,3	9,90	1,12	2,58	1,53
00H	18,6	10,21	1,07	1,78	1,46
00I	19,2	10,51	1,00	0,98	1,32
00J	21,3	10,69	0,95	0,29	1,22
00K	22,6	10,71	0,91	-0,44	1,09

Nous constatons que des vitesses débitantes négatives sont mesurées du côté plafond de la roue, ce qui laisse supposer l'existence d'une légère recirculation de sortie dans cette zone du diffuseur. Ceci serait de toute évidence à l'origine de la dégradation de l'écoulement de jet- sillage évoqué ci-dessus.

Les valeurs moyennes des vitesses C_u et C_m pour les 4 points de fonctionnement A, A1, A2 et A3 figurent sur le tableau suivant :

Q/Q_n	C_u (moyenne) (m/s)	C_m (moyenne) (m/s)	Vitess absolue (m/s)	Q/Q_n (calculé) ($Q = 2\pi R_2 b_2 C_m$)
1,1	10,90	3,01	11,31	1,04
1,0	10,73	2,99	11,14	1,03
0,9	10,71	2,39	10,97	0,83
0,86	10,74	2,35	10,99	0,81

Ces valeurs sont à comparer avec les valeurs des vitesses absolues calculées de l'écoulement immédiatement en sortie de roue, qui sont respectivement de 12,15 m/s et de 2,9 m/s, au point de fonctionnement nominal.

Nous constatons que les valeurs des vitesses mesurées à 15 mm en sortie de roue sont assez réalistes et permettent de rendre compte du glissement se produisant entre la sortie de roue et l'endroit de mesure. La vitesse de débit mesurée dépasse de 3 % seulement la vitesse calculée, conduisant à une surestimation du débit de la pompe alors que l'on s'attendait à l'inverse, du fait du ralentissement du fluide confirmé par les valeurs de la 4^{ème} colonne du tableau ci-dessus.

En revanche, la vitesse périphérique est en dessous de 12 %. Les valeurs des vitesses méridiennes permettent également d'obtenir une estimation correcte du débit de la pompe.

Les valeurs moyennes azimutales permettent de tracer les profils des vitesses, la figure (A2, 12) correspond au point nominal.

Nous remarquons que le profil des vitesses débitantes se caractérise par deux zones de survitesses du côté des flasques intérieurs, et par des vitesses plus faibles à mi-canal. Une zone de faible débit, voire même d'écoulement de retour, se situe du côté intérieur du flasque du côté plafond de roue, ce type d'écoulement secondaire ne devrait pas exister en principe au régime nominal. Hormis cette singularité, ce profil des vitesses présente une bonne symétrie en sortie de roue. En revanche, le profil des vitesses périphériques est caractérisé par une dissymétrie, avec des vitesses plus élevées du côté ceinture.

La figure (A2, 13) représente les profils des vitesses C_u et C_m aux 4 points de fonctionnement A, A1, A2 et A3.

Tous les profils C_m , à l'exception du profil de surdébit, confirment la zone de recirculation située du côté plafond et décrite auparavant, même au régime nominal, cette zone est plus étendue aux débits partiels, ce qui était prévisible. En revanche, au régime de surdébit, on enregistre une pointe de débit de ce côté du canal. La figure (A5, 3) en annexe A5, schématise les différents types d'écoulements possibles dans une pompe centrifuge, on peut y distinguer en particulier la zone recirculante (C) que nous avons signalée.

Nous constatons que la vitesse moyenne C_m en surdébit est très légèrement supérieure à celle du débit nominal, ne pouvant toutefois pas justifier la valeur du surdébit, une explication probable est que nos mesures ne sont pas réalisées dans la zone de débit maximum de la roue. Pour ces mêmes conditions, on constate qu'à l'azimut de la mesure, une assez faible influence du débit sur la composante périphérique.

Le profil nominal paraît le plus symétrique de tous les autres profils, ce qui justifie l'adaptation et l'équilibre de la volute au régime nominal.

La figure (A2, 14) permet de vérifier que les composantes de vitesse sont en bonne similitude lorsque la vitesse de rotation varie.

3.3.4. Rapprochement des mesures de vitesse avec la pression mesurée dans la volute au point V4

La figure (A2, 15) permet d'apprécier la superposition des composantes de vitesse à mi-canal, pour les conditions nominales, avec le signal du capteur de pression fluctuante au point V4. Le signal V4 est décalé alors de $22,5^\circ$ (fig. (A2, 8)) pour correspondre à la pression qui serait mesurée au même emplacement que la sonde de vitesse. La représentation est faite sur un tour de roue et nous schématisons les défilements des bords de fuite des aubages en vis-à-vis du volume de mesure par les doubles traits verticaux.

Cette figure qui simule des mesures simultanées de vitesse et de pression, montre à première vue que la composante C_u de la vitesse absolue est en opposition de phase avec le signal de pression V4, et qu'un pic minimum de pression correspond à un maximum de vitesse débitante c'est-à-dire à un jet. Cela dit, il ne faut pas perdre de mémoire que la pression se propage très rapidement, car en effet, V4 enregistre les pics produits par les bords de fuite de façon instantanée, et il faut se rappeler également que les vitesses sont mesurées avec une certaine avance, compte tenu du comportement de l'écoulement absolu dans la volute.

CHAPITRE 4. ANALYSE TEMPORELLE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

4.1. GENERALITES

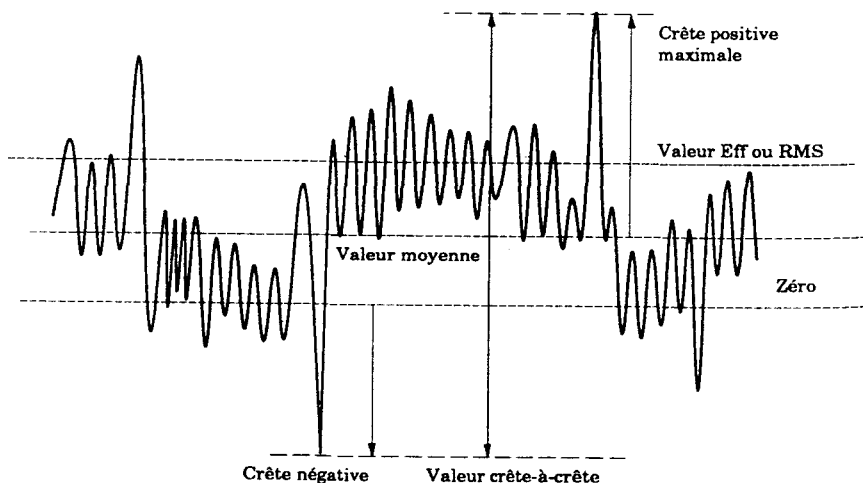
4.1.1. Introduction

Conformément à l'étude bibliographique du chapitre 2, nous allons à présent tenter dans cette analyse temporelle de dégager les principales sources de génération de bruit dans la pompe et d'en expliciter les mécanismes. Dans un premier temps, nous allons logiquement nous intéresser aux fluctuations de pression dans la pompe ; dans un second temps, nous ferons, en sortie de roue, siège des fluctuations les plus importantes, ainsi qu'à l'intérieur de celle-ci, une analyse des pressions dans la volute, puis dans les conduites.

Etant donné le nombre considérable des mesures disponibles, nous choisissons de privilégier l'analyse portant sur le régime nominal, laquelle renverra autant que nécessaire à l'étude d'autres régimes.

4.1.2. Rappel de définitions

Nous nous proposons de rappeler les définitions relatives au signal $p(t)$ d'une grandeur physique fluctuante (valeur RMS, valeur efficace...) qui sont utilisées par la suite.



$$p_{\text{moy}} = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) dt$$

$$p_{\text{eff}} = \frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt$$

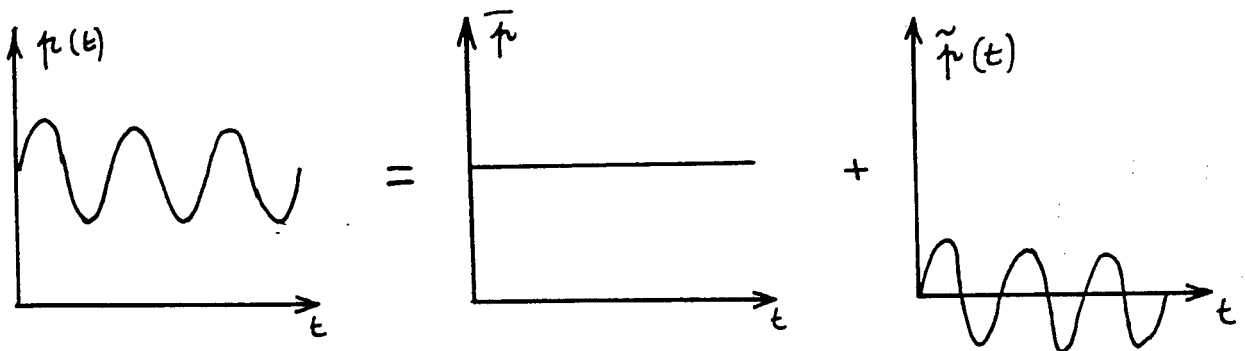
$$p_{\text{RMS}} = \sigma = \sqrt{p_{\text{eff}}}$$

4.1.3. Paramètres d'acquisition des signaux

Les acquisitions des mesures sont réalisées à l'aide d'une centrale multivoies DIFA-SCADAS, capable de traiter 14 voies simultanément. Elle est pilotée par des logiciels LMS implantés sur une station de travail HP-UX. Un bon nombre de fonctions sont calculées en temps réel de façon logicielle à partir de transformations de Fourier, tandis que d'autres traitements spécifiques sont possibles en différé et de manière externe grâce à un accès facile à la base de données LMS.

Il convient de signaler que le grand nombre de capteurs disponibles (34 au total) nous a contraint à décomposer les essais en plusieurs enregistrements successifs sous forme de différents projets LMS.

Si $p(x,t)$ est la pression instantanée régnant dans le fluide, nous avons : $p(x,t) = \bar{p}(x) + \tilde{p}(x,t)$, et nous mesurons uniquement la composante fluctuante $\tilde{p}(x,t)$ pouvant se propager.



En ce qui concerne les mesures des pressions embarquées, cette pression : $p(\theta,t) = p_s(\theta) + \tilde{p}(\theta,t)$ où $p_s(\theta)$ est la pression statique moyenne dans la volute, θ étant l'abscisse angulaire.

Le logiciel d'acquisition FMON (Fourier Monitor) a été configuré avec les principaux paramètres suivants :

$N_e = 8192$ (nombre d'échantillons dans un enregistrement)

$BW = 8000$ Hz (largeur de bande d'analyse)

Ce qui correspond à :

$f_e = 16000$ Hz (fréquence d'échantillonnage)

$\Delta t = 62,5 \mu s$ (résolution temporelle)

$\Delta f = 0,98$ Hz (résolution fréquentielle)

$T = 0,512$ s (durée d'acquisition)

Dans le tableau suivant sont regroupées quelques données utiles à l'analyse :

Vitesse de rotation N (tr/min)	1330	1150	944
Pulsation $\omega = \frac{\pi N}{30}$ (rd/s)	139,28	120,43	90,86
Fréquence de rotation $f_0 = \frac{\omega}{2\pi}$ (Hz)	22,17	19,17	15,73
Fréquence de passage des aubes $f_a = 7f_0$ (Hz)	155,17	134,17	110,13
Durée d'un tour de roue T_0 (msec)	45,11	52,17	63,56
Nombre de tours complets acquis	11	9	8

Les signaux que nous allons analyser ont été acquis dans la configuration du circuit dépourvu de la T.A.L à l'aspiration. Lorsque la teneur de l'eau en oxygène n'est pas indiquée sur les figures, cela correspond à une teneur très faible de l'ordre de 3 mg/l, obtenue après un temps très long de dégazage. Nous vérifions qu'en général, la moyenne des signaux de pressions fluctuantes sur un tour de roue est quasiment nulle :

$$\langle \tilde{p} \rangle \approx 0$$

Les mesures fréquentielles sont réalisées immédiatement après les acquisitions temporelles ; les moyennes synchrones à la rotation de l'arbre sont obtenues par la même impulsion RESET délivrée par le codeur angulaire.

Pour les dépouillements de certaines mesures, nous avons eu recours à l'élaboration de programmes de traitements spécifiques.

4.1.4. Enregistrements disponibles

Un très grand nombre d'essais ont été réalisés de façon à établir une banque de données utiles à des analyses ultérieures. Celle-ci comprend :

- des enregistrements temporels sur 0,512 sec (8192 échantillons) ;
- des spectres linéaires synchrones (2048 échantillons) ;
- des auto-spectres ;
- des inter-spectres ;
- les réponses impulsionnelles et les cohérences ordinaires.

4.2. FLUCTUATIONS DE PRESSION PARIETALES DANS LA ROUE

4.2.1. Analyse en sortie de roue

4.2.1.1. Capteurs périphériques : R1, R10, R12, R14 et R15

Les figures (A3, 1), (A3, 2) et (A3, 3) de l'annexe A3 montrent les enregistrements simultanés au point de fonctionnement nominal A des capteurs R1, R10, R12, R14 et R15 situés en sortie de roue, sur les aubages face en pression. Ces signaux représentés sur la durée d'un tour de roue correspondent à des signaux instantanés (A3, 1) et des moyennes synchrones (A3, 2).

Afin de faciliter leur comparaison, les signaux moyennés issus de R10, R12, R14 et R15 ont subi les traitements suivants :

- chacun d'eux est déphasé d'un angle :

$$\theta_i = \frac{2\pi}{Z}(Z+1 - A_i)$$

où : $Z=7$ est le nombre d'aubes et A_i ($i=1, \dots, 7$) est le numéro de l'aube portant le capteur. Ainsi, tous les capteurs sont ramenés sur l'aube de référence A_1 et sont par conséquent directement comparables à R_1 .

- chacun d'eux est décalé en amplitude d'une valeur constante, afin de les séparer verticalement.

Ces transformations permettent d'obtenir la figure (A3, 3) qui met en évidence une grande similitude entre les pressions fluctuantes en sortie de roue sur chaque aube. Les quelques petites disparités entre ces signaux sont dues en substance aux légères différences dans la géométrie interne des canaux inter-aubes et dans l'affûtage des bords de fuite ainsi qu'aux autres imperfections d'usinage.

4.2.1.2. Analyse du signal typique R1

a- Analyse au régime nominal (point A)

A la lumière du signal issu du capteur R_1 , nous allons examiner l'histoire caractéristique de la pression en sortie de roue vécue par un capteur périphérique, et ce, pendant un cycle complet, soit un tour de roue. Nous fixons à cette analyse l'objectif de mettre en évidence le mécanisme de génération des fluctuations de pression dans la pompe, principales sources de bruit hydroacoustique rayonné.

Sur le tableau (1) de la page suivante, nous trouvons les instants prédits de passage des bords de fuite des 7 aubes A_i par la tangente au bec issue du centre O de la roue. Cela a pour objectif de faciliter l'interprétation de la succession d'événements apparaissant dans les signaux.

Sur le tableau (2), nous avons dressé les instants de passage du bord de fuite de l'aube de référence A_1 et du capteur de référence R_1 devant la tangente au bec, en tenant compte de la situation en retrait de R_1 sur l'aube.

L'angle $\delta\theta = (OA1, OR1)$ est estimé à l'aide de la formule :

$$\text{tg } \delta\theta = \frac{d \cos \beta_2}{R2 - d \sin \beta_2}$$

avec :

$d=23$ mm (distance : centre du capteur - bord de fuite de l'aubage)

$R2=176$ mm

$\beta_2=22,5^\circ$

Ce qui donne : $\delta\theta = 7,2^\circ$. Ce résultat est en accord avec la valeur mesurée.

Enfin, le tableau (3) donne la durée correspondant au défilement de l'épaisseur moyenne de l'aubage.

Tableau (1) : Dates (t_{Ai} / bec) de passage des bords de fuite des capteurs A_i devant le bec de volute à partir de $t_0=0$ (dates exprimées en ms)

Aubages θ N (tr/min)	A4/bec 29°	A3/bec 80,4°	A2/bec 131,9°	A1/bec 183,3°	A7/bec 234,7°	A6/bec 286,1°	A5/bec 337,6°
1330	3,63	10,08	16,52	22,97	29,41	35,86	42,30
1150	4,20	11,66	19,11	26,56	34,02	41,47	48,92
944	5,12	14,20	23,28	32,36	41,44	50,52	59,60

Tableau (2) : Dates de passage de R1/Bec et de A1/Bec

N (tr/min)	1330	1150	944
R1/Bec (ms) $\theta = 176^\circ$	22,06	25,51	31,08
A1/Bec (ms) $\theta = 183,3^\circ$	22,97	26,56	32,36

Tableau (3) : Effet d'épaisseur d'aubage

N (tr/min)	1330	1150	944
Δt (ms) $\left\{ \begin{array}{l} e = 5 \text{ mm} \\ \Delta\theta = 1,6^\circ \end{array} \right.$	0,204	0,236	0,287

Deux observations préalables d'ordre général s'imposent :

- le caractère périodique des fluctuations d'un tour à l'autre est nettement mis en lumière sur la figure (A3, 4), où le signal est représenté sur un peu plus de deux tours de roue ;
- les fluctuations sont très stables : le signal instantané et le signal moyenné sont très peu différents, il y a superposition parfaite de ces deux types de signaux sur la figure (A3, 5) ; les phénomènes sont a priori très corrélés. De ce fait, la non-uniformité de la géométrie de la volute n'altère pas notablement la qualité des signaux.

Ces remarques sont valables pour tous les autres régimes de fonctionnement. Nous pouvons dès à présent en déduire qu'il s'agit de fluctuations très organisées, la période principale étant la durée d'un tour de roue. Ces signaux sont en définitive de nature déterministe, périodiques à période complexe dans le sens où un signal pourra être décrit par une somme de fonctions sinusoïdales. Ces aspects seront confirmés plus loin par une analyse en fréquences.

La figure (A3, 6) représente le signal sur exactement un tour de roue. Il est composé principalement de pics de pression et de pics de dépression, dont l'un d'entre eux est remarquable par l'importance de son amplitude.

La représentation des aubages sur cette figure nous permet de situer ces pics en fonction de la position de la roue. On peut distinguer des pics dus aux passages des aubes et d'autres pics se produisant entre les aubes et qui se caractérisent par une amplitude plus prononcée.

Les pics dus au passage des aubes sont en général assez pointus tandis que les pics de pression issus des canaux inter-aubes sont plus larges, ce qui suggère que ces derniers sont davantage porteurs d'énergie de pression que les premiers ; en effet, et comme nous allons le vérifier dans les analyses relatives à un canal inter-aubes, à la volute ou aux conduites, **la forme de l'onde de pression est plutôt synchrone avec les pics en sortie des canaux de**

la roue et non avec les pics d'aubages. Par ailleurs, le capteur R1 enregistre les interactions avec le bec des aubages A7, A6, A5, A4, représentées par des pics de plus en plus faibles au fur et à mesure que R1 s'éloigne du bec, mais n'enregistre pas les interactions de A3/bec et A2/bec. L'explication en est simple, car les impulsions A3/bec et A2/bec arrivent sur A1 soit très affaiblies, soit n'arrivent pas du tout. En tout cas, une impulsion A_i/bec à une "durée de vie" inférieure à la période de rotation de la roue.

Ces pics s'organisent selon deux zones caractérisées par des comportements différents :

- Zone 1 : correspondant au canal aube à aube, qui est directement en interaction avec le bec de volute. C'est le cas du canal (A2-A1). Nous rappelons que le capteur R1 est embarqué sur l'aubage A1.

- Zone de type 2 : correspondant aux interactions des autres canaux aube à aube avec le bec, en l'occurrence les canaux (A5-A4), (A4-A3), (A3-A2), (A1-A7), (A7-A6) et (A6-A5).

Dans la zone 1 (Cf. figure (A3, 7)), la pression sur l'aubage A1 se distingue par une augmentation continue : elle est dépourvue de pics de dépression. Cette montée en pression s'opère en deux phases :

- D'abord de manière graduelle, s'étalant entre l'instant [R1-A2/bec] où l'aubage A2 est passé devant le bec et l'instant correspondant à la position [R1-P2], soit 20 degrés après. Cette première phase passe par un léger palier de pression localisé à la position [R1-P1], soit à environ 4 degrés après [R1-A2/bec].

- Ensuite de manière brutale, depuis la position [R1-P3] jusqu'au pic notoire maximum [R1-P4], soit pendant 26 degrés. Cette phase se fait également après le passage par le palier [R1-P2]-[R1-P3], qui correspond à un secteur du canal d'environ 11,5 degrés. Le pic maximum se produit approximativement à 5 degrés avant que le bord de fuite de l'aubage A1 ne passe devant le bec, ce qui correspond quasiment au passage du capteur R1 en vis-à-vis du bec, c'est-à-dire à une distance minimale entre la surface sensible du capteur et le bec de volute.

Dans la zone de type 2, la signature des fluctuations est en général d'allure sinusoïdale.

Prenons l'exemple de l'interaction du canal (A4-A3) avec le bec (Cf. figure (A3, 8)). Sur le signal enregistré par R1 et lorsque celui-ci se trouve dans la zone de basse pression de la volute, nous relevons le pic [R1-A4/bec] de passage de A4 devant le bec, qui se produit à

l'instant correspondant à une rotation de la roue de 29° à partir de la position de référence, comme prévu sur le tableau (1). Un petit pic de dépression signalé par [R1-P1] se produit 4° après le passage de l'aubage A4. Nous assistons ensuite à une augmentation de la pression via un léger palier pour atteindre le pic maximum [R1-P2] se situant après passage de 30% du canal [A4-A3] devant le bec. La pression amorce ensuite une phase de décroissance caractérisée par un minimum au point [R1-P3], correspondant au passage de 70% du canal. Ensuite, la pression augmente sur le côté en pression de l'aubage A3 pour engendrer le pic [R1-A3/bec]. Indépendamment de la montée ou de la descente, la pression traverse toujours un palier visible sur le signal.

Si nous nous intéressons à présent à l'interaction du canal (A1-A7) qui continue la zone 1, le capteur R1 se trouvant dans la zone de plus forte pression de la volute (Cf. figure (A3, 9)), nous constatons que la signature de la pression conserve la même forme que le cas précédent, à la différence près que les pics dus aux passages d'aubes [R1-A1/bec] et [R1-A7/bec] sont davantage ressentis par R1 que les pics dus aux canaux inter-aubes mêmes. Nous pouvons observer également que le pic de dépression [R1-P1], ayant lieu après le passage de l'aubage devant le bec, est symétrique du pic maximum ayant lieu avant ce même passage. Tout se passe comme si on fermait et on ouvrait un robinet de manière extrêmement rapide.

A l'instant où l'aubage arrive près du bec, il y a fermeture du canal interaube donc blocage du débit, d'où le pic de pression juste avant que l'aubage ne passe devant le bec et inversement à l'ouverture du canal interaube après le passage de l'aubage devant le bec, le fluide s'échappe rapidement, d'où le pic de dépression correspondant.

Ces explications sont par ailleurs corroborées par les analyses des vitesses, réalisées par S. CHU, R. DONG et J. KATZ [46], dans la région du bec : le pic de pression maximum enregistré par le capteur R1 correspond à un maximum de vitesse débitante, juste avant l'étranglement de la section de passage du fluide entre l'aubage et le bec de volute et le pic de dépression correspond à la vitesse de débit minimale et donc à la section de passage minimale.

Ces résultats nous conduisent à la conclusion partielle que le signal de R1 présente :

- deux sortes de pic de pression en général [47]: des pics de nature "mécanique", dus aux défilements des bords de fuite des aubes devant le bec, donc à un étranglement de la section afférente au passage du fluide (ces pics sont particulièrement ressentis pour $r \leq 1,2 R_2$: [46]) et des pics "hydrauliques", dus à l'ouverture des canaux aube à aube (pics de l'effet canal). Dans la zone de plus forte pression de la volute (premier tiers) à partir du bec et

dans le sens de la spirale croissante (ou de l'écoulement), les pics mécaniques sont plus importants que les pics hydrauliques (cas des canaux (A7-A1) et (A6-A7)). Dans la zone de moyenne et basse pression de la volute (les deux tiers restant), les pics hydrauliques sont largement dominants.

- Un pic de pression singulier se produisant dans la zone du bec, un peu avant que les bords de fuite ne se présentent devant celui-ci. Il s'agit d'un pic assez pointu de type impulsif (DIRAC), qui, en dépit de son amplitude remarquable ne va pas imposer la forme de l'onde de pression (Cf. l'analyse dans un canal de roue) ; son énergie, faible malgré tout, est sans doute immédiatement dissipée dans la zone du bec. En effet, comme nous le verrons plus loin, l'allure globale de l'onde de pression est plutôt imposée par les pics de l'effet canal.

Ainsi, le bec de volute présente une singularité importante en se constituant comme une frontière entre deux zones de pressions différentes. Cette frontière est elle même une petite zone où le comportement de la pression est singulier. Ce constat est à rapprocher avec la singularité constituée par le point de stagnation de l'écoulement au niveau du bec, qui engendre des gradients de vitesses importants de part et d'autre de ce point [46].

Ces caractéristiques expliquent que ce sujet ait soulevé l'intérêt de plusieurs auteurs. Nous signalons en particulier l'excellent travail de visualisation des écoulements dans la zone du bec de T. ELHOLM, E. AYDER et R. VAN DEN BRAEMBUSCHE [48], ou encore celui, assez analogue, de R.B. BROWNELL et R.D. FLACK [49], où on trouvera une synthèse des différents travaux consacrés à ce thème. Ces travaux montrent toute la complexité de la structure des écoulements en sortie de roue et le rôle que joue le bec de volute vis-à-vis des performances hydrauliques de la pompe.

Dans l'article de S. CHU, R. DONG et J. KATZ [46], dont l'objectif est d'étudier la corrélation entre la structure de l'écoulement et le champ de pression induit dans la région du bec, les pressions sont directement calculées à partir des mesures de distribution des vitesses par la technique PDV.

Cette technique est par ailleurs fort bien détaillée dans deux autres études émanant des mêmes auteurs [50] et [51]. La pression est donnée par les équations de Navier-Stokes écrites pour les grandeurs fluctuantes appelées équations de Reynolds. Pour un fluide incompressible, en mouvement moyen non permanent, nous avons :

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = -\rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i' u_j') - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right]$$

où l'on peut négliger le terme des tensions visqueuses, ce qui est légitimé par une valeur de Reynolds très grande.

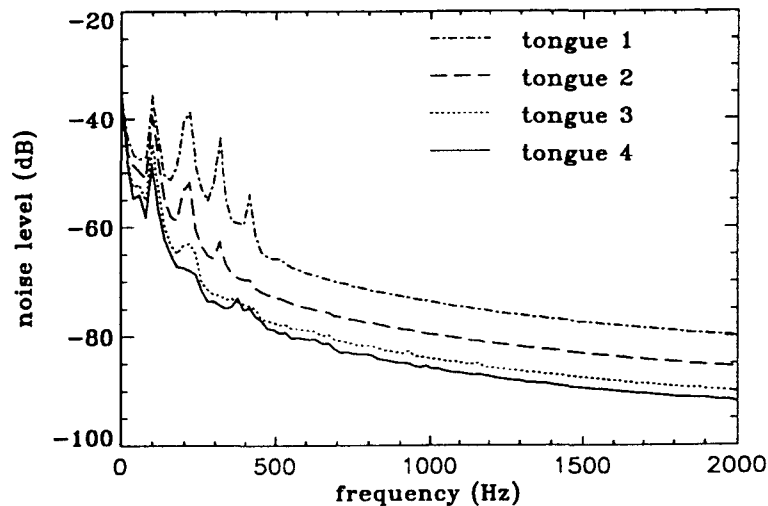
Connaissant la pression en un point de coordonnées (x_{i0}) , on en déduit la pression en un point quelconque de coordonnées (x_i) par intégration des équations ci-dessus, ce qui donne :

$$p(x_i, t) - p(x_{i0}, t) = - \int_{(x_{i0}, t)}^{(x_i, t)} \rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i' u_j') \right] dx_i$$

Le calcul peut être encore simplifié si on néglige le terme des contraintes de Reynolds dans une intégration entre deux points suffisamment rapprochés.

Les auteurs confirment que l'écoulement en sortie de roue est de type "pulsant", largement dominé par le phénomène de jet / sillage issu des interactions des aubes avec le bec.

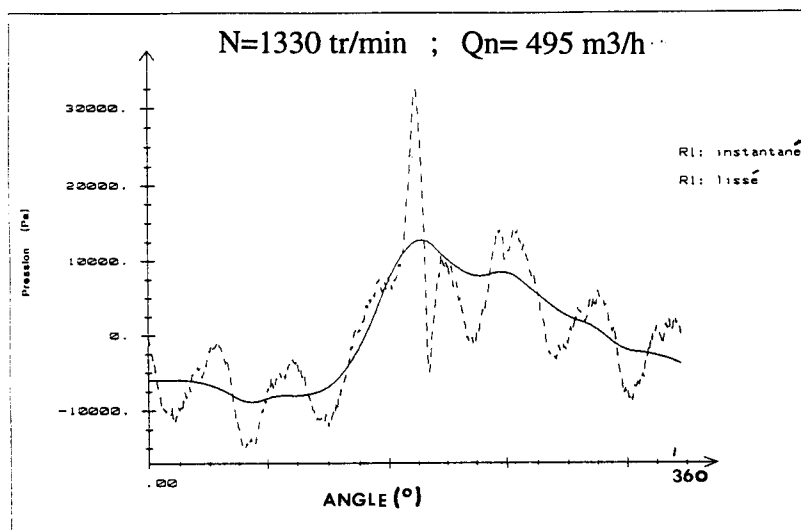
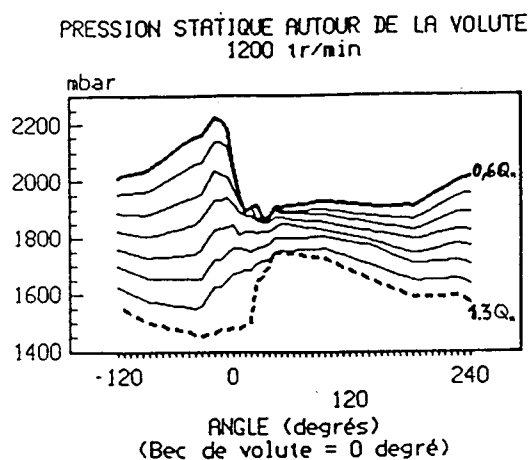
Différents rognages du bec sont testés enfin, mettant en évidence la relation entre le niveau sonore mesuré à la sortie de la pompe et l'entrefer bec-roue, comme le précise la figure suivante:



b- Allure globale du signal R1 et relation avec la pression moyenne dans la volute

Nous pouvons par ailleurs décomposer le signal R1 en deux zones selon le comportement global des fluctuations, à savoir une zone où les fluctuations sont de signe négatif et une zone

où le signe est positif, représentant 90% de la zone précédente. Nous pouvons en outre relever une zone où la pression est caractérisée par une évolution globale croissante et une autre zone où cette évolution est décroissante sur environ 70% du tour, correspondant à peu près aux deux tiers de la volute en partant du bec, dans le sens de rotation de la roue. Cette dernière remarque renvoie à la question de la distribution de la pression statique dans la volute. Cette distribution n'a pas pu être précisée ici. Cependant, elle est suggérée par le lissage du signal de type R1 (Cf. figures ci-dessous), comme l'a montré M. KAMGA [52]. En effet, les bords de fuite des aubages sont amenés au cours de leur rotation à balayer l'espace fixe de la volute et à y scruter en quelque sorte la pression moyenne.



c- Analyse comparée de R1 à différents points de fonctionnement

La figure (A3, 10) montre le signal R1 mesuré au point nominal A, en surdébit A1 et aux deux débits partiels A2 et A3 sur un tour de roue. S'il existe quelque ressemblance entre A et A1, il n'y en a aucune avec le signal du débit partiel.

Tout d'abord, nous constatons que le signal nominal se situe au milieu des autres signaux.

Le signal de surdébit a les caractéristiques suivantes :

- il ne s'accompagne pas du pic en dépression qui suit immédiatement le pic en pression aux autres débits ;
- il tend à décroître entre deux pics maximums (pente négative), tandis que le signal de débit partiel y est toujours croissant, mais avec une pente en valeur absolue plus faible.

Le signal de débit partiel apparaît selon une grossière approximation comme l'inverse de ce qu'il est au point nominal, il présente le minimum le plus marqué et il se caractérise par une pente positive.

Deux éléments méritent d'être comparés : les amplitudes et la localisation des pics. Les données relevées sont réunies dans le tableau suivant :

	Amplitude			localisation du pic par rapport au bec	
	Minimum (Pa)	Maximum (Pa)	Δp (bar)	Pic de pression maximum	Pic de dépression minimum
Nominal A	-12000	36000	0,5	-4,5°	-4,5°
Surdébit A1	-23000	65000	1	-1,5°	
Débit partiel A2	-50000	32000	0,8	-11°	2,5°
Débit partiel A3	-65000	37000	1,1	-13,5°	2,5°

Nous pouvons donc apprécier l'ampleur de ces fluctuations hors régime nominal. En effet, on peut atteindre des niveaux d'amplitude dépassant un bar sur les pics, et ce, pour un léger débit partiel (cas de A3).

Signalons également le fait que le régime nominal se dégrade très rapidement avec le vannage, traduisant ainsi le fragile équilibre de la volute au point d'adaptation.

Notons enfin l'existence de deux points de même pression à tous les régimes : un premier point est localisé à la position d'angle 8° à l'amont du bec. Ce point correspondant à un pic présente un certain intérêt car les signaux s'inversent de part et d'autre de sa position. Il pourrait correspondre en effet au pic de la pression statique moyenne dans la volute. Un deuxième point où la fluctuation est quasiment nulle à tout débit (point silencieux) est localisé à la position d'angle 175° à l'aval du bec, c'est à dire pratiquement à l'opposé de celui-ci, au voisinage de A1 à la position de référence de la roue. Là encore, il y a inversion des signaux de part et d'autre de ce point.

Le déplacement du pic maximum devrait s'expliquer par le triangle des vitesses en sortie de roue, ce dernier ayant une forme très altérée par la modification du débit, notamment au voisinage du bec. Les figures (A5, 1) de l'annexe A5, extraites de l'article de R. B. BROWNELL et al. [49], montrent les différentes figures d'écoulements dans la région du bec correspondant au débit nominal, à un débit partiel et à un surdébit. Nous constatons

aisément que les vitesses sont très "couchées" ($\beta'_2 < \beta_2$) au débit partiel, très redressées dans le cas d'un surdébit ($\beta'_2 > \beta_2$) donnant naissance à une zone de séparation à la sortie. Enfin, les filets fluides s'adaptent correctement à la volute à Q_n . Notons que ces mesures concordent avec la visualisation de T. ELHOLM et al. [48] (Cf. figures (A5, 2)).

Par ailleurs, M. KAMGA [52], J. TOURRET et al. [53], ont réalisé des mesures de pressions embarquées dans une roue à 5 aubes, et ont établi un réseau de courbes de pression statique dans la volute pour différentes valeurs du débit. Ce travail montre que le pic de pression statique se déplace d'amont en aval du bec avec l'augmentation du débit. Les pics de surpression se produisant sur les faces en pression des aubages possèdent des niveaux beaucoup moins marqués que ceux que nous avons mesurés. Cela est probablement dû au fait que la valeur minimale de l'entrefer n'est pas la même : 3% dans notre cas, contre 10% dans le cas cité.

Autre différence avec la référence citée : nos mesures montrent que les pics de pression surgissant au moment où le capteur passe devant le bec, ils ont lieu toujours en amont du bec, ce qui est dû à l'emplacement du capteur car ce dernier "voit" le bec avant le bord de fuite de l'aubage associé. Par contre, dans le cas des travaux de J. TOURRET et al. [53], ces pics se trouvent en aval du bec. Il est possible que cette différence soit liée à la valeur de l'angle de sortie β_2 . Mais ce n'est qu'une hypothèse, la valeur β_2 n'ayant pas été précisée par les auteurs.

Nous pouvons enfin tirer profit des figures de visualisation pour tenter d'expliquer la forme particulière de la pression au voisinage du bec. Au débit nominal, et en surdébit, les lignes de courant sont incurvées à droite du bec en direction du refoulement, de sorte que la pression en sortie immédiate de la roue est inférieure à celle relevée plus loin, d'où le pic de pression positif sur le capteur au moment du choc correspondant au passage d'aube devant le bec. Ces lignes de courant sont incurvées vers la gauche du bec aux débits partiels, de sorte que le choc engendre un pic négatif sur le capteur.

4.2.2. Analyse des signaux sur trois aubages consécutifs

L'objectif recherché dans ce paragraphe est d'interpréter la propagation d'une fluctuation de la pression.

La figure (A3, 11) représente les fluctuations de pression sur trois aubages consécutifs, à savoir, l'aubage A1 (capteur R1), l'aubage A2 (capteur R10) et l'aubage A3 (capteur R14) en fonctionnement au point de meilleur rendement. Nous allons prouver en nous appuyant sur un constat simple que la propagation de l'énergie de pression se fait dans un sens privilégié, à savoir celui de la rotation de la roue, c'est-à-dire celui de l'écoulement naturel dans la volute. En effet, si on considère l'événement du passage de l'aubage intermédiaire A2 devant le bec, l'obstruction de l'espace roue/bec à cet instant est ressentie par :

- un pic sur l'aubage A3 noté [R14-A2/Bec] alors que A3 a déjà quitté le bec d'un septième de tour ;
- un pic sur l'aubage A1 noté [R1-A2/Bec], A1 étant avant le bec.

Nous constatons que l'amplitude du pic sur A3 est largement supérieure à celle du pic sur A1. Il en est de même pour les pics issus de l'effet canal, référencé par P1. En effet, l'interaction du canal (A1-A2) avec le bec est ressentie par :

- un pic sur A3 signalé par [R14-P1] ;
- un pic sur A1 signalé par [R1-P1].

Là encore, le pic sur A3 est largement dominant.

En somme, les effets de A2 sont davantage ressentis par A3 qui le précède que par A1 qui le suit. Il en résulte que l'énergie de pression est de préférence convectée dans le sens positif.

Il est remarquable de signaler que le pic sur A2 noté [R10-P1] est moins important que le pic [R14-P1], bien que l'aubage A2 soit situé plus près du bec que A3 à cet instant : cela s'explique sans doute par le fait que la zone de pression maximum dans la volute est plutôt située en aval du bec (à proximité de l'emplacement du capteur V2). En effet, les résultats expérimentaux obtenus par F. LEZE [54] au CETIM de Senlis sur une pompe centrifuge testée avec de l'air ont permis de dresser une cartographie du champ de pression moyenne dans la pompe obtenu à partir de mesures interpolées, elle montre que la zone de plus forte pression, s'étale bien sur pratiquement deux tiers de la volute, et qu'elle prend effectivement naissance un peu au delà du bec, comme nous l'avons nous-mêmes constaté.

4.2.3. Analyse des signaux sur deux aubages consécutifs

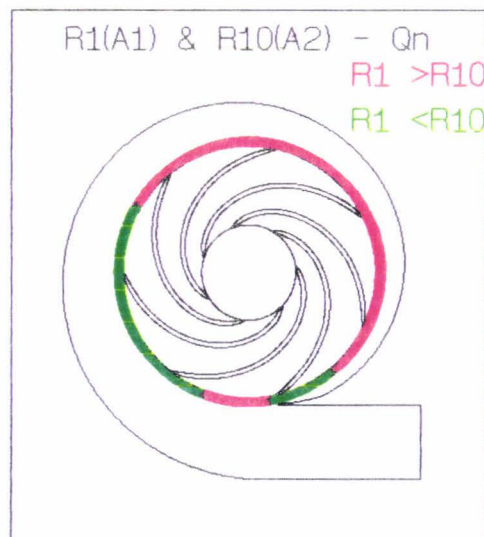
Nous nous intéressons à présent uniquement aux signaux de R1 sur A1 et de R10 sur A2, figure (A3, 12). Nous pouvons faire un suivi de la pression périphérique en distinguant :

- une zone $R1 > R10$ où la pression sur A1 est supérieure à la pression sur A2, elle même répartie en deux zones : une première située entre 25° et 230° et une deuxième située entre -30° et 0° , soit au total sur 65% de la volute.

- une zone $R1 < R10$ où la pression sur A1 est inférieure à celle sur A2 couvrant le tiers restant de la volute, elle se divise en deux zones couvrant les deux secteurs angulaires (-100° , -50°) et (0° , 25°).

Ces informations sont à rapprocher avec la distribution de la pression statique dans la volute, et permettent une description de son allure globale.

La figure ci-dessous récapitule ces résultats.



4.2.4. Analyse des signaux sur un même aubage

4.2.4.1. En sortie de roue et au régime nominal

Le bord de fuite de l'aubage A5 est instrumenté par le capteur R15 du côté de la face en pression et par le capteur R16 du côté de la face en dépression. La figure (A3, 13) montre les signaux de ces deux capteurs ramenés sur l'aubage A1 et au point de fonctionnement nominal (A).

Les fluctuations de pression de part et d'autre de l'extrémité de l'aube sont en général pratiquement synchrones, plus précisément, les pics d'origine mécanique sont parfaitement synchrones tandis que les pics d'origine hydraulique présentent un léger retard sur le capteur R16, ce déphasage qui est de $1,5^\circ$ correspond en fait aux 5 mm d'épaisseur d'aubage. Nous remarquons que par ailleurs ce déphasage est plutôt perceptible lorsque A5 se trouve loin du bec, il l'est beaucoup moins près du bec (zone de production) du fait de la rapidité de l'onde.

Nous signalons aussi que les pics mécaniques sont plus perceptibles par R16 que par R15, ceci paraît logique puisque lorsqu'un aubage passe devant le bec, la pulsation de pression créée à cet instant se propage plutôt dans le sens positif, comme nous l'avons déjà vu, et rattrape alors plus vite R16 que R15, ce dernier se trouvant de l'autre face de l'aubage va ressentir une pulsation moins énergique.

Le critère synchrone se perd dans la zone du bec, soit grosso-modo à partir du passage du premier tiers du canal (A5-A6), devant le bec jusqu'au passage de 20% du canal suivant (A4-A5), le tout représentant un secteur de 45° environ.

Le pic maximum dû au passage de A5 devant le bec possède une amplitude plus importante sur R15 que sur R16, en effet le capteur R15 détecte mieux les phénomènes périphériques que le capteur R16 qui se trouve plus ou moins caché vis-à-vis de ces effets. A ce sujet, ce pic maximum a lieu 5° avant que le bord de fuite de A5 ne coupe le rayon passant par le bec dans le cas de R15 (idem que R1) et 4° après cet événement pour le cas de R16.

Nous suggérons une tentative d'interprétation de cette différence : nous montrons en fait que le pic sur R16 est issu de la même origine que le pic sur R15, en l'occurrence l'interaction de A5/bec, en effet, compte tenu des deux facteurs suivants :

- le décalage temporel entre les deux pics qui est de $\delta t = 1,02$ ms,
- la distance que l'impulsion, générée sur R15, doit parcourir dans la volute et dans le sens favorable pour atteindre R16 dans sa rotation, soit : $l=1,14$ m, nous en déduisons une célérité des ondes de pression : $a=1110$ m/s, ce qui peut paraître raisonnable.

Une autre explication pourrait également convenir pour le pic sur R16, elle réside tout simplement dans l'ouverture brutale au débit du canal (A5-A6) lorsque A5 est en train de quitter le bec. Ce dernier argument paraît plus plausible si on observe le signal enregistré par le capteur R2 (milieu d'aubage), celui-ci est quasiment identique à celui de R16. Remarquons par ailleurs que ces deux capteurs sont situés l'un vis-à-vis de l'autre (Cf. §(4.2.6)).

En définitive, l'interaction d'un aubage avec le bec se traduit par deux pics importants. Un premier pic reçu sur la face en pression (pic R15) et un deuxième pic reçu sur la face en dépression (pic R16) un peu plus faible que le premier. Nous remarquons que le pic sur R15 ne contourne pas le bord de fuite de l'aubage pour atteindre R16, toute son énergie est convectée dans le sens de rotation.

Par ailleurs, le pic de dépression sur R15 naissant 4° après le passage de A5/bec, n'a pas d'équivalent sur R16.

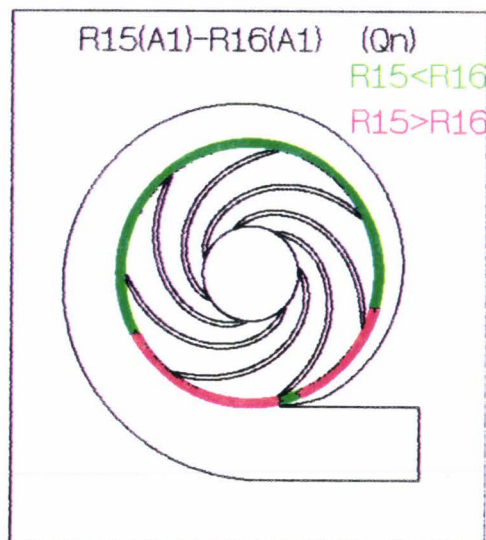
L'analyse de ces deux signaux permet en outre d'apprécier les gradients de pression favorables ou défavorables aux échanges d'énergie entre le fluide et les aubes de la roue mobile (Cf. aussi forces sur aubages au §(4.2.5.)).

Nous pouvons faire à ce sujet quelques remarques préliminaires : Le signal de R16 (côté dépression) est au dessus du signal R15 (côté pression) pendant 50% de la période de rotation répartis en deux zones : une zone de 62% s'étalant de $\theta = 50^\circ$ en aval du bec jusqu'à $\theta = 285^\circ$, et une petite zone de 3% entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 10^\circ$.

Quant à l'inverse, R16 en dessous de R15, nous retrouvons les deux zones complémentaires, à savoir une première entre $\theta = 10^\circ$ et $\theta = 50^\circ$ et une deuxième entre $\theta = 285^\circ$ et $\theta = 360^\circ$.

Il va sans le dire que la transition d'une zone à l'autre est accompagnée d'une inversion du signe du gradient de pression et par conséquent peut-être du sens de la circulation autour des aubes provoquant une inversion du signe de la portance.

La figure ci-dessous illustre l'analyse précédente.



Nous constatons en particulier que les gradients de pression les plus importants se produisent dans la région du bec, plus précisément entre $\theta = -32^\circ$ et $\theta = 10^\circ$ avec une inversion brutale de signe au niveau du bec lui-même ($\theta = 0^\circ$).

4.2.4.2. En sortie de roue et débit partiel

Les signaux correspondant se trouvent sur les figures (A3, 14). Nous constatons que la perturbation au niveau du bec se caractérise par des niveaux de fluctuations supérieurs au cas nominal, et plus particulièrement le pic de dépression sur R1 qui chute de 0,4 bar. Ce constat laisse penser qu'au débit partiel, le fluide acquiert une vitesse plus élevée dans la région du bec et que ce fluide est plutôt réinjecté dans la roue, conduisant à un écoulement de retour. Cette dernière remarque est suggérée par la comparaison avec les signaux obtenus au régime de surdébit, qui n'enregistrent le pic de dépression et où l'écoulement près du bec s'effectue comme le montre les figures (A5,1) et (A5, 2) de l'annexe A5.

4.2.4.3. En sortie de roue et surdébit

Les signaux correspondant se trouvent sur les figures (A3, 15). La zone du bec enregistre des niveaux de fluctuations encore plus importants que les cas précédents et notamment en ce qui concerne le pic au niveau du bec. En revanche, on n'enregistre pas le pic de dépression commun aux deux cas ci-dessus. D'après les figures de l'annexe A5, on pourrait conclure que le pic de dépression correspond à un écoulement qui rentre dans la roue ou dans la volute et qu'un pic de pression correspond à un écoulement qui sort de la roue.

Nous pouvons également et à l'instar de ce que nous avons montré au régime nominal, avoir une idée de la distribution de pression statique dans la volute au débit partiel et au surdébit, en observant les allures globales du signal R1.

4.2.4.4. Entrée de roue et débit nominal

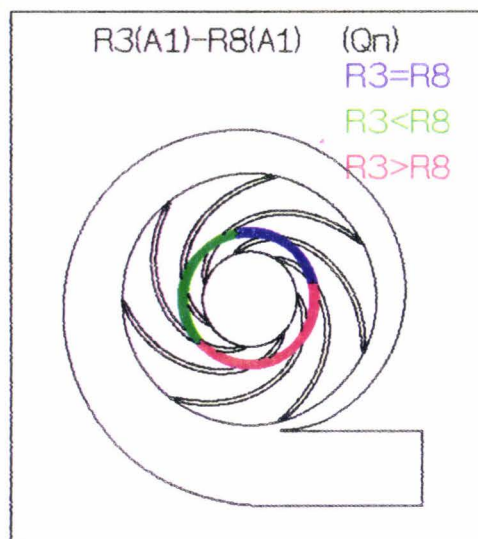
Pour analyser les différences de fluctuations entre les faces en pression et en dépression d'un aubage à l'entrée de roue, nous décalons le signal de R8 embarqué sur A2 d'un septième de tour dans le sens rétrograde pour le ramener sur l'aubage A1, au même emplacement que R4 qui est défaillant.

La figure (A3, 16) représente le signal de R3 et de R8 décalé sur A1 au débit nominal. Les deux signaux sont représentés par des pulsations régulières et parfaitement synchrones, et la signature des fluctuations à l'entrée paraît moins chahutée que celle que nous venons de voir en sortie de roue où les fluctuations sont soumises à la présence de la volute qui affecte extrêmement leur comportement.

Les signaux à l'entrée ne semblent pas être sensibles aux interactions des bords de fuite des aubes avec le bec de volute, en effet, les capteurs d'entrée n'enregistrent pas les pics de pression correspondants, tout se passe comme si ce type d'interaction n'intéresse que les capteurs périphériques de la roue, les capteurs de la volute et ceux au refoulement, comme nous le verrons plus loin.

En entrée, nous avons en particulier un comportement global de type alternatif organisé de manière identique pour chaque canal interaube. Sur un tour de roue, les signaux présentent une certaine symétrie centrale : par exemple, la moitié du signal comprise entre $\theta = -65^\circ$ et $\theta = 115^\circ$ peut être déduite de l'autre moitié comprise entre $\theta = 115^\circ$ et $\theta = 295^\circ$ par une symétrie centrale.

L'amplitude des fluctuations sur R3 est supérieure à celle sur R8 pour 42% du tour et concerne le secteur compris entre $\theta = -60^\circ$ et $\theta = 90^\circ$. Les amplitudes sont quasiment égales dans le secteur $(90^\circ, 180^\circ)$ et enfin, le signal R3 est inférieur à R8 pour 33% du tour entre $\theta = 180^\circ$ et $\theta = 300^\circ$. La figure ci-dessous illustre cette analyse.



4.2.4.5. En entrée de roue et au débit partiel

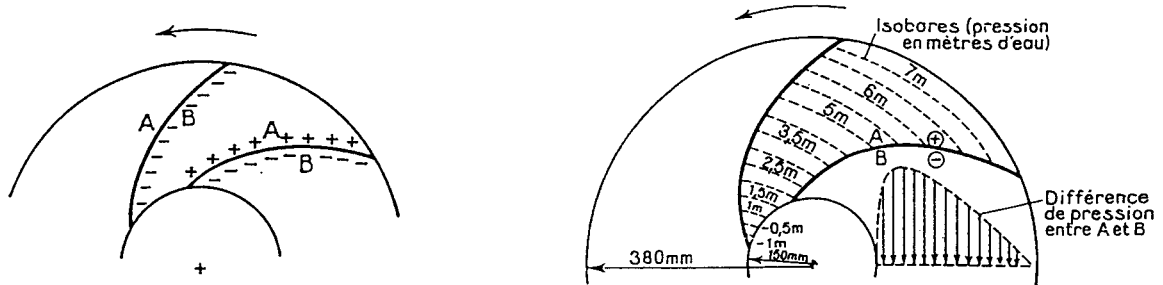
La figure (A3, 17) fournit une idée sur le degré de désorganisation des fluctuations, suite à une diminution du débit, même au cas d'un petit débit partiel, nous rappelons qu'on est largement au dessus du débit critique de recirculation qui est égal à $0.54 Q_n$ [55] : visiblement, il y a augmentation de la "turbulence" et perte du sens dessus-dessous comme auparavant. En effet, il y a confusion des deux signaux R3 et R8 sur a peu près 70% du cycle de la roue, sur les 30% restant, il y a apparition d'un fort gradient de pression positif ($R3 > R8$) sur 15% entre $\theta = 25^\circ$ et $\theta = 85^\circ$ et négatif sur 15% entre $\theta = 85^\circ$ et $\theta = 140^\circ$. Les niveaux des fluctuations sont inférieurs au cas nominal.

4.2.4.6. Entrée de roue et surdébit

La figure (A3, 18) représente les mesures à ce point de fonctionnement. Les signaux sont représentés par des oscillations assez régulières ayant des niveaux supérieurs aux cas précédents. On note également que les gradients de pression sont plus élevés.

4.2.5. Source dipolaire de fluctuations de forces sur les aubages

Pour qu'un effort puisse s'exercer sur les aubes, une différence de pression doit nécessairement apparaître de part et d'autre de l'aubage en mouvement de rotation. Nous savons que cette différence de pression est décroissante depuis un maximum au voisinage du bord d'attaque vers le bord de fuite (Cf. figures ci-après), de sorte que la différence de pression entre la périphérie et l'entrée de roue varie proportionnellement au carré de la vitesse angulaire instantanée et à l'accélération angulaire de la roue (cas du régime transitoire). Cette variation de pression s'écrit d'après R. COMOLET et L. BACHIR [56] : $\Delta p = a \frac{d\omega}{dt} + b \omega^2$ où a et b sont des coefficients dépendant de (ρ, R_2, S).



(Réf.[57])

Nous avons la possibilité d'accéder approximativement aux fluctuations de force sur les aubes à l'entrée et en sortie de roue, grâce à la connaissance des différences de pressions fluctuantes mesurées avec R3 et R8 d'une part et avec R15 et R16 d'autre part.

Les analyses suivantes sont réalisées sur l'aubage A1, par conséquent, le signal de R8 d'une part, et les signaux de R15 et R16 d'autre part, sont ramenés sur l'aubage en question.

Le tableau suivant précise les valeurs moyennes sur un tour de roue des différences de pression en entrée et en sortie d'aubage.

	Q_n	$1,1 Q_n$	$0,9 Q_n$	$0,86 Q_n$
R3-R8 (Pa)	14	27	30	57
R15-R16 (Pa)	-52	-244	140	-120

Ces fluctuations de force, comme nous l'avons vu dans la section bibliographique, correspondent à des dipôles acoustiques répartis sur le squelette de l'aube.

Nous pouvons admettre l'hypothèse de source compacte ou un peu plus largement de région compacte, la surface d'un carré de côté l centré sur chacun des capteurs. En effet, la condition (26) de Lighthill est vérifiée sous les approximations suivantes :

- l'entrée d'aubage n'est plus gauche mais droite, comme c'est le cas de la sortie.
- dans toute la gamme de fréquences qui intéresse notre analyse du bruit allant des basses fréquences jusqu'à quelques harmoniques de la fréquence de passage des aubes (exemple: harmonique d'ordre 3), la longueur d'onde la plus courte est : $\lambda = \frac{a}{3f_a} = 2,8 \text{ m}$

Par conséquent, on peut considérer que les sources dipolaires dues aux efforts de pression exercés sur l'aube, sont uniformément réparties dans le carré, et que leur résultante est en définitive équivalente à un dipôle acoustique unique placé au centre et ayant pour intensité le module de la force résultante.

Les figures (A3,19), (A3, 20) et (A3, 21) représentent les fluctuations de force communiquées par le fluide à l'aubage aux points de fonctionnement A, A1 et A2.

Les valeurs moyennes rapportées à un tour de roue sont regroupées dans le tableau suivant.

Force (N)	Q_n	$1,1 Q_n$	$0,9 Q_n$	$0,86 Q_n$
(R3,R8)	-0,06	+0,40	-0,02	-0,03
(R15,R16)	+0,20	+1,00	-0,60	-0,50

Un signe (+) signifie une force dirigée du fluide vers la face en pression de l'aubage, tandis qu'un signe (-) désigne l'inverse.

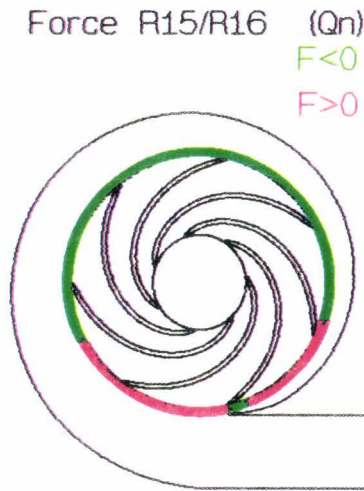
Les valeurs numériques de ce tableau confirment un certain "confort" de fonctionnement de la roue au point d'adaptation, en effet, c'est au point A que les aubages subissent la plus faible sollicitation dynamique. Elles montrent aussi que les fluctuations des forces du côté du bord de fuite des aubes sont plus importantes que du côté du bord d'attaque et ce même aux débits partiels où l'on pouvait s'attendre à l'inverse à cause de la recirculation d'entrée et d'une éventuelle cavitation dans l'ouïe d'aspiration, ces phénomènes sont à écarter dans notre cas vu que les valeurs de débit partiels ne sont pas assez basses pour favoriser leur développement. Les plus grands écarts entre les fluctuations entrée sortie de roue sont enregistrées en surdébit.

En surdébit et au débit partiel, les signaux sont caractérisés par la présence d'un pic de force d'amplitude très marquée au niveau du bec, lors des interactions avec les aubages. En surdébit, ce pic est négatif et se produit légèrement avant que l'aube ne passe devant le bec alors qu'en débit partiel, il est positif et se produit un peu en aval du bec.

L'observation des figures de ces deux régimes montre que de façon générale, le comportement des fluctuations de forces sur les aubes à $1,1Q_n$, est l'inverse de celui à $0,9Q_n$. Au débit partiel, nous constatons que la perturbation produite en sortie de roue, est transmise en entrée de roue, ce phénomène étant moins évident aux autres régimes.

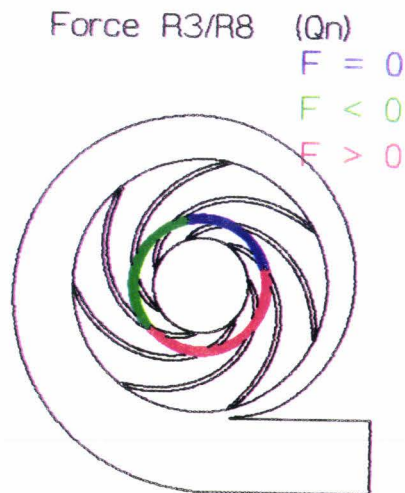
Au débit nominal, la situation est quasiment symétrique de part et d'autre du bec : il y a production d'un pic négatif en amont du bec et un pic positif en aval. Ces pics ont une amplitude à peu près deux fois plus faible que celle des régimes A1 et A2. Par ailleurs, ces figures mettent en évidence l'existence de forces non équilibrées, dans la zone du bec et hors régime nominal, ce qui conduit à de fortes sollicitations sur le bec (vibrations, érosion).

L'analyse au point nominal et en sortie de roue, montre que la force exercée par le fluide sur l'aube est positive sur 75% du tour de roue, et elle est négative sur les 25% restant. Cette répartition est schématisée par la figure suivante :



Du côté entrée de roue, la force fluide/aubage est d'allure sinusoïdale sur la fréquence de rotation, nous verrons effectivement (analyse en fréquence) que son spectre laisse émerger une seule raie importante correspondant à f_0 .

La force est positive sur 46% du tour et négative sur 54%, elle se répartit à l'entrée comme le montre la figure suivante :



Nous remarquons enfin que dans tous les signaux, la signature des interactions aubages/bec est moins évidente que dans les signaux temporels de pression, et surtout pour le cas des débits partiels.

Le niveau du bruit acoustique rayonné par les dipôles associés à ces forces fluctuantes sera déterminé plus loin au cours de l'analyse fréquentielle.

4.2.6. Analyse des fluctuations de pression dans un canal de roue

Les fluctuations de pression dans le même canal de roue (A1-A2) et au point de fonctionnement (A) sont représentées dans la figure (A3, 22), pour ce faire, le capteur R16 est ramené sur l'aubage A2, ainsi, nous disposons simultanément des pressions à l'entrée (R3, R8) du canal, en son milieu (R2) et à sa sortie (R1, R16).

Dans l'ensemble, les fluctuations enregistrées par tous les capteurs sont en phase, ce qui laisse penser que l'onde acoustique se comporte de la même façon entre l'entrée et la sortie de roue.

Ce constat sera étayé plus loin.

Comme nous l'avons fait pour le signal R1 seul, nous pouvons distinguer entre les pressions enregistrées dans le canal instrumenté loin du bec et les pressions enregistrées pendant la phase de son interaction avec la singularité de la volute.

- Dans le premier cas, les oscillations de pression sont organisées à la fréquence de passage des aubes et ont la forme d'une sinusoïde plus ou moins régulière. La propagation est alors quasi-unidimensionnelle et constitue une continuation de l'onde de la conduite d'aspiration.

- Dans le deuxième cas, lorsque le canal (A1-A2) interagit avec le bec, la forme régulière est conservée par les capteurs se trouvant à l'intérieur du canal (R16, R2, R3, R8) mais pas pour R1 qui voit une évolution particulière en sortie du canal. Nous pouvons remarquer encore une fois que les oscillations ne sont pas en phase avec les pics maximums générés par le passage des aubes devant le bec ; les signaux sont en effet plutôt synchrones avec les pics "hydrauliques", générés au tiers d'ouverture de chaque canal. Les passages des bords de fuite des aubes sont ressentis principalement par les capteurs situés près de la sortie R2, R16 et R1 classés dans l'ordre de sensibilité croissante.

Tout se passe comme si le canal interaubes qui est en interaction avec le bec se divise en deux zones :

- une zone allant du bord d'attaque jusqu'au milieu du canal, où la propagation peut être considérée comme monodimensionnelle continuant l'onde à l'aspiration.
- une zone allant du milieu du canal jusqu'à la sortie, où la propagation est plus complexe, elle se caractérise par un aspect bidimensionnel voire tridimensionnel.

Au régime partiel, la figure (A3, 23) met en évidence la désorganisation de l'écoulement dans la roue, notamment en sortie où nous relevons de très grandes amplitudes d'oscillations.

Cette analyse se poursuit dans les paragraphes (4.5.1) et (4.5.2.).

4.3. ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION PARIETALES DANS LA VOLUTE

Les figures (A3, 24) se (A3, 25) représentent les fluctuations des pressions instantanées dans la volute, respectivement, au point de fonctionnement nominal et au régime partiel $0,86 Q_n$.

Vus ensemble, les capteurs V_i ($i=1, \dots, 6$) présentent la même signature temporelle, avec un déphasage entre les signaux correspondant aux différentes positions angulaires des capteurs. Nous pouvons d'ailleurs en tirer profit pour déterminer approximativement la célérité des ondes de pression dans la volute (Cf. le tableau ci-après).

	(V1, V2)	(V1, V3)
a (m/s)	720	896

valeur de la célérité des ondes obtenue par le déphasage entre les capteurs V_i

Cela donne une valeur moyenne de 810 m/s, qui est beaucoup plus faible que la valeur estimée en sortie de roue (Cf. §(4.2.4.1.)), cet abaissement est dû probablement à la présence d'une légère cavitation sur le bec pouvant être convectée à l'aval de celui-ci.

Le capteur V1 situé à proximité du bec enregistre les fluctuations les plus remarquables ; leur amplitude diminue ensuite rapidement sur le capteur V2 situé un peu plus loin, pour atteindre pratiquement sa valeur finale en sortie ($V2 \equiv V3 \dots \equiv V6$).

De manière générale, les capteurs voient indifféremment les interactions des sept canaux interaubes avec la volute. En particulier, V1 et V2 sont plus sensibles aux effets aubage (pics "mécaniques") et canal (pics "hydrauliques"). Le dessin des aubes aux instants de passage par le bec met bien en évidence ces phénomènes déjà évoqués.

Les signaux issus des capteurs fixes paraissent moins chahutés que ceux des capteurs embarqués dans la roue ; ces derniers sont en effet sensibles à d'autres phénomènes physiques inhérents à l'écoulement tournant dans les canaux interaubes à géométrie variable et

tridimensionnelle (exemples : vibrations d'aubage, effet centrifuge, force radiale, poussée axiale).

Sur chacun des capteurs de la volute, l'interaction d'un canal interaube quelconque avec le bec est signalée par une sinusoïde à la fréquence f_a avec une irrégularité sous forme de décrochage au moment où l'aube passe devant le bec, comme nous l'avons vu dans le signal R1 en sortie de roue.

Les dates de passage du capteur R1 et du bord de fuite de l'aubage A1 devant le capteur V1 figurent sur le tableau suivant :

N (tr/min)	1330	1150	944
R1/V1 $\theta = 211,3^\circ$	27,35 ms	30,62 ms	37,30 ms
A1/V1 $\theta = 218,3^\circ$	26,48 ms	31,64 ms	38,54 ms

Dates de passage de R1/V1 et de A1/V1

La signature des fluctuations de pression sur le capteur V1, présente quatre événements principaux correspondant aux différentes positions de la roue de la figure (A3, 26). Le premier pic (V1-A_i/bec) apparaît exactement à l'instant où le bord de fuite de l'aubage A_i passe devant le bec. Il est suivi d'une légère dépression (V1-P1) lorsque l'aubage tourne de 4° par rapport à la tangente au bec. La pression augmente jusqu'au pic maximum (V1-P2) se produisant à peu près après le passage du premier tiers du canal ; elle diminue ensuite en passant par une succession de petits paliers pour atteindre le point minimum (V1-P2) correspondant au passage de 70% du canal, et aussi au passage du bord de fuite de A_i au droit du capteur et par conséquent à une section de passage minimale vis-à-vis de l'écoulement. Elle augmente enfin pour atteindre le pic (V1-A_{i-1}/bec), du fait du passage de l'aubage suivant devant le bec.

Il en résulte que si les principaux pics peuvent être expliqués par une relation avec la position de la roue en correspondance, il existe cependant une exception notable concernant le pic au point P1. Cette exception mérite d'autant plus d'être expliquée que ce pic est porteur de la valeur d'amplitude maximale, pouvant donc constituer la principale source de bruit.

Aux points de surdébit (A1) et de débit partiel (A3), les fluctuations de pression dans la volute sont représentées par des signaux moins réguliers que pour le débit nominal (Cf. figure

(A3, 27) qui concerne uniquement le capteur V1). Nous notons en particulier l'apparition de fluctuations à des harmoniques de la fréquence de passage des aubes (très visibles sur V1).

Par ailleurs, nous constatons qu'au débit partiel, l'interaction des aubages avec le bec, se traduit par des pics de dépression, et que les pics "hydrauliques" sont largement dominants.

En revanche, pour le point de surdébit A1, l'effet aubage est prédominant. Le tableau ci-après donne une idée des amplitudes des fluctuations dans la volute.

	V1 moyenné		V2 moyenné	
	Minimum (Pa)	Maximum (Pa)	Minimum (Pa)	Maximum (Pa)
1,00 Q_n	-12000	11000	-6000	3500
1,11 Q_n	-16000	14000	-4500	5500
0,90 Q_n	-10000	11000	-10000	4000
0,86 Q_n	-12000	12000	-12000	5000

4.4. ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION DANS LES CONDUITES

Si les mécanismes qui sont à l'origine des fluctuations de pression dans une pompe centrifuge sont en principe assez bien explicités, il n'en n'est pas de même des mécanismes mis en jeu dans la propagation des ondes acoustiques, que ce soit dans la pompe elle-même (volute et canaux de la roue) ou de la pompe vers ses conduites de liaison, où l'on assiste manifestement à une rupture d'impédance aux endroits de raccordement des conduites.

Nous allons essayer de comprendre, dans cette section, la manière dont les fluctuations de pression s'établissent dans les conduites, ainsi que la dépendance de l'onde vis-à-vis des conditions aux limites variables des tuyauteries. Un examen du couplage global de l'onde dans tout le circuit permet d'apporter un élément de réponse quant à l'origine des pics "hydrauliques".

4.4.1. Mesures à l'aspiration

Les mesures analysées ici sont prises dans la conduite rigide qui comporte 9 capteurs de pression.

Les figures (A3, 28) et (A3, 29) représentent les fluctuations de pression mesurées au régime nominal. Pour plus de clarté, nous y avons superposé respectivement les signaux issus des capteurs (C1, A1, A2, A3, A4, A5) et (A4, A5, A6, A7, A8, A9).

Chacun de ces signaux est une fonction périodique à la fréquence de l'impulseur f_a ; c'est du moins, pour être plus précis, la fréquence qui domine. Les capteurs de conduite ne perçoivent pas les pics de pression dus aux interactions des aubes avec le bec de volute.

Dans leur ensemble, les signaux s'organisent selon deux groupes :

- un premier groupe formé de A1, A2 et A3, de même phase (qui est aussi celle de C1), tous synchrones sur les pics "hydrauliques".

- un deuxième groupe formé des capteurs A5, A6, A7, A8 et A9, tous de phase identique, laquelle est opposée à celle des capteurs du groupe précédent.

Le changement de phase entre les deux groupes s'opère aux alentours du capteur A4, caractérisé par un signal très plat.

L'amplitude des fluctuations est décroissante du maximum sur A1 au minimum sur A3. Elle est quasiment nulle sur A4, puis croît de A5 à A7 et décroît sur A8 et A9. Les valeurs des maxima et minima d'amplitude ainsi que les valeurs moyennes des signaux sur un tour de roue sont consignées dans le tableau suivant :

	C1	A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7	A8	A9
Maximum	-2500	-3200	-2700	-1600	-1000	-2300	-2500	-2700	2550	-2000
Minimum	3500	3000	2400	2000	950	2000	2700	2800	2450	2200
Moyenne	9	-0,7	3	-0,2	1,3	0,7	2,2	2,0	6,8	1,5

La lecture des valeurs moyennes confirme le caractère alternatif des signaux.

Nous attirons l'attention sur le fait que la phase des signaux est conservée depuis les canaux interaubes jusqu'au niveau du capteur A4 situé à plus de 2 m de l'entrée de la roue. L'onde subit un changement de phase à cause d'un phénomène d'ondes stationnaires dont nous proposons une étude affinée. Par ailleurs, le niveau des amplitudes, côté ballon d'aspiration, laisse supposer l'existence d'une source à cet endroit ; nous verrons plus tard que cette source est le résultat d'ondes stationnaires, et que l'explication de l'origine des pics hydrauliques réside dans la contribution de ces ondes stationnaires.

a- Reconstitution de l'onde dans la conduite

Il s'agit à présent de reconstituer la forme instantanée de l'onde de pression dans la conduite. Pour ce faire, nous mettons en oeuvre un programme de traitement qui génère une courbe correspondant à un instant donné aux différentes amplitudes $\tilde{p}_i(x_i)$ ($i=1,\dots,10$) enregistrées par les capteurs de pression A_i dans les positions d'abscisses x_i . Nous utilisons les fonctions Splines Cubiques (polynômes de degré 3) pour approximer par extrapolation les valeurs de pression dans l'intervalle $[x_{i-1}, x_i]$. Nous obtenons ainsi un lissage au maximum.

La figure (A3, 30) montre l'enveloppe des courbes $\tilde{p}_i(x_i)$ ($i=1,\dots,10$) partant de $\tilde{p}_{10} = A9$ à gauche vers $\tilde{p}_1 = C1$ à droite. Cette enveloppe résulte de la superposition de 15 courbes relatives à 15 instants de passage d'un canal interaube, ici (A1-A2) devant le bec de volute.

Ces figures permettent de constater, en lien avec la rotation de la roue, l'existence d'une périodicité de l'onde s'établissant dans la conduite. Une analyse ne portant que sur 1/7^{ème} de tour est donc suffisante pour décrire les phénomènes.

Cette représentation met également en évidence l'existence d'un noeud de pression commun à toutes les courbes instantanées. Ce noeud est localisé à 2,35 m du capteur C1, entre les positions des capteurs A3 et A4 et de deux ventres de pression : le plus marqué des deux est localisé au niveau du capteur A7, soit à 4,47 m du capteur C1 ; l'autre se situe juste au niveau de la bride d'aspiration (jonction entre la conduite et le convergeant), soit à 0,23 m de C1. Nous reconnaissons bien l'établissement d'ondes stationnaires dans la conduite, du fait des allers et retours d'ondes par réflexions successives sur les parties terminales, tant du côté de la bache alimentaire que du côté de l'ouïe d'aspiration de la roue. R. OUAKED [58] a montré en effet, à travers une étude intensimétrique en conduite, que l'environnement de la pompe est très réverbérant. Cela équivaut à dire qu'il existe deux sources placées aux extrémités de la conduite. Comme nous le verrons plus loin, une étude intensimétrique permet de quantifier leurs importances respectives.

Les phénomènes de superposition d'ondes incidentes progressives et d'ondes réfléchies rétrogrades conduisent à l'établissement d'ondes stationnaires. Il s'agit en fait, ici, de tout un système d'ondes stationnaires. Cette multiplicité, qui s'exprime à travers les différentes courbes, résulte du caractère variable d'une des conditions aux limites de la conduite d'aspiration. En effet, l'extrémité côté roue va être plus ou moins obstruée en fonction de la position de la roue dans la volute.

La figure (A3, 31) présente quelques figures typiques du réseau d'ondes stationnaires qui s'établissent instantanément à l'aspiration, et ce au cours de l'interaction du canal (A1-A2) avec le bec. Nous remarquons en particulier que la forme sinusoïdale est la plus répandue parmi les courbes. Cette régularité s'observe surtout au cours des douze derniers degrés de l'interaction du canal avec le bec, autrement dit, lors de la phase finale de l'obturation du canal interaube. Ainsi, nous pouvons considérer qu'à ces instants, la condition aux limites qui pourrait être imposée à l'extrémité du conduit équivalent prolongeant l'aspiration est de type **paroi fixe**. En revanche, lorsque le canal est assez ouvert, cette condition aux limites n'est plus valable. L'énergie d'ondes acoustiques traverse dans ce cas facilement la pompe ; par conséquent, la tuyauterie d'aspiration se prolonge au delà de la pompe. Le débat entre chercheurs reste ouvert à ce sujet, notamment en ce qui concerne les termes de transfert de la pompe qui varient également en fonction de la position roue / volute.

Les courbes les plus aplaties correspondant aux instants de silence, sont observées aux environs de $\theta = 4^\circ$ et de $\theta = 30^\circ$, $\theta = 0^\circ$ étant le point de passage du bord de fuite d'un aubage A_j en vis-à-vis du bec.

De part et d'autre de ces passages par zéro, les sinusoïdes s'inversent à travers des courbes plus riches en harmoniques fréquentielles.

b-. Analogie avec un résonateur

En considérant les courbes sinusoïdales les plus typiques, nous pouvons remonter au calcul de la longueur d'onde correspondante à partir de la distance $\lambda / 4$ entre le noeud situé du côté de A4 et le ventre situé du côté de A7. Nous en déduisons en effet la valeur $\lambda = 8,5$ m, ce qui conduit en extrapolant à un noeud de pression localisé un peu au delà de l'extrémité de la conduite située à l'intérieur du ballon d'aspiration, soit à environ une distance $l'=0,17$ m, représentant une longueur acoustique de conduite équivalente prolongeant la conduite d'aspiration réelle dans le réservoir. Cette correction a fait l'objet de nombreuses études

théoriques et expérimentales ([59], [60] et [61]). La référence [59] propose en première approximation la formule $l' = 0,96\sqrt{S}$ où S est la section à l'extrémité de la conduite de diamètre D, ce qui donne dans notre cas $l' = 0,22$ m, qui est assez proche de la valeur mesurée, la référence [60] suggère une correction 2 fois plus faible par $l' = 0,82(D/2)$. Mais en réalité, cette correction dépend de plusieurs paramètres (forme du col, volume, emplacement du col dans le volume...).

Nous en déduisons la présence d'un fuseau et demi le long de la conduite d'aspiration.

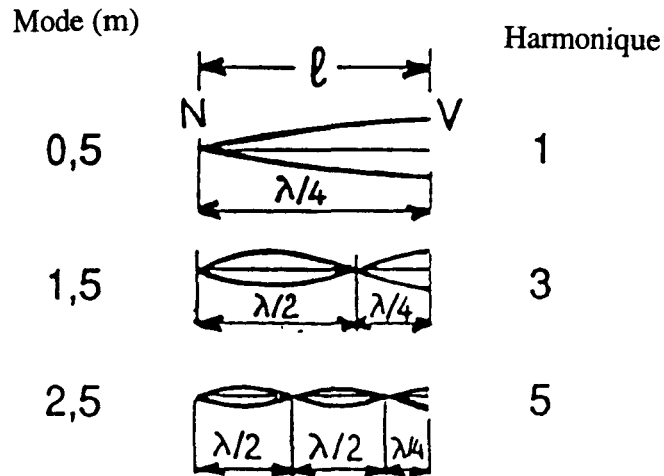
Une nouvelle extrapolation placerait la pompe sur un ventre de pression et sur un noeud de vitesse !

Ce cas de figure correspond, d'après les travaux de H. ZOGG [62] au meilleur emplacement de la pompe dans son environnement d'ondes stationnaires lorsqu'on la considère comme source de pulsation de débits. Inversement, si elle était considérée comme source de pulsations de pressions, elle devrait être placée dans un noeud de pression (ventre de vitesse), même si, dans ce cas, l'augmentation des frottements paraît contredire le fait que la pompe soit dessinée et conçue pour un minimum de pertes.

L'efficacité des sources dépend de leur position : au voisinage d'un noeud de pression de l'onde stationnaire, une source Δp a une efficacité maximale et une source Δq une efficacité nulle. L'inverse se produit au voisinage d'un noeud de débit de l'onde stationnaire et nous profitons de rappeler que l'onde stationnaire ne transporte pas d'énergie de pression.

Il nous reste donc à situer notre travail, soit dans le premier cas, soit dans le second, à travers une analyse comparée du bruit dû aux fluctuations respectives de débit et de pression.

Nous pouvons déjà affirmer qu'aux instants correspondant aux courbes en question, la conduite d'aspiration est en mode de résonance $\lambda / 4$, mode associé à l'harmonique 3 ($\lambda = \frac{4}{3}L$), situation équivalente au cas académique du résonateur formé par un tube ouvert à une extrémité et fermé à l'autre (Cf. figure ci-après).



(figure : modes et harmoniques d'un résonateur mixte)

La conduite réagit donc du point de vue hydroacoustique comme un résonateur dissymétrique, n'entrant en résonance que sur les harmoniques impaires, lesquelles sont données par la quantité :

$$f = (2m - 1) \frac{a}{4L} \quad \text{avec : } m = 1, 2, 3, \dots$$

Le mode associé à l'harmonique 5 est également présent à certains instants. Toutefois, c'est l'harmonique 3 qui prédomine.

c-. Vérification par le calcul

La formule précédente permet de retrouver la longueur d'onde mesurée précédemment. En effet, la célérité des ondes mesurée dans la conduite est en moyenne $a=1320$ m/s, et la conduite a pour longueur $L=6,4$ m. La formule donne les valeurs de fréquences acoustiques suivantes :

$f_1 = 51,6$ Hz	(fondamentale)
$f_3 = 154,7$ Hz	(harmonique 3)
$f_5 = 257,8$ Hz	(harmonique 5)

Nous constatons bien que la deuxième valeur est très proche de la fréquence correspondant à la mesure de $\lambda = 8,5$ m. D'où : $f = 1320/8,5 = 155,3$ Hz, qui n'est autre que la fréquence de passage des aubes.

Par ailleurs, si nous assimilons la conduite remplie d'eau à une poutre encastree, les fréquences propres en flexion sont données par la formule suivante, qui prend en compte la masse ajoutée du fluide :

$$f_m = \frac{\lambda_m}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho_s S_s + \rho_l S_l}}$$

avec :

E = module de Young d'élasticité longitudinale de la structure

S = aire de la section droite (S) pour la structure, (l) pour le liquide

I = inertie de flexion

L = longueur

λ_m = coefficient dépendant du type de conditions aux limites ainsi que du mode de flexion $m=1,2,3,\dots$ ($m=1$ pour une flexion

pure)

Le moment quadratique de flexion est donné par C. LESUEUR [59] :

$$I = \frac{\pi}{64}(D^4 - d^4)$$

où :

D = diamètre extérieur

d = diamètre intérieur

Application numérique : conduite en acier

$$E = 2.10^{11} \text{ N/m}^2$$

$$\rho_s = 7800 \text{ kg/m}^3$$

$$S_s = \pi(D^2 - d^2)/4 = 6,3.10^{-3} \text{ m}^2$$

$$S_l = \pi d^2/4 = 53,1.10^{-3} \text{ m}^2$$

$$I = 5,6 . 10^{-5} \text{ m}^4$$

$$L = 6,4 \text{ m}$$

La valeur de λ_n pour le troisième mode de flexion est $\lambda_3=120,912$ d'où :

$f_3 = 155,5$ Hz, qui est une valeur très voisine de la fréquence de passage des aubes $f_a = 155,17$ Hz.

En somme, ces calculs mettent en évidence une coïncidence des fréquences suivantes :

- fréquence de passage des aubes ;
- fréquence propre acoustique de la conduite d'aspiration ($h=3$) ;
- fréquence propre de flexion de la même conduite (mode 3).

Il en résulte sans doute un phénomène de résonance acoustique de conduite du fait des couplages entre ces fréquences au point de fonctionnement à 1330 tr/min, qui pourrait constituer la plus grande part du bruit dans la tuyauterie. Il va sans dire que ce type de synchronisation entre modes propres est à éviter à cause des endommagements qu'il pourrait occasionner en engendrant des forces d'inertie non équilibrés (contraintes alternées) entraînant des fatigues de structure. Nous constatons en effet que l'amplitude maximale est atteinte pour cette fréquence et qu'elle est atténuée pour les harmoniques supérieures.

Notons enfin que la formulation en modèle de poutre n'a de sens qu'en basses fréquences, domaine limité par la première fréquence propre de déformation de coque longitudinale "de respiration", à laquelle s'ajoute une limitation par la théorie des ondes planes à la première résonance acoustique transverse dans une section droite (J. CHARLEY [63]).

D'après TEPHANY et al. [64], le domaine d'application est donné par la relation :

$$\frac{2\pi f D}{a} \ll 1$$

soit, dans notre cas, $f < 850$ Hz, ce qui correspond à la limite du domaine des fréquences qui nous intéressent. En d'autres termes, le diamètre de la conduite (0,26 m) étant très petit devant la longueur d'onde : on est bien dans la situation où la conduite guide les ondes sonores comme elle le fait pour le fluide transporté, le champ acoustique se réduit aux ondes planes.

d-. Analyse en surdébit

Les fluctuations de pression au point de fonctionnement en surdébit $1,1 Q_n$ sont représentées par les signaux moyennés sur les figures (A3, 32) et (A3, 33).

Ces signaux sont très similaires à ceux obtenus en débit nominal, avec une organisation un peu plus structurée provenant de la disparition de fluctuations de hautes fréquences. On peut s'attendre par exemple à ce que les harmoniques de la fréquence de passage des aubes soient de plus faible amplitude que dans le cas de Q_n .

Les ondes stationnaires de la figure (A3, 34) reconstituées dans la conduite d'aspiration sont représentées par des courbes correspondant aux mêmes positions de la roue que lors de l'analyse à Q_n . Nous constatons qu'il y a ressemblance, à un instant donné, entre la courbe à Q_n et sa semblable à $1.1 Q_n$.

e-. Analyse au débit partiel

Au débit partiel $0,86 Q_n$, les signaux moyennés des pressions sont donnés par les figures (A3, 35) et (A3, 36).

Les signaux sont très aléatoires : il y a resserrement des amplitudes des oscillations et apparition de fluctuations à des fréquences d'ordre plus élevé.

Les ondes stationnaires correspondant à ce point de fonctionnement sont représentées de manière similaire à ci-dessus dans la figure (A3, 37). Nous constatons en particulier que le noeud de pression est moins bien marqué que précédemment et que les courbes d'allure sinusoïdale sont plus rares. Le système d'ondes est plus complexe, sans doute du fait de l'interaction des phénomènes tels que les recirculations (en entrée comme en sortie de roue), ou encore l'apparition d'une légère cavitation de par la mauvaise adaptation des triangles des vitesses, la conjugaison de ces phénomènes pouvant affecter l'impédance de la machine.

f-. Influence de la variation de la vitesse de rotation

Les fluctuations de pression à l'aspiration ont été analysées pour toute une plage de vitesses de rotation allant de 600 tr/min à 1450 tr/min avec un pas de 50 tr/min.

Nous présentons uniquement les figures correspondant à 600, 700, 800, 1100, 1200 et 1400 tr/min (figures (A3, 38) à (A3, 49)).

La fréquence prépondérante est la fréquence de passage des aubes qui donne son allure d'ensemble à la totalité des enregistrements, et trois points importants sont à signaler :

- Les signaux sont parfaitement en phase sur toute la longueur de la conduite en dessous de la vitesse de rotation 800 tr/min. Au dessus de cette vitesse, il y a apparition de déphasages qui concernent notamment les signaux mesurés du côté de la pompe, en effet c'est le signal du capteur C1 qui se décale le premier pour prendre de l'avance.

- A partir de la vitesse 1100 tr/min, il y a manifestation de résonance de conduite. Cette résonance engendre une amplification d'amplitude des oscillations qui atteint un maximum à la vitesse de 1200 tr/min où l'amplitude enregistrée est quasiment le double de celle obtenue à la vitesse très voisine de 1150 tr/min.

- Les signaux sont d'allure très régulière sauf à basse et haute vitesse de rotation, où nous notons une importante sensibilité aux harmoniques de rang supérieur [65].

A des vitesses supérieures à 1330 tr/min, la résonance de la conduite est visiblement plus complexe, et on note surtout l'apparition d'une modulation à la fréquence de rotation vers 1400 tr/min.

Les ondes stationnaires correspondants aux vitesses de rotation 600, 700, 900, 1100, 1200 et 1400 tr/min, sont représentées par les figures (A3, 50) à (A3, 55).

Ces figures permettent d'apprécier la dépendance des ondes stationnaires dans la conduite vis-à-vis de la vitesse de rotation de la pompe et, par la suite, de fréquences plus ou moins excitées.

Le noeud de pression qui apparaît du côté de la roue vers 850 tr/min se déplace de la pompe vers le réservoir d'aspiration au fur et à mesure que la vitesse de rotation augmente. Aux alentours de 1400 tr/min, deux noeuds de pression commencent alors à apparaître et on peut penser que la conduite résonne sur l'harmonique 5.

4.4.2. Mesures au refoulement

- Analyse au point nominal

La figure (A3, 56) présente les fluctuations de pression enregistrées par les capteurs V6, V7, S1, S2 et S3. Elle permet de voir comment s'effectue le raccordement entre la pression à la sortie de la volute et la conduite de refoulement.

La figure (A3, 57), quant à elle, visualise les signaux issus des capteurs S_i ($i=1, \dots, 6$). Nous pouvons constater que le signal de S_1 est en phase avec les signaux de V6 et de V7, et que l'amplitude est inférieure à celle enregistrée dans la volute, ce qui correspond à un bon raccordement entre la volute et la conduite de refoulement. Plus précisément, nous pouvons relever que ces 3 signaux sont parfaitement synchrones sur les pics hydrauliques (pics "positifs") et que S1 présente un léger retard par rapport à V6 et V7 pour les pics négatifs correspondant au défilement des aubes devant le bec.

Nous pouvons tirer profit de la valeur de ce décalage pour remonter à la vitesse de propagation des fluctuations de pression. En effet :

$$\begin{aligned}\Delta t &= 0,882 \cdot 10^{-3} \text{ s} && \text{(pour une valeur moyenne)} \\ (V6 - S1) &= 0,99 \text{ m}\end{aligned}$$

$$\text{d'où : } \quad a = 1122,5 \text{ m/s}$$

qui est une valeur assez voisine de celle mesurée dans la conduite (1128 m/s) par la méthode des 3 capteurs.

Le capteur S2 est caractérisé par l'amplitude la plus faible ; c'est au niveau de ce capteur qu'il se produit un changement de phase puisque S3, ..., S6 sont de même phase, cette dernière étant opposée à celle des trois capteurs précédents.

L'amplitude évolue dans le sens d'une diminution de V7 vers S2, puis dans le sens d'une augmentation de S3 vers S6, de telle sorte que l'amplitude des oscillations sur S6 soit quasiment de même ordre de grandeur que sur V6 ou V7. Ce constat laisse supposer l'existence d'une source située du côté du ballon de refoulement. Nous verrons que cette source résulte des ondes stationnaires entre pompe et ballon.

Par ailleurs, la figure (A3, 58) relative aux signaux de A1 et de S1, montre que les fluctuations à l'aspiration sont en avance de phase par rapport au celles au refoulement. Cette avance est de $6,5^\circ$ en moyenne.

La figure (A3, 59) représente les courbes instantanées des amplitudes des fluctuations dans la conduite permettant de visualiser l'interaction du canal (A1-A2) avec le bec à 15 instants donnés. Nous constatons qu'un système d'ondes stationnaires s'établit également dans la conduite de refoulement à l'instar de ce qui se passe à l'aspiration. Ces ondes stationnaires correspondent à des sinusoïdes dont les plus régulières ont lieu aux instants où l'aubage entre en interaction avec le bec.

Un noeud de pression commun, localisé entre les capteurs S2 et S3 caractérise l'ensemble des courbes. Contrairement au cas de l'aspiration, les ondes stationnaires sont plus complexes au refoulement, probablement à cause de la condition à l'extrémité de la conduite située dans le réservoir de refoulement. En effet, celle-ci se prolonge par un tuyau flexible enroulé, et il est difficile d'exprimer la nature de la condition aux limites qui lui correspond. Cette difficulté s'ajoute bien sûr à la condition aux limites variable côté pompe. En particulier, nous ne pouvons plus parler du résonateur $\lambda/4$, dans la mesure où nous ignorons ce qui se passe en aval de S6, où l'information sur la pression fait défaut. Toutefois, les courbes les plus régulières ont une fréquence voisine de 311 Hz, valeur assez proche de l'harmonique 2 de la fréquence de passage des aubes ($2 f_a = 310,3$ Hz) et voisine également de l'harmonique 5 du résonateur $\lambda/4$ (313,3 Hz, valeur calculée avec : $a = 1128$ m/s et $L = 4,5$ m). Nous pouvons admettre par conséquent que la conduite résonne en $\lambda/4$, mode associé à l'harmonique 5.

4.4.3. Ondes stationnaires dans le circuit de pompe

- Analyse au point nominal

Nous avons réalisé un couplage entre les ondes stationnaires instantanées dans le circuit de la pompe, entre les deux réservoirs d'aspiration et de refoulement.

La figure (A3, 60) représente quelques courbes typiques d'ondes stationnaires dans ce circuit. Pour contourner l'obstacle que pose le raccordement au travers de la roue, nous n'avons pris en compte qu'un seul canal interaube pour traverser la roue (canal instrumenté A1-A2). Subsiste alors un autre problème, qui provient du fait que ce raccordement, bien que simplifié, doit prendre en compte la position du canal (A1-A2) par rapport à la volute, les pressions

enregistrées à ce niveau en dépendent. Dans un même souci de simplification (cas de la figure), le raccordement a été fait loin du bec.

En dépit de cette panoplie de simplifications, le raccordement à travers la roue pose encore d'autres difficultés : nous constatons notamment l'apparition d'oscillations parasites, liées :

- d'un côté, aux différences importantes d'amplitude entre les pressions dans la roue et ailleurs;
- d'un autre côté, à la rupture d'impédance au niveau du capteur C1, c'est-à-dire à la limite séparant la partie mobile (roue) de la partie fixe (conduite d'amenée).

Signalons, pour terminer l'existence du travail de M. SANO [66], consacré à l'étude des fréquences propres des colonnes de liquide dans les conduites situées entre les ballons d'alimentation et de refoulement d'une pompe centrifuge. On y trouvera affirmé, en particulier, l'influence de la géométrie et du dimensionnement du circuit (longueur de conduite, dimension des ballons...) sur l'onde stationnaire dans les conduites d'amenée ou de charge. Dans le cas où la pompe laisse passer la totalité de l'énergie de pression acoustique "débit : roue - volute maximum", l'auteur propose une formulation de matrice de transfert dans laquelle il introduit une longueur équivalente à la géométrie de la pompe. Ce cas reste évidemment très particulier.

4.4.4. Fluctuations de débit dans les conduites

Les fluctuations de débit peuvent être déterminées dans une conduite à partir des mesures de fluctuations de pression et des équations du mouvement écrites en termes de grandeurs fluctuantes.

Les équations de base de l'écoulement unidimensionnel dans une conduite horizontale de section constante ont été rapportées par WYLIE et STREETER [67], elles s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Su)}{\partial x} = 0 \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\lambda}{D} u \frac{|u|}{2} = 0 \end{cases}$$

L'équation de continuité peut aussi s'écrire :

$$\rho \frac{\partial S}{\partial t} + S \frac{\partial \rho}{\partial t} + u S \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho S \frac{\partial u}{\partial x} + \rho u \frac{\partial S}{\partial x} = 0$$

En introduisant la célérité a définie par : $a^2 = \frac{dp}{d\rho}$, pour un fluide barotrope, l'équation devient :

$$\rho \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{S}{a^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{u S}{a^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho S \frac{\partial u}{\partial x} + \rho u \frac{\partial S}{\partial x} = 0$$

qui s'écrit aussi :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) + \frac{\rho a^2}{S} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \rho a^2 \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

Or la section ne dépend du temps que par l'intermédiaire de la pression : $S=S(x,p(x,t))$
d'où :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \rho a^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\rho a^2}{S} u \frac{\partial S}{\partial x} = 0$$

Nous écrivons cette équation pour les fluctuations à l'aide des décompositions classiques des variables instantanées suivantes :

$$\begin{aligned} p(x,t) &= \bar{p}(x) + \tilde{p}(x,t) \\ u &= \bar{u} + \tilde{u} \\ \rho &= \bar{\rho} + \tilde{\rho} \\ S &= \bar{S} + \tilde{S} \\ a &= \bar{a} + \tilde{a} \end{aligned}$$

En négligeant les variations spatiales devant les variations temporelles, ce qui revient à considérer que $u \ll a$, l'équation s'écrit finalement :

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \frac{\bar{\rho} \bar{a}^2}{\bar{S}} \frac{\partial \tilde{q}_v}{\partial x} = 0 \quad \text{où : } \tilde{q}_v = \tilde{u} \bar{S}$$

La célérité des ondes dans une conduite mince a pour expression :

$$a^2 = \frac{a_0^2}{1 + \frac{1}{\chi E} \frac{D}{e} C_1}$$

où : $a_0 = \sqrt{\frac{1}{\chi \bar{\rho}}}$ est la célérité aux conditions moyennes

E : module d'Young d'élasticité longitudinale

e : épaisseur

χ : coefficient de compressibilité du fluide

C_1 : constante dépendant du mode de fixation de la conduite

Un traitement similaire permet de transformer l'équation de la quantité de mouvement en l'équation suivante :

$$\frac{1}{\bar{S}} \frac{\partial \tilde{q}_v}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \left(\frac{\lambda}{D} - \frac{1}{\bar{S}} \frac{d\bar{S}}{dx} \right) \frac{1}{\bar{S}^2} \bar{q}_v \tilde{q}_v = 0$$

Et si nous ne tenons pas compte de la variation spatiale de la section, on obtient :

$$\frac{1}{\bar{S}} \frac{\partial \tilde{q}_v}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \frac{\lambda}{D} \frac{\bar{q}_v}{\bar{S}^2} \tilde{q}_v = 0$$

En prenant pour valeur de λ celle du régime stationnaire, il est possible de calculer \tilde{q}_v à partir de deux mesures de pression par 2 capteurs séparés par une distance L et en faisant les approximations suivantes :

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \approx \frac{\Delta \tilde{p}}{\Delta x} = \frac{\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1}{L} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \tilde{q}_v}{\partial t} \approx \frac{\Delta \tilde{q}_v}{\Delta t} = \frac{\tilde{q}_{v2} - \tilde{q}_{v1}}{\Delta t}$$

Au point de fonctionnement nominal à 1330 tr/min et 495 m³/h, l'écoulement d'eau à la température de 30 degrés dans les conduites d'aspiration et de refoulement est caractérisé par les paramètres du tableau suivant :

	Aspiration Ø int = 0,245 m	Refoulement Ø int = 0,206 m
Vitesse moyenne d'écoulement : u (m/s)	2,92	4,13
Nombre de Mach : $Ma = \frac{u}{a}$	0,0022	0,0366
Nombre de Reynolds : $Re = \frac{uD}{\nu}$ ($\nu = 1,004 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)	$7,1 \cdot 10^5$	$8,5 \cdot 10^5$
Coefficient de pertes de charges : λ (Abaque de Colebrook : $\lambda(Re, \epsilon)$)	0,035	0,038

Le nombre de Mach étant petit : $Ma < 0,05$, la vitesse d'entraînement du fluide a un effet négligeable sur les propagations de phase et d'énergie.

La figure (A3, 61) montre un exemple de résultat de calcul du débit fluctuant sur une durée équivalente à un tour de roue. Nous avons utilisé les couples de capteurs (A1, A3) et (A4, A5) à l'aspiration et (S1, S4) au refoulement.

Nous constatons des oscillations de débit très régulières modulés par la fréquence de l'impulseur. L'expression du débit pourrait être écrite en première approximation en fonction de la fréquence de passage des aubes seule.

De manière générale, l'amplitude dépend de l'endroit de calcul ainsi que de la distance séparant les capteurs.

Nous pouvons noter également le caractère synchrone des fluctuations de débit à l'aspiration et le déphasage au refoulement correspondant à un retard de 1,3125 ms .

Les amplitudes des fluctuations au refoulement sont à peu près le double de celles à l'aspiration où elles avoisinent le m³/h soit 0,2 % du débit total.

4.5. ANALYSES COMPARATIVES ET COUPLAGES

4.5.1. Comparaison des signaux de R2 et de R16

La figure (A3, 62) représente les signaux mesurés au débit nominal par R2 et R16, situés respectivement, en milieu et en sortie d'aubage. La représentation correspond à deux tours de roue.

Il existe une ressemblance assez nette entre les fluctuations sur R2 et sur R16, avec une avance de R2 par rapport à R16 qui est de l'ordre de 2 ms dans la zone où les fluctuations sont régulières et pour les pics "hydrauliques". Pour ce qui est par contre des pics "mécaniques", en particulier les deux pics maximums signalés par (R2-A2/bec) et (R16-A2/bec) les deux signaux sont presque parfaitement synchrones, ce qui mérite quelques explications.

Comme nous l'avons vu précédemment, dans le cas de R15/R16, le pic maximum sur R16 n'est que le pic maximum sur R15 qui a fait le tour pour rattraper R16 en rotation. Il en est de même ici, le pic (R16-A2/bec) résulte du passage de A2 devant le bec.

Considérons à présent le pic (R2-A2/bec) : ce pic est dû également à la même interaction précédente de A2/bec. Comme A2 se trouve à une position se présentant quasiment en vis-à-vis de R16, l'impulsion A2/bec est reçue simultanément par les deux capteurs. Ce résultat nous amène à conclure que la propagation se fait par fronts d'ondes parallèles ou en ondes planes dans les canaux interaubes depuis la sortie en direction de l'entrée. Quant au retard de phase entre R16 et R2 sur les pics hydrauliques, il est sans doute lié au fait que R16 est sur la face en dépression "cachée" vis-à-vis de la vague débitée par le canal.

Pour les mêmes signaux et au débit partiel (point A3), la figure (A3, 63) permet de juger de la dégradation des signaux, notamment de ceux qui se trouvent près de la sortie (R1, R16 et R2). Du fait de la mauvaise adaptation de la volute, les signaux traduisent un déséquilibre parfaitement visible dont les effets sont répercutés y compris à l'intérieur des canaux interaubes.

Nous ne pouvons plus parler de la régularité des fluctuations comme à Q_n ; tous les signaux et plus particulièrement ceux du côté bord d'attaque mettent en évidence une "turbulence" très élevée ainsi que l'apparition de fluctuations de fréquences très élevées, phénomène également

observé par Y. N. CHEN [68]. L'analyse en fréquence apportera un complément d'information à ce propos.

Notons également que les signaux en entrée de roue sont très aplatis. Il en est globalement de même pour les signaux en sortie, à l'exception de ceux correspondant à l'interaction entre le canal (A1-A2) et le bec, où l'on enregistre des gradients de pression élevés entre R1 et R3 ou R8 et très élevés entre R1 et R2 ou R16. Nous pouvons penser que ces gradients très importants - plus particulièrement de part et d'autre du bec - conduisent, d'une part, à des sollicitations très intenses de celui-ci et peuvent être à l'origine du phénomène de recirculation, et d'écoulement de vortex pouvant s'établir dans le canal.

Nous remarquons enfin l'apparition d'une zone de pression plus élevée sur le côté intrados (en dépression) que sur le côté extrados (en pression). Cette surpression contraire en principe le fonctionnement naturel de la pompe.

4.5.2. Analyse comparative : aspiration - roue

La figure (A3, 64) montre les pressions fluctuantes enregistrées au point A de la caractéristique :

- dans la roue mobile, en sortie (R1) et en entrée (R3 et R8) ;
- à l'aspiration, dans le convergent (C1) et dans la conduite (A1 et A2).

Cette figure permet de constater un fait remarquable, à savoir, que les signaux dans la conduite rigide à l'aspiration sont en phase avec les signaux dans la roue mobile et sont tous synchrones à la fréquence de passage des aubes. Ainsi, la partie du canal interaube à l'entrée de la roue semble se comporter à peu près comme un tronçon de conduite prolongeant la conduite droite d'aspiration. Cette remarque est par ailleurs confirmée aux autres vitesses de rotation comme nous allons voir lors de l'analyse dans les conduites.

Les tracés d'aubages montrent bien que le caractère synchrone porte sur les pics de type "hydraulique" et non pas sur les pics de type "mécanique". Il est évident que c'est alors l'effet canal qui impose la forme de l'onde depuis la source située en périphérie de la roue en remontant le courant dans le canal interaube dans l'espace tournant puis dans la conduite d'aspiration, espace fixe. Ce dernier résultat corrobore l'analyse faite au paragraphe (4.2.6.). Il existe donc à priori un couplage hydroacoustique sans discontinuité entre l'entrée de roue et l'ouïe d'aspiration.

Le double constat d'onde plane et du bon raccordement de l'onde à l'aspiration valide le modèle multi-pistons cité dans les références [52] et [53]. Ce modèle consiste à dire en première approximation que l'onde à l'aspiration résulte de la superposition des contributions individuelles de chacun des sept canaux interaubes. En surdébit et au débit partiel, nous pouvons faire le même constat qu'en débit nominal, à savoir, d'une part, que les perturbations dans la roue sont rapidement propagées dans la tuyauterie d'aspiration, d'autre part, que la synchronisation des signaux embarqués et dans la conduite est conservée. Toutefois, les signaux sont beaucoup moins "propres" que précédemment et l'écart entre les fluctuations en sortie de roue et à l'aspiration est plus important. Au débit partiel, les signaux issus des capteurs embarqués à l'entrée (R3 et R8) se confondent quasiment avec les signaux du côté aspiration fixe (C1, A1, A2).

4.5.3. Couplage : Roue - Volute - Refoulement

Les signaux de la figure (A3, 65) permettent de rendre compte de ce couplage à l'aide d'un capteur en sortie de roue (R1), de deux capteurs dans la volute V1 (près du bec) et V6 (sortie de volute) et de deux capteurs au refoulement V7 (cône de sortie) et S1 (conduite de refoulement). En effet, nous constatons une fois de plus que dans leur ensemble, les signaux sont en phase et sont synchrones à la fréquence de l'impulseur correspondant aux pics "hydrauliques" ; ce dernier constat est davantage visible sur les signaux mesurés au débit partiel, figure (A3, 66). Le retard qui apparaît sur V7 et S1 est lié aux emplacements de ces capteurs.

4.5.4. Couplage global : aspiration - roue - volute - refoulement

Dans la figure (A3, 67), nous superposons les signaux nominaux issus des différents capteurs situés aux endroits précités. Nous constatons clairement que, de manière générale, les pressions fluctuent en phase depuis l'aspiration jusqu'au refoulement, et que cette phase est conservée au travers du canal interaube et de la volute. Le retard du signal V7 est naturel, compte-tenu de son emplacement. Contrairement aux capteurs à l'aspiration, les capteurs dans la volute et au refoulement sont sensibles aux interactions d'aubages avec le bec. L'amplitude des pics correspondants décroît d'ailleurs au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bec; elle s'accompagne d'un déphasage croissant sur les signaux. Là aussi, nous disposons d'un outil expérimental permettant de déterminer la célérité des ondes.

Par ailleurs, la figure met bien en évidence un résultat déjà suggéré dès le début de ces analyses, à savoir l'existence d'une onde quasi-continue entre l'aspiration et le refoulement de la pompe, c'est à dire en quelque sorte **indépendamment de la pompe**, ou alors que la pompe permet cette continuité, comme si elle était un peu transparente à son égard. Cette onde organisée à la fréquence de passage des aubes est représentée par des signaux tous synchronisés autour des pics "hydrauliques" : **il en résulte que les sources principales du bruit "hydraulique" sont à rechercher à travers la détermination de l'origine de ces pics. Ce constat est en bon accord avec les résultats expérimentaux de Masashi SANO [66].**

En conclusion, étant donné que ces pics "hydrauliques" n'ont pas, à priori, une origine à l'intérieur de la pompe et que les fluctuations (comme nous le montre le couplage global) sont synchrones sur ces pics, partout dans le circuit (c'est-à-dire aussi bien dans la conduite d'aspiration que dans la conduite de refoulement ou que dans la pompe elle-même), on peut penser qu'il existe un mouvement d'oscillation à la fréquence f_a de toute la masse du fluide entre les ballons de refoulement et d'aspiration, et que ce mouvement est responsable de tels pics. Ce type de source est lié à une fluctuation de débit, il s'agit donc de monopôles acoustiques.

Avoir pour finalité de réduire le bruit nécessite donc avant tout de mieux étudier la conception des installations, en particulier, d'étudier :

- l'emplacement précis de la pompe dans son circuit ;
- l'opportunité d'utiliser des filtres anti-oscillations ;
- la possibilité de recourir à une pompe de matrice de transfert bien adaptée au circuit où elle va être placée.

Il existe à ce sujet un bon nombre d'études traitant de l'interaction d'une pompe avec son circuit ([69], [70], [71]).

4.6. CONCLUSION

La roue se trouvant à l'une des extrémités de la conduite d'aspiration joue notamment le rôle d'une vanne s'ouvrant plus ou moins en fonction de la position dans la volute. Le débit d'ondes acoustiques en dépend également, car le taux de réflexion et de transmission est intimement lié à la position relative de la roue par rapport à la volute, qui fixe ainsi la condition aux limites en ce qui concerne la conduite d'aspiration du côté du raccordement avec la pompe. Comme on peut ramener l'étude de ces phénomènes à celle du seul canal interaube, le système d'ondes stationnaires généré est fonction de l'interaction canal / bec. La pompe apparaît donc comme un système plus ou moins transparent vis-à-vis d'une onde stationnaire, son impédance interne étant modulée en fonction de la position de la roue, ce qui revient à dire que la machine prolonge en quelque sorte le tuyau sonore à l'aspiration différemment selon la position roue / volute. Il faudra donc manipuler avec beaucoup de précautions toutes les mesures instantanées réalisées dans les tuyauteries raccordées à une machine tournante et de bien veiller à les relier à la position du rotor. En particulier, il serait intéressant de voir de quelle façon intégrer cet aspect dans la matrice de transfert hydraulique d'une pompe lorsque celle-ci se trouve insérée dans un circuit donnant lieu à des ondes stationnaires. En fait, il faut être prudent lorsqu'on parle du bruit généré par une pompe, dans le sens où il faudrait dissocier entre le bruit propre à la pompe et le bruit propre à d'autres éléments (exemple : vannes, coudes...) dont (dans notre cas) le bruit de résonance du fait des ondes stationnaires dans les tuyauteries de liaison. L'influence des longueurs de tuyauteries ainsi que le volume des réserves amont et aval ont fait l'objet d'une étude par SANO [66].

L'étude des ondes stationnaires, tant à l'aspiration qu'au refoulement, a permis de mettre en évidence que les pics de pression, qualifiés de pics "hydrauliques", ne sont finalement que le résultat de la contribution de l'onde stationnaire qui s'établit dans le circuit.

L'analyse des fluctuations de pression dans la roue, ainsi que dans la volute a montré que ces pics étaient plus importants que ceux liés directement au défilement des aubes devant le bec ; il en résulte que l'essentiel du bruit est le sous produit des ondes stationnaires des conduites.

Pour analyser le bruit dû uniquement à la pompe, on pourrait envisager des mesures de pression avec une tuyauterie qui soit fermée sur son impédance caractéristique (modification du circuit), ou bien à une autre vitesse de rotation, mieux adaptée en respectant les règles de similitude. Dans tous les cas, il faut s'assurer au préalable que les raies caractéristiques de la pompe ne coïncident pas avec des modes hydroacoustiques de tuyauterie. On pourrait se

référer utilement aux travaux de M. MATON [72] consacrés aux phénomènes pulsatoires dans les circuits de compresseurs alternatifs.

Cependant, une question reste toujours posée : comment caractériser la réaction de la pompe à la charge acoustique présentée par son circuit ? On pourrait commencer, en particulier, par chercher à caractériser l'impédance interne de la pompe en fonction de la position rotor-stator. A l'heure actuelle, il n'existe pas de données pratiques relatives à ce propos.

CHAPITRE 5 : ETUDE DE L'INFLUENCE DE CERTAINS PARAMETRES SUR LES FLUCTUATIONS DE PRESSION

5.1. INTRODUCTION

Comprendre le mieux possible les phénomènes de génération de bruit hydraulique dans une pompe centrifuge suppose de prendre en compte l'influence de chaque paramètre mécanique ou hydraulique lié à la pompe. Les mécanismes à la base des fluctuations de pression étant aussi diversifiés que ces paramètres, il faudrait réaliser presque autant de tests et de mesures. Nous envisageons d'examiner rapidement l'influence de certains d'entre-eux au point de fonctionnement nominal.

5.2. EFFET DE LA TERMINAISON ANECHOÏQUE POUR LIQUIDE

Une Terminaison Anéchoïque pour Liquide de 4 mètres (BERGERON-RATEAU) a été installée à l'aspiration, comme l'indique la figure de la page 51. Nous nous proposons d'apprécier son efficacité par rapport à l'atténuation du coefficient de réflexion des ondes de pression au réservoir amont, puis du taux d'ondes stationnaires.

5.2.1. Mesures à l'aspiration

Les figures (A3, 68) et (A3, 69) montrent les signaux issus des capteurs A1 et A2, mesurés dans les deux configurations, avec ou sans T.A.L.

L'effet de la T.A.L se manifeste par une réduction appréciable des amplitudes des fluctuations de pression. Les ondes stationnaires n'étant pas définitivement éliminées, la T.A.L demeure d'une efficacité relative pour une étude hydroacoustique interne de la pompe, qui devrait être réalisée dans un environnement beaucoup plus "propre".

5.2.2. Mesures au refoulement

Les figures (A3, 70) et (A3, 71) représentent les signaux enregistrés par les capteurs S1 et S2. Le même commentaire que précédemment (cas des mesures à l'aspiration) s'applique : la T.A.L intéresse également la conduite de refoulement ; son effet se traduit par une réduction d'amplitude des fluctuations légèrement plus prononcée que celle à l'aspiration. Cela est probablement dû au fait que la conduite de refoulement se prolonge par un tuyau souple enroulé dans le réservoir, ce dernier permettant de réduire un peu plus la valeur du coefficient de réflexion.

5.2.3. Mesures dans la roue

Les figures (A3, 72) et (A3, 73) montrent les signaux mesurés sur l'aubage A1 par les capteurs R1 et R2, respectivement en milieu et en sortie d'aubage. Tandis que les figures (A3, 74) et (A3, 75) représentent les signaux issus de R3 et de R8 en entrée de roue.

Nous constatons que les fluctuations obtenues avec la T.A.L correspondent à des signaux très plats ne mettant pas clairement en évidence la modulation apportée par le passage des aubes devant le bec. La contribution acoustique des ondes stationnaires est visiblement assez réduite, mais pas définitivement éliminée.

5.2.4. Mesures dans la volute

Les figures (A3, 76) et (A3, 77) montrent les fluctuations de pression mesurées dans la région du bec avec les capteurs V1 et V2.

Nous constatons que la présence de la T.A.L a un impact peu significatif sur la réduction des phénomènes de superposition d'ondes dans la volute.

5.3. INFLUENCE DE LA VITESSE DE ROTATION

- Mesures en sortie de roue

L'analyse suivante ne traite que du signal mesuré par le capteur R1.

Les figures (A3, 78) et (A3, 79) visualisent les signaux mesurés par le capteur R1 pour des essais en similitude hydraulique réalisés à différentes vitesses de rotation. Afin de faciliter l'observation, l'axe des abscisses est traduit en échelle angulaire et la représentation est faite sur un tour de roue.

Nous pouvons faire les principales remarques suivantes :

- Il y a similitude de l'ensemble des signaux; en particulier, nous notons que pour toutes les vitesses de rotation il y a coïncidence des pics maximums A_i / bec.

- Des fluctuations de haute fréquence apparaissent aux vitesses de rotation inférieures à 1050 tr/min. Pour ces vitesses, les fluctuations de pression en sortie de roue correspondent à des signaux assez plats, excepté dans la zone du bec ;

- A partir d'une vitesse de rotation de 1100 tr/min, les signaux mettent en évidence la modulation apportée par le défilement des aubes devant le bec.

- Dans la gamme des vitesses (1100 tr/min - 1450 tr/min), nous pouvons faire une remarque importante concernant l'effet des ondes stationnaires :

- Pour $N \leq 1200$ tr/min, seuls les pics mécaniques A_i /bec se manifestent sur les signaux ;
- Pour $N \geq 1250$ tr/min, il y a apparition en plus des pics associés aux ondes stationnaires précédemment mis en évidence.

La contribution des ondes stationnaires est largement prédominante, sauf à la vitesse de 1450 tr/min, où les interactions des aubes avec le bec deviennent relativement importantes, cela vient confirmer les résultats de l'étude des ondes stationnaires dans la conduite d'aspiration aux vitesses de rotation susceptibles d'exciter ses modes propres.

- On vérifie facilement à l'aide des amplitudes des chocs A_i /bec, que les niveaux d'amplitude des fluctuations de pression évoluent en général comme le carré du rapport des vitesses de rotation, tout comme le suppose la règle de similitude de :

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^2$$

Comme ordre de grandeur, l'amplitude oscille entre 0,15 bar à 600 tr/min et 0,6 bar à 1450 tr/min.

Note: L'effet de la variation de la vitesse de rotation sur les fluctuations de pression dans la conduite d'aspiration a été examiné au chapitre 4, §(4.4.1).

5.4. INFLUENCE DE LA VARIATION DE DEBIT

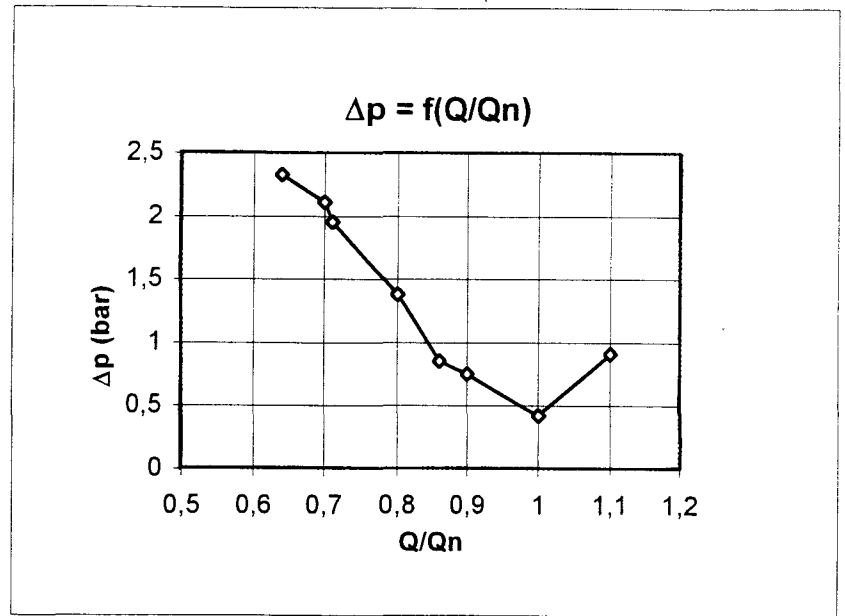
La figure (A3, 80) correspond aux signaux mesurés par R1 montrant l'effet d'un vannage notamment pour plusieurs valeurs de débits partiels à N=1330 tr/min.

L'interaction des aubages avec le bec est signalée par une perturbation de grande amplitude correspondant à une augmentation suivie d'une forte diminution de pression (pics négatifs). Cette oscillation atteint près de 2 bar pour le débit de 319 m³/h, alors qu'elle est de 0,5 bar au débit nominal. Cela traduit, comme nous l'avons précédemment expliqué, la dégradation de l'écoulement en sortie de roue due à la mauvaise adaptation de la volute, laquelle peut elle-même engendrer une cavitation importante au niveau du bec de volute. La cavitation concerne également l'entrée de la roue. En effet, à l'observation des figures (A3, 81), (A3, 82) et (A3, 83), nous reconnaissons une caractéristique essentielle de la cavitation : les signaux issus des capteurs R3, R8 et C1 qui sont situés dans la zone d'aspiration de la pompe, sont fortement aléatoires au débit partiel (319 m³/h) et comportent des pics plus ou moins larges, d'amplitude très élevée, probablement liés à l'implosion de bulles de différentes tailles.

Cet argument est étayé par les crépitements entendus lors des mesures.

Les différences $\Delta\tilde{p}$ entre les niveaux maximum et minimum des fluctuations de pression sur R1 correspondant aux différents débits analysés sont données par le tableau et la figure suivants :

Q/Q_n	$\Delta\tilde{p}$ (bar)
0,64	2,33
0,70	2,11
0,71	1,95
0,80	1,38
0,86	0,95
0,90	0,75
1,0	0,42
1,1	0,91



5.5. INFLUENCE DE LA PRESSURISATION / DEPRESSURISATION DU CIRCUIT

L'effet d'une pressurisation/dépressurisation du circuit sur les fluctuations de pression en sortie de roue et près du bec, est visualisé par les figures (A3, 84) et (A3, 85).

Une pressurisation correspond à un signal plus régulier associé à un phénomène de filtrage de fluctuations de haute fréquence, tandis qu'une dépressurisation correspond à un signal plus bruité lié à l'apparition de fluctuations de pression de fréquences élevées. Cette différence pourrait être attribuée à la cavitation qui peut se produire :

- soit sur le bec, ce dernier étant à profil mince, favorable à la cavitation dans toutes les conditions de fonctionnement ;
- soit à l'entrée de la roue, du fait de l'abaissement du NPSH disponible à l'aspiration.

5.6. INFLUENCE D'UN FLUIDE DIFFERENT

5.6.1. Instrumentation des deux bancs d'essais

Cette étude a été rendue possible grâce à une comparaison directe de nos mesures de pression avec des mesures similaires réalisées en air dans une pompe centrifuge presque semblable à la nôtre. Cette pompe est insérée dans un circuit ouvert appelé "VENTIL" installé dans le même laboratoire (Cf. planche de la figure (A3, 86)). Les deux pompes sont connectées à des tuyauteries droites présentant des conditions aux limites quasi-similaires.

La figure montre également les capteurs utilisés dans cette étude comparative ainsi que leur emplacement :

- un capteur en sortie d'aubage, côté pression : R15 pour l'eau et KA pour l'air ;
- un capteur en sortie d'aubage, côté dépression : R16 pour l'eau et NA pour l'air ;
- un capteur à proximité du bec de volute : V1 pour l'eau et BEC pour l'air.

Les principales caractéristiques des deux machines sont rappelées dans le tableau ci dessous :

REFERENCE DE LA POMPE	AIR	EAU
	SHF	SHF-AO
Vitesse de rotation nominale N (tr/min)	2500	1330
Débit nominal de tracé Q_n (m ³ /s)	0,502	0,1375
Hauteur interne nominale H_n (m)	224,4	32,8
Diamètre d'entrée de roue D_1 (mm)	284,5	200
Diamètre de sortie de roue D_2 (mm)	516,8	352
Rapport des diamètres D_1/D_2	0,55	0,57
Largeur de sortie de roue b_2 (mm)	39	43,6
Nombre d'aubages Z	7	7
Jeu initial (%)	4,5	3
Coefficient de vitesse spécifique : $\omega_s = \omega Q_n^{1/2} / (g H_n)^{3/4}$	0,58	0,734
Coefficient de hauteur spécifique : $\psi = g H_n / (\omega^2 R_2^2)$	0,481	0,483
Coefficient de débit : $\delta = Q_n / (\omega R_2^3)$	0,111	0,181
Nombre de Reynolds périphérique : $R_e = \omega R_2^3 / \nu$	$1,17 \cdot 10^6$	$4,31 \cdot 10^6$
Nombre de Mach périphérique : $M_a = \omega R_2 / a$	0,197	0,09

La pompe en air est munie d'un diffuseur lisse et on peut considérer par ailleurs que l'entrée de la volute de la pompe en eau constitue également un diffuseur lisse sur une distance assez courte.

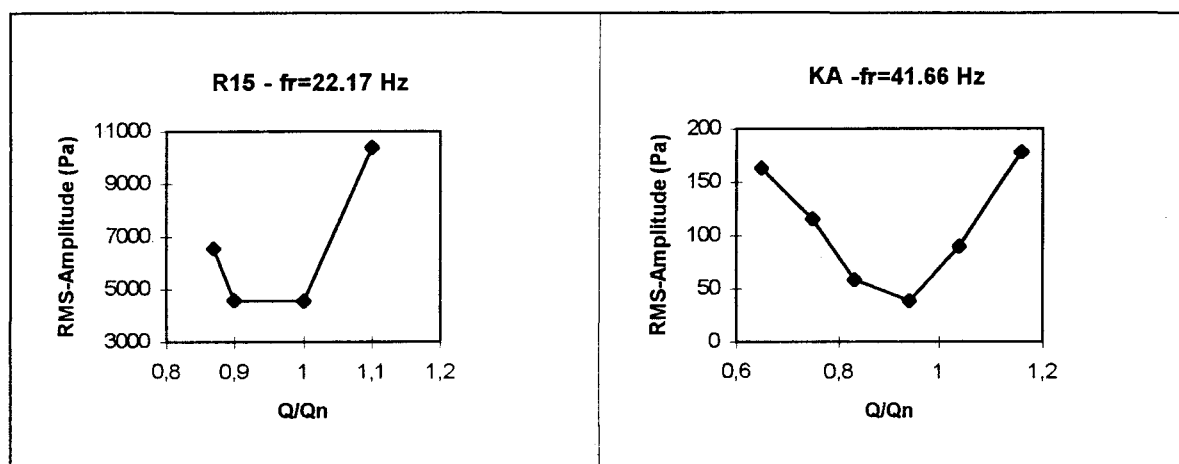
Les caractéristiques de ces diffuseurs sont données par la table ci-dessous :

	SHF	SHF-A0
Largeur (mm)	43,1	53,4
Diamètre d'entrée (mm)	521	355,2
Diamètre de sortie (mm)	561	369,8

Les valeurs de ces deux tableaux montrent que la similitude géométrique est convenable. D'autre part, les mesures de vitesses par fil chaud en air [45] et par vélocimétrie laser en eau montrent que les triangles des vitesses en sortie de roue sont semblables pour les deux pompes, garantissant ainsi la similitude cinématique.

5.6.2. Points de fonctionnement comparables

Le choix des points de fonctionnement comparables a été guidé en premier lieu par la recherche du point d'adaptation roue-volute. Ce renseignement est fourni par la courbe de l'évolution de la valeur RMS de l'amplitude des fluctuations de pression en sortie de roue, à la fréquence de passage des aubes et en fonction du débit relatif, comme le montre la figure suivante :



Ce qui permet de constater que l'équilibre de la volute est obtenu pour $Q/Q_n = 1.0$ dans l'eau, et pour $Q/Q_n = 0.9$ dans l'air.

Nous allons comparer les trois points de fonctionnement suivants :

	A	B	C
SESAME N=1330 tr/min	0,9 Q _n	1,0 Q _n	1,1 Q _n
VENTIL N=2500 tr/min	0,8 Q _n	0,9 Q _n	1,0 Q _n

Les points A et C traduisent le déséquilibre de la volute de part et d'autre du point d'adaptation B ; ils correspondent respectivement à un débit partiel et à un surdébit.

5.6.3. Analyse des signaux temporels

Dans chacune des pompes, les mesures sont simultanées et moyennées à l'aide d'une impulsion de top par tour. Un nombre de moyennes, au moins égal à 100, est nécessaire pour les mesures en air, tandis qu'un nombre de 10 moyennes suffit en eau. Cette différence est due en grande partie au fait que l'alimentation et l'amplification des signaux en eau sont embarqués sur l'arbre de la pompe.

La table de la figure (A3, 87) résume les résultats de mesures obtenues aux points A, B et C après les traitements suivants :

- adimensionnement des axes X et Y avec respectivement, la durée moyenne d'un tour de roue et le terme de pression périphérique ($\rho \omega^2 R_2^2$).
- report du signal KA sur l'aubage portant le capteur NA.
- superposition des signaux de KA et de R15 en faisant coïncider les pics maximums (référence : R15). La valeur du décalage qui en résulte sert pour translater les signaux des deux autres capteurs NA et BEC.

Cette représentation, correspondant à 1,25 tour de roue, permet de constater que du point de vue global, les signaux se superposent parfaitement deux à deux pour chacun des points de fonctionnement étudié : il en résulte que, les fluctuations de pression sont générées globalement par des mécanismes semblables dans les deux pompes.

a- Analyse des signaux embarqués

Dans les deux cas, c'est dans la zone du bec, qui est matérialisé par un trait vertical, que se produisent les plus fortes oscillations. Cependant, le capteur KA n'enregistre pas le pic de dépression présent dans la signature de R15 juste à l'aval du bec. La localisation des pics remarquables est rappelée par la table suivante :

	R15		R16
	pic +	pic -	pic +
A	-11°	+1.5°	+0.9°
B	-5.5°	+3.5°	+2.6°
C	-2.0°		+5.9°

De même, les valeurs minimales et maximales d'amplitude sont données par le tableau suivant :

		Capteur face en pression		Capteur face en dépression		Capteur bec de volute	
		MINI (Pa)	MAXI (Pa)	MINI (Pa)	MAXI (Pa)	MINI (Pa)	MAXI (Pa)
A	Eau	-72250	36380	-19430	38100	-9950	11280
	Air	-345	225	-106	207	-215	173
B	Eau	-10500	38310	-8480	17730	-12010	11340
	Air	-53	164	-53	125	-238	168
C	Eau	-29020	77780	-23630	19010	-14300	19050
	Air	-155	413	-136	283	-369	403

Les écarts entre les signaux adimensionnés, peuvent s'expliquer par la valeur de l'entrefer, qui est plus grande pour la pompe en air.

Contrairement aux signaux embarqués en eau, qui laissent nettement apparaître la modulation de la pression par les défilements successifs des aubes devant le bec (7 pics) ainsi que les 7 pics supplémentaires (néanmoins prépondérants) associés aux ondes stationnaires, les signaux embarqués en air ne révèlent visiblement que l'existence de 5 pics liés aux interactions aubage-bec au lieu de 7 comme on pouvait s'y attendre. Par ailleurs la mesure près du bec, montre bien les 7 interactions. L'explication de cette différence réside donc dans le mouvement du rotor. Nous verrons en fait que ce phénomène s'explique plutôt par la valeur de la célérité de propagation des ondes de pression, qui est beaucoup plus faible dans l'air.

b- Analyse des signaux près du bec

Le signal en air est très organisé à la fréquence de passage des aubes f_a de sorte qu'aux points B et C, le signal peut être représenté par une fonction sinusoïdale de type :

$$\tilde{p}(\theta, t) = A \cos(2\pi f_a t + \Phi_a)$$

Au point A2 de débit partiel, l'harmonique d'ordre deux se superpose à f_a .

Le signal en air ne laisse pas apparaître l'équivalent des 7 pics liés aux ondes stationnaires, rencontrés dans l'eau.

Nous concluons que les sources de bruit dans la pompe en air sont essentiellement liées à la rotation de la roue, tandis que, la contribution des ondes stationnaires est prépondérante dans la pompe en eau.

5.6.4. Etude de la propagation des ondes de pression dans la volute à l'aide d'un modèle simplifié

Pour tenter d'expliquer les pics manquant dans les signaux embarqués obtenus en air, un modèle de propagation en ondes planes unidimensionnel fournit des éléments de réponse.

Nous considérons que la perturbation créée au passage d'un aubage devant le bec se propage en onde plane progressive en aval du bec à la célérité $(a + Cu_2)$ et en onde rétrograde en amont à la célérité $(a - Cu_2)$ où a est la célérité des ondes en absence de mouvement et Cu_2 est la vitesse périphérique du rotor.

Les figures (A3, 88) et (A3, 89) montrent le résultat obtenu à partir des signaux de R15 et de KA au point de fonctionnement nominal C.

Dans un système d'axes abscisse périphérique-temps, adimensionnés, nous représentons :

- Verticalement à gauche de la figure : le signal temporel de pression sur une durée de 2,5 tours de roue.
- A droite : les trajectoires des extrémités des aubages (lignes de pente 45°) et le bec de volute (lignes verticales).
- Les lignes inclinées de pentes $(a \pm Cu_2)$ schématisent les trajectoires des ondes progressives (lignes continues) et des ondes régressives (lignes interrompues).

Ce graphique se lit de la manière suivante : lorsque le bord de fuite d'un aubage quelconque se présente en vis-à-vis du bec (ligne AB et instant B), le choc résultant se propage :

- d'une part, en onde progressive (BC) atteignant le capteur KA de l'aubage instrumenté au point C .
- d'autre part, en onde régressive (BD) atteignant KA au point D.

Aux instants C et D, nous faisons correspondre les événements (fluctuations de pression) qu'ils produisent sur le signal temporel. De cette façon, on remonte à la signature de l'onde progressive et de l'onde régressive.

On en déduit que :

- la propagation dans l'eau est quasi-instantanée. (En effet, les trajectoires des ondes progressives et régressives se confondent, les ondes atteignant le capteur au même instant. Ce qui n'est pas étonnant compte tenu de la rapidité de propagation des ondes dans l'eau) ;
- aux instants C et D correspondent les petits pics aubages Ai/bec en nombre de 7 pendant un tour de roue ;
- la propagation dans l'air n'est en revanche pas instantanée : les ondes progressives et régressives atteignent le capteur KA à des instants différents, et c'est l'onde progressive qui affecte le plus le signal (présence de pics de pression). Ce résultat est en accord avec les conclusions antérieures à savoir que le sens de l'écoulement naturel dans la volute privilégie le transport des ondes acoustiques. Par ailleurs, nous ne comptons la présence que de 5 pics Ai/bec et par conséquent il en manquerait 2. En fait, nous montrons que les pics sont en nombre de 6 et non de 5, cela est possible en utilisant uniquement la composante acoustique $p_2(\theta, t)$ du signal de pression instantanée : $p(\theta, t) = \bar{p}_1(\theta) + p_2(\theta, t)$, où $\bar{p}_1(\theta)$ est la composante azimutale de la pression mesurée autour de la volute.

La figure (A3, 90) montre le résultat obtenu pour la composante fluctuante propagative $p_2(\theta, t)$, elle est déduite de la différence du signal total et de la composante de pression sur place : on note effectivement l'apparition d'un sixième pic aubage/bec.

Quant au septième pic, le capteur ne peut le "voir" du fait de la faible valeur de la célérité de propagation des ondes ($a = 343$ m/s) et de la grande valeur de la vitesse périphérique de la roue ($U_2 = 68$ m/s). Le pic produit par l'interaction de l'aubage A_{i-6} ne peut pas rattraper l'aubage instrumenté A_i : c'est une conséquence de l'effet Doppler entre une source et un récepteur tous les deux en mouvement.

Pour de plus amples détails, on pourra consulter la référence [27].

CHAPITRE 6. ANALYSE EN FREQUENCE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

6.1. ACQUISITION DES MESURES

Le signal analogique $p(t)$ est numérisé avec les valeurs des paramètres suivants :

- $N_e = 2048$ échantillons
- $BW = 1000$ Hz
- Nombre de moyennes : 50

Ce qui correspond à une durée d'acquisition $T = 1,024$ seconde et une résolution en fréquence $\Delta f = 0,98$ Hz.

On lui applique ensuite la transformation de Fourier discrète pour en déduire le spectre en fréquence $P(f)$. Les spectres synchrones à la rotation de la roue sont obtenus à l'aide de l'impulsion RESET générée par le codeur angulaire lié à l'arbre de la machine.

La fonction de densité spectrale d'énergie (autospectre) est obtenue par le carré du module : $S_{pp}(f) = P^*(f).P(f)$, où P^* est le complexe conjugué. Seules les fréquences positives sont considérées, d'où l'utilisation de l'autospectre unilatéral G défini par :

$$\begin{cases} G_{pp}(f) = 0 & f < 0 \\ G_{pp}(f) = 2 S_{pp}(f) & f \geq 0 \end{cases}$$

De même, la fonction de densité interspectrale (interspectre) est donnée par : $S_{p_1 p_2} = P_1^*.P_2$

Les fonctions de transfert et de cohérence d'un système linéaire sont déterminées à partir des notions précédentes avec les définitions classiques.

Les niveaux RMS des spectres d'amplitude sont représentés sur des échelles logarithmiques en dB (référence : $p_0 = 1 \text{ Pa}$), ce qui permet de lire directement le niveau du bruit hydraulique, lequel est donné par l'expression :

$$L_p = 20 \log_{10}\left(\frac{P}{p_0}\right)$$

De même, le niveau en dB de l'intensité hydroacoustique est donné par rapport au niveau référence : $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$

6.2. MESURES DANS LA POMPE

6.2.1. En sortie de roue et près du bec de volute

La figure (A4, 1) de l'annexe 4 représente les spectres linéaires synchrones des signaux issus des capteurs R1 et V1 au point de fonctionnement nominal.

L'observation de cette figure, montre qu'il s'agit de spectre de raies à énergie très localisée.

La répartition de cette énergie concerne essentiellement les raies correspondant à la fréquence de rotation f_r et à la fréquence de passage des aubes f_a , ainsi que leurs harmoniques supérieures.

Dans la gamme (0 - 800 Hz), les raies $f_r=22,17 \text{ Hz}$ et $f_a=155,17 \text{ Hz}$ émergent nettement du bruit de fond de près de 50 dB en pointant à environ 73 dB.

Le signal R1 en sortie de roue est représenté par un spectre plus riche en harmoniques, avec une légère dominance de la raie à la fréquence de rotation suivie de celle à la fréquence de passage des aubes. L'énergie se répartit ensuite de manière presque égale sur les harmoniques.

En revanche, le signal V1 près du bec montre une nette prépondérance de la fréquence de passage des aubes tandis que la raie f_r émerge à peine du bruit de fond.

Le bruit de fond est caractérisé par une évolution décroissante en fonction de la fréquence et l'on peut remarquer que sa valeur en sortie de roue est légèrement inférieure à celle près du bec. Cette différence s'accroît quand la fréquence augmente.

Nous pouvons noter deux remarques supplémentaires :

- existence dans le signal R1 et dans les basses fréquences, d'une raie à 10 Hz, qui pourrait être en rapport avec les caractéristiques propres du circuit.
- superposition au signal de V1 d'un autre phénomène organisé à la fréquence de 20,5 Hz et ses harmoniques.

6.2.2. Comparaison entre l'entrée et la sortie de roue

La figure (A4, 2) permet de comparer les spectres de R3 et de R1 relatifs à l'entrée et à la sortie de roue. Nous notons qu'en entrée de roue, l'énergie est contenue principalement dans la fréquence fondamentale f_r et la fréquence de passage des aubes f_a , elle a une allure décroissante sur les harmoniques. Par contre, les pulsations de pression en sortie de roue demeurent importantes jusqu'à l'harmonique 3 de la fréquence de passage des aubes.

6.2.3. Mesures sur un même aubage

Les spectres mesurés du côté du bord d'attaque (R3 et R8) et du bord de fuite (R15 et R16) sont représentés respectivement sur les figures (A4, 3) et (A4, 4).

Le niveau du bruit de fond sur la face en pression en entrée de roue est légèrement au dessus de celui sur la face en dépression. Cette situation est inversée en sortie de roue et l'écart y est plus élevé.

Les niveaux à la fréquence de rotation de part et d'autre de l'aubage diffèrent d'environ 5 dB.

La figure (A4, 5) représente les autospectres (R1, R2 et R3) dans la bande (0 - 400 Hz) mesurés sur le côté pression du même aubage A1. Nous notons les mêmes raies caractéristiques sur les 3 signaux. L'énergie a une évolution croissante depuis l'entrée vers la sortie de roue : au cours de cette évolution, l'énergie a de plus en plus tendance à se concentrer sur les harmoniques de f_r et de f_a . Les niveaux à ces deux valeurs mesurés en présence de la terminaison anéchoïque à l'aspiration sont regroupés dans le tableau suivant :

	Niveau à f_r (dB)	Niveau à f_a (dB)
R3	62,1	56,4
R2	71,1	59,2
R1	74,0	60,8
V1	55,3	73,3
A1	41,8	59,7
S1	44,0	62,5

Les niveaux des harmoniques à l'entrée de roue sont nettement plus faibles que ceux au milieu et en sortie de roue.

La figure met en évidence également, un niveau de bruit de fond plus élevé du côté entrée de roue ayant plus de 10 dB d'écart avec les niveaux au milieu et en sortie d'aubage. Cet écart disparaît à partir de 300 Hz environ.

Au débit partiel $0,86Q_n$, la figure (A4, 6) représente les autospectres issus des capteurs R1, R2, et R3. La comparaison avec la figure (A4, 5) montre que la raie à la fréquence de passage des aubes émerge beaucoup plus en sortie de roue (R1) et qu'elle s'écrase en entrée de roue.

6.2.4. Spectres de fluctuations de forces sur un aubage

Les figures (A4, 7) et (A4, 8) permettent de comparer les fluctuations de forces sur un aubage aux points de fonctionnement A, A1 et A2. Il s'agit également de spectres de raies de fondamentale f_r . Du côté du bord d'attaque, nous notons qu'en surdébit et au débit nominal, les fluctuations sont essentiellement liées à la fréquence de rotation, tandis qu'à débit partiel l'énergie de force se répartit (avantageusement) (ou) aussi sur les harmoniques notamment l'harmonique 3.

Nous pouvons noter aussi que les fluctuations à f_a sont très faibles et par conséquent, on peut penser que le bruit rayonné par cette source dipolaire est faible, ce qui conforte ce que nous avons dit lors de l'analyse temporelle.

Du côté bord de fuite de l'aubage, la situation est quasiment identique, à la différence que le spectre est plus riche en harmoniques de f_r .

D'après ces observations, nous concluons que les fluctuations de forces sur l'aubage influencent plutôt le bruit à la fréquence de rotation pour laquelle les amplitudes en Newton sont données par le tableau suivant :

	Bord d'attaque	Bord de fuite
1,1 Q_n	12,2	18,1
1,0 Q_n	5,4	6,9
0,9 Q_n	2,5	3,0

6.3. MESURES DANS LES CONDUITES

Les figures (A4, 9) et (A4, 10) représentent les autospectres mesurés respectivement dans trois sections de la conduite d'aspiration (A1, A4, et A9).

L'observation des figures superposées montre que les pulsations de pression dans la conduite d'aspiration s'organisent de préférence autour de la fréquence de passage des aubes et de sa première harmonique. L'excitation à la fréquence de rotation s'amointrit notablement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la pompe.

6.3.1. Comparaison : aspiration-refoulement

Les figures (A4, 11) et (A4, 12) permettent de comparer les autospectres à l'aspiration et au refoulement.

Nous pouvons observer qu'au refoulement, l'énergie des pulsations concerne d'abord la fréquence de passage des aubes, mais quelque peu aussi, la fréquence de rotation et ses harmoniques.

Les harmoniques de f_a sont davantage excitées au refoulement.

Nous pouvons noter par ailleurs, que 3 raies de niveau non négligeable émergent des signaux:

- une raie à 10 Hz, concernant autant l'aspiration que le refoulement
- une raie à 660 Hz, à l'aspiration et au refoulement
- une raie à 680 Hz, au refoulement

Les deux dernières fréquences pourraient être liées aux caractéristiques propres du circuit. En effet, la détermination des fréquences propres des deux conduites remplies d'eau lors d'excitation par choc, a révélé l'existence de deux valeurs qui s'en approchent : l'une à 690 Hz à l'aspiration et l'autre à 780 Hz au refoulement. L'abaissement de ces fréquences pourrait être attribué aux conditions réelles de fonctionnement.

Enfin, la fréquence de 10 Hz pourrait être une fréquence de résonance d'Helmholtz du ballon d'aspiration, résultant d'un déplacement longitudinal.

6.3.2. Fluctuations de débit

La figure (A4, 13) représente les fluctuations de débit calculées dans deux sections à l'aspiration et dans une section au refoulement. Les fluctuations sont principalement liées à la fréquence f_a , pour laquelle le niveau au refoulement est d'environ le double de celui à l'aspiration. Par conséquent, on pourrait penser que la source monopolaire de fluctuation du débit influence notablement le bruit au refoulement. Il serait intéressant de voir le rapport entre ces fluctuations de débit dans les conduites avec les mêmes fluctuations en sortie des canaux inter-aubes. Les travaux en cours de G. Chatel fourniront probablement des éléments de réponse.

On pourrait aussi, à titre de comparaison, envisager une étude des fluctuations de débit à l'aide d'une formulation avec les matrices de transfert. Pour ce faire, on peut se référer aux nombreux travaux de B. DESMET [73] et ceux de U. BOLLETER [74].

6.4. INFLUENCE DE LA T.A.L

Les figures (A4, 14) et (A4, 15) présentent les autospectres mesurés dans les sections A1 et S1 dans les deux situations avec et sans T.A.L à l'aspiration.

L'observation de la figure (A4, 14) met bien en évidence un abaissement appréciable du bruit de fond occasionné par la T.A.L à l'aspiration. Il atteint plus de 10 dB sur certaines fréquences.

Quant au niveau du bruit résiduel au refoulement, il n'est affecté que légèrement.

L'effet de la T.A.L. comme filtre passe-bas est notamment significatif en dessous des 500 Hz.

De même la T.A.L permet d'obtenir un gain de près de 10 dB sur les raies f_r et f_a dans la conduite d'aspiration, ce qui est raisonnable.

En revanche, au refoulement, la T.A.L provoque un gain de 6 dB sur le bruit à la fréquence de passage des aubes mais renforce le niveau à la fréquence de rotation. En outre et curieusement, les harmoniques sont plus importantes.

6.5. DISTRIBUTION DU NIVEAU DU BRUIT HYDRAULIQUE LE LONG DES CONDUITES

6.5.1. Analyse au point nominal

La figure (A4, 16) montre la distribution des niveaux RMS des fluctuations de pression le long des conduites d'aspiration et de refoulement. L'axe des abscisses est adimensionné par la longueur respectivement de chacune des conduites.

Nous constatons que les niveaux de bruit aux fréquences f_r et f_a s'inversent entre l'aspiration et le refoulement. Le niveau à f_a domine au refoulement alors que le niveau à f_r domine à l'aspiration.

Les allures des courbes à chacune des fréquences analysées sont dans l'ensemble assez voisines :

- à la fréquence f_r , le niveau du bruit diminue progressivement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la pompe. L'écart entre les niveaux à l'aspiration et au refoulement se réduit en s'éloignant de la pompe pour retrouver quasiment un même niveau du côté des réservoirs.
- à la fréquence f_a , l'évolution du bruit est moins régulière, il passe d'un premier maximum près de la pompe pour atteindre un minimum situé au premier tiers de conduite. Le bruit augmente à nouveau jusqu'au deuxième tiers où il atteint un deuxième maximum dépassant le premier, il diminue ensuite graduellement dans la conduite d'aspiration mais réaugmente près du ballon de refoulement où subsiste un manque d'information.

Ces constats rejoignent les résultats obtenus à l'issue de l'analyse temporelle.

6.5.2. Analyse à une même vitesse de rotation et plusieurs débits

Les figures (A4, 17) et (A4, 18) représentent la distribution du bruit mesuré dans les conduites à 1330 tr/min et à trois débits respectivement à l'aspiration et au refoulement.

Nous pouvons noter qu'à la fréquence f_a , les courbes peuvent se déduire les unes des autres par simple translation verticale.

Une variation de débit affecte plutôt les niveaux à f_a , tandis que les niveaux à f_r , ne sont quasiment pas concernés à l'aspiration et légèrement au refoulement.

6.5.3. Analyse en similitude hydraulique

Les figures (A4, 19) et (A4, 20) présentent les résultats obtenus aux trois vitesses de rotation choisies : 1330, 1150 et 944 tr/min pour un même réglage de vanne.

A l'aspiration, les courbes paraissent suivre une loi de similitude simple à f_r tandis qu'au refoulement, une similitude apparaît pour f_a . Dans les autres cas, les courbes se chevauchent.

Pour les deux fréquences f_r et f_a , le point de fonctionnement à 1150 tr/min correspond au régime le moins bruyant.

6.6. INTENSIMETRIE EN CONDUITE

6.6.1. Introduction

L'un des objectifs principaux qu'on cherche à atteindre dans une étude hydroacoustique d'une pompe est de la caractériser totalement en termes de puissance hydroacoustique injectée dans le circuit sous forme d'ondes longitudinales de compression et de son impédance interne qui comme nous l'avons vu, varie avec la rotation de la roue.

Une des principales difficultés qui s'oppose aux mesures intensimétriques directes réside dans le système d'ondes stationnaires ou quasi-stationnaires (aller et retour d'ondes) qui s'établit dans les conduites de tout circuit réel. Nous avons vu que malgré l'adjonction d'une terminaison anéchoïque, on ne peut pas atténuer définitivement les réverbérations de sorte que le taux d'ondes quasi-stationnaires résiduelles constitue toujours une gêne vis-à-vis de l'intensimétrie directe qui ne s'intéresse qu'aux ondes progressives.

La méthode d'intensimétrie à deux capteurs est un outil qui permet de s'affranchir de ces problèmes en séparant les contributions des ondes progressives et des ondes régressives.

Mais intéressons nous d'abord à la détermination de la célérité de propagation des ondes.

6.6.2. Mesure de la célérité des ondes:

La méthode de mesure fort bien connue maintenant est décrite par MARGOLIS et BROWN [75].

Elle permet d'approcher convenablement la valeur de la célérité en utilisant trois capteurs de mesure de pression fluctuante équidistants.

Dans l'hypothèse où la propagation des fluctuations est assimilée à une onde plane unidimensionnelle et en régime harmonique, les fluctuations de pression et de vitesse acoustiques complexes s'expriment par :

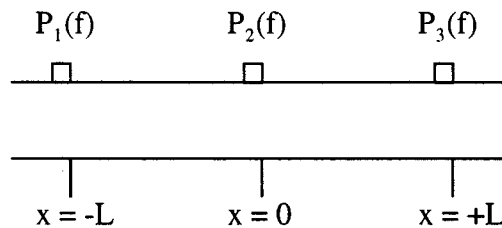
$$\begin{cases} p(x, t) = e^{j\omega t} [A_i e^{-jkx} + A_r e^{jkx}] \\ v(x, t) = \frac{1}{\rho a} e^{j\omega t} [A_i e^{-jkx} - A_r e^{jkx}] \end{cases}$$

avec : A_i coefficient de l'onde progressive (incidente)

A_r coefficient de l'onde régressive (réfléchie)

$k = \frac{\omega}{a} = \frac{2\pi f}{a}$ nombre d'onde ($k_i = k_r = k$ lorsque le Mach est petit)

A partir de 3 capteurs équidistants de mesure de pression en paroi. Nous déterminons les fonctions de transferts H_{12} et H_{32} de la manière suivante :



P_1 , P_2 et P_3 sont les transformées de Fourier des pressions fluctuantes $p_1(-L, t)$, $p_2(0, t)$ et $p_3(L, t)$ respectivement.

$$H_{12} = \frac{P_1(-L, f)}{P_2(0, f)} \quad \text{et} \quad H_{32} = \frac{P_3(L, f)}{P_2(0, f)}$$

et on vérifie que : $\frac{1}{2}(H_{12} + H_{32}) = \cos(kL)$.

La première fréquence f_0 qui annule cette fonction réelle permet d'accéder à la célérité par la relation : $\cos(kL) = 0$ implique $kL = \frac{\pi}{2}$, ce qui donne : $a = 4f_0 L$

Pratiquement, nous utilisons la fonction de transfert H_1 et nous obtenons la relation équivalente suivante :

$$\cos(kL) = \frac{1}{2} \left(\frac{P_2^* P_1}{P_2^* P_2} + \frac{P_2^* P_1}{P_2^* P_2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{S_{21} + S_{23}}{S_{22}} \right)$$

La figure (A4, 21) montre un exemple de mesures réalisées en différents points de la conduite d'aspiration. Nous constatons que la valeur de la célérité n'est pas constante partout dans la conduite. Ceci est probablement lié aux conditions d'ancrage de la conduite mais également à la présence de piquages ou de brides dans les différentes portions de la conduite. La célérité moyenne dans la conduite d'aspiration est de 1320 m/s.

De même, la courbe (A4, 22) montre le résultat obtenu dans la conduite de refoulement. Nous constatons que par rapport à l'aspiration, il y a plus de disparités entre les valeurs. La valeur moyenne est environ 1000 m/s.

Nous constatons enfin, que ces valeurs sont en bon accord avec celles déterminées précédemment grâce aux décalages temporels entre capteurs.

6.6.3. Mesures d'intensité

La technique dite à deux capteurs est détaillée par A. BADIE-CASSAGNET [76] ainsi que par F. JACOBSEN [77].

L'intensité acoustique \bar{I} est définie par une grandeur vectorielle, dont la direction est celle de la propagation de l'énergie acoustique et le module est le niveau de l'onde sonore représentatif de la sensation auditive.

\bar{I} est la valeur moyenne, au cours du temps, du produit de la pression acoustique $p(x,t)$ et de la vitesse particulière $\bar{u}(x,t)$:

$$\bar{I} = p(x,t) \bar{u}(x,t)$$

La puissance acoustique injectée dans une section S est obtenue par :

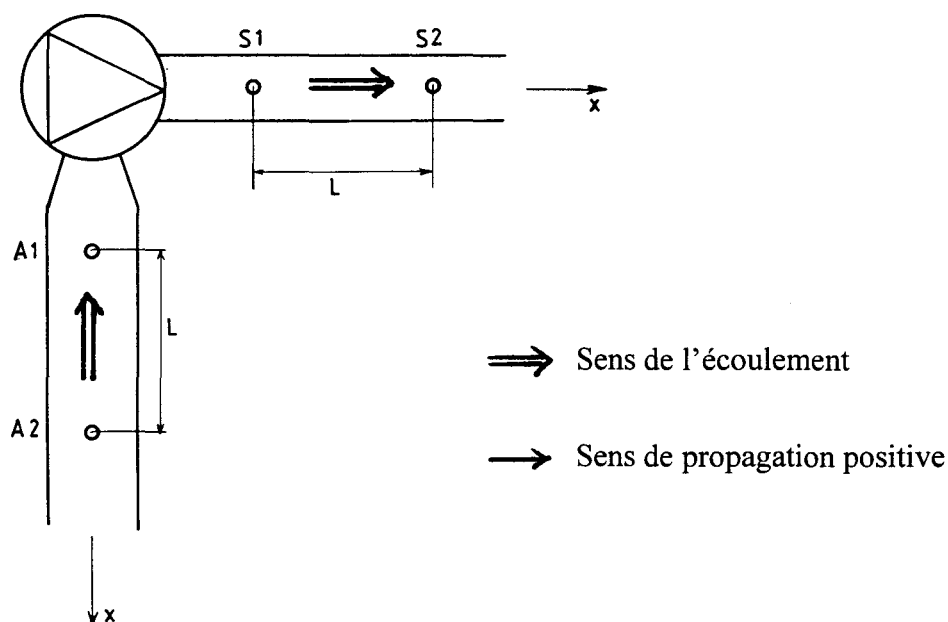
$$P = \int (\vec{I} \cdot \vec{n}) ds$$

où \vec{n} = vecteur unitaire normal

J. M. LAMBERT et al. [78] proposent les différentes techniques de mesure utilisées en champ libre, diffus ou d'ondes stationnaires.

La détermination directe de l'intensité nécessite la mesure de la pression et de la vitesse simultanément. Cependant, en conduite et sous certaines hypothèses, on peut estimer I à l'aide de la seule mesure de pression en paroi.

En effet, considérons le cas de l'onde quasi-stationnaire dans les conduites de la pompe, où l'énergie se propage par ondes planes dans la direction (x), sans pertes par frottement :



Le vecteur intensité se réduit à sa seule composante I_x suivant la direction de propagation, tel que :

$$I_x = \frac{1}{2} \text{Re}(P V^*) = \tilde{p} \tilde{v}$$

Les représentations complexes des fluctuations de pression et de débit aux points 1 et 2, en régime harmonique, sont reliées dans le domaine fréquentiel par la relation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ \rho a V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kL) & -j \sin(kL) \\ -j \sin(kL) & \cos(kL) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ \rho a V_1 \end{pmatrix}$$

L'intensité hydroacoustique au point 1 s'écrit :

$$I(f) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(P_1 V_1^*) = \frac{-1}{2\rho a} G_{11} \frac{\operatorname{Im}(H_{12})}{\sin(kL)}$$

où : $G_{11} = P_1^* P_1$: autospectre au point 1

$$H_{12} = \frac{P_2(f)}{P_1(f)} = \frac{S_{12}}{S_{11}} : \text{fonction de transfert entre 1 et 2}$$

Re et Im désignent les parties réelle et imaginaire

Le coefficient de réflexion au point 1 est donné par la relation :

$$R(f) = \frac{A_r(f)}{A_i(f)} = \frac{\sin(kL) + j \cos(kL) - j H_{12}}{\sin(kL) - j \cos(kL) + j H_{12}}$$

Pour les développements concernant ces expressions, on pourra se référer à OUAKED [58].

La figure (A4, 23) montre les résultats obtenus pour le coefficient de réflexion à l'aspiration et au refoulement, au point de fonctionnement nominal et à la fréquence de passage des aubes.

Chaque courbe est obtenue par un lissage à partir des différentes valeurs le long de la conduite.

Nous notons que le circuit est plus réverbérant à l'aspiration qu'au refoulement. Les coefficients moyens de réflexion sont respectivement de 0,9 et de 0,65 et que les réflexions sur la pompe sont plus importantes que les réflexions sur les ballons.

La faible valeur du coefficient de réflexion au refoulement est liée à la présence du tuyau souple qui prolonge la conduite dans le réservoir.

Les résultats de mesure d'intensité sont représentés sur la figure (A4, 24) pour différents points de fonctionnement et à la fréquence de passage des aubes.

Au refoulement, le maximum d'intensité se produit au milieu de la conduite et à l'extrémité du côté réservoir. A l'aspiration ce maximum est situé près du réservoir.

Pour chacun des cas étudiés, l'intensité au refoulement est supérieure à celle à l'aspiration ; et qu'elle augmente notablement avec le débit et surtout aux débits partiels.

A l'aspiration, les variations de l'intensité sont moins sensibles aux variations de débit et sa valeur au débit nominal est supérieure à celle des autres régimes.

CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

Dans le but d'une caractérisation complète de la pompe en tant que source de bruit, l'analyse des pressions fluctuantes dans le domaine temporel s'est avéré un outil très adapté pour la compréhension et l'étude des mécanismes de génération du bruit dans un circuit de pompe.

Les conditions expérimentales (utilisation d'un codeur angulaire, calage très précis de celui-ci avec une référence dans la pompe) ont permis de détailler cette analyse avec le plus de finesse possible.

Nous pouvons rendre compte des résultats expérimentaux suivants :

- Constitution d'une banque de données expérimentale très complète avec les mesures des fluctuations de pression simultanément, autant dans la pompe (roue et volute) que dans les conduites, au moyen d'un grand nombre de capteurs.

- Les mesures de vitesses en sortie de roue, par vélocimétrie laser à deux composantes, sont également disponibles pour les mêmes points de fonctionnement et les mêmes conditions de mesure. Dans le souci de ne pas s'écarter de la problématique étudiée dans cette thèse, nous présentons uniquement un échantillon de ces mesures. Il montre en particulier que l'écoulement en sortie de roue est largement dominé par la structure de jet - sillage, et qu'une légère recirculation de sortie (côté plafond de roue) existe, même au régime nominal.

Une partie de ces mesures de pression ou de vitesse a déjà servi comme support expérimental de validation de codes de calcul chez divers partenaires : Grenoble (CREMHyG), Paris (LEMFI-UPMC), Lyon (METRAFLU), Bruxelles (I.V.K). Les résultats ne sont pas encore communiqués pour le moment.

- Grâce à la reconstitution de l'historique du signal de pression en sortie de roue, nous avons pu constater l'organisation très structurée des fluctuations, ainsi que leur modulation par la rotation des aubes dans la volute ;

- Identification des sources de bruit: nous avons mis en évidence la séparation de l'effet aubage de l'effet canal inter-aubes, en localisant de manière précise les pics de pression fluctuante correspondants, grâce au repérage angulaire précis de la roue.

- Reconnaissance et hiérarchie des sources: en observant l'organisation des pressions dans le canal inter-aubes, nous avons mis en évidence la nature de propagation par ondes planes, ce qui nous permet d'envisager une modélisation simple unidimensionnelle, comme dans le cas du tuyau droit. Par ailleurs, cette observation a montré que les principales sources de fluctuations de pression internes à la pompe sont essentiellement liées aux interactions des aubages avec le bec (effet d'obstruction) ainsi qu'aux défilements des canaux aubes à aubes en vis-à-vis du bec (effet canal). Nous avons montré, grâce aux différentes superpositions des signaux et aux reconstitutions des formes d'ondes, que ce dernier type de source était d'amplitude plus importante et que c'est lui qui imposait la forme de l'onde de pression dans la pompe et dans le circuit. Par contre, les pics dus aux aubes, malgré leur importante amplitude notamment dans la zone du bec, sont des sources évanescentes dont l'énergie se dissipe rapidement, en effet, leur durée de vie est inférieure à une période de rotation de la roue de roue.

- Génération et propagation des fluctuations de pression: l'étude a permis dans une certaine mesure de comprendre comment naissent les fluctuations de pression dans la pompe, donc comment le bruit était généré. Parallèlement, nous avons tenté de caractériser la propagation de l'onde acoustique dans la pompe et dans son circuit à travers les couplages entre les différents organes constituant l'installation. La reconstitution de l'onde dans les conduites a révélé l'existence d'un système d'ondes stationnaires modulé par la position de la roue par rapport à la volute, cette position fixe à chaque instant une nouvelle condition aux limites au bout des conduites reliées à la pompe. Il serait intéressant de réfléchir sur la façon d'incorporer cette constatation dans les termes de transfert acoustiques de la pompe, en l'occurrence, rechercher à caractériser son impédance interne en fonction du mouvement de rotation de la roue.

Nous avons montré que les pics de pression, qualifiés au départ d'effet canal, n'étaient finalement que la contribution des phénomènes d'ondes stationnaires, qui sont par conséquent, responsables de la plus grande partie du bruit hydraulique.

Il serait intéressant de prolonger ce travail par l'analyse en fréquence des systèmes d'ondes stationnaires, obtenus tant à l'aspiration qu'au refoulement de la pompe, en cherchant à détailler le contenu harmonique de chacune des ondes prise individuellement c'est-à-dire à une position donnée de la roue. Ce qui fournirait de plus amples renseignements sur le comportement dynamique de la pompe et sur les interaction avec son circuit.

- Nous avons examiné la contribution des sources dipolaires dues aux fluctuations d'efforts exercés par le fluide sur les aubages : le bruit qui en résulte à la fréquence de passage des aubes est quasiment nul.

- L'étude a pu montrer par ailleurs, qu'un phénomène de résonance de structure a lieu dans la conduite d'aspiration, occasionné par la coïncidence de l'une de ses fréquences naturelles avec celle de l'impulseur. Cette résonance constitue une source de bruit supplémentaire que nous n'avons pas quantifiée. Il serait souhaitable d'envisager une étude complémentaire mais stricte à l'hydroacoustique de la pompe, ceci pouvant être réalisé à l'aide de mesures à une vitesse de rotation choisie de manière à n'exciter aucune valeur propre, ou encore, par modification du circuit visant par exemple à relever les valeurs des fréquences propres au dessus de la gamme excitatrice.

- L'étude des pressions en sortie de roue et dans la région du bec dans deux pompes presque semblables mais fonctionnant avec des fluides différents (eau et air) a révélé une ressemblance impressionnante en ce qui concerne la génération et le comportement globaux de ces fluctuations. Cependant, une analyse plus fine a mis en évidence des différences notables en ce qui concernait les effets aubages et canaux (interactions avec le bec). Ces différences sont dues principalement à la différence de masse volumique des fluides et de la célérité du son dans les deux milieux. Cette étude pourra être poursuivie de manière analogue dans les canaux inter-aubes ainsi que dans les tuyauteries de liaison afin de mieux comprendre les phénomènes d'interaction fluide-structure [85]. Pour compléter encore, on pourrait tenter de se rapprocher de la similitude de Mach, ce qui faciliterait considérablement l'analyse comparée des phénomènes propagatifs dans les deux circuits.

- L'analyse au point de fonctionnement nominal des oscillations de débit à l'aspiration et au refoulement de la pompe montre que celui-ci y est très organisé, de sorte que l'on peut imposer un débit alternatif à la fréquence fondamentale f_a dans les modèles numériques. Les pulsations de débit à cette fréquence sont caractérisées par des valeurs assez élevées. Il resterait à corrélérer ces fluctuations avec la source monopolaire de débit pulsant en sortie des canaux inter-aubes.

- On pourrait rechercher à relier les fluctuations de débit dans les conduites aux fluctuations en sortie des canaux inter-aubes. Les travaux en cours de G. CHATEL sur la caractérisation des sources monopolaires de pulsations de débit en sortie de roue pourraient être consultés. On pourra aussi se référer au travail de M. HANIF et al. [84] pour l'extension à un écoulement transitoire.

L'analyse en fréquence a permis ensuite, de dresser le bilan des niveaux de bruit dans la pompe, et plus particulièrement dans les conduites.

**REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] JAREMCZAK M. : Analyse théorique et expérimentale du bruit hydraulique de pompes centrifuges - Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1992
- [2] SIMPSON Hc. ; CLARK T. A. ; WEIR G. A. : A theoretical investigation of hydraulic noise in pumps - Journal of Sound and Vibration 1967
- [3] AFONIN E. ; NOVOZHILON K. : Prediction of hydrodynamic noise levels generated by blade pump using principal energetic parameters - Pump noise and vibrations, 1st International Symposium, Clamart, July 1993 ; p. 161-164
- [4] CANAVELIS R. : Vibrations et bruits, aspects industriels - Rapport général SHF, XX ème journées de l'hydraulique, Lyon 4-6 avril 1989.
- [5] CORLAY B. : Bruit des machines : des encoffrements, pourquoi faire ? - CETIM - Informations, N°135 Octobre 1993
- [6] LECERF A. : Physique des ondes et des vibrations - Technique & Documentation, Lavoisier, 1993
- [7] LAMBERT A. : Propagation des ondes ultrasonores - Edition CETIM Senlis.
- [8] MAX J. et al. : Méthodes et techniques de traitement du signal - Tome 2, 4ème édition, Masson 1986
- [9] LIDTHILL J. : Waves in fluids - Cambridge University Press, reedition 1993
- [10] JOUHANEAU J. : Notions élémentaires d'acoustiques, Electroacoustique - Technique & Documentation, Lavoisier, 1994
- [11] CHATEL G. ; LAURO J. F. ; TROLLAT C. : Experimental analysis of noise generation mechanism in a centrifugal pump - Pump noise and vibrations ; Clamart, July 1993 ; p. 137-143
- [12] CHATEL G. : Caractérisation des sources de bruit dans une pompe centrifuge - Rapports d'études EDF-SECAV, fascicules 1 & 2, 1993

- [13] GUILLOUD J.C. : Les mécanismes de génération du bruit d'origine hydraulique - Journées d'hydraulique et bruit , SHF, Décembre 1981
- [14] TOURRET J. : Le bruit des installations hydrauliques industrielles - CETIM informations N°48
- [15] BRIDELANCE J. P.: Etude aéroacoustique des spectres de raies générés par les ventilateurs axiaux en régime subsonique - Thèse de Doctorat ENSAM, Mai 1982
- [16] AVELLAN F. : Discussions des connaissances... - présentées aux 2èmes journées Cavitation, 18-20 mars 1992, SHF, La Houille Blanche, N°7/8, 1992
- [17] TOURRET J. : Problèmes associés à l'étude du bruit d'un circuit de pompe centrifuge - La Houille Blanche / N°2/3-1979
- [18] Mc NULTY P. J. ; PEARSALL I. S. : Cavitation inception in pumps - Journal of Fluid Engineering, March 1982, Vol.104
- [19] LECOFFRE Y. : La cavitation, traqueurs de bulles - Traité des Nouvelles Technologies, série Matériaux, édition HERMES
- [20] CAIGNAERT G. : Contribution à l'étude des interactions entre le bec de la volute et la roue d'une pompe centrifuge - Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1978
- [21] GÜLICH J. F. : Diagnostic de la cavitation sur les pomes centrifuges - Revue technique SULZER, 1/1992, p. 29-35
- [22] LEDUCQ D.: Problèmes liés à la génération de la transmission du bruit basse fréquence et de forte amplitude dans les circuits industriels - La Houille Blanche, N°7/8, 1983
- [23] BERHAULT J. P. ; CHATEL G. ; TEPHANY F. : Modélisation des sources aérohydrodynamiques de bruit dans les turbomachines - La Houille Blanche N°8- 1985/ p. 679-696

- [24] MOREL J. : Vibrations des machines et diagnostic de leur état mécanique - Livre 77, Collection de la Direction d'Etudes et Recherches d'Electricité de France, Eyrolles 1992, chap.4
- [25] MISKOVISH R. S. ; BRENNEN C. E. : Some Unsteady Fluid Forces on Pump Impellers - Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, December 1992, Vol. 114/ p. 632-637
- [26] ZANETTI V. : La poussée radiale dans les machines hydrauliques : expériences de laboratoire - La Houille Blanche /N° 2/3-1982 p. 237-246
- [27] TALHA A. ; DOURNEAU D. ; BARRAND J. P. ; CAIGNAERT G. : Comparative analysis of pressure fluctuations in two nearly similar centrifugal pumps tested with air and water - IAHR work group on The behaviour of hydraulic machinery under steady oscillatory conditions, 7th International meeting, September 5-7, 1995, Ljubljana, Slovenia
- [28] VERHOEVEN J. J. : Unsteady Hydraulic forces in centrifugal pumps - C348/88, IMechE, 1988
- [29] LAURO J. F. ; BOYER A. : Hydro-acoustique d'une pompe, caractérisation des transferts dans une pompe au moyen d'une excitatrice de tuyauterie - EDF-DER, Rapport d'Essais, HP-41/93.11, 1993
- [30] JACOB T. ; BLOMMAERT G. ; PRENAT J. E. : An active control attempt to improve the stability of operation of francis turbines - IAHR work group on The behaviour of hydraulic machinery under steady oscillatory conditions, 7th International meeting, September 5-7, 1995, Ljubljana, Slovenia
- [31] PEMPIE P. ; METAIL J. P. : Prédiction des pompes centrifuges - La Houille Blanche /N°8 - 1985, p. 636-646
- [32] COPLEY D. M. : The fluctuating flow in centrifugal pumps and the possible causes of vibration - BHRA, RR 747, November 1962
- [33] FARASSAT F. : Theory of noise generated from moving bodies with an application to helicopter rotors - NASA, TR-451, 1975

- [34] MANFRASS U. : Effect of the volute casing on the impeller flow of a centrifugal pump - Proceedings of the 4th conference on fluid machinery, Budapest 1972, p. 783-800
- [35] IMAICHI K. ; TSUJIMOTO Y. ; YOCHIDA Y. : A two-dimensional analysis of the interaction effects of radial impeller in volute-casing - AIRH-Symposium, Tokyo 1980
- [36] BONNAZI A ; FOURNIER T.: La vanne de réglage Monovar - La Houille Blanche /N°7/8 - 1988, p. 619-624
- [37] TALHA A. : Contribution à l'étude de l'influence de la teneur en air libre et dissous sur les performances d'une pompe centrifuge - Rapport de stage de DEA, Laboratoire de Mécanique de l'ENSAM, Lille 1990
- [38] SEDILLE M. : Turbomachines hydrauliques et thermiques - Pompes centrifuges et axiales , turbines hydrauliques - Tome 2, Masson & Cie. Paris, 1967
- [39] AVRIL J. : Encyclopédie VISHAY d'analyse des contraintes - Vishay-Micromesures, Paris, 1974
- [40] DISA ELECTRONIK- 55X Modular LDA Optics, Instruction Manual
- [41] LOWE M. L. ; KUTT P. H. : Refraction through cylindrical tubes, experiments in fluids - Springer Verlag 1992, N°13, p. 315-320
- [42] BICEN A. F. : Refraction correction for LDA measurements on flows with curved optical boundaries - TSI Quarterly, Volume VIII, issue 2, April-June 1982
- [43] MATON M. : Mesures des vitesses et circuits associés - Techniques de l'Ingénieur, traité mesures et contrôles, R.1810.1-R1810.22
- [44] BOUTIER A. : Les ensembles opto-mécaniques des vélocimètres laser - Cours LDA III, Dantec, 1-2-3 Décembre 1986

- [45] MAROUFI S. : Contribution à l'étude de l'apparition de recirculations en sortie de roue dans une pompe centrifuge fonctionnant à débits partiels - Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1986
- [46] CHU S. ; DONG R. ; KATZ J. The effect of blade- tongue interactions on the flow structure, pressure fluctuations and noise within a centrifugal pump - Pump noise and vibrations, 1st International Symposium, Clamart, July 1993
- [47] BARRAND J. P. ; JAREMCZAK M. ; TALHA A. : Pressure fluctuations and waves within acentrifugal pump - Pump noise and vibrations, 1st International Symposium, Clamart, July 1993 ; p. 35-42
- [48] ELHOLM T. ; AYDER E. ; VAN DEN BRAEMBUSSCHE R. : Experimental study of the swirling flow in the volute of a centrifugal pump - Transaction of the ASME, Journal of Turbomachinery, vol.114, p .366-372, April 1992
- [49] BROWNELL R.B. ; FLACK R.D. : Flow characteristics in the volute and tongue region of a centrifugal pump - ASME, 84-GT-82
- [50] DONG R. ; CHU S.; KATZ J. : Quantitative visualization of the flow within the volute of a centrifugal pump. Part A : Technique - Journal of Fluid Engineering, September 1992, Vol. 114, p. 390-395
- [51] DONG R. ; CHU S.; KATZ J. : Quantitative visualization of the flow within the volute of a centrifugal pump. Part B : Results and analysis - Journal of Fluid Engineering, September 1992, Vol. 114, p. 396-403
- [52] KAMGA M. : Etude du champ de pression hydro-acoustique dans la volute et dans la roue d'une pompe centrifuge - Thèse de Doctorat ENSAM, 1989
- [53] TOURRET J.; KAMGA M. ; FOUCHER D. ; KERMAREC J. : Hydraulic noise studies from a centrifugal pump through pressure pulsations measurements in the volute and in the impeller - SHF, XXème Journées de l'Hydraulique, Lyon, 4-6 Avril 1989

- [54] LEZE F. : Etude théorique et expérimentale des écoulements instationnaires à l'intérieur d'une turbomachine centrifuge - Thèse de Doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, centre de Lille, 1995
- [55] CAIGNAERT G. ; JAREMCZACK M. ; GHELICI N. : Etude du bruit hydraulique de pompes centrifuges. Comparaison des trois pompes A0, A2, et C0 - Rapport d'essais, ENSAM-LML, Octobre 1990
- [56] COMOLET R. ; BACHIR L. : Sur l'hydrodynamique des turbomachines en mouvement quelconque. Théorie et performances d'une pompe solénoïde - Journal de Mécanique théorique et appliquée, 0750-7240/1982/773/\$ 5.00/ Gauthier-Villars
- [57] COMOLET R. : Mécanique expérimentale des fluides - Tome 2, 3ème édition, Masson 1982
- [58] OUAKED R. : Etude des phénomènes propagatifs en conduite dans un circuit hydraulique : intensimétrie acoustique - Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1989
- [59] LESUEUR C. : Rayonnement acoustique des structures - Collection de la Direction d'Etudes et Recherches d'Electricité de France, Eyrolles 1988
- [60] HARRIS C. M. : Handbook of noise control - Mc GRAW-HILL Book-Company, 1957, Chapitre 21
- [61] MALECKI I. : Physical Foundation of Technical Acoustics - Polish Scientific Publications, Warsaw, 1969
- [62] ZOGG H. ; BOLLETER U. : Generation and propagation of hydraulic noise in centrifugal pumps - Pump noise and vibrations, 1st International Symposium, Clamart, July 1993 ; p. 263-270
- [63] CHARLEY J. : Intensimétrie en conduite, prise en compte du couplage fluide-structure - Thèse de Doctorat ENSAM, 1993

- [64] TEPHANY F. ; THOMAS P. : Vibrations des tuyauteries sous écoulement : premières analyses. - EDF Bulletin DER série A, Nucléaire et Hydraulique, N°4 , 1987, p. 33-49
- [65] BARRAND J. P. ; TALHA A. : Etude de l'écoulement en sortie d'une roue de pompe centrifuge - Rapport 94ET001, Février 1994
- [66] SANO M. : Pressure Pulsations in Turbo-pump Piping Systems (1st Report, Experiments on the Natural Frequencies of the Liquid Columns in centrifugal Pump Piping Systems) - Bulletin of JSME, Vol. 26, No. 222, December 1983
- [67] WYLIE E. B. ; STREETER V. L. : Fluid transients - Mc Graw-Hill International book company, 1978
- [68] CHEN Y. N. : Oscillations de pression dans les bâches spirales des pompes d'accumulation - Numéro de Recherches SULZER 1961, p. 21-34
- [69] BOLLETER U. : Interaction des pompes et systèmes de conduites en relation avec les pulsations de pression. - RGN / 1993 - N°6, Novembre-Décembre, p. 416-422
- [70] LEDUCQ D. ; MARQUETTE G. ; FUMOUX C. : L'étude expérimentale de la génération et de la propagation de bruit en présence d'ondes stationnaires. XX^e Journées de l'Hydraulique, Lyon, 4-6 Avril 1989
- [71] DESMET B. ; BARRAND J. P. : Analyse des fluctuations de pression à l'aspiration et au refoulement d'une pompe centrifuge. - AIRH - Symposium, Montréal 1986, p.18-1 à 18-14
- [72] MATON M. : Phénomènes pulsatoires dans les tuyauteries et appareils couplés à des compresseurs alternatifs - Influence de ces phénomènes sur le diagramme du compresseur.- Etude par la méthode des analogies électriques - Mémoire d'Ingénieur C.N.A.M., Centre de Lille
- [73] DESMET B. : Pressure fluctuations analysis at the inlet of a small centrifugal pump - IAHR work group on The behaviour of hydraulic machinery under steady oscillatory conditions, 2nd meeting, September 18-20, 1985, Mexico

- [74] BOLLETER U. : Using transfer function measurements to determine energy propagation in fluid lines, with applications to centrifugal pump systems - Congrès International sur les progrès récents dans la mesure de l'intensité acoustique, CETIM, 30 Septembre - 2 Octobre 1981
- [75] MARGOLIS D. L. ; BROWN F. T. : Measurements of the Propagation of Long-Wavelength Disturbances through Turbulent Flow in Tubes - ASME Journal of Fluids Engineering, March 1976, p. 70-75
- [76] BADIE-CASSAGNET A. ; BOCKHOFF M. ; LAMBERT J. M. : Application de l'intensité acoustique à l'identification des sources de pulsation de pression dans les circuits - Journées d'Etudes "Hydraulique et Bruit" organisées par la SHF et le GALF, 15 Décembre 1981, Paris
- [77] JACOBSEN F. : Measurement of sound intensity in the presence of air flow - 2ème Congrès International sur l'Intensimétrie Acoustique, CETIM-Senlis, 23-26 Septembre 1985
- [78] LAMBERT J. M. ; BADIE-CASSAGNET A. : Mesure directe de l'intensité acoustique: application à la détermination de la puissance acoustique des machines en environnement industriel - Document CETIM-Information N°53
- [79] SCRIVENER O. : Concept de base de vélocimétrie laser - Cours LDA III, Dantec, 1-2-3 Décembre 1986
- [80] CESARIO D. : Optique physique - Cours LDA III, Dantec, 1-2-3 Décembre 1986
- [81] BUCHHAVE P. : Three component LDA measurements - DISA-Information, N°29, January 1984, p. 3-9
- [82] LADING L. ; ANDERSEN K. : A covariance processor for velocity and size measurements - Proceedings of the 4th International symposium on applications of the laser anemometry to fluid mechanics, Lisbon 1988
- [83] LADING L.; ANDERSEN K. : Estimating frequency and phase for velocity and size measurements - Third International Conference on LaserAnemometry, Advantages and Application, University College of Swansou, Wales 28th to 29th Sept. 1989

- [84] HANIF M. ; ASCE A. M. : Resonance in pressurized piping systems - Journal of the Hydraulic Division , Proceedings of the American Society of Civil Engineers, September 1970
- [85] BARRAND J. P. ; CAIGNAERT G. ; CANAVELIS R. ; GUITON P. : Experimental determination of the reverse flow onset in a centrifugal pump - Proceedings of the 1st International Pump Symposium, 1984
- [86] KAMGA M. : Etudes préalables à la mesure des fluctuations de pression à l'intérieur de la volute et dans la roue - Rapport N°1, CETIM, Août 1986
- [87] GÜLICH J. F. ; BOLLETER U. : Pressure pulsations in centrifugal pumps Journal of Vibration and Acoustics, April 1992, Vol. 114 / p. 273-279
- [88] ABRAMIAN M. ; HOWARD J. H. G. : A Rotating Laser- Doppler Anemometry System for Unsteady Relative Flow Measurements in Model Centrifugal Impellers - Journal of Turbomachinery, Transactions of the ASME, April 1994, Vol. 116 / p. 260-268

INDEX DES AUTEURS

ABRAMIAN M.	73,74	DOURNEAU D.	139
AFONIN E.	11	ELHOLM T.	73,87,91
ANDERSEN K.	179	FARASSAT F.	43
ASCH A.M.	155	FLACK R.D.	87,90
AVELLAN F.	35	FOUCHER D.	91,124
AVRIL J.	52	FOURNIER T.	48
AYDER E.	73,87,91	FUMOUX C.	125
BACHIR L.	98	GHELICI N.	97
BADIE-CASSAGNET A.	149	GUILLOUD J. C.	33
BARRAND J. P. ...	86,115,125,139,155	GUITON P.	155
BERHAULT J. P.	38,42	GÜLICH J. F.	36,73,74
BICEN A.F.	66	HANIF M.....	155
BLOMMAERT G.	41	HARRIS C. M.	162
BOCKHOFF M.	150	HOWARD J. H. G.	73,74
BOLLETER U.	73,74,110,125,145	IMAICHI K.	44
BONNAZI A.....	48	JACOB T.	41
BOUTIER A.	72	JACOBSEN F.	149
BOYER A.	41	JAREMCZACK M.	9,42,51,86,97
BRENNEN C. E.	38	JOUHANEAU J.	20
BRIDELANCE J. P.	35,40	KAMGA M.	86,89,91,124
BROWN F.T.	148	KATZ J.	86,87
BROWNELL R. B.	87,90	KERMAREC J.	91,124
BUCHHAVE P.	179	KUTT P. H.	66
CAIGNAERT G.	20,36,97,155	LADING L.	179
CANAVELIS R.	11,155	LAMBERT A.	15
CESARIO D.	175	LAMBERT J. M.	150
CHARLEY J.	113	LAURO J. F.	30,41
CHATEL G.	30,38,39,41,42	LECERF A.	14
CHEN Y. N.	123	LECOFFRE Y.	35
CHU S.	86,87	LEDUCQ D.	37,125
CLARK T. A.	9,42	LESUEUR C.	110,112
COMOLET R.	98	LEZE F.	92
COPLEY D. M.	43	LIGHTHILL J.	20,29,32,99
CORLEY B.	12	LOWE M. L.	66
DESMET B.	125,145	MANFRASS U.	44
DONG R.	86,87	MARGOLIS D. L.	148

MAROUFI S.	73,74,134
MARQUETTE G.	125
MATON M.	67,127
MAX J.	16
Mc NULTY P. J.	35
METAIL J.P.	42
MISKOVISH R. S.	38
MALECKI I.	162
MOREL J.	38
NOVOZHILON K.	11
Mc. NULTY P. J.	35
OUAKED R.	108,151
PEARSALL I. S.	35
PEMPIE P.	42
PRENAT J. E.	41
SANO M.	118,125,126
SCRIVENER O.	175
SEDILLE M.	50
SIMPSON Hc.	9,42
STREETER V. L.	118
TALHA A.	40,49,86,115,139
TEPHANY F.	38,42,113
THOMAS P.	113
TOURRET J.	35,91,124
TROLLAT C.	30
TSUJIMOTO Y.	44
VAN DEN BRAEMBUSSCHE R ..	73,87,91
VERHOEVEN J. J.	40,41
WEIR G. A.	9,42
WYLIE E. B.	118
YOCHIDA Y.	44
ZANETTI V.	38
ZOGG H.	110

ANNEXE A1
Caractéristiques de la pompe

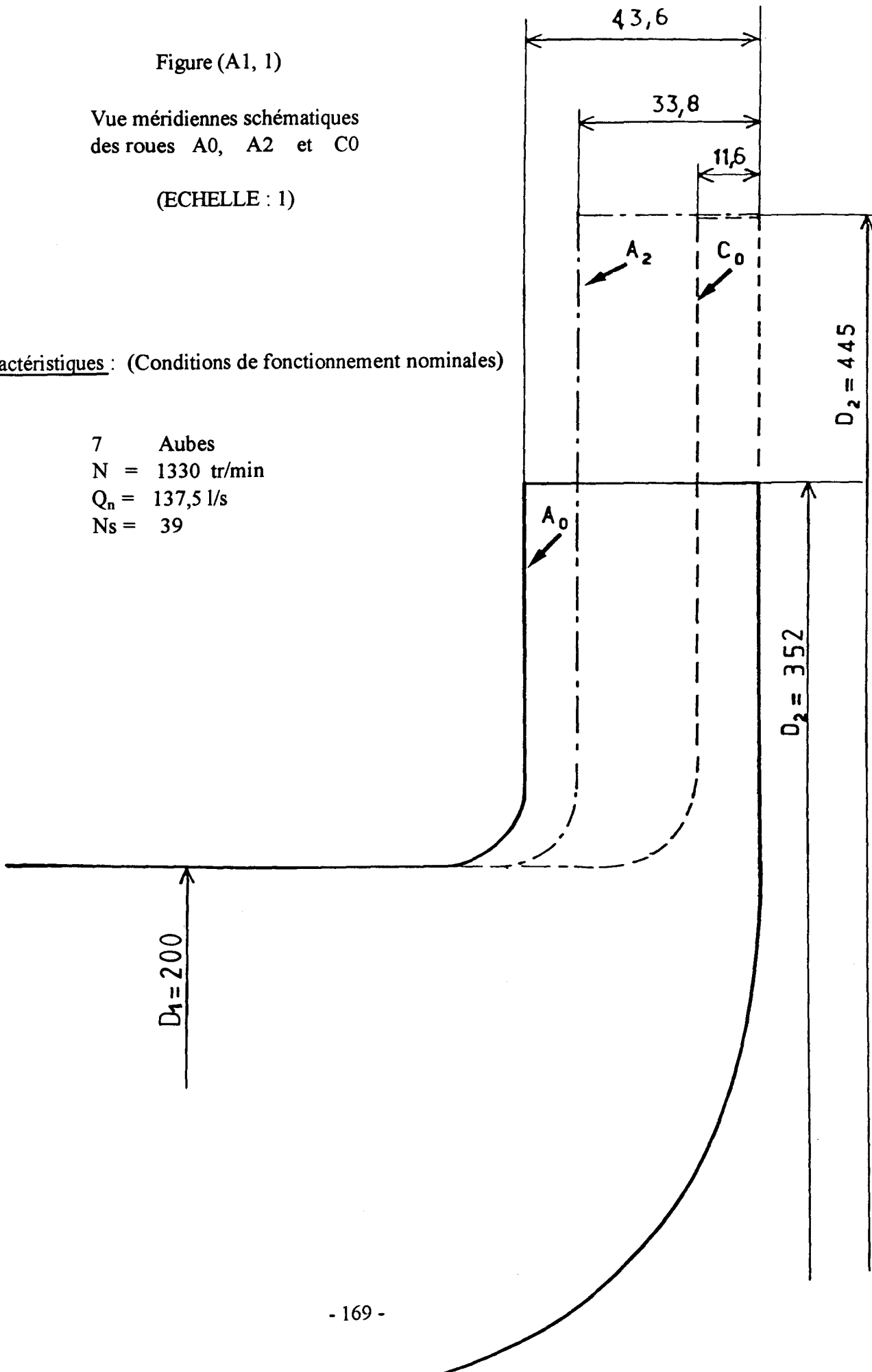
Figure (A1, 1)

Vue méridiennes schématiques
des roues A0, A2 et C0

(ECHELLE : 1)

Caractéristiques : (Conditions de fonctionnement nominales)

7 Aubes
 $N = 1330$ tr/min
 $Q_n = 137,5$ l/s
 $N_s = 39$



SESAME

DATE DE L'ESSAI :

29/12/88

CONSTRUCTEUR :

SHF

TYPE DE LA POMPE :

SHF-A0

NUMERO DE SERIE :

1

VITESSE MAXI (tr/min): 1331

VITESSE MINI (tr/min): 1330

NPSH MAXI (m): 42.11

NPSH MINI (m): 34.12

TEMPERATURE MAXI (C): 25.5

TEMPERATURE MINI (C): 20.7

NOM DE FICHER : A0-CARAC-3

HAUTEUR TOTALE
D'ELEVATION (m)

* 50.0

45.0

40.0

35.0

30.0

25.0

20.0

15.0

10.0

5.0

0.0

PUISSANCE SUR L'ARBRE

(kW) : +

50.0

45.0

40.0

35.0

30.0

25.0

20.0

15.0

10.0

5.0

0.0

Figure (A1,2)

RENDEMENT

0

1

.9

.8

.7

.6

.5

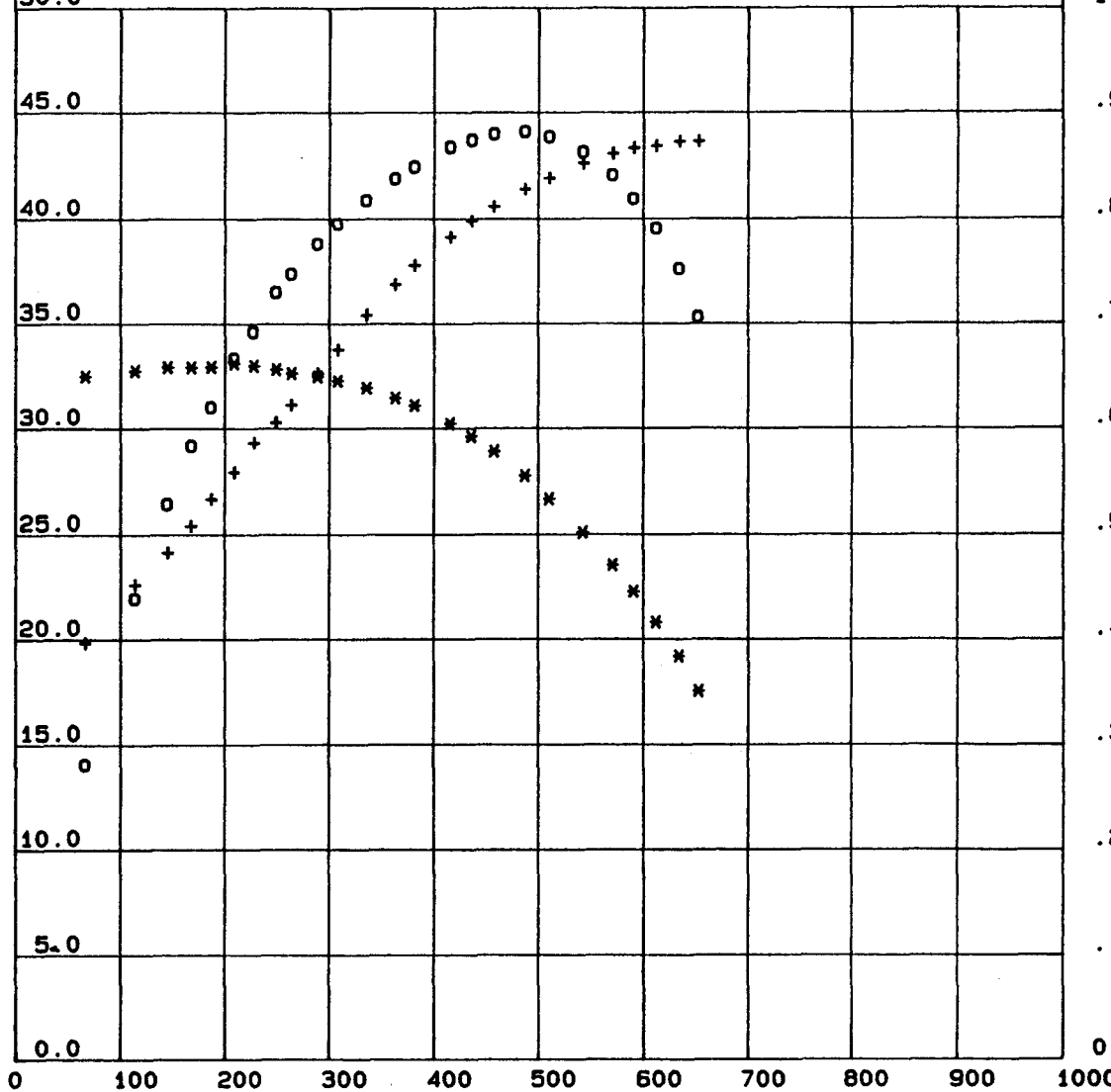
.4

.3

.2

.1

0



DEBIT (m3/h)

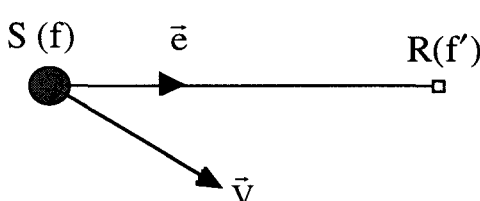
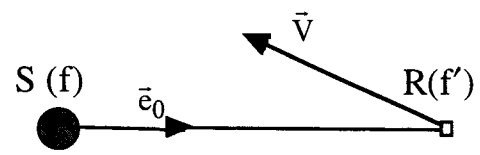
ANNEXE A2
Technique L.D.V & Résultats des
mesures des vitesses

ANNEXE (A2, 1) : Technique L.D.V & Résultats de mesure des vitesses

A2.1.1. Rappel de l'effet Doppler-Fizeau

L'effet Doppler (ondes sonores) - Fizeau (ondes électromagnétiques) correspond à la variation de la fréquence d'une onde émise par une source lorsqu'il y a mouvement de la source par rapport à l'observateur; ce décalage en fréquence est proportionnel à la vitesse de déplacement. Si nous considérons une source lumineuse (ou sonore) S, en mouvement à vitesse \vec{V} par rapport à un récepteur R, nous constatons que la fréquence f' perçue par R est directement liée à la vitesse \vec{V} de la source, comme c'est le cas sur la première colonne du tableau ci-après. Inversement, si le récepteur est en mouvement animé d'une vitesse \vec{V} par rapport à la source, la fréquence f sera perçue comme l'indique la deuxième colonne.

c : désigne la vitesse de propagation.

Source mobile - Récepteur fixe	Source fixe - Récepteur mobile
	
$f' = \frac{f}{1 - \frac{\vec{V} \cdot \vec{e}}{c}} \quad (\text{A2, 1, 1})$	$f' = f \left(1 - \frac{\vec{V} \cdot \vec{e}_0}{c} \right) \quad (\text{A2, 1, 2})$

On voit qu'il n'y a pas de réciprocité entre la source et le récepteur et que l'effet est maximal pour un déplacement colinéaire à la direction d'émission ou de réception.

A2.1.2. Vélométrie Laser à effet Doppler

Si nous nous plaçons à présent dans la configuration de la vélocimétrie Laser, une particule suivant l'écoulement de vitesse moyenne \vec{V} traversant un faisceau laser de fréquence f_0 est d'abord considérée comme récepteur en mouvement, puis comme source en mouvement.

La fréquence f_0 est reçue par la particule comme f' :

$$f' = f_0 \left(1 - \frac{\vec{V} \cdot \vec{e}_0}{c} \right)$$

La fréquence f' est réémise par la particule et sera reçue comme f'' telle que :

$$f'' = \frac{f'}{1 - \frac{\vec{V} \cdot \vec{e}}{c}}$$

$$f'' = f_0 \left(1 - \frac{\vec{V} \cdot \vec{e}_0}{c} \right) \left[1 + \frac{\vec{V} \cdot \vec{e}}{c} + 0 \left(\frac{\vec{V} \cdot \vec{e}}{c} \right)^2 \right] \quad \text{puisque } \frac{\|\vec{V}\|}{c} \ll 1$$

$$f'' = f_0 \left[1 + \frac{\vec{V}}{c} (\vec{e} - \vec{e}_0) + 0 \left(\frac{V^2}{c^2} \right) \right]$$

c est la vitesse de la lumière dans le milieu considéré, \vec{e}_0 et \vec{e} sont les vecteurs dans les directions d'émission et de réception.

$$f'' = f_0 \left[1 + \frac{\vec{V}}{c} (\vec{e} - \vec{e}_0) \right] \quad (\text{A2, 1, 3})$$

La source de lumière est un faisceau laser dont la fréquence f_0 est voisine de 10^{15} Hz, c'est une fréquence trop élevée pour être mesurée. Il est nécessaire de faire intervenir une mesure différentielle en considérant deux sources de même fréquence f_0 . Dans ce cas, la particule reçoit les fréquences f'_1 et f'_2 des sources 1 et 2 et le récepteur immobile reçoit les fréquences f''_1 et f''_2 réémises par la particule. D'après (A2, 1, 3), nous avons :

$$f''_1 = f_0 \left[1 + \frac{\vec{V}}{c} (\vec{e}_1 - \vec{e}_{01}) \right]$$

$$f''_2 = f_0 \left[1 + \frac{\vec{V}}{c} (\vec{e}_2 - \vec{e}_{02}) \right]$$

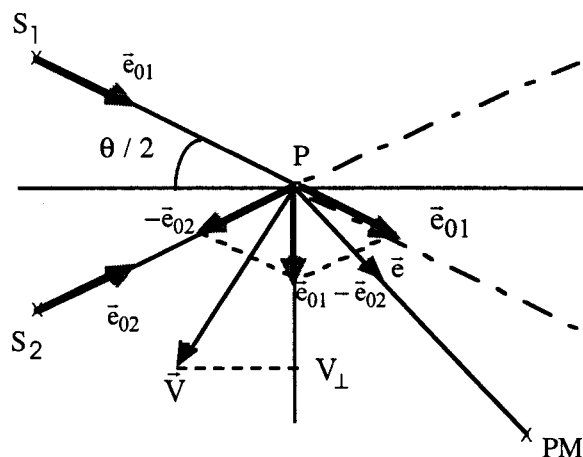
Le récepteur est un photomultiplicateur qui va recevoir simultanément les deux fréquences f_1'' et f_2'' et c'est leur différence que l'on appelle fréquence Doppler f_D ou fréquence de battement quand il s'agira de faire subir un léger décalage fréquentiel sur l'un des faisceaux incidents (Cf. module de Bragg).

$$\boxed{f_D = f_2'' - f_1''}$$

$$= f_0 \left[\frac{\vec{V}}{c} (\vec{e}_2 - \vec{e}_1 - \vec{e}_{02} + \vec{e}_{01}) \right]$$

Comme il n'y a qu'un seul récepteur, nous avons $\vec{e}_2 = \vec{e}_1 = \vec{e}$. De ce fait :

$$f_D = f_0 \left[\frac{\vec{V}}{c} (\vec{e}_{01} - \vec{e}_{02}) \right] \quad (\text{A2, 1, 4})$$



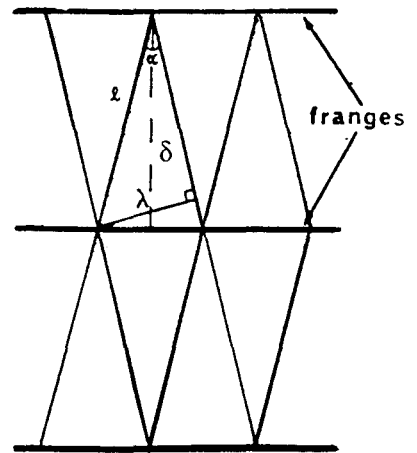
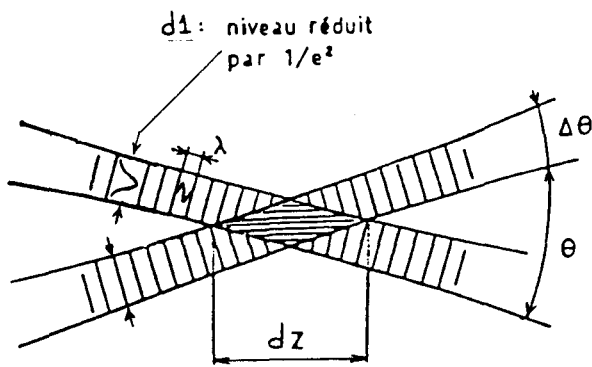
D'après la figure ci-dessus, nous avons :

$$(\vec{e}_{01} - \vec{e}_{02}) \cdot \vec{V} = 2V_{\perp} \sin \frac{\theta}{2}$$

d'où :

$$f_D = \frac{2V_{\perp}}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{A2, 1, 5})$$

D'après la relation ci-dessus, la mesure de la fréquence Doppler permet de mesurer la composante de la vitesse dans le plan des faisceaux incidents et normale à la bissectrice du demi-angle formé par ces deux mêmes faisceaux. Il se trouve que l'on peut aussi retrouver la même formule (A2, 1, 5) à l'aide du principe des interférences; pour les détails on se référera aux articles de O. SCRIVENER [79] et de D. CESARIO [80] dont on se contentera de rappeler les principaux éléments.



D'après le tracé géométrique ci-dessus, nous avons :

$$\delta = 1 \cos \frac{\alpha}{2}$$

et :

$$l = \frac{\lambda_0}{\sin \alpha}$$

$$\text{soit : } \delta = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\alpha/2)}$$

Or : $f = \frac{V_{\perp}}{\delta} = \frac{2V_{\perp}}{\lambda_0} \sin \frac{\alpha}{2}$, on retrouve bien la même formule de décalage Doppler précédente, et on en déduit par ailleurs que : $\theta = \alpha$

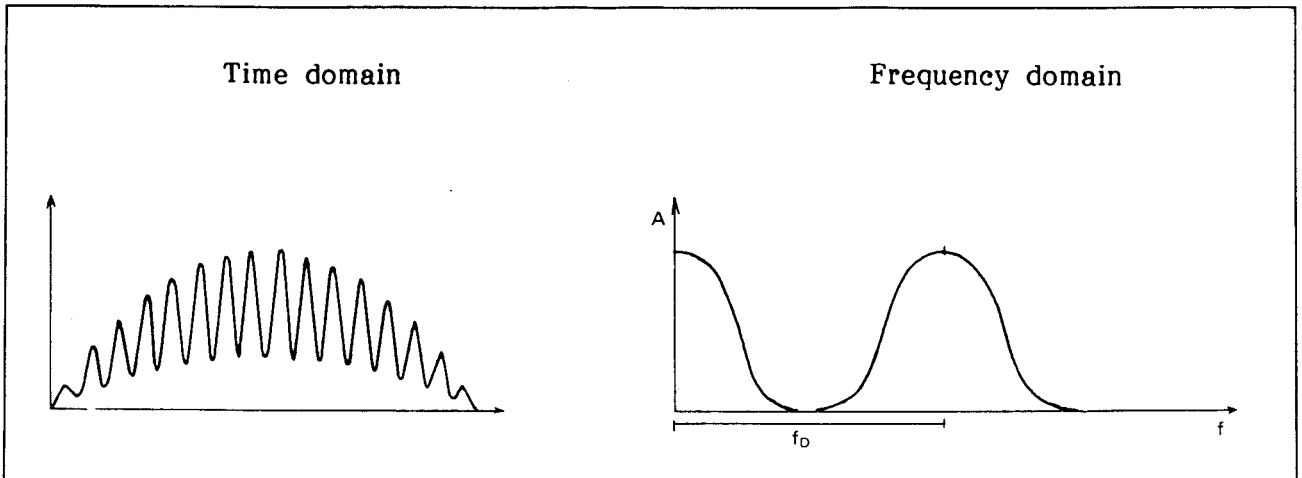
Grâce aux propriétés de monochromaticité et, de cohérences spatiale et temporelle d'un faisceau laser, les conditions sont réunies pour créer un réseau de franges d'interférences dans un volume restreint, obtenu par la focalisation de deux faisceaux.

D'autres qualités s'y ajoutent utilement : la directivité et la puissance du laser, qui permettent :

- d'une part, le transport de la lumière par limitation des pertes occasionnées par la divergence du rayonnement et de focaliser une énergie considérable dans un volume de dimensions très réduites ;
- d'autre part, la mesure de la lumière diffusée par les particules portées par l'écoulement et traversant les franges claires.

La figure suivante représente l'allure du signal diffusé en fonction de la position de la particule dans le volume de mesure et pour un laser émettant dans le mode TEM 0. Nous

remarquons en particulier la répartition gaussienne au centre qui est une caractéristique de l'émission Laser.



A2.1.3. Détermination du sens de la vitesse : cellule de Bragg

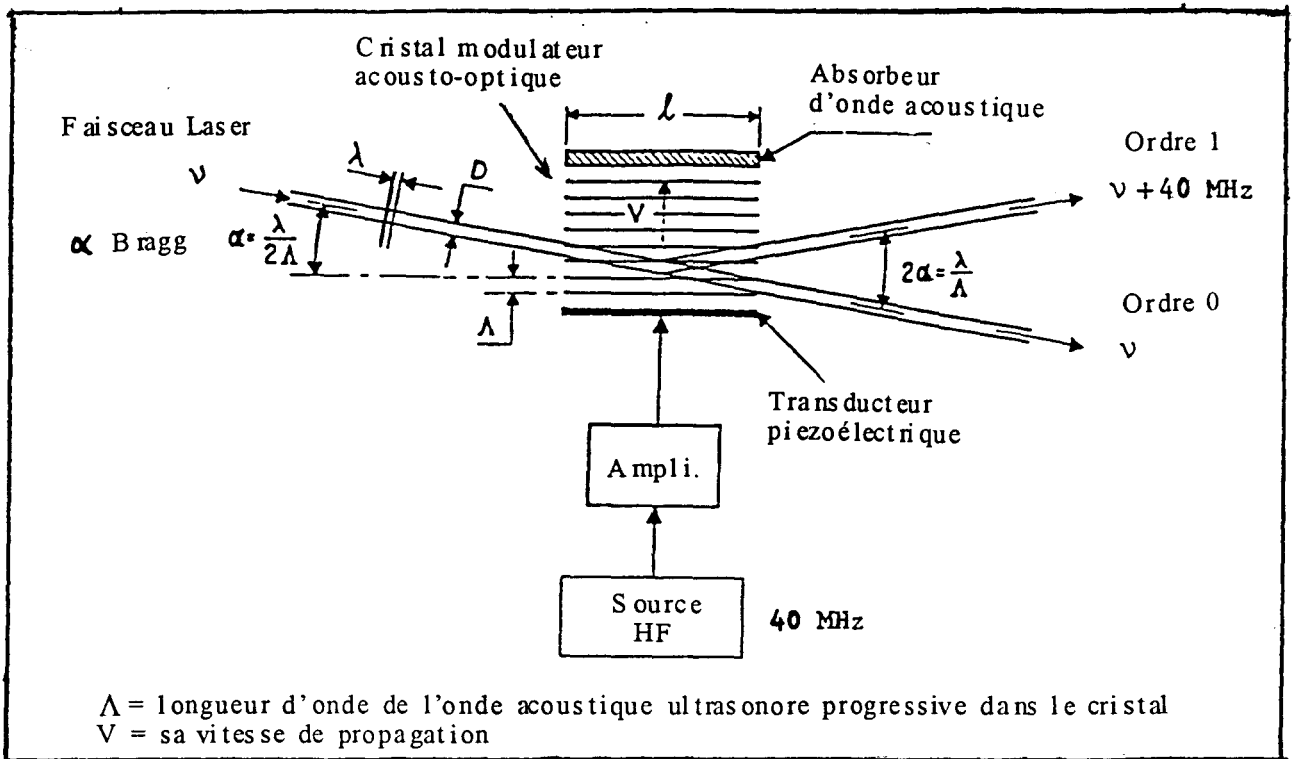
Si on considère un volume de mesure constitué de franges fixes, deux particules traversant ce volume suivant le même axe, mais dans des sens contraires fournissent le même signal, donc la même vitesse; ceci se présente dans les écoulements très turbulents, dans les zones de recirculation, sur les bords des jets libres, dans les zones décollées, etc. Pour lever l'ambiguïté sur le sens de la vitesse qui subsistait dans le cas précédent, la meilleure solution consiste à imposer une vitesse de défilement connue et constante U_d au réseau de franges; cette vitesse se compose algébriquement avec la vitesse de la particule U de façon à ce que la vitesse mesurée résultante U_m soit toujours positive :

$$U_m = U + U_d > 0$$

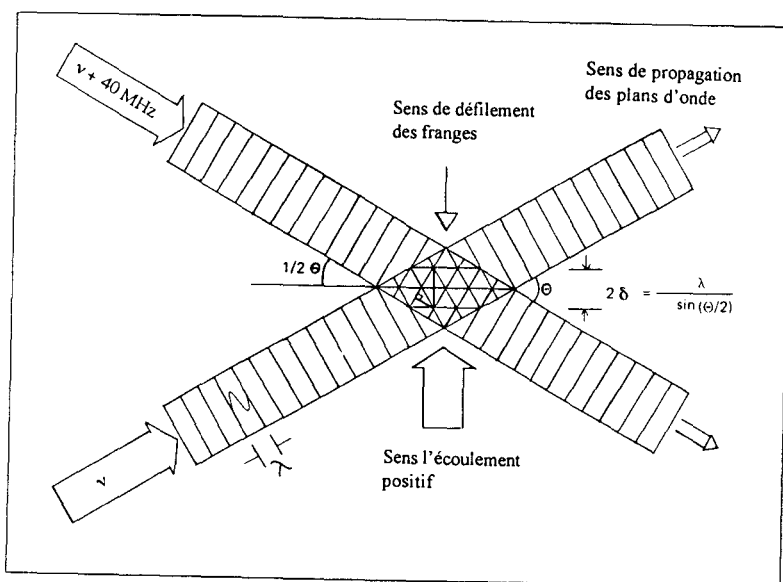
La vitesse recherchée est : $U = \delta(v_m - v_0)$ où v_m est la fréquence mesurée par le PM.

Pour ce faire, il suffit de faire croiser deux faisceaux lasers ayant des fréquences optiques légèrement différentes (ν et $\nu + \nu_0$) où ν_0 est le décalage en fréquence, de sorte que les franges défilent à la vitesse : $U_d = \nu_0 \delta$ (δ étant l'interfrange).

En L.D.V, on utilise généralement une cellule de Bragg pour réaliser ce décalage; la cellule acousto-optique employée (Cf. figure ci-après) est alimentée par un générateur haute fréquence (souvent $\nu_0=40\text{MHz}$).



L'interaction de Bragg dont le schéma de principe est montré sur la figure ci-dessus est caractérisée par la diffraction d'un pourcentage élevé de la lumière incidente dans le premier ordre. L'angle de déviation 2α est de l'ordre de $0,3^\circ$ pour la raie verte $\lambda = 514.5 \text{ nm}$. La déviation ainsi que le déphasage résultant de la traversée du quartz constituant la cellule sont judicieusement compensés afin que la cohérence soit conservée sur les deux faisceaux.



$$\begin{aligned}
 v_{PM} &= |v_0 + v_D| \\
 &= |v_0 + v_x| \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda}
 \end{aligned}$$

La vitesse mesurée est perpendiculaire au plan des franges et elle est comptée positive quand elle est de sens opposé au défilement des franges (Cf. figure ci-dessus). Ainsi, il est possible de détecter par exemple les écoulements de retour.

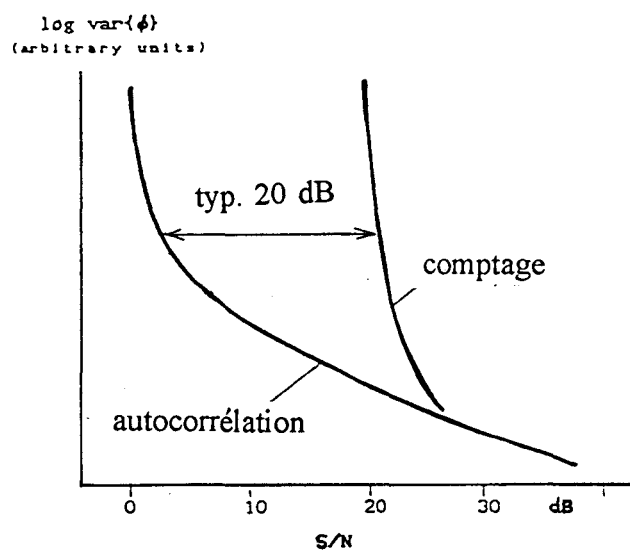
A2.1.4. Réception et traitement du signal

La réception de la lumière diffusée par les particules se fait en rétrodiffusion. Elle est recueillie par deux photomultiplicateurs précédés de filtres interférentiels bleu et vert.

Le signal digital issu du photomultiplicateur est numérisé, puis traité dans le domaine fréquentiel par l'analyseur FVA, dont le principe est basé sur l'utilisation de la fonction d'autocorrélation pour déterminer la périodicité incluse dans le signal. On rappelle que l'autocorrélation d'un signal $x(t)$ est donné par:

$$C_{xx}(t_0, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} x(t)x(t - \tau)dt$$

L'intérêt d'un tel traitement par rapport à la méthode classique de comptage de périodes du signal temporel réside dans la précision de calcul de la fréquence et ce y compris dans des conditions de faibles rapports signal / bruit, voire même dans le cas de signaux noyés dans le bruit ($S/B \leq 0$ dB). Cette comparaison est discutée dans l'article de P. BUCHHAVE de 1984 [81] et plus récemment dans les travaux L. LADING et K. ANDERSEN ([82] et [83]) qui montrent (Cf. figure suivante) que l'auto-corrélation est capable de traiter les données (data rate) jusqu'à 100 kHz avec des rapports signal sur bruit inférieurs de plus de 20 dB par rapport à ceux requis par un compteur classique.

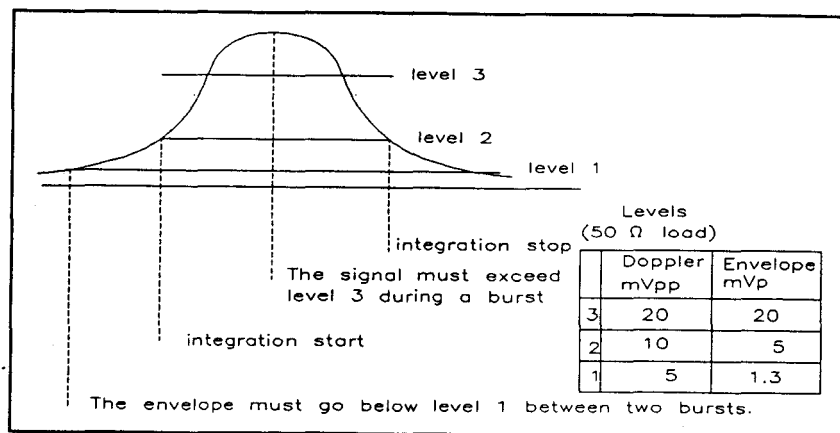


Le F.V.A est organisé autour de deux fonctions principales :

a- Mesure de la fréquence Doppler

Le schéma synoptique du circuit visant à déterminer la fréquence Doppler est montré par le diagramme en blocs de la première figure de la page suivante.

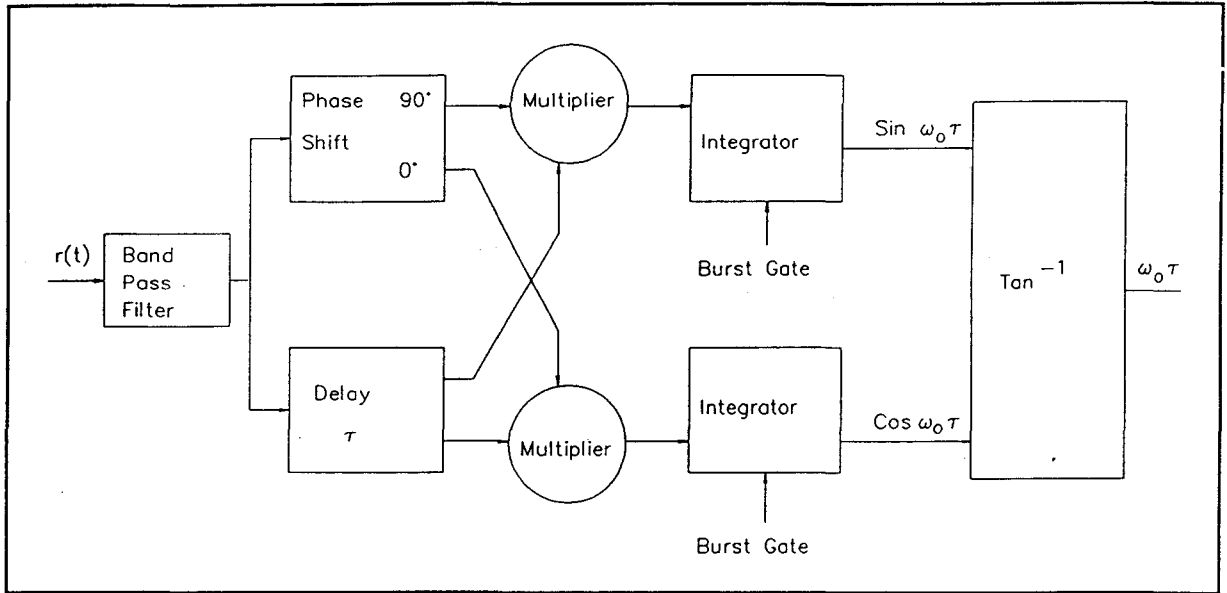
Le signal Doppler $r(t) = a(t) \cdot \cos(2\pi f(t))$ d'une particule unique "burst" traversant le volume de mesure est d'abord filtré par un filtre passe-haut pour supprimer la composante continue "piédestal" afin de limiter le bruit introduit, puis amplifié. Il est ensuite dirigé dans deux chemins différents afin de réaliser l'auto-corrélation. A la sortie du circuit, on calcule la fréquence Doppler à partir des passages par zéro de cette fonction (Cf. deuxième figure de la page suivante). Cette opération est conditionnée par la validation du signal, basée sur 3 seuils de niveaux, comme le montre la figure suivante :



b- Détection de bouffée Doppler "Burst"

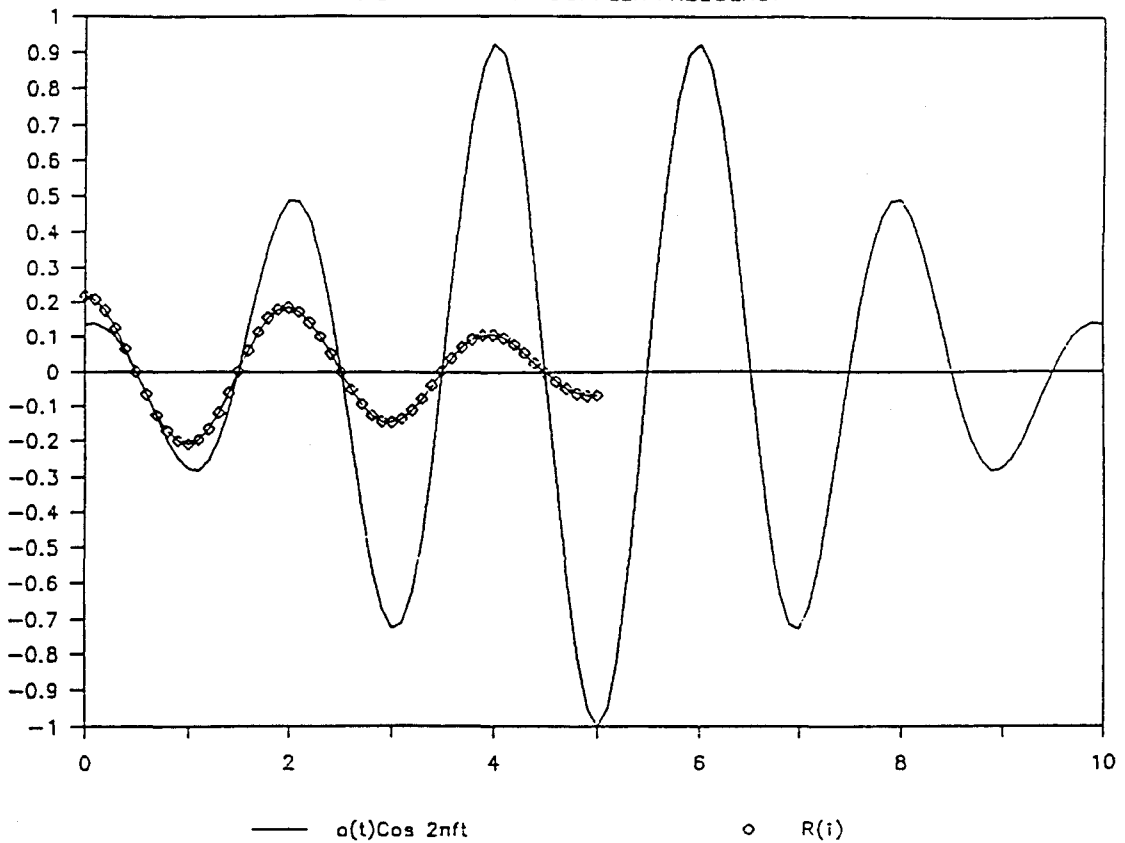
Cette détection est également basée sur les 3 niveaux précédents. Le traitement se fait en parallèle avec l'opération précédente. En cas de validation de la particule, on retiendra la fréquence de son signal ainsi que la date d'arrivée et la durée de séjour dans le volume de mesure. Si, en plus, un codeur angulaire est utilisé, on retiendra la valeur de l'angle de repérage spatial de la particule. Tous les détails relatifs à ces traitements se trouvent dans la référence [82].

Les figures suivantes constituent une illustration de ces traitements.



CORRELATION PROCESSOR

DETERMINATION OF DOPPLER FREQUENCY



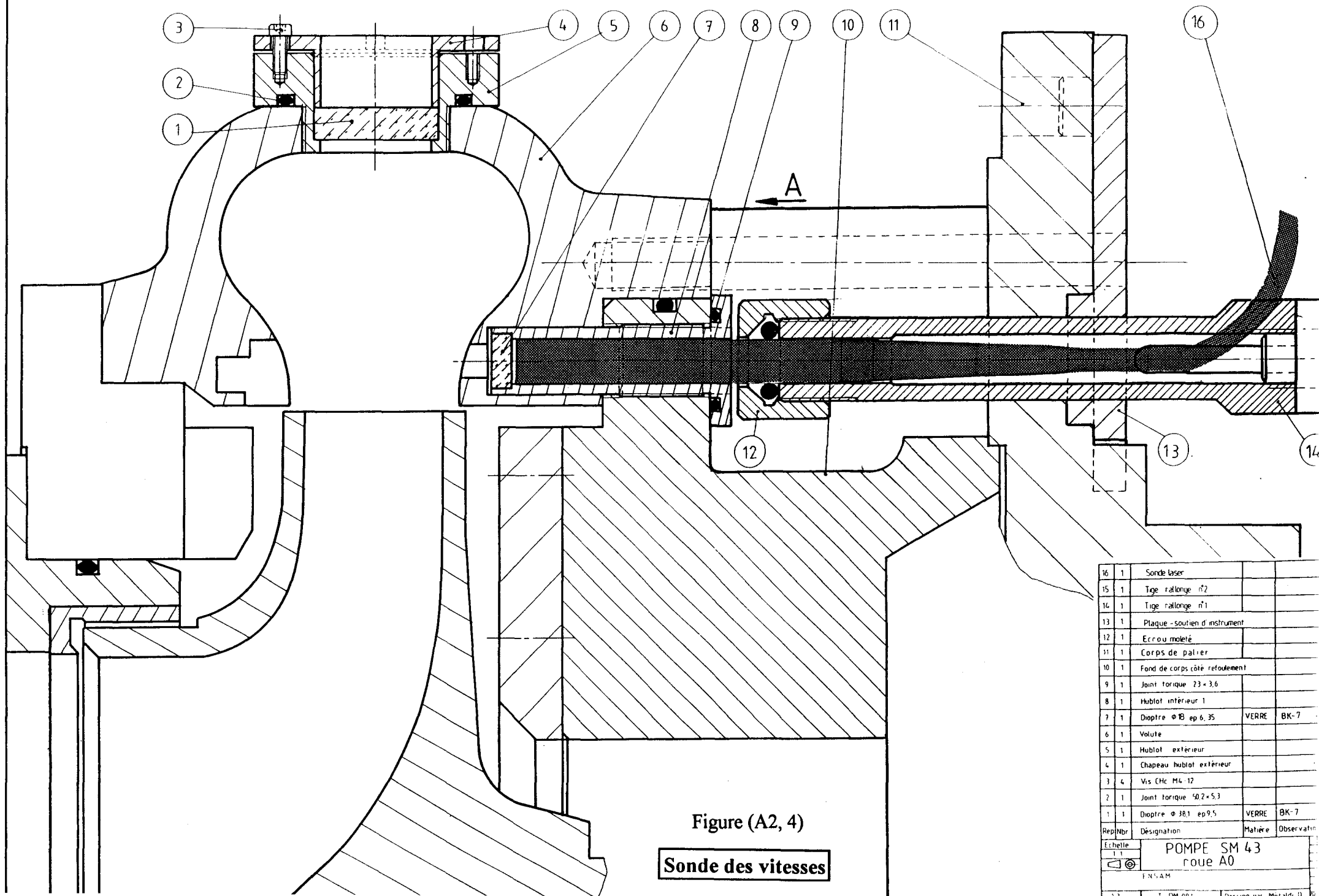


Figure (A2, 4)
Sonde des vitesses

16	1	Sonde laser		
15	1	Tige rallonge r/2		
14	1	Tige rallonge r/1		
13	1	Plaque - soutien d'instrument		
12	1	Eccrou molaire		
11	1	Corps de palier		
10	1	Fond de corps côté refoulement		
9	1	Joint torique 23 x 3,6		
8	1	Hublot intérieur 1		
7	1	Dioptre Ø B ep 6,35	VERRE	BK-7
6	1	Volute		
5	1	Hublot extérieur		
4	1	Chapeau hublot extérieur		
3	4	Vis CHc M4-12		
2	1	Joint torique 50,2 x 5,3		
1	1	Dioptre Ø 38,1 ep 9,5	VERRE	BK-7
Rep/Nbr	Designation		Matière	Observation
Échelle	1/1			
		POMPE SM 43		
		roue A0		
F.N.S.A.M.				

Figure (A2, 5)

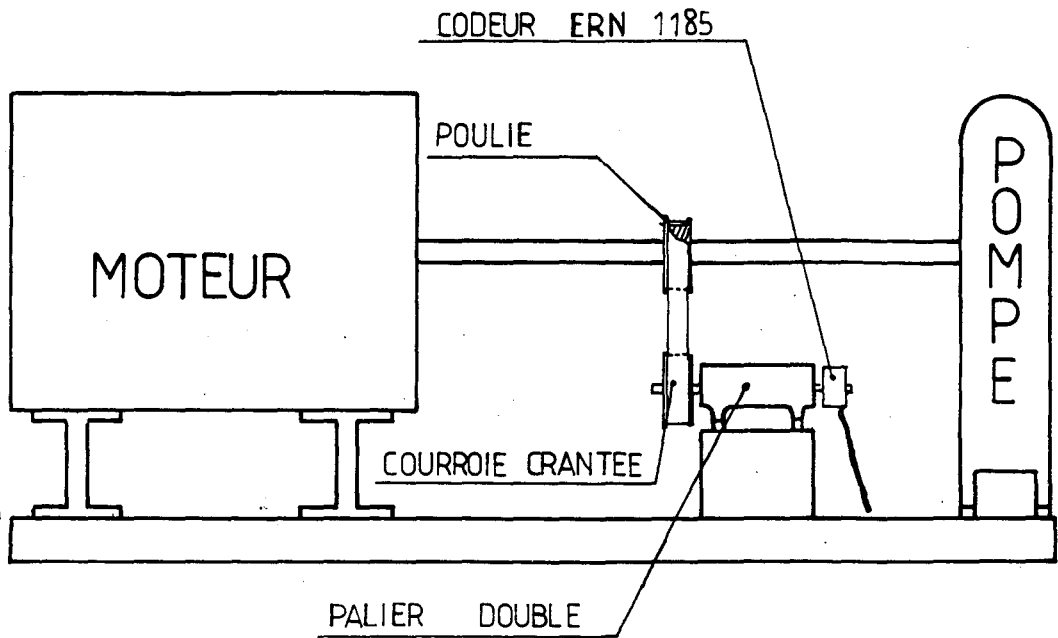
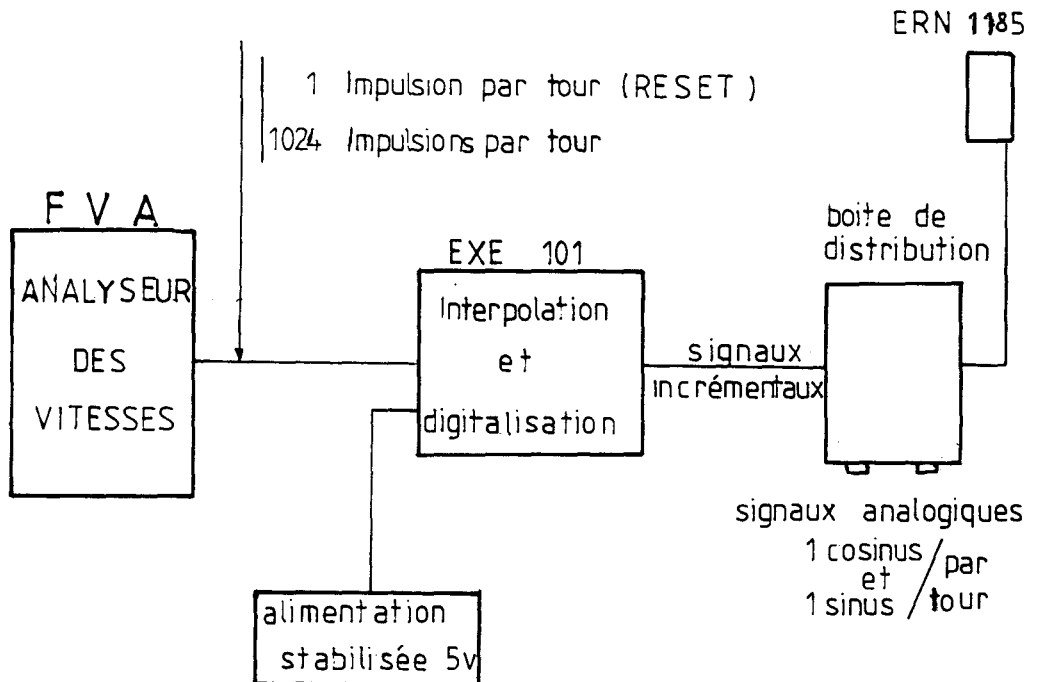


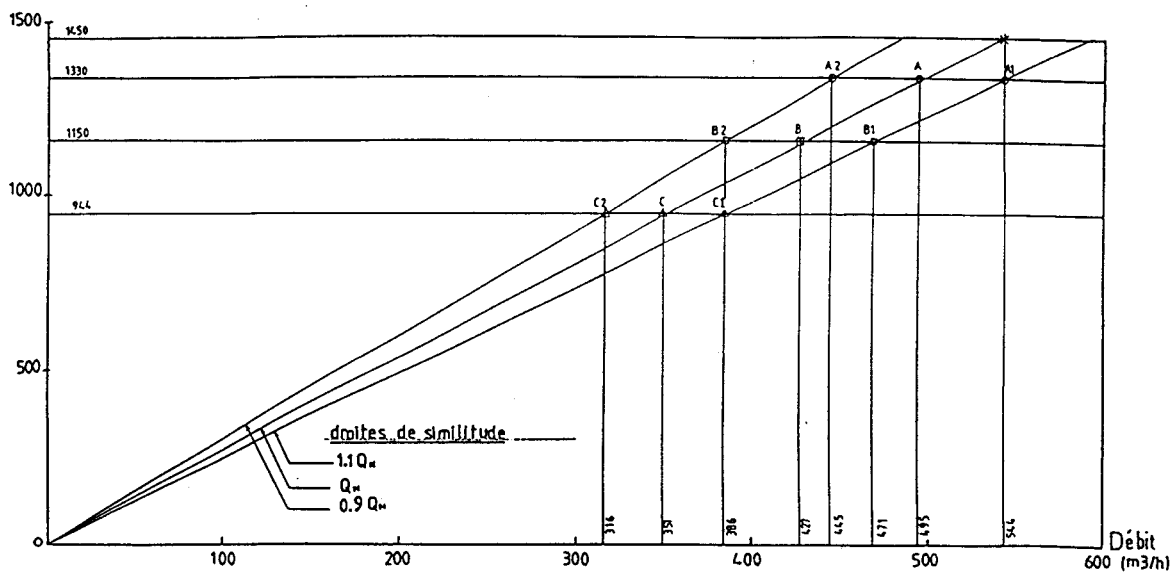
Figure (A2, 6)



Systeme de repage angulaire de la position de la roue

Vitesse de rotation (tr/min)

Figure (A2, 7)



Points de fonctionnements étudiés

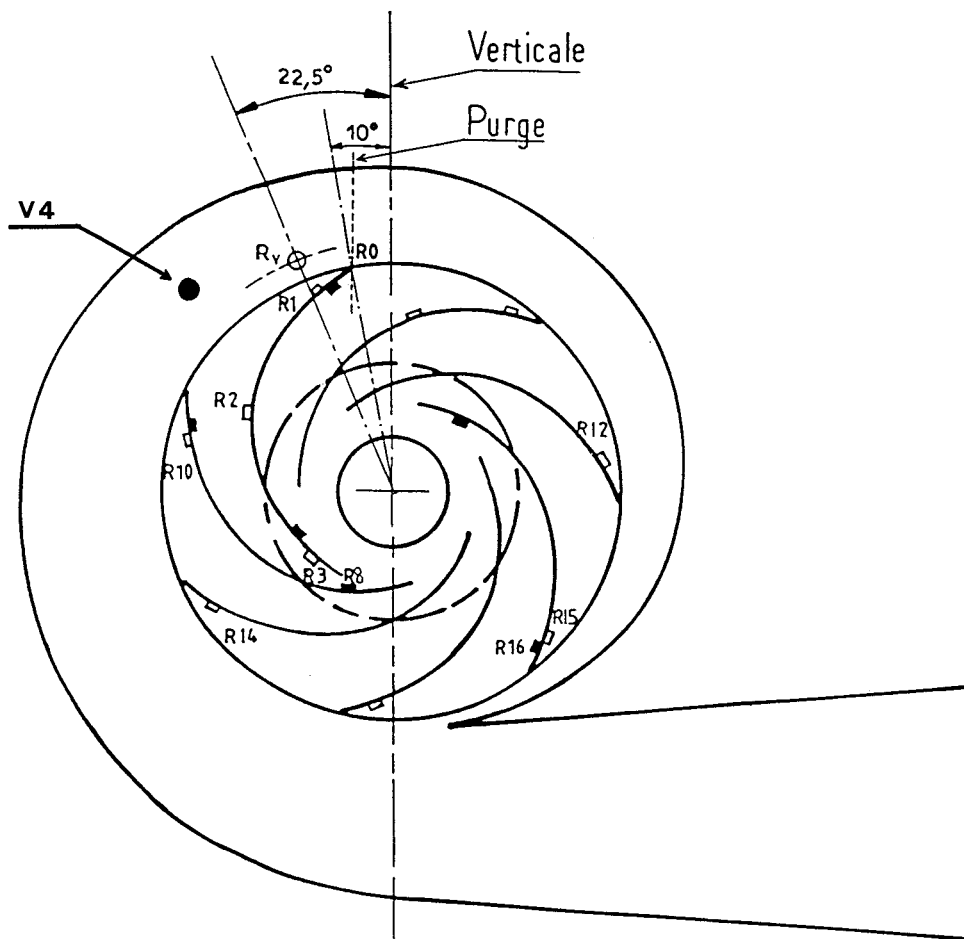
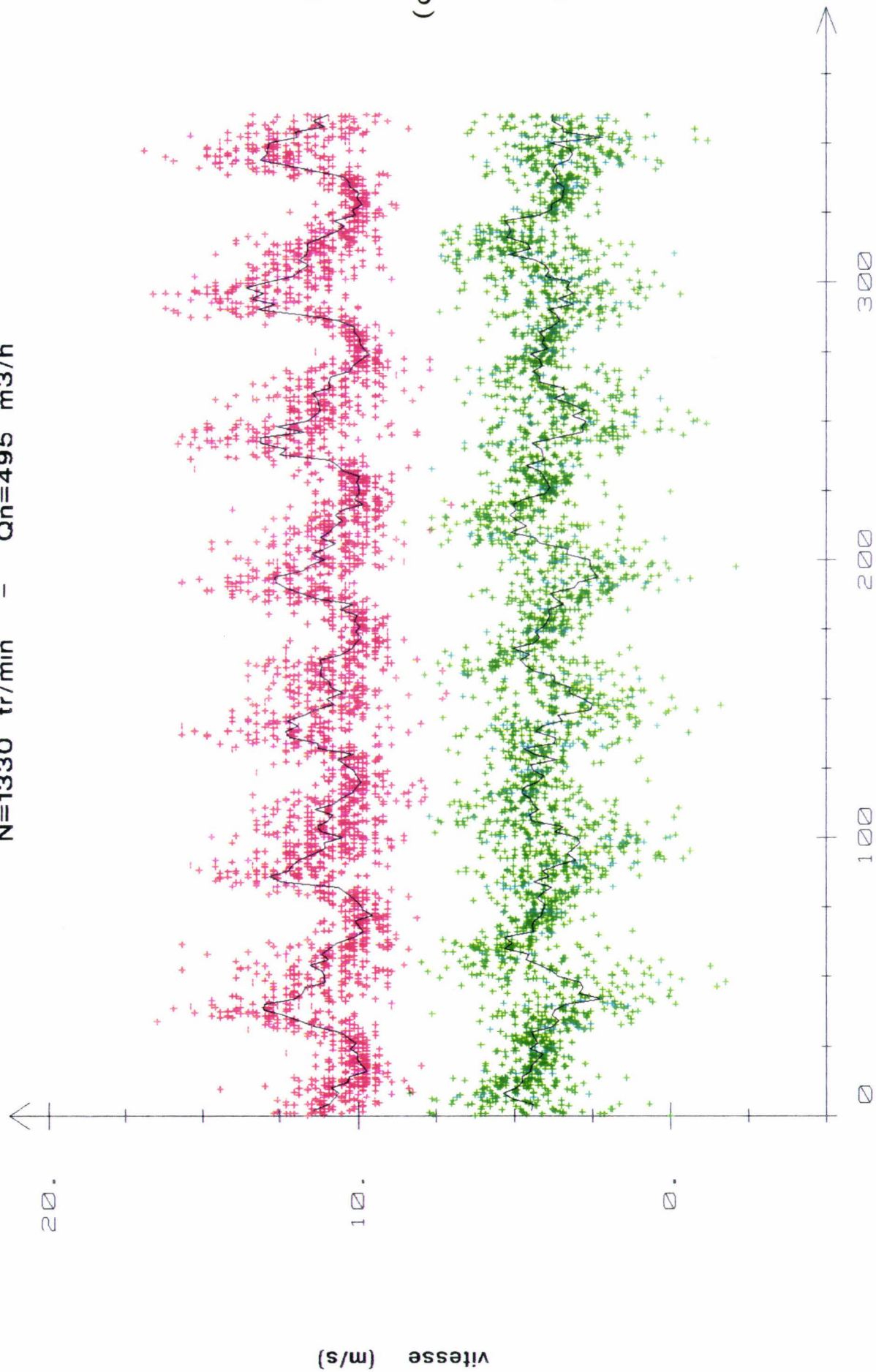


Figure (A2, 8)

Position de référence de la roue

MESURES L.D.V EN SORTIE DE ROUE AO - POMPE SHF
N=1330 tr/min - Qn=495 m³/h



(côté ceinture)

Figure (A2, 9)

MESURES L.D.V EN SORTIE DE ROUE A0 - POMPE SHF
N=1330 tr/min - Qn=495 m3/h

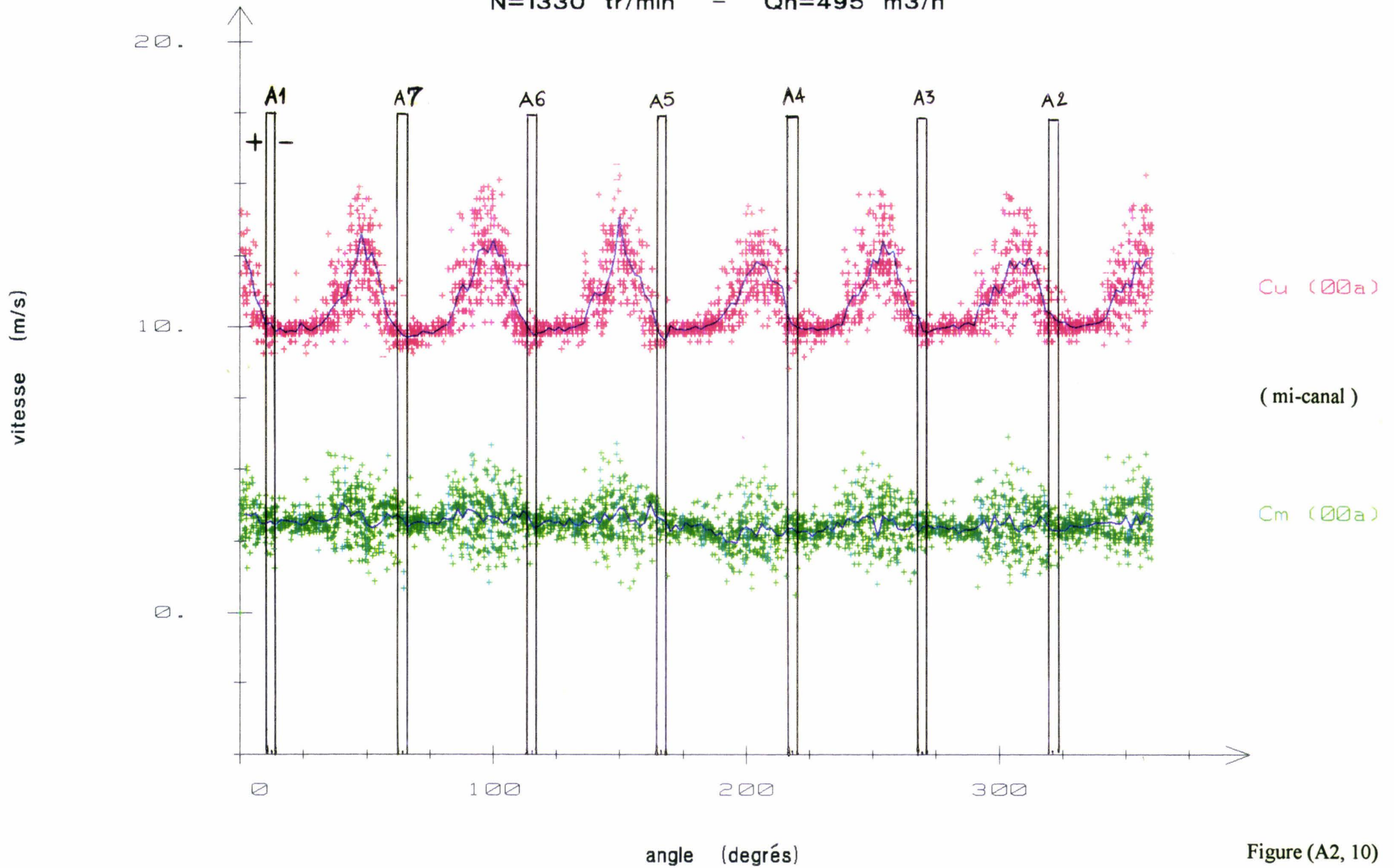


Figure (A2, 10)

MESURES L.D.V EN SORTIE DE ROUE A0 - POMPE SHF

N=1330 tr/min - Qn=495 m3/h

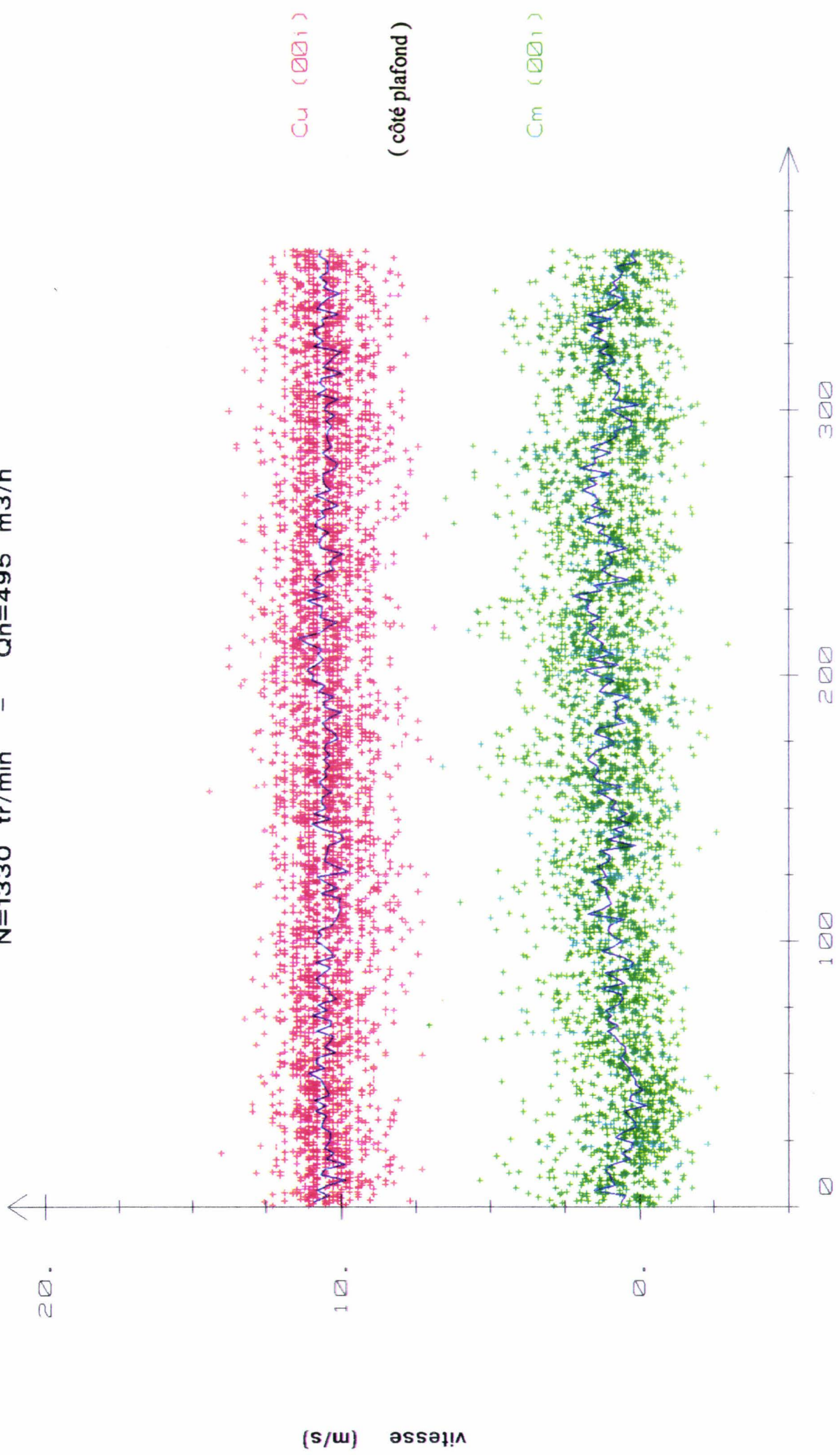


Figure (A2, 11)

PROFILS DES VITESSES EN SORTIE DE ROUE AØ - POMPE SHF
N=1330 tr/min - Qn=495 m³/h

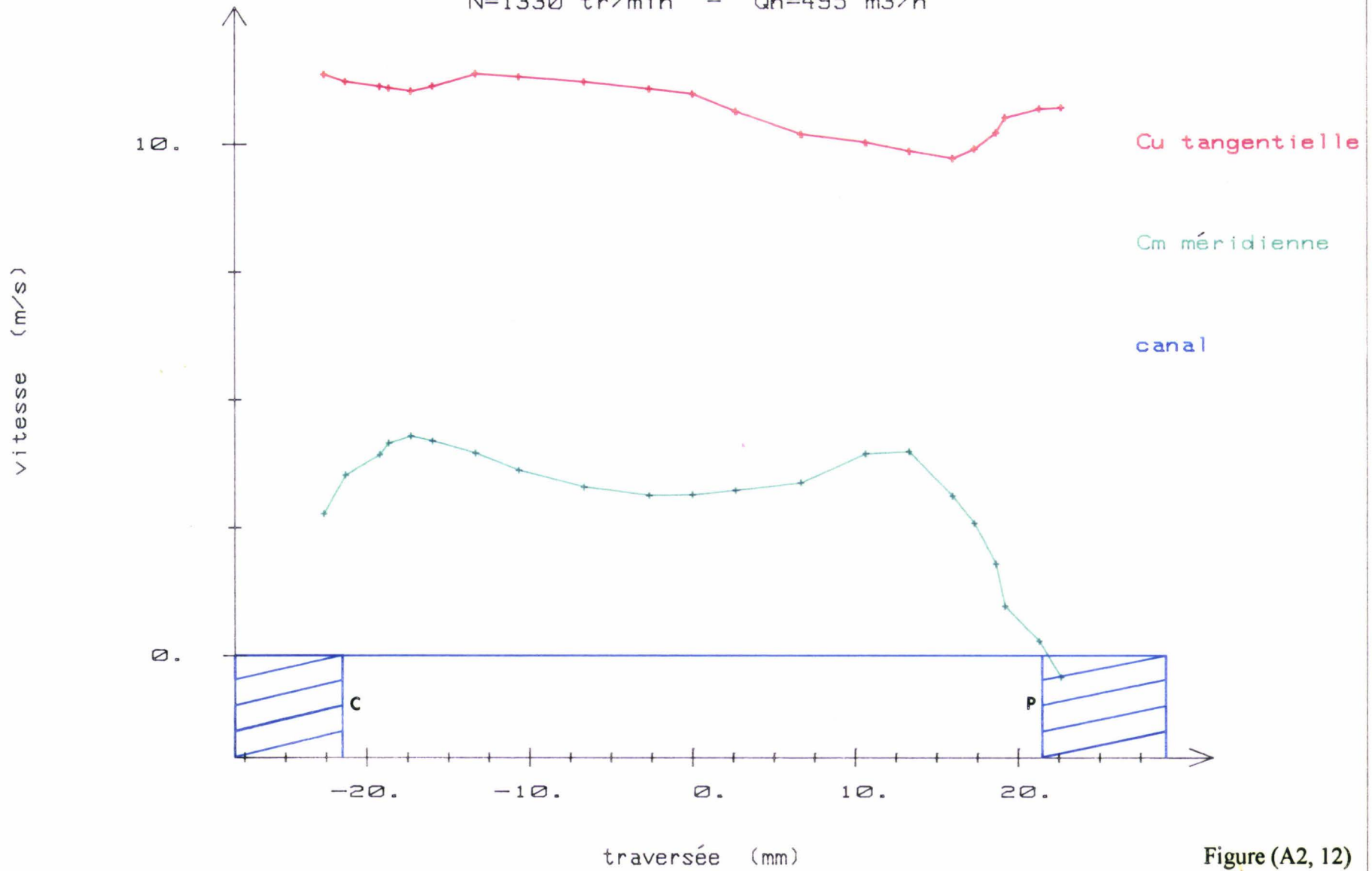


Figure (A2, 12)

PROFILS DES VITESSES EN SORTIE DE ROUE AØ - POMPE SHF
N=1330 tr/min - Qn=495 m³/h

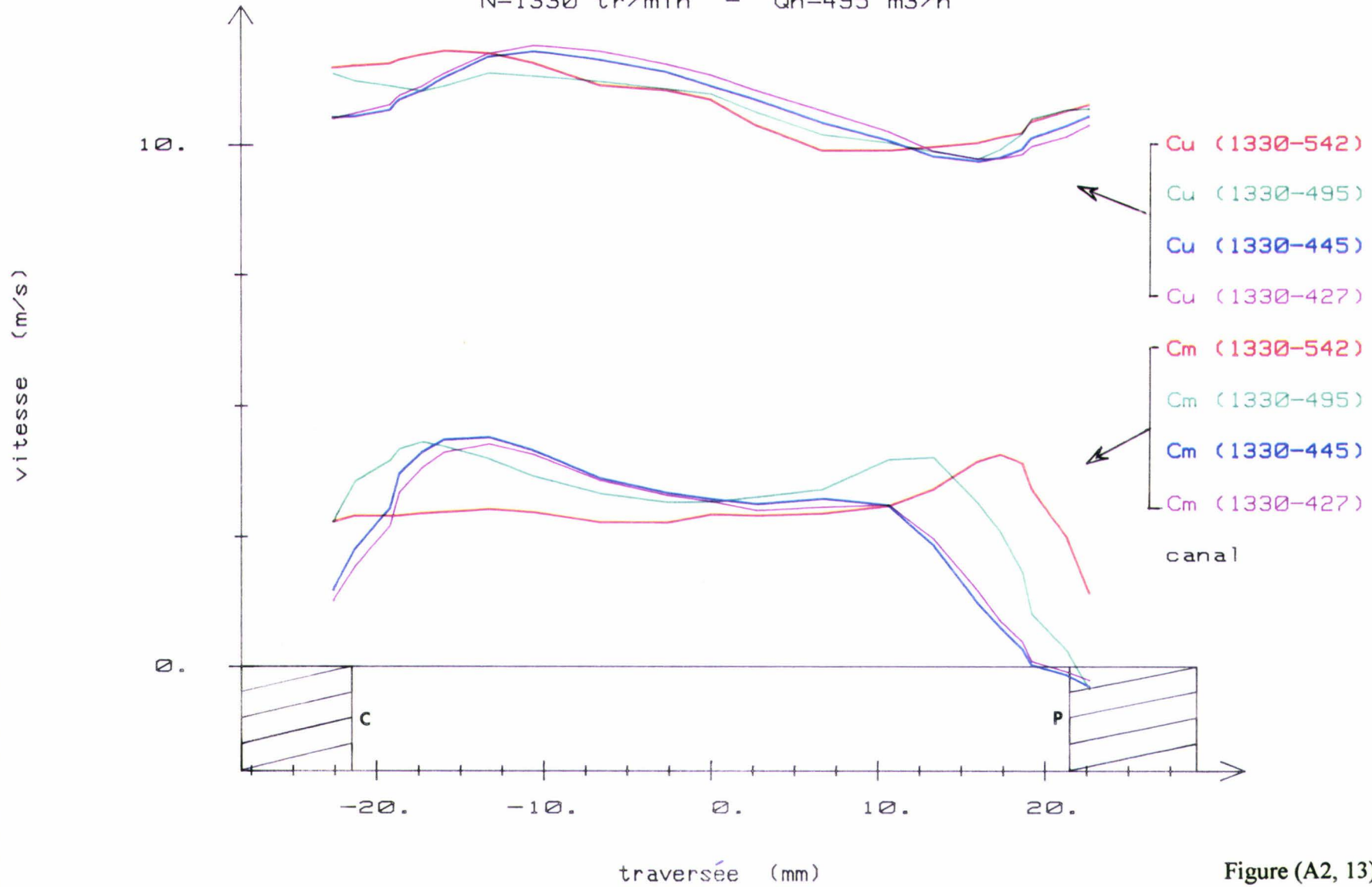


Figure (A2, 13)

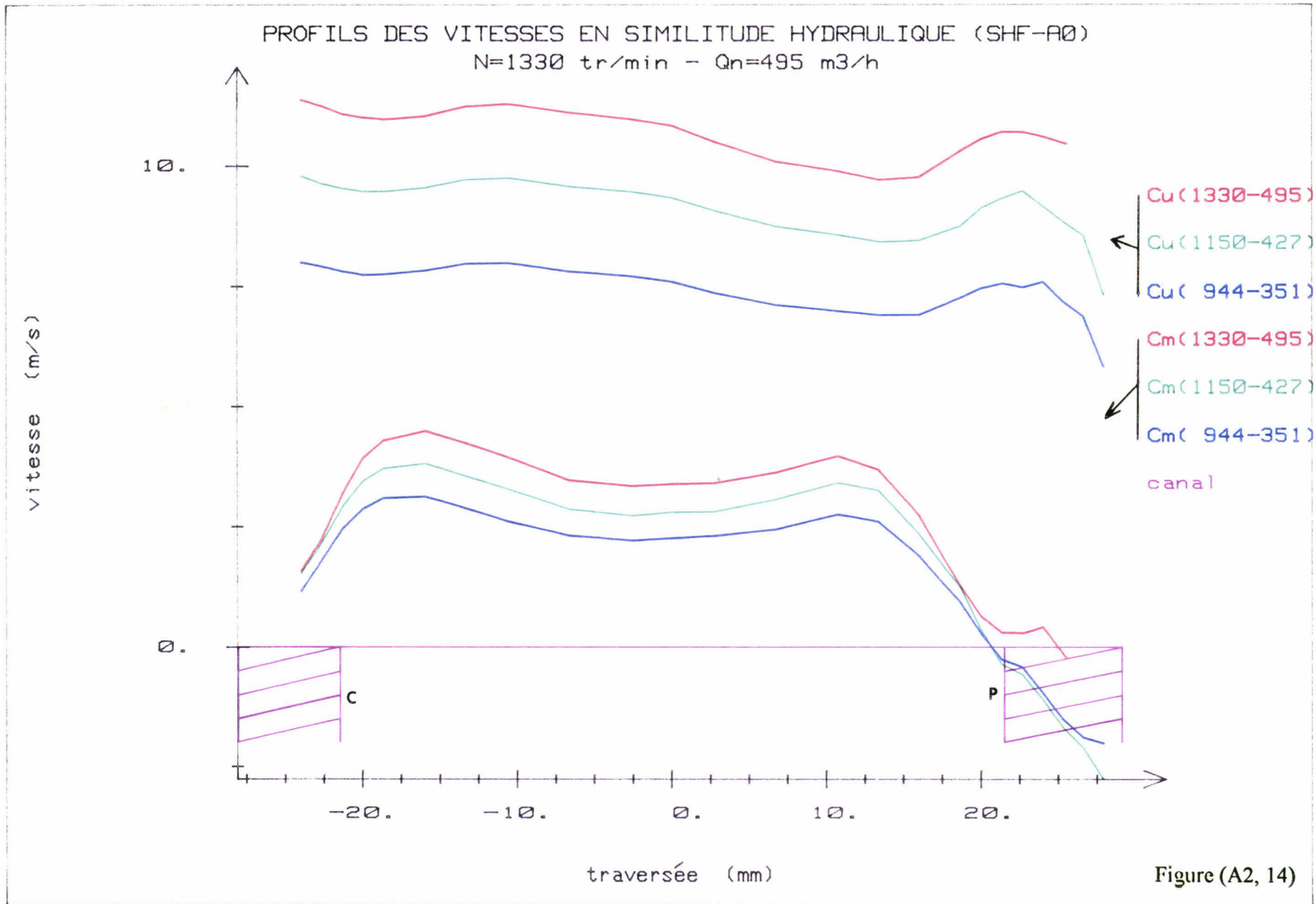


Figure (A2, 14)

COMPARAISON ENTRE VITESSES & PRESSION VOLUTE V4

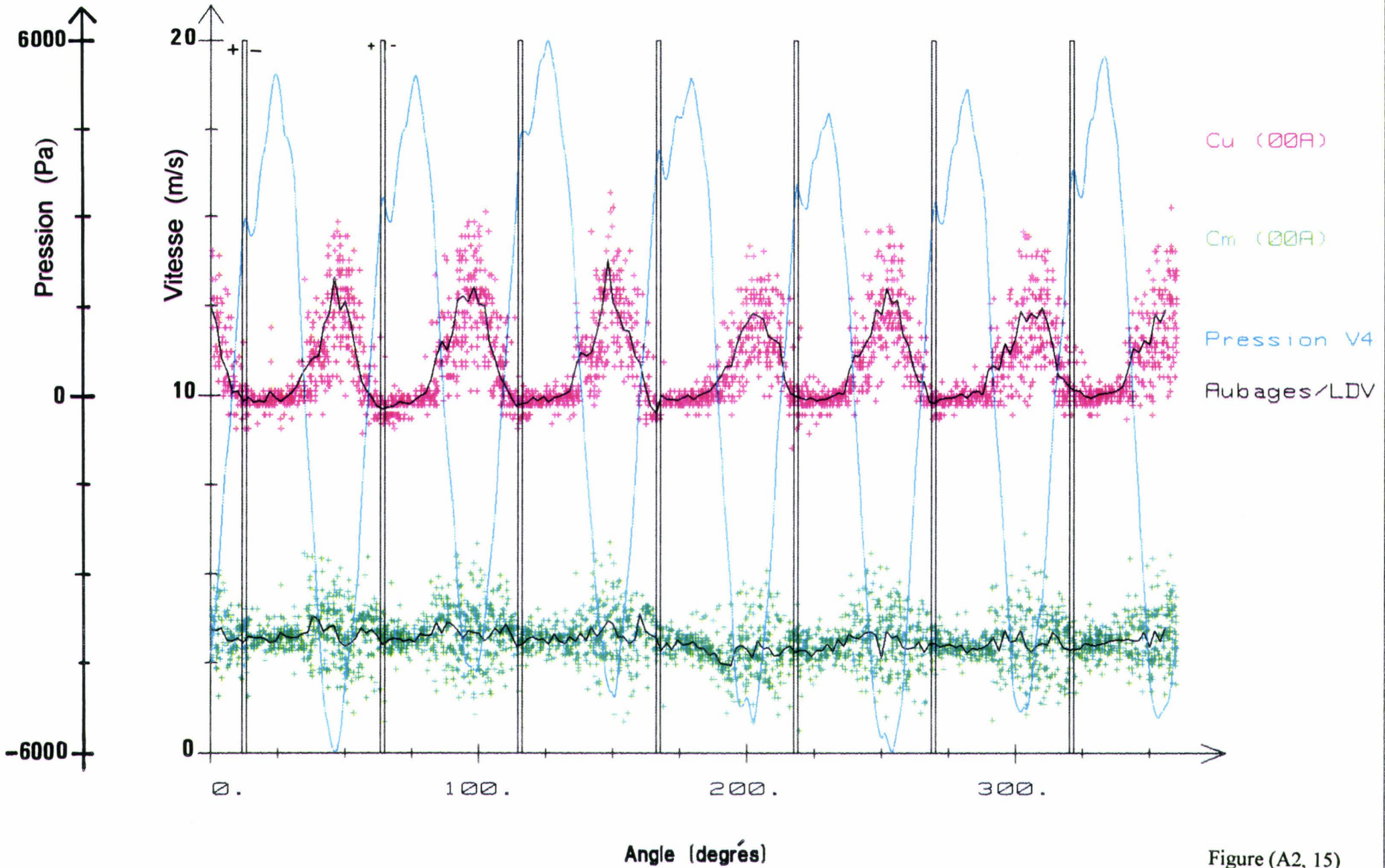


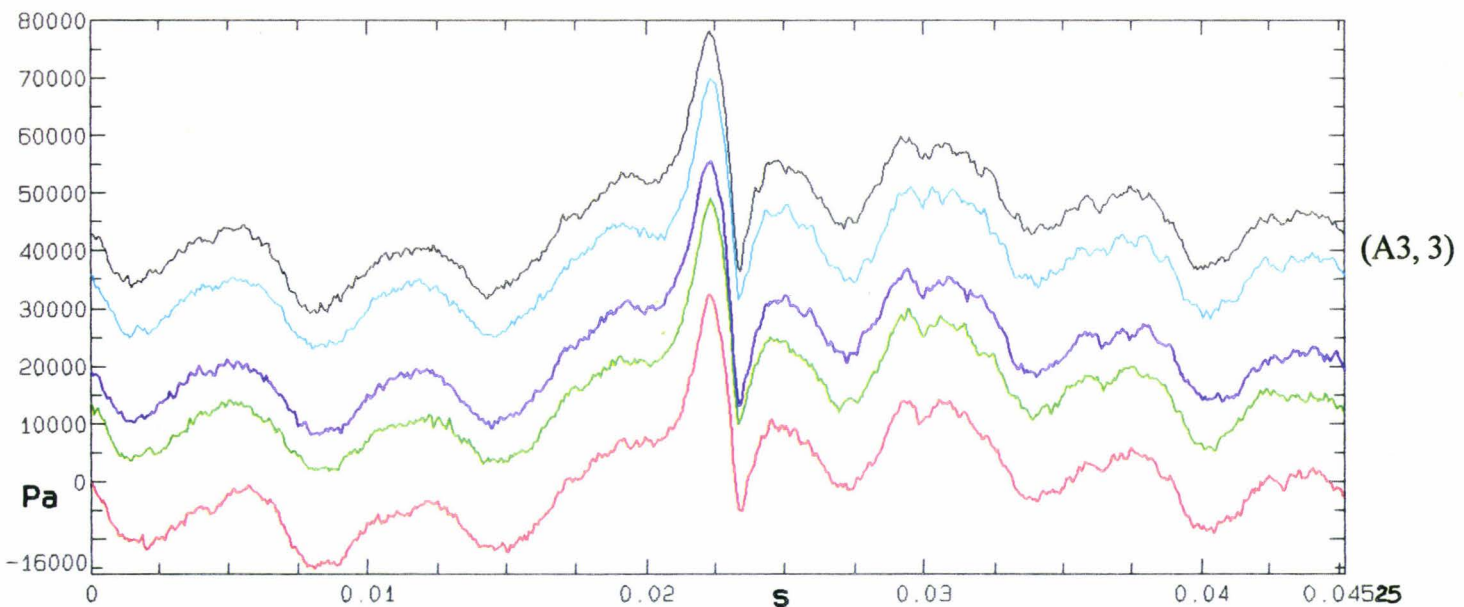
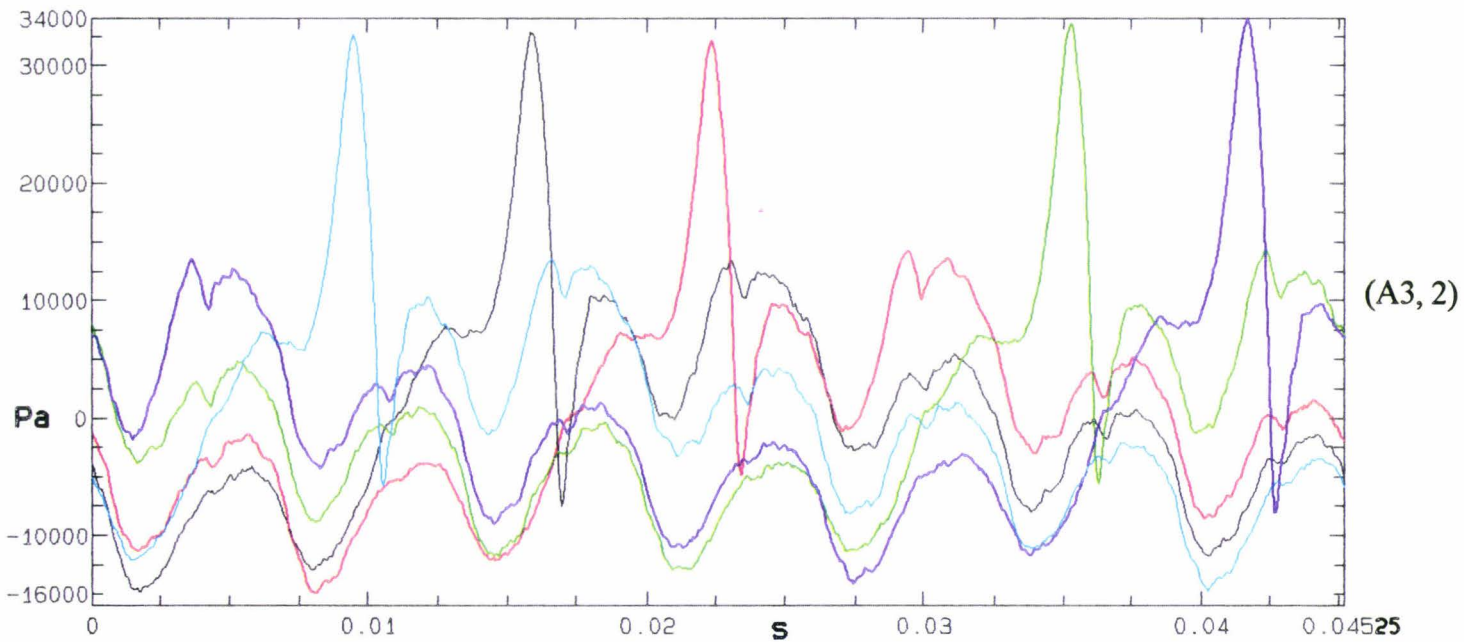
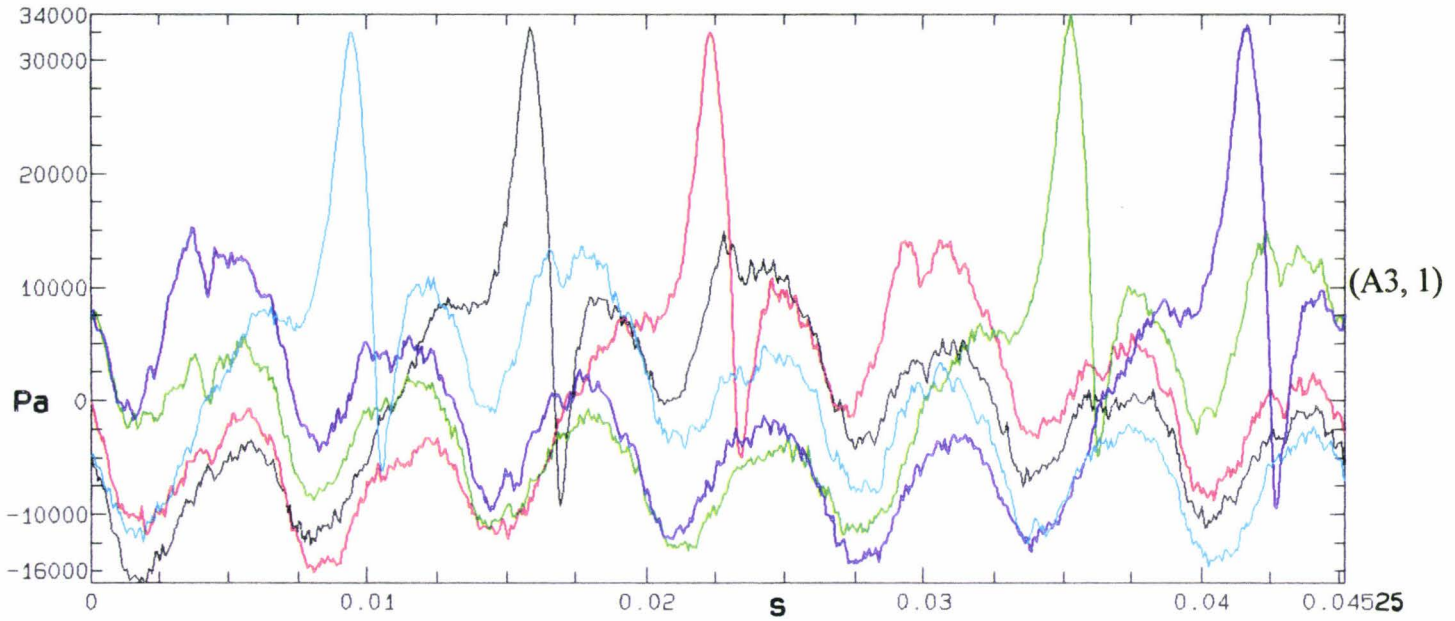
Figure (A2, 15)

ANNEXE A3
Résultats des mesures des
fluctuations de pression
(temps)

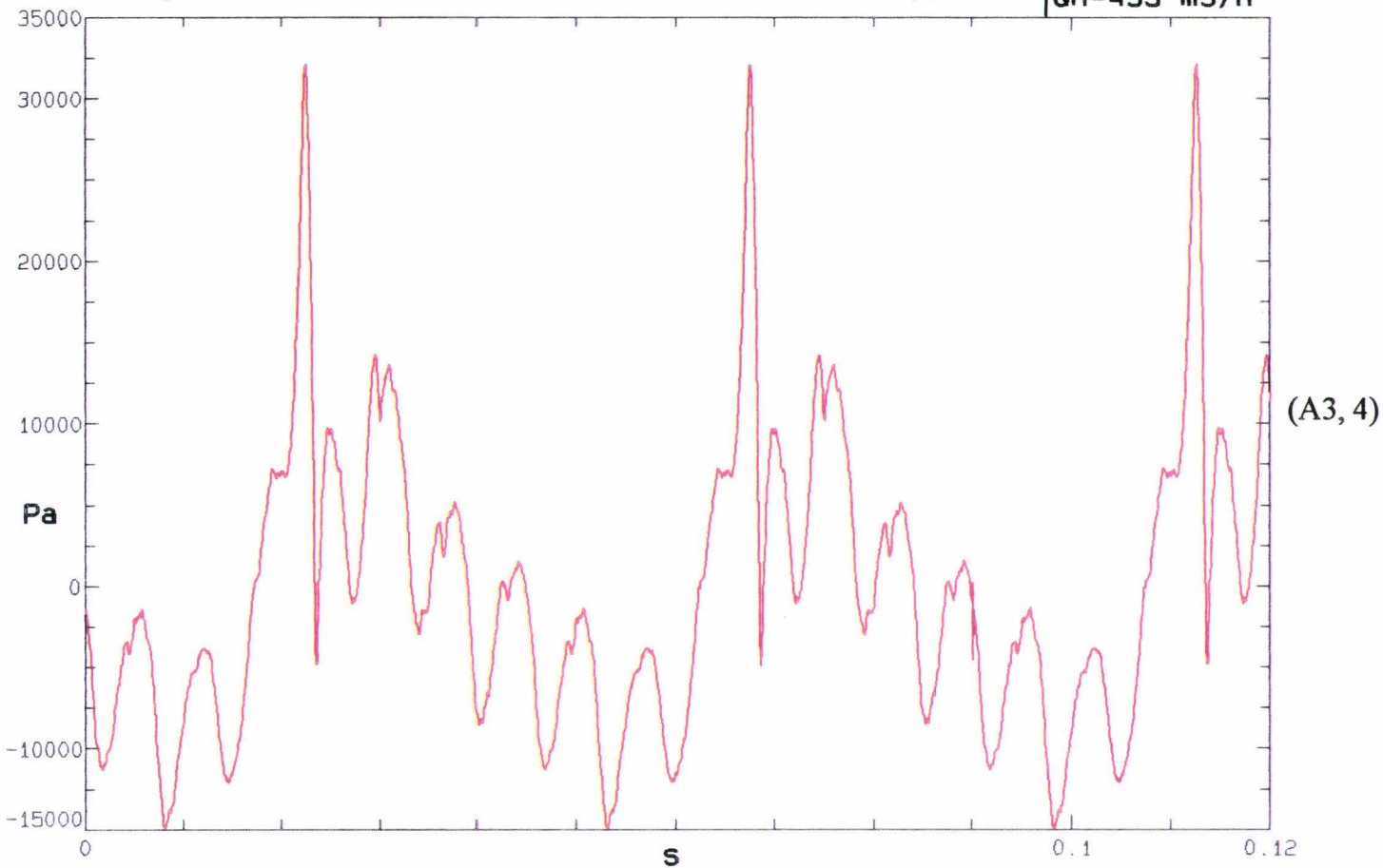
Analyse des fluctuations de pression sur les aubages

N=1330 tr/min ; Qn=495 m³/h

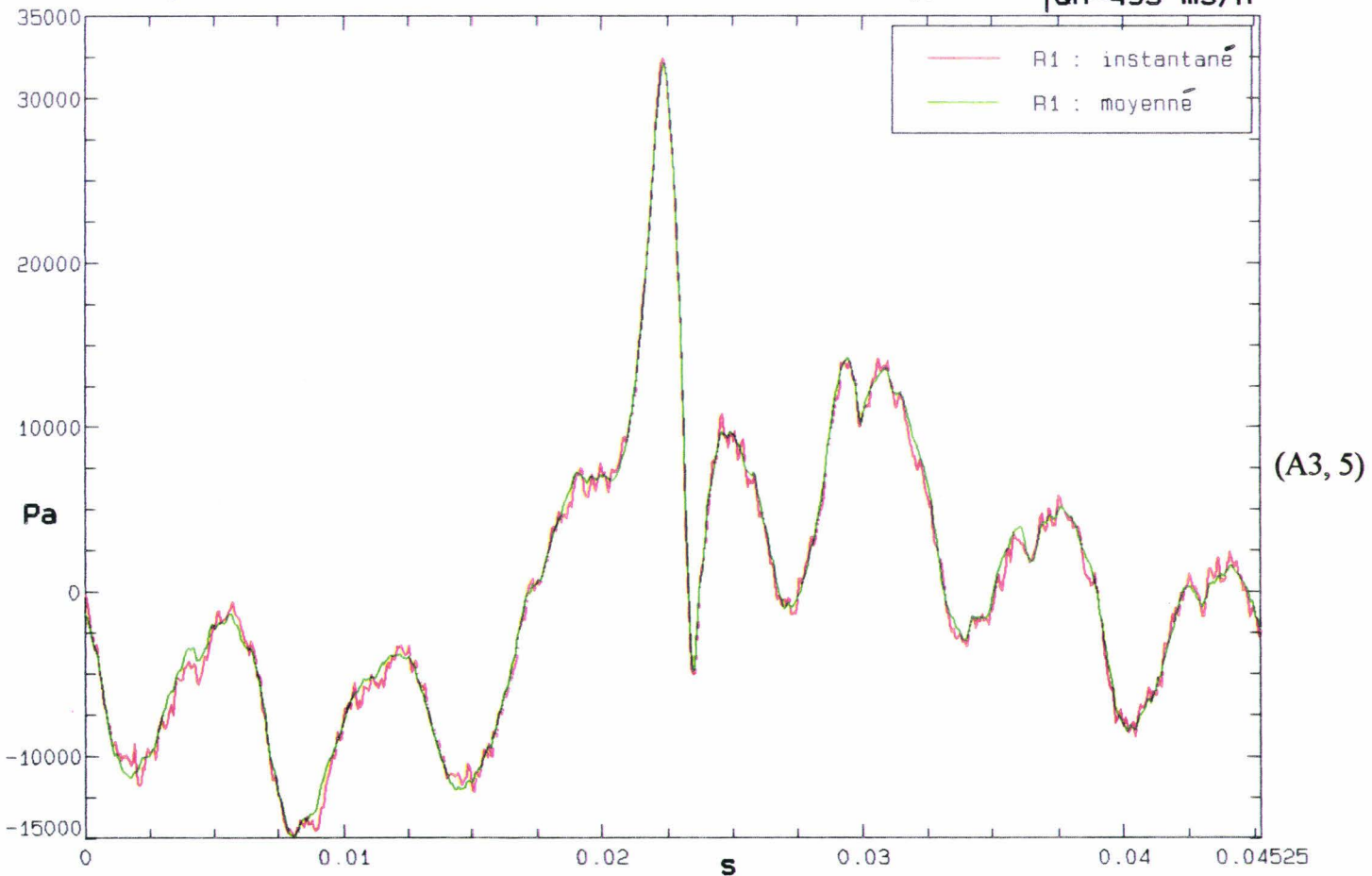
Capteurs en périphérie des aubes : R14 - R10 - R1 - R12 - R15



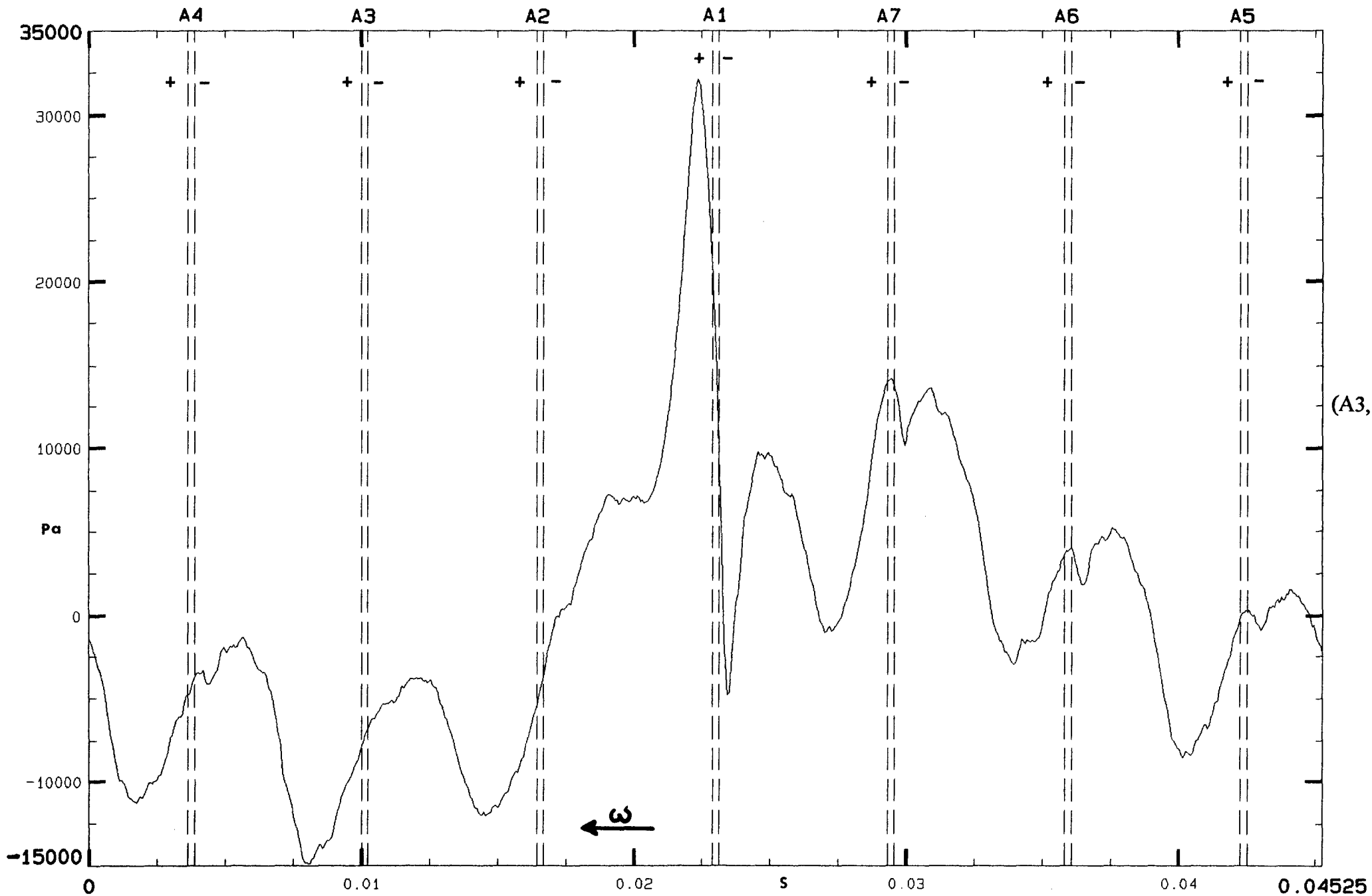
Analyse des fluctuations en sortie de roue (type R1) | N = 1330 tr/min
Qn = 495 m³/h

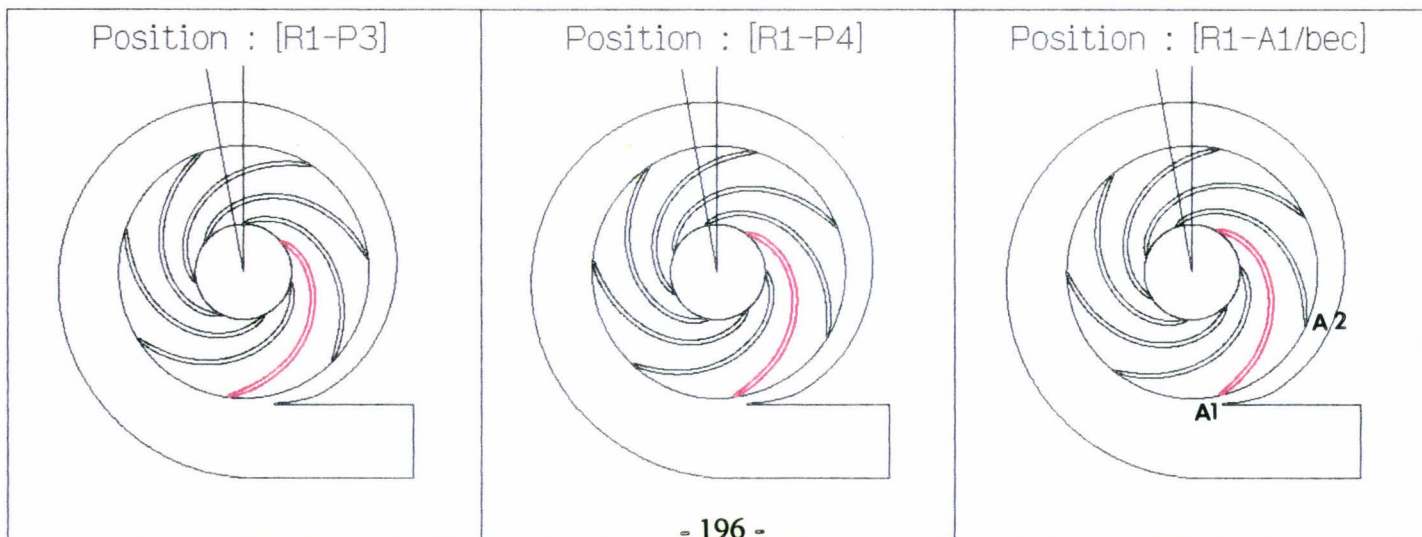
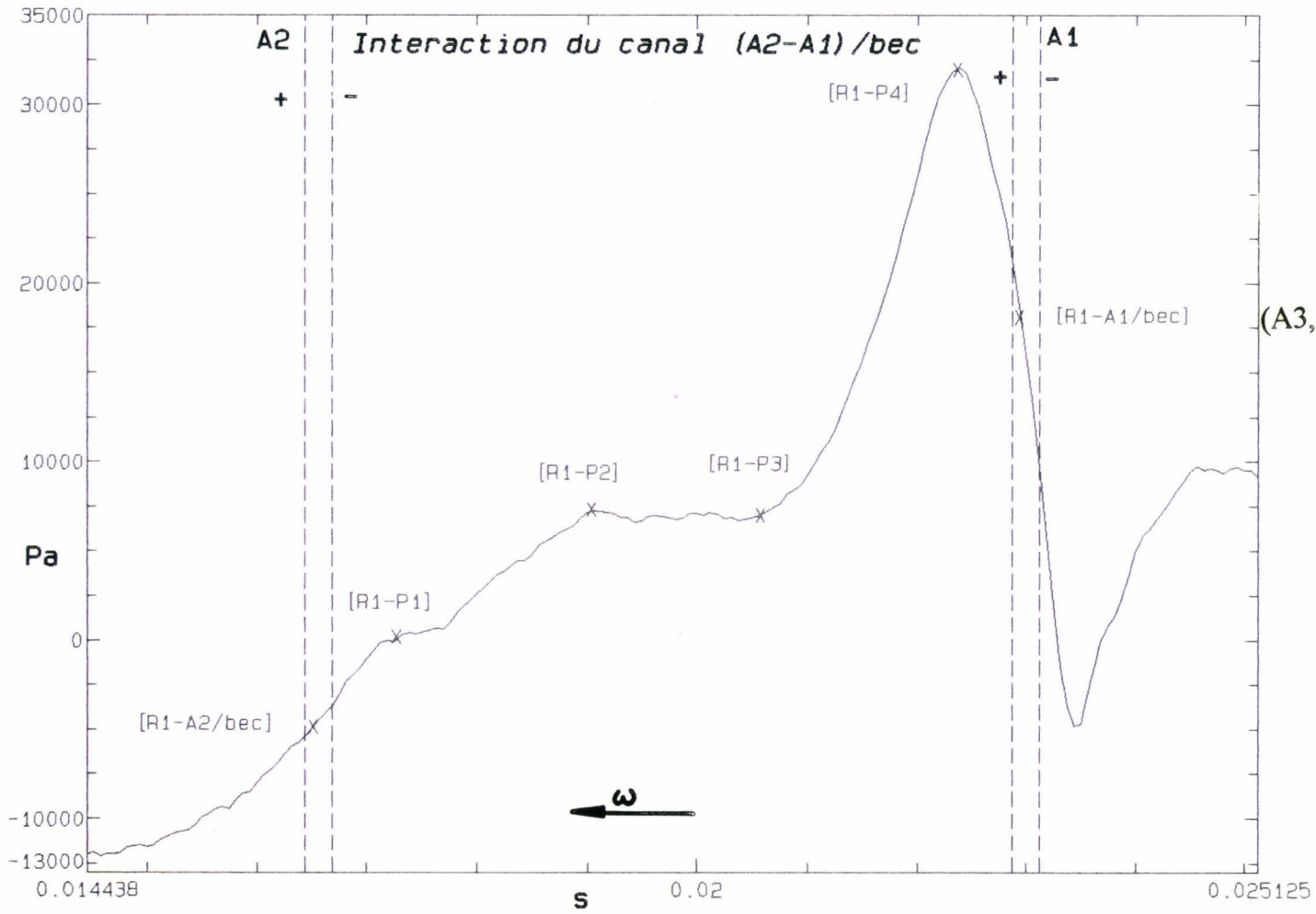
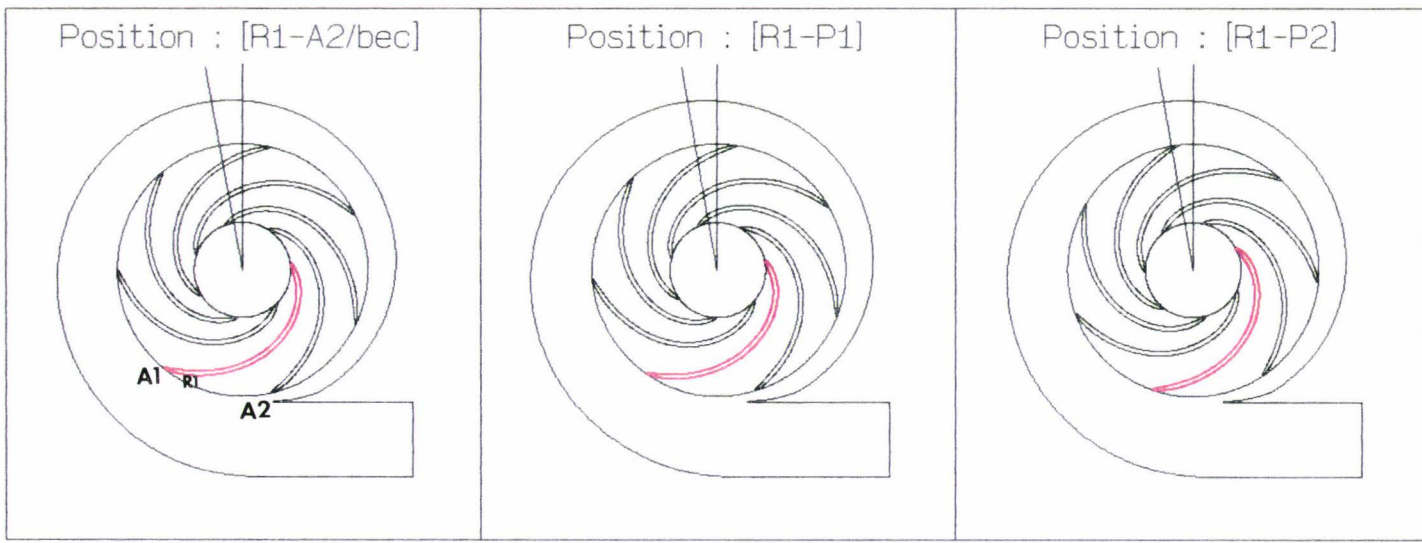


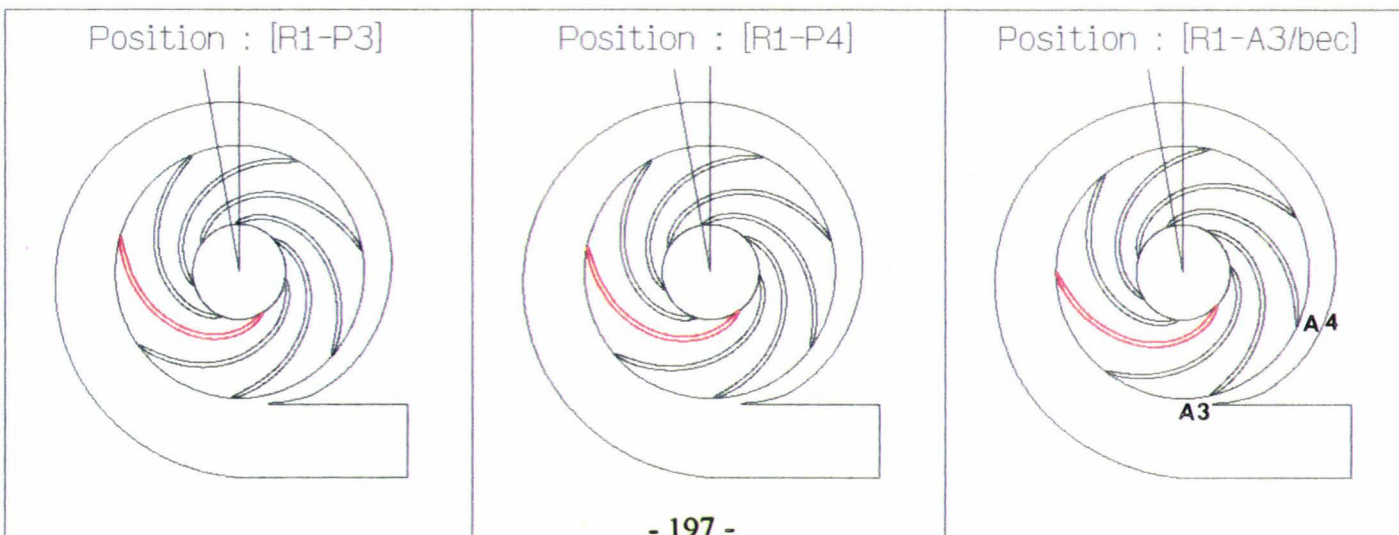
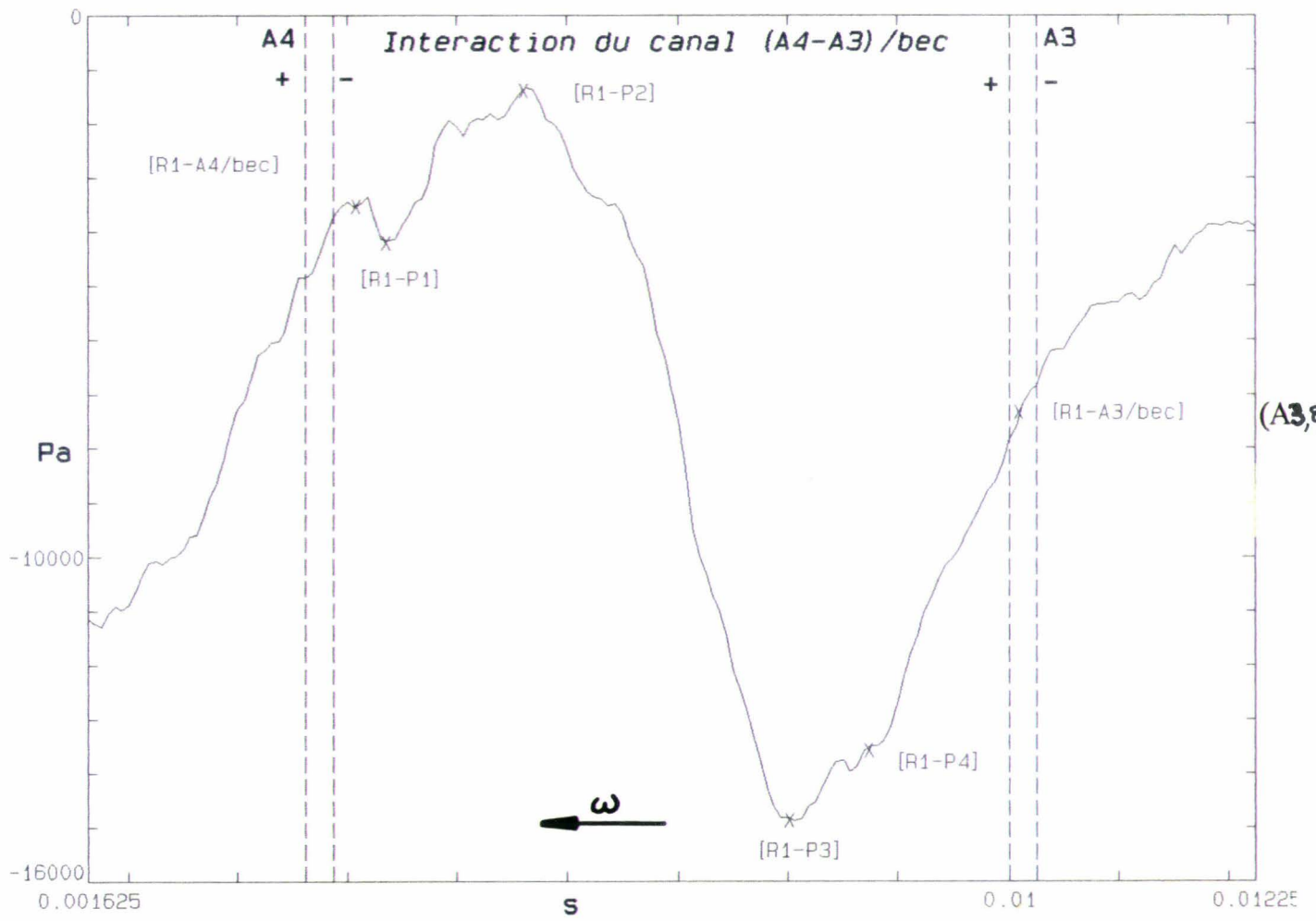
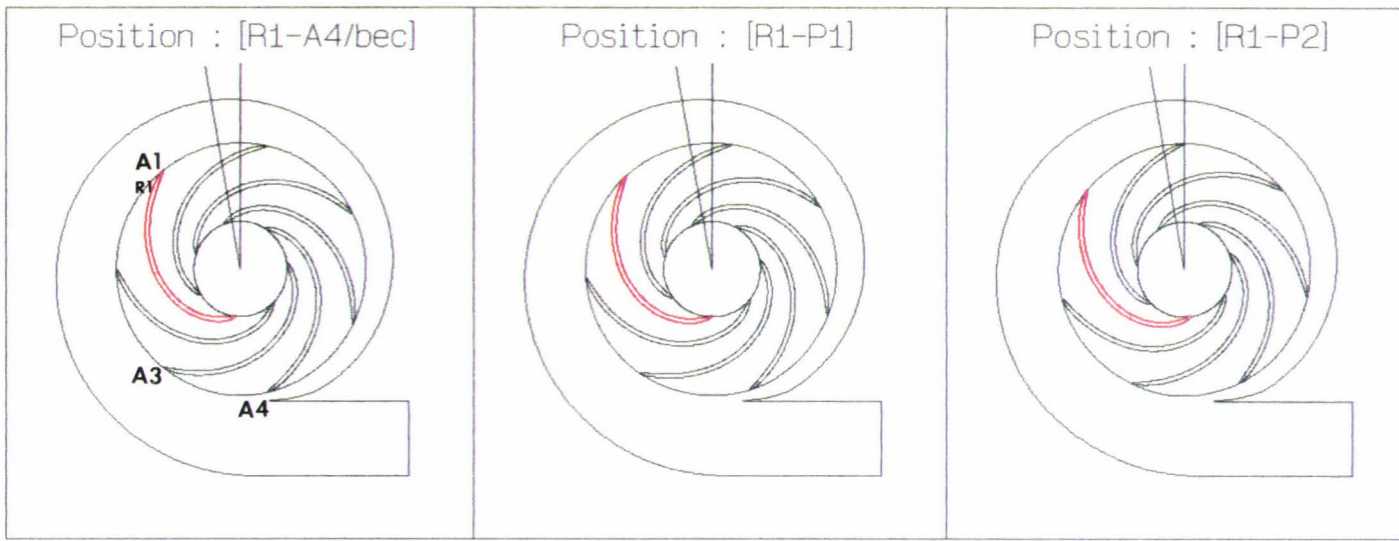
Analyse des fluctuations en sortie de roue (type R1) | N = 1330 tr/min
Qn = 495 m³/h

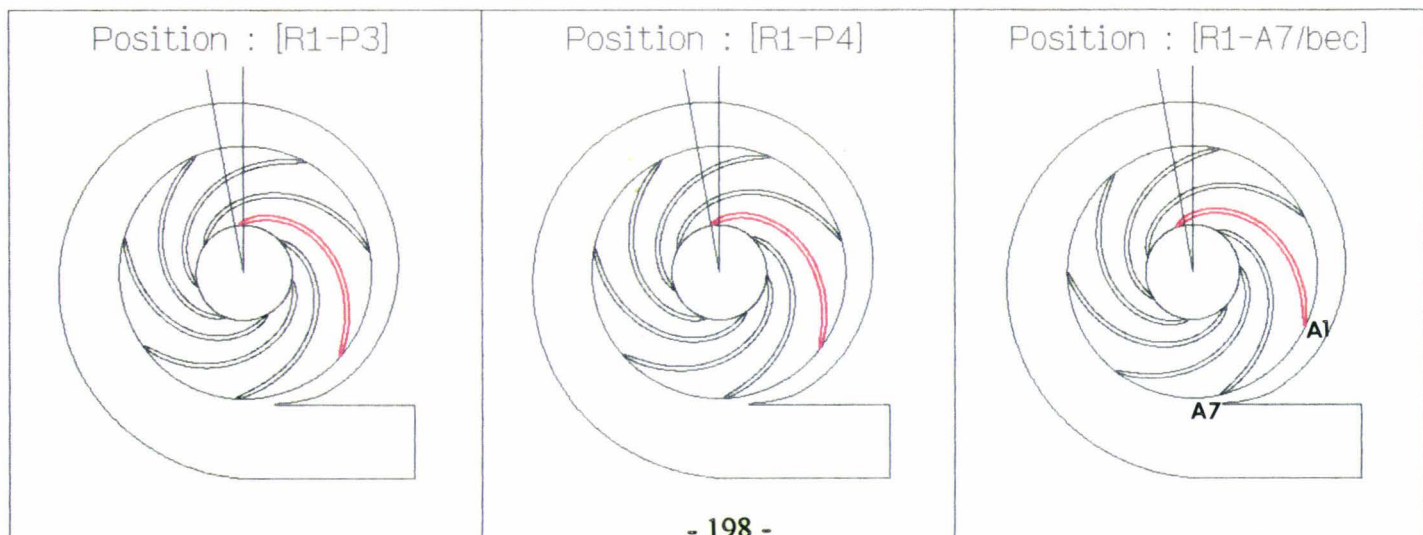
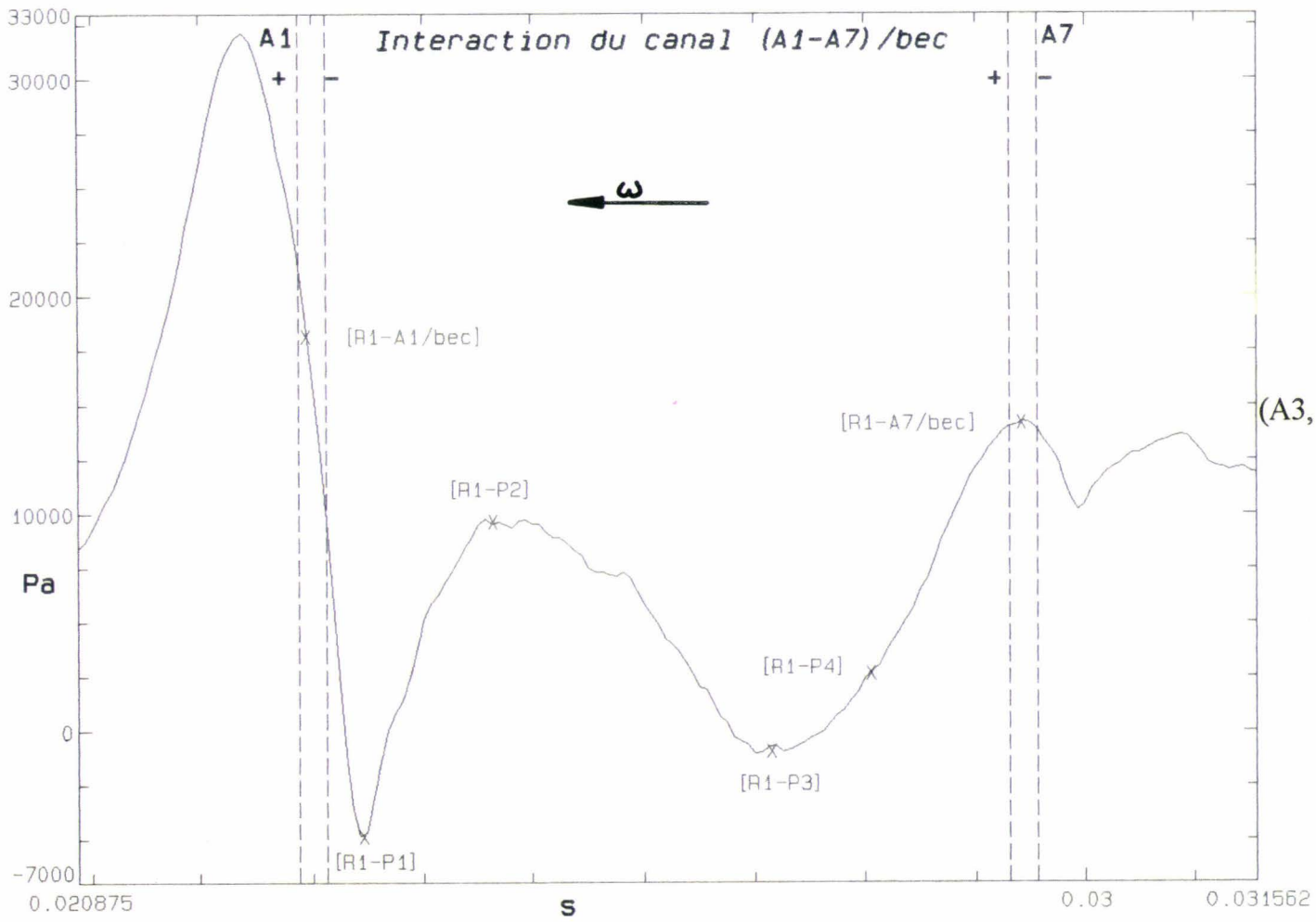
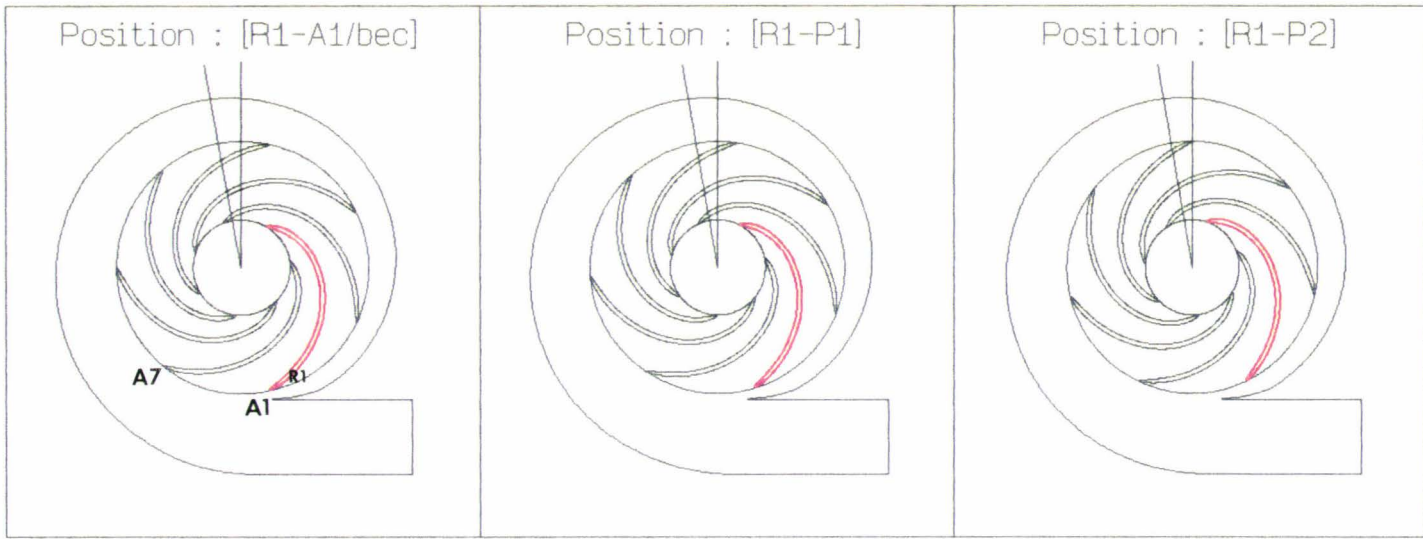


Mesure des fluctuations de pression en sortie de roue (R1) : N=1330 tr/min ; Qn=495 m3/h

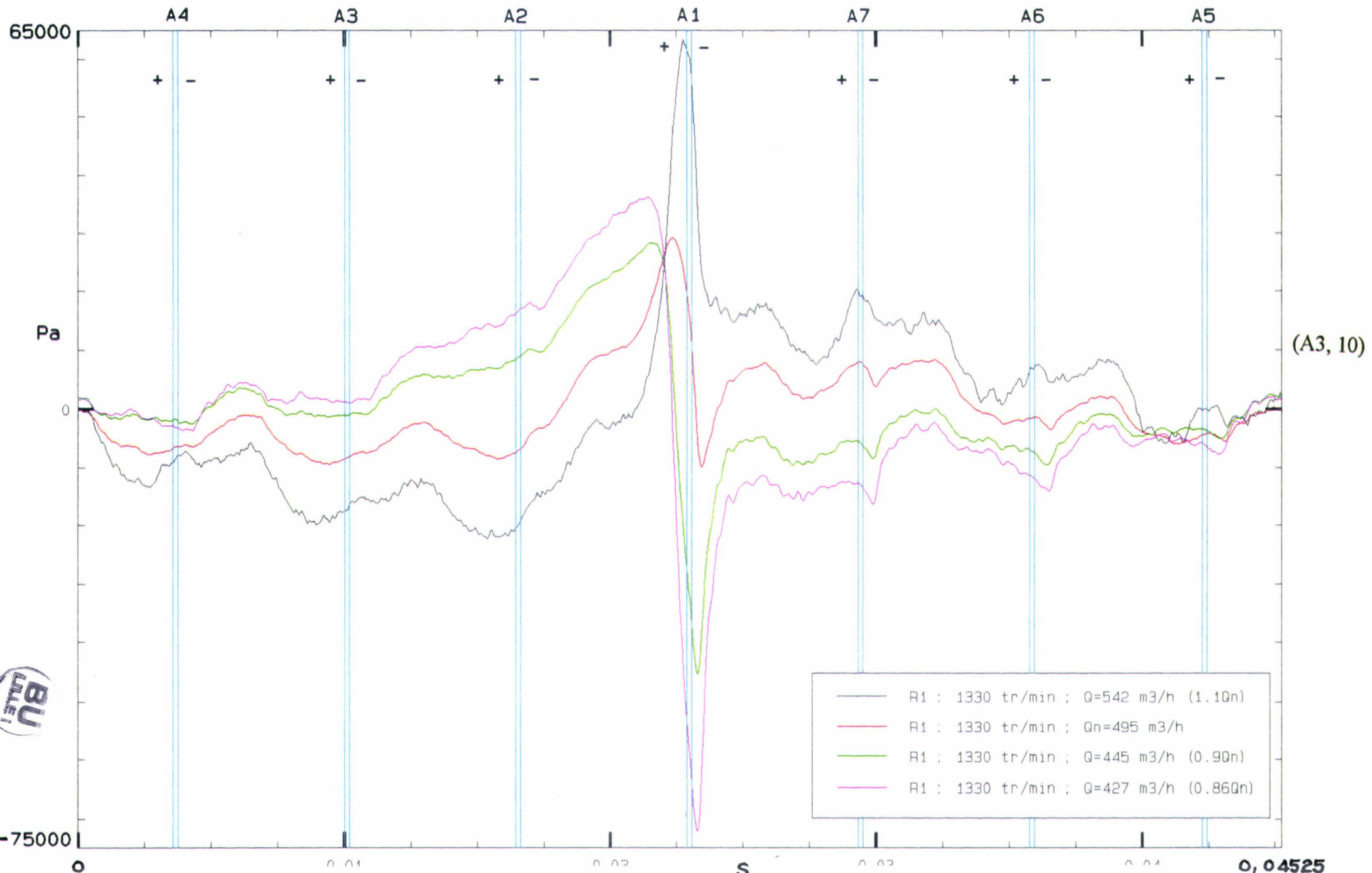




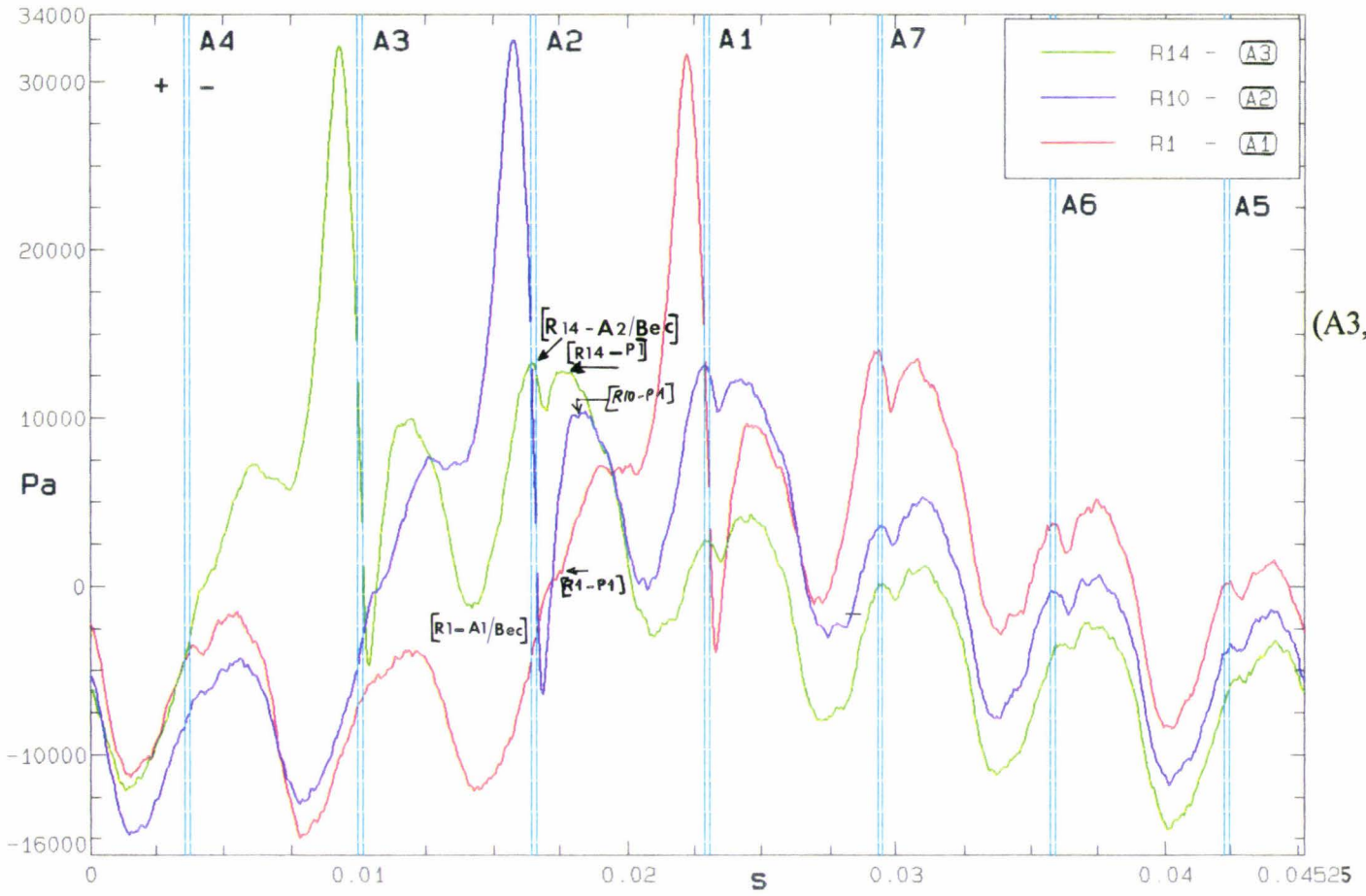




Comparaison des mesures en sortie de roue à la même vitesse de rotation et à 4 débits différents

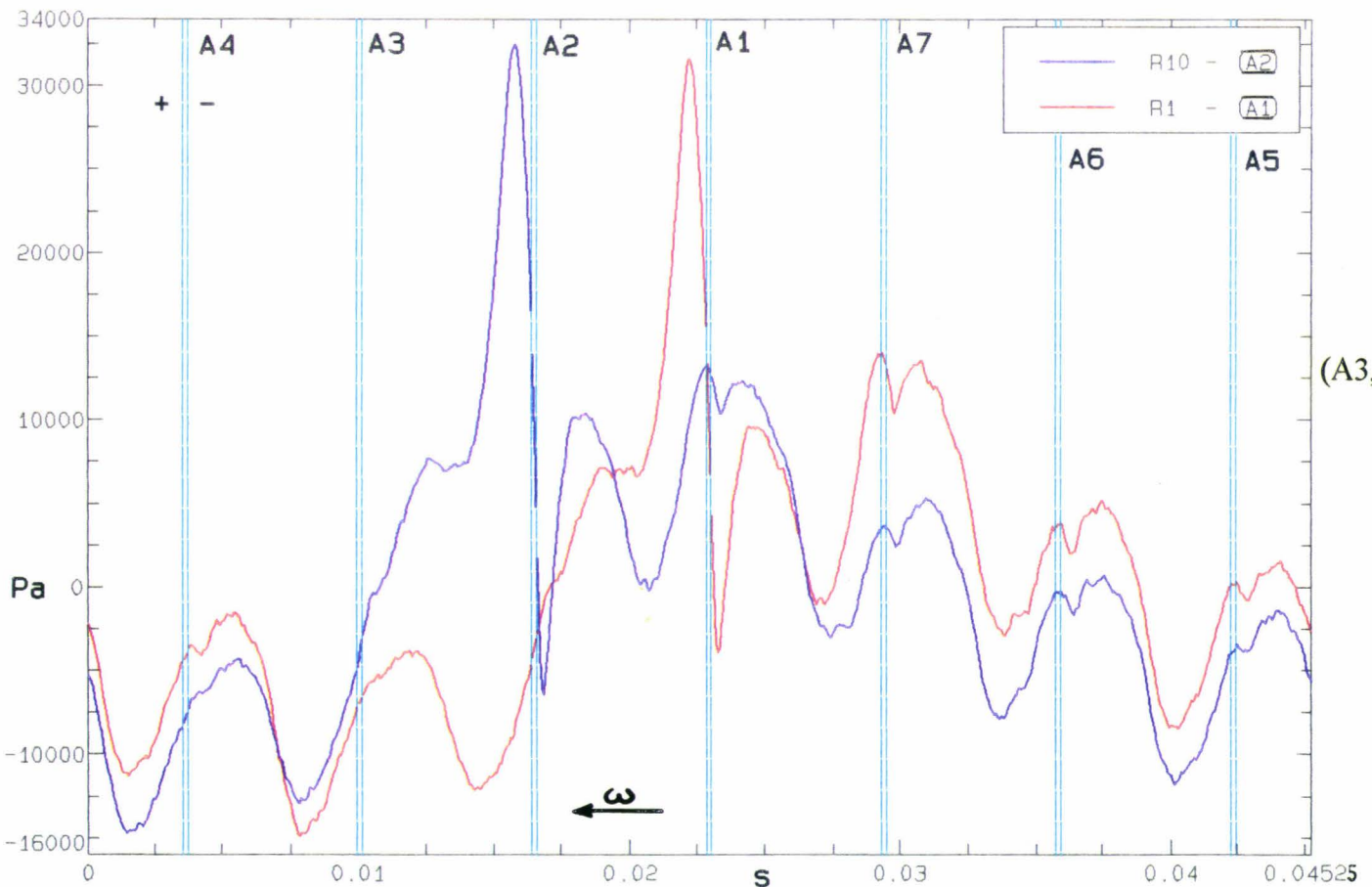


Analyse des fluctuations de pression sur trois aubages consécutifs



(A3, 11)

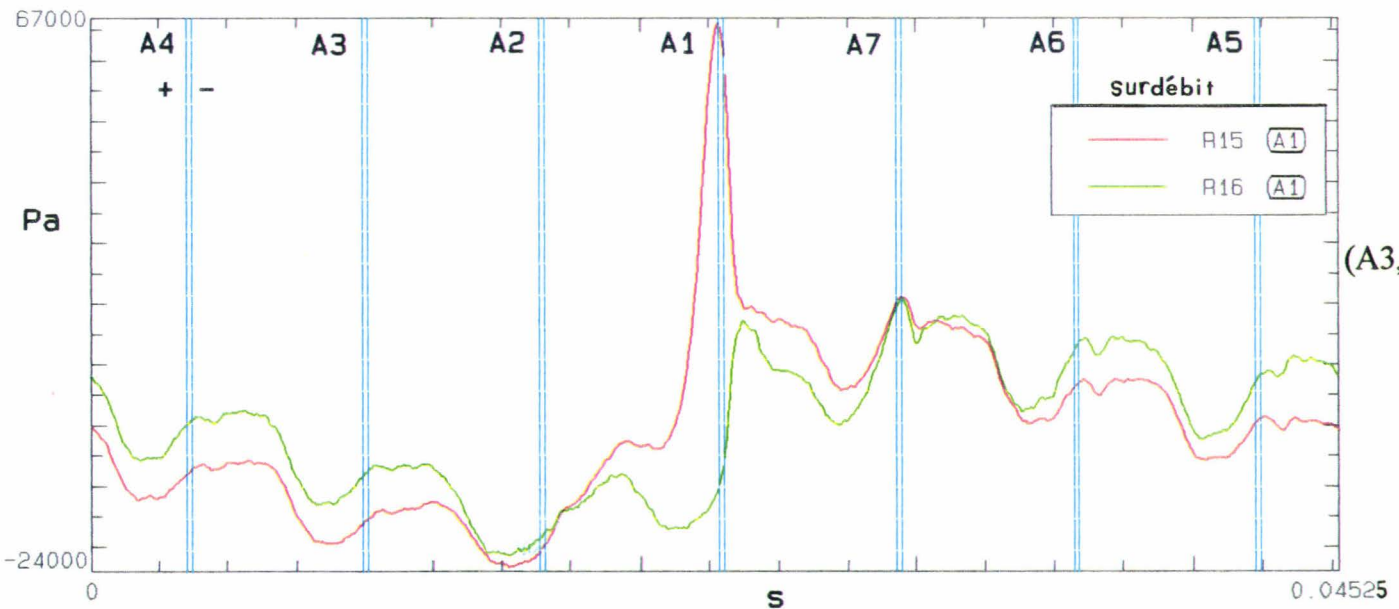
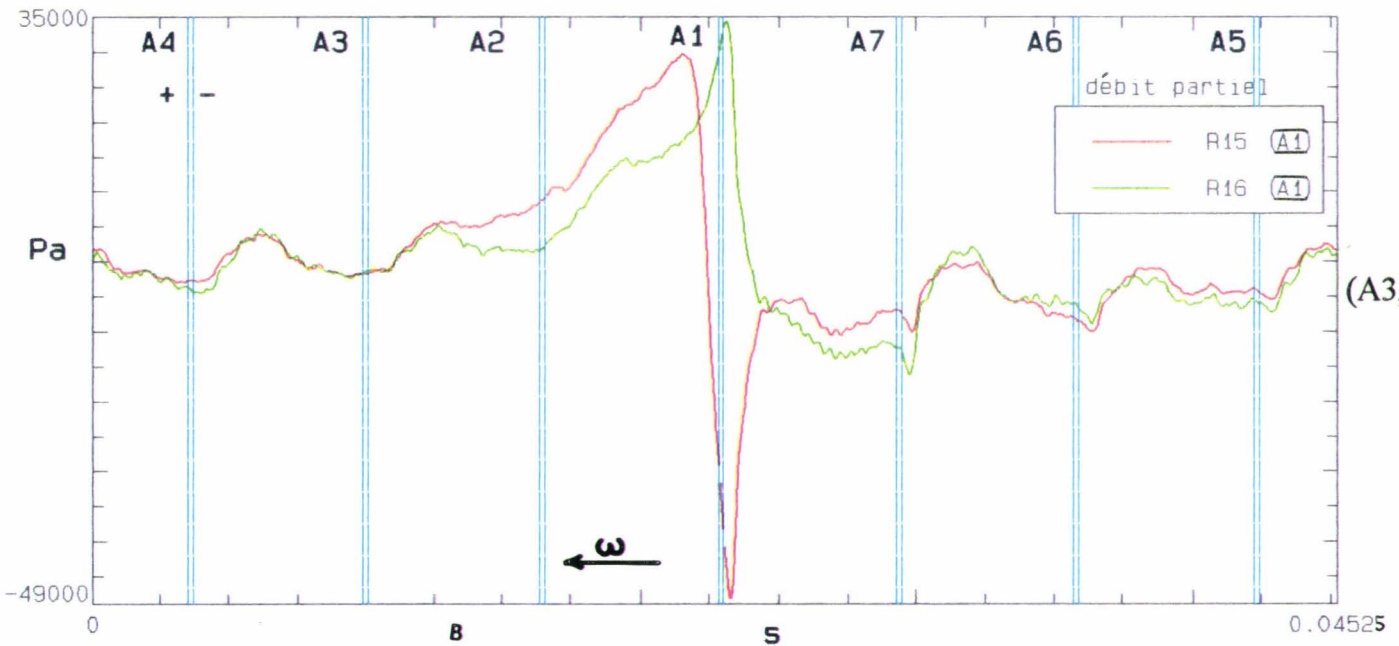
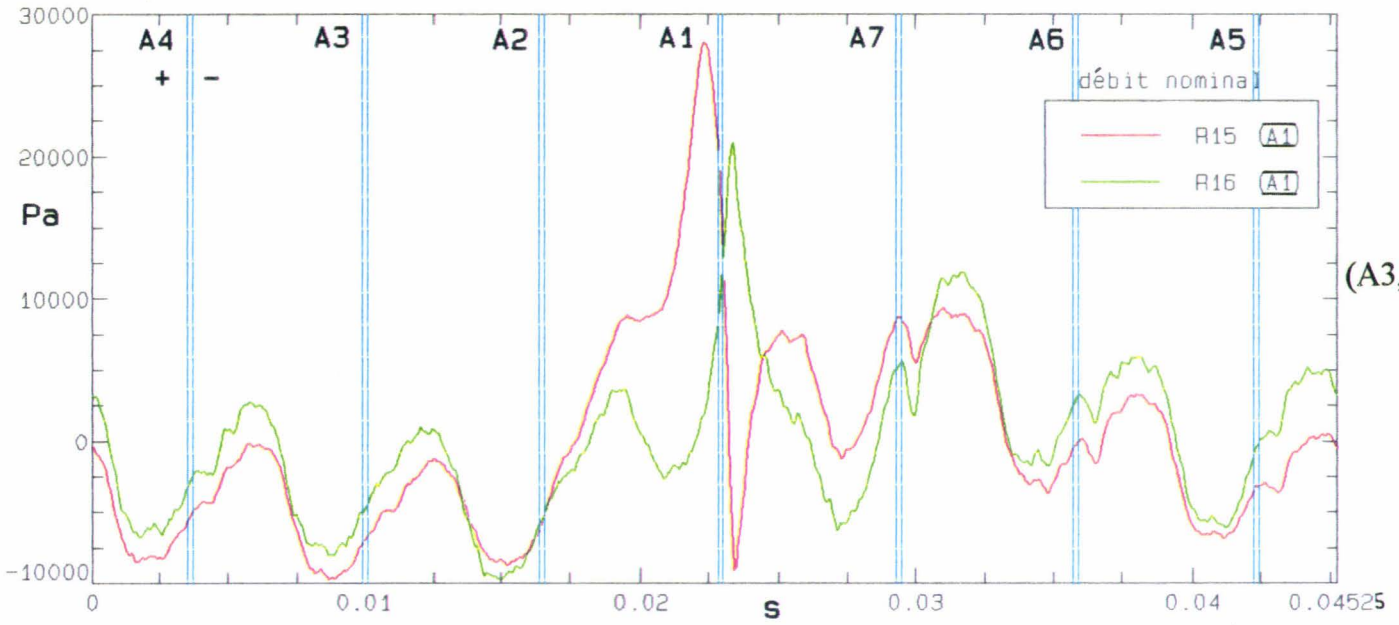
Analyse des fluctuations de pression sur deux aubages consécutifs



(A3, 12)

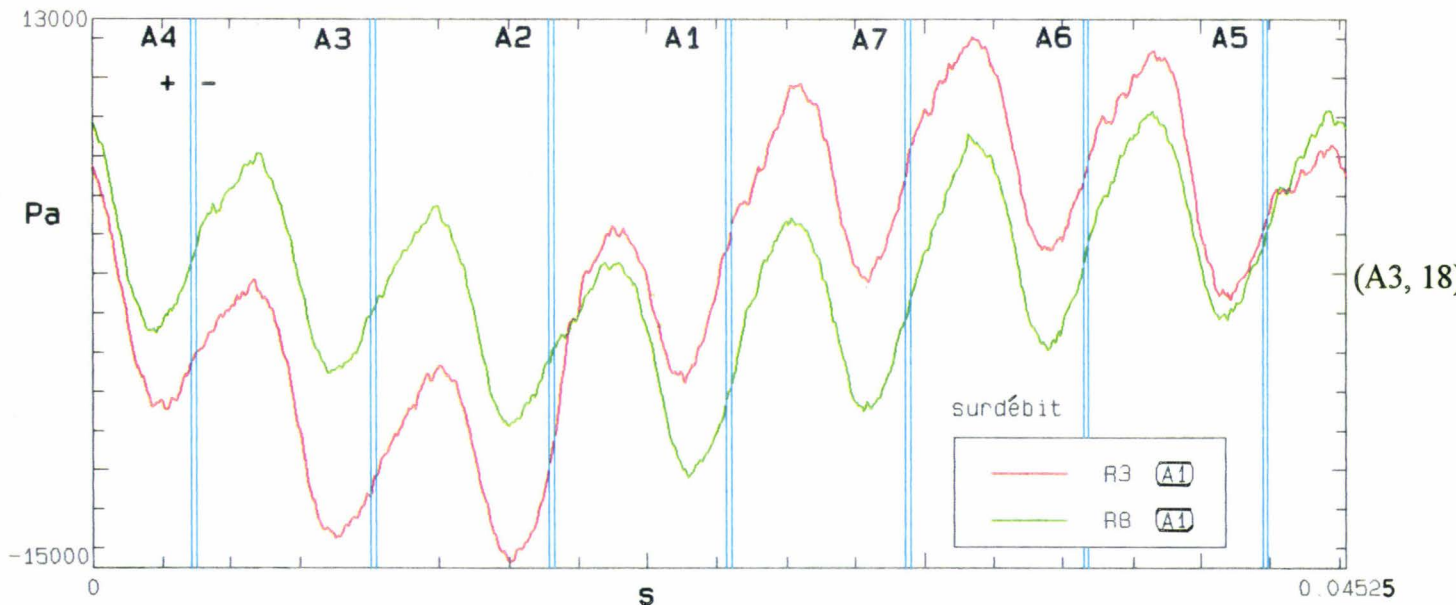
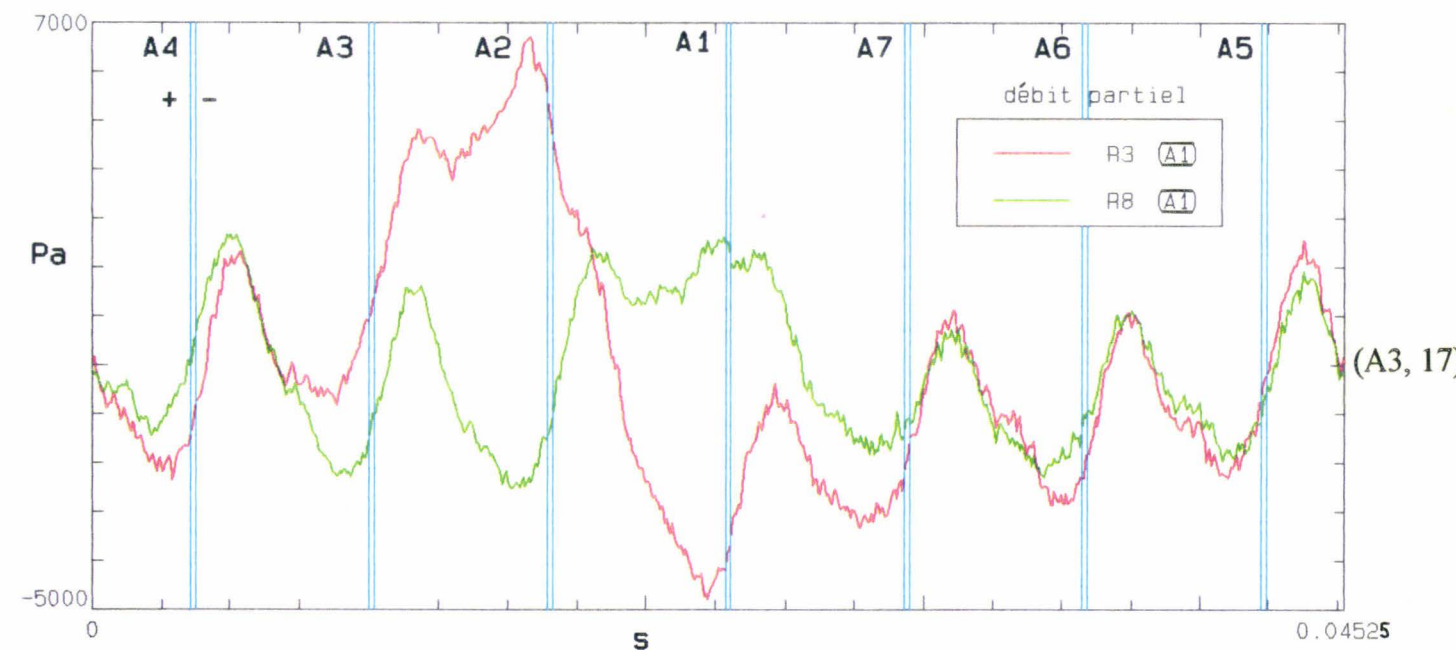
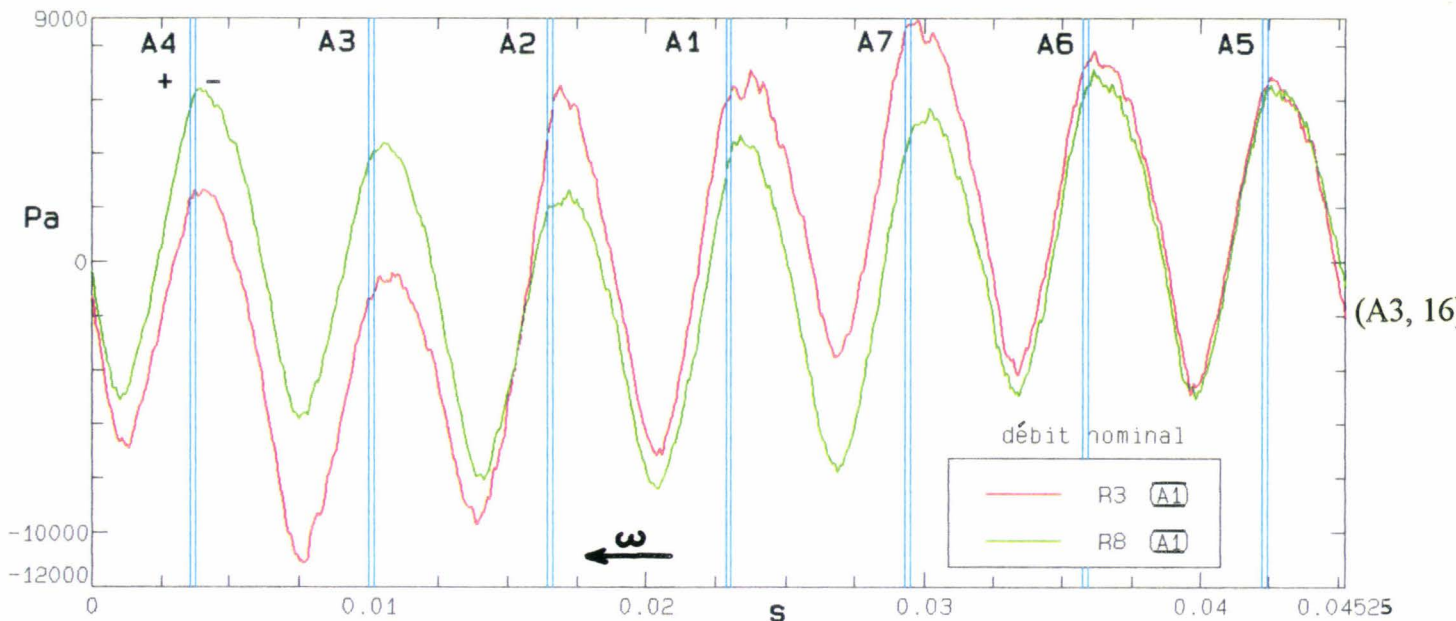
Analyse des fluctuations de pression de part et d'autre d'un aubage

Analyse à N=1330 tr/min et à trois débits différents

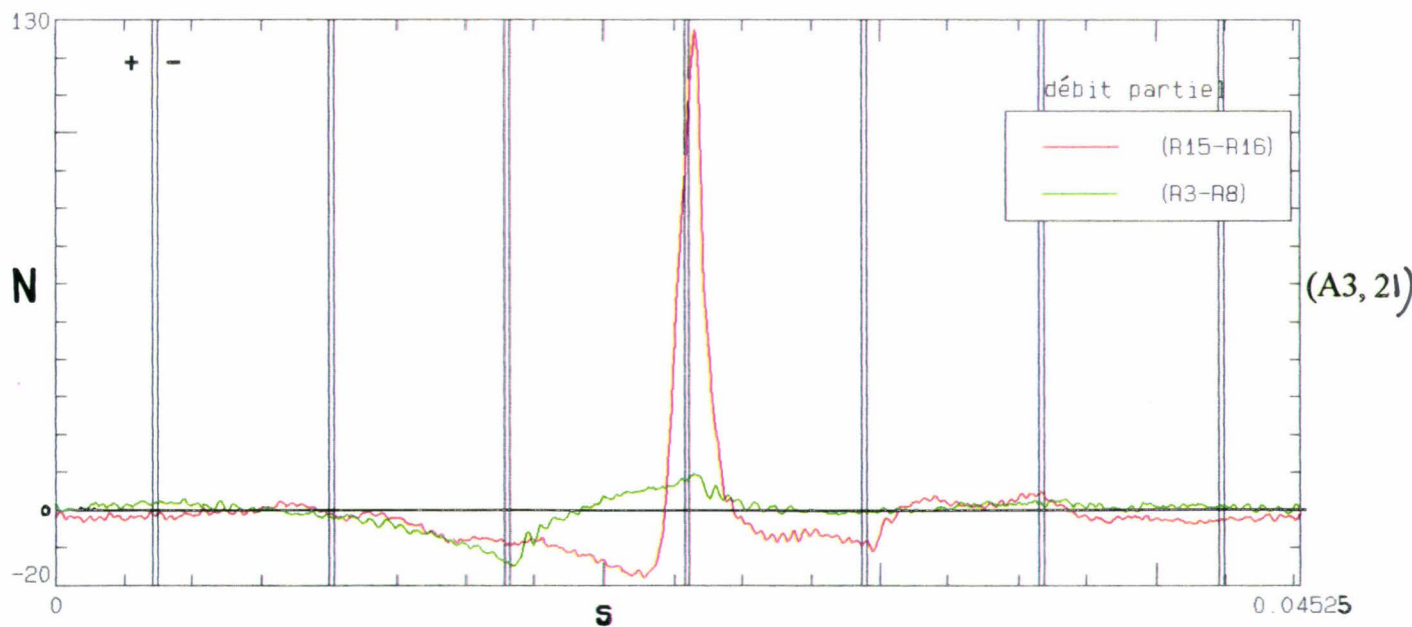
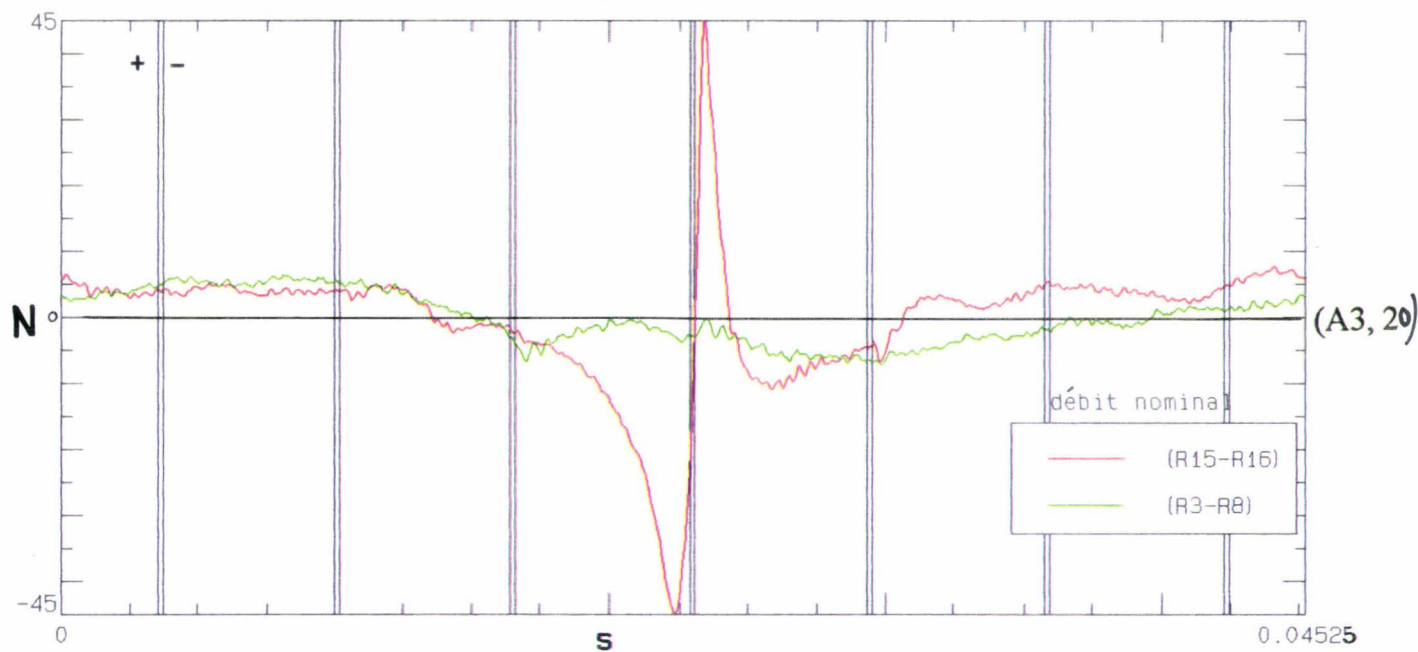
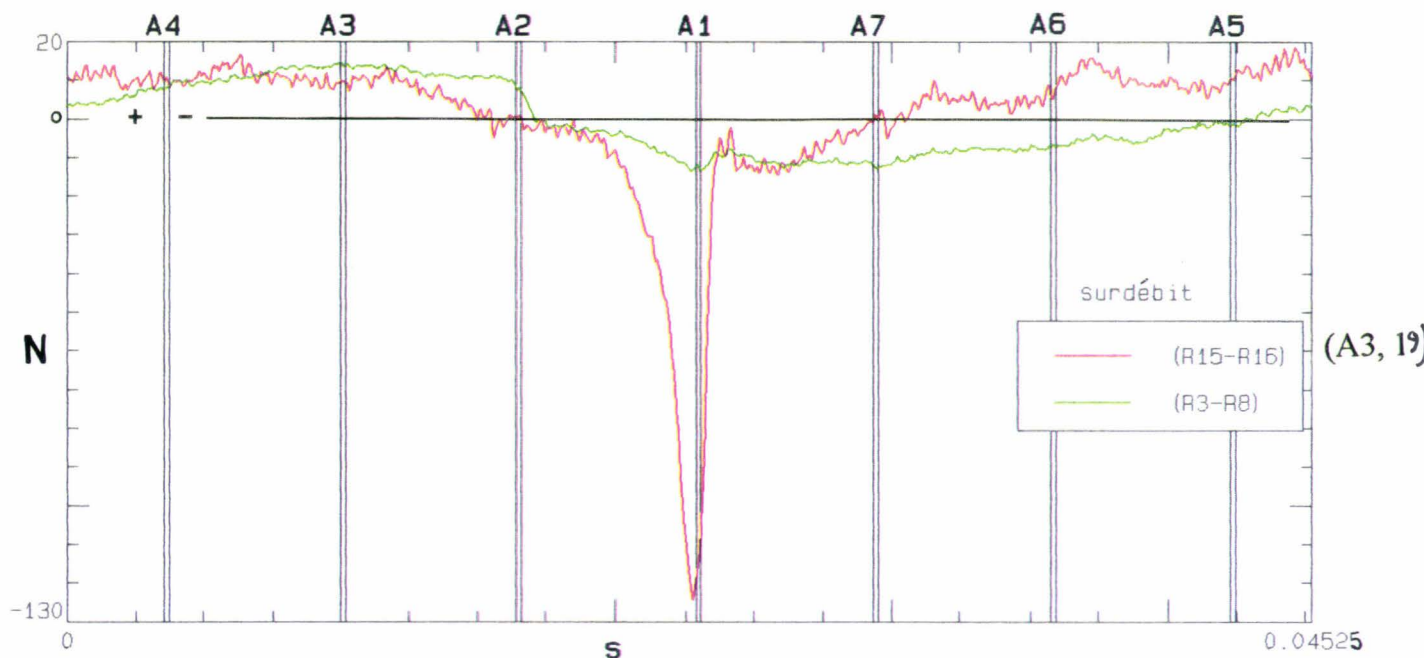


Analyse des fluctuations de pression de part et d'autre d'un aubage

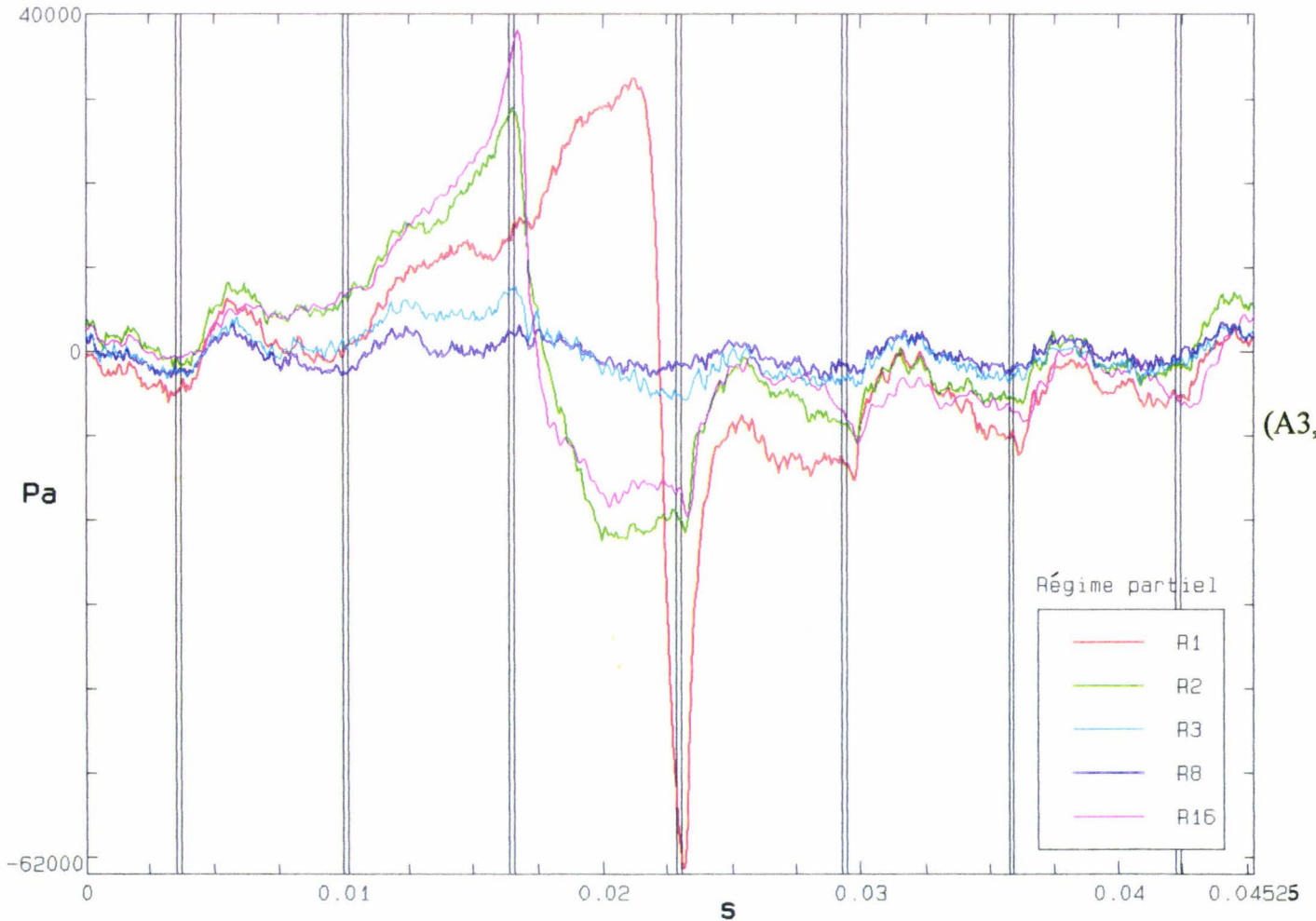
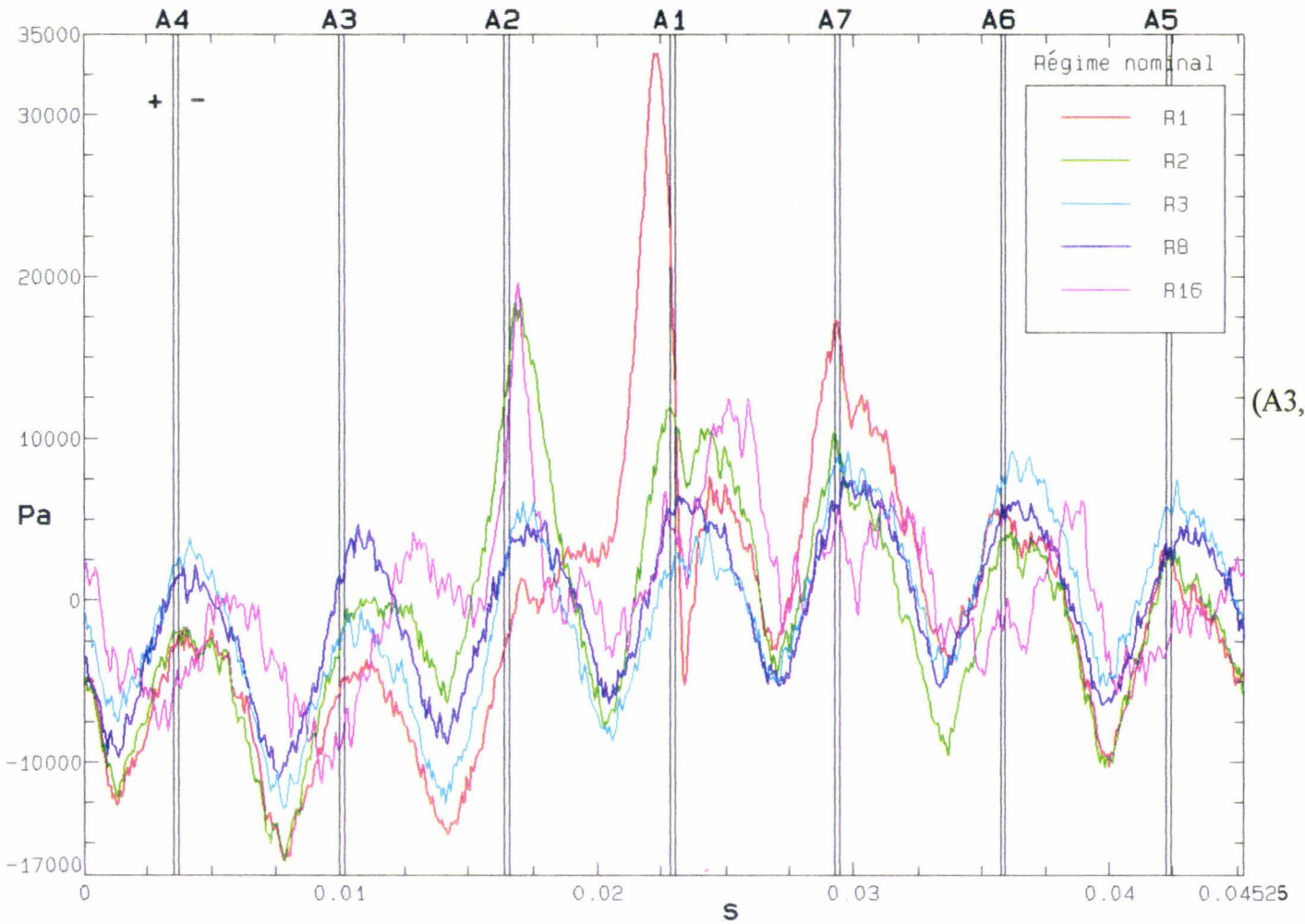
Analyse à N=1330 tr/min et à trois débits différents



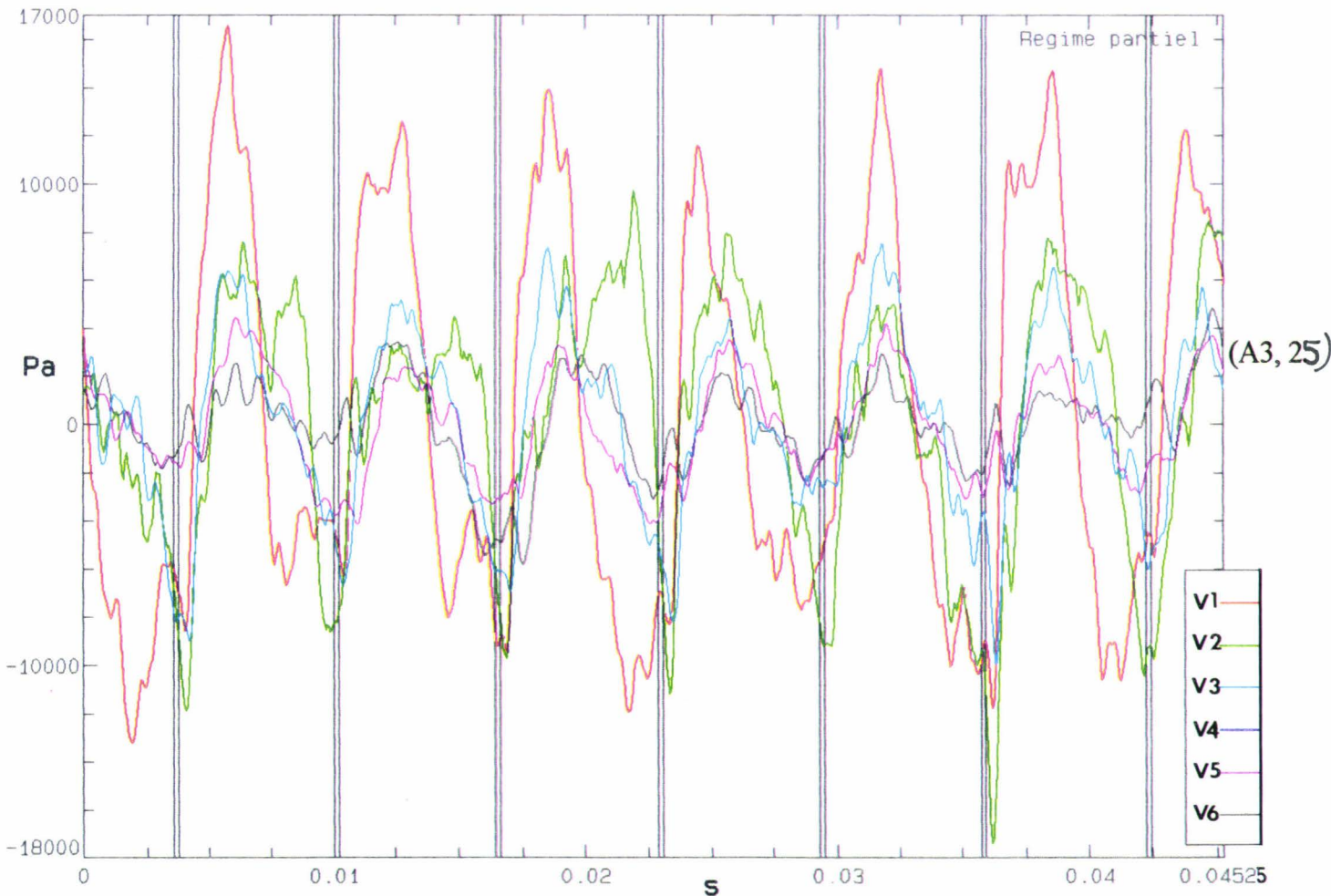
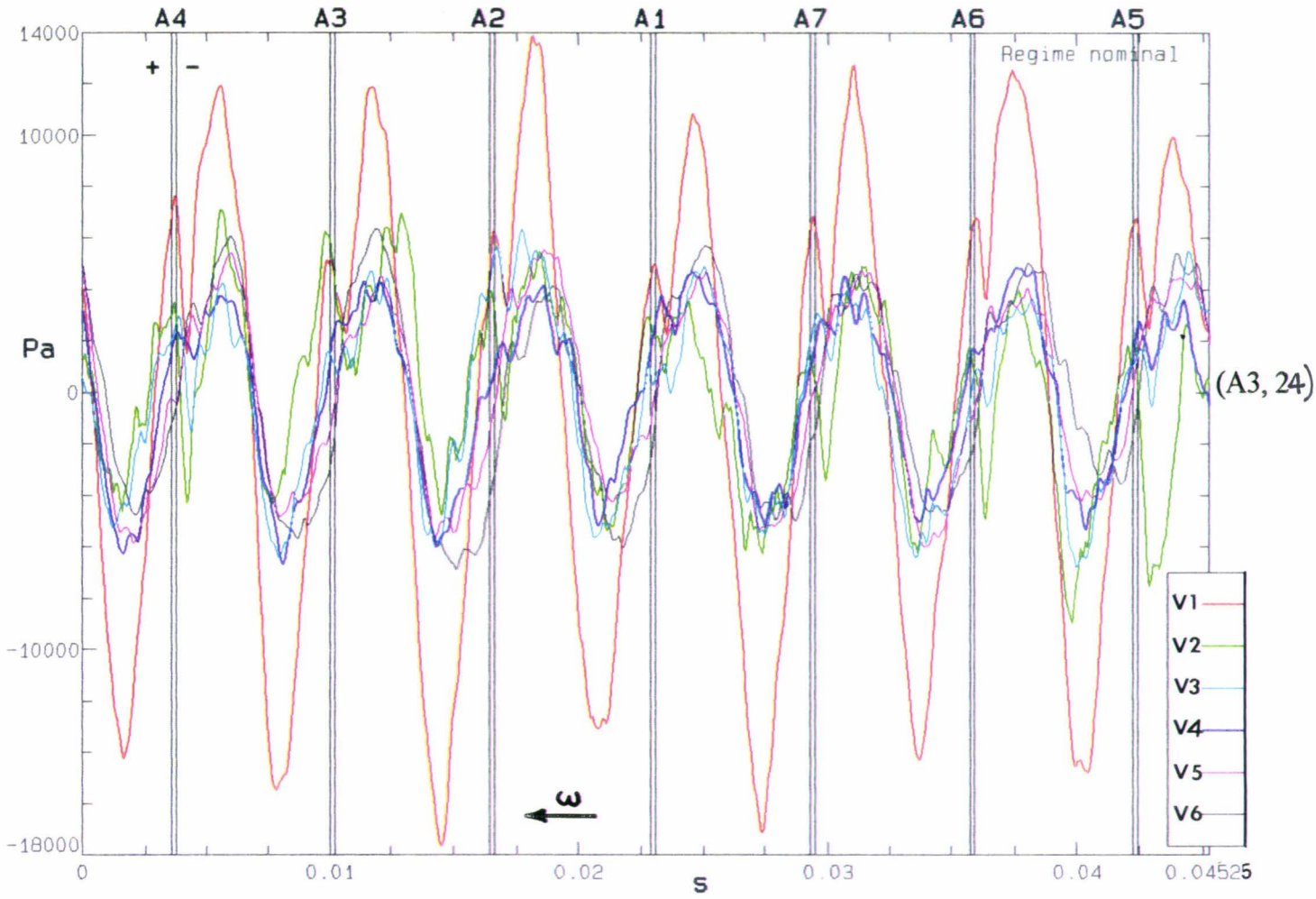
Analyse des fluctuations de force sur les aubages
Analyse à N=1330 tr/min et à trois débits différents

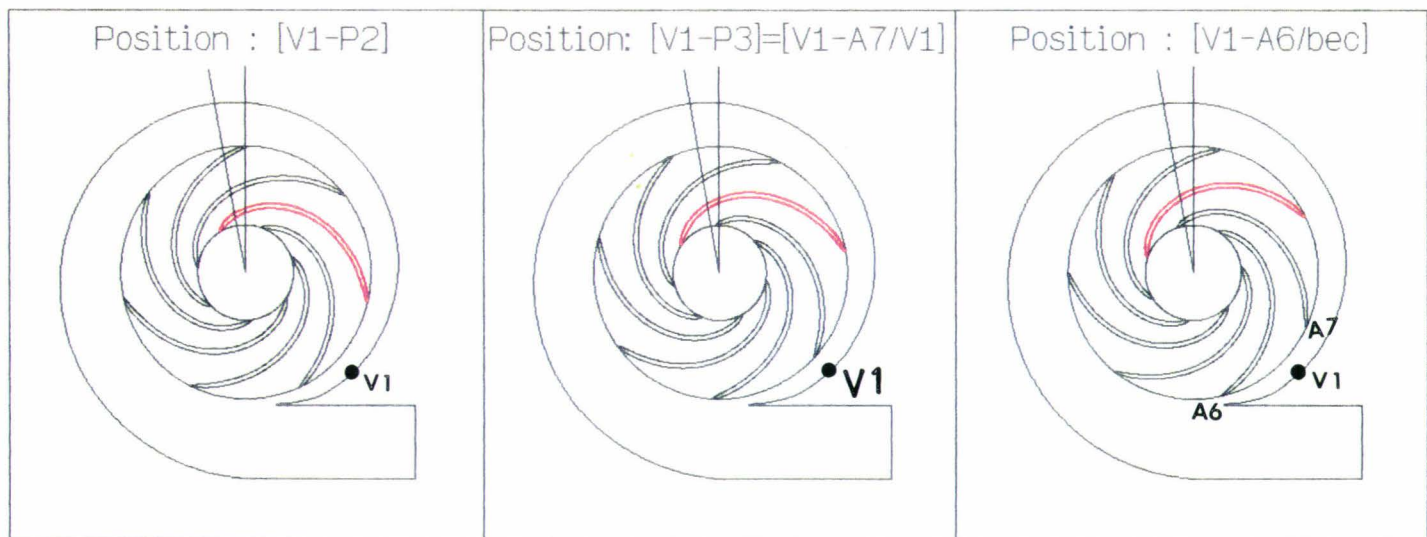
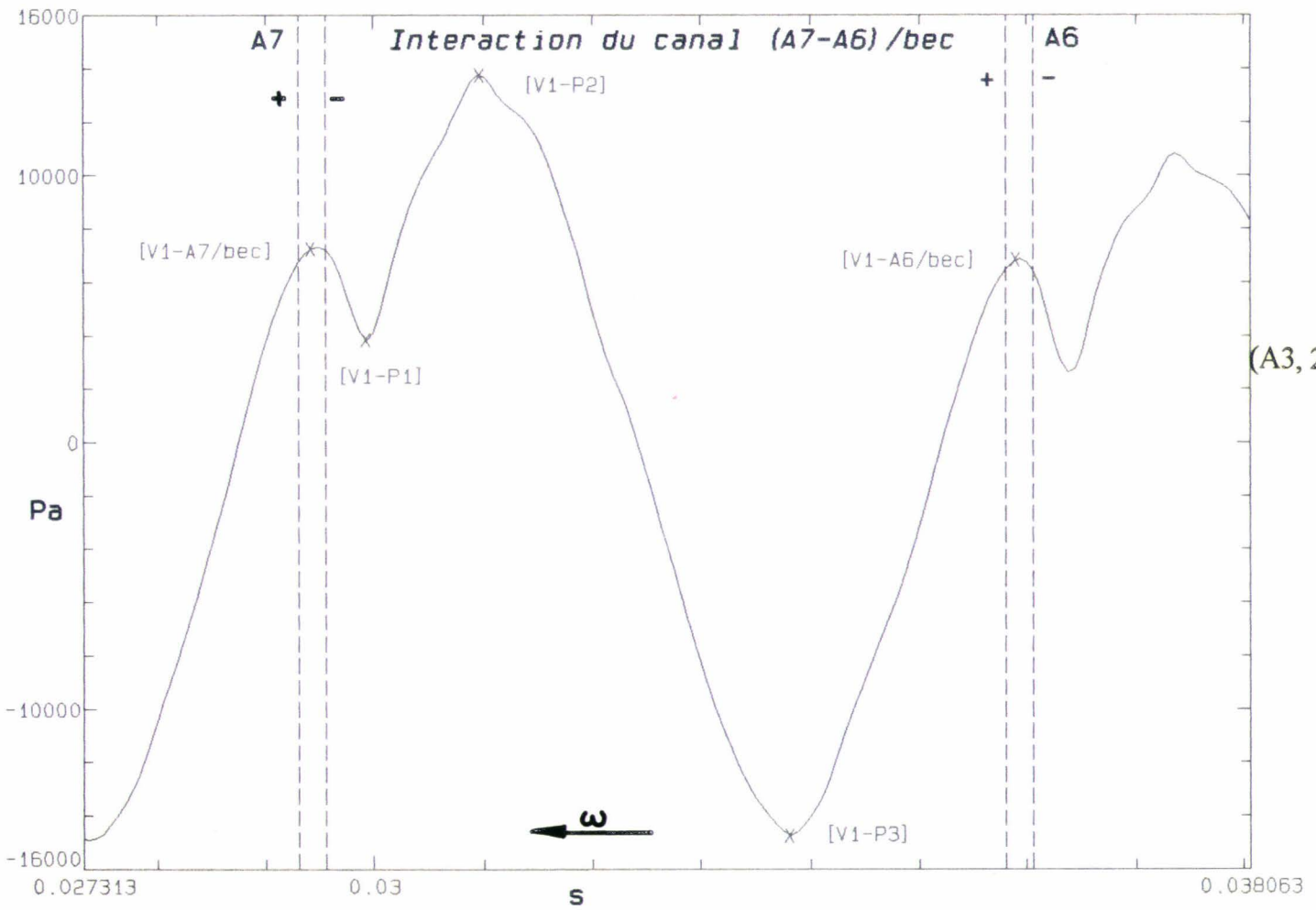
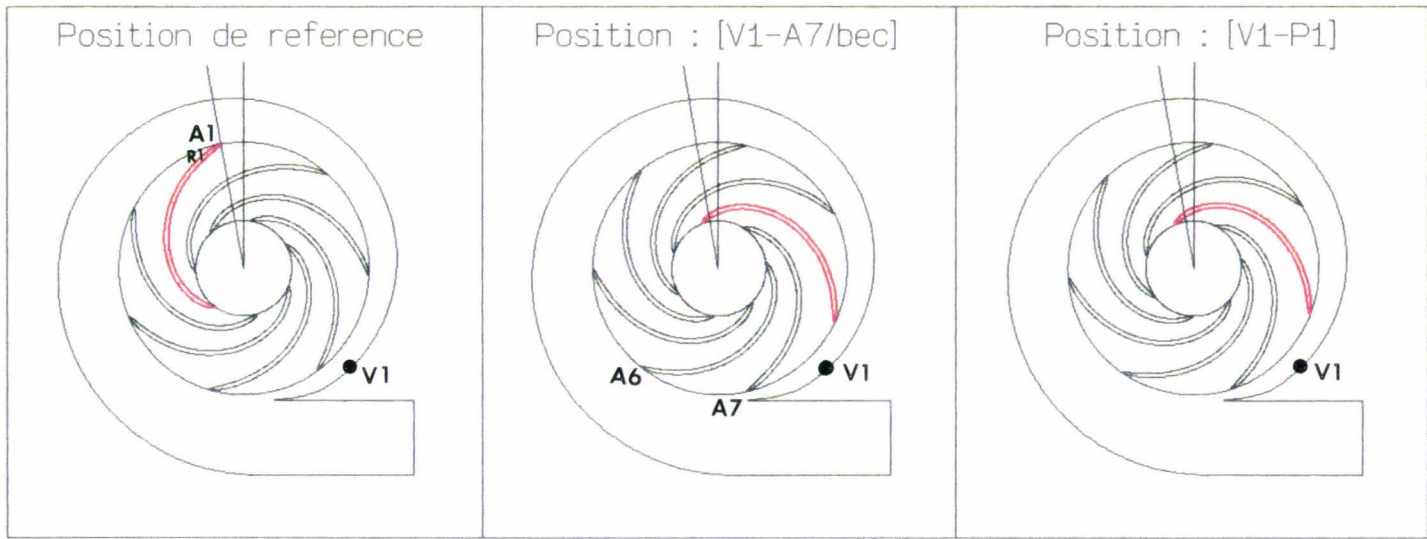


Analyse des fluctuations de pression dans un canal de roue

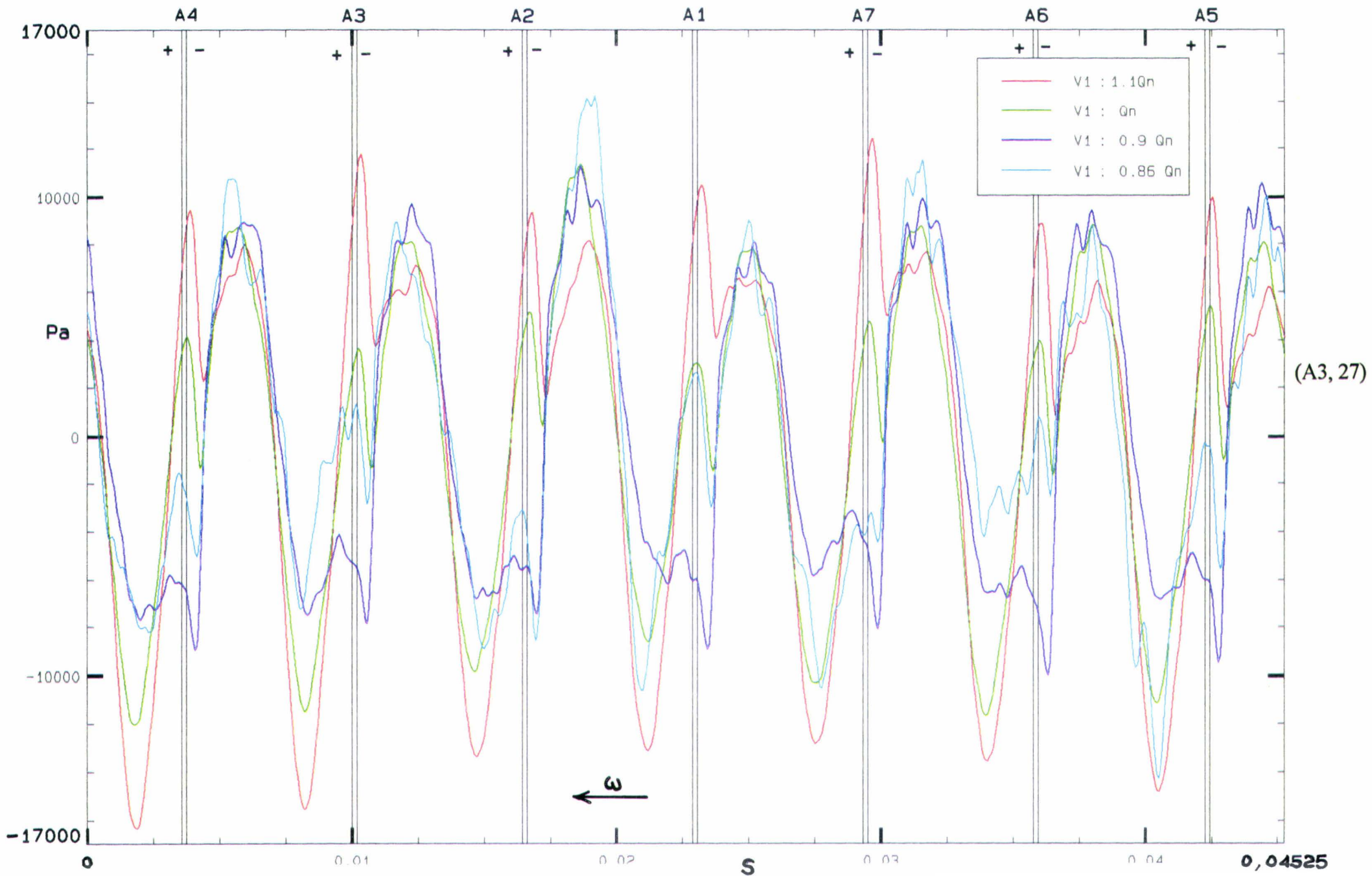


Analyse des fluctuations de pression dans la volute





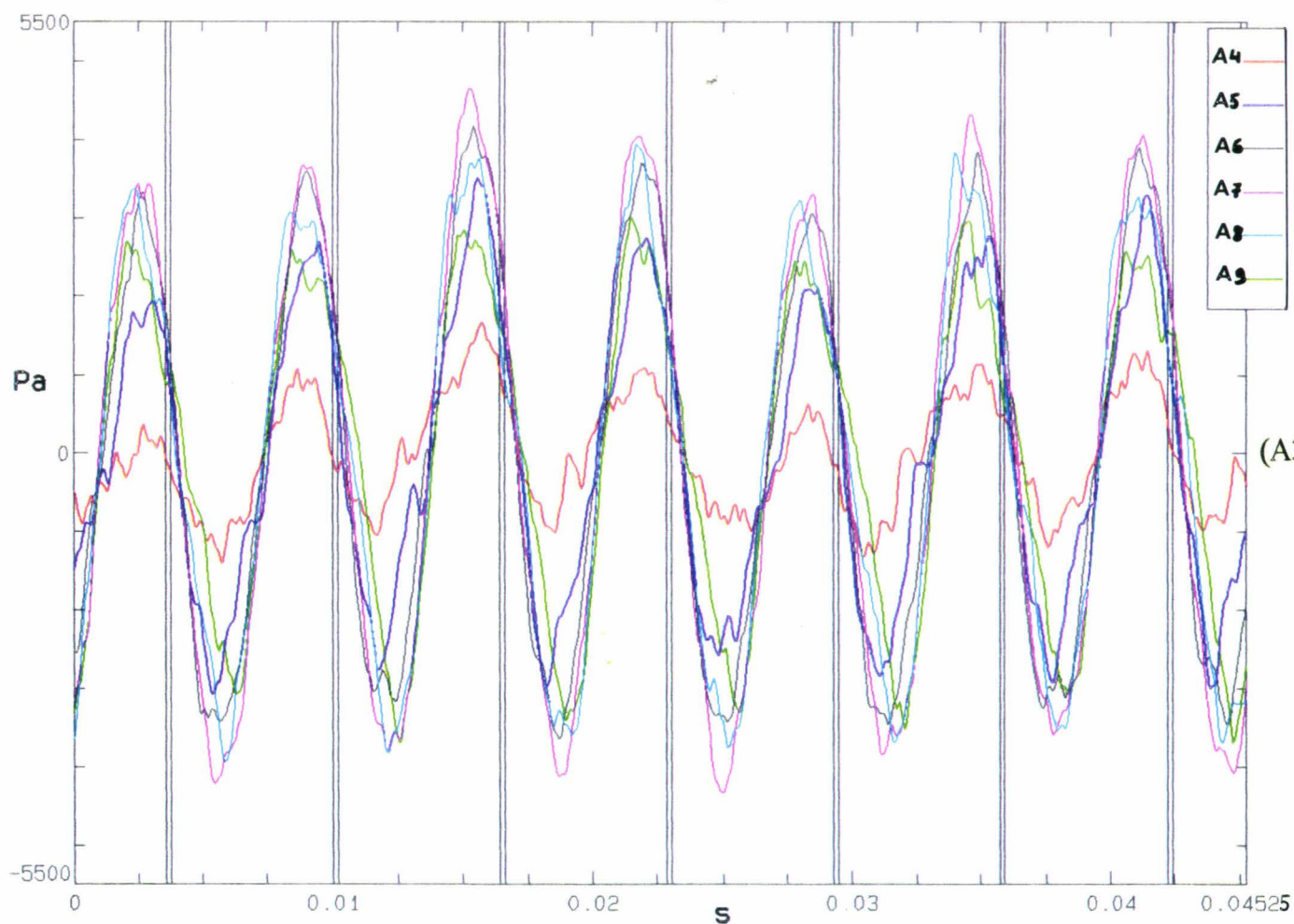
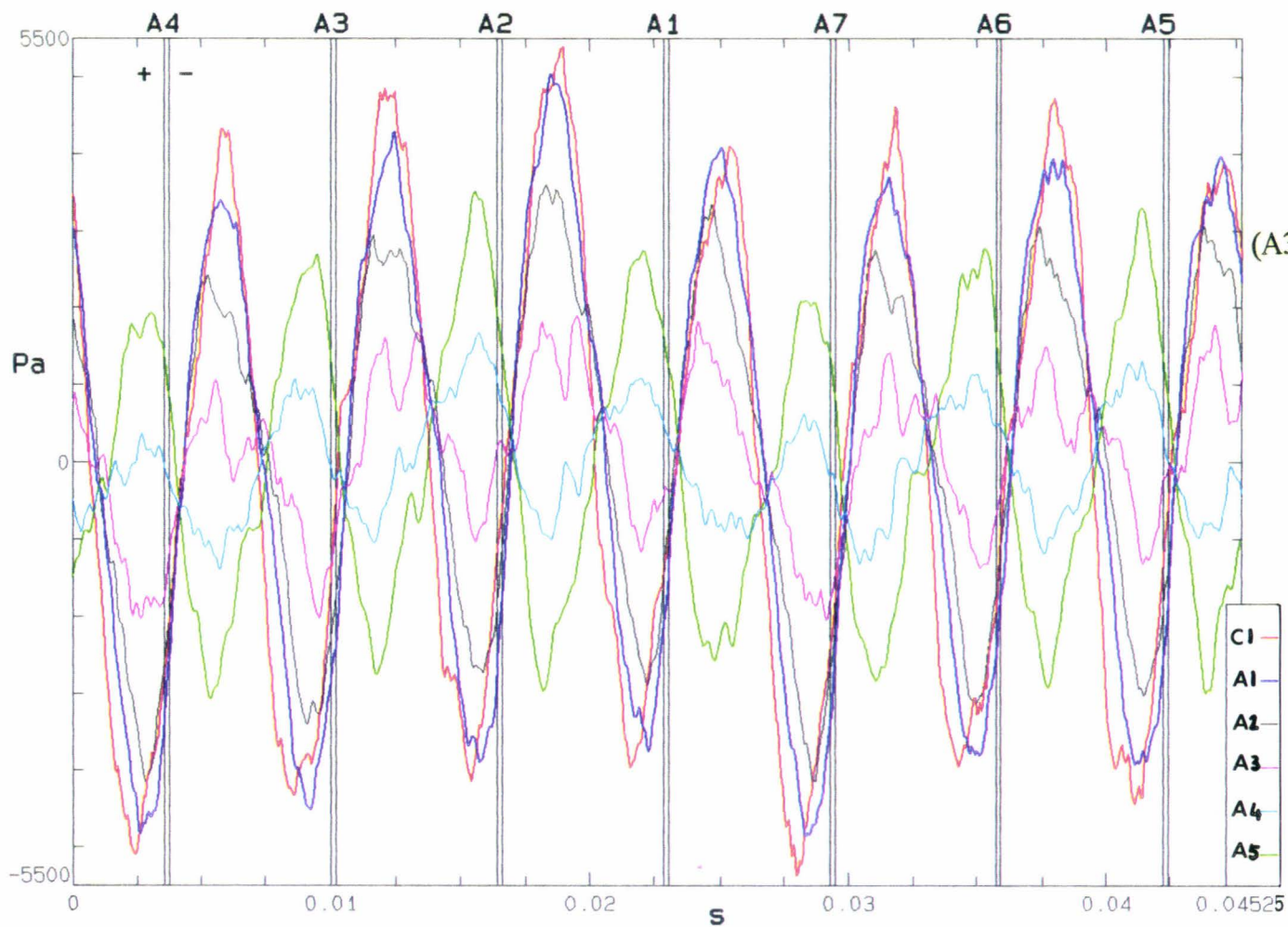
Comparaison des mesures près du bec de volute à 1330 tr/min et à 4 débits différents



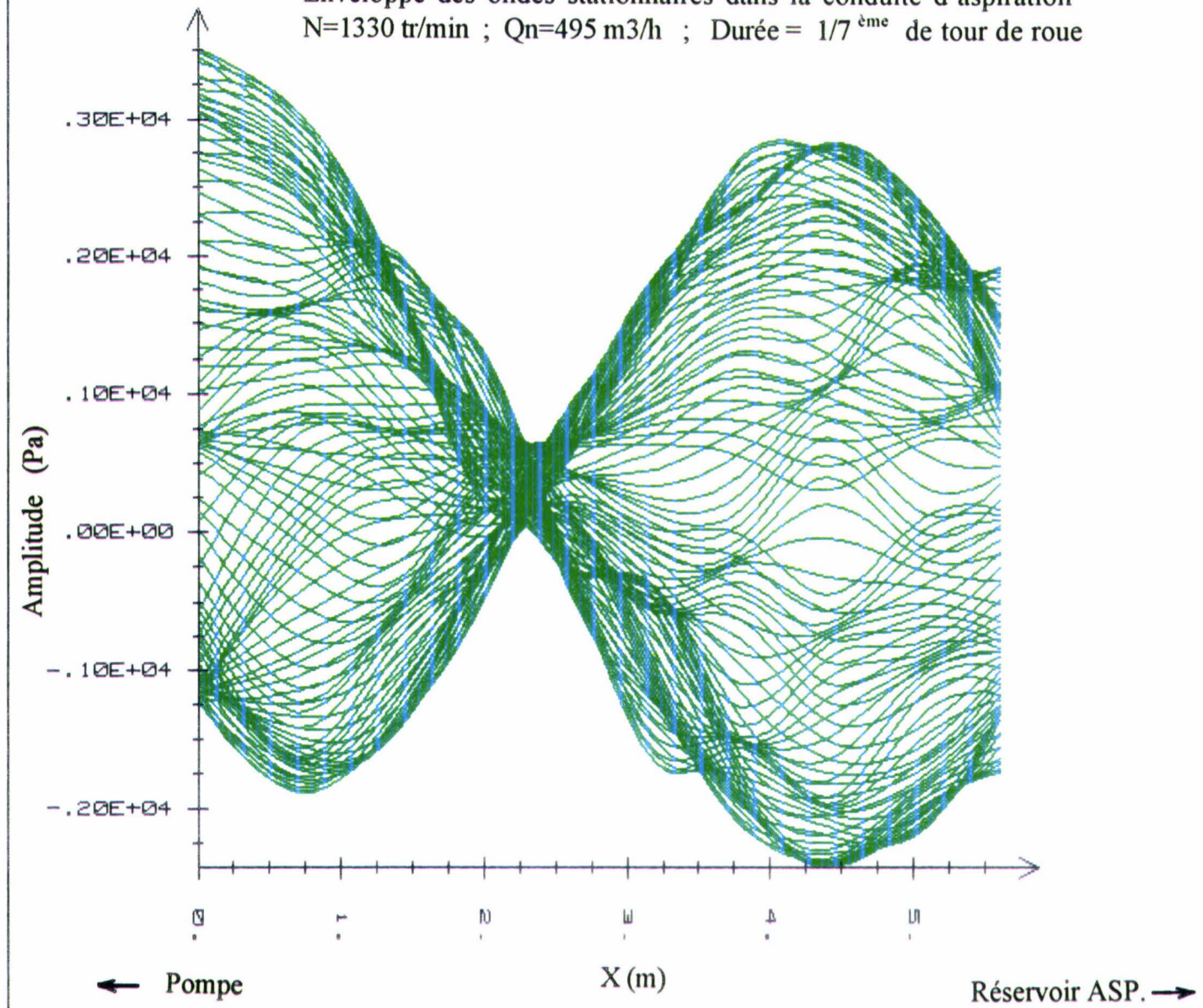
(A3, 27)

- 207 -

ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (1330 tr/min-495 m3/h)



Enveloppe des ondes stationnaires dans la conduite d'aspiration
N=1330 tr/min ; Qn=495 m3/h ; Durée = 1/7^{ème} de tour de roue



Système d'ondes ASP (A1-A2) loin du bec - N=1330 tr/min

Figures typiques (1 ≡ 16 ≡ Ai/bec)

e62 = 1

e65

e70

e75

e80

e90

e100

e110

e120

e130

e140

e150

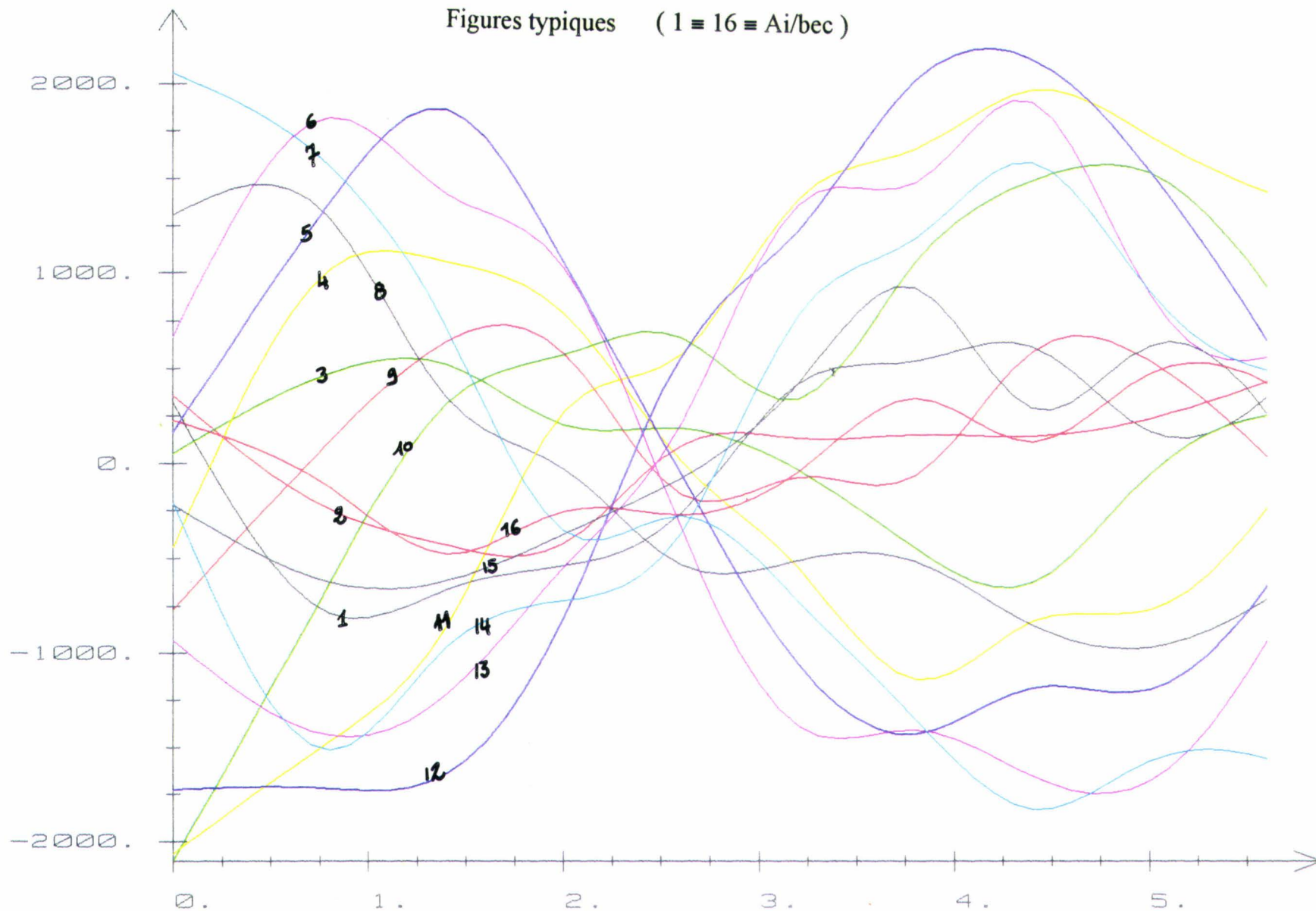
e155

e160

e165

e168 = 16

Pression (Pa)



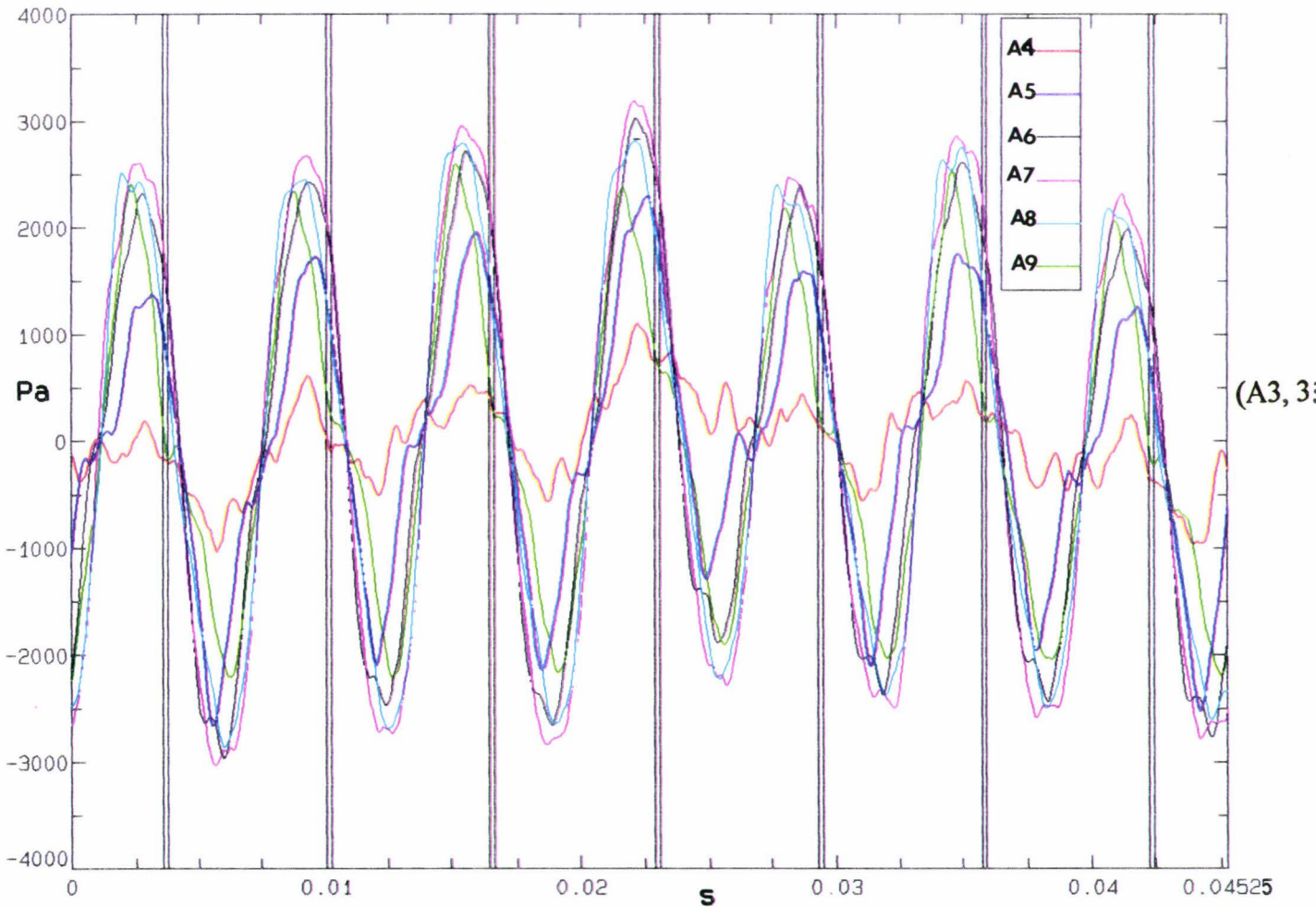
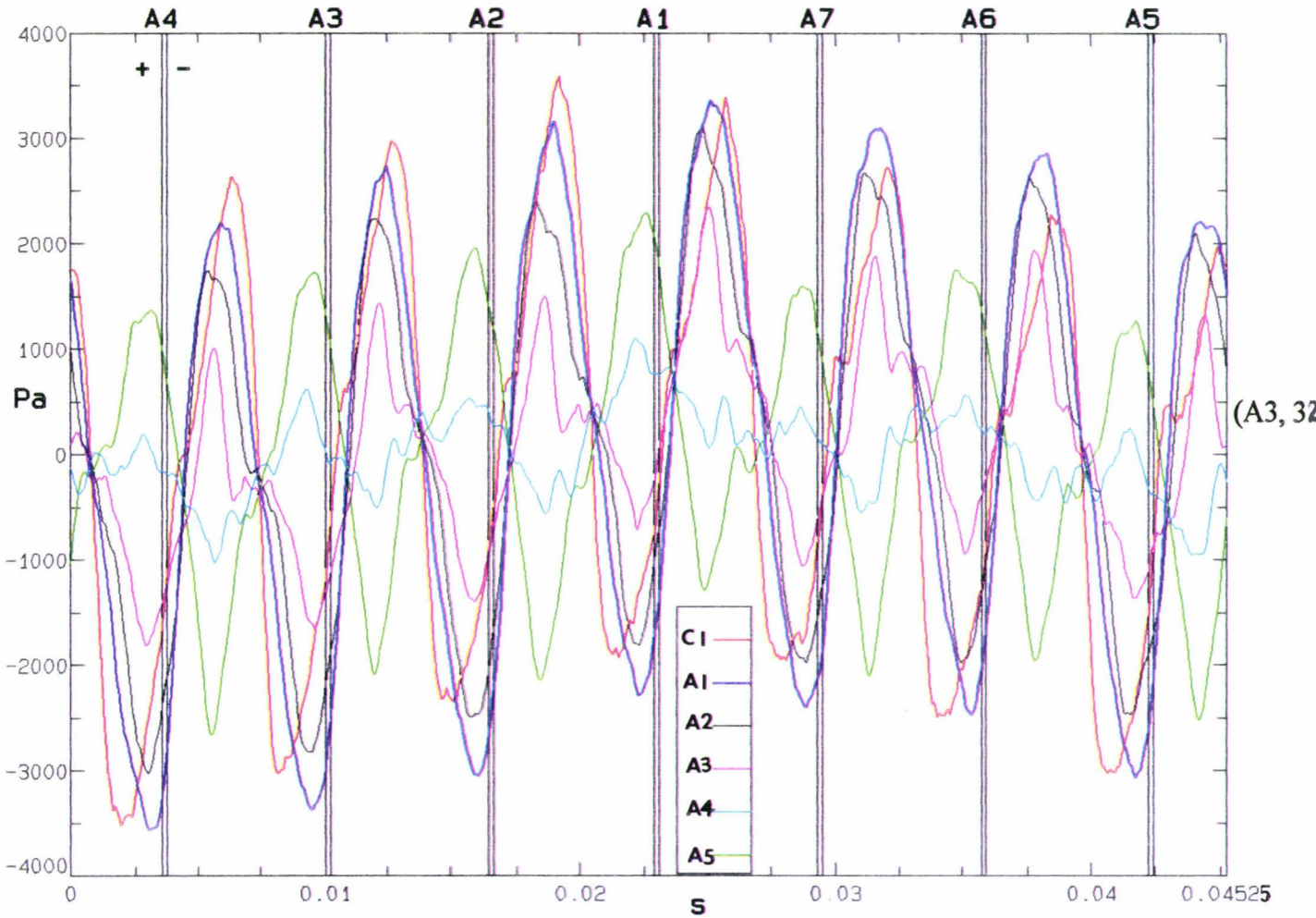
← Pompe

X(m)

Réservoir ASP. →

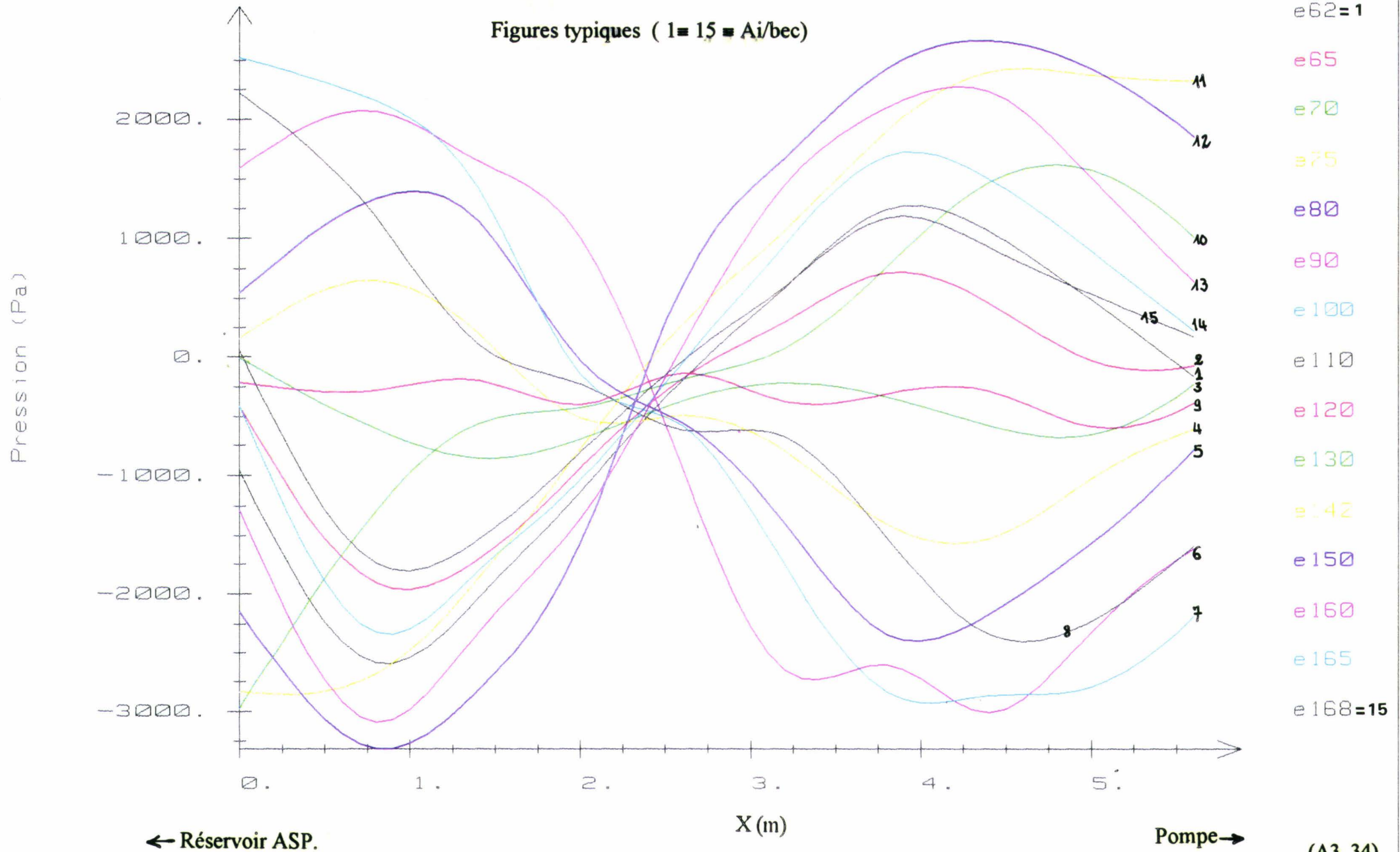
(A3, 31)

ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (1330 tr/min-542 m3/h)

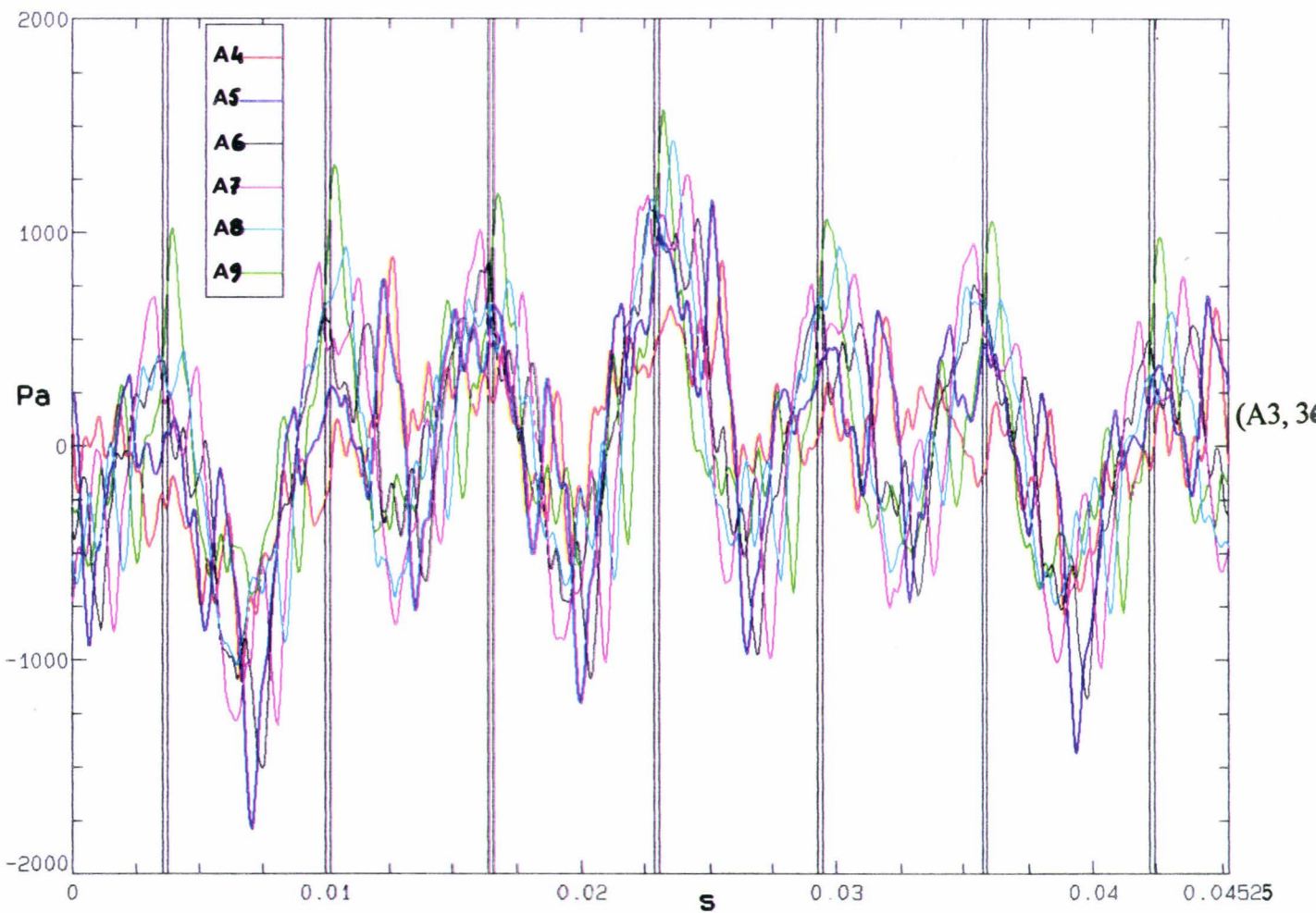
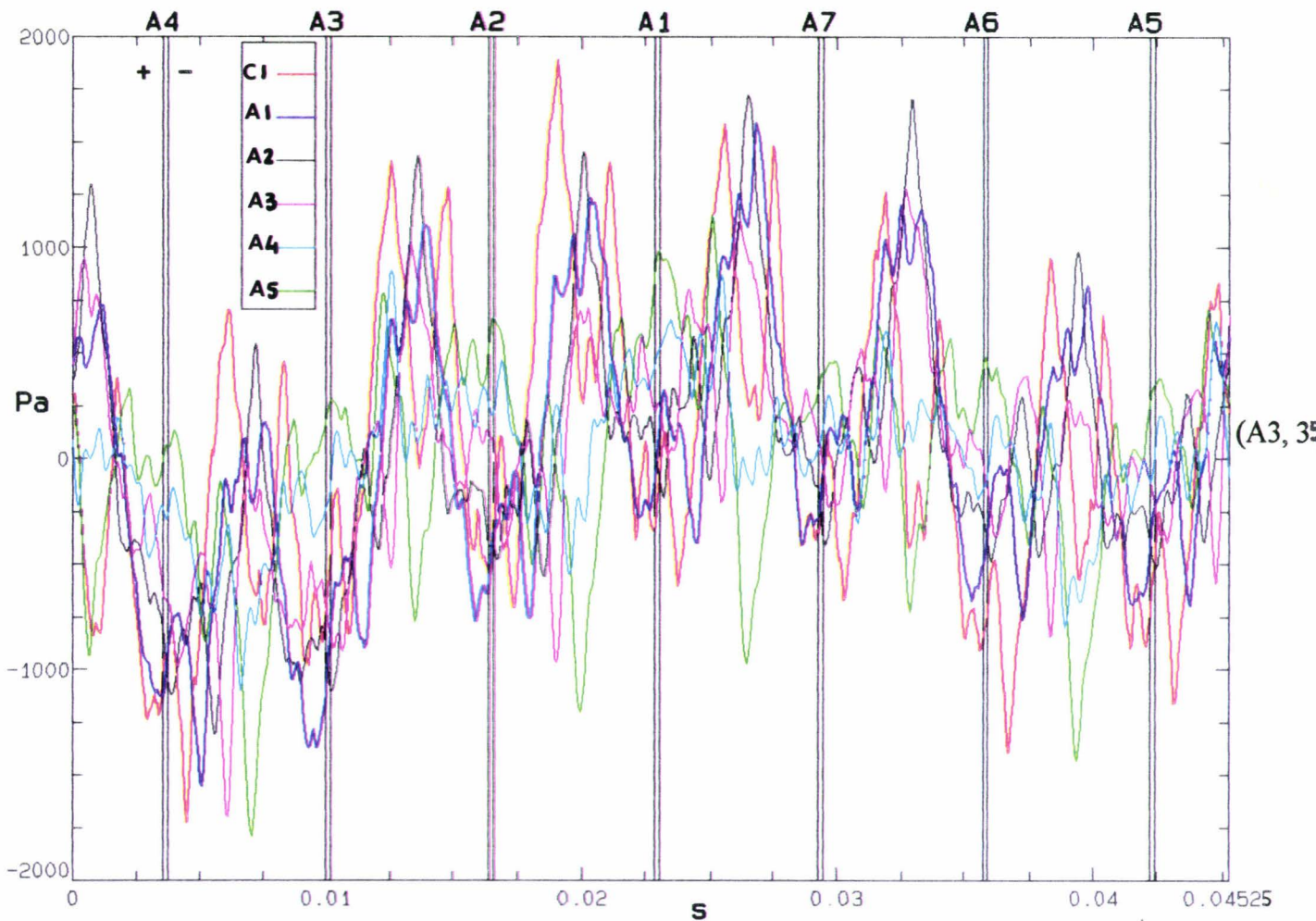


Système d'ondes ASP. (A1-A2) loin du bec ; (N = 1330 tr/min ; Q = 542 m³/h)

Figures typiques (1 = 15 = A_i/bec)

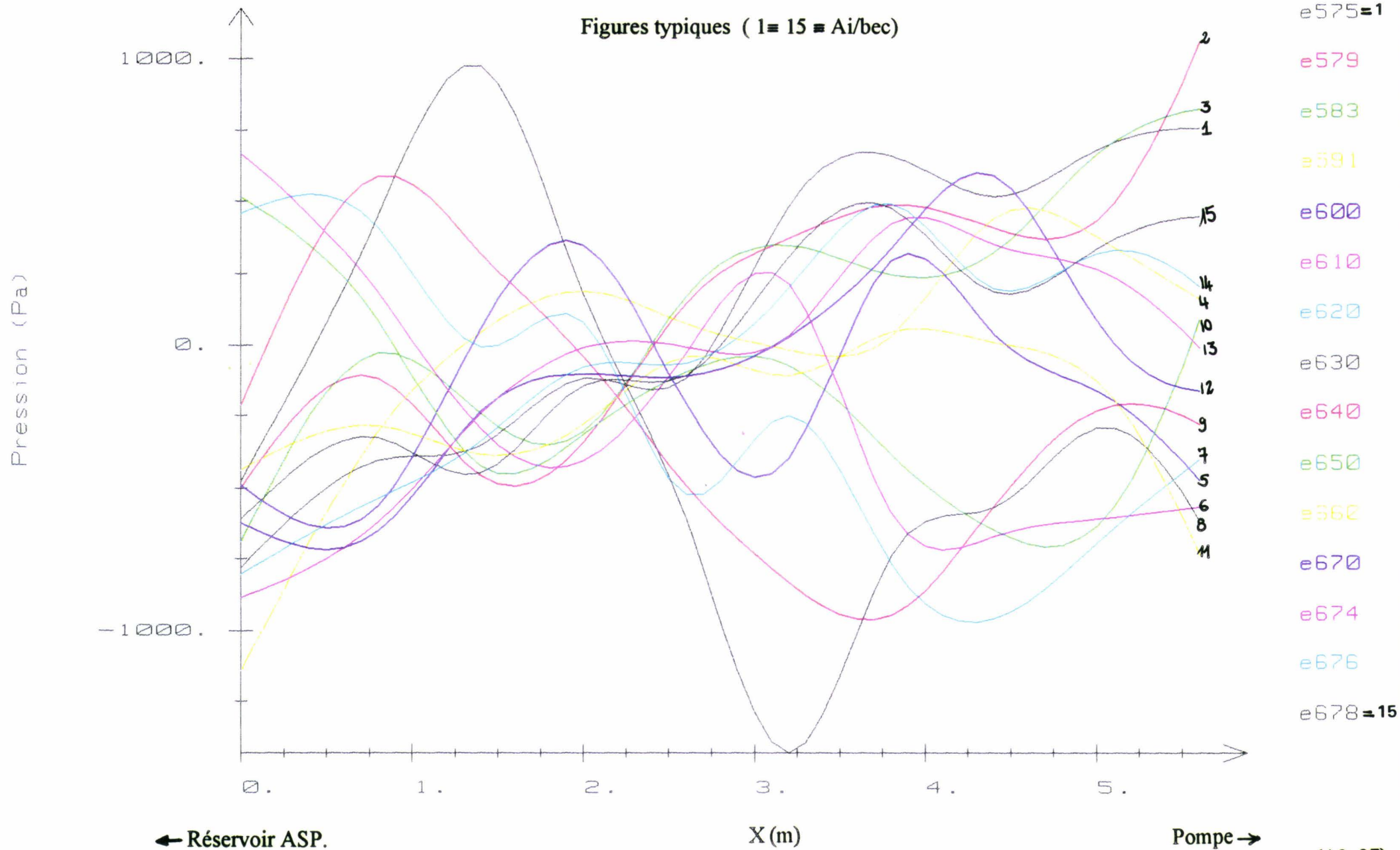


ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (1330 tr/min-427 m3/h)

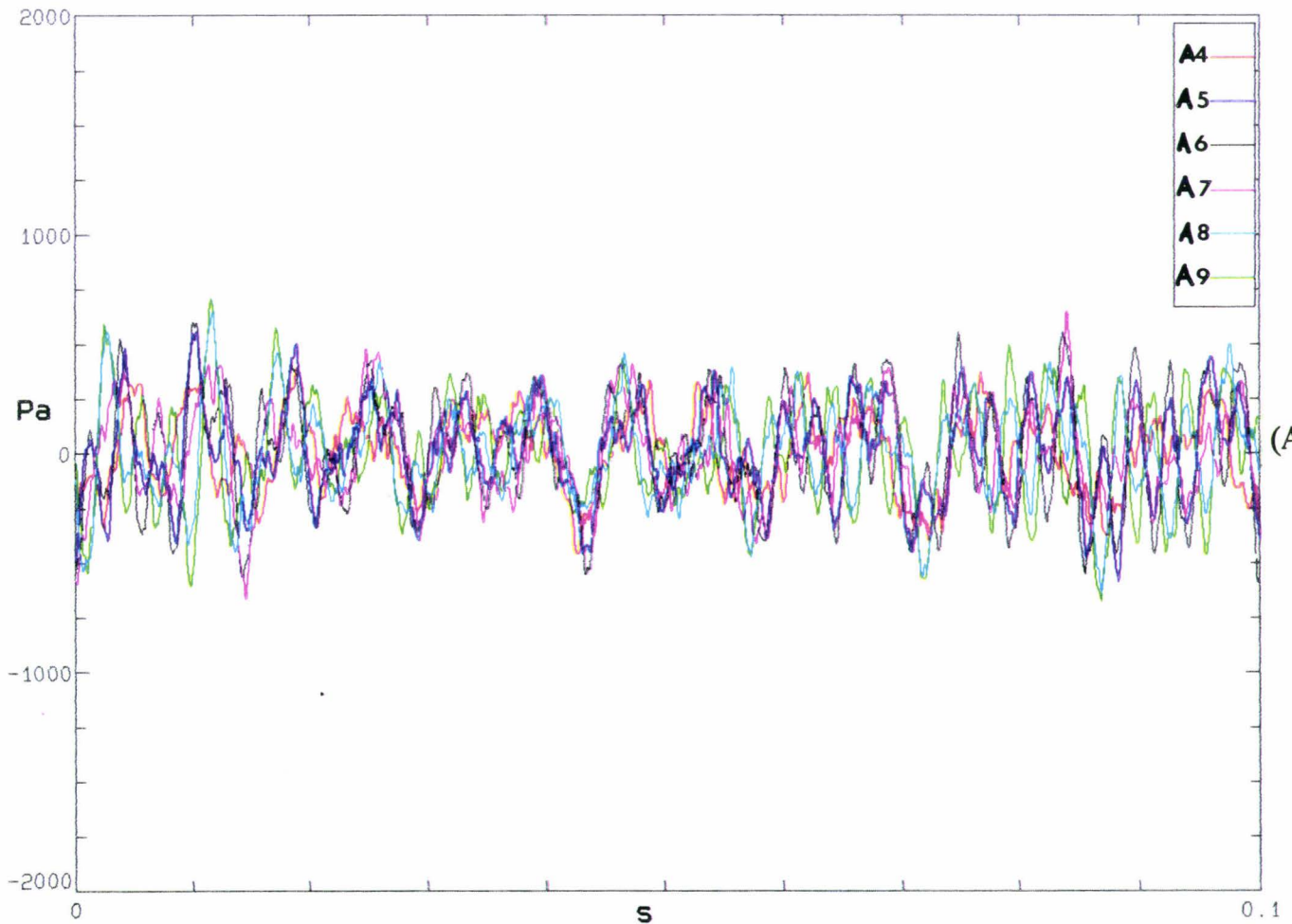
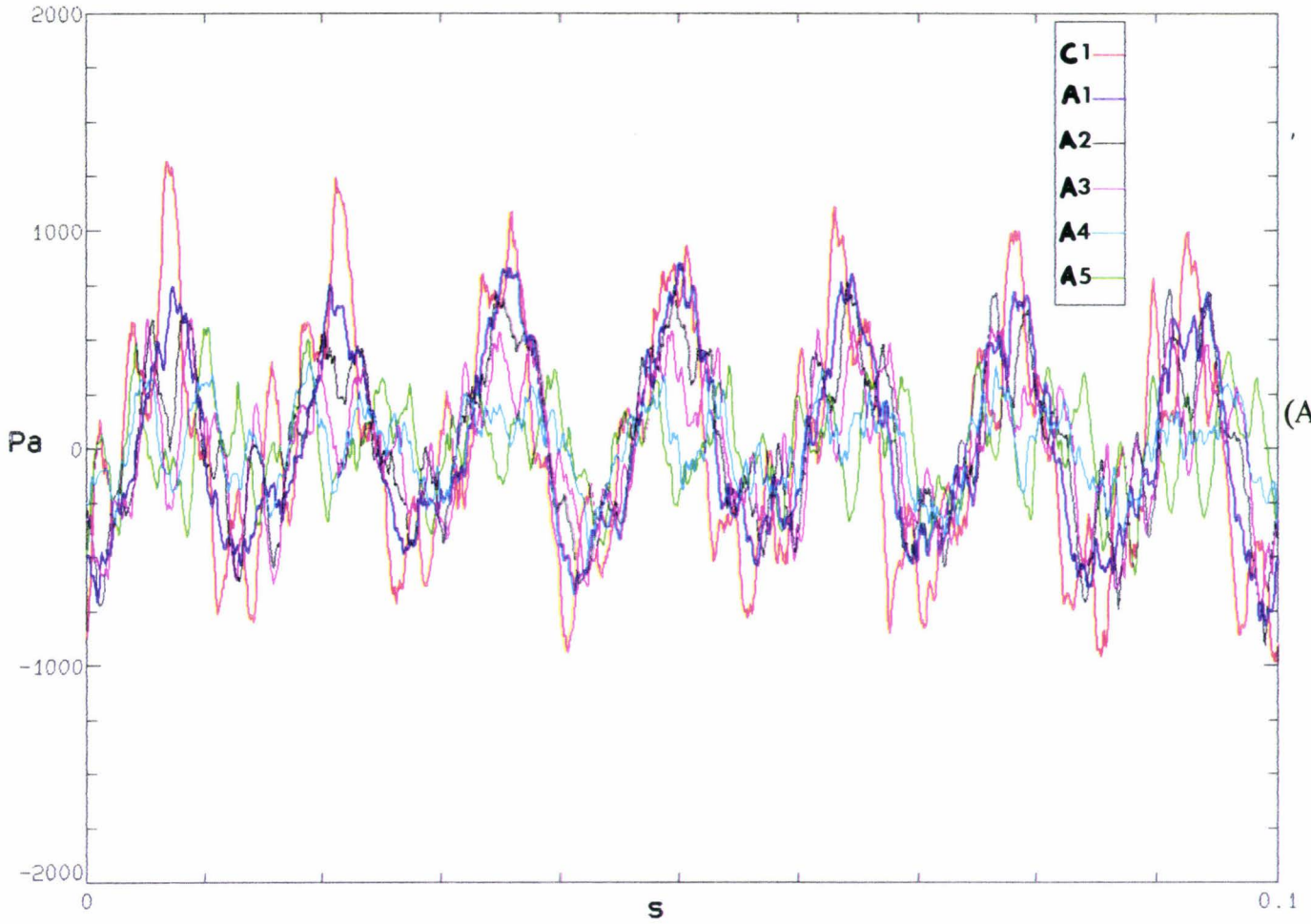


Système d'ondes ASP. (A1-A2) loin du bec ; (N = 1330 tr/min ; Q = 427 m³/h)

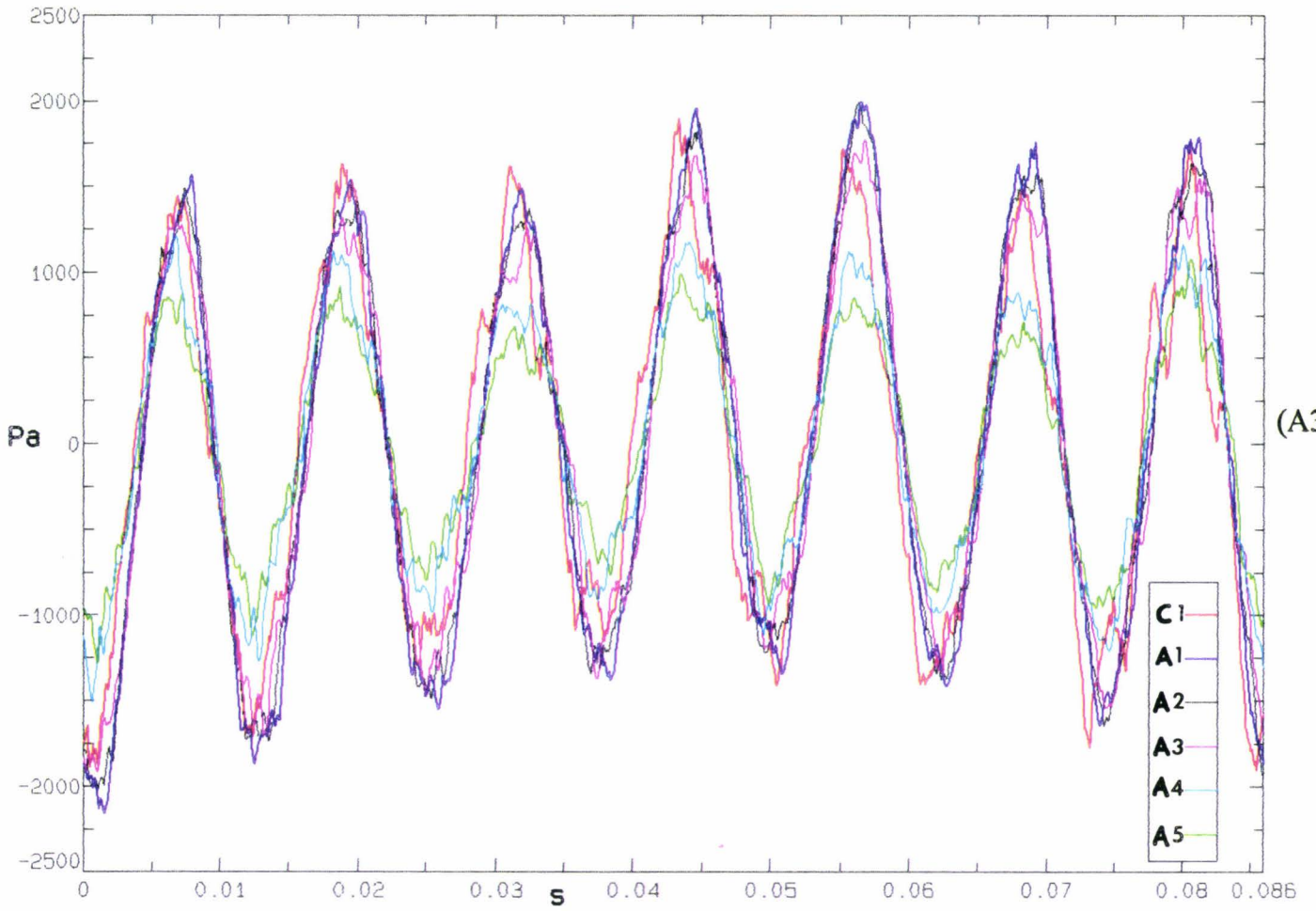
Figures typiques (1 = 15 = Ai/bec)



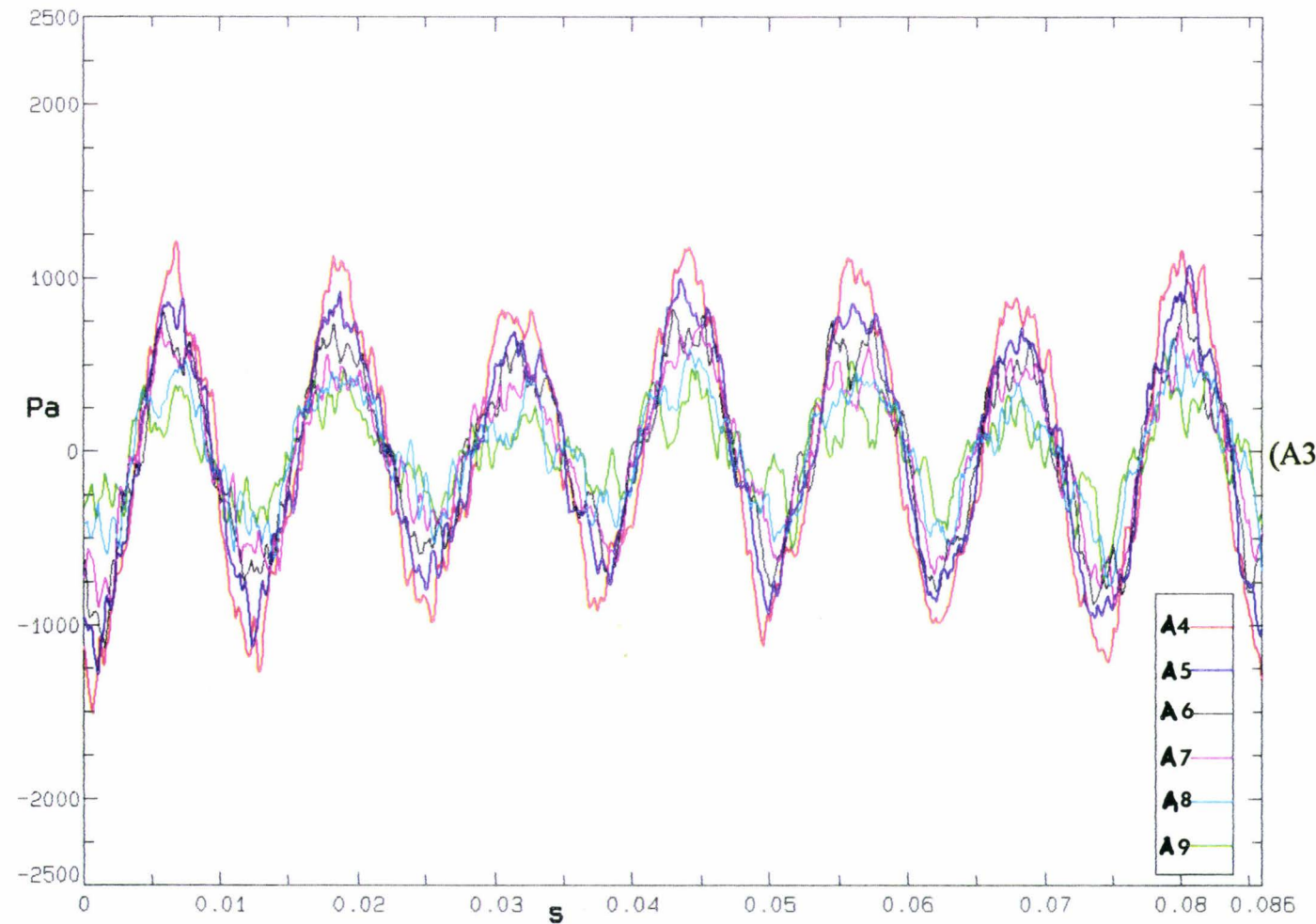
ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (600 tr/min)



ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (700 tr/min)

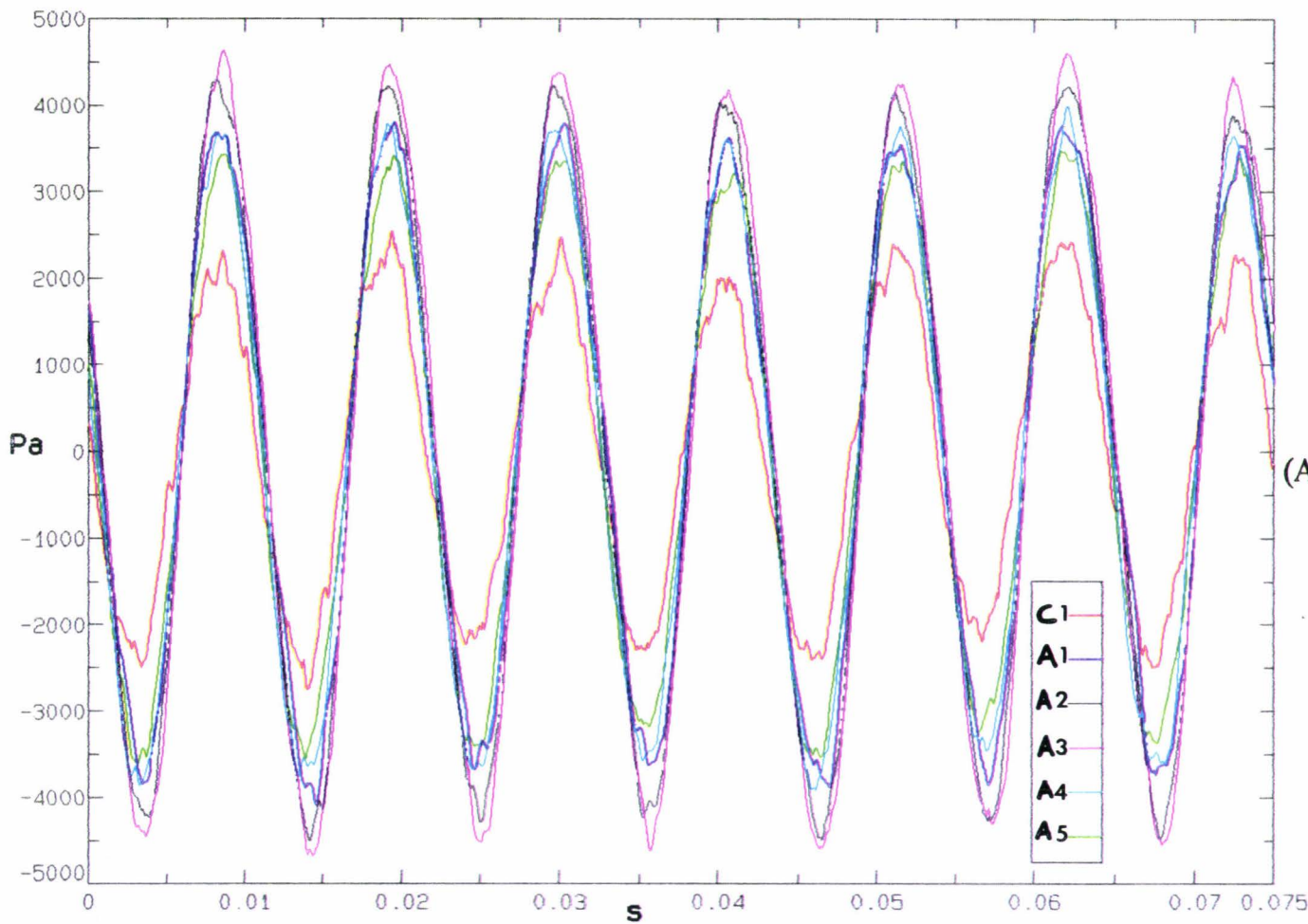


(A3, 40)

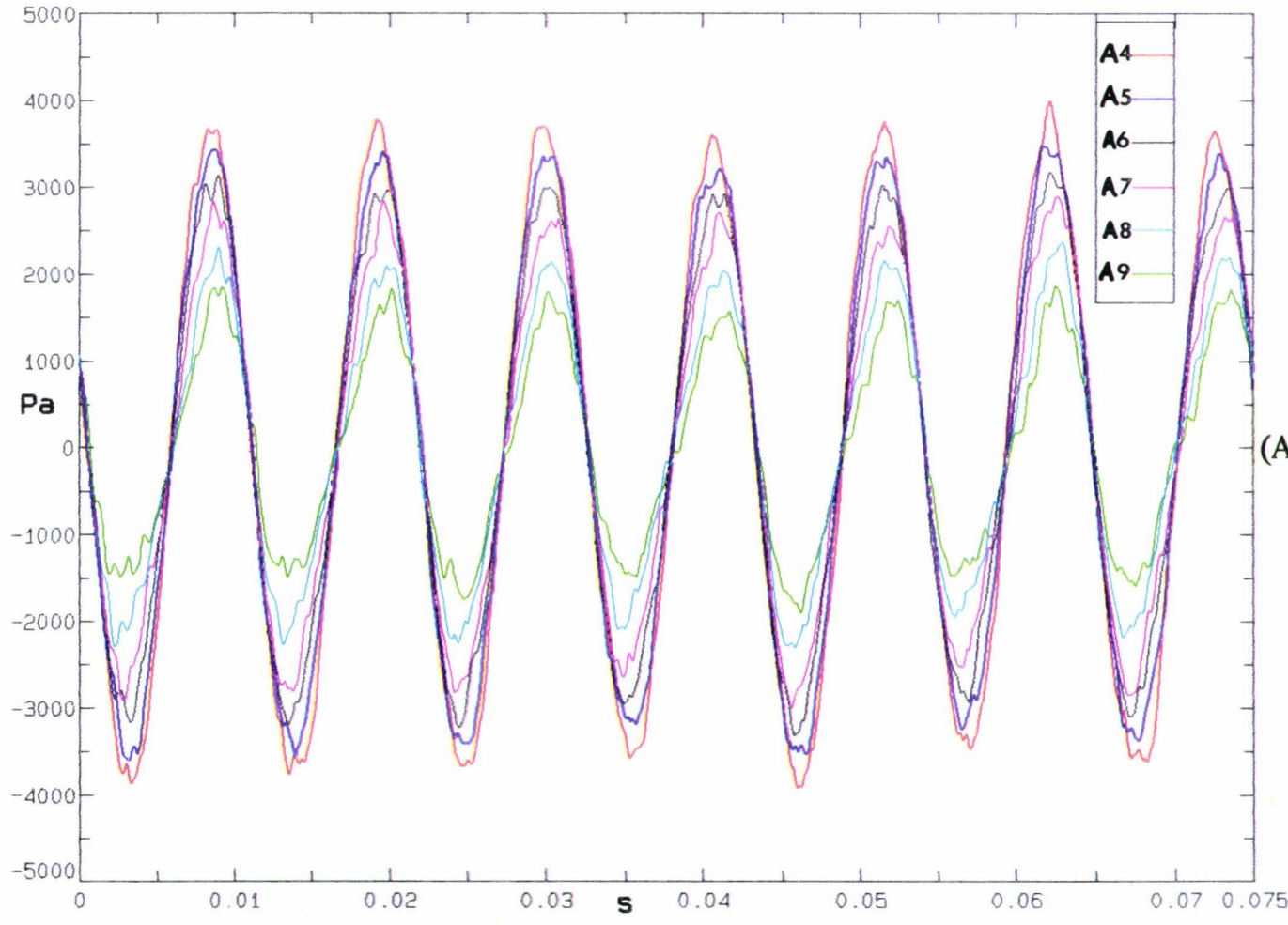


(A3, 41)

ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (800 tr/min)

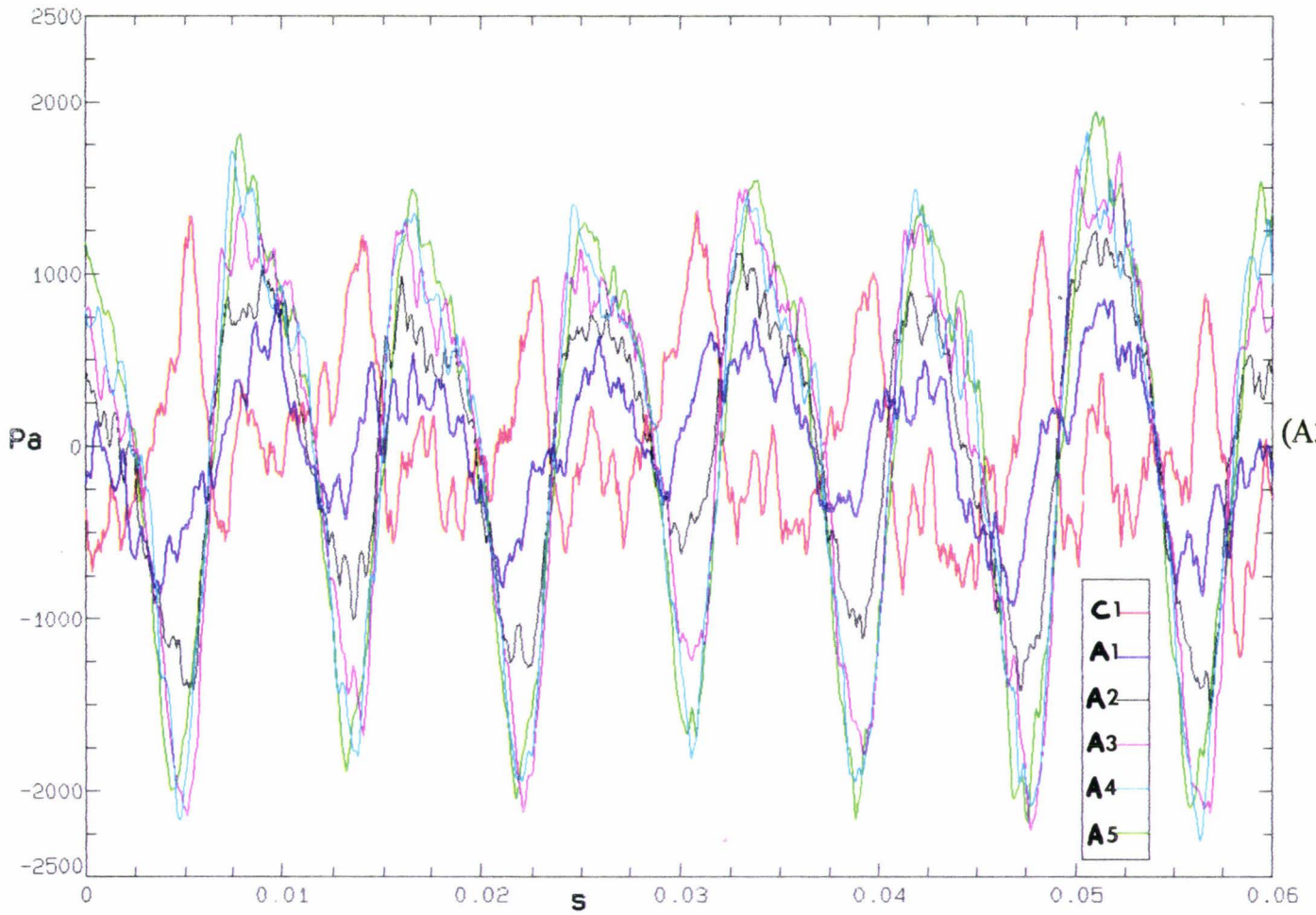


(A3, 42)

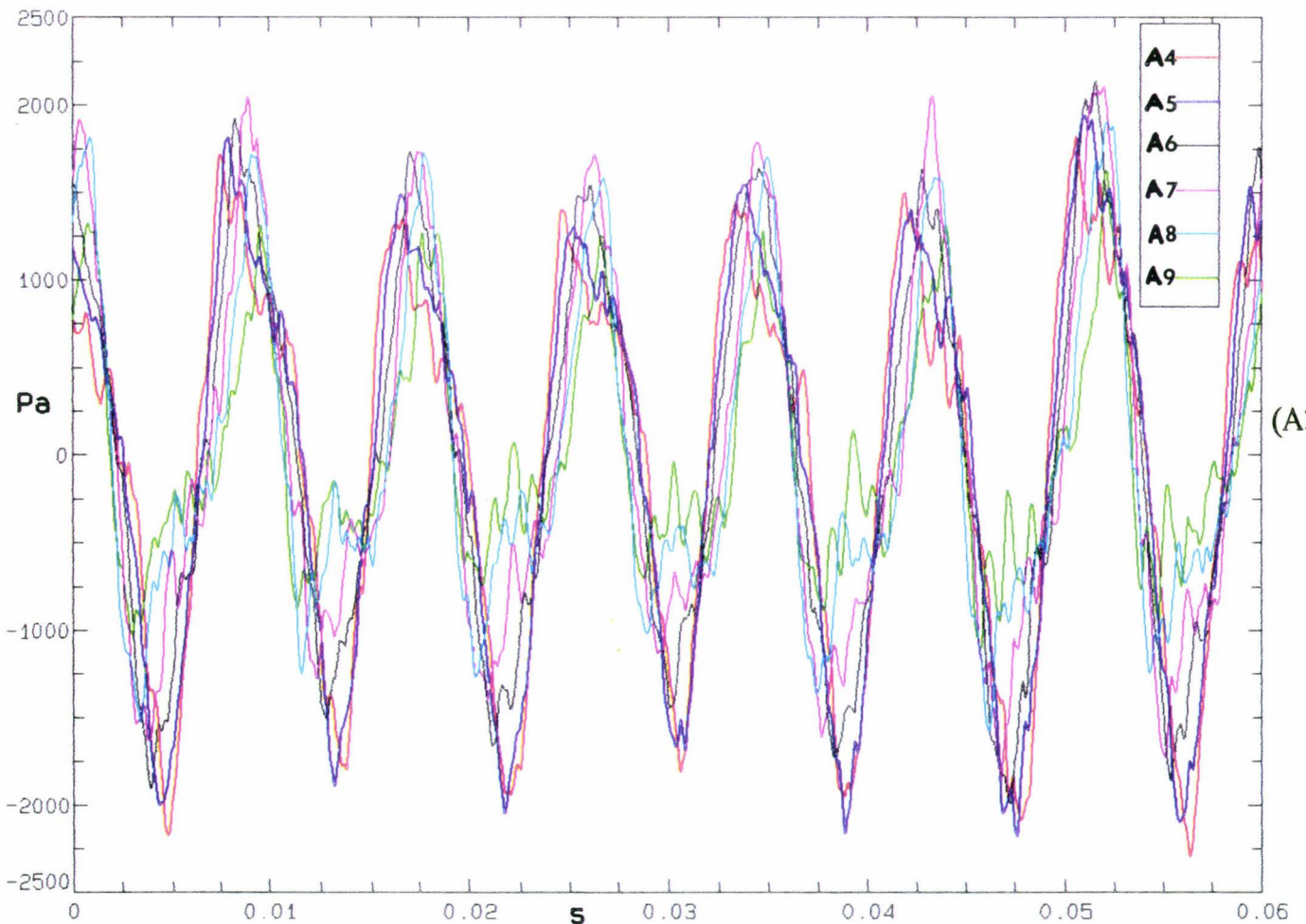


(A3, 43)

ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (1000 tr/min)

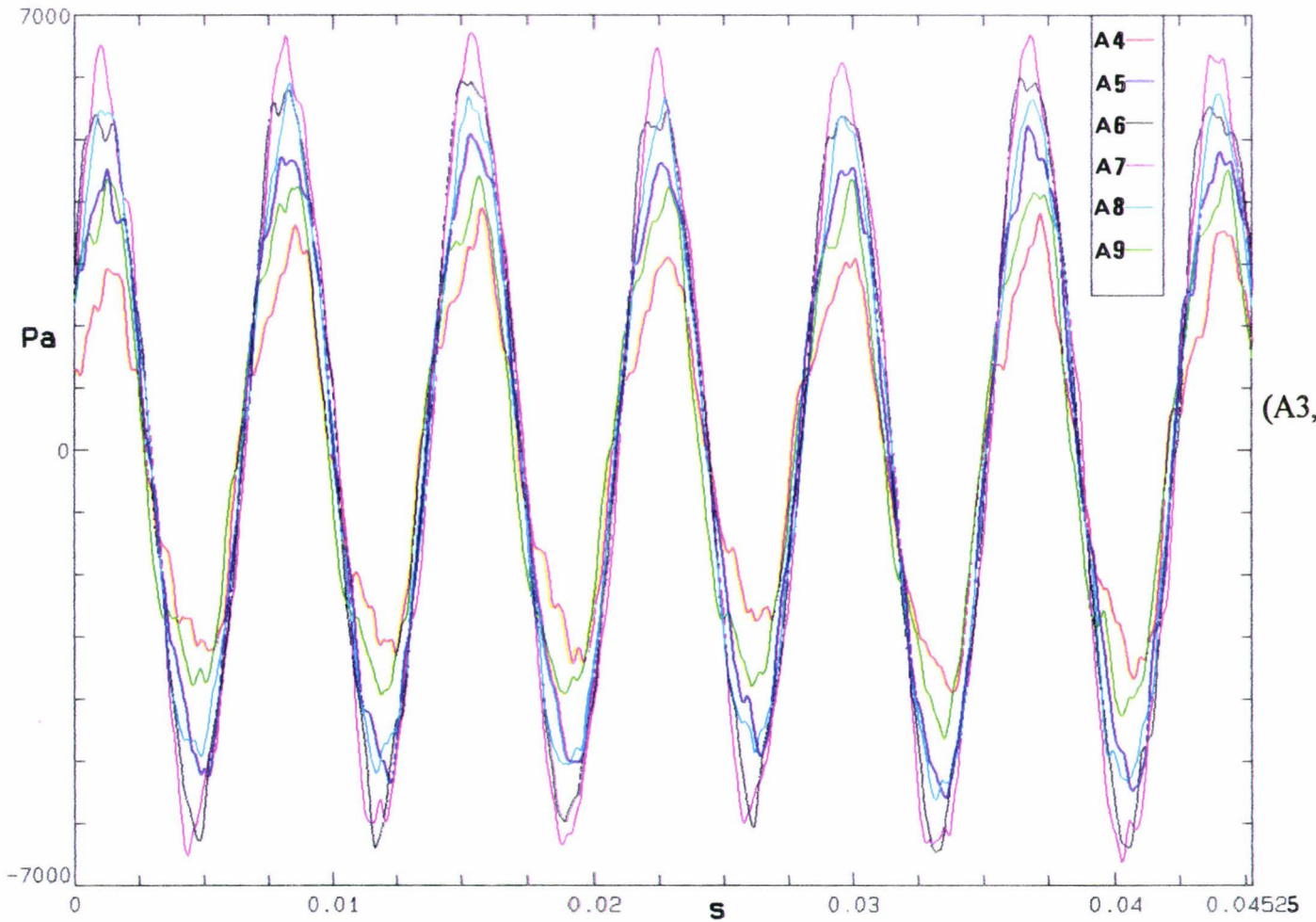
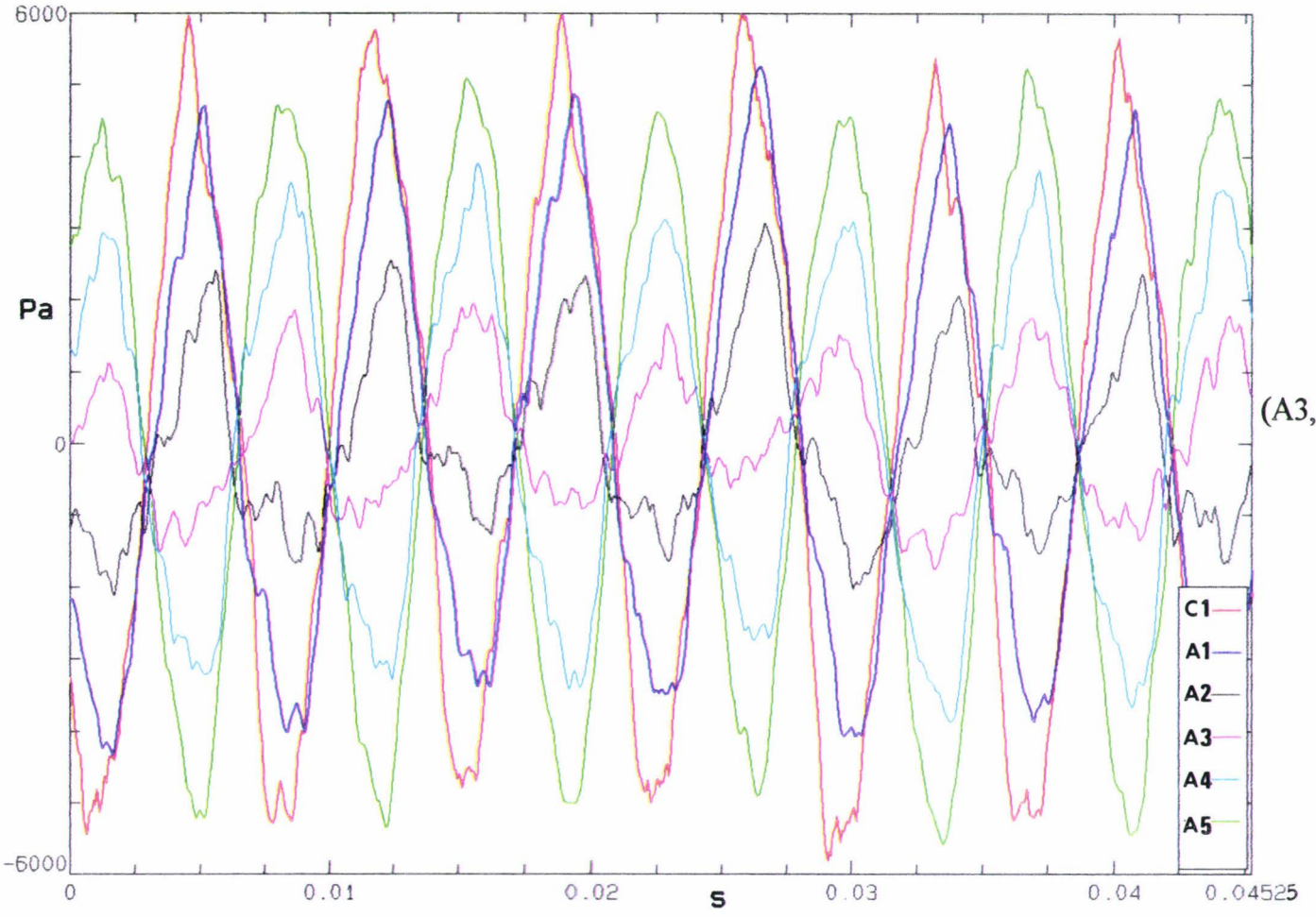


(A3, 44)

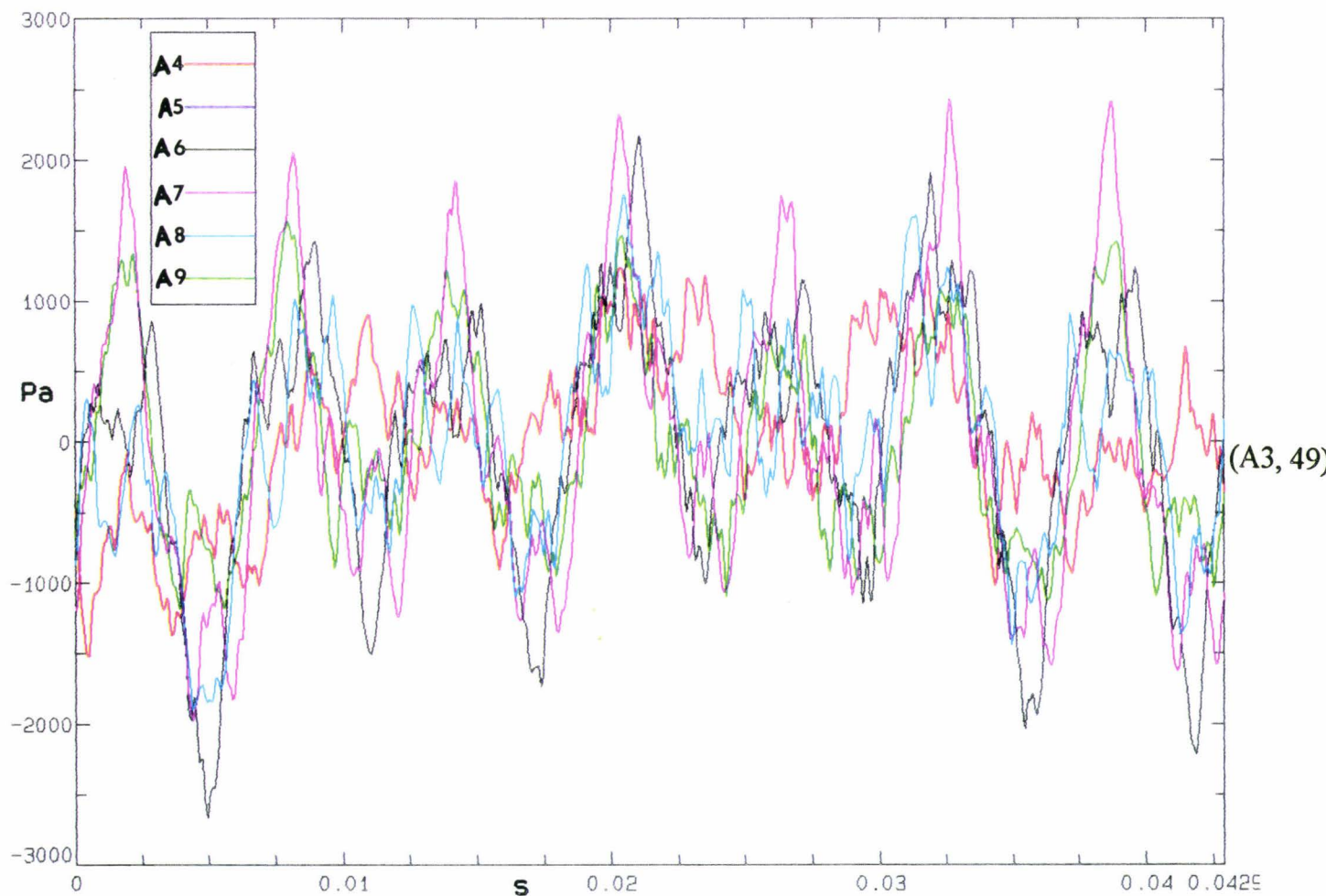
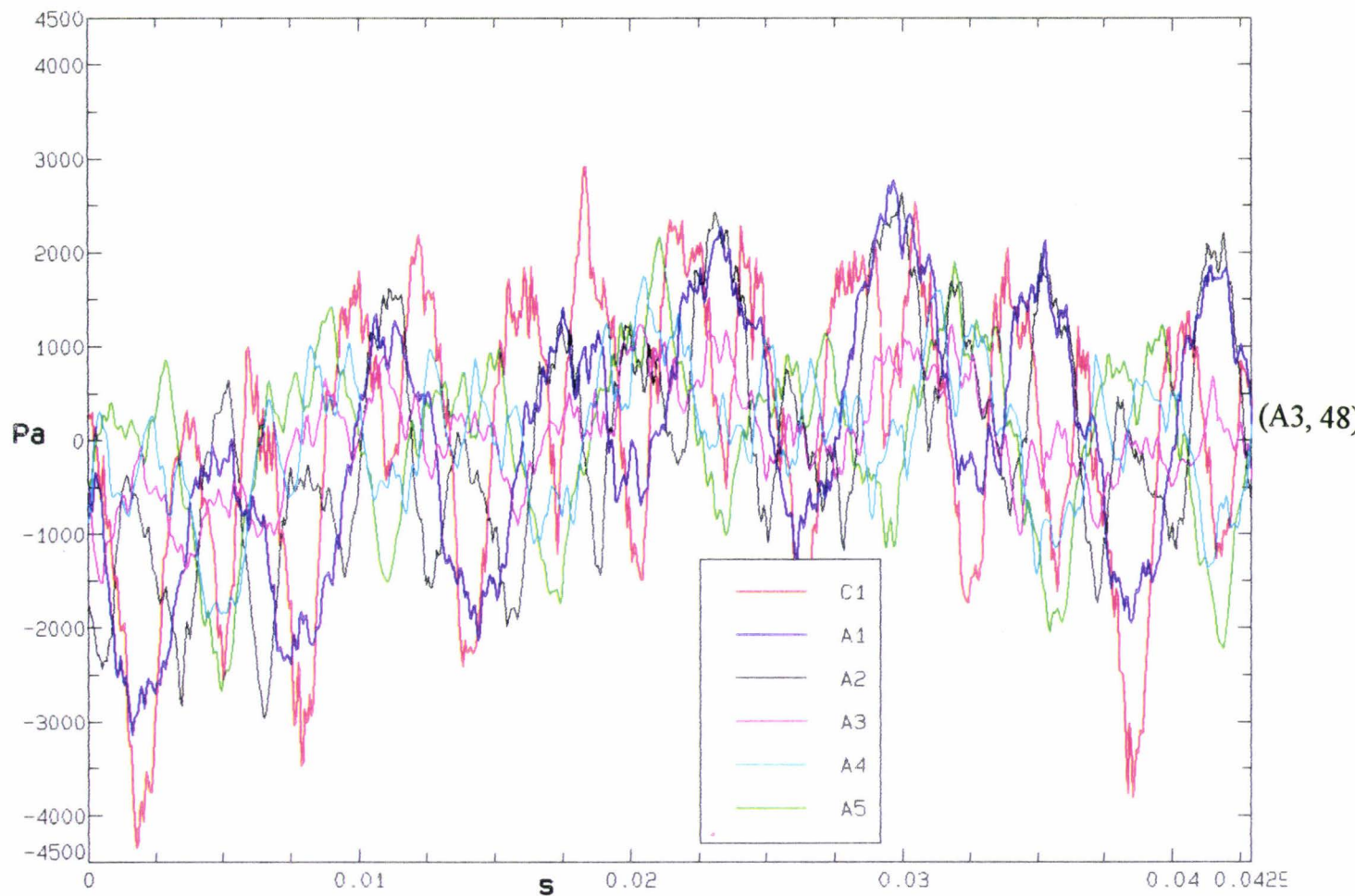


(A3, 45)

ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (1200 tr/min)



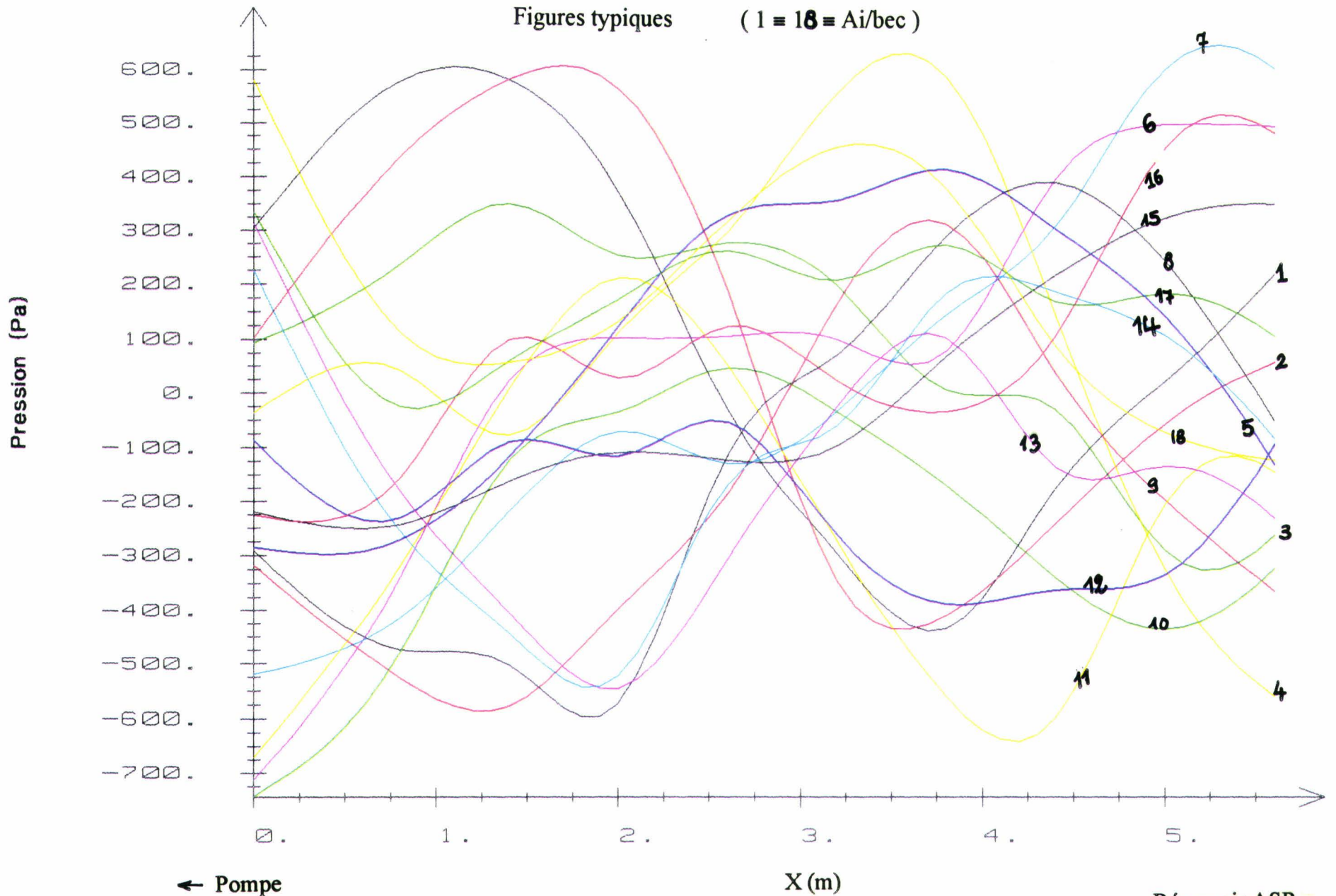
ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A L'ASPIRATION (1400 tr/min)



Système ondes ASP (A1-A2) loin du bec - N=600 tr/min

Figures typiques (1 = 18 = Ai/bec)

e132=1



e140

e150

e160

e170

e180

e190

e200

e210

e220

e230

e240

e250

e260

e270

e280

e290

e300=18

Systeme d'ondes ASP (A1-A2) loin du bec - N=700 tr/min

Figures typiques (1 = 18 = Ai/bec)

e113=1

e120

e130

e140

e150

e160

e170

e180

e190

e200

e210

e220

e230

e240

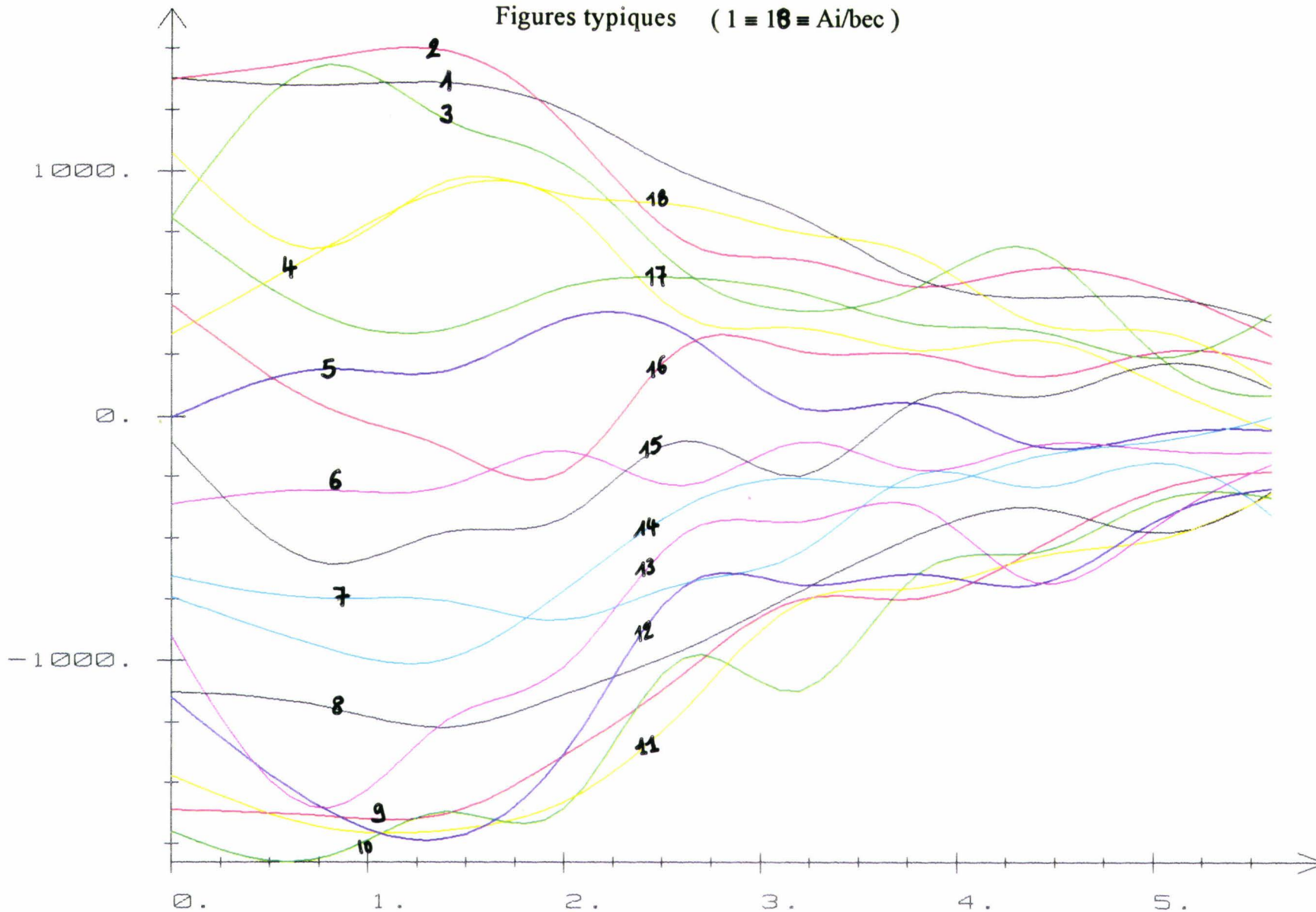
e250

e260

e270

e280=18

Pression (Pa)



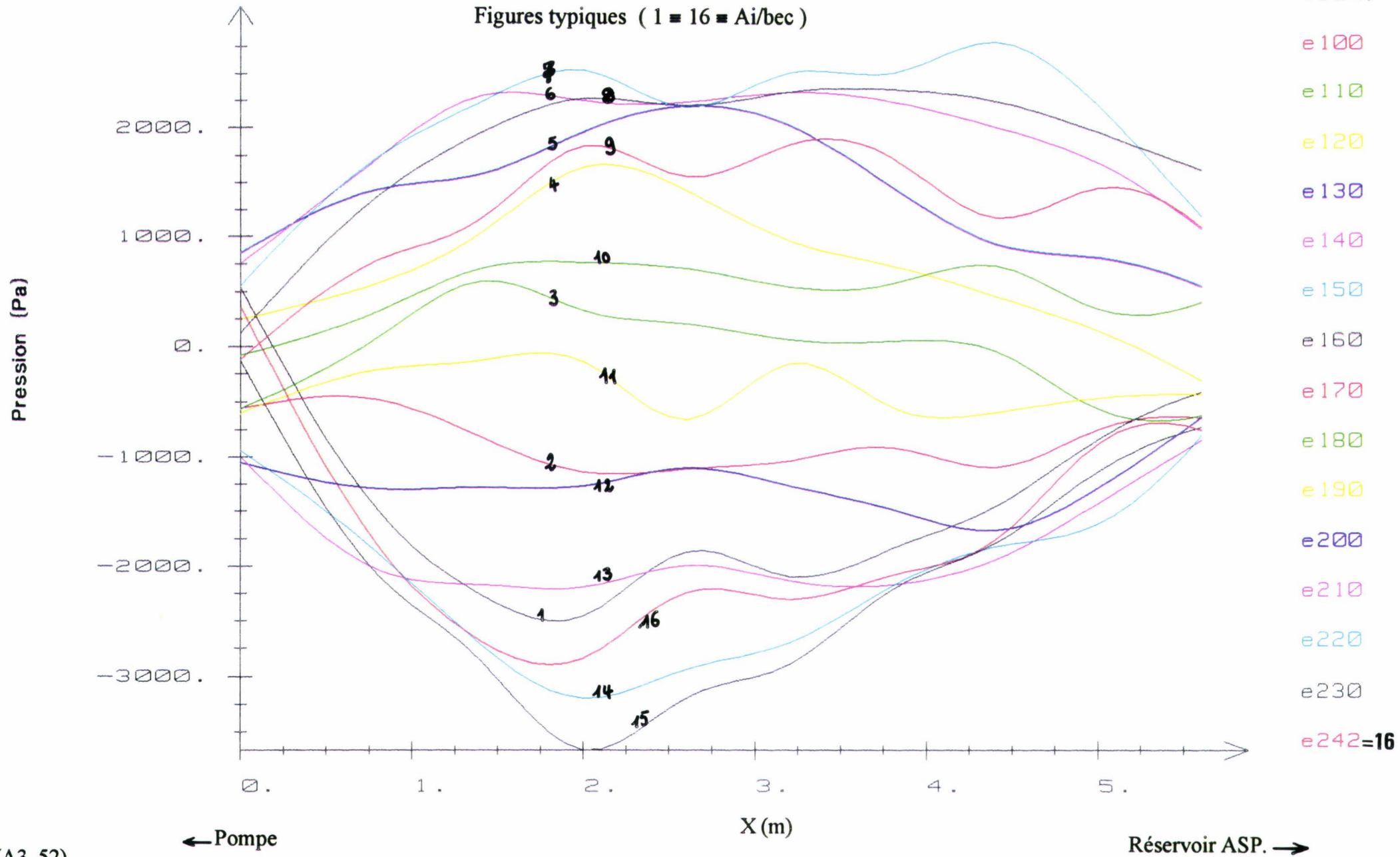
Pompe

X(m)

Réservoir ASP.

Système d'ondes ASP (A1-A2) loin du bec - N=900 tr/min

Figures typiques (1 = 16 = Ai/ bec)



Système d'ondes ASP (A1-A2) loin du bec - N=1100 tr/min

Figures typiques (1 = 14 = Ai/bec)

e73=1

e80

e90

e100

e110

e120

e130

e140

e150

e160

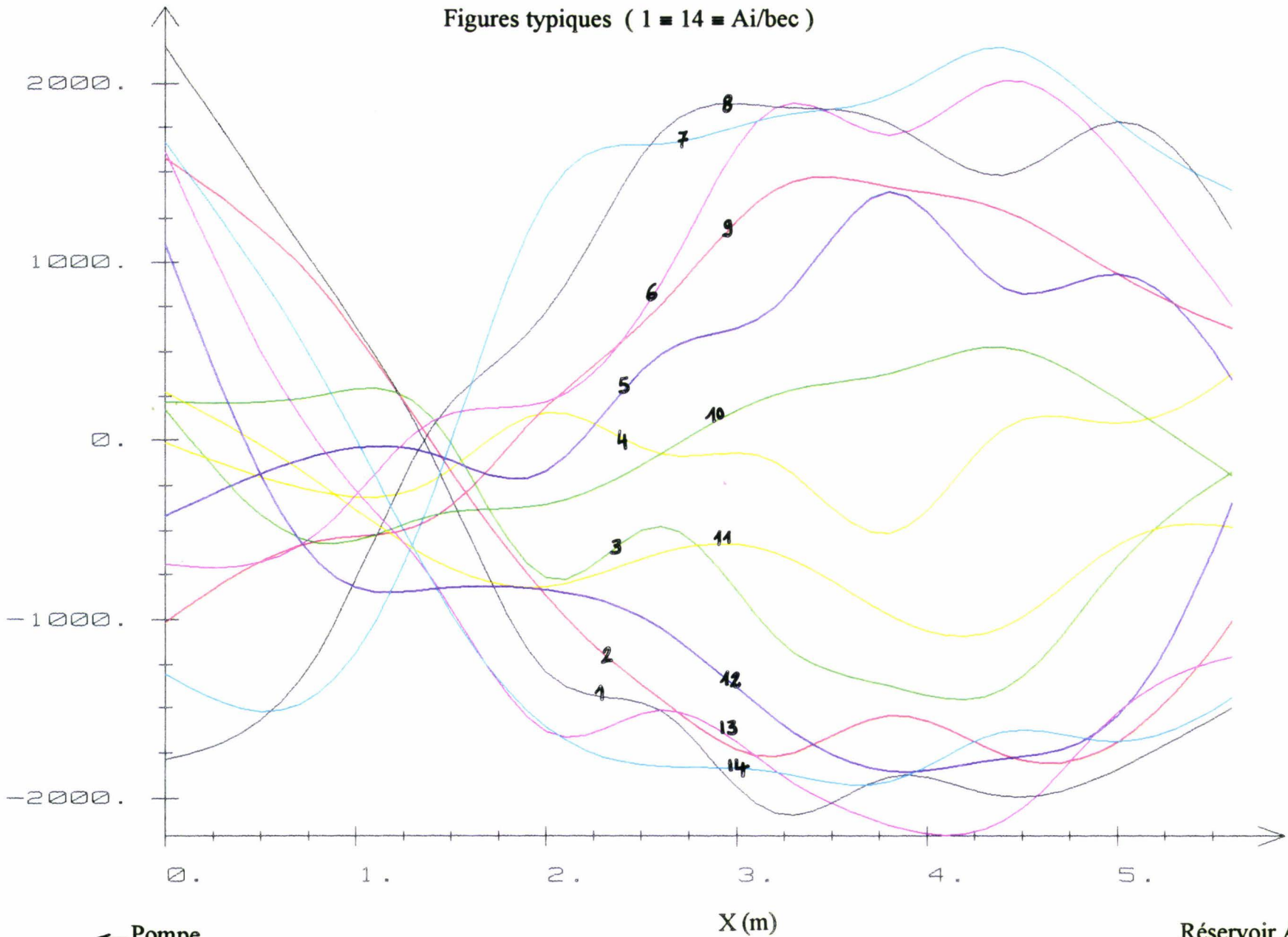
e170

e180

e190

e198=14

Pression (Pa)



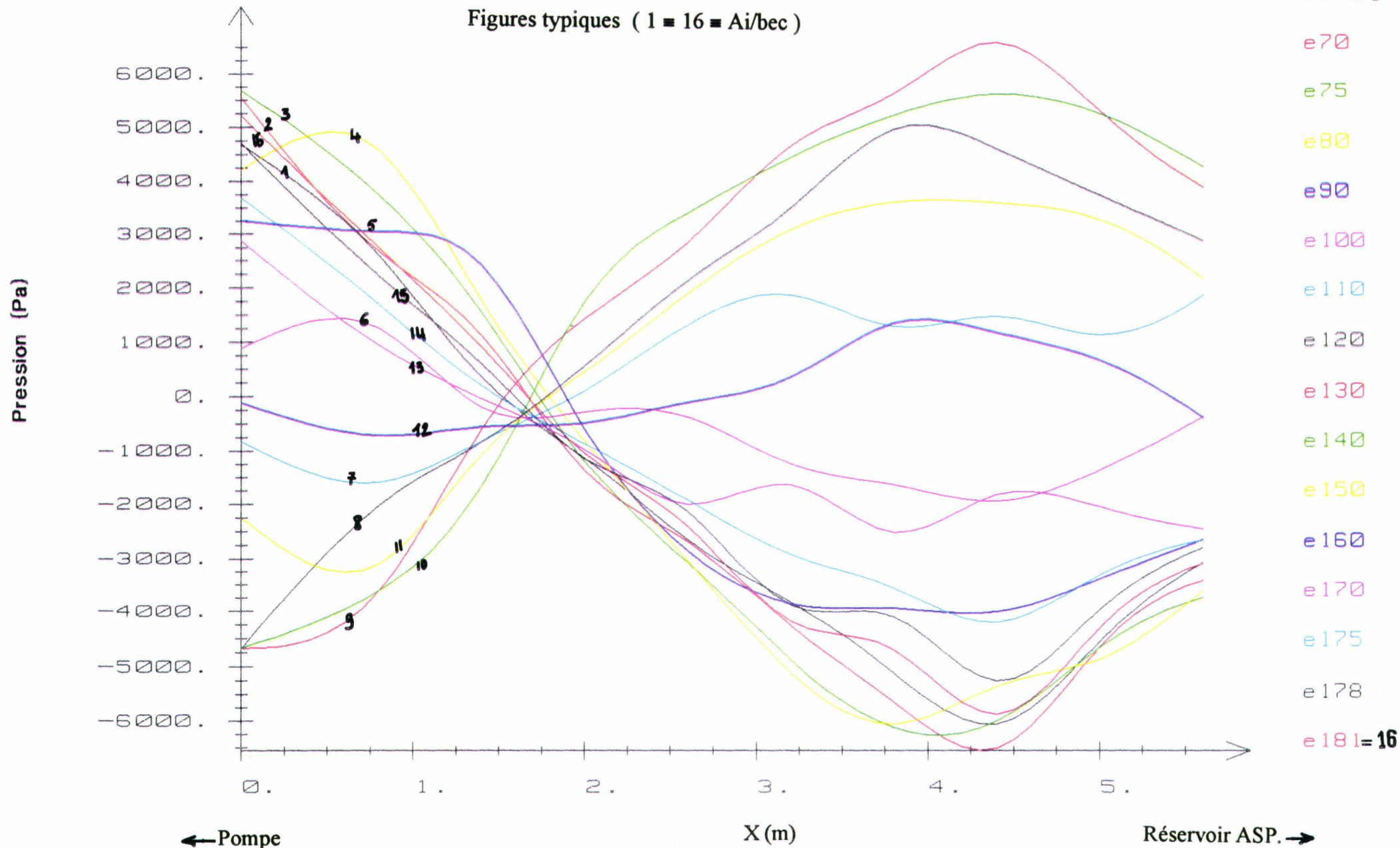
← Pompe

X (m)

Réservoir ASP. →

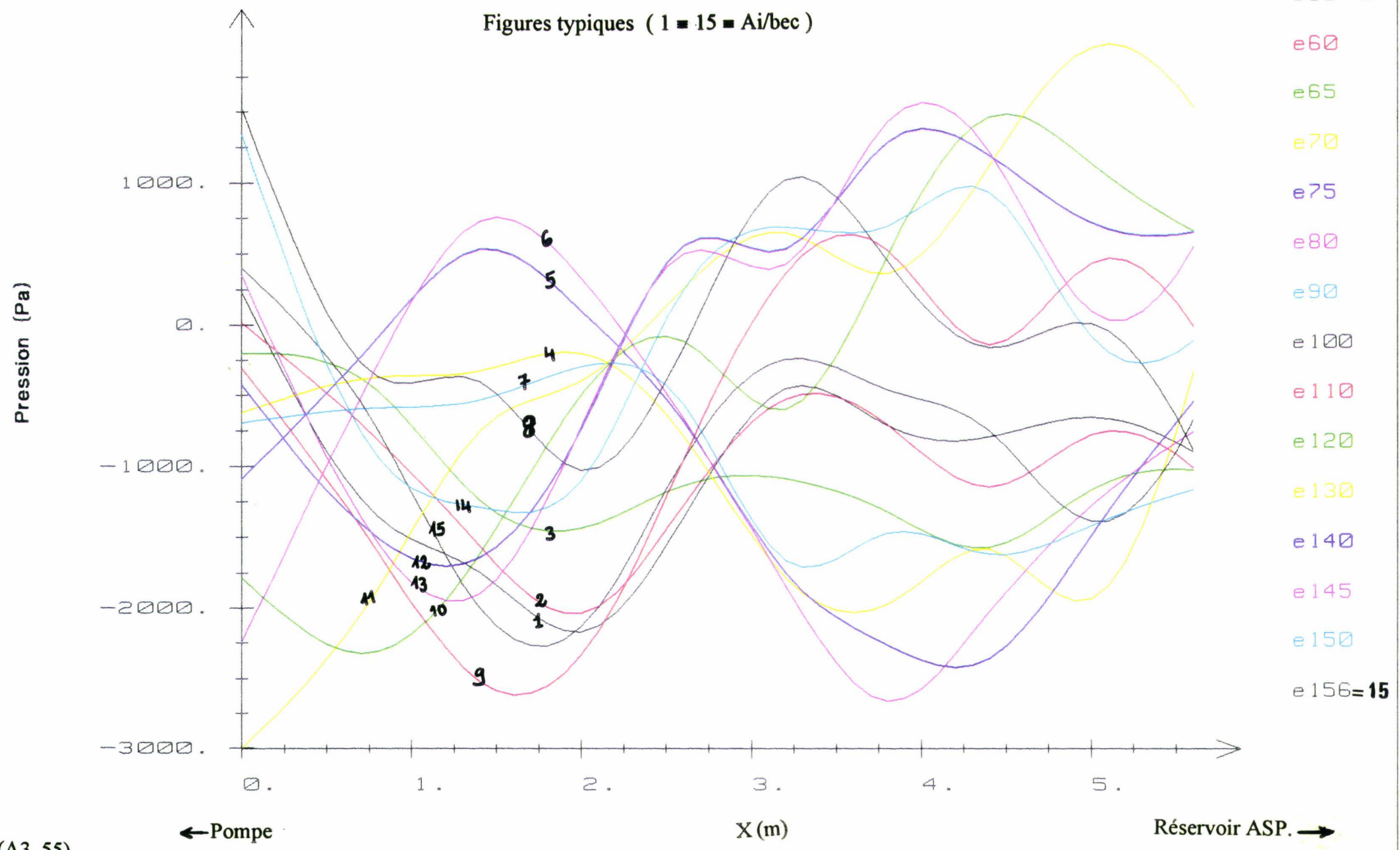
Système d'ondes ASP (A1-A2) loin du bec - N=1200 tr/min

Figures typiques (1 = 16 = Ai/bec)



Système d'ondes ASP (A1-A2) loin du bec - N=1400 tr/min

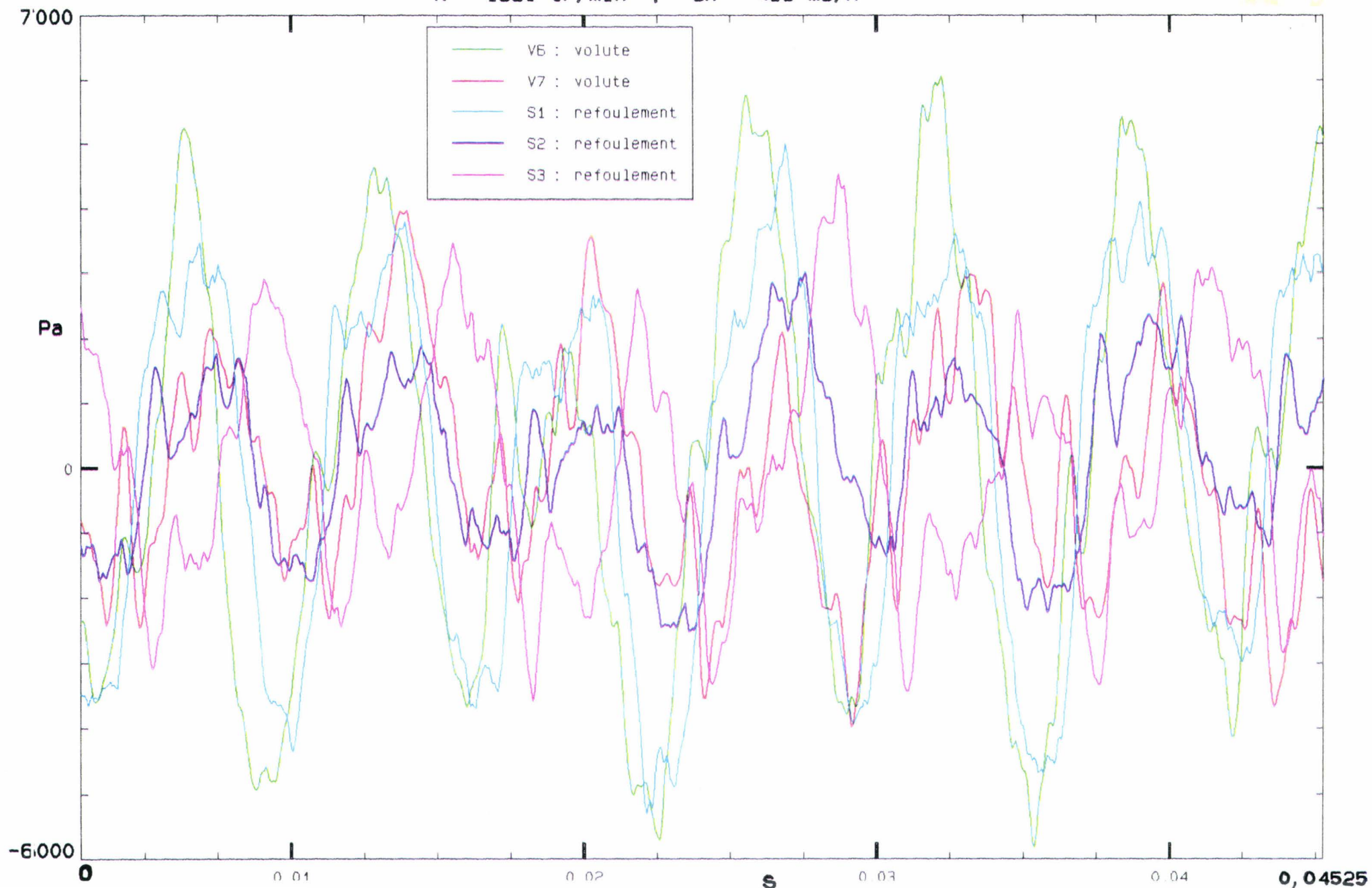
Figures typiques (1 ■ 15 ■ Ai/bec)



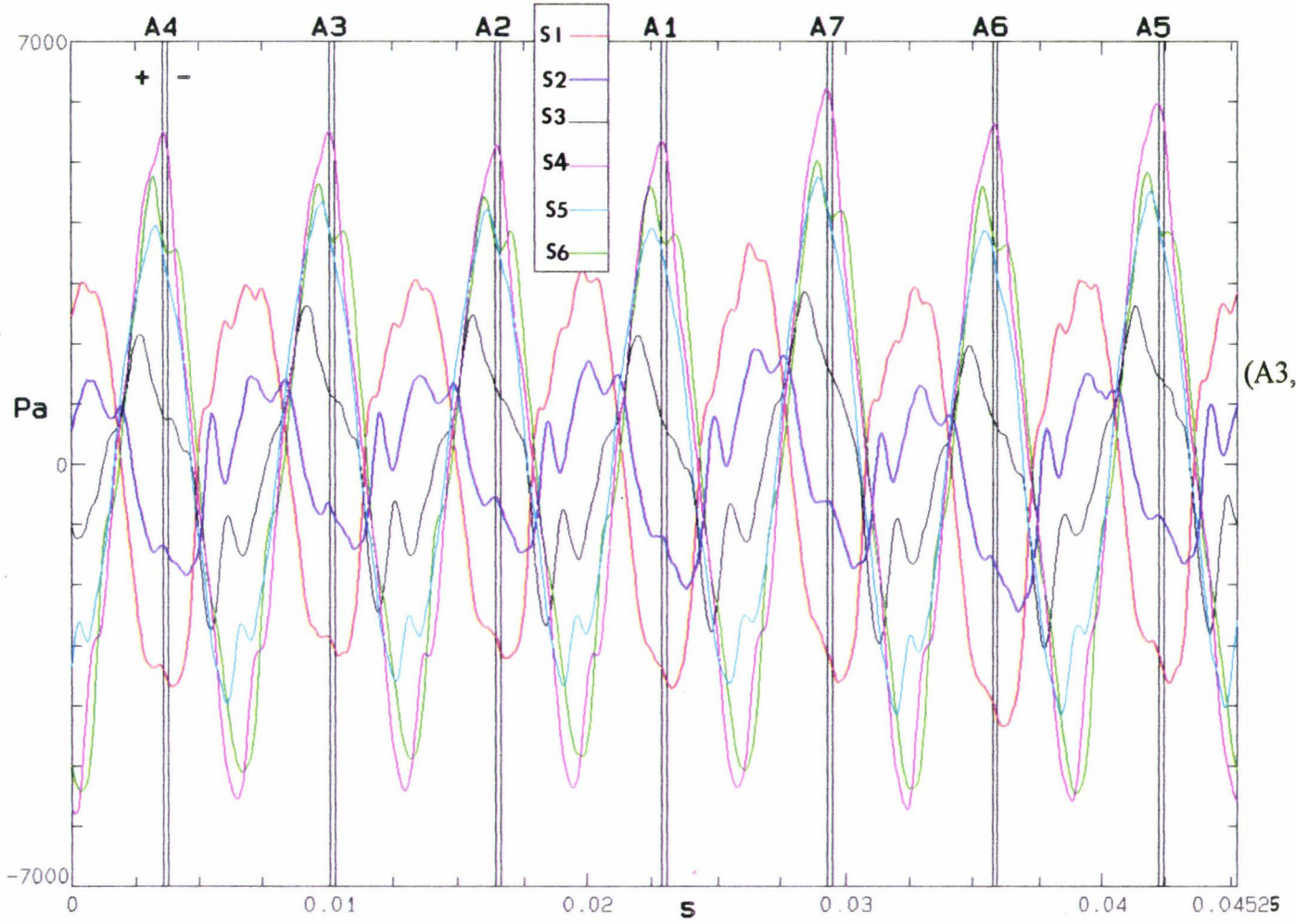
Comparaison des mesures en sortie de volute et au refoulement

N = 1330 tr/min ; Qn = 495 m3/h

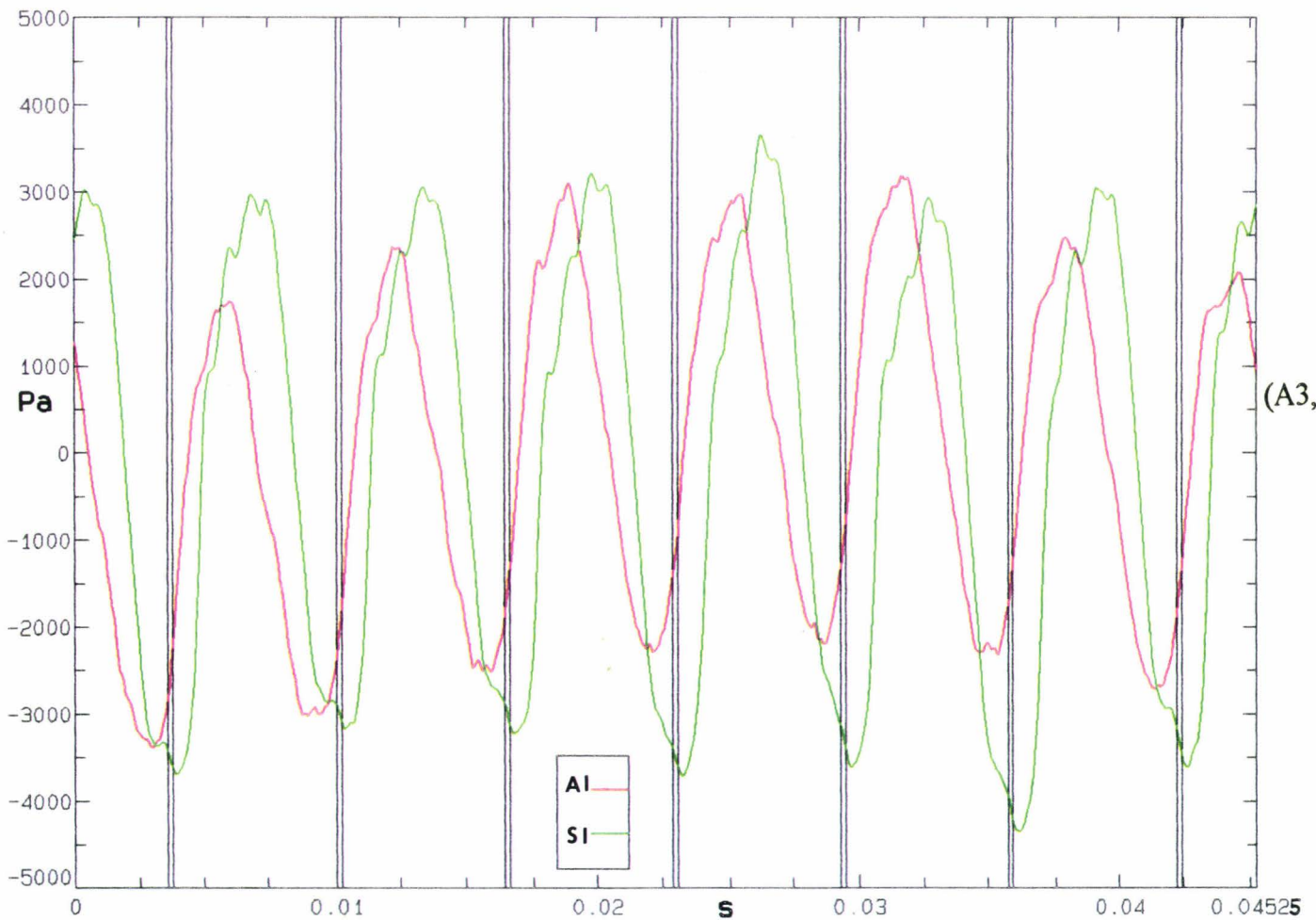
(A3, 56)



ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION AU REFOULEMENT (1330 tr/min-495 m³/h)



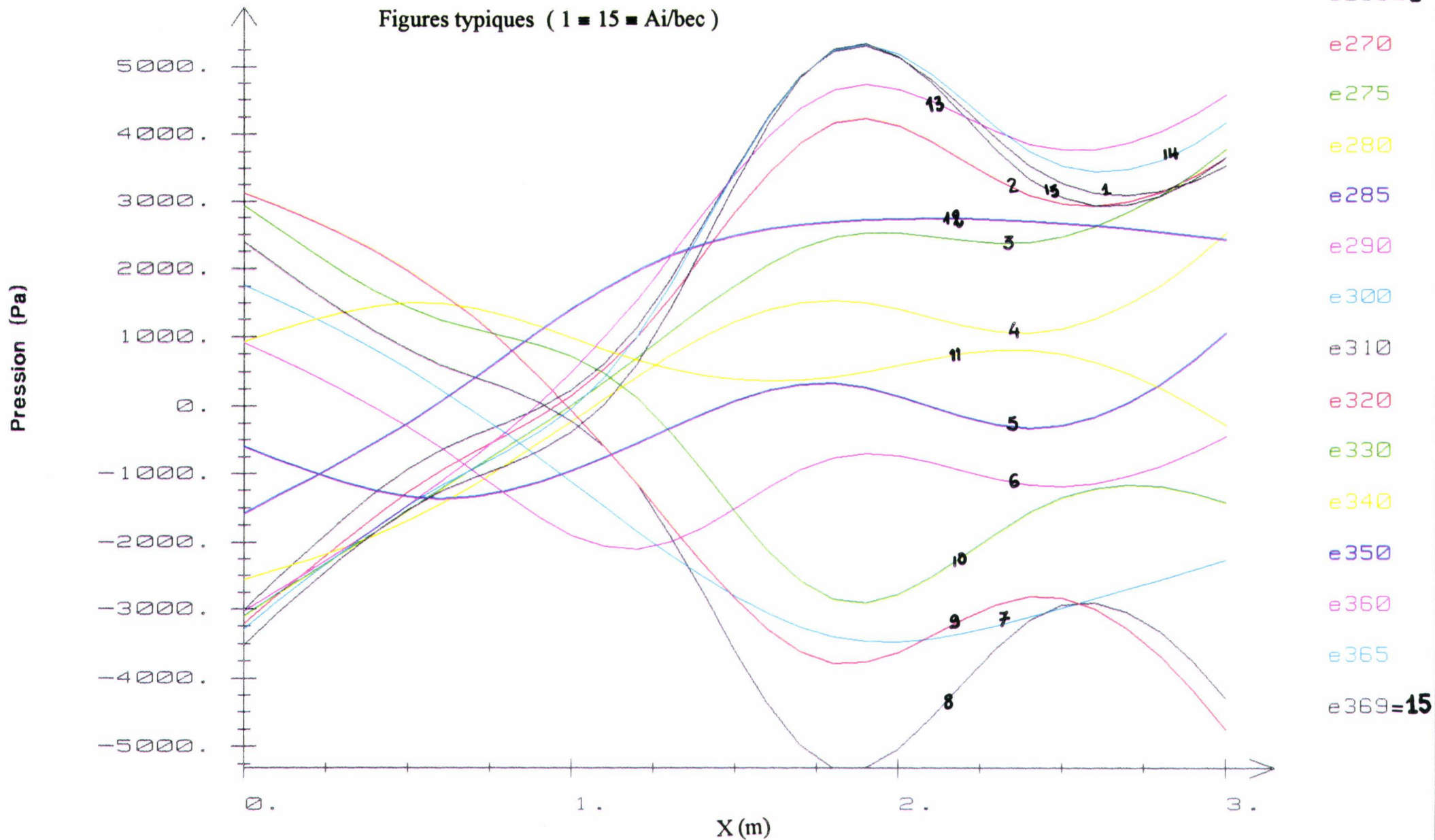
(A3, 57)



(A3, 58)

Système d'ondes REF (S1...S6) (A1-A2) loin du bec - N=1330 tr/min

Figures typiques (1 ■ 15 ■ Ai/ bec)



(A3, 59)

- 229 -

Système d'ondes typiques circuit; A1 loin du bec; N=1330 tr/min

Figures typiques (1 = 14 = Ai/bec)

e690 = 1

e695

e700

e710

e720

e730

e740

e750

e760

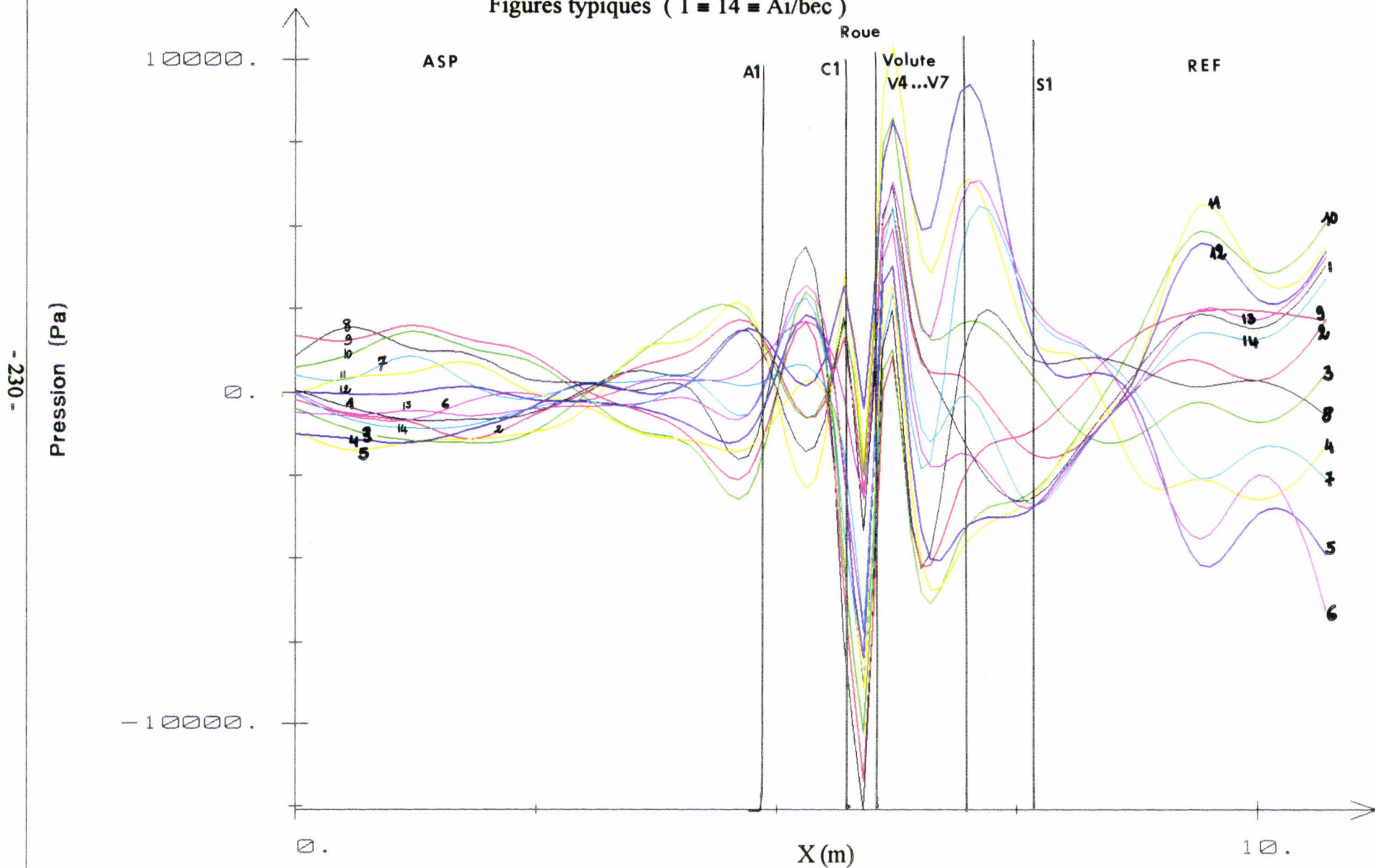
e770

e780

e785

e790

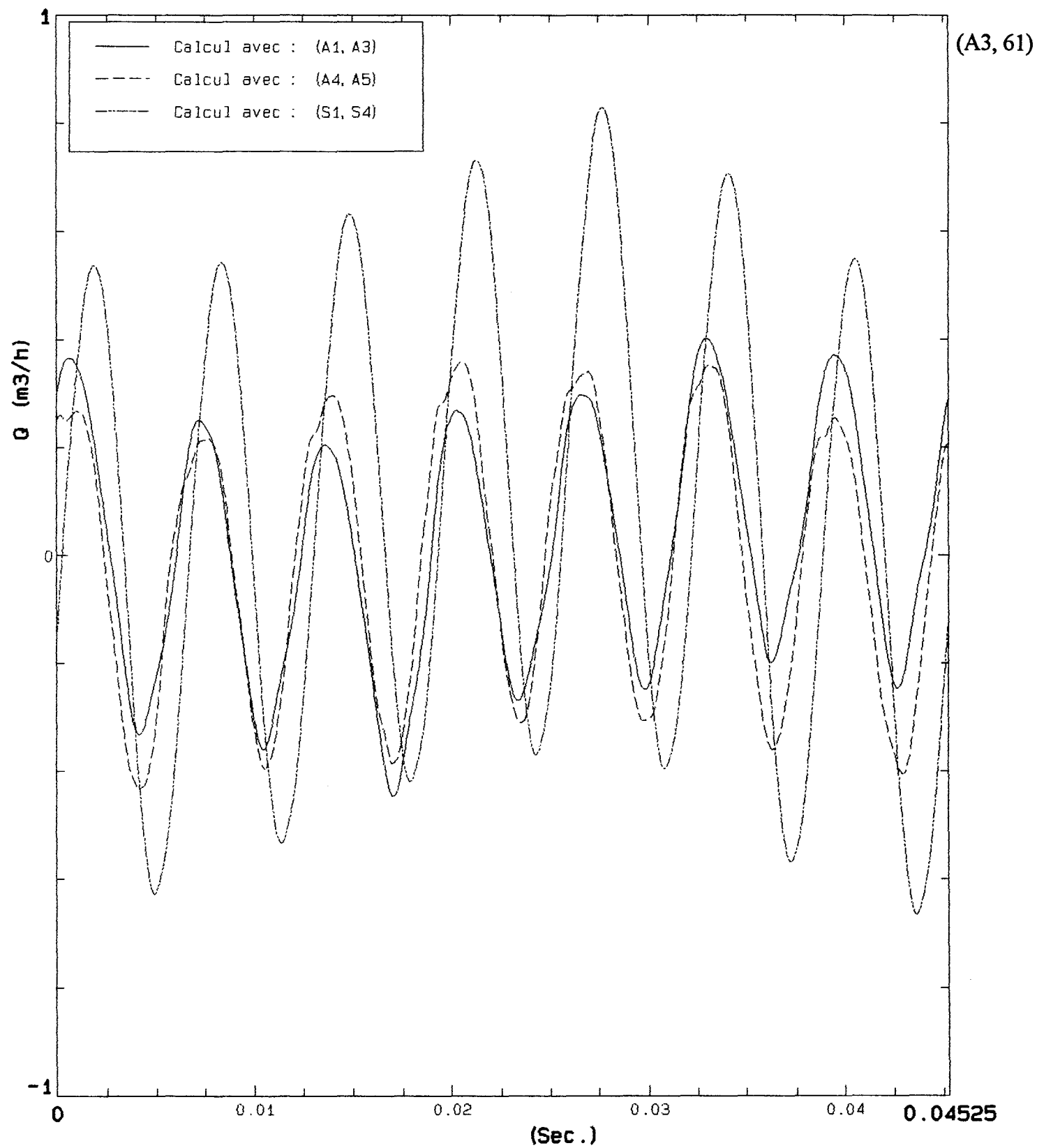
e793 = 14



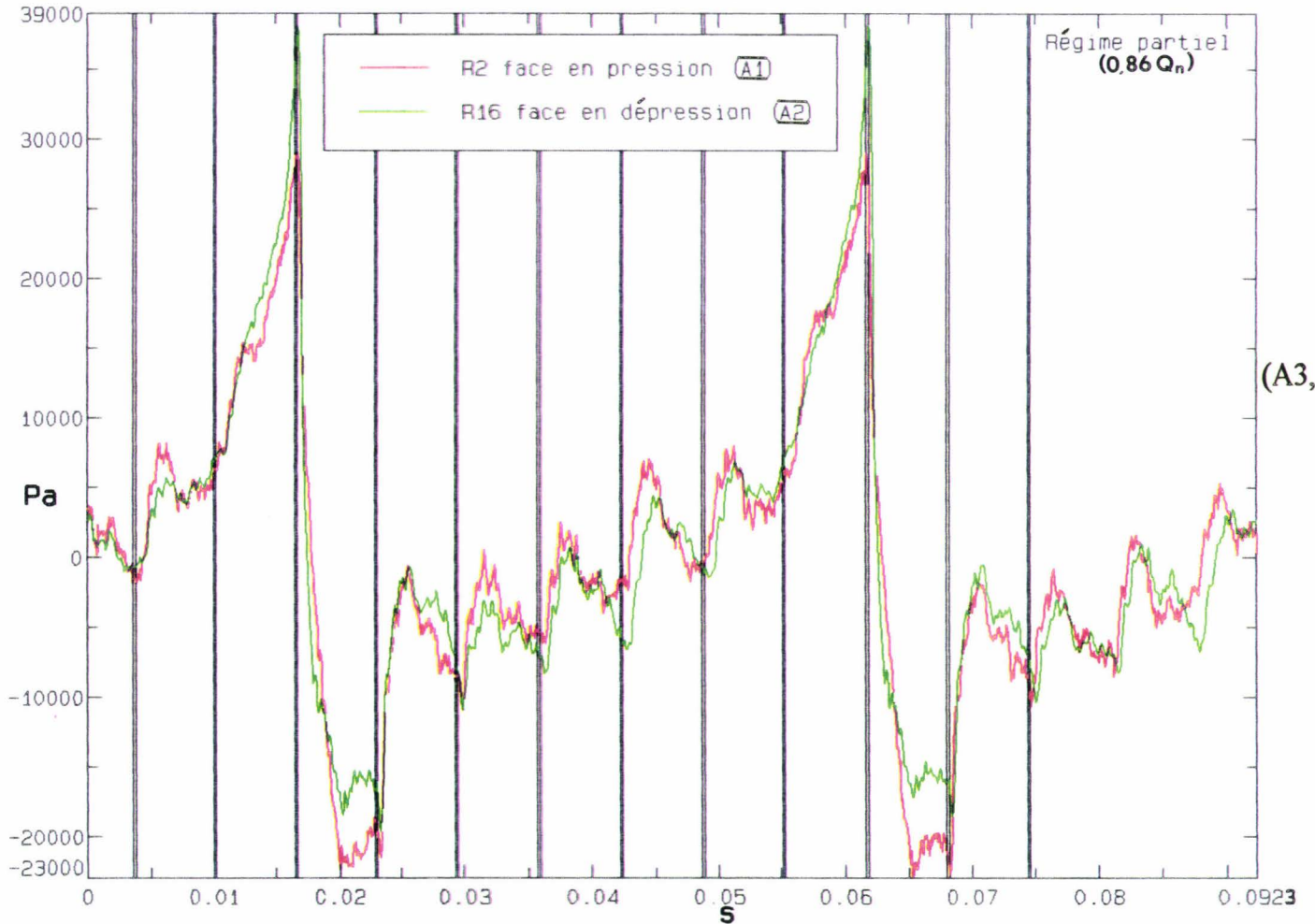
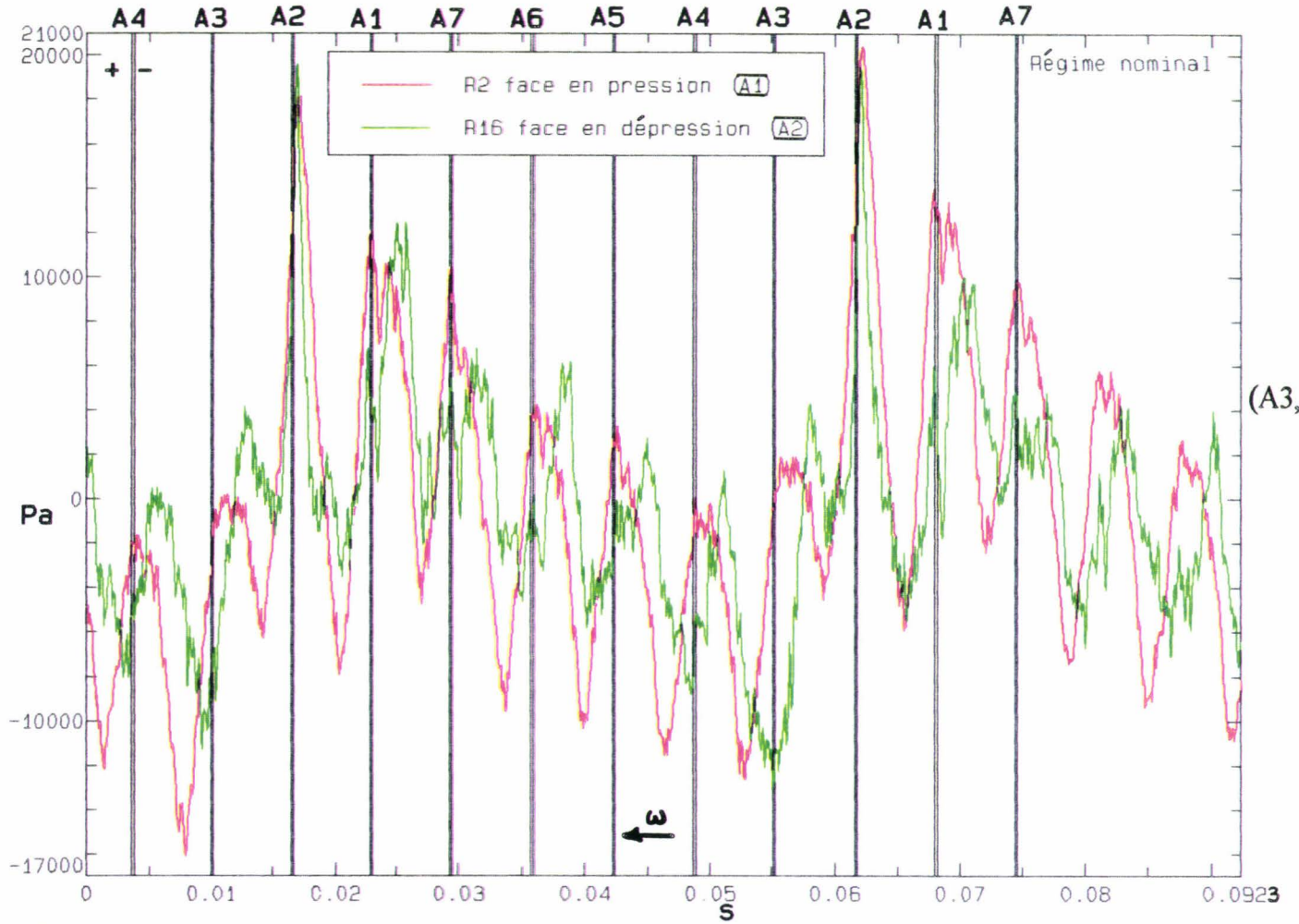
← Réservoir ASP.

Réservoir REF. →

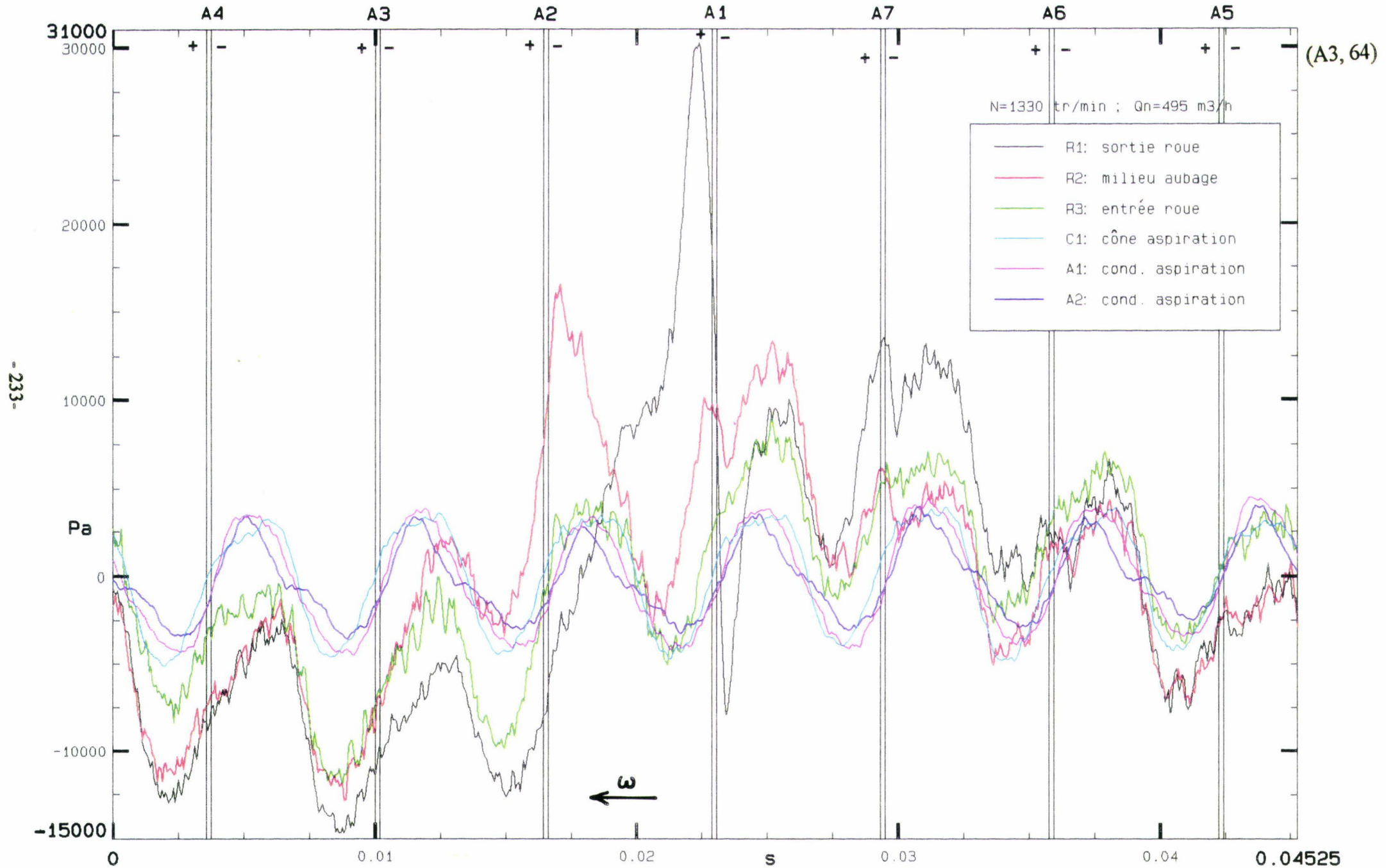
ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE DEBIT DANS LES CONDUITES
N=1330 tr/min ; Qn=495 m³/h



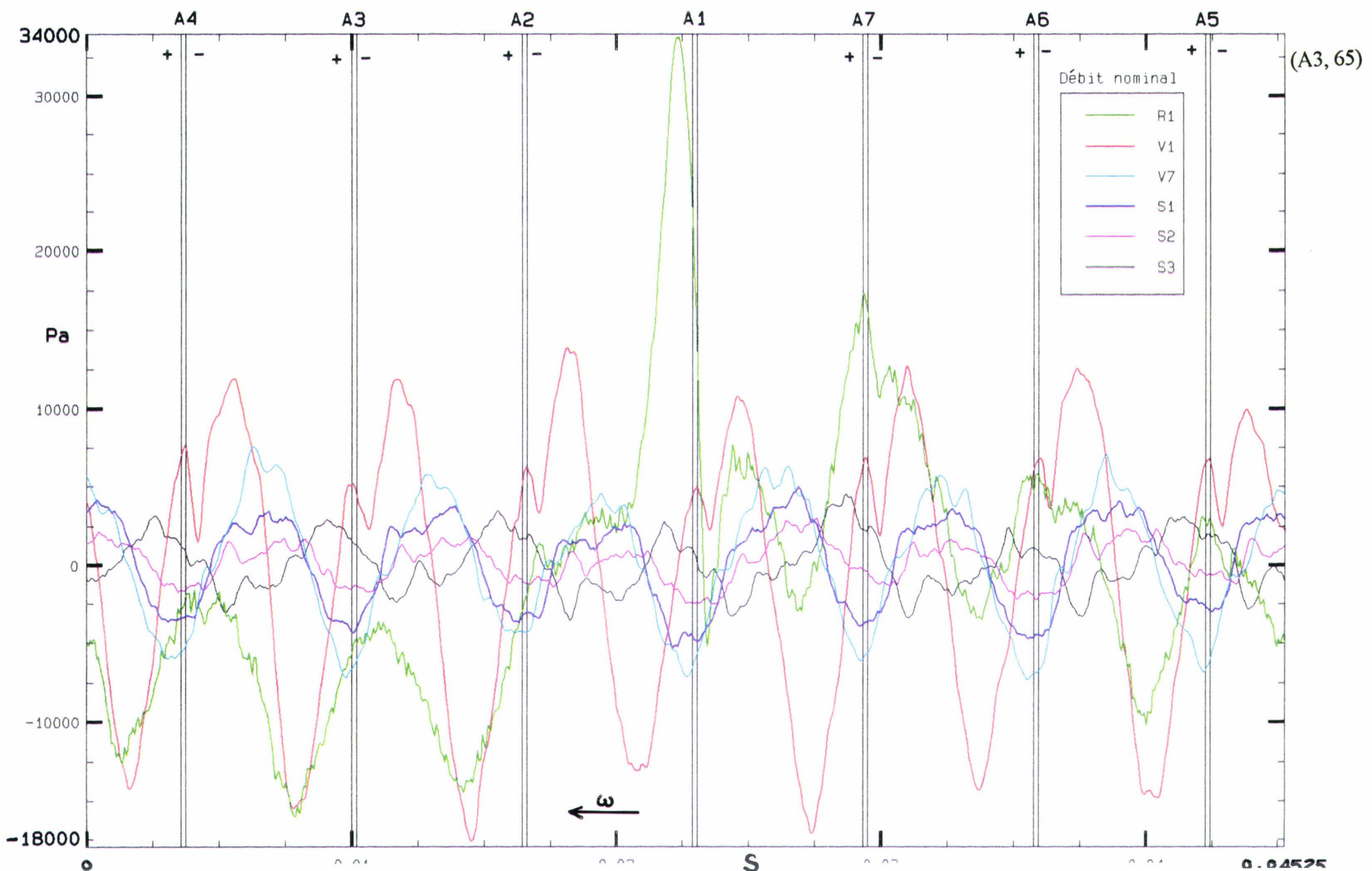
Comparaison des fluctuations de pression sur R2 et R16 dans un même canal



Comparaison des fluctuations de pression entre l'aspiration et un canal de roue



Comparaison des mesures en sortie de roue, près du bec, et dans la conduite de refoulement

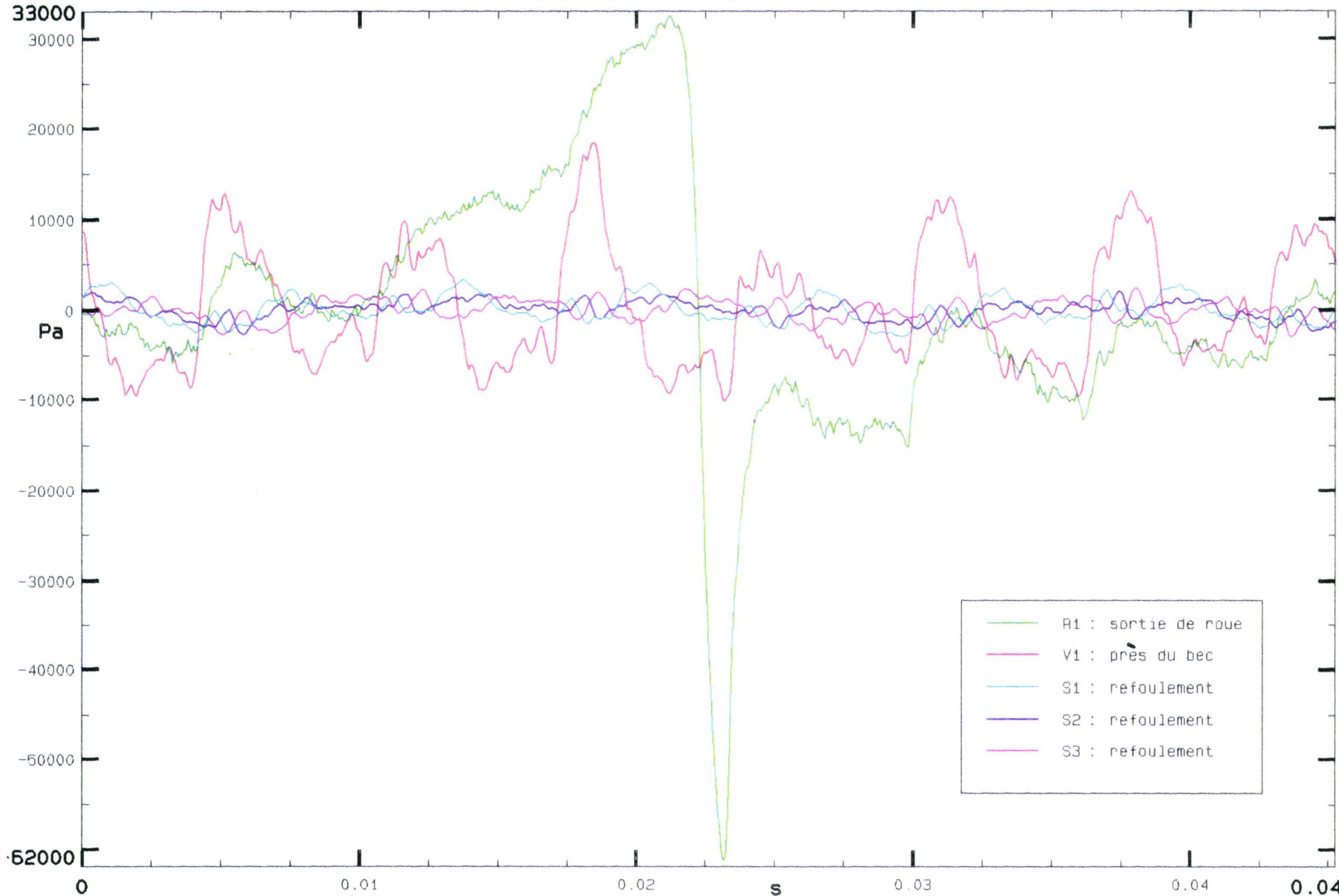


- 234 -

Comparaison des mesures en sortie de roue, près du bec et au refoulement

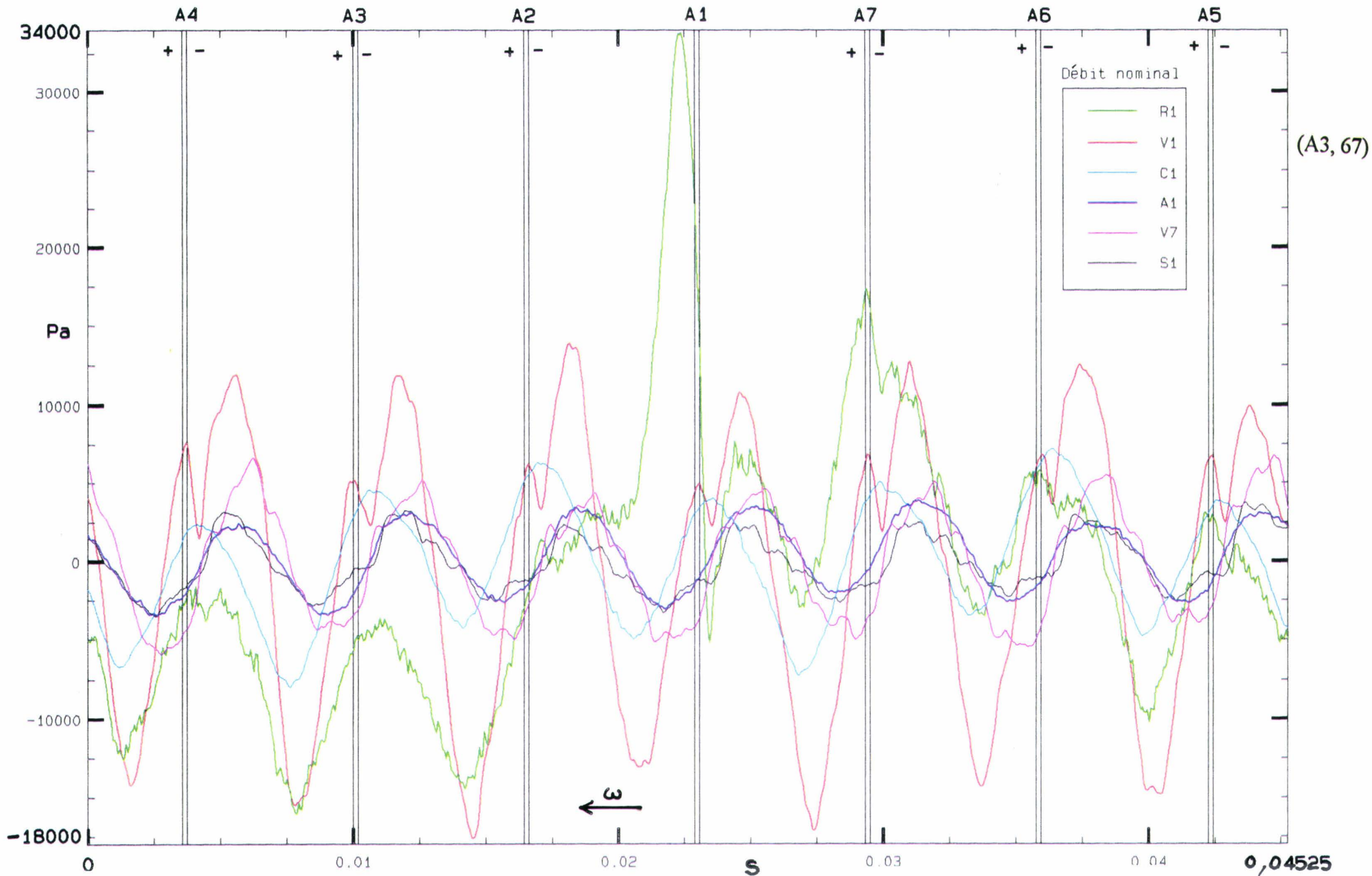
N = 1330 tr/min ; Q = 427 m³/h

(A3, 66)



-235-

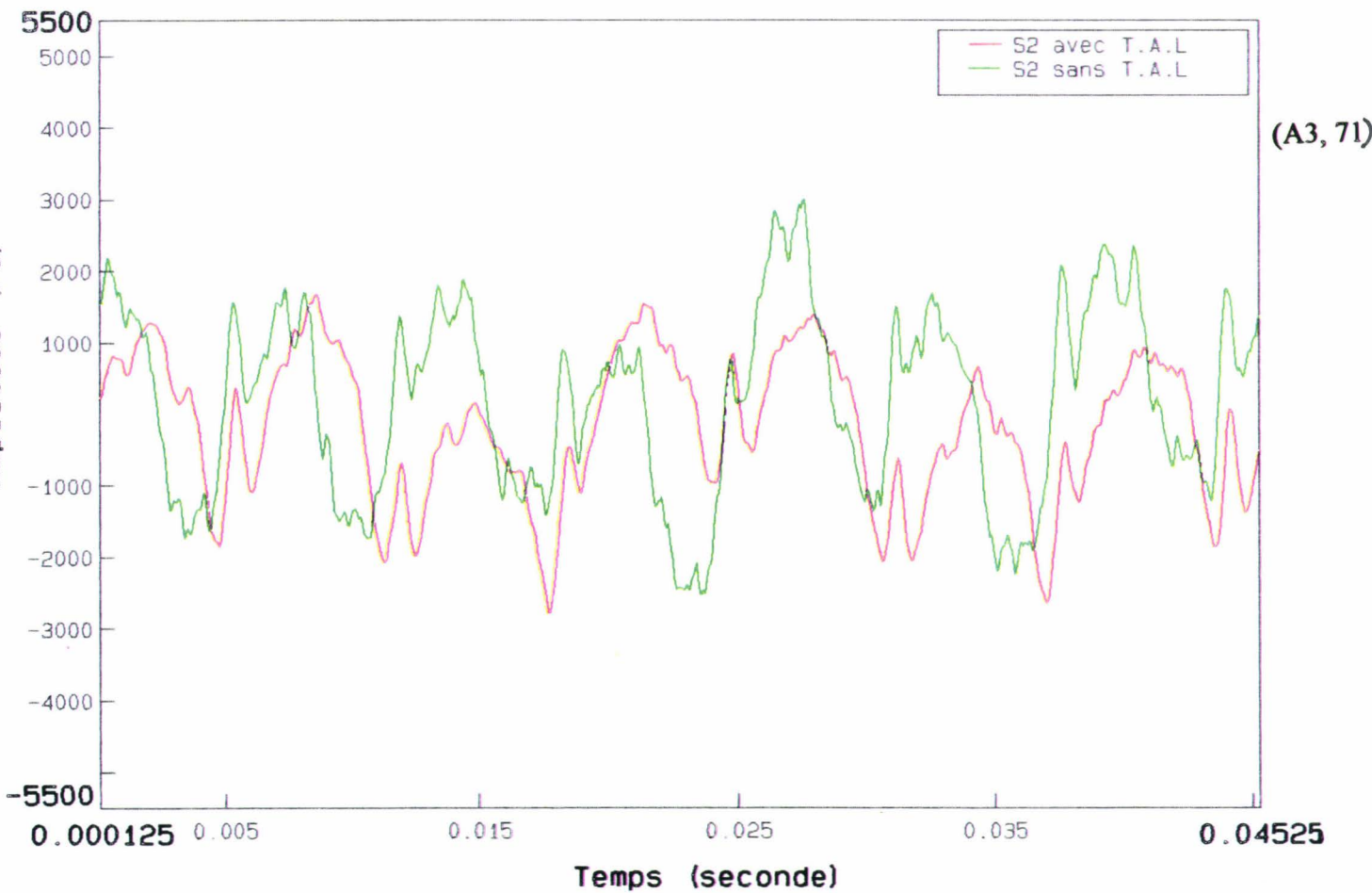
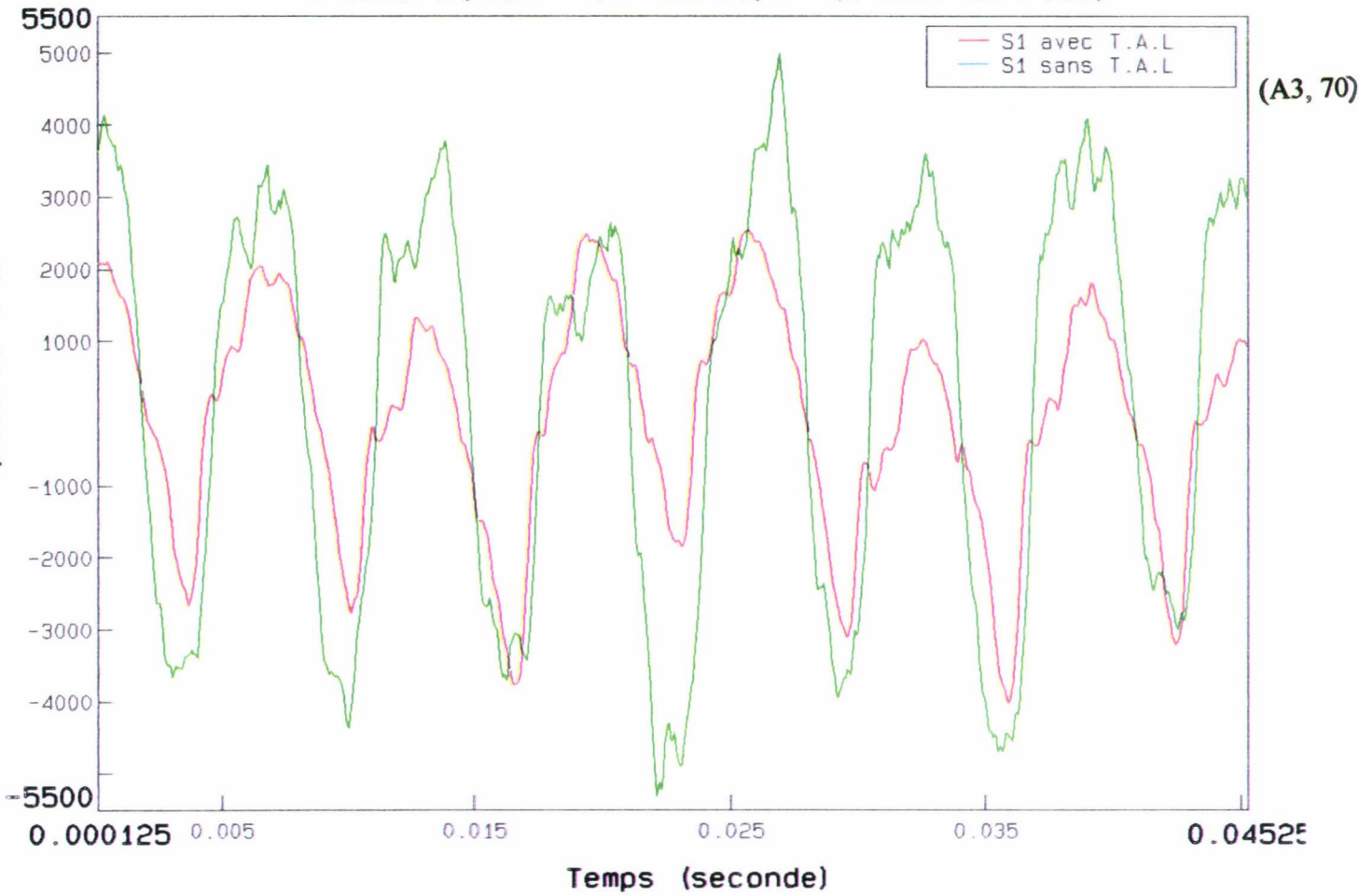
Comparaison des mesures en sortie de roue, près du bec, à l'aspiration, et au refoulement



(A3, 67)

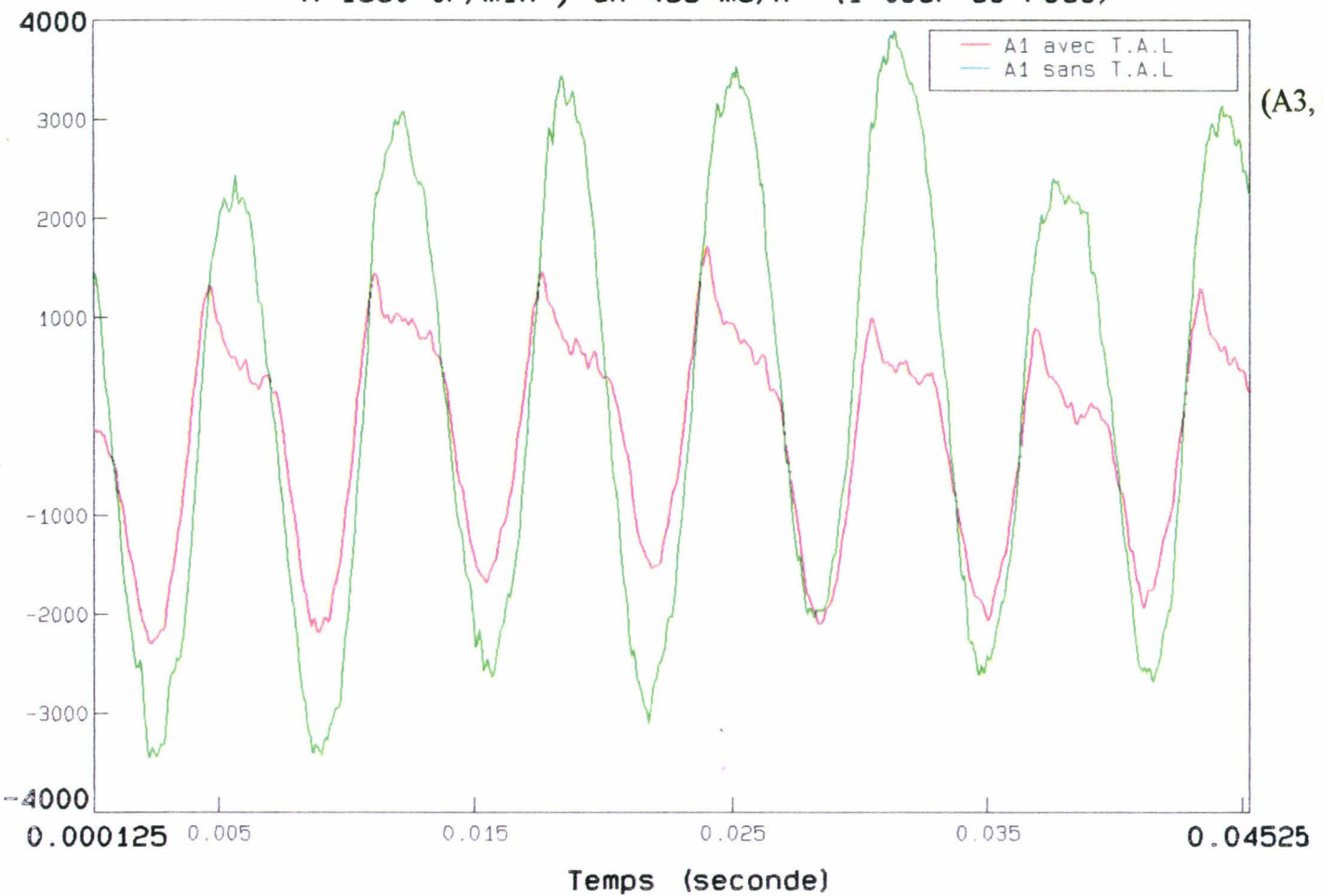
- 236 -

COMPARAISON DES MESURES DE FLUCTUATIONS DE PRESSION
AVEC OU SANS TERMINAISON ANECHOIQUE POUR LIQUIDE
A L'ASPIRATION
N=1330 tr/min Qn=495 m3/h (1 tour de roue)

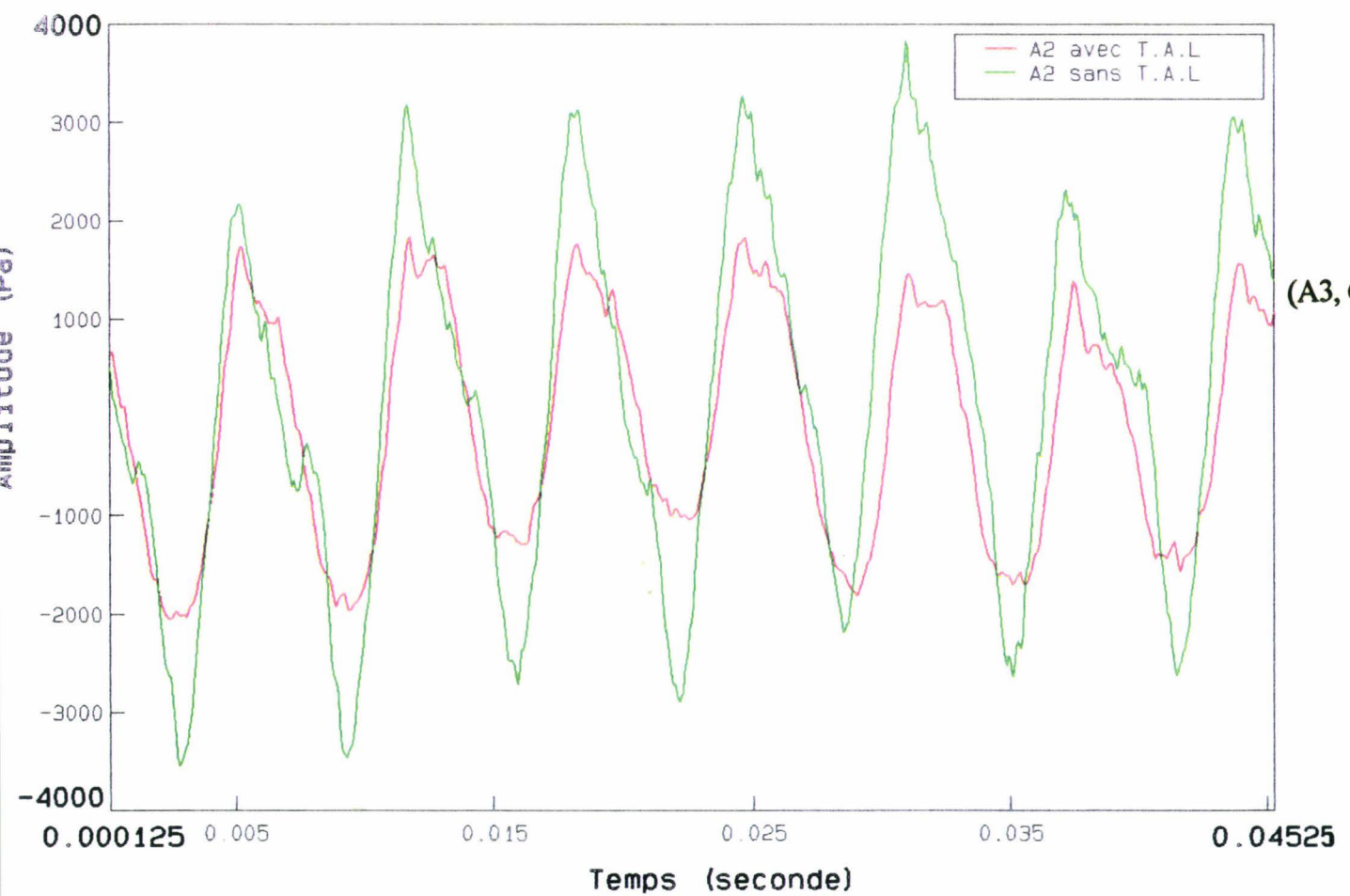


COMPARAISON DES MESURES DE FLUCTUATIONS DE PRESSION
AVEC OU SANS TERMINAISON ANECHOIQUE POUR LIQUIDE
A L'ASPIRATION

$N=1330$ tr/min ; $Q_n=495$ m³/h (1 tour de roue)

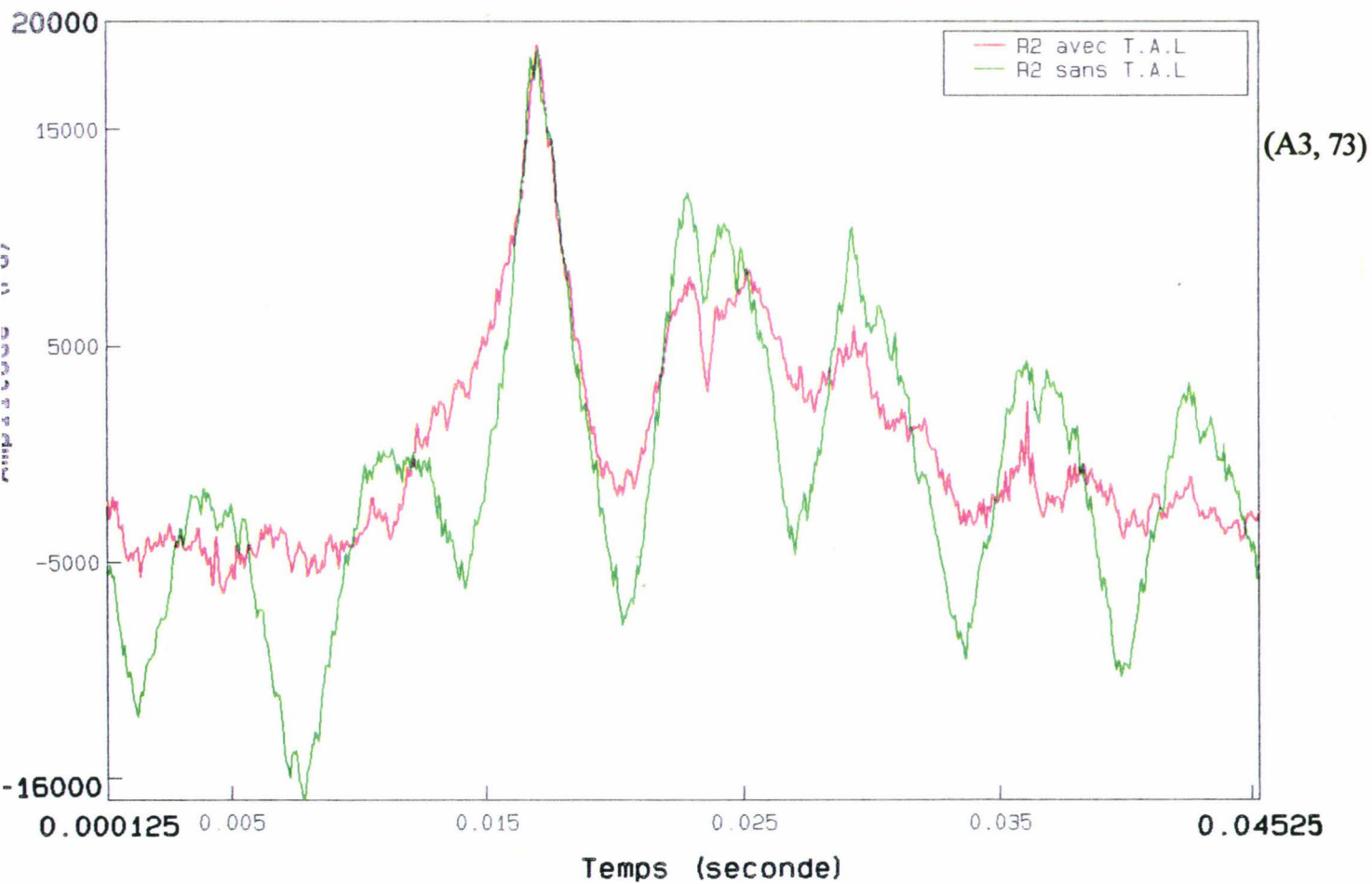
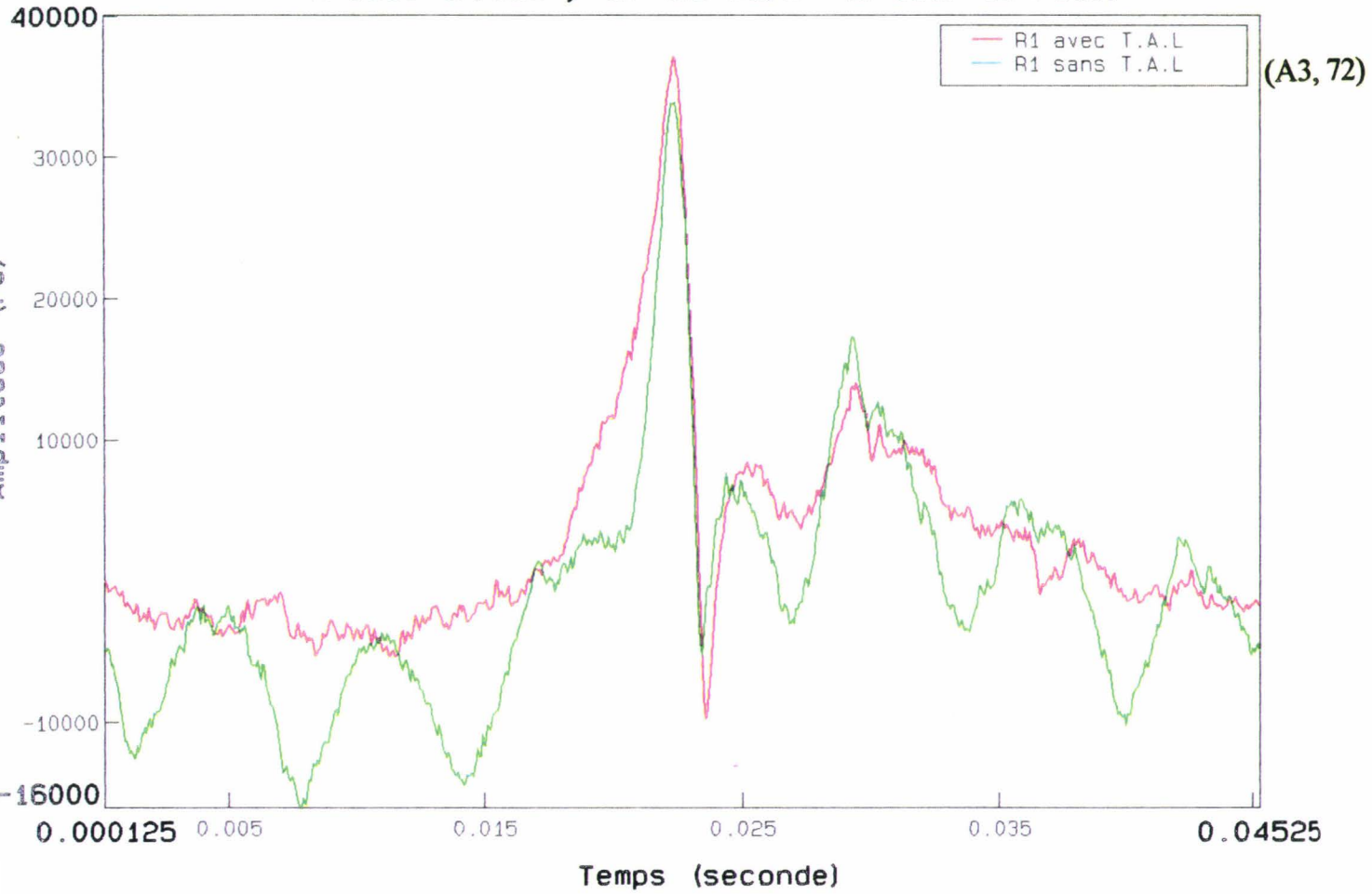


(A3, 68)

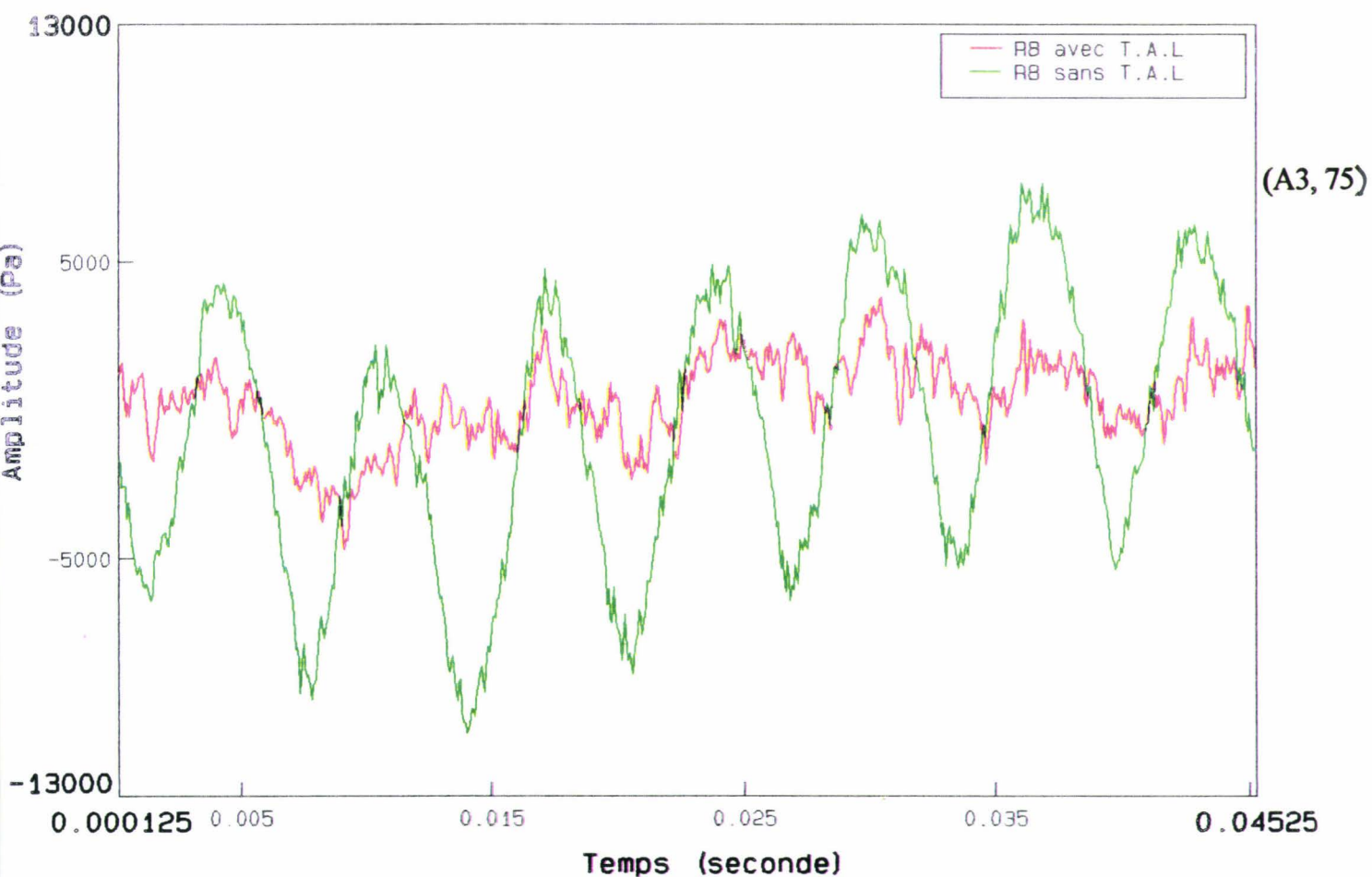
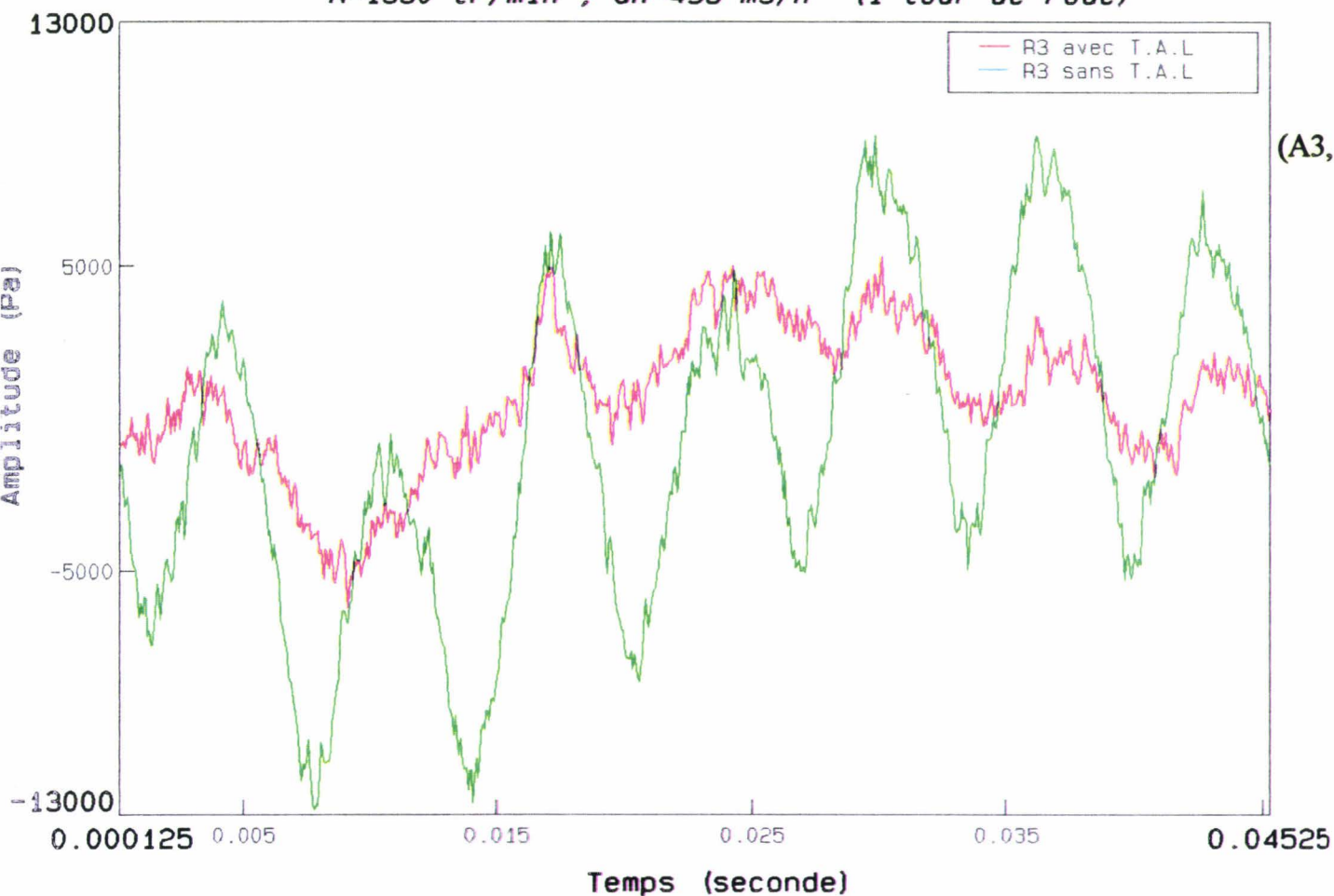


(A3, 69)

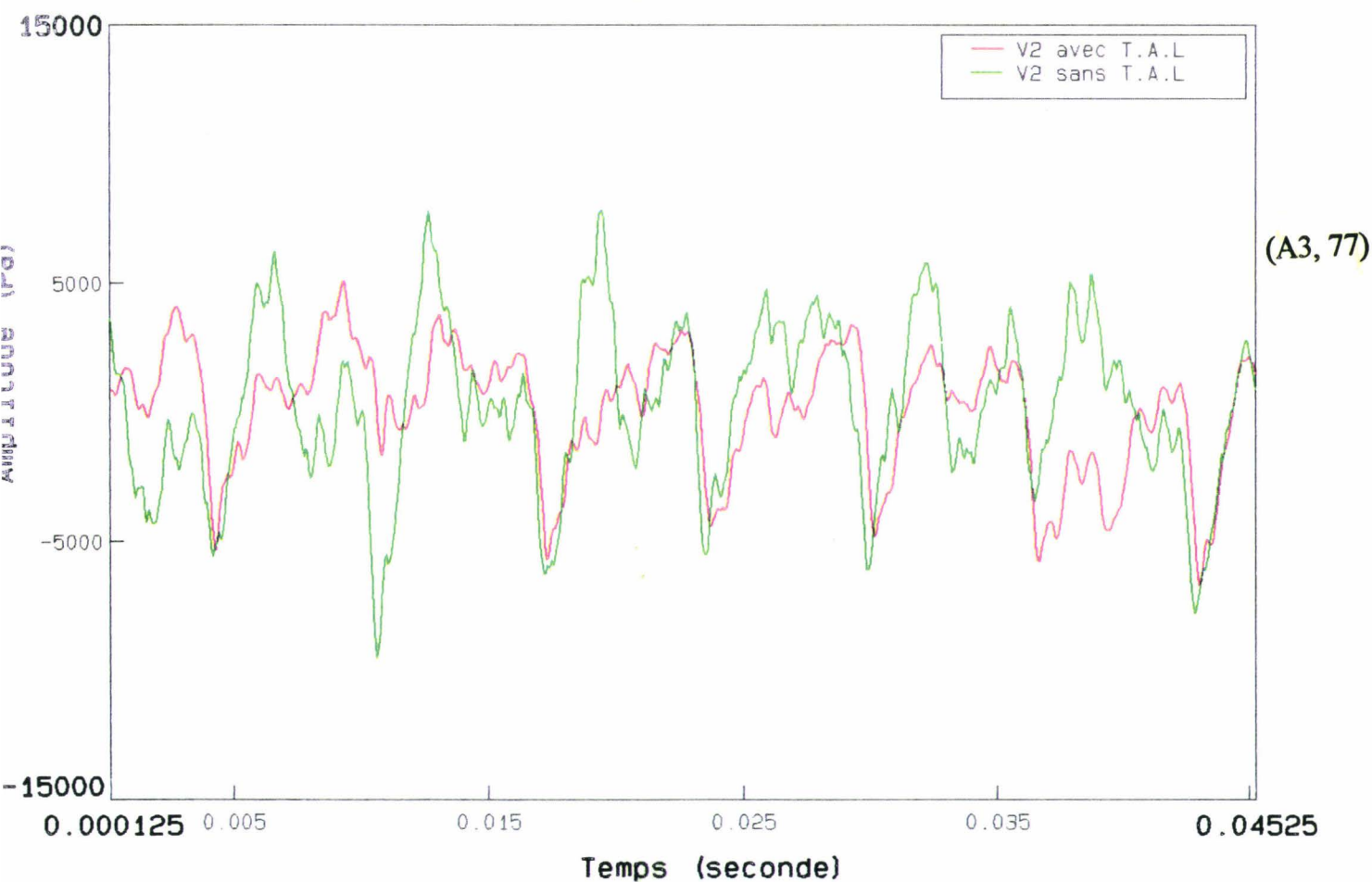
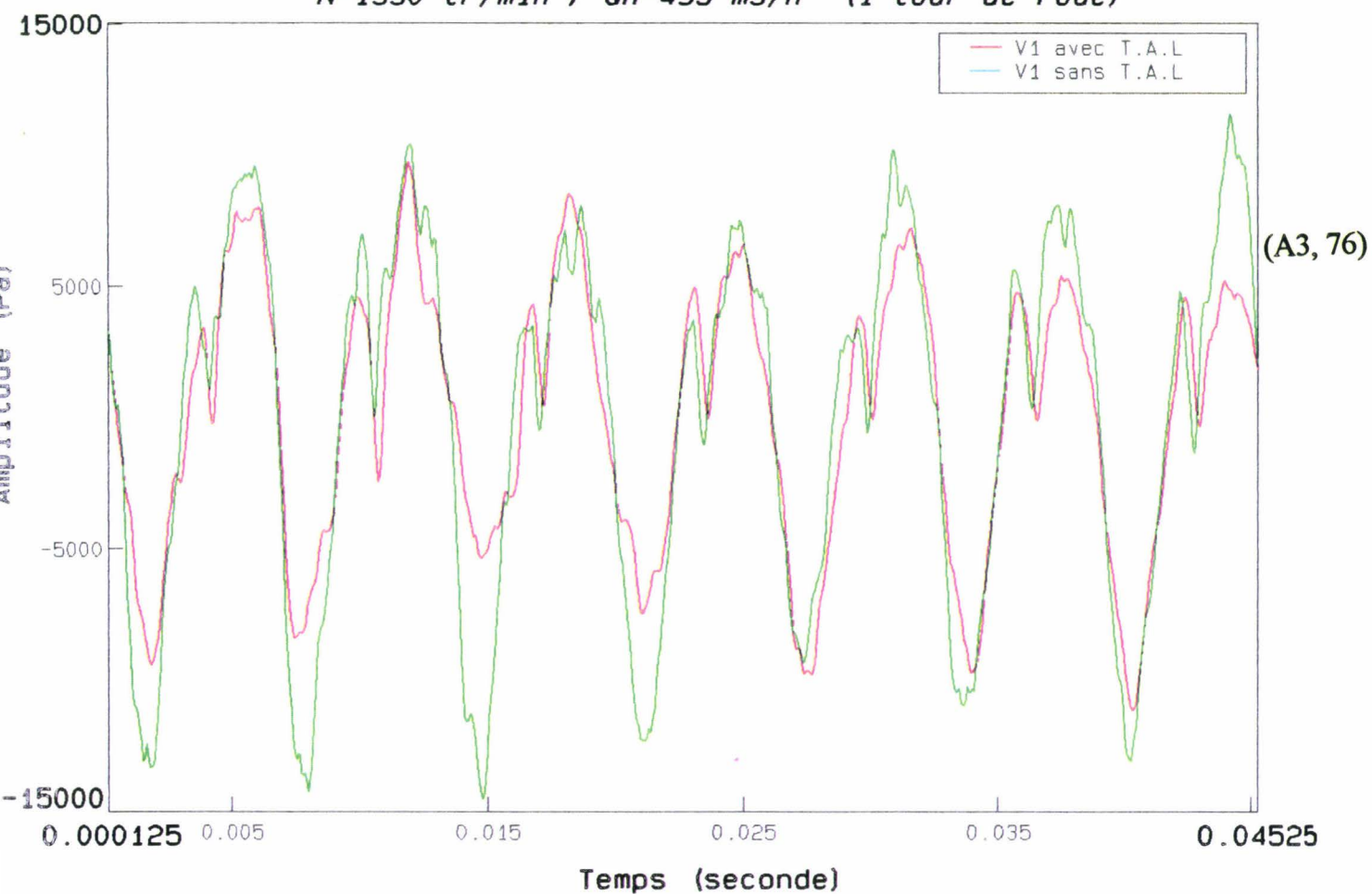
COMPARAISON DES MESURES DE FLUCTUATIONS DE PRESSION
AVEC OU SANS TERMINAISON ANECHOIQUE POUR LIQUIDE
A L'ASPIRATION
N=1330 tr/min ; Qn=495 m³/h (1 tour de roue)



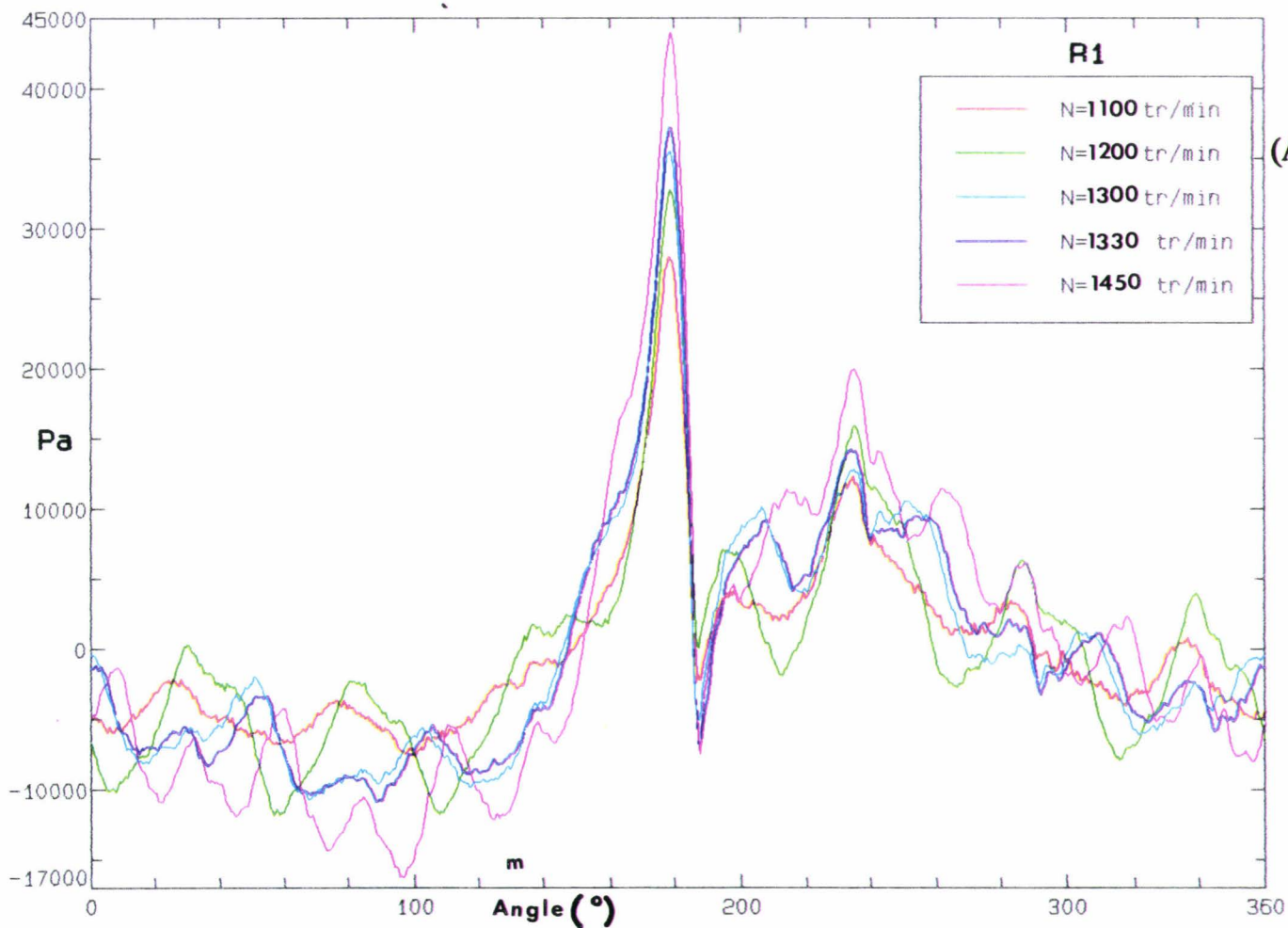
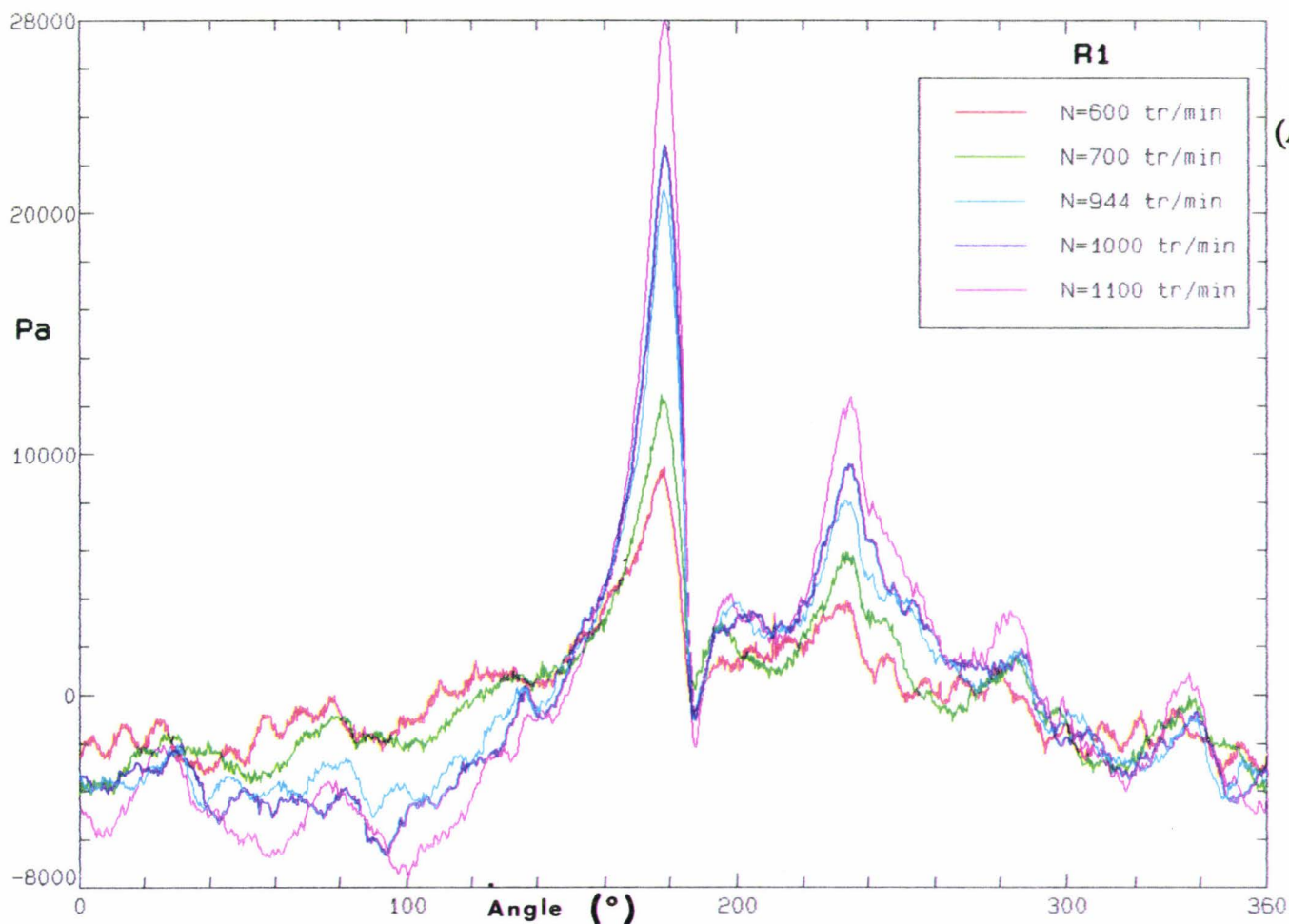
COMPARAISON DES MESURES DE FLUCTUATIONS DE PRESSION
AVEC OU SANS TERMINAISON ANECHOIQUE POUR LIQUIDE
A L'ASPIRATION
N=1330 tr/min ; Qn=495 m3/h (1 tour de roue)



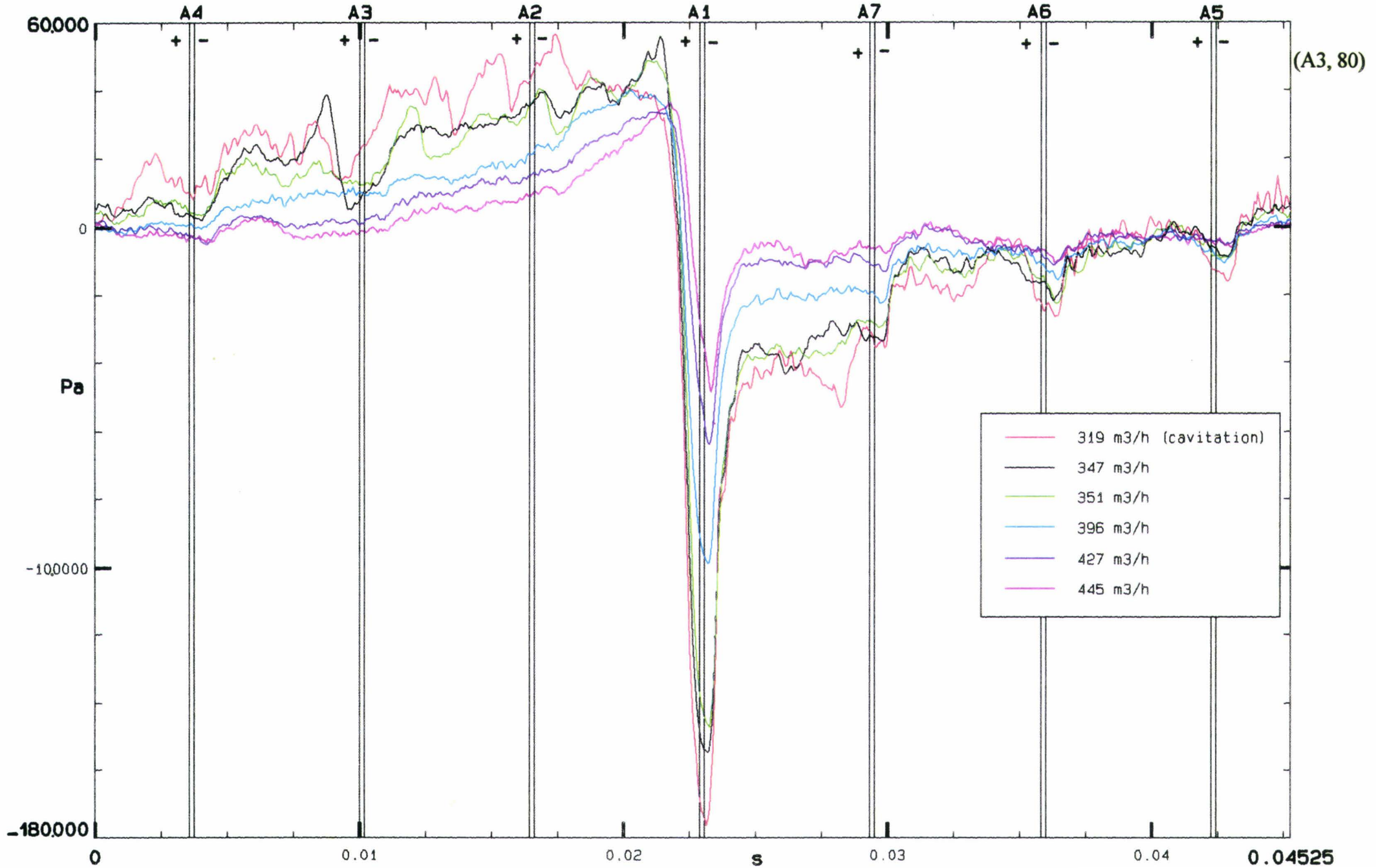
COMPARAISON DES MESURES DE FLUCTUATIONS DE PRESSION
AVEC OU SANS TERMINAISON ANECHOIQUE POUR LIQUIDE
A L'ASPIRATION
N=1330 tr/min ; Qn=495 m3/h (1 tour de roue)



Analyse des fluctuations de pression en similitude hydraulique



MESURES DES FLUCTUATIONS DE PRESSION EN SORTIE DE ROUE (R1)
Analyse à la même vitesse de rotation N=1330 tr/min et à plusieurs débits partiels

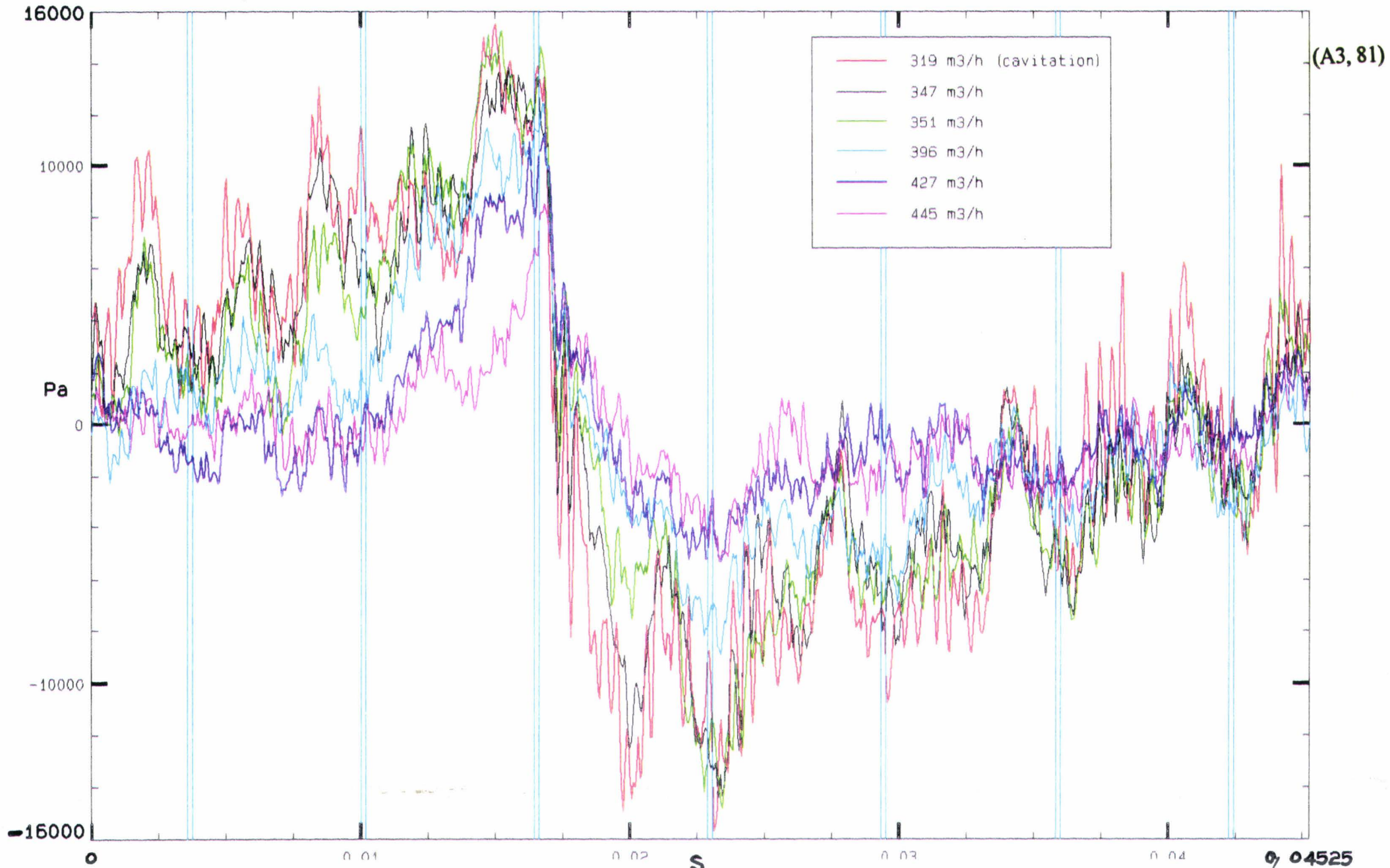


(A3, 80)

- 243 -

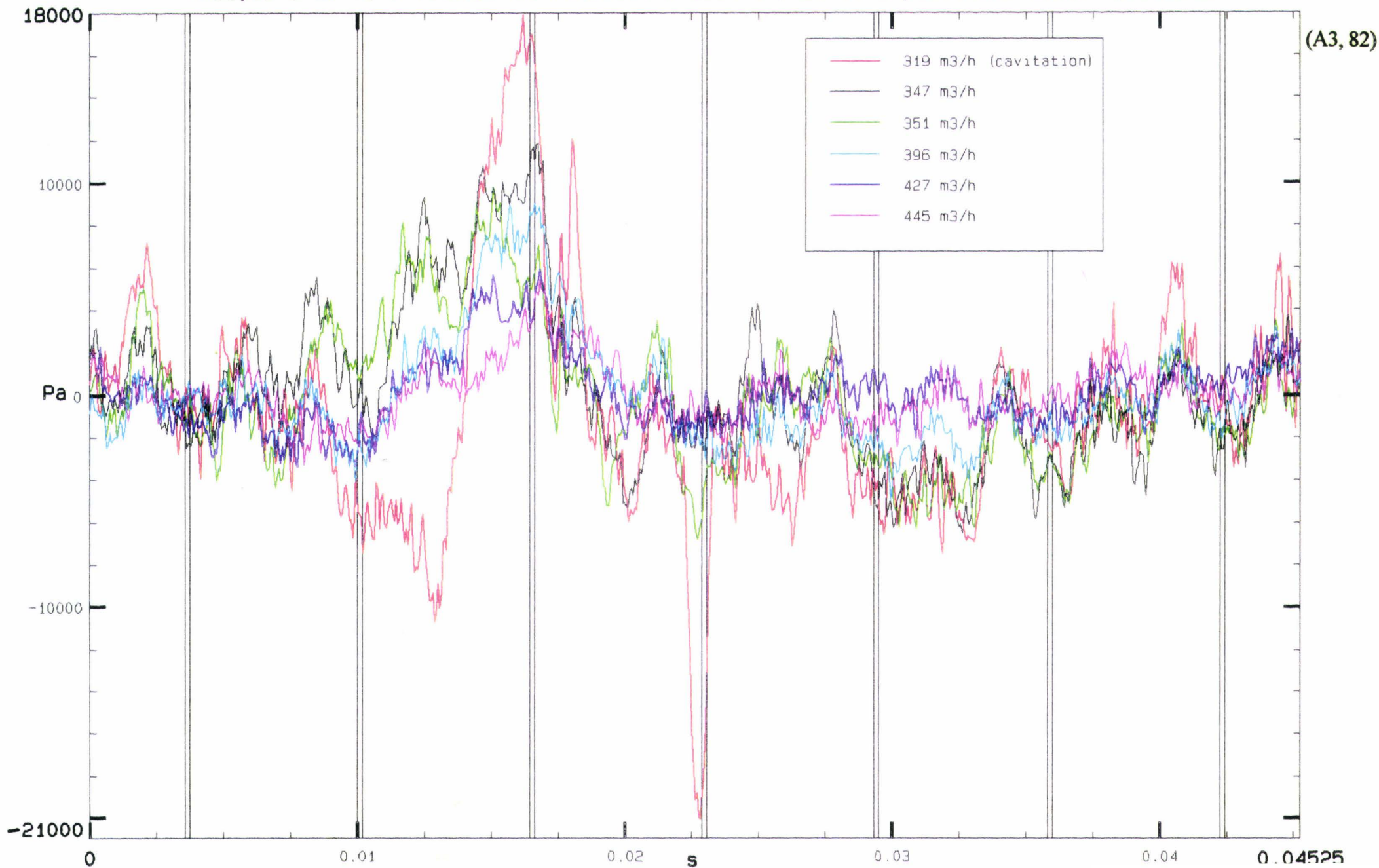
MESURES DES FLUCTUATIONS DE PRESSION EN ENTREE DE ROUE (R3)

Analyse à la même vitesse de rotation $N=1330$ tr/min et à plusieurs débits partiels



MESURES DES FLUCTUATIONS DE PRESSION EN ENTREE DE ROUE (R8)

Analyse à la même vitesse de rotation $N=1330$ tr/min et à plusieurs débits partiels

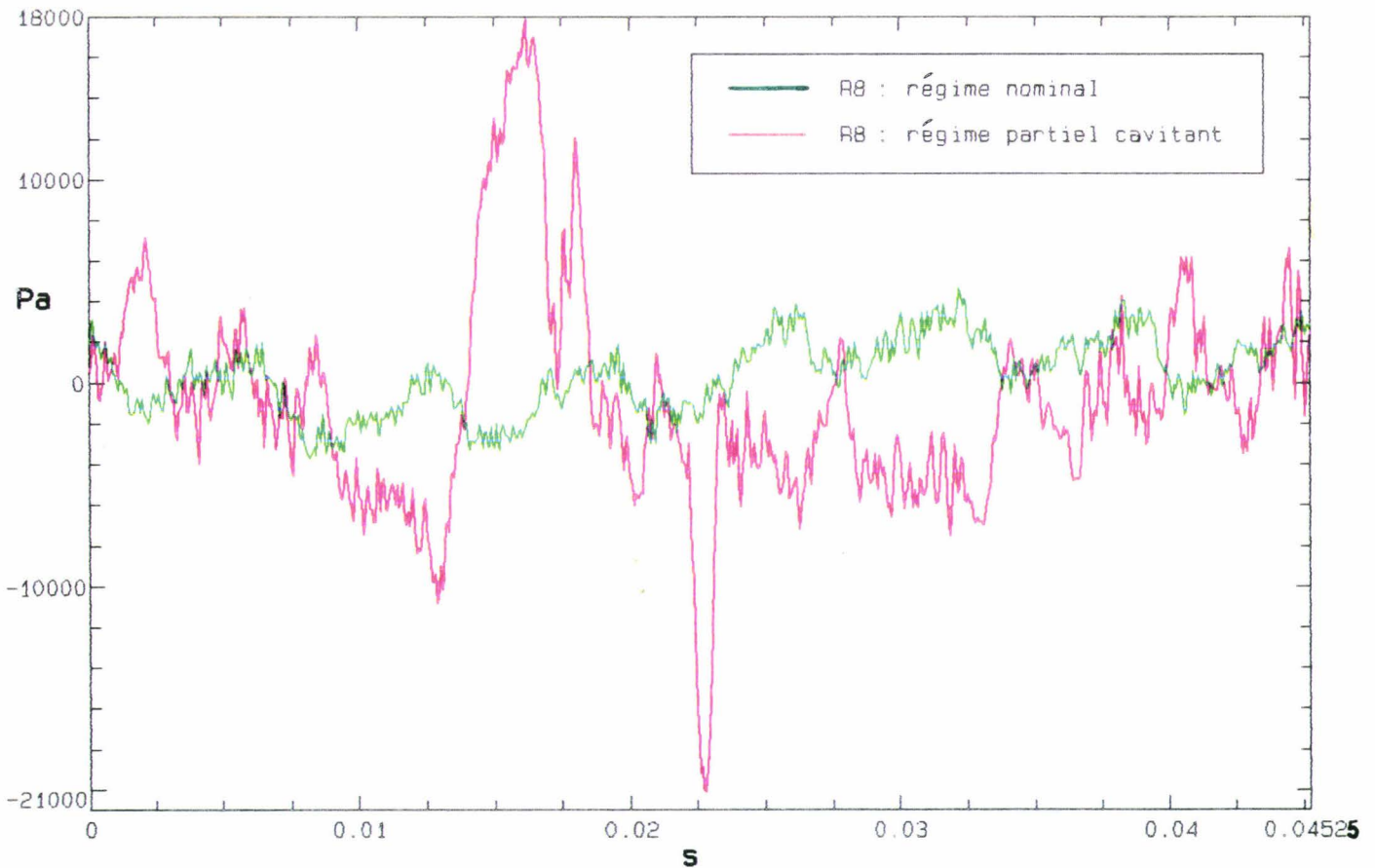
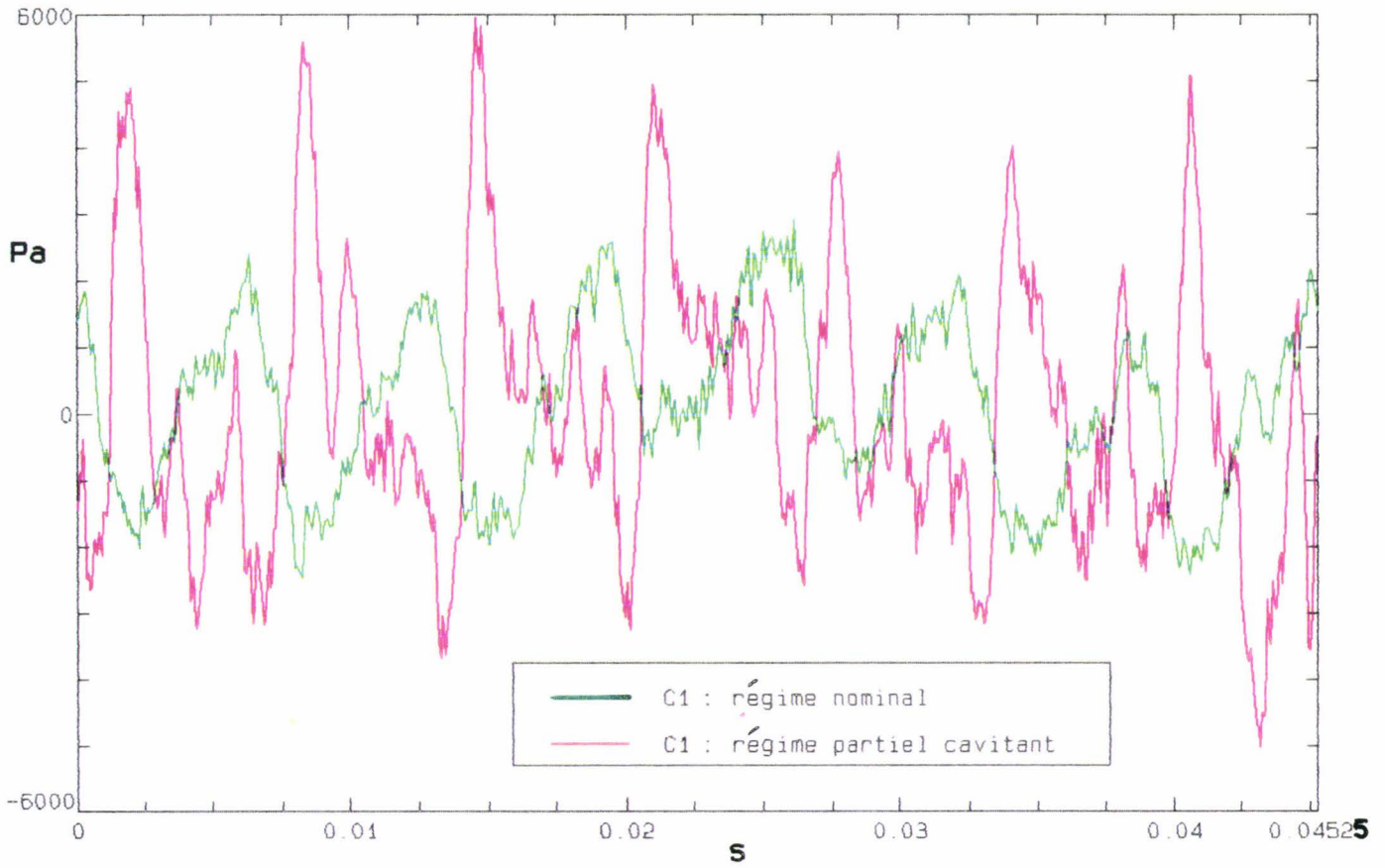


Comparaison des fluctuations de pression a deux régimes différents
- nominal : 1330 tr/min ; 495 m³/h (Q_n)
- partiel : 1330 tr/min ; 319 m³/h (0.64Q_n) - CAVITATION -

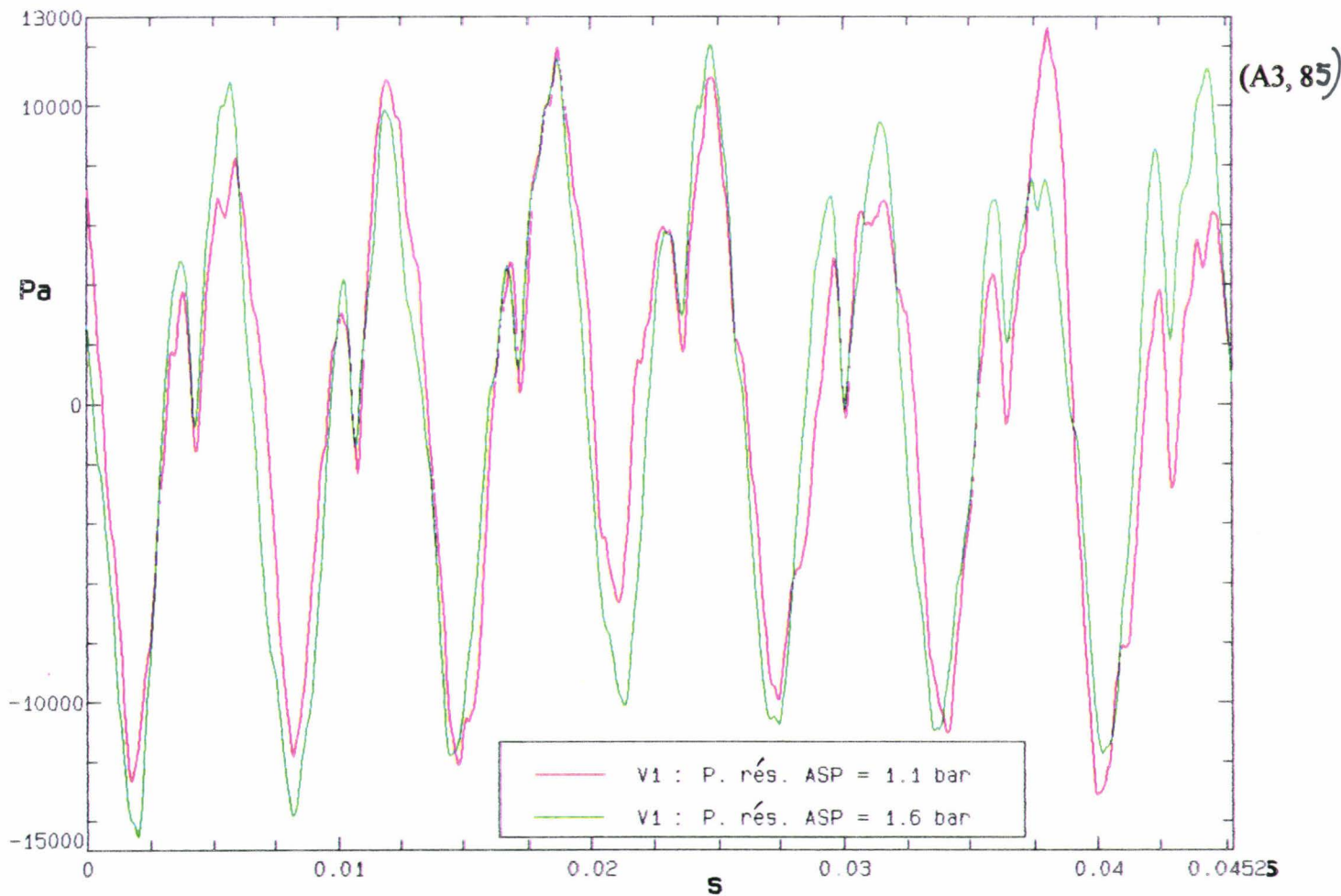
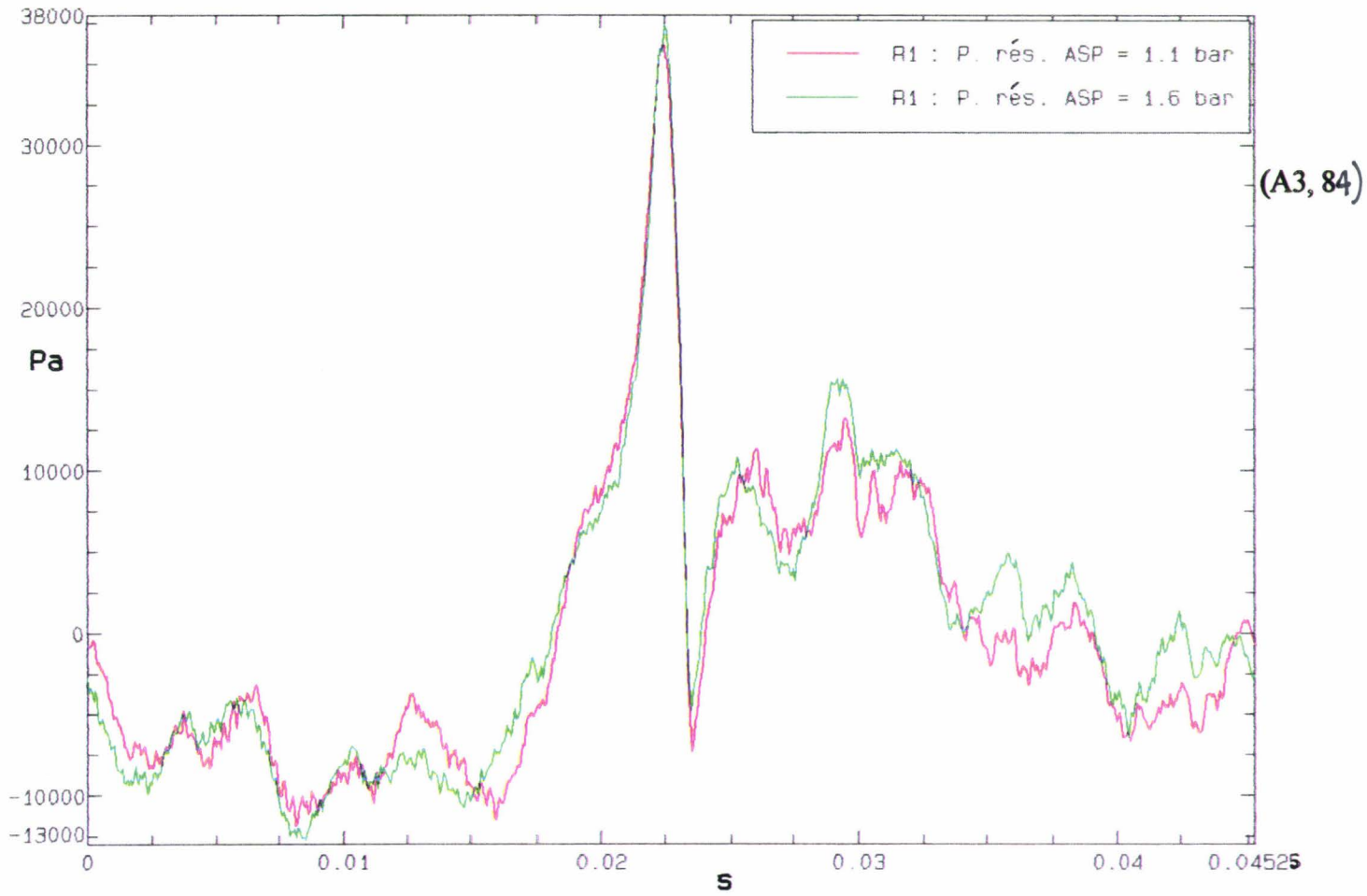
C1 : cône d'aspiration

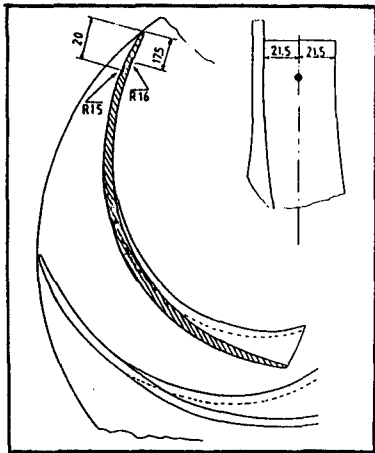
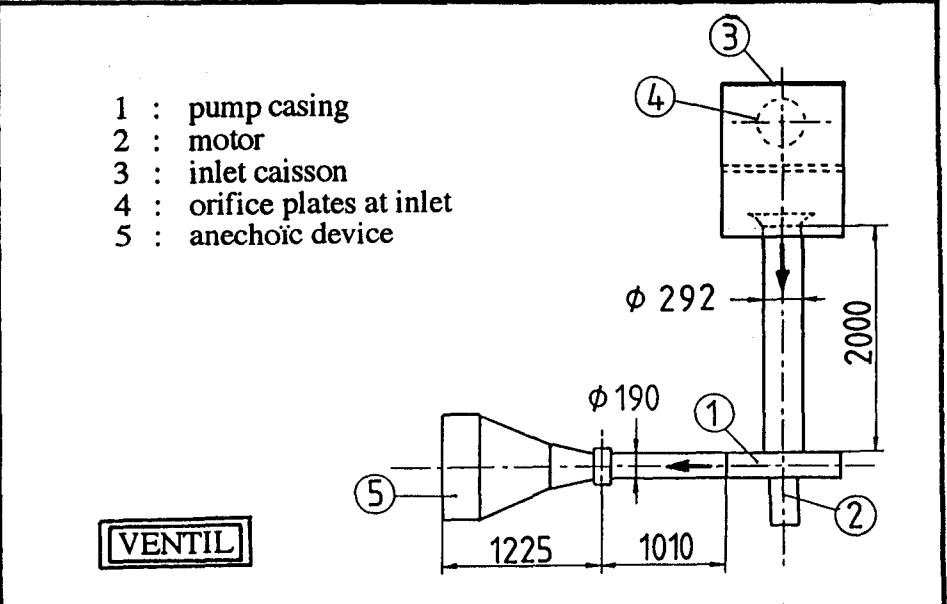
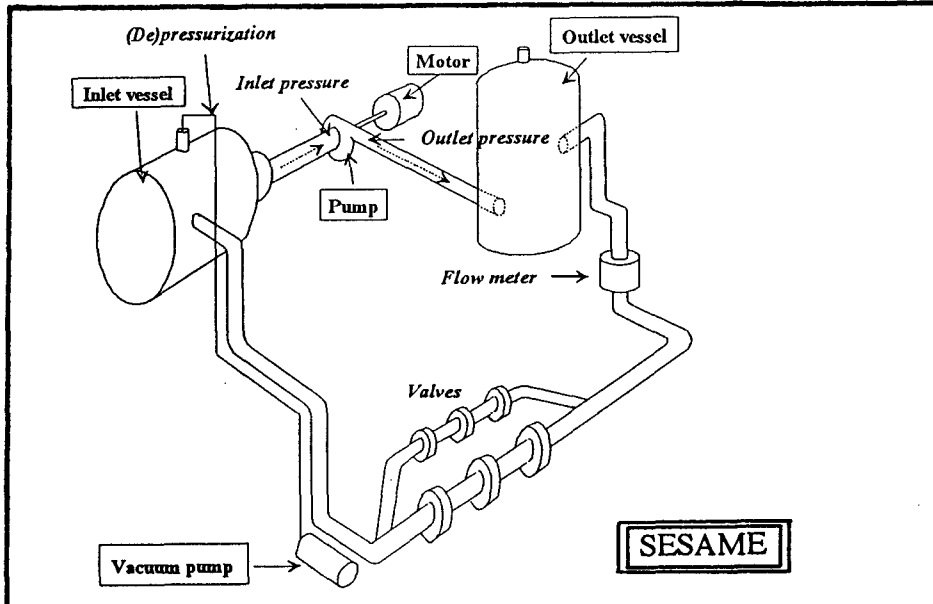
R8 : entrée de roue, face en dépression

(A3,83)

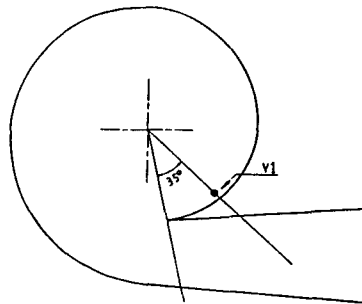


MESURESE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION A N=1330 tr/min ; Qn=495 m3/h
Effet d'une pressurisation du circuit (1.6 bar)

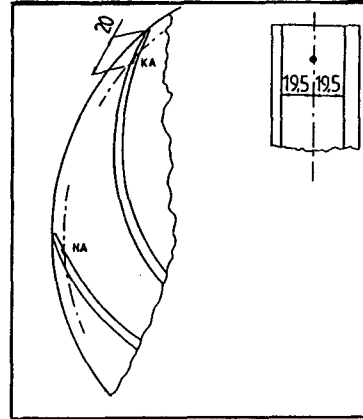




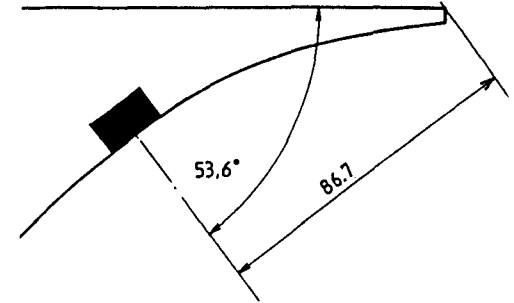
Transducers on impeller blades



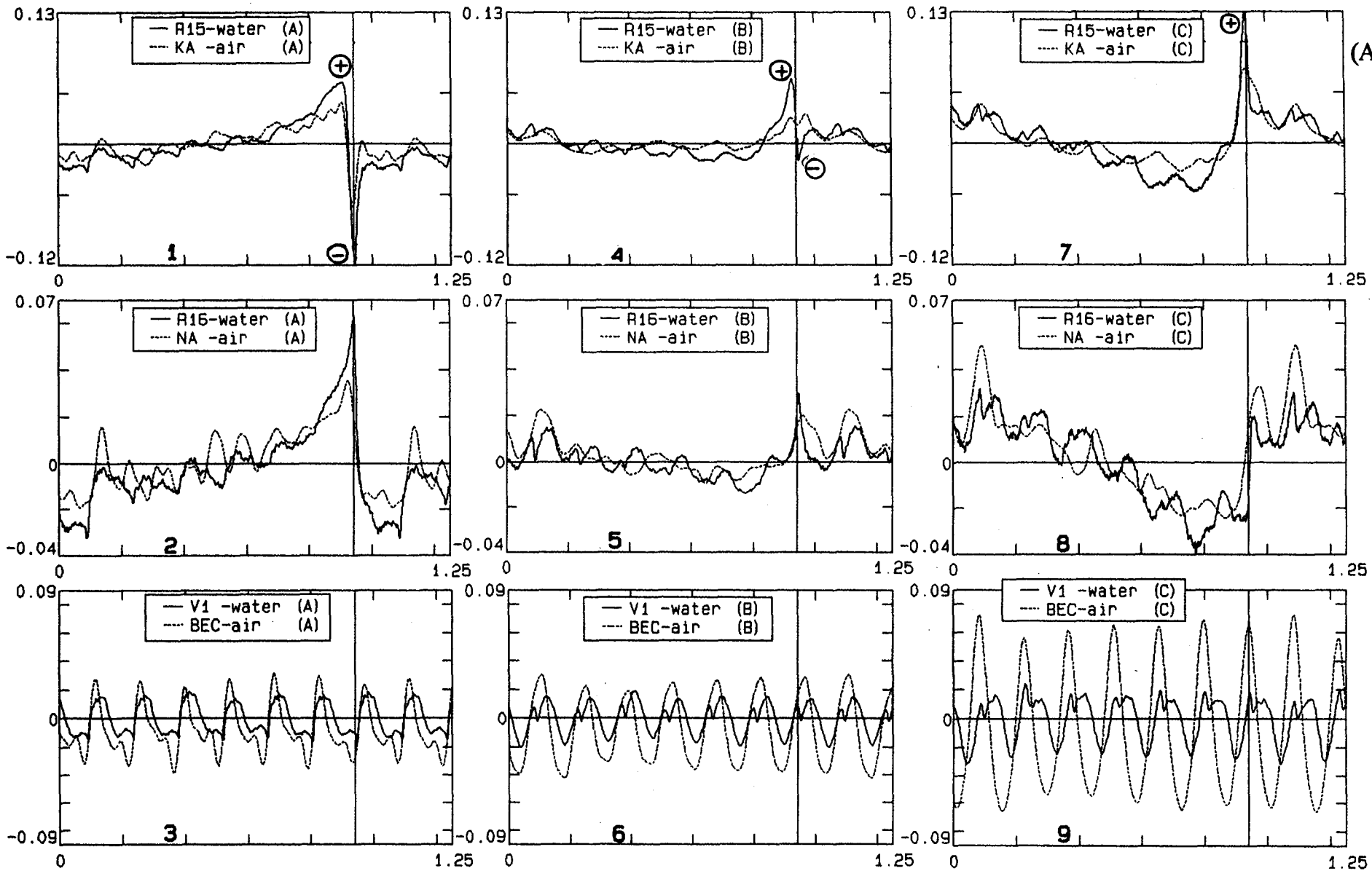
Transducer on volute cutwater



Transducers on impeller blades



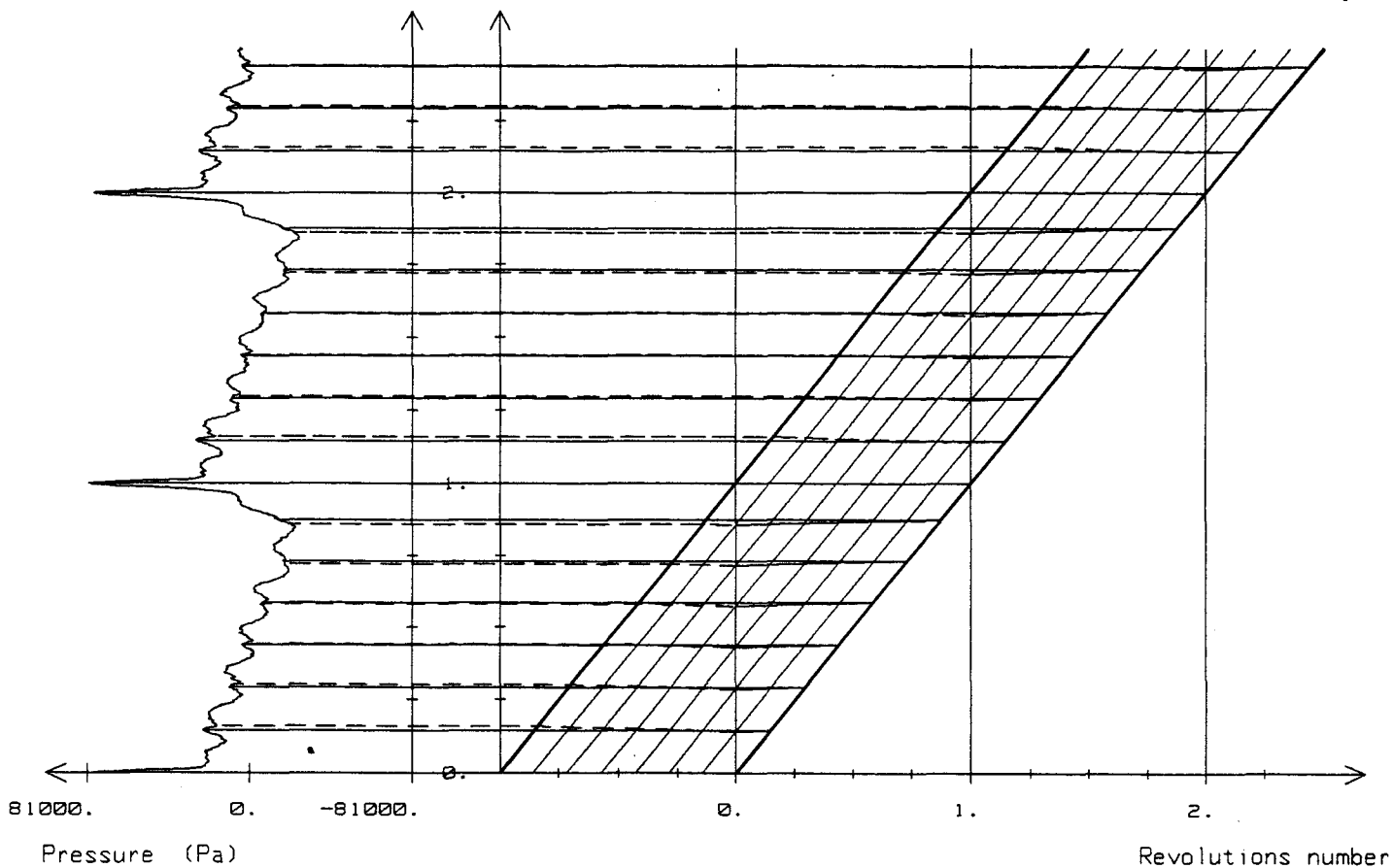
Transducer on volute tongue



Time periods

R15 - WATER

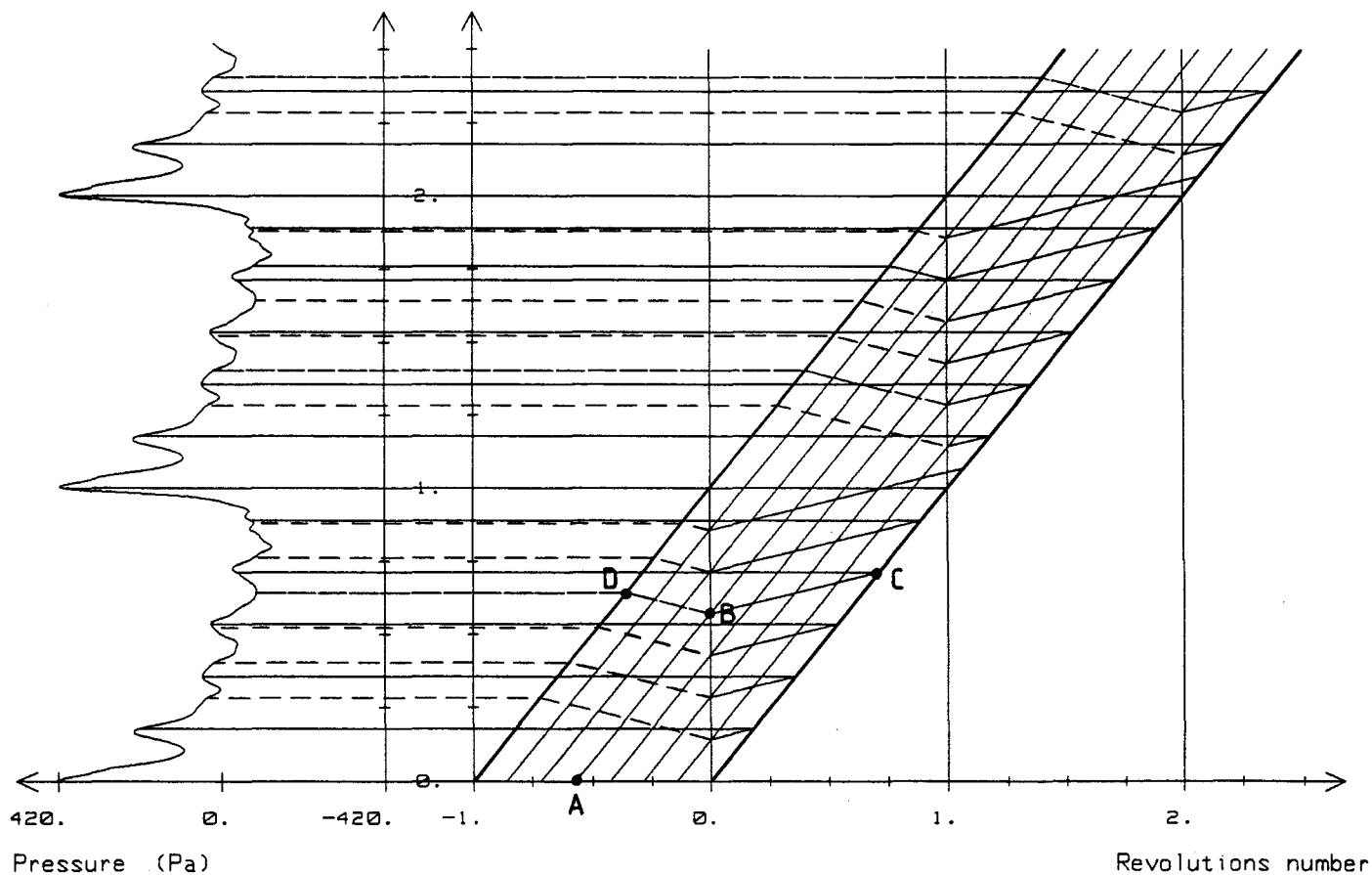
(A3, 8)



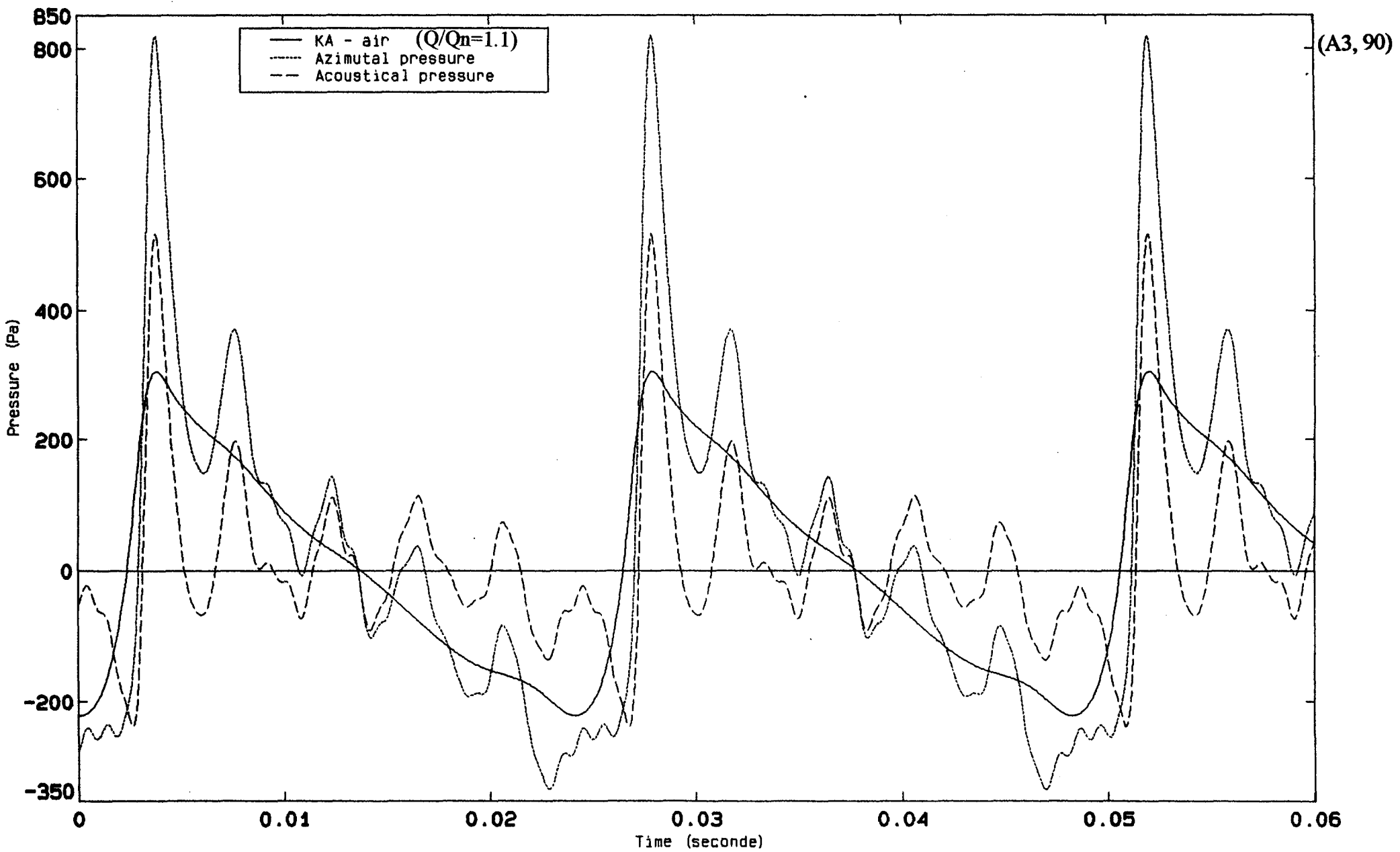
Time periods

KA - AIR

(A3, 8)



- 251 -



(A3, 90)

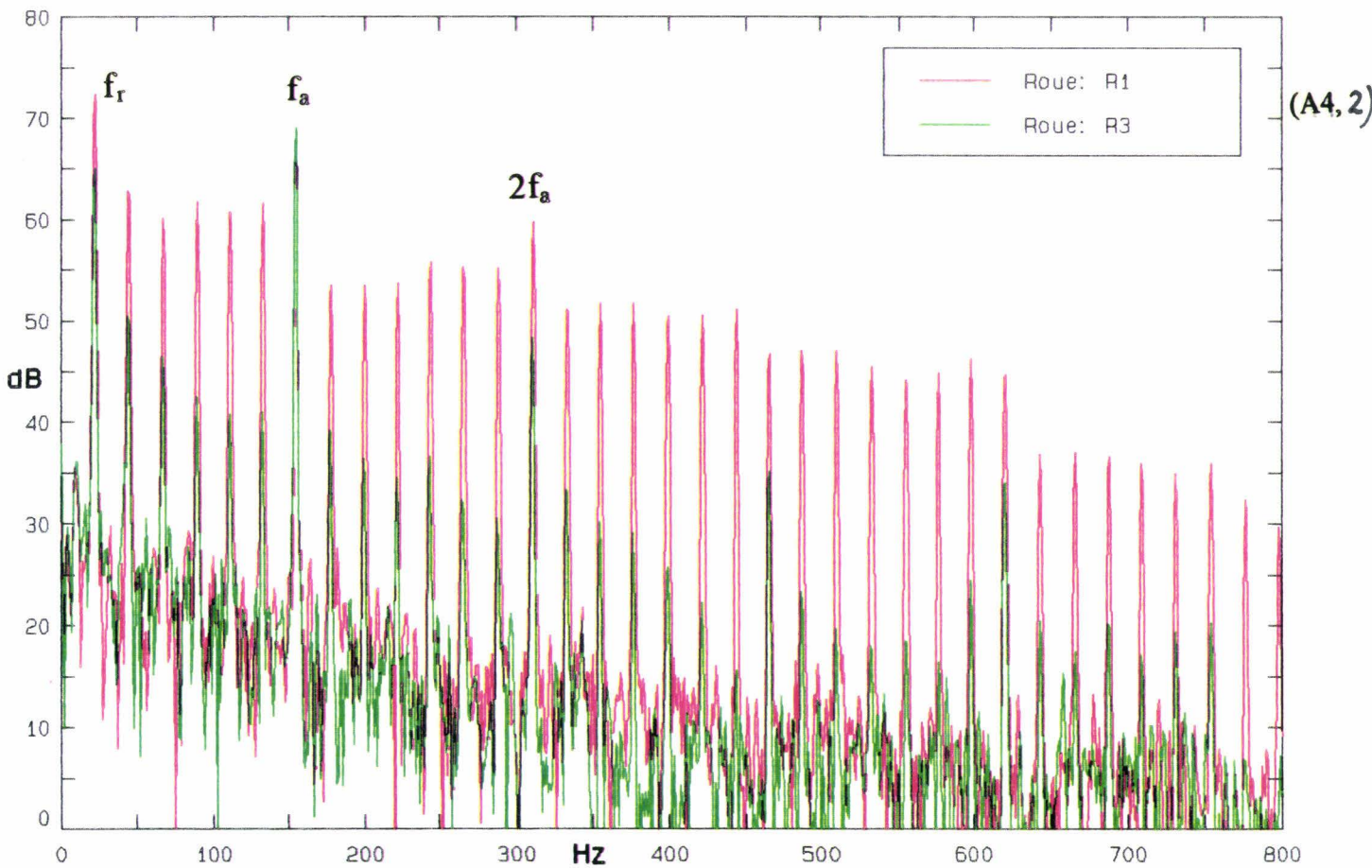
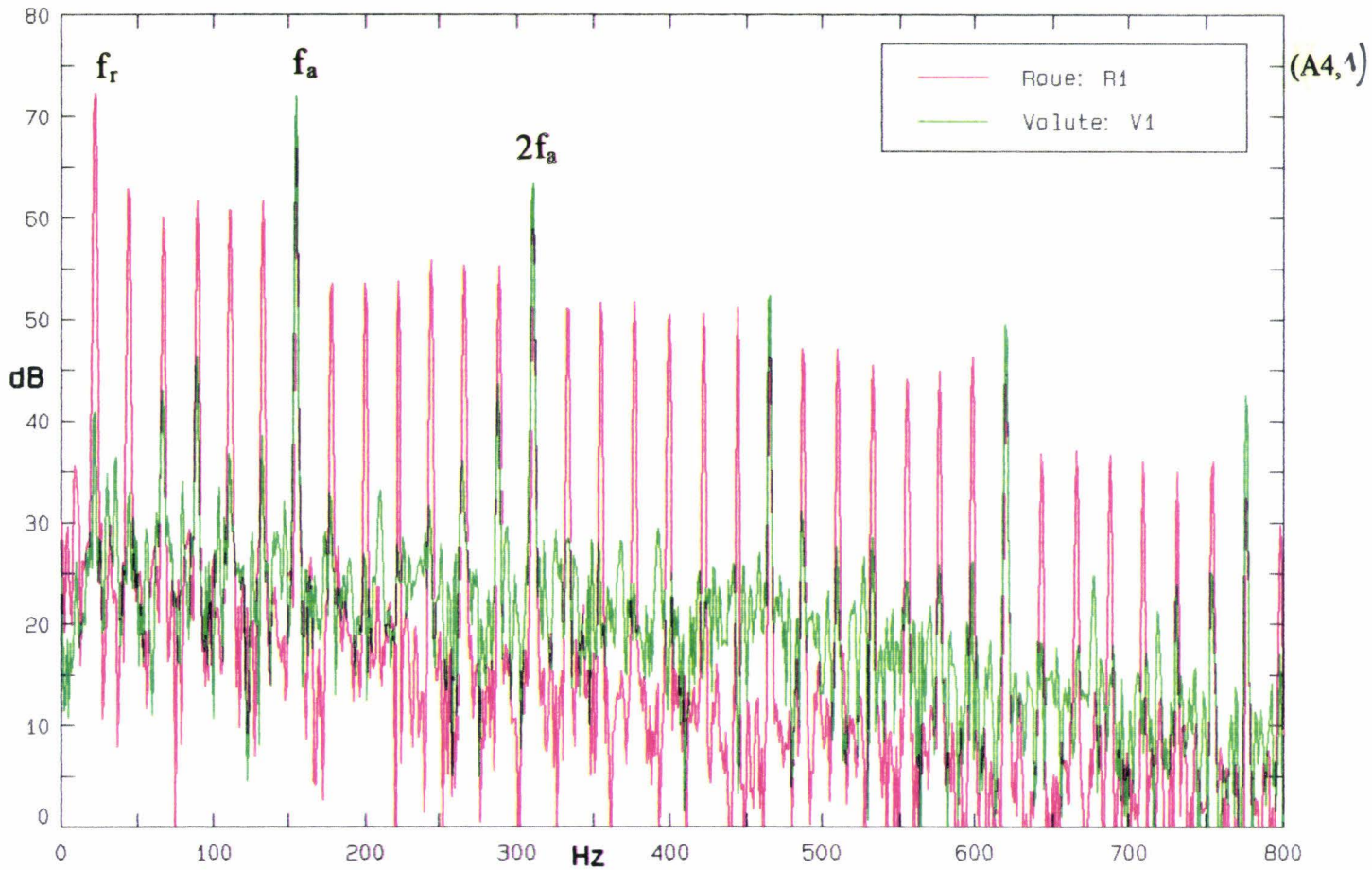
ANNEXE A4
Résultats des mesures des
fluctuations de pression
(fréquence)

Analyse en fréquence des fluctuations de pression

$N=1330$ tr/min ; $Q_n=495$ m³/h

$P_{asp.}=1.10$ bar ; $T=27$ C ; $O_2=6.16$ mg/l

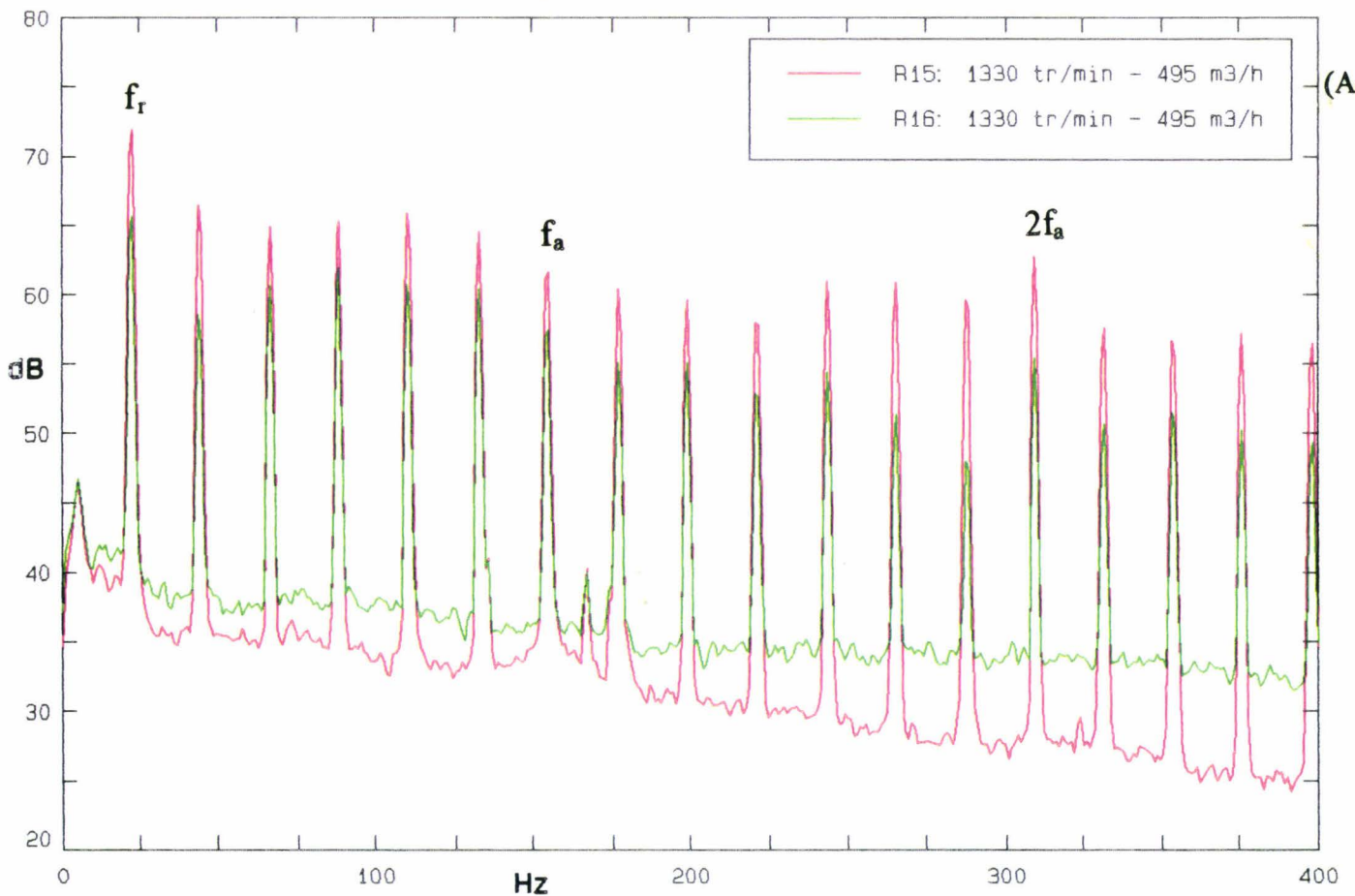
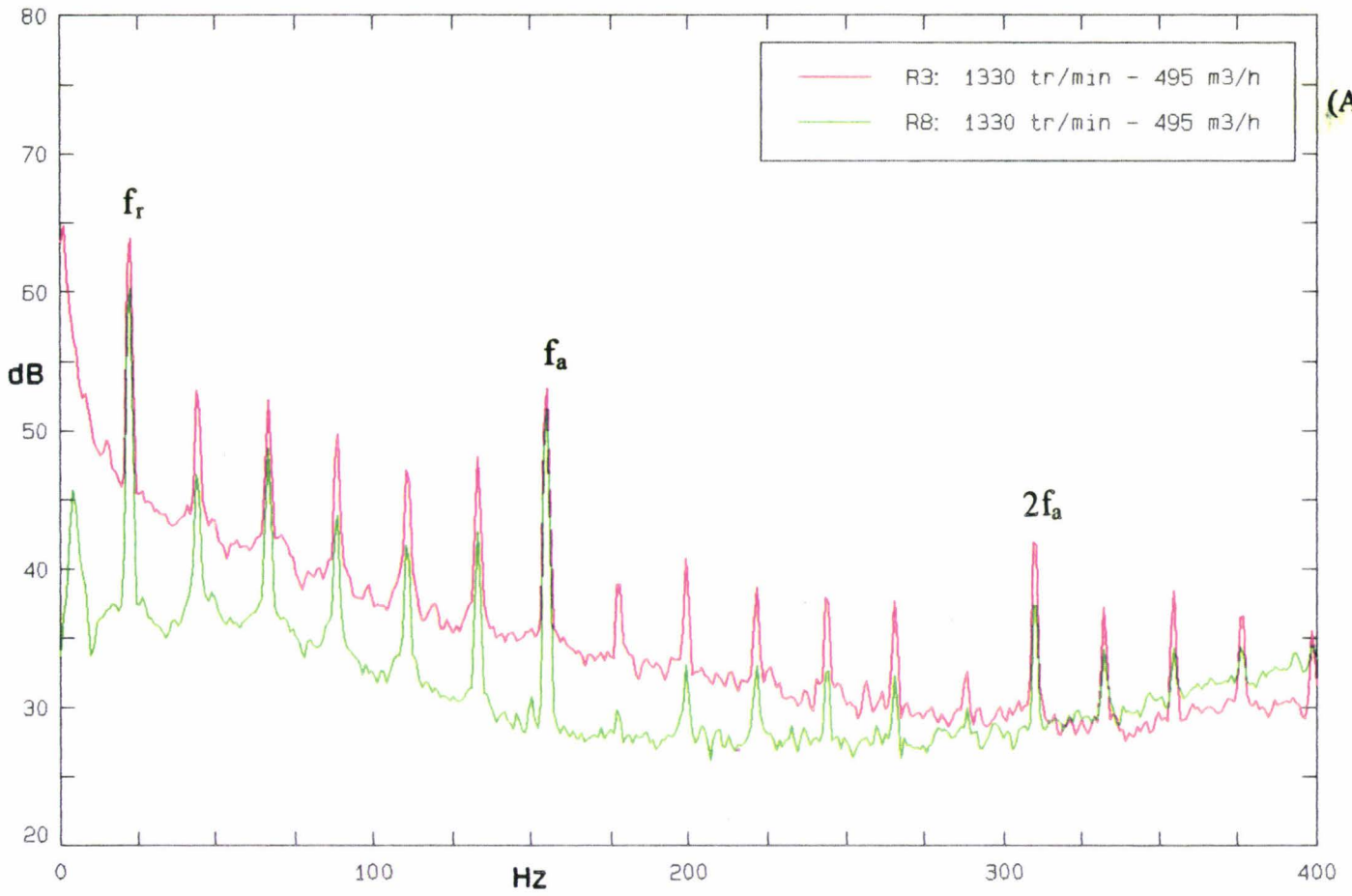
Spectre linéaire synchrone rms_double_amplitude



Analyse en fréquence des fluctuations de pression

Comparaison de mesures sur un même aubage

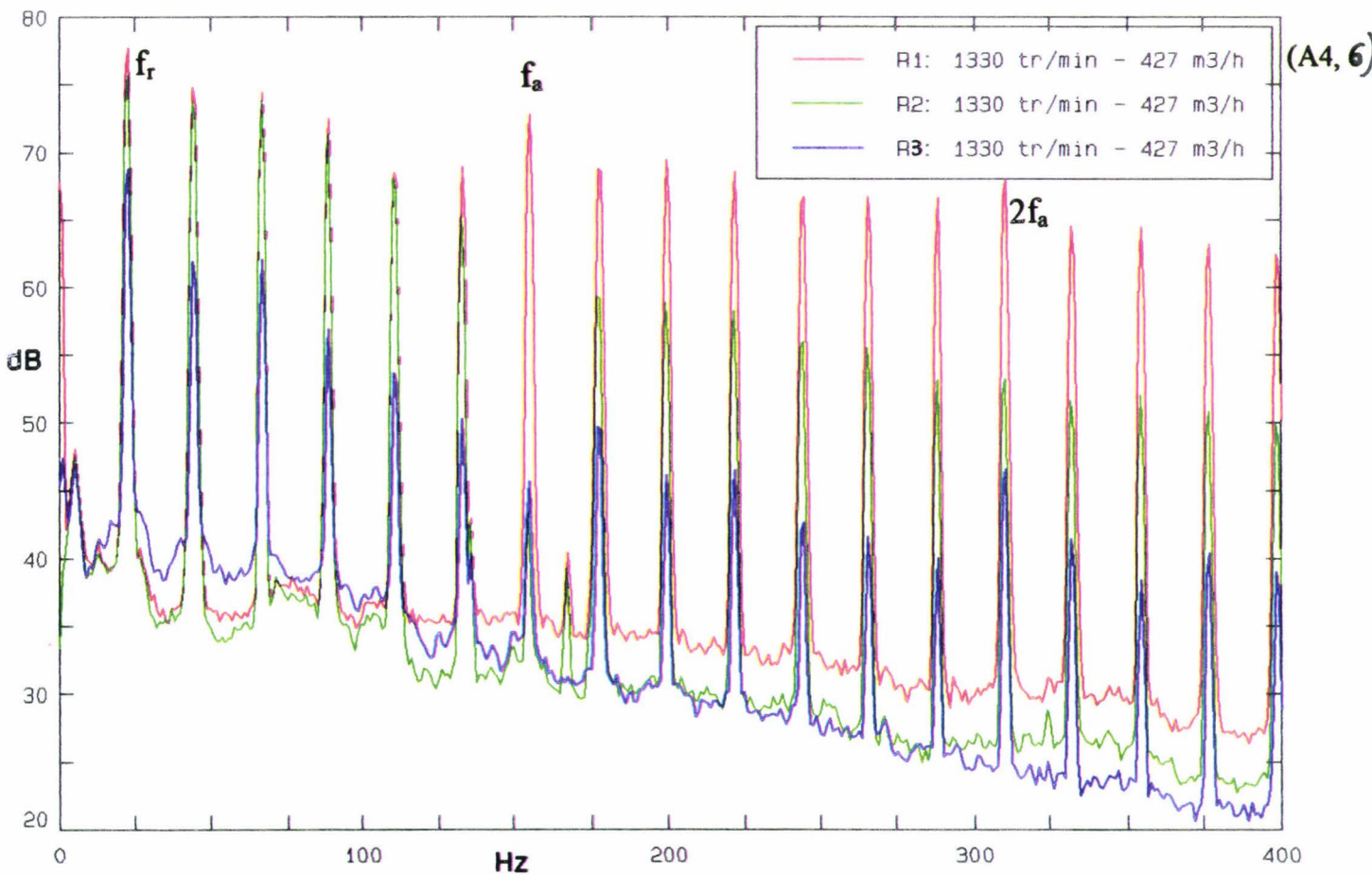
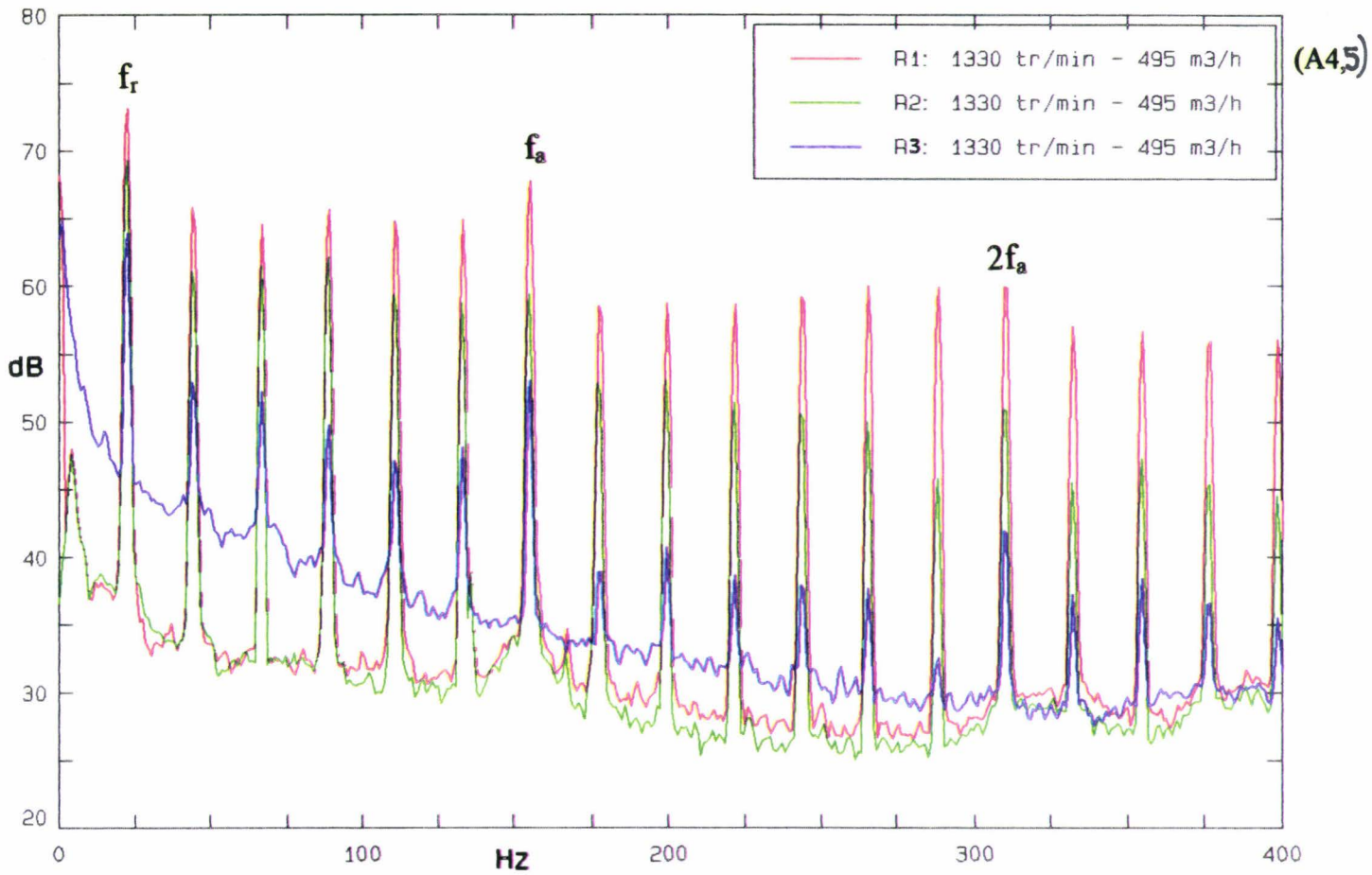
Autospectre rms_amplitude



Analyse en fréquence des fluctuations de pression

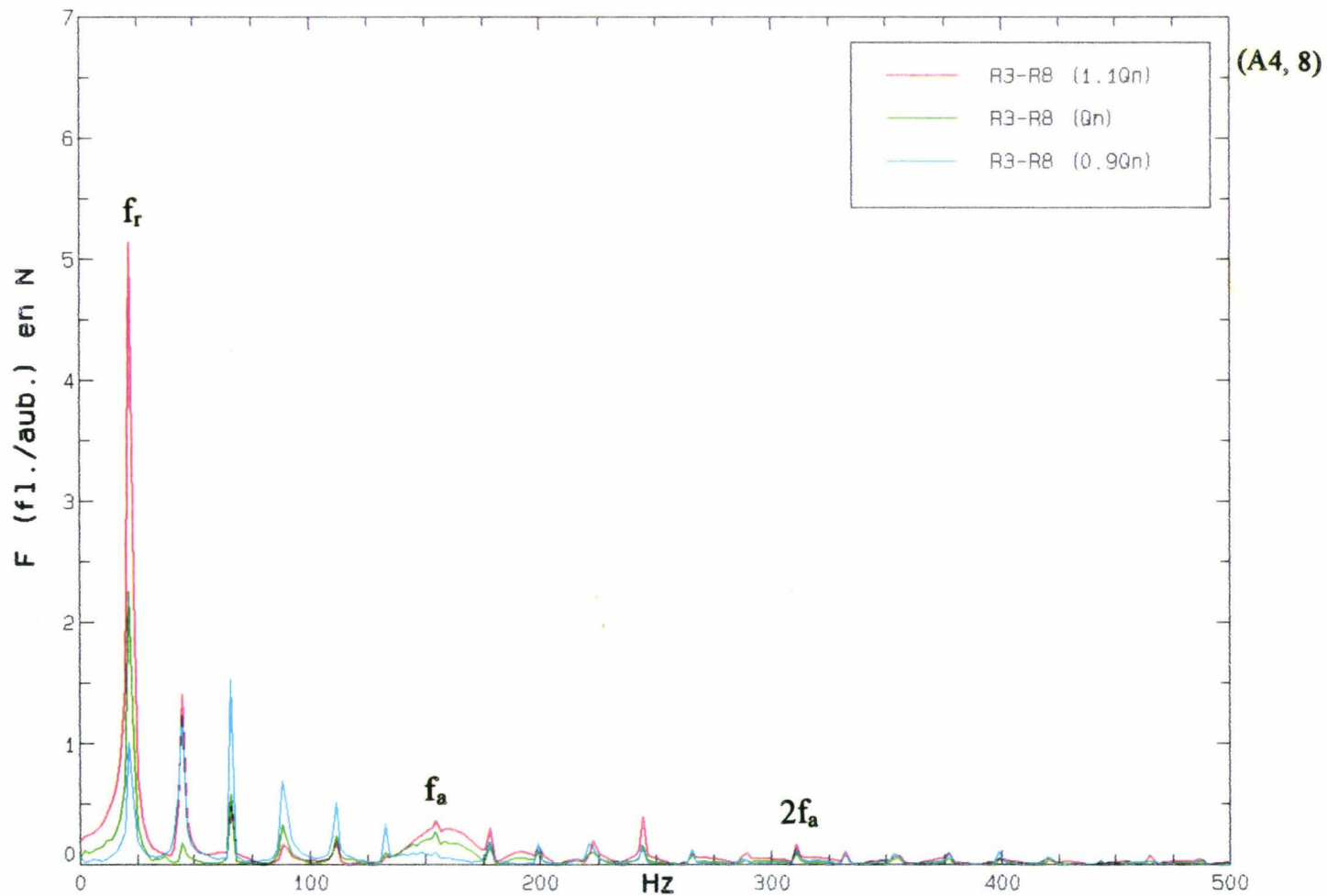
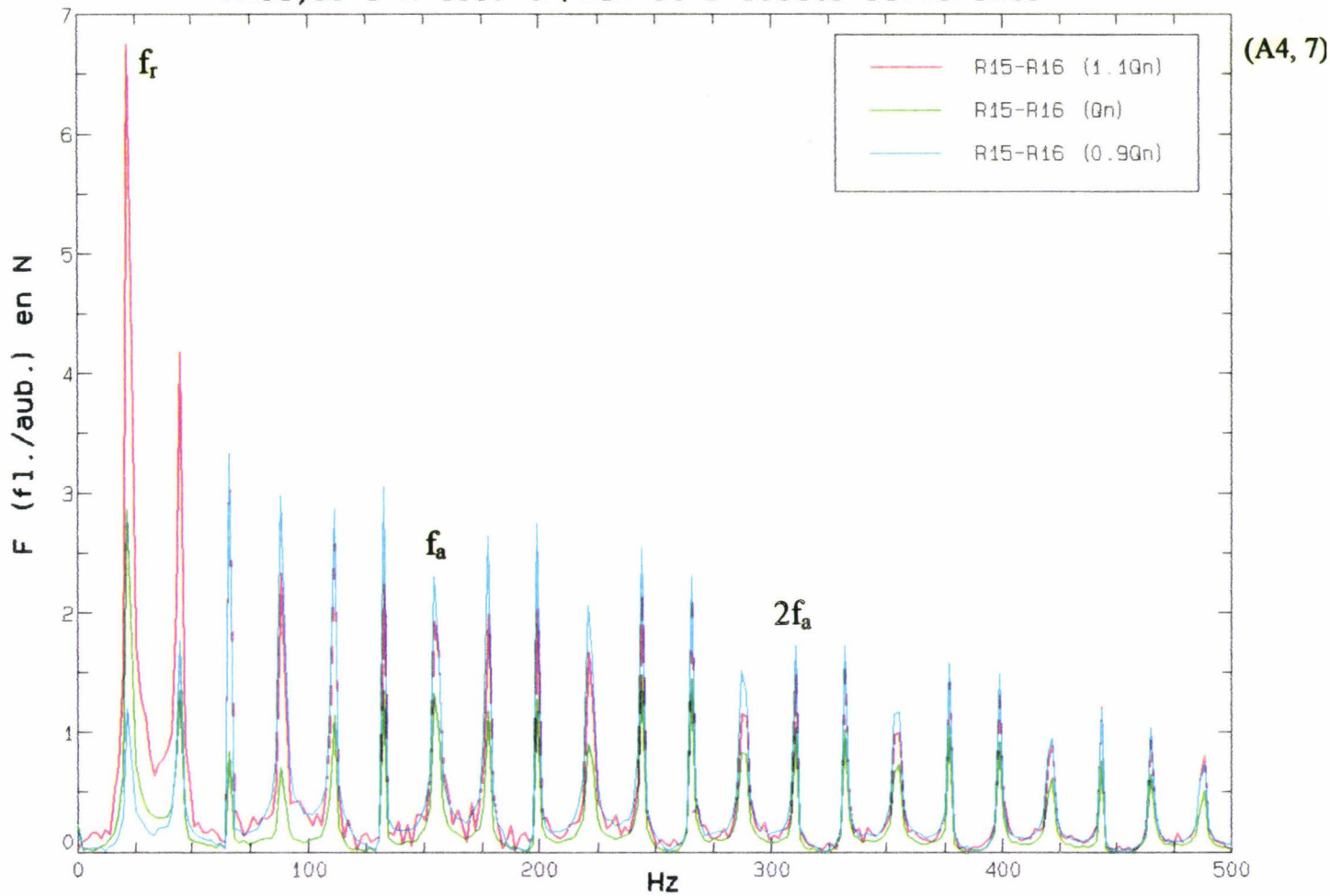
Comparaison de mesures sur un même aubage, face en pression

Autospectre rms_amplitude



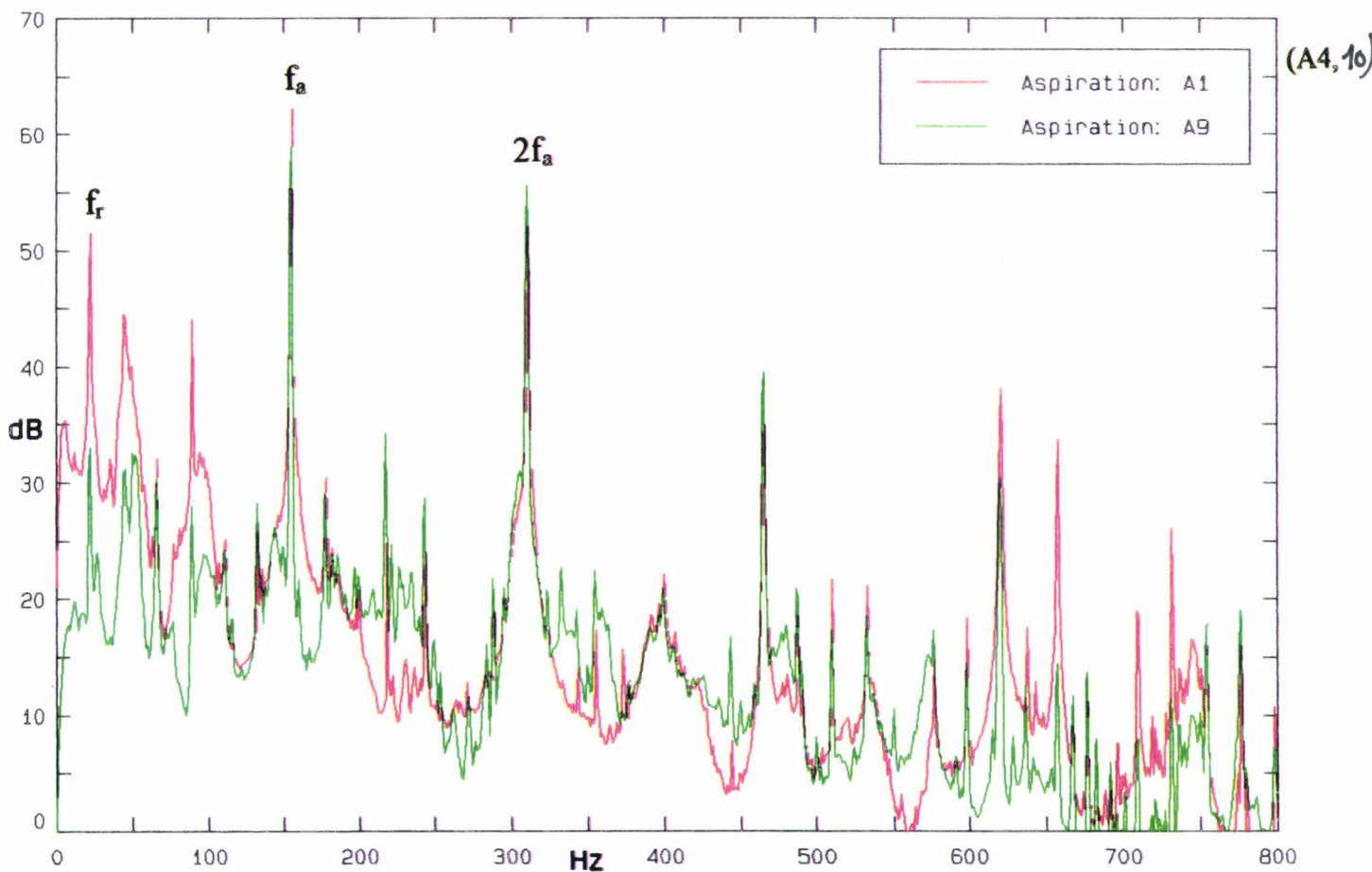
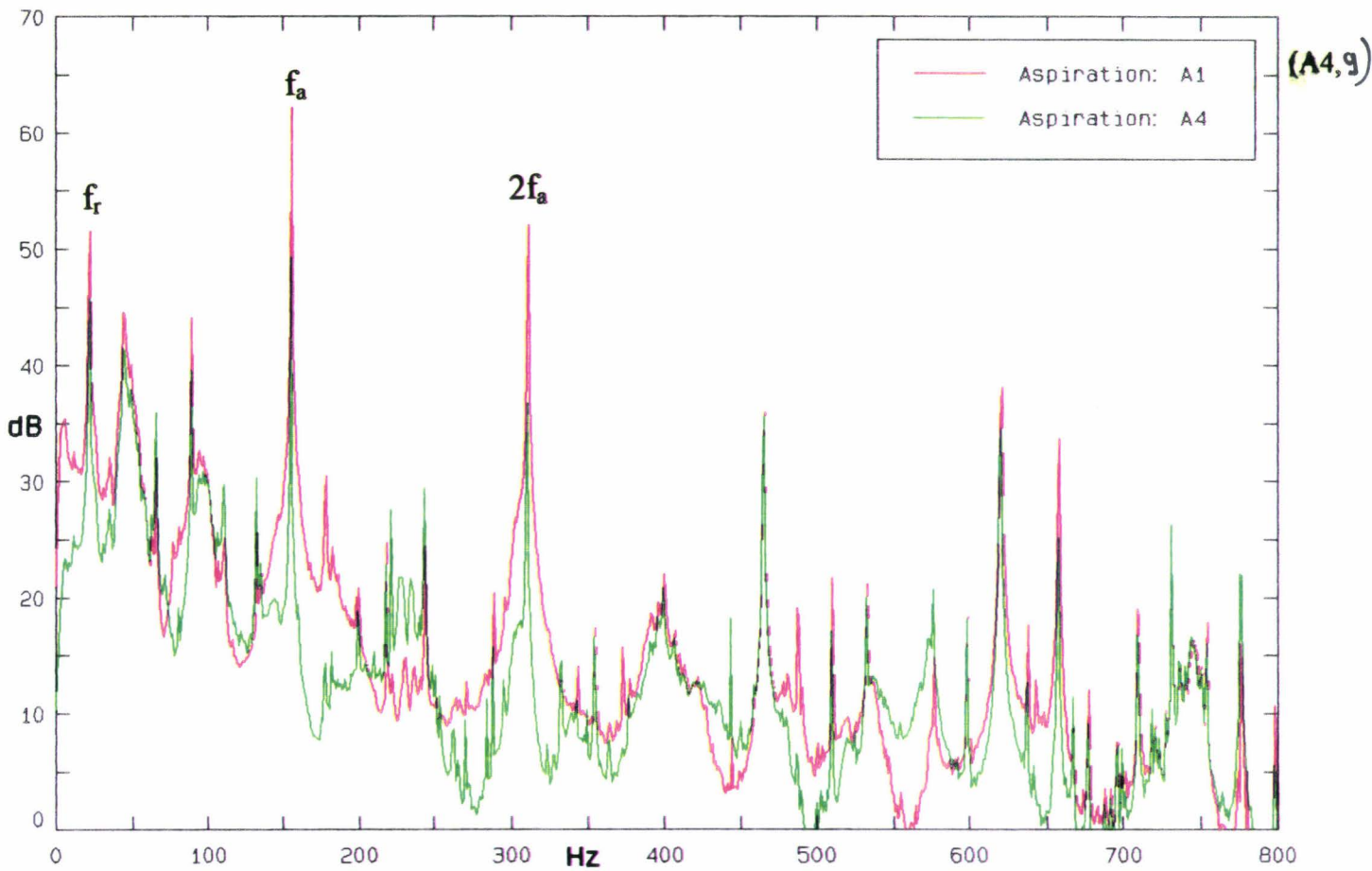
Analyse en fréquence des fluctuations de force sur les aubages

Analyse à $N=1330$ tr/min et 3 débits différents



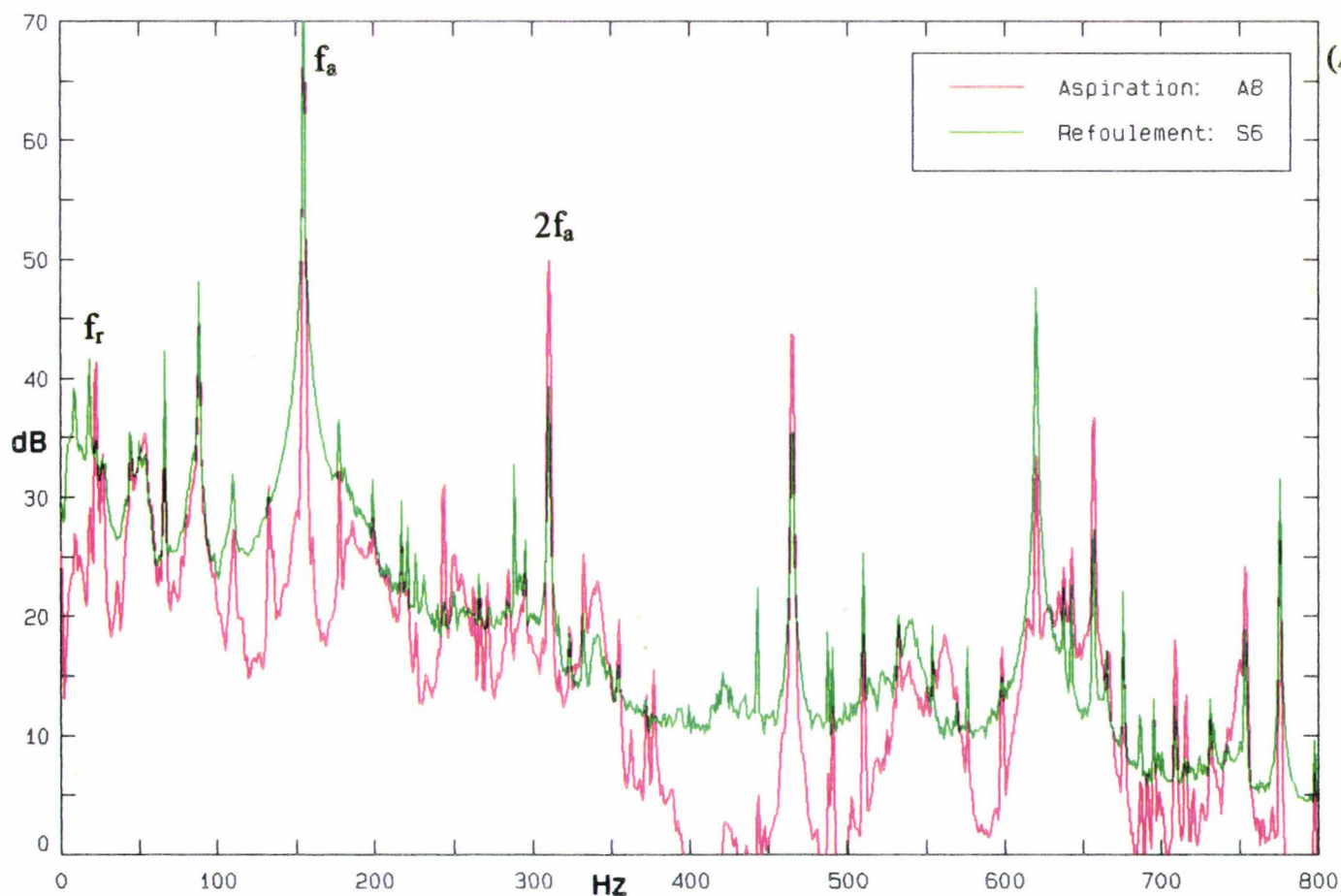
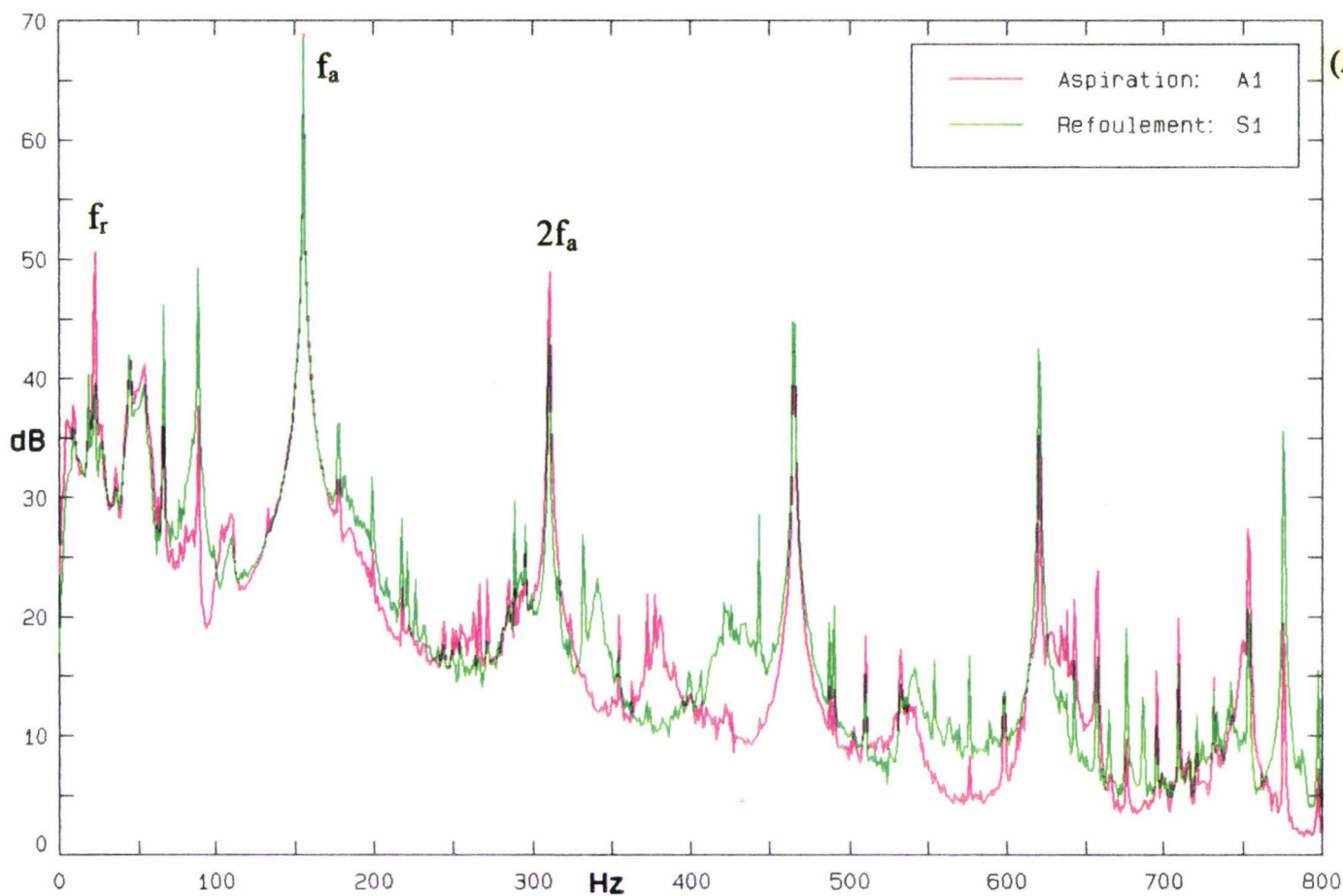
Analyse en fréquence des fluctuations de pression
Comparaison de mesures à N=1330 tr/min : Qn=495 m3/h

Autospectre rms_power

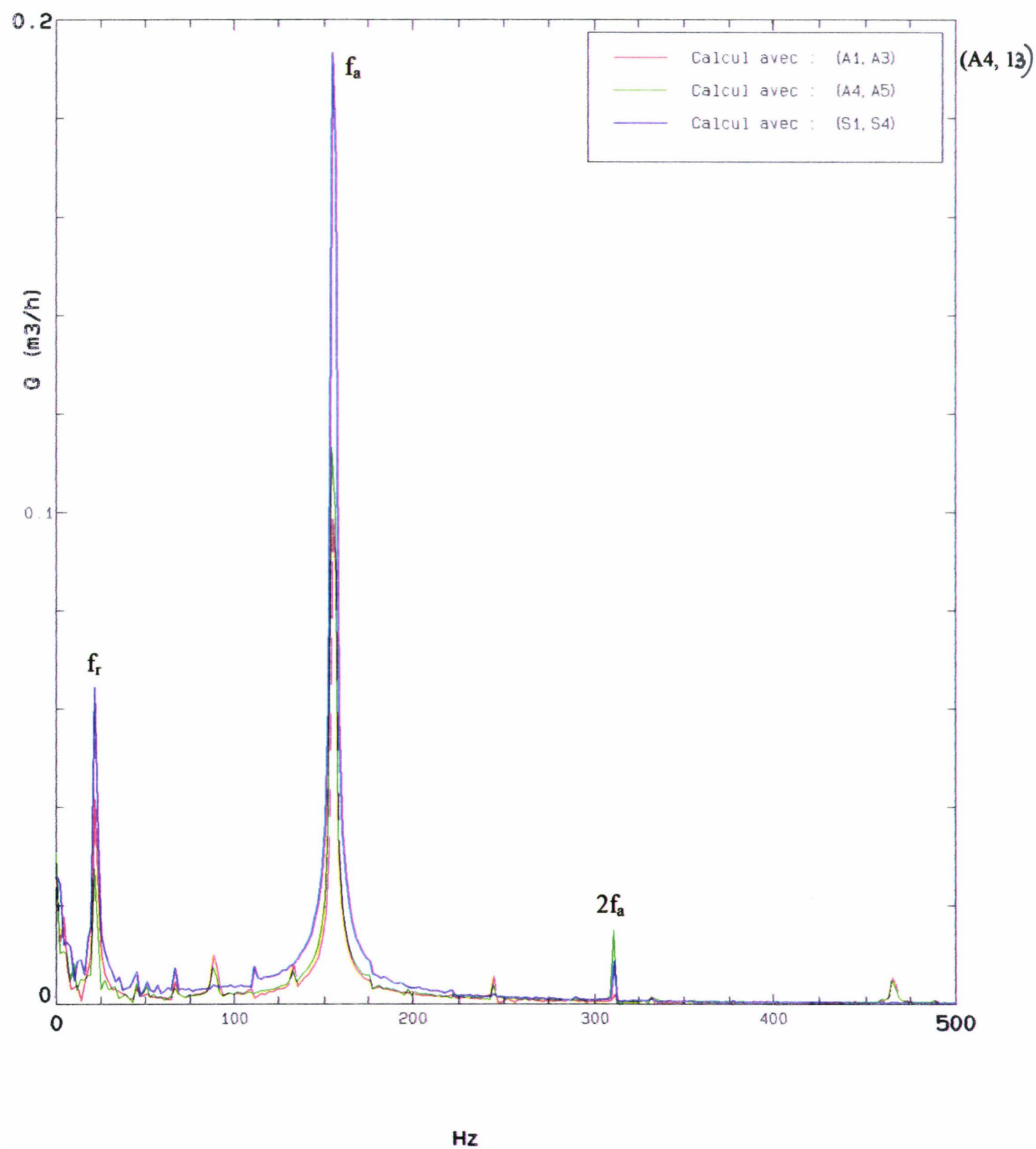


Analyse en fréquence des fluctuations de pression
Comparaison de mesures à N=1330 tr/min ; Qn=495 m3/h

Autospectre rms_power

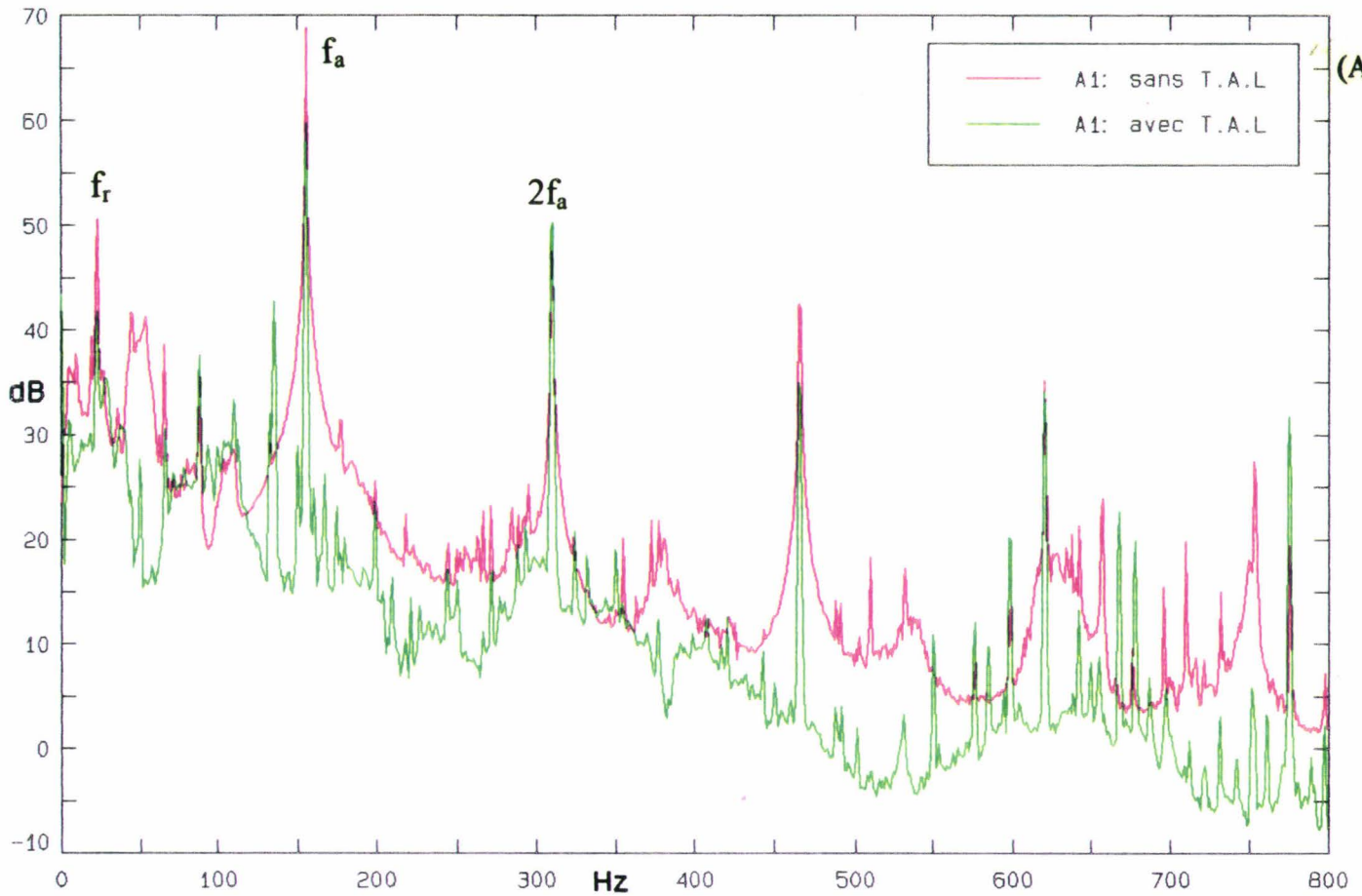


ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE DEBIT DANS LEC CONDUITES
N=1330 tr/min ; Qn=495 m3/h

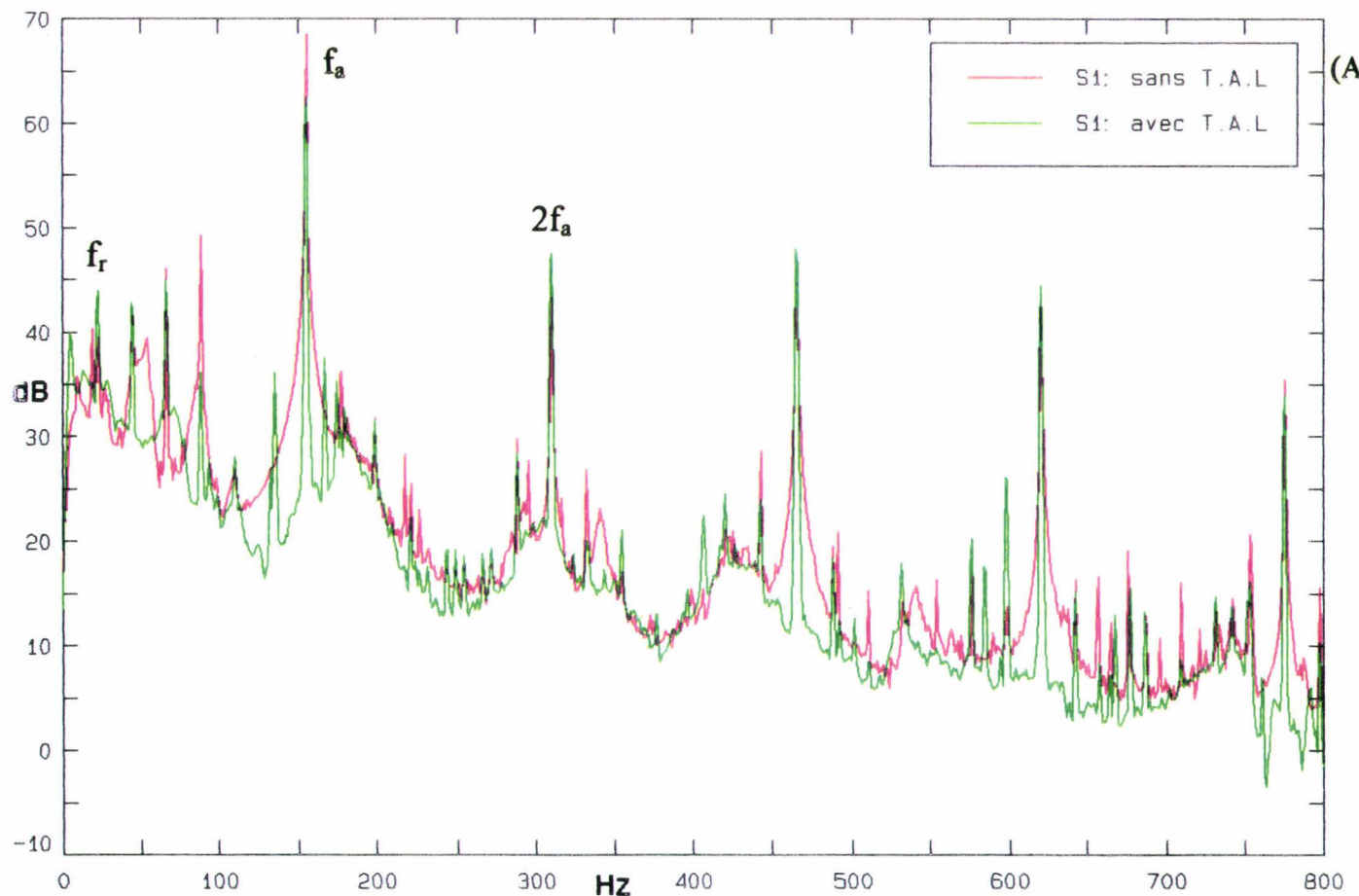


Analyse en fréquence des fluctuations de pression
Comparaison de mesures à N=1330 tr/min : Qn=495 m3/h

Autospectre rms_power

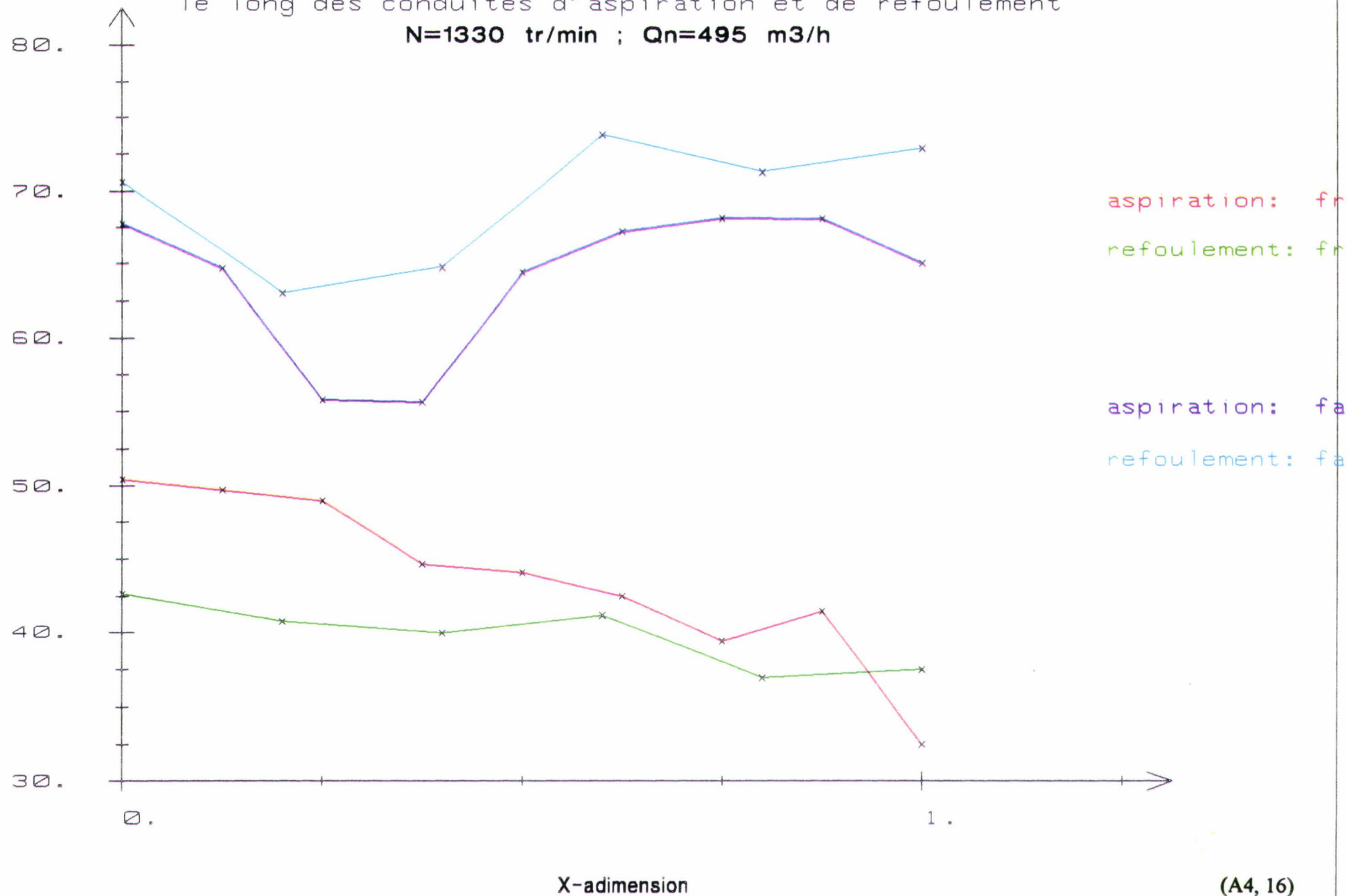


(A4, 1)



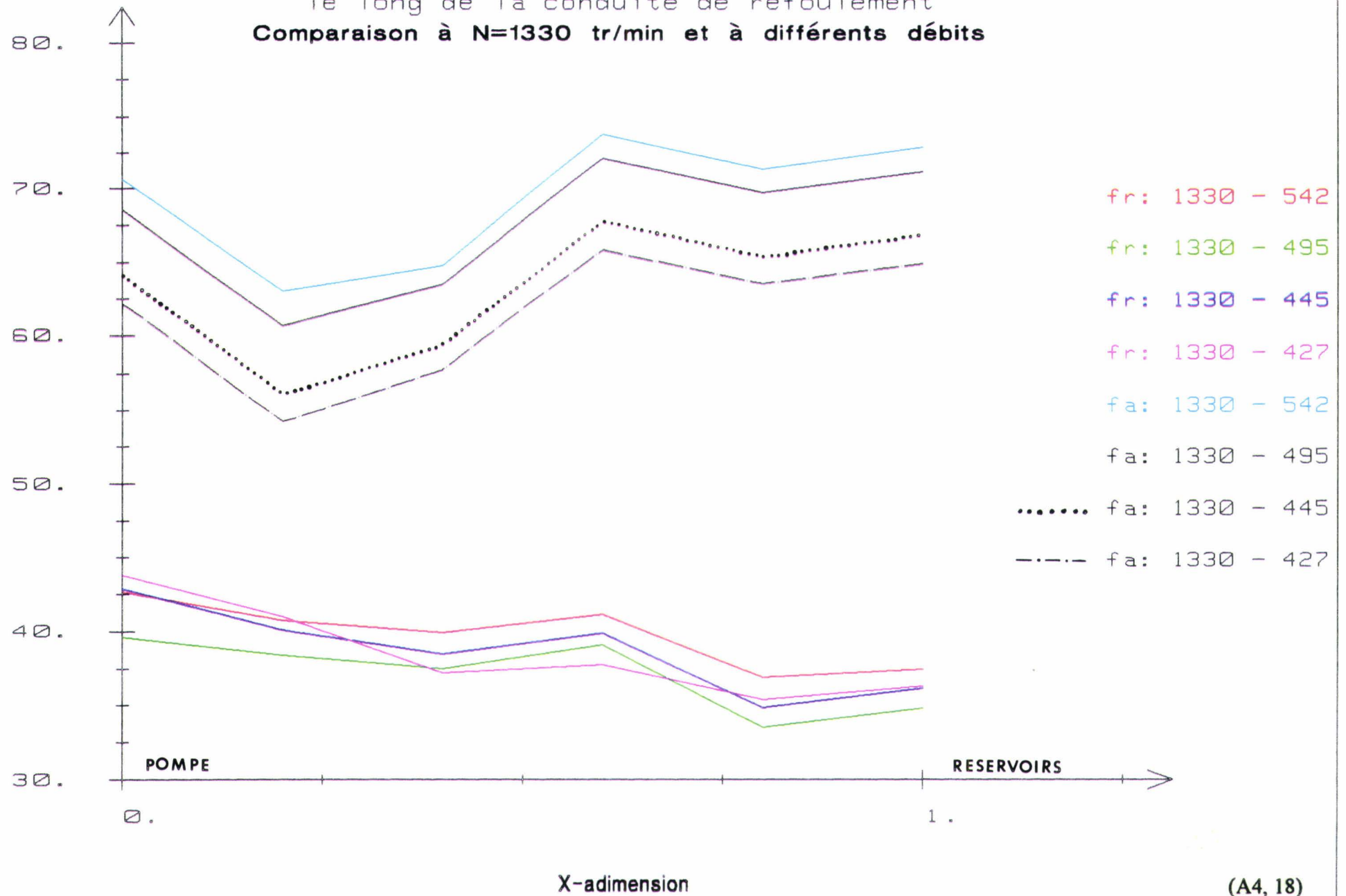
(A4, 15)

Distribution des niveaux de fluctuations de pression
 le long des conduites d'aspiration et de refoulement
N=1330 tr/min ; Qn=495 m³/h

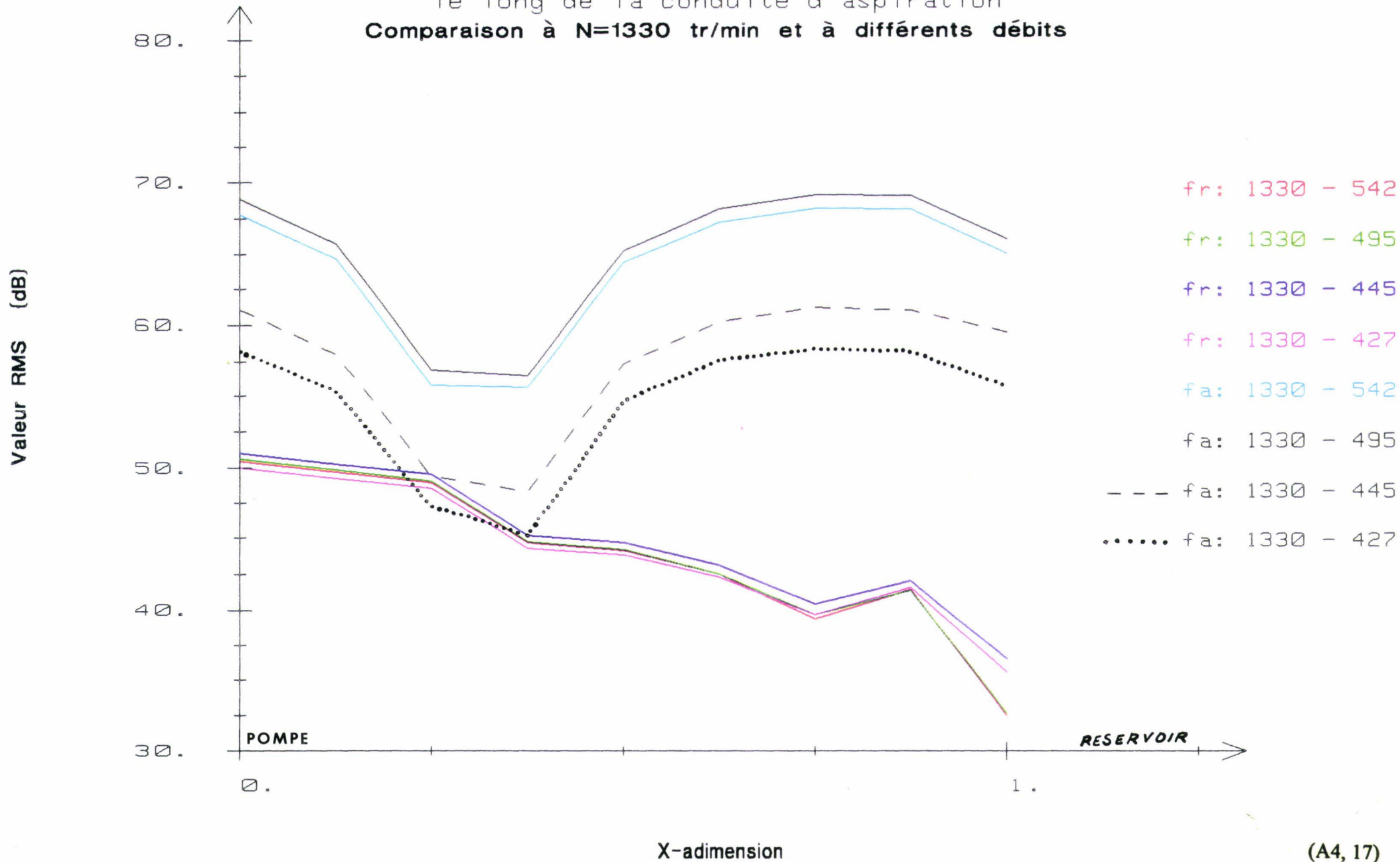


-261-

Distribution des niveaux de fluctuations de pression
 le long de la conduite de refoulement
Comparaison à N=1330 tr/min et à différents débits

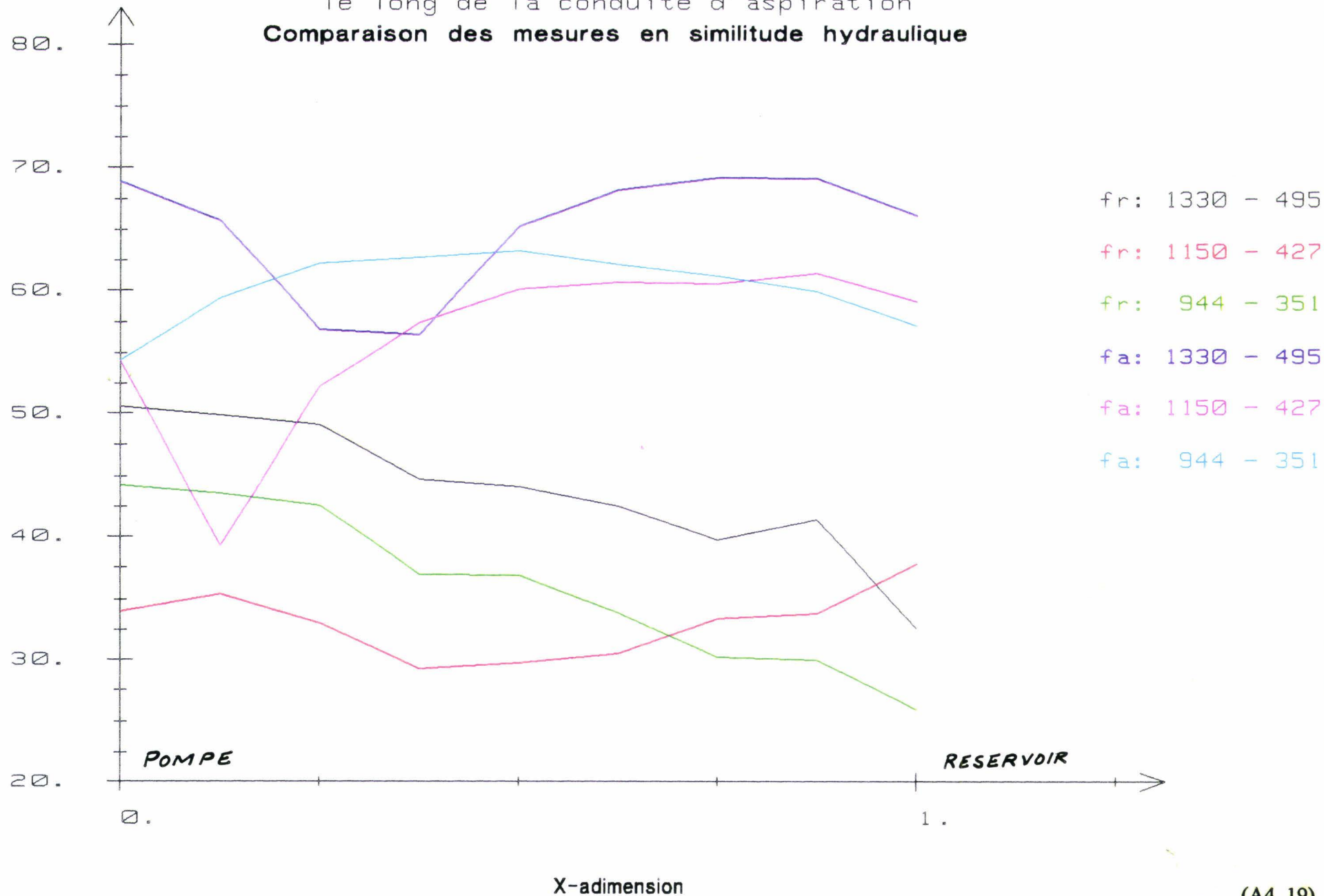


Distribution des niveaux de fluctuations de pression
 le long de la conduite d'aspiration
 Comparaison à N=1330 tr/min et à différents débits

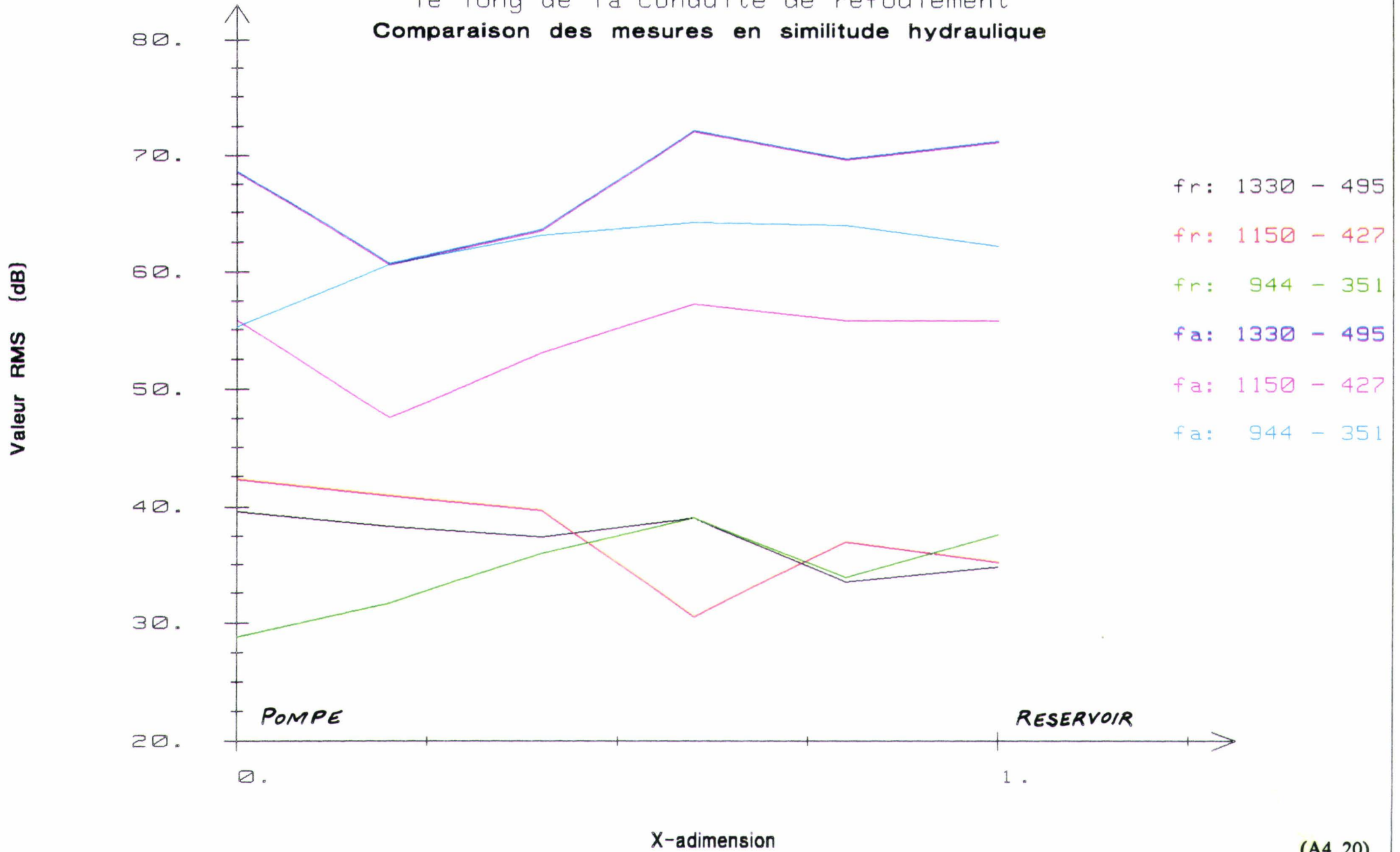


Distribution des niveaux de fluctuations de pression
le long de la conduite d'aspiration

Comparaison des mesures en similitude hydraulique

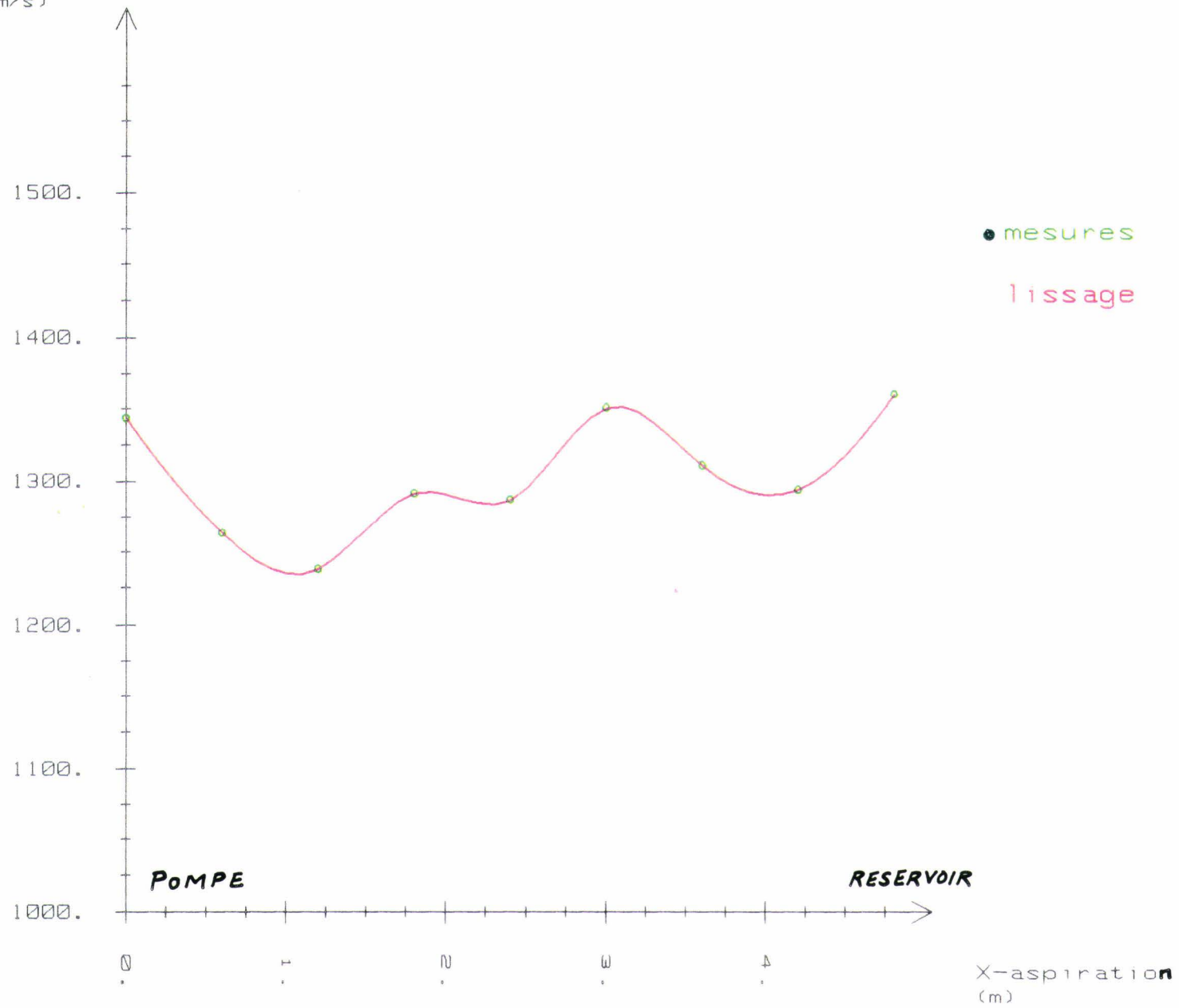


Distribution des niveaux de fluctuations de pression
 le long de la conduite de refoulement
Comparaison des mesures en similitude hydraulique

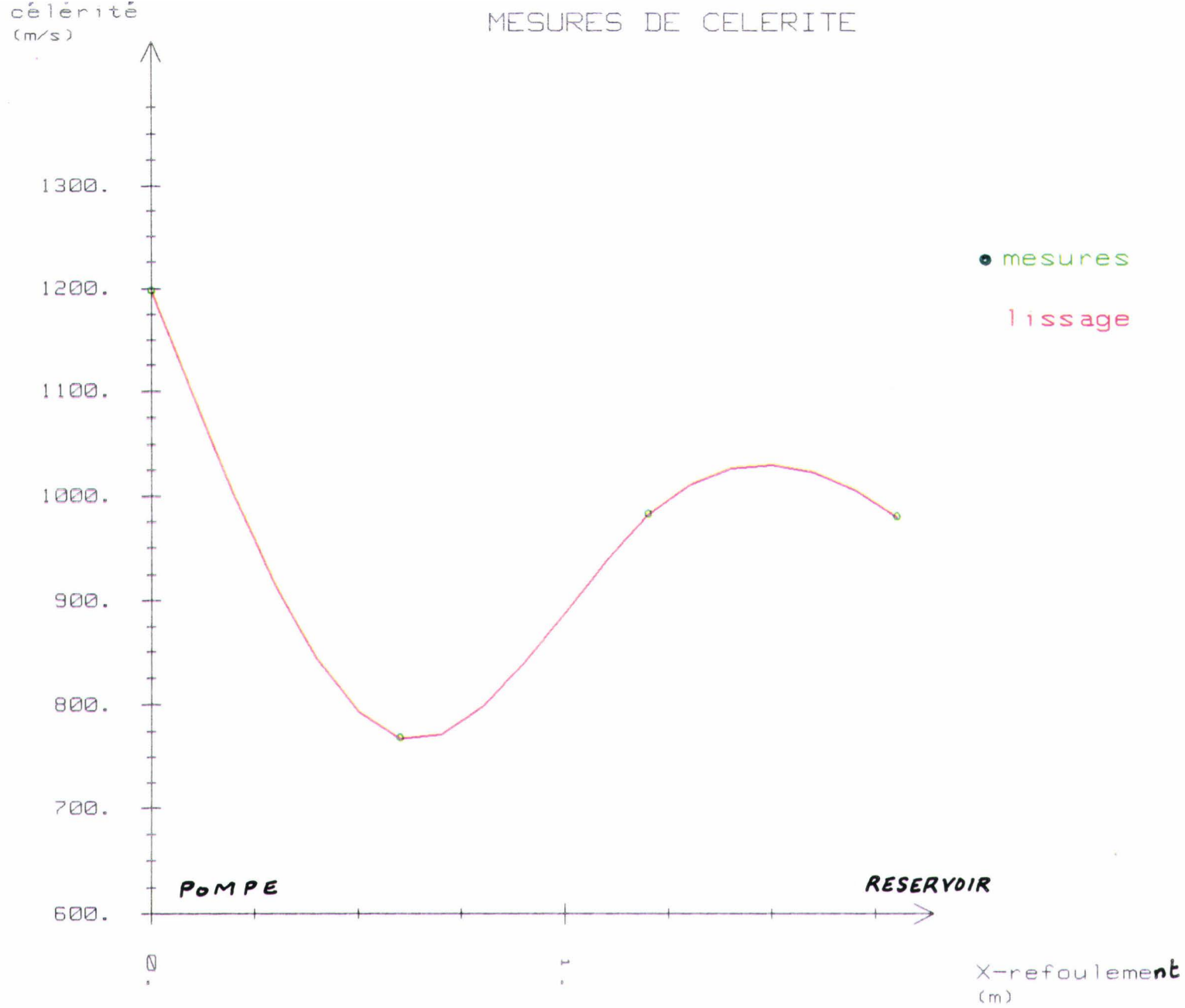


Célérité
(m/s)

MESURES DE CELERITE

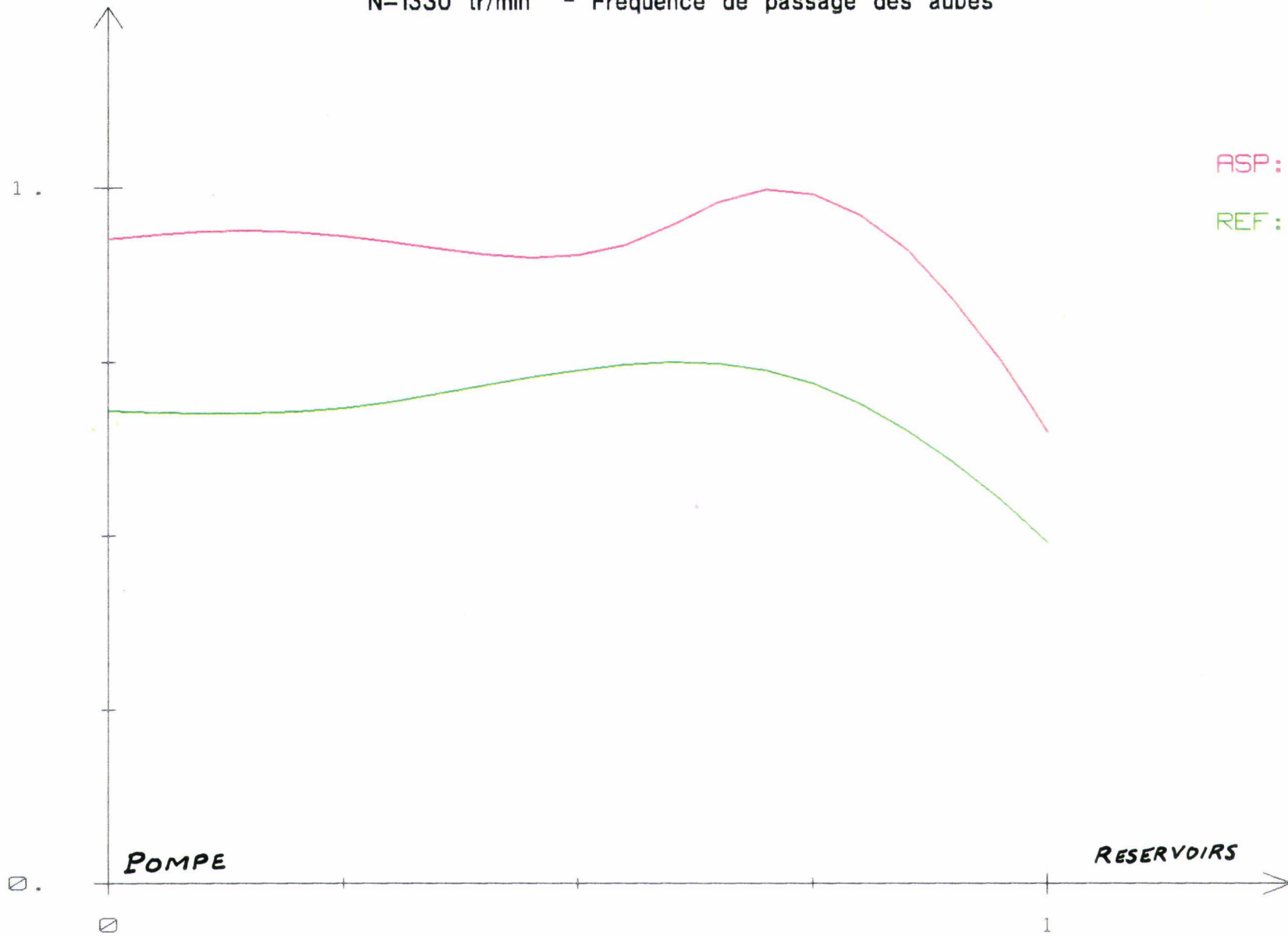


MESURES DE CELERITE



- 267 -

COEFFICIENT DE REFLEXION
N=1330 tr/min - Fréquence de passage des aubes



RSP: $Q_n = 495 \text{ m}^3/\text{h}$

REF: $Q = 495 \text{ m}^3/\text{h}$

MODULE

POMPE

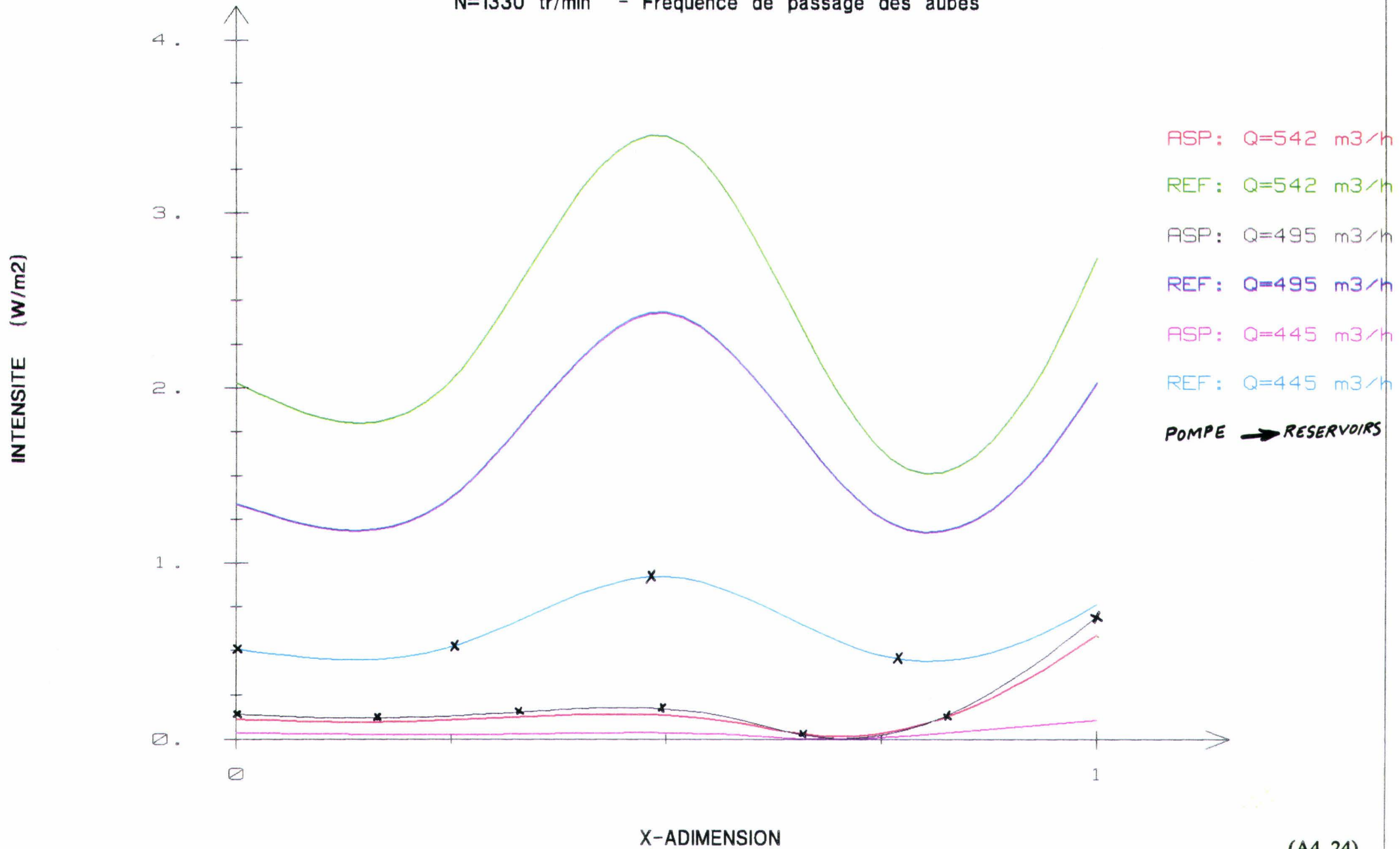
RESERVOIRS

X-ADIMENSION

(A4, 23)

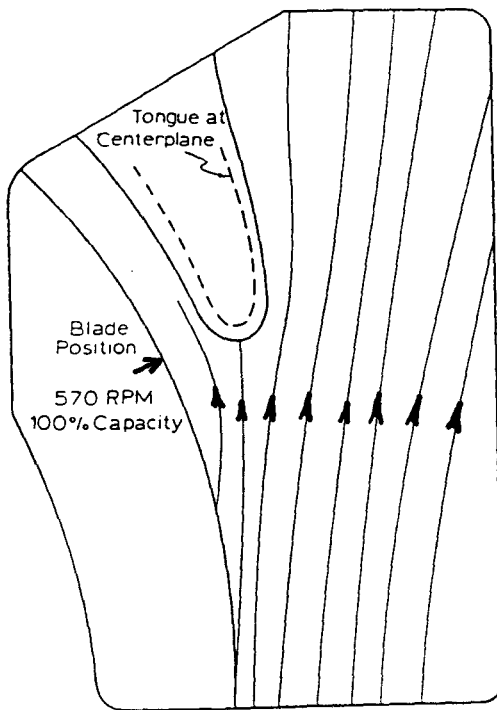
INTENSITE HYDROACOUSTIQUE: ASPIRATION & REFOULEMENT

N=1330 tr/min - Fréquence de passage des aubes

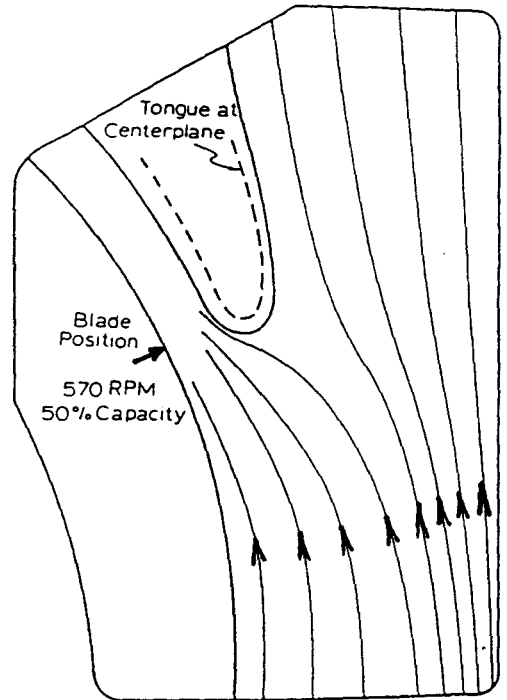


ANNEXE A5
Figures d'écoulements

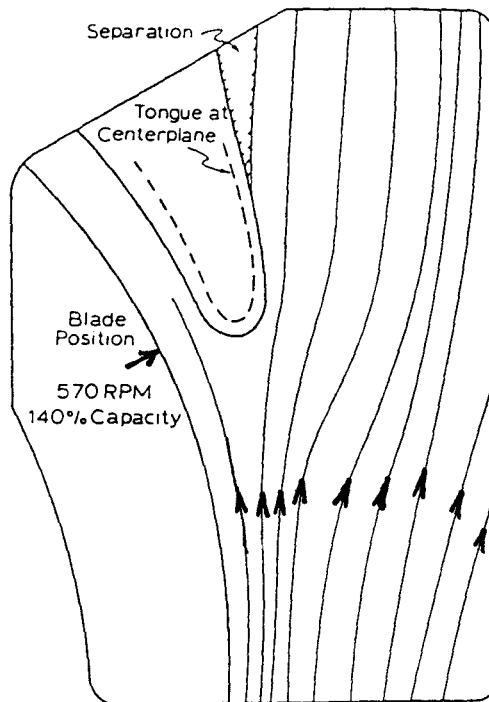
Débit nominal



Débit partiel



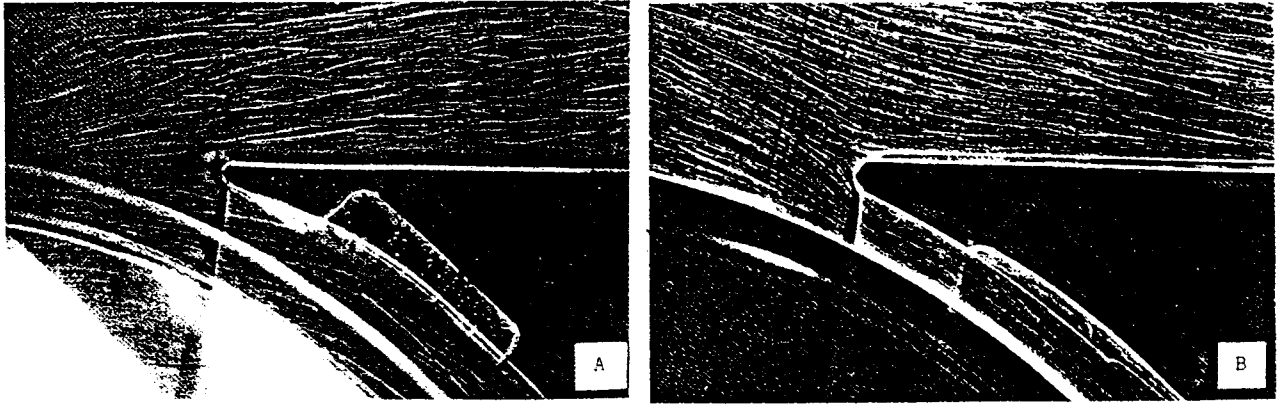
Surdébit



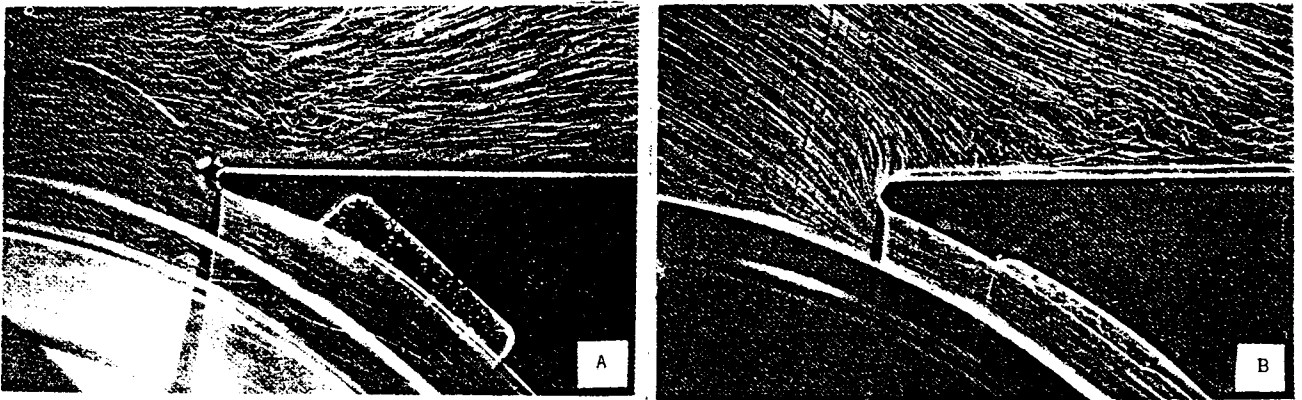
Lignes de courant instantanées des différents écoulements autour du bec de volute

(Photographies - Réf. [49])

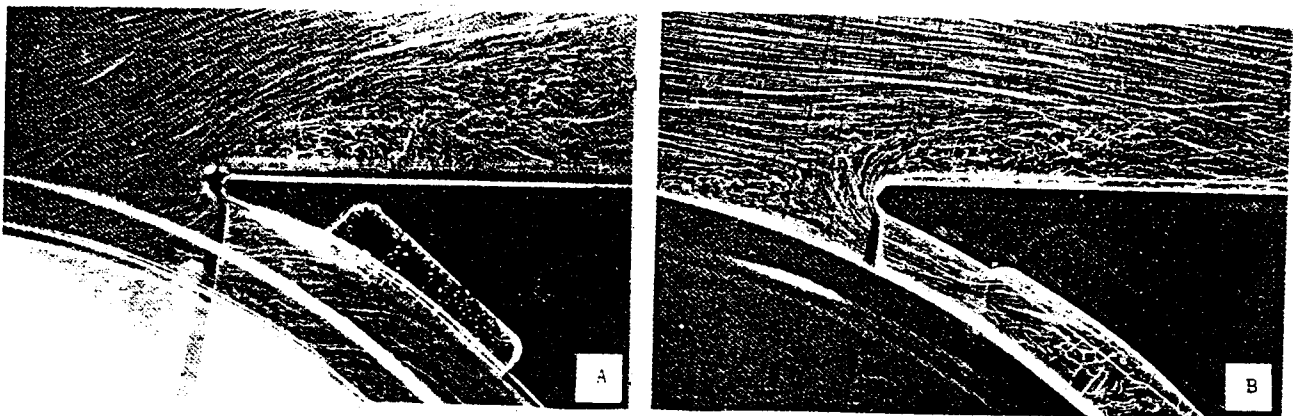
Débit nominal



Débit partiel



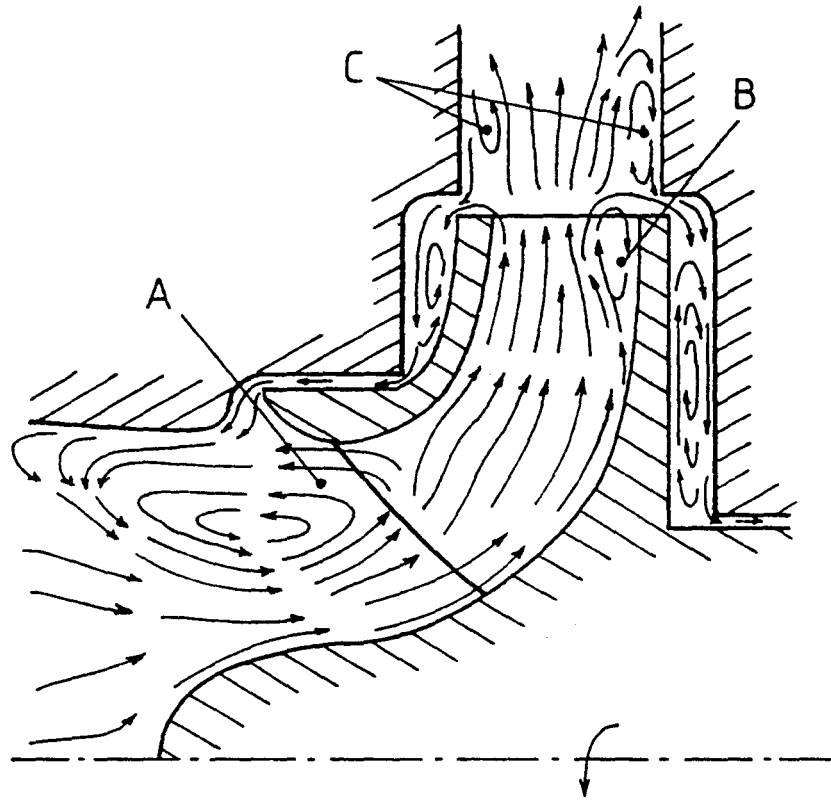
Surdébit



Visualisation des écoulements dans la zone du bec
selon deux plans différents A et B

Réf. [51]

A, B, C : Zones de recirculations



Représentation schématique des écoulements
dans une machine centrifuge



Réf.[45]