

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

Roger THOLOME

CONTRIBUTION A L'ETUDE D'UN GENERATEUR ELECTROSTATIQUE A TRANSPORT GAZEUX

soutenue le 8 juillet 1971, devant la commission d'examen:

MM. L. NEEL

MEMBRE DE L'INSTITUT, PRIX NOBEL.

Président

N. FELICI

Examineur

R. DEPASSEL

Examineur

C. DAMBRINE

Invité

LISTE DES PROFESSEURS

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

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AYANT Yves	Physique approfondie
	BARBIER Jean Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BIAMBERT Maurice	Mathématiques pures
	BOLLIET Louis	Informatique - IUT B -
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean Louis	Clinique ophtamologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrometallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSENEAU Pierre	Physique du solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydro- logique
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques pures
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de dermatologie et syphi- lographie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique
	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques pures

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

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	RADHAKRISHNA Pidatala	Thermodynamique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M.	AUBERT Guy	Physique
Mme	BARBIER Marie Jeanne	Electrochimie
MM.	BARRA Jean	Mathématiques appliquées
	BEAUDOING André	Pédiatrie
	BERTRANDIAS Jean Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DOLIQUE Jean Michel	Physique des plasmas
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GIDON Paul	Géologie et minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LAURENT Pierre	Mathématiques appliquées
	MULLER Jean Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale
M.	VALENTIN Jacques	Physique nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELOD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques pures
MM.	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUSSARD Jean Claude	Mathématiques appliquées
	BOUVARD Maurice	Mécanique des fluides
	BRIERE Georges	Physique expérimentale
	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique

MM.	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHARACHON Robert	Oto-rhino-laryngologie
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	CROUZET Guy	Radiologie
	DUPAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GENSAC Pierre	Botanique
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michael	Mathématiques appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean René	Mathématiques pures
	JOUBERT Jean Claude	Physique du solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean Marie	Physique nucléaire
	LONGUEQUEUE Jean Pierre	Physique nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du solide
	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUF B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean Claude	Physique du solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	ROUGEMONT (DE) Jacques	Neuro-chirurgie
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORYN François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	YACLOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Qu'il me soit permis, tout d'abord, de remercier Monsieur le Professeur Néel, Directeur du Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal du C.N.R.S., d'avoir bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury, lors de la soutenance de cette thèse.

La présente étude a été inspirée par les résultats promoteurs des essais effectués, dès 1967, au Laboratoire d'Electrostatique du C.N.R.S.

Je suis heureux de témoigner ici de ma profonde admiration pour Monsieur le Professeur Félici, responsable de ce laboratoire, qui sut discerner l'intérêt d'un générateur électrostatique à transport gazeux pour une application industrielle particulière, malgré les préjugés très défavorables qui entouraient ce procédé de conversion.

Je tiens aussi à le remercier très vivement d'avoir bien voulu m'accepter comme chercheur associé dans son laboratoire, ainsi que des conseils qu'il sut toujours me prodiguer avec une infinie clairvoyance, et de son enseignement extrêmement précieux.

Que Monsieur Gartner, Ingénieur au C.N.R.S., qui m'apporta quotidiennement le renfort de sa très grande expérience et voulut bien m'aider dans la préparation et la présentation de cette thèse, trouve ici l'expression de ma plus sincère reconnaissance.

Ma gratitude s'adresse également à Monsieur Depassel, Professeur de Mécanique des Fluides à l'Université, qui voulut bien me prodiguer ses conseils dans des domaines pour moi assez nouveaux et se charger du contrôle des parties correspondantes de ce travail. Que les membres de son laboratoire, qui acceptèrent de m'assister dans certains travaux particulièrement délicats, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Lacaze, Professeur de Thermodynamique à l'Université, qui voulut bien m'aider dans la correction d'une partie délicate et complexe de cette étude.

La Société Tunzini-Sames, spécialisée dans la conception et l'exploitation industrielle des générateurs électrostatiques, m'a chargé d'approfondir l'étude entreprise au C.N.R.S. et d'analyser dans le détail le fonctionnement de ce type de générateur, en vue de sa construction en série. La direction de cette société trouvera également ici l'expression de ma très vive reconnaissance pour m'avoir confié cette tâche et m'avoir permis de me livrer, pendant un temps précieux pour elle, à des activités scientifiques et d'étendre ainsi mes connaissances.

Que Monsieur Gomarín, Conseiller Scientifique et Technique de la Société Air-Industrie, accepte mes remerciements pour son aide spontanée et extrêmement efficace.

C'est avec émotion que j'adresserai aussi mes remerciements à tous mes proches collègues de laboratoire, tant du C.N.R.S. que de la société Tunzini-Sames pour leur appui permanent, et leur extrême bonne volonté.

Je dédie ce travail à ma famille; à mes parents qui me donnèrent l'exemple du courage et de la persévérance, à ma femme qui, par son dévouement et son esprit d'abnégation, me permit de le mener à son terme et à mes enfants, en espérant qu'ils y trouveront à leur tour un exemple encourageant.

R. Tholomé

CONTRIBUTION A L'ETUDE D'UN GENERATEUR ELECTROSTATIQUE A TRANSPORT GAZEUX

Résumé

Dans un tel générateur, des charges électriques, portées par des particules, sont entraînées dans un champ électrostatique antagoniste par un courant de gaz à grande vitesse, une partie de l'énergie interne du fluide étant ainsi transformée en énergie électrique. Les porteurs de charge sont ici des gouttes d'eau submicroscopiques produites par la condensation de la vapeur contenue dans l'air, lors d'une détente adiabatique dans une tuyère convergente-divergente.

Ce générateur est destiné à un appareil portatif de projection électrostatique de produits de revêtement.

Après l'historique des générateurs à conversion thermodynamo-électrique (1840-1940), quelques rappels de mécanique des fluides et l'analyse des publications récentes (1950-1970), on a étudié deux problèmes particuliers :

- La détermination d'un profil du canal de conversion permettant à la fois de réaliser les performances désirées et d'alimenter la buse de projection avec l'air sortant du générateur.
- Le processus de création des porteurs de charge et la définition des conditions limites d'utilisation (humidité minimum de l'air).

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

Page

La conversion thermodynamoélectrique (T.D.E.) et les générateurs électrostatiques à transport gazeux	3
--	---

PREMIERE PARTIE

Etudes préliminaires

Chapitre I	Les anciens générateurs T.D.E. (1840-1940)	4
Chapitre II	Systèmes d'unités, symboles et indices employés ...	9
Chapitre III	Mécanisme de la conversion d'énergie T.D.E.	13
Chapitre IV	Propriétés générales de l'écoulement des fluides (rappel)	15
Chapitre V	Les générateurs T.D.E. récents	36
Conclusion de la première partie		57

DEUXIEME PARTIE

Etude et réalisation d'un générateur T.D.E. 50 kV 15 μ A

Chapitre VI	Le problème posé	58
Chapitre VII	Essais préliminaires	66
Chapitre VIII	Analyse détaillée du fonctionnement	76
Chapitre IX	Etude du profil du canal de conversion	99
Chapitre X	Champs et potentiels le long du canal	113
Conclusion de la deuxième partie		123

TROISIEME PARTIE

Le problème des porteurs de charge

Préambule		125
Chapitre XI	Evolution de la mobilité le long de la tuyère	127
Chapitre XII	Etude de la zone de création des porteurs de charge	132
Chapitre XIII	Création des porteurs de charge par condensation ..	143
Chapitre XIV	Création des porteurs de charge par capture d'ions	167
Conclusion de la troisième partie		178
Annexe		179
Conclusions générales de l'étude		180
Bibliographie		181

INTRODUCTION : la conversion thermo-dynamo-électrique et les générateurs électrostatiques à transport gazeux

L'utilisation de l'énergie disponible dans la nature (chimique, mécanique, etc ...) nécessite souvent une ou plusieurs transformations.

Ainsi, pour obtenir de l'énergie électrique, on fait par exemple appel à un barrage, une conduite forcée, une turbine et un alternateur, l'énergie potentielle de l'eau étant convertie en énergie cinétique, puis électrique.

Parmi les sources de haute tension électrique continue, il est admis d'appeler générateurs électrostatiques ceux dans lesquels on transforme directement de l'énergie mécanique en énergie électrique, par élévation du potentiel de charges électriques entraînées contre des forces électrostatiques.

La conversion thermo-dynamo-électrique permet la transformation de l'énergie interne d'un gaz en énergie électrique, sans mettre en mouvement autre chose que le gaz lui-même.

Dans un générateur électrostatique à transport gazeux, la conversion d'énergie s'effectue en faisant remonter un champ électrique antagoniste à des particules électrisées, l'entraînement étant réalisé par les forces de viscosité couplant les molécules du gaz en mouvement avec les particules chargées. Le gaz transporteur étant mis en mouvement par sa propre détente, c'est son énergie interne qui, de chaleur, est transformée en énergie cinétique, puis électrique, d'où le qualificatif de thermo-dynamo-électrique donné à ce mode de conversion. L'énergie interne du gaz peut lui avoir été fournie sous forme de chaleur (combustion, radiation, fission), de surpression (compresseur) ou mixte. La phase potentielle de l'énergie est parfois escamotée par la mise en mouvement directe (ventilateur), mais les problèmes posés restent les mêmes dans leurs grandes lignes.

Un tel générateur comprendra généralement une zone de charge des porteurs, une zone de conversion proprement dite, une zone de collection des charges. Du point de vue dynamique, on distingue une zone d'accélération et une zone de freinage correspondant à la zone de conversion. Fig. 1.

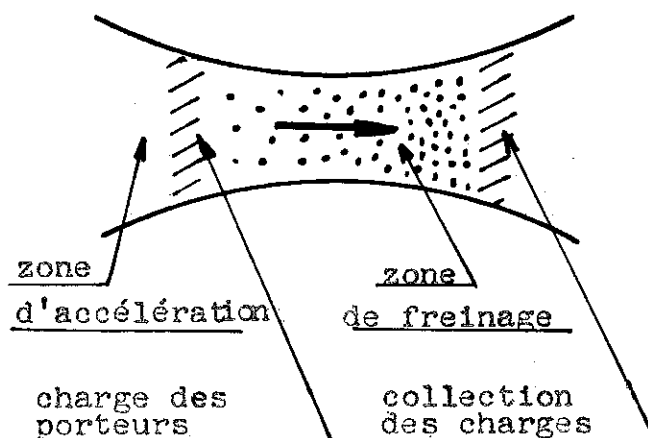


FIG. 1

CONVERSION

La présente étude concerne un générateur électrostatique miniature, d'une puissance de l'ordre du watt, sous une tension de quelques dizaines de kilovolts, le gaz énergétique étant de l'air sous pression issu d'un compresseur.

PREMIERE PARTIE : ETUDES PRELIMINAIRES

CHAPITRE I - Les anciens générateurs T.D.E. (1840-1940)

Alors que dès le XVIIIème siècle on sut tirer de l'énergie mécanique de la vapeur (Salomon de Caus, Denis Papin) ou transformer de l'énergie mécanique en électricité (Otto Von Guericke), il semble que la première conversion directe de l'énergie interne d'un fluide soit due au Baron William George Armstrong, inventeur et industriel de Newcastle, qui, en 1840, réalisa la première machine hydro-électrique. Sa découverte naquit du hasard (1) : un mécanicien qui réparait une machine à vapeur tira une violente étincelle entre une de ses mains et la soupape de la machine, alors que son autre main baignait dans le jet de vapeur s'échappant d'une fuite. Armstrong étudia le phénomène et reconnut que la vapeur était électrisée. Il constata en particulier que l'électrisation n'avait lieu que si la vapeur était saturante et contenait des gouttelettes d'eau. Une série de recherches le conduisirent à réaliser une machine comprenant une chaudière à vapeur, une boîte réfrigérante pour condenser une partie de la vapeur, des becs d'échappement et un collecteur de charges.

Une étude expérimentale fut entreprise avec Faraday (2) portant d'une part sur les tensions et les courants mis en jeu, d'autre part sur le phénomène d'électrisation de la vapeur. Il semble que la machine hydro-électrique de l'Institut Polytechnique de Londres ayant une chaudière de 2 m de long et 46 becs d'échappement de 4 mm de diamètre pouvait, moyennant un débit de vapeur de 1,6 tonne/heure, sous une pression de l'ordre de 5 atmosphères, fournir une trentaine de milliampères (1 pouce cube d'hydrogène libéré dans un voltamètre en 1 heure $1/4$), ou atteindre une tension produisant des étincelles longues de 60 cm, c'est-à-dire plusieurs centaines de kilovolts. Ces valeurs ne sont pas certaines et il se peut que des erreurs se soient glissées dans l'interprétation des mesures d'Armstrong. Certains auteurs anglais (3) avancent 0,65 mA en court-circuit et 56 cm d'étincelles (mais il s'agit peut-être du courant de chacun des 46 becs). Des distances de plusieurs dizaines de millimètres (correspondant à des dizaines de kilovolts) semblent cependant assurées. En ce qui concerne l'électrisation de la vapeur, une controverse s'établit entre Armstrong et Faraday, le premier pensant qu'elle était due en partie à la chaleur de condensation de la vapeur lors de sa détente, alors que Faraday l'attribuait au seul frottement. Ils reconnurent tous les deux que l'électrisation de la vapeur, en particulier son signe, dépendait beaucoup de la matière constituant les becs d'échappement et des impuretés présentes dans l'eau de la chaudière.

L'électricien allemand Ruhmkorff construisit une machine pourvue d'une chaudière de 80 cm de long qui, pour une pression de 4 à 5 atmosphères, permettait d'obtenir des étincelles de 12 cm et un courant valant trois fois celui d'une machine de Ramsden ayant un plateau de 1 m de diamètre, tournant à un tour par seconde, fig. 2.

Près d'un siècle plus tard, en 1934, Albert Milhoud reprit les expériences de Faraday et Armstrong (4) et nous transmit des résultats numériques plus certains que les précédents. Il obtint des courants de 50 microampères sous des tensions de 2 kilovolts,

soit une puissance de 0,1 unit pour un débit de vapeur de 1 gramme par seconde, ce qui représente une dépense de 34 tonnes de vapeur pour produire 1 kilowatt/heure. La charge spécifique de la vapeur de 50 microcoulomb/gramme correspond sensiblement aux 30 milliampères/heure pour une tonne et demie de vapeur attribués à la grosse machine d'Armstrong: c'est, du reste, l'ordre de grandeur moyen actuel.

Milhoud a montré que le phénomène d'électrisation ne se produisait franchement que si la pression au col de la tuyère convergente valant 0,58 fois la pression motrice était supérieure à la pression du milieu aval. Il y a alors, dit-il, amorçage de la tuyère et "explosion du jet" à l'extérieur.

Armstrong, Faraday et Milhoud avaient observé un changement caractéristique du son produit par la tuyère lors de cet amorçage.

Dans toutes ces expériences, l'échappement de la vapeur jouait un double rôle, celui de production des charges électriques, donc du courant, et celui d'élévation du potentiel, obtenu par la propulsion de ces charges en sens inverse du champ électrique qu'elles avaient créé. Le très faible rendement énergétique de ces machines (par rapport à ceux que l'on décrira par la suite) était dû au peu d'efficacité du mécanisme de charge (par frottement) et aux pertes dues à l'écoulement à l'air libre.

Henry Ernest Fry (5) décrit une machine électrique à vapeur dans laquelle la vapeur, humide, est électrisée par frottement dans des buses d'échappement garnies intérieurement de diaphragmes munis de fentes fines ou de trous étroits pour augmenter la résistance à l'écoulement.

Georg Braun (6) décrit un montage comprenant deux générateurs de polarités inverses s'excitant mutuellement. Dans chaque générateur, un jet de vapeur, coaxial à une pointe sur laquelle un anneau extérieur au canal maintient un champ effluviant, se détend dans un canal isolant sans en toucher les parois. La vapeur est chargée par captation d'ions produits par la pointe et les charges sont transmises aux gouttes du brouillard formé par condensation dans la détente. Chaque goutte transporte un ion. S'ils n'étaient pas portés par des gouttes de liquide les ions, trop mobiles, iraient sur la paroi isolante. Le collecteur est formé de pointes. Il est nécessaire d'amorcer l'ensemble en portant un des anneaux d'influence sous tension. Les deux échappements se font dans un condenseur suivi d'une pompe aspirante.

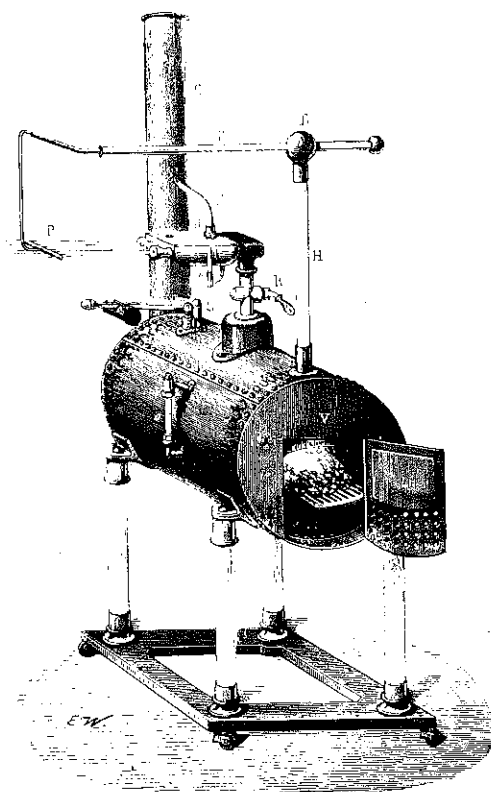


FIG. 2
LA MACHINE DE RUNKORF

R. H. Goddard (7) décrit un appareil destiné à produire un jet de particules électrisées dans le but d'obtenir des hautes tensions, caractérisé en ce que l'émission des particules électrisées est obtenue par l'émission thermo-ionique d'un filament placé dans un canal adjacent au canal de conversion et parcouru par un gaz à faible vitesse. L'injection des particules est ainsi indépendante de la vitesse du gaz dans le canal de conversion. Une différence de potentiel est créée entre les parois du canal d'ionisation et le filament pour trier les ions selon leur signe, la vitesse du gaz dans ce canal étant suffisante pour extraire les ions attirés par la paroi du canal avant qu'ils ne l'aient atteinte. Une pulvérisation d'eau, de mercure, ou de particules solides peut être utilisée. La polarité négative donne les meilleurs résultats. Un filament de platine de 0,2 mm de diamètre et de 15 mm de long placé dans un tube de 3 mm de diamètre et un canal de conversion alimenté sous une pression de 10 livres permettent d'obtenir des centaines de volts, le courant dépassant un milliampère. Ce convertisseur peut être utilisé pour alimenter des tubes à vide, par exemple à rayons X ou des propulseurs ioniques.

H. J. Mc Creary (8) décrit un générateur à vapeur de mercure ionisée par une source de rayons X, les électrons et les ions formés étant séparés par l'action combinée d'un champ électrique continu et du passage de la vapeur de mercure à grande vitesse.

Alfred W. Simon (9) décrit un générateur électrostatique, utilisant en autres éléments un conduit dans lequel circule le fluide transporteur, une électrode d'ionisation et une contre-électrode agissant de manière à ioniser le fluide ou des particules de liquide introduites dans le fluide.

N. E. Lindenblad (10) décrit un convertisseur utilisant soit des particules métalliques chargées par contact, soit des bulles d'huile pleines d'air ou d'un autre gaz chargées par passage dans un effluve et recueillies dans une cage de Faraday, dont le potentiel s'élève. On peut également utiliser le nuage électrisé à des fins thérapeutiques d'inhalation ou pour améliorer la combustion des vapeurs de combustible dans un moteur.

A peu près à la même époque, en 1935, Mme Marguerite Moreau Hanot, dans une note à l'Académie des Sciences (11) traite d'une machine électrostatique utilisant les molécules gazeuses comme véhicules pour transport des charges électriques. Les ions sont fournis par une pointe d'aiguille et sont transportés dans un tube isolant. Etudiant la limitation du courant par la divergence du faisceau sous l'action de la charge d'espace, l'auteur écrit, en supposant un canal long et étroit : $\frac{dr}{dx} = \frac{2Ik}{U^2 r}$, soit en intégrant pour une longueur L et un rayon R : $I < U^2 R / 4 k L$ (en c.g.s.). Une étude expérimentale des trajectoires des ions l'amena à la conclusion que l'accroissement de la vitesse ne permettait pas de compenser suffisamment la divergence du faisceau d'ions et que l'obtention de courants et de tensions importants nécessitait l'emploi de vapeurs lourdes dont les ions ont une mobilité moindre; la focalisation du faisceau fut également envisagée.

Georges Babat (12), en 1936, repartant des expériences de Faraday et d'Armstrong, proposa un convertisseur à vapeur de mercure. Il déduisit des remarques de ces physiciens sur l'impossibilité d'électriser de la vapeur sèche que l'électricité n'était transportée que par les gouttelettes. De l'absence de toute recherche depuis 1907 (5) sur la charge par frottement, il conclut que celle-ci était sans espoir. Il présente une étude théorique et expérimentale d'un convertisseur à symétrie axiale utilisant une chaudière à vapeur de mercure, une tuyère de Laval convergente-divergente,

un dispositif d'excitation, comprenant une cathode liquide (mercure) annulaire, une anode axiale, une grille négative attirant les ions positifs sur le passage des gouttelettes de mercure condensées par suite de la détente dans la tuyère, une grille écran limitant la zone de conversion pour diminuer l'effet de la charge d'espace et un collecteur refroidi à l'eau. Pour une pression de 1,5 atmosphère dans la chaudière et 10^{-3} mm Hg dans le collecteur, un courant cathodique de 1 à 6 ampères sous 10 à 40 volts, la tension à vide du collecteur atteint 100 V et le courant de court-circuit 50 mA.

Dans une communication conjointe (13), M. Pauthenier et Mme Moreau Hanot décrivent un générateur utilisant un courant d'air en circuit fermé pour véhiculer des sphérules de verre chargées comme porteurs de charge (Faraday avait déjà constaté (1) que l'écoulement d'un jet d'air chargé de poussières produisait de l'électricité). La tension obtenue est de 1,2 mégavolt et le courant de 35 microampères pour un conduit de 10 cm de diamètre et de 2,10 m de long parcouru à 50 m/s. Le dispositif d'excitation était un ensemble de fils ioniseurs placés dans un faisceau de tubes disposés en nid d'abeille. L'emploi de sphérules de verre, aboutissement de l'analyse présentée dans l'étude (11) est un progrès décisif et permet une conversion beaucoup plus efficace. Notons que cette réalisation, différente des précédentes par des porteurs solides, isolants, pose le problème supplémentaire de la charge et de la décharge de ces porteurs. Fig. 3. Il a été remarqué que, lorsqu'on augmentait la densité au-delà d'une certaine valeur, l'aérosol s'illuminait : la charge d'espace était telle que le champ disruptif était atteint sur l'ioniseur.

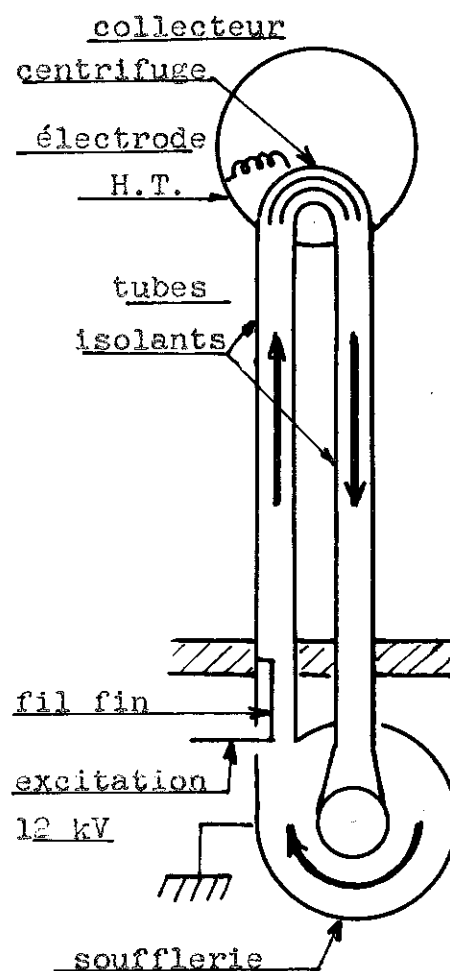


FIG. 3
GENERATEUR A POUSSIÈRES

M. Jean Virgitti (14) présenta en 1938 l'étude théorique d'un transport d'ions par un courant de vapeur pour l'obtention de hautes tensions. Il fait mention de l'emploi d'une tuyère de Laval pour permettre d'atteindre une vitesse très importante (Mach 2,2) et du tétrachlorure de carbone comme fluide pour augmenter la rigidité diélectrique (trois fois et demie celle de l'air) et diminuer la mobilité des ions (le septième des ions d'air). Le calcul du rendement énergétique montre qu'il faudrait 900 kW de puissance calorifique pour vaporiser assez de liquide pour obtenir un courant de 130 microampères (la conversion thermoélectrique étant négligeable) et il conclut en faveur des porteurs solides.

En 1941, la Revue Générale de l'Electricité reproduisit deux études de ces générateurs. La première (15) complète l'étude précédente de Jean Virgitti et concerne la limitation du courant transporté par la mobilité des ions, et la technique à employer pour obtenir des vitesses supersoniques (démonstration du théorème d'Hugoniot $\frac{dA}{A} + \frac{dU}{U}(1 - \frac{U^2}{c^2}) = 0$ qui montre comment on peut atteindre des vitesses supersoniques et de la relation de Saint Venant $U = \sqrt{2 J C_p T_0 (1 - \frac{I}{I_0})}$ qui exprime l'échange d'énergie lors de la mise en vitesse). Dans la seconde, déjà citée (1), après une étude très documentée des expériences d'Armstrong et de Faraday, M. Nougulier propose l'emploi d'un jet d'eau froide pulvérisée pour améliorer le rendement de l'opération, les gouttes d'eau chargées par un dispositif ioniseur n'auraient plus qu'à être propulsées à l'encontre du champ électrique, l'énorme gaspillage d'énergie interne nécessaire à la charge spontanée des porteurs étant supprimé.

Georges Truffaut et Pierre Hampe (16) décrivent un dispositif de poudrage agricole électrostatique dans lequel au lieu d'appliquer une tension de plusieurs dizaines de kV à l'orifice d'éjection de la poudre pour la charger et créer le champ de précipitation, on se contente de charger la poudre à l'intérieur de la buse de projection, le nuage chargé créant lui-même le champ de précipitation.

A la lumière des quelques références citées, on voit que, malgré un siècle d'améliorations (ionisation forcée du fluide et circulation en circuit fermé, en particulier) les performances des convertisseurs thermo-dynamo-électriques étaient encore loin de celles des machines électrostatiques à courroie ou à disque (les machines de Pauthenier et de Virgitti n'ont pas pu supplanter celles de Van de Graaff). La raison principale de cet échec tient à ce qu'il est difficile d'augmenter la rigidité diélectrique d'un fluide, sans augmenter les forces de frottement. Le courant est ainsi limité, soit par la densité de charge, soit par la vitesse de déplacement des charges.

Après la seconde guerre mondiale, la propulsion ionique d'engins spatiaux ramena ces convertisseurs à l'ordre du jour et de très nombreuses études furent entreprises, en particulier aux U.S.A., intéressant également la production industrielle d'électricité, ainsi que différents usages terrestres.

CHAPITRE II - Systèmes d'unités, symboles et indices employés

1) Systèmes d'unités

En principe, c'est le système MKSA rationalisé qui a été employé. Cependant, dans le texte et dans l'énoncé des grandeurs, l'unité MKSA a parfois été remplacée par une unité plus commode (telle que l'Angstroem le microampère, le Normal mètre cube par heure, le bar). Par contre, les expressions algébriques et les calculs numériques sont toujours traités en MKSA rationalisé.

2) Symboles

On trouvera, ci-après, la liste de tous les symboles. Parfois dans le cours du texte, lorsqu'aucune erreur n'est possible, l'indice particulier d'un symbole a été volontairement négligé dans le but d'alléger l'écriture.

2-1 Ecriture latine

- A Aire de la section droite du canal
- $\mathcal{A}$ Fonction algébrique
- a Rayon des particules
- B Nombre sans dimension
- b Variable intermédiaire

- C Contrainte tangentielle
- C_m Coefficient de débit masse
- C_t Constante
- C_p Chaleur spécifique du fluide à pression constante
($0,24 \cdot 10^3$ cal/kg. °C pour l'air à 0°C)
- C_v Chaleur spécifique du fluide à volume constant
- c Célérité du son
- $\bar{c}$ Vitesse moyenne d'agitation
- $\bar{c}_q$ Vitesse quadratique moyenne d'agitation
- $\bar{c}_r$ Vitesse relative moyenne
- ∂ Dérivée partielle
- D Diamètre du conduit
- D^* Diamètre à la gorge de la tuyère
- d Différentielle
- D_h Diamètre hydraulique
- E Champ électrique
- E_m Rigidité diélectrique
- E_{mr} Rigidité diélectrique relative
- e Base des logarithmes népériens : 2,71828
- e^- Charge électrique de l'électron : $1,6 \cdot 10^{-19}$ C
- F Force
- f Coefficient de frottement
- G_m Débit en masse
- G_v Débit en volume
- g Grandeur
- g Glissement des particules
- H Enthalpie par unité de masse
- h Accélération
- HA Humidité absolue de l'air ($\equiv \Gamma$)

I	Courant électrique
I _c	Courant dans le canal (ou collecté)
I _{cc}	Courant collecteur en court-circuit
I _{ex}	Courant d'excitation
i	Densité de courant
J	Equivalent mécanique de la microthermie : 4,18 Joules/uth
$\vec{J}$	Vecteur orienté
μ	Mobilité pour $a \gg \lambda$
κ	Mobilité
κ_a	Mobilité d'une particule de rayon a
κ_i	Mobilité d'un ion
R	Constante de Boltzmann $\frac{R}{N_A}$
L	Longueur du canal de conversion
Log	Logarithme népérien
L'	Longueur de la zone ionisée
L _{op}	Longueur optique
$\mathcal{L}$	Chaleur latente de condensation pour une molécule gramme
ℓ	Chaleur latente de condensation pour l'unité de masse : $\frac{\mathcal{L}}{M}$
M	Nombre de Mach
M ^x	Vitesse réduite
M_0	Masse molaire
M_0^e	Masse molaire de l'eau
M_0	Masse molaire de l'air (moyenne pondérée de M_{O_2} et de M_{N_2})
m	Masse volumique
m_e	Masse volumique de l'eau : 10^3 kg/m ³
m_v	Masse volumique de la vapeur d'eau
N	Nombre de chocs ou de molécules condensées
N _A	Nombre d'Avogadro : $6,02 \cdot 10^{23}$
N _a	Nombre de germes de rayon a
N^0	Nombre de chocs entre deux molécules par unité de temps et de volume
n _{op}	Indice de réfraction
n	Nombre de charges par particule
n _i	Densité volumique en ions
n _v	Densité volumique en molécules de vapeur d'eau
n _m	Densité volumique en molécules (quelconques)
P	Pression
P _i	Pression interne d'une particule
P _e	Pression externe à une particule
P _a	Pression saturante sur une particule de rayon a
P _∞	Pression saturante pour un plan
P _p	Pression partielle
P _x	Pression à l'abscisse x
P _e	Pression d'origine électrique ou électrostatique
P _m	Pression motrice
P _s	Pression de sortie
$\mathcal{P}$	Coefficient : $1 + 2 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2}$
p	Densité de puissance dans le canal
p _E	Puissance électrique
p _d	Puissance disponible
Q	Quantité de chaleur
q	Charge électrique
q _a	Charge d'une particule de rayon a

R	Constante des gaz parfaits pour l'unité de masse	# $\frac{R}{M} = 287 \text{ J/}^\circ\text{C kg pour l'air}$
R_{op}	Rayon de courbure du rayon lumineux	
R	Constante du gaz parfait pour une molécule gramme : $8,32 \text{ J/}^\circ\text{C}$	
Rey	Nombre de Reynolds	
Rc	Facteur de récupération aérodynamique	
Ri	Rayon du canal	
r	Coordonnée polaire normale à l'axe du canal	
r_o	Rayon de l'aiguille ionisante	
r_e	Rayon des sphères enveloppes des électrodes	
S	Entropie pour l'unité de masse	
Δ	Surface d'une particule	
T	Température absolue	
T_a	Température d'une goutte de rayon a	
T_p	Température du fluide à la paroi	
T_s	Température de saturation (point de rosée)	
t	Temps	
t'	Temps disponible pour la charge	
U	Vitesse du fluide	
u	Vitesse communiquée aux particules	
V	Potentiels électriques	
V_{ex}	Tension d'excitation	
v	Volume	
v_m	Volume d'une molécule	
v'	Volume spécifique : $\frac{1}{m}$	
w	Energie	
w_e	Energie électrique ou électrostatique	
w_A	Energie de surface	
w_T	Energie de translation	
w_{min}	Energie minimum	
X	Probabilité de condensation	
X_e	Probabilité de condensation sur un ion	
x	Coordonnée dans l'axe du canal	
Y	Plan optique	
γ_d	Epaisseur de déplacement (couche limite)	
Z	Résistance électrique	
Z_p	Résistance de polarisation	
Z_A	Résistance adaptée	
Z_e	Résistance de charge	
z	Coordonnée	
z_{op}	Epaisseur de la veine à analyser optiquement	

2-2 Ecriture grecque

α	Fonction de a/λ (Millikan)
β	Fonction de a/λ (Cochet)
Γ	Rapport masse aérosol/masse fluide
γ	Rapport des chaleurs spécifiques = $C_p/C_v = 1,4$ pour l'air
Δ	Différence de, (en particulier entre les extrémités du canal)
δ	Coefficient de conversion (ou rendement)
δ_e	Coefficient de conversion électrique
δ_g	Coefficient de conversion global (ou rendement)
ϵ_0	Permittivité du vide : $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m ($\equiv A \cdot s / V \cdot m$)
ϵ_r	Permittivité relative
ζ	Coefficient
η	Viscosité absolue
θ	Angle
θ_e	Angle entre $\vec{E}$ et direction ion-particule
θ_j	Angle entre $\vec{j}$ et $\vec{dA}$
θ_M	Angle de Mach
$\wedge$	Facteur de proximité
λ	Libre parcours moyen
λ_a	Libre parcours moyen d'une particule de rayon a
λ_i	Libre parcours moyen d'un ion
λ_{op}	Longueur d'onde optique
λ	Conductibilité thermique
ξ	Rayon d'une molécule d'eau
π	3,14
ρ	Charge électrique volumique
Σ	Somme algébrique de
τ	Tension superficielle
ϕ	Angle au sommet d'une tuyère
φ	Angle solide
ψ	Temps de demi-charge
Ω	Moment du doublet de la molécule d'eau
ω	Masse d'une molécule d'eau

3) Indices et signes généraux

(sauf si indication différente sur le symbole)

- ()₀ Au repos (ou à l'entrée pour M)
- ()^{*} Pour M = 1 (sauf pour M^{*})
- ()_N Conditions normales : 273°K et 1,013 bar
- () Valeur moyenne
- ~ Proportionnel à
- th Théorique

CHAPITRE III - Mécanisme de la conversion T.D.E.

Avant d'examiner les travaux récents dans ce domaine, rappelons sommairement comment se fait la conversion d'énergie.

1) Hypothèses simplificatrices

On admet qu'en première approximation :

- le fluide est un gaz parfait idéal :

Il suit l'équation d'état $P.v = R.T$

Chaleurs spécifiques constantes : C_p et $C_v = C_t$

- la transformation est en tout point adiabatique :

$$dQ = 0$$

- la transformation est réversible (pas de frottement, pas de choc, pas de transfert thermique), donc, puisqu'elle est adiabatique, isentropique :

$$dS = \frac{dQ}{T} = 0$$

- en conséquence, la vitesse dérive d'un potentiel (théorème de Crocco, écoulement irrotationnel)
- l'écoulement est unidimensionnel : propriétés du fluide constantes dans l'étendue de toute section droite
- le régime est établi
- les forces de pesanteur et d'origine électromagnétique sont négligeables.

2) Conversion

La transformation étant adiabatique, pour l'unité de masse, on aura :

$$J C_p \frac{\partial T}{\partial x} dx + U \frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{P}{m} \frac{\partial V}{\partial x} dx = 0$$

soit, puisqu'on a supposé un écoulement unidirectionnel en régime établi,

$$J C_p dT + U dU + \frac{P}{m} dV = 0$$

que l'on intègre, d'un bout à l'autre du canal (puisque le champ et la vitesse dérivent de potentiels).

$$J C_p \Delta T + \frac{\Delta U^2}{2} + \frac{P}{m} \Delta V = 0$$

où les signes Δ représentent la différence des grandeurs entre l'entrée et la sortie, mais :

$$I_c = \int A \cdot U \quad G_m = m \cdot A \cdot U \quad \Delta V \cdot I_c = P_E$$

l'expression prend alors la forme :

$$\frac{P_E}{G_m} = - \left(J C_p \Delta T + \frac{\Delta U^2}{2} \right)$$

On voit que, pour un débit de fluide donné, la puissance électrique fournie sera d'autant plus grande que les différences de température et de vitesse entre les deux extrémités du canal seront plus importantes. On peut voir également qu'il existe deux types limites de conversion, à température constante et à vitesse constante, encadrant toutes les combinaisons de conversion mixte. On verra, par la suite, comment les conditions aux limites et certains phénomènes annexes influent sur le choix du type de conversion.

Remarque

Le terme $\frac{\rho}{m} dV$ représente le travail des forces électriques lors d'un déplacement $d\alpha$ de l'unité de masse. Le gradient de pression d'origine électrique vaudra donc :

$$\frac{dP_E}{d\alpha} = \rho E \alpha$$

et pour l'ensemble du canal : $\Delta P_E = \rho \Delta V$

L'expression vue plus haut montre l'intérêt des grandes vitesses. On va rappeler dans le paragraphe suivant les propriétés générales de ces écoulements.

CHAPITRE IV - Propriétés générales de l'écoulement des fluides (rappel) (17)

1) Obtention de vitesses supersoniques

On considère la mise en mouvement d'un fluide dans un conduit de section droite variable, à partir d'une vitesse nulle, à la température T_0 dans un réservoir :

- Conservation de la masse : $G_m = m \cdot A \cdot u = C_t$

ou encore :
$$\frac{dm}{m} + \frac{dA}{A} + \frac{du}{u} = 0 \quad (1)$$

- Conservation de l'énergie : pour l'unité de masse

$$H_0 = J \cdot C_p T_0 = H + \frac{u^2}{2}$$

ou
$$dH + u du = 0 \quad (2)$$

- Conservation de l'entropie :

$$ds = \frac{dH - v dP}{T} = 0 \quad \text{soit} \quad dH = \frac{dP}{m} \quad (3)$$

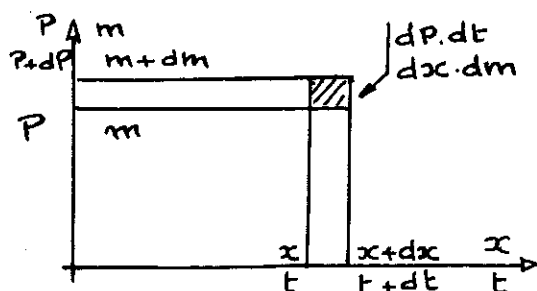
En introduisant la célérité du son $c = \sqrt{\frac{dP}{dm}}$ (*) et le nombre de Mach $M = \frac{u}{c}$ dans les expressions précédentes, on déduit la relation dite d'Hugoniot :

$$\frac{dA}{A} + \frac{du}{u} (1 - M^2) = 0$$

On déduit de cette relation que :

- Si $M < 1$ ($u < c$) u et A varient en sens inverse
- Si $M > 1$ ($u > c$) u et A varient dans le même sens
- Si $M = 1$ ($u = c$) A doit présenter un extrémum. Les deux conclusions précédentes éliminant le cas d'un maximum, il doit présenter un minimum.

* La démonstration rigoureuse de cette relation sort du cadre de la présente étude; un raisonnement élémentaire peut cependant montrer son origine : la célérité du son n'étant autre que la vitesse de propagation d'une onde de pression, considérons une telle onde, d'amplitude dP se déplaçant isentropiquement (pas de frottement, ni d'échange de chaleur) à la vitesse c dans un conduit de section unité :



Tout se passe comme si, en un temps dt la force dP avait communiqué une vitesse c à la masse $dx \cdot dm$, avec $dx = c dt$

La loi de Newton permet d'écrire :

$$dp = c \cdot dt \cdot dm \cdot \frac{c}{dt} \quad \text{soit} : c^2 = \frac{dP}{dm}$$

Autrement dit, une vitesse inférieure à celle du son, ou subsonique, sera accélérée dans un canal convergent et, décélérée dans un divergent, alors qu'inversement, une vitesse supérieure à celle du son sera décélérée dans un canal convergent et accélérée dans un divergent. Fig. 4

Pour obtenir, à partir du repos, un écoulement à vitesse supersonique, on utilisera une tuyère convergente-divergente ou de Laval. La vitesse croîtra dans le convergent, pourra atteindre la vitesse du son au minimum de section ou gorge, et, dans ce cas, continuera à croître, en régime supersonique, dans le divergent. Fig. 5

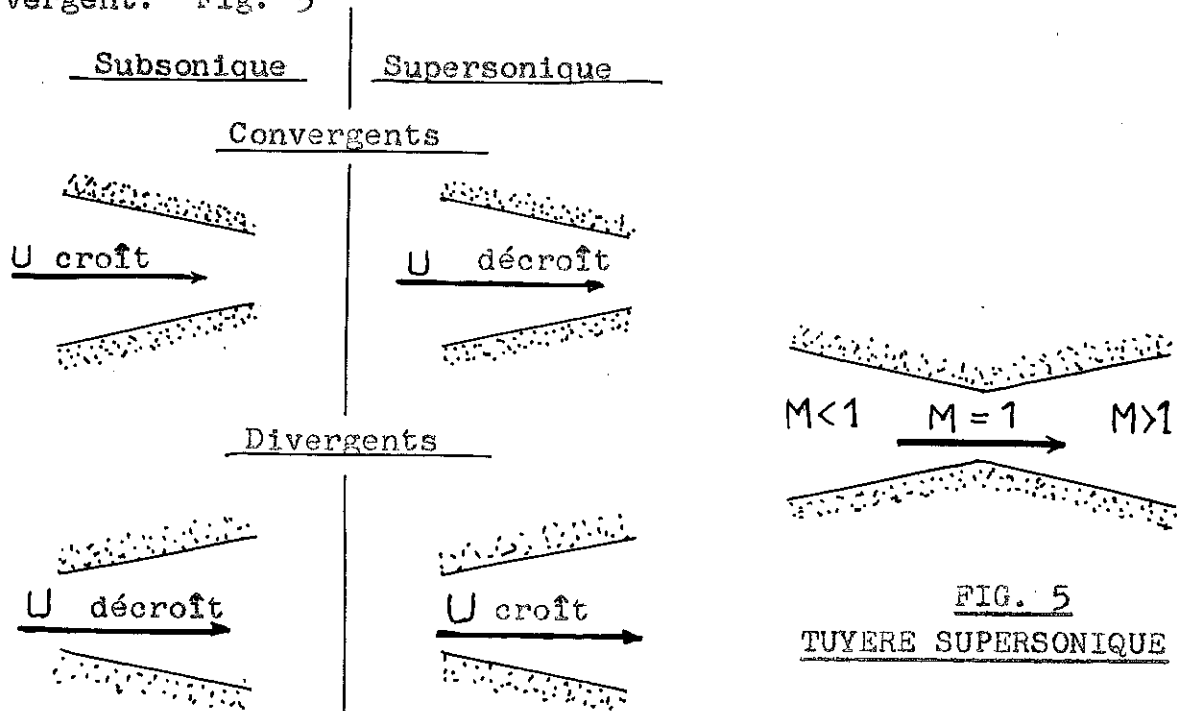


FIG. 4

ÉCOULEMENTS

Pour ralentir isentropiquement un écoulement supersonique, on pourrait théoriquement utiliser le même convergent-divergent.

2) Détermination des paramètres de l'écoulement

La connaissance de la pression, de la température et de la vitesse du fluide est nécessaire pour analyser son écoulement et étudier la conversion d'énergie; de ces trois grandeurs, P , T , U , seule la pression est accessible aisément à la mesure directe. En effet :

- l'introduction d'une sonde thermométrique ralentirait localement l'écoulement, donc élèverait la température et l'on mesurerait la température d'arrêt. La mesure au niveau de la paroi serait également erronée, car le fluide y est ralenti et réchauffé par les frottements, et l'on mesurerait la température à la paroi.

- l'utilisation d'un anémomètre n'est guère envisageable pour de telles vitesses,
- les méthodes optiques (strioscopie et interférométrie) ne sont applicables que dans des cas particuliers,
- par contre, la mesure de pression statique P peut se faire au niveau de la paroi, sans trop perturber l'écoulement, ni être faussée par la présence de couches limites (que nous étudierons plus loin).

Il reste à relier les autres grandeurs à la pression. En fait, on choisit plutôt le nombre de Mach M comme paramètre et on évalue les autres grandeurs en fonction de M .

La conservation d'entropie permet d'écrire :

$$\int C_p dT = \int v dP$$

que l'équation d'état permet d'écrire :

$$\frac{dP}{P} \left(1 - \frac{R}{J C_p}\right) = - \frac{dv}{v}$$

Introduisons la relation de Mayer : $C_p - C_v = \frac{R}{J}$ et $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$

il vient $\frac{dP}{P} = -\gamma \frac{dv}{v}$ soit en intégrant : $P \cdot v^\gamma = C_t$

et puisque $v = \frac{1}{\rho}$: $\frac{dP}{d\rho} = \gamma \cdot \frac{P}{\rho}$

Par ailleurs, l'équation de l'énergie peut s'écrire :

$$\text{mais } 2 J C_p = \frac{2 \gamma R}{\gamma - 1}, \quad c^2 = \gamma R T, \quad \text{et } M = \frac{U}{c}$$

$$\text{Alors } \frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (\text{Relation de Saint Venant.})$$

Notons que cette expression déduite de la conservation de l'énergie est applicable à tout écoulement adiabatique, réversible ou non. C'est l'équivalent de l'équation de Bernoulli pour les fluides compressibles. Certains auteurs (15) l'appellent relation de Saint Venant.

Dans le cas de l'écoulement réversible d'un gaz supposé parfait, l'équation d'état $P \cdot v = R T$ et l'expression $P \cdot v^\gamma = C_t$ nous permettent d'écrire pour les autres grandeurs :

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}$$

qui sont les formes usuelles de la relation de Saint Venant.

On pourra ainsi tracer les courbes $\frac{P}{P_0}$, $\frac{T}{T_0}$, $\frac{m}{m_0}$ en fonction de M (fig. 6a et 6b) et connaissant les conditions de repos P_0 , T_0 et m_0 déduire T , m , M de la mesure de P .

La détermination de la vitesse locale du fluide pourrait être faite à partir du nombre de Mach : $U = M \cdot c$ et comme $c = c_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}}$ avec $c_0 = \sqrt{\gamma R T_0} = 344$ m/s pour l'air à 20°C, on pourrait la déduire des courbes précédentes.

En fait, on préfère tracer la courbe de la vitesse réduite $M^* = \frac{U}{c^*} = M \sqrt{\frac{T}{T^*}}$. L'expression de c^* , que l'on verra plus loin, permettra de calculer U .

Comme on connaît généralement le profil d'une tuyère par l'évolution de sa section en fonction de l'abscisse x , soit $\frac{A}{A^*}(x)$, il suffira de relier M à $\frac{A}{A^*}$ pour obtenir l'évolution de tous les paramètres réduits en fonction de l'abscisse.

La conservation de la masse permet d'écrire :

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \cdot \frac{m}{m_0} \cdot \frac{c}{c^*}$$

$$\text{or : } \frac{m}{m_0} = \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad \text{et} \quad \frac{c}{c^*} = \left(\frac{T}{T^*} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma}{2}}$$

$$\text{Alors : } \frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

En faisant $M = 1$ dans les expressions précédentes, on obtient la valeur des caractéristiques à la gorge de la tuyère :

$$T^* = T_0 \cdot \frac{2}{\gamma+1} = 0,833 T_0 \quad \text{pour l'air}$$

$$P^* = P_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0,528 P_0 \quad \text{pour l'air}$$

$$m^* = m_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = 0,634 m_0 \quad \text{pour l'air}$$

$$c^* = c_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2}} = 0,913 c_0 \quad \text{pour l'air}$$

d'où l'on tirera :

$$U = M^* \left(\frac{2\gamma R}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{T_0} = 18,3 M^* \sqrt{T_0} \quad \text{pour l'air}$$

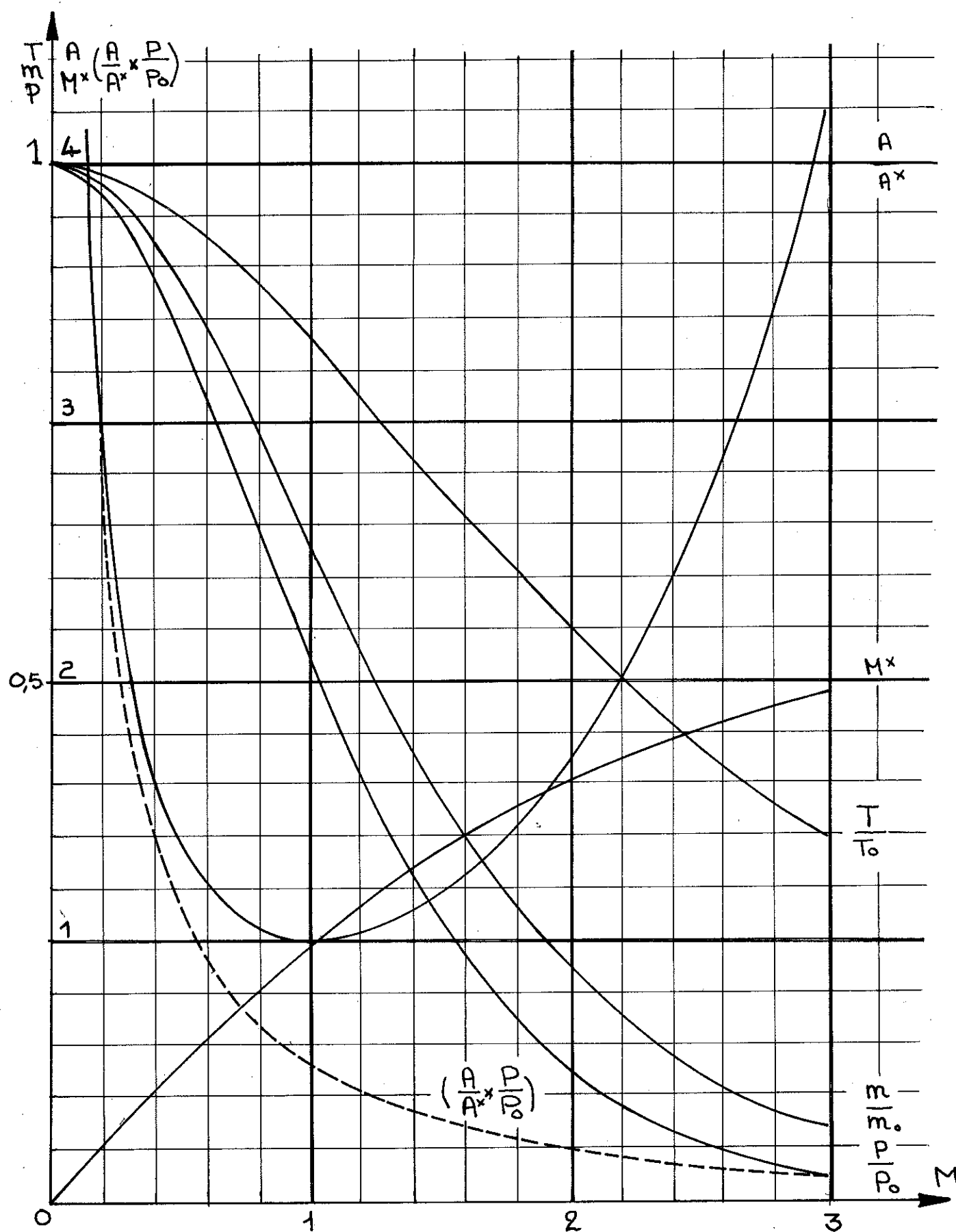


FIG. 6a - ECOULEMENT ISENTROPIQUE ($0 < M < 3$)

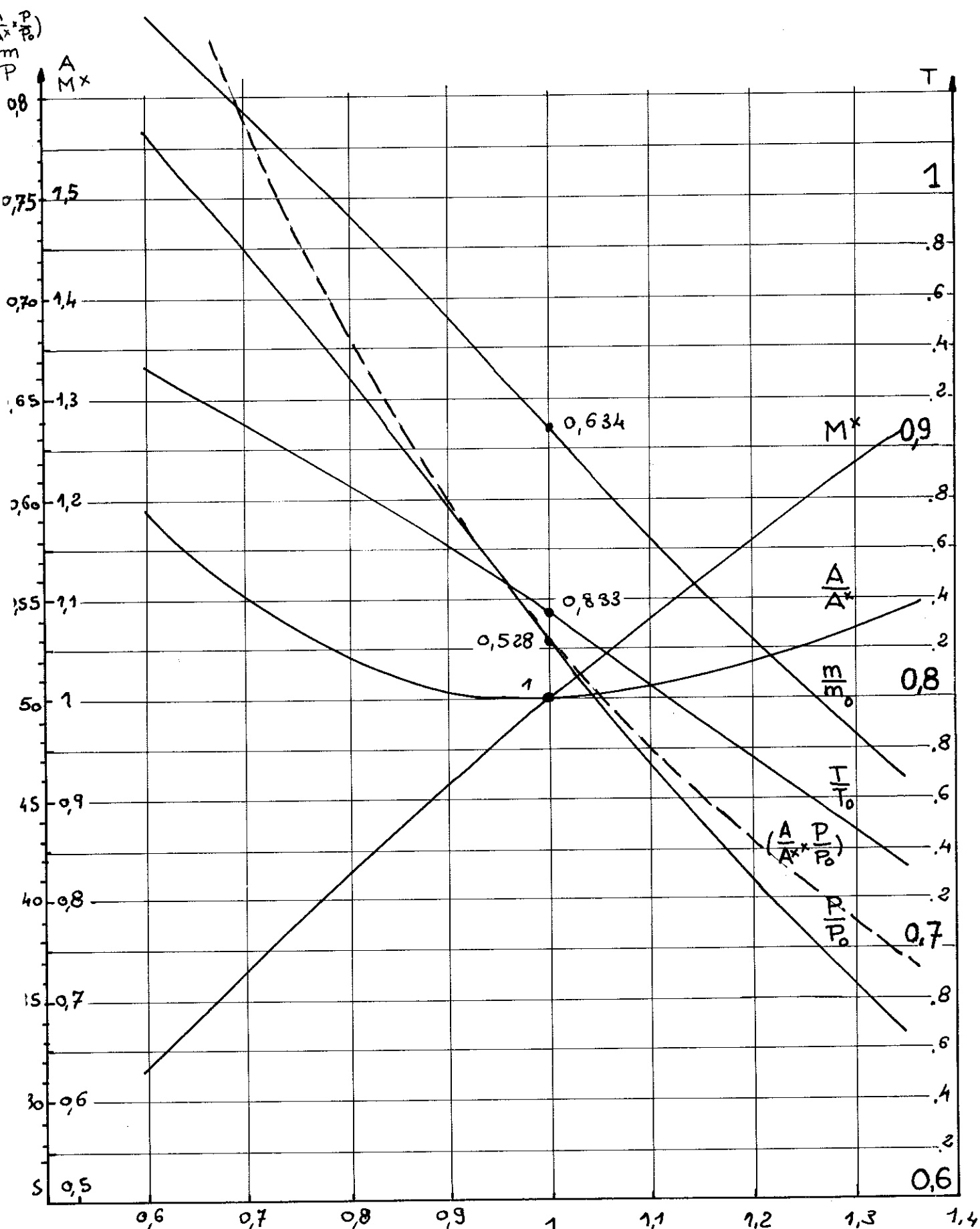


FIG. 6b - ECOULEMENT ISENTROPIQUE ($0,6 < M < 1,4$)

3) Coefficient de débit masse C_m

Par définition $C_m = \frac{G_m(\text{réel})}{G_m(\text{isentropique})}$ dans laquelle :

G_m réel est le débit masse mesuré

G_m isentropique est le débit déduit en appliquant les lois de l'écoulement isentropique.

Dans le cas d'une tuyère convergente-divergente supersonique, c'est à la gorge qu'on le déterminera.

$$G_m \text{ isent.} = \dot{A} \cdot U \cdot m^* = A^* \frac{m^*}{m_0} m_0 \sqrt{\gamma R T_0} \sqrt{\frac{T^*}{T_0}} = A^* \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} \sqrt{\frac{\gamma}{R} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$$

Pour les nombres de Reynolds importants : $Re_{y_D} > 10^6$, C_m est de l'ordre de 0,99, mais décroît avec Re_{y_D}

Remarque importante

Pour tout écoulement adiabatique, isentropique ou non, d'un gaz parfait, on a, en tout point :

$$\frac{G_m \text{ réel}}{A} = m U = \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \cdot \frac{P}{\sqrt{T_0}} M \sqrt{\frac{T_0}{T}} = \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \cdot \frac{P}{\sqrt{T_0}} M \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad (1)$$

Pour l'écoulement adiabatique isentropique d'un gaz parfait, on vient de voir que l'on a :

$$\frac{G_m \text{ réel}}{A} = C_m \frac{G_m \text{ isent.}}{A} = C_m \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} \sqrt{\frac{\gamma}{R} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \frac{A^*}{A} \quad (2)$$

En divisant (1) par (2), membre à membre, il viendra :

$$\frac{A^*}{A} \cdot \frac{P_0}{P} C_m = M \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}{\left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} \quad \text{que l'on écrit} \quad \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\frac{1}{M} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$$

où l'on voit que le numérateur n'est autre que $\frac{P_0}{P}(M)$ de l'écoulement isentropique, et le dénominateur $\frac{A^*}{A}(M)$ d'un même écoulement.

On aura donc finalement :

$$\left(\frac{A^*}{A} \cdot \frac{P_0}{P} \cdot C_m \right)_{\text{réel}} = \left(\frac{A^*}{A}(M) \cdot \frac{P_0}{P}(M) \right)_{\text{isentropique}}$$

que l'on inverse pour avoir :

$$\left(\frac{A}{A^*} \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{1}{C_m} \right)_{\text{réel}} = \left(\frac{A}{A^*}(M) \cdot \frac{P}{P_0}(M) \right)_{\text{isentropique}}$$

en notant bien que, dans le terme de droite, P_0 représente la pression d'arrêt en tout point, alors que, dans le terme de gauche, P_0 ne représente que la pression motrice (la pression d'arrêt est plus petite, puisque l'écoulement n'est pas isentropique).

On a tracé la courbe $\left(\frac{A}{A^*} \cdot \frac{P}{P_0} \right)_M$ sur le graphique de l'écoulement isentropique. On pourra ainsi déterminer le nombre de Mach en tout point d'un écoulement adiabatique quelconque où l'on aura mesuré A et P , A^* et P_0 étant connus et C_m déduit du débit.

4) Méthodes optiques d'observation (18) (19)

4-1 Principe général

L'indice de réfraction n_{op} d'un milieu transparent (quotient de la vitesse de la lumière dans le vide par celle dans le milieu) dépend de la longueur d'onde considérée λ_{op} et de la masse volumique m de ce milieu (relation de Lorentz Lorenz). Dans le cas des gaz, où n_{op} est très voisin de l'unité, la relation devient, en faisant intervenir la masse volumique normale m_N :

$$n_{op} - 1 = B \frac{m}{m_N} \quad (\text{loi d'Arago-Biot})$$

où B est un nombre sans dimension ne dépendant que du gaz et de la longueur d'onde (pour l'air B varie de 290.10^{-6} à 297.10^{-6} dans l'étendue du spectre visible : $0,8 \mu > \lambda_{op} > 0,4 \mu$). La mise en évidence de variations locales de l'indice de réfraction permettra de déceler les variations correspondantes de masse volumique.

Cette mise en évidence se fera en faisant traverser la veine d'air à étudier contenue dans un conduit transparent par un faisceau lumineux et en analysant les perturbations apportées à la marche des rayons lumineux.

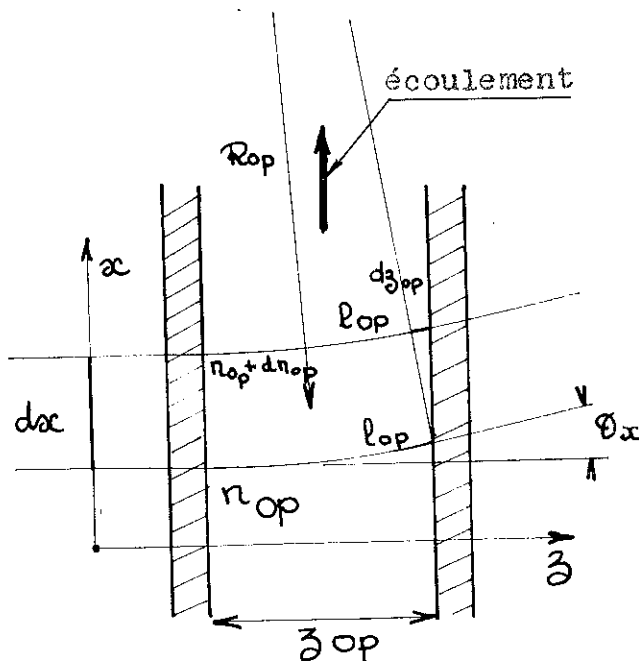
4-2 Mise en évidence des variations locales d'indice de réfraction

4-2-1 Trois méthodes sont utilisées : l'interférométrie, qui permet de mesurer des différences de masse volumique, la strioscopie, qui permet de déceler les gradients de masse volumique et la méthode des ombres, qui permet de détecter les régions où le gradient de masse volumique varie.

Pour séduisante qu'elle soit, la première méthode qui demande la mise en oeuvre de matériels de très haute qualité, n'a pu être utilisée ici. La dernière également a été abandonnée, car elle ne permet pratiquement que de visualiser les ondes de choc. On n'a donc employé que la strioscopie, qui conduit à des images de l'écoulement faciles à interpréter.

4-2-2 Déviation d'un faisceau lumineux : fig. 7

Sans entrer dans le détail de la démonstration, on peut concevoir qu'un faisceau lumineux de largeur dx traversant une lame de gaz où le gradient d'indice vaut $\frac{dn_{op}}{dx}$ s'incurve du côté où l'indice croît, par suite de l'égalité des longueurs optiques $l_{op} = n_{op} \cdot z_{op}$ et $(n_{op} + dn_{op})(z_{op} - dz_{op})$ (un peu comme un véhicule à roues inégales solidaires virerait autour de la plus petite roue).



On aura donc en première approximation : $z_{op} \cdot dn_{op} = m_{op} dz_{op}$

d'où $Q_x = \frac{dz_{op}}{dx} = \frac{1}{n_{op}} z_{op} \frac{dn_{op}}{dx}$

et $\frac{1}{R_{op}} = \frac{Q_x}{z_{op}} = \frac{1}{n_{op}} \cdot \frac{dn_{op}}{dx}$

Comme $n_{op} \neq 1$ dans les gaz, on aura en introduisant la relation d'Arago-Biot :

$$Q_x \neq z_{op} \frac{\beta}{m_N} \frac{dm}{dx}$$

$$\frac{1}{R_{op}} \neq \frac{\beta}{m_N} \frac{dm}{dx}$$

z_{op} étant l'épaisseur de la veine d'air à analyser.

FIG. 7

DEVIATION D'UN FAISCEAU LUMINEUX

4-2-3 Méthode strioscopique : fig. 8

Une source de lumière de largeur petite, mais non ponctuelle éclaire un écran placé dans le plan Y'' après avoir traversé la veine de gaz à étudier repérée par le plan Y , un condenseur donnant dans le plan Y' l'image de la source et un objectif donnant dans le plan Y'' les images des points du plan Y . L'éclairement en Y'' est uniforme. On place alors dans le plan Y' un couteau strioscopique qui intercepte une partie, en général sensiblement la moitié, du faisceau lumineux. Le plan Y'' sera toujours uniformément éclairé, mais plus faiblement, sensiblement moitié moins.

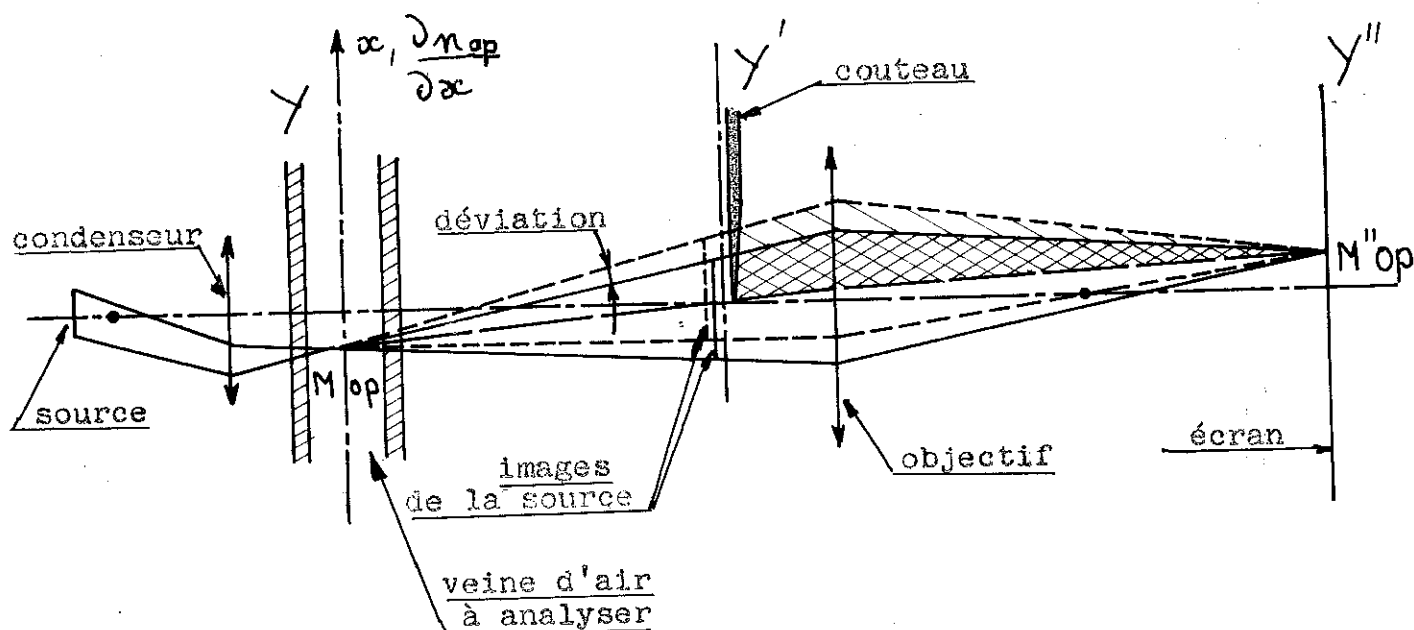


FIG. 8 - STRIOSCOPIE

On n'a jusqu'à présent envisagé aucune déviation des rayons lumineux dans la veine de gaz, l'indice de réfraction $n_o p$ étant supposé constant. Le décalage éventuel lié à l'indice est le même pour tous les rayons.

Si, par contre, il existe dans cette veine un gradient local d'indice $\frac{\partial n_o p}{\partial x}(\infty)$ (lié à un gradient de masse volumique $\frac{\partial m}{\partial x}(\infty)$) constant sur tout le trajet du faisceau lumineux passant par un point $M_o p$, ce faisceau se trouvera dévié et une partie plus ou moins grande, selon le signe de $\frac{\partial n_o p}{\partial x}$ sera interceptée par le couteau et le point $M_o p$ dans le plan Y'' sera plus ou moins brillant. Dans le cas de la figure, toutes les zones à gradient positif dans le sens des x (côté du couteau) seront sombres et celles à gradient négatif seront claires.

5) Ecoulement réel dans un conduit cylindrique de section constante

Préambule

Dans le paragraphe précédent, on a considéré un écoulement adiabatique et isentropique, c'est-à-dire d'une part sans échange d'énergie avec l'extérieur (du grec adiabatos : impénétrable) et d'autre part réversible (du grec entropos : retour).

Le flux de chaleur et les forces de frottement que nous avons jusqu'ici négligés étant proportionnels à l'aire de contact entre le gaz et le milieu, c'est-à-dire $2\pi R L$, alors que les forces de pression et d'inertie sont proportionnelles à la section droite $\pi R^2 L$, ce sera essentiellement le rapport L/D qui régira la validité des deux hypothèses.

Pour les vitesses importantes considérées ici (de l'ordre de grandeur de celle du son) et compte tenu de la faible précision recherchée, l'expérience montre que les deux hypothèses sont valables tant que le rapport L/D ne dépasse pas quelques unités, mais que seule la première le reste lorsqu'il atteint quelques dizaines.

5-1 Les frottements

Définition : fig. 9

Contrainte de cisaillement à la paroi : $C = \eta \frac{du}{dy}$

(fluide Newtonien : tous les gaz le sont)

Coefficient de frottement :

$$f = \frac{C}{\frac{1}{2} m U^2}$$

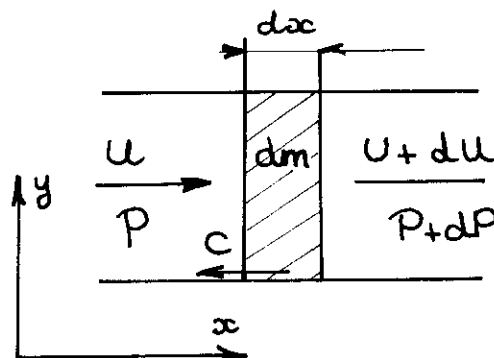


FIG. 9
FROTTEMENTS

Reprenons les équations de l'écoulement adiabatique :

- hypothèse du gaz parfait : $P = m R T$ qui peut s'écrire :

$$\frac{dP}{P} = \frac{dm}{m} + \frac{dT}{T} \quad (1)$$

- vitesse du son $c = \sqrt{\gamma \frac{P}{m}}$

- nombre de Mach : $M = \frac{U}{c}$ qui peut s'écrire :

$$\frac{dM^2}{M^2} = \frac{dU^2}{U^2} - \frac{dT}{T} \quad (2)$$

- conservation de l'énergie : $\int C_p dT + \frac{dU^2}{2} = 0$ qui peut s'écrire :

$$\frac{dT}{T} + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (3)$$

- continuité, pour une aire constante : $m U = \text{cte}$ qui peut s'écrire :

$$\frac{dm}{m} + \frac{1}{2} \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (4)$$

Introduisons les forces de frottement dans l'équation dynamique :

- force de pression : $- A dP$

- force d'inertie : $- dm \frac{dU}{dt} = - m A U^2 \frac{dU}{U}$

- force de frottement : $- C \pi D dx$ qui peut s'écrire :

$$\frac{M^2 \gamma P A}{2} 4 f \frac{dx}{D}$$

qui donnent finalement :

$$\frac{dP}{P} + \frac{\gamma M^2}{2} 4 f \frac{dx}{D} + \frac{\gamma M^2}{2} \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (5)$$

On avait montré, dans le cas de l'écoulement isentropique, que la pression statique P en un point de l'écoulement où le nombre de Mach était M était liée à la pression P_0 en un point où $M = 0$ par la relation :

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

On peut conserver cette définition pour la pression qui serait atteinte si là où la pression est P et le nombre de Mach M , on décélérerait isentropiquement le gaz jusqu'à l'arrêt (dans un convergent-divergent assez court). Sa différentiation donnera :

$$\frac{dP_0}{P_0} = \frac{dP}{P} + \frac{\gamma M^2}{2(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)} \frac{dM^2}{M^2} \quad (6)$$

On est en présence d'un système de 6 équations à 7 inconnues :

La résolution de ce système permet d'écrire l'expression de 6 des variables en fonction de la septième. Les frottements étant responsables des changements d'état, on a choisi

$4f \frac{dx}{D}$ comme variable indépendante; on a déduit ainsi :

$$\frac{dP}{P} = - \frac{\gamma M^2 [1 + (\gamma - 1) M^2]}{2 (1 - M^2)} 4f \frac{dx}{D}$$

$$\frac{dm}{m} = - \frac{\gamma M^2}{2 (1 - M^2)} 4f \frac{dx}{D}$$

$$\frac{dT}{T} = - \frac{\gamma (\gamma - 1) M^4}{2 (1 - M^2)} 4f \frac{dx}{D}$$

$$\frac{dM^2}{M^2} = \frac{\gamma M^2 (1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2)}{(1 - M^2)} 4f \frac{dx}{D}$$

$$\frac{dU}{U} = \frac{\gamma M^2}{2 (1 - M^2)} 4f \frac{dx}{D}$$

$$\frac{dP_0}{P_0} = - \frac{\gamma M^2}{2} 4f \frac{dx}{D}$$

On peut résumer qualitativement ces résultats :

le long d'un écoulement adiabatique avec frottement	: subsonique	: supersonique
la pression statique	décroît	croît
la masse volumique	décroît	croît
la température	décroît	croît
le nombre de Mach	croît	décroît
la vitesse	croît	décroît
la pression d'arrêt	décroît	décroît

L'influence des frottements sur le nombre de Mach et sur la vitesse entraîne une remarque particulière : fig. 10

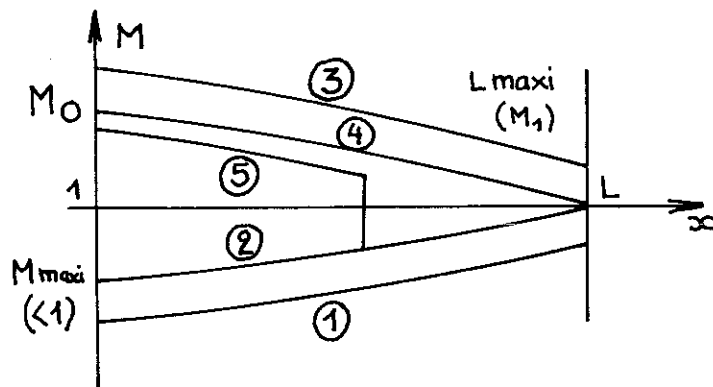


FIG. 10
ÉCOULEMENTS
IRREVERSIBLES

- Si un écoulement est subsonique à l'entrée d'un conduit, il sera tout au plus sonique à la sortie (et une augmentation de pression ne changera rien à sa vitesse) ① ②
- Si un écoulement est supersonique à l'entrée d'un conduit, plusieurs cas se présentent :
 - la vitesse à l'entrée est suffisante pour que la sortie soit supersonique : l'écoulement est progressivement décéléré de l'entrée vers la sortie ③ . Pour un tube déterminé (par D et f) et un nombre de Mach M_0 donné à l'entrée, il existera donc une longueur maxi pour un écoulement entièrement supersonique : L_{max} ④
 - la vitesse à l'entrée est insuffisante pour que la sortie soit supersonique, cette sortie ne pourra donc être, au mieux, que sonique. Mais une discontinuité apparaît nécessairement dans l'écoulement : il est en effet supersonique décéléré sur la partie amont et subsonique accéléré sur la partie aval; cette discontinuité est appelée "choc normal" (parce qu'il est perpendiculaire à l'écoulement), nous l'étudierons un peu plus loin. ⑤

Un écoulement supersonique sans choc étant particulièrement intéressant, on calcule $4 \int \frac{L_{max}}{D}$ en fonction de M_0 (M dans les équations).

$$\int_{x=0}^{x=L_{max}} 4 \int \frac{dx}{D} = \int_{M^2}^1 \frac{(1-M^2) dM^2}{8 M^4 (1+\frac{\gamma-1}{2} M^2)} = 4 \bar{f} \frac{L_{max}}{D} = \frac{1-M^2}{8 M^2} + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \text{Log} \frac{(\gamma+1) M^2}{2(1+\frac{\gamma-1}{2} M^2)}$$

dans laquelle $\bar{f} = \frac{1}{L_{max}} \int_0^{L_{max}} f \cdot dx$ est la valeur moyenne du coefficient de frottement qui, en fait, varie tout le long de l'écoulement. Des relevés effectués (dans un tube de diamètre $D = 0,945$ pouces et de longueur $L = 40 D$, alimenté par une tuyère convergente-divergente de rapport $A/A^* = 1,68$ donnant un nombre de Mach théorique $M_0 \approx 2$) par Keenan et Neuman (20)

ont, par exemple, abouti à un coefficient local de frottement f variant périodiquement, comme une sinusoïde amortie, de 0,0005 à 0,0035 près de l'entrée, et se stabilisant à mi-longueur vers 0,0025; c'est du reste cette dernière valeur qui est toujours citée comme moyenne dans la littérature spécialisée.

La fonction $4f \frac{L_{max}}{D}$ ne dépendant que de M_0 , la longueur L de conduit nécessaire pour passer de M_1 à M_2 pourra être déduite de :

$$4\bar{f} \frac{L}{D} = \left(4\bar{f} \frac{L_{max}}{D}\right)_{M_1} - \left(4\bar{f} \frac{L_{max}}{D}\right)_{M_2}$$

à condition de connaître $\bar{f}$ (et d'admettre cette valeur en chaque point du conduit).

En combinant l'expression différentielle $4f \frac{dx}{D} \left(\frac{dM^2}{M^2}\right)$ avec les 5 autres expressions et en intégrant les équations ainsi obtenues de M_0 à 1, on saura relier l'évolution des différents paramètres : P/P^* , m/m^* , T/T^* , U/U^* , P_0/P^* , à celle de M , l'astérisque indiquant toujours la valeur au point où $M = 1$.

Si l'on porte $4f \frac{L_{max}}{D}(M_0)$ et ces dernières expressions sur un même graphique (fig. 11), il suffira de mesurer l'un d'eux pour connaître tous les autres. Comme dans le cas de l'écoulement isentropique, c'est la pression qui sera la clef du système.

On a vu, en effet, lors de l'étude de l'écoulement isentropique, que l'on pouvait déduire $M(x)$ en tout point d'un écoulement adiabatique avec frottements à partir de la mesure de $P(x)$ et du débit, A, A^* , P_0 étant connus. On mesurera donc P_1 et P_2 , on calculera M_1 et M_2 , on les portera sur le réseau et l'on pourra déterminer $f(x_1, x_2)$ puisque L/D est connu. On pourra alors déduire $L_{max}(M_1)$. La variation des paramètres le long du conduit sera trouvée en notant que, par exemple, $\frac{P_1}{P_2} = \frac{P_1}{P^*} / \frac{P_2}{P^*}$. La valeur absolue des paramètres pourra être estimée en déterminant M à l'entrée du conduit par extrapolation sur la courbe $4f \frac{L_{max}}{D}$ et en déduisant la valeur des paramètres en ce point des courbes de l'écoulement isentropique (si la tuyère est assez courte).

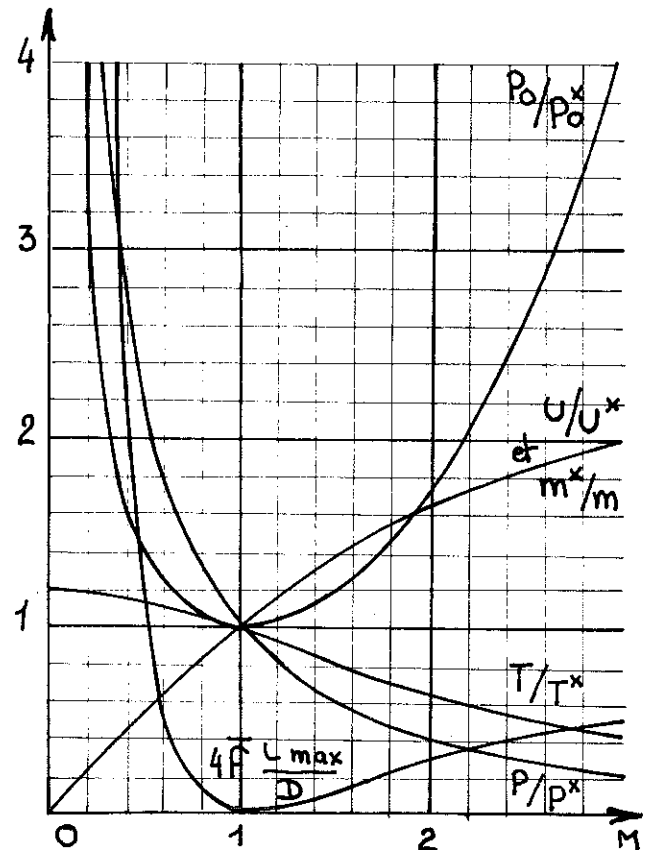


FIG. 11

VARIATION DES PARAMETRES SUR LA
LIGNE DE FANNO ($\gamma = 1,4$)

5-2 Ondes de Mach : fig. 12

La vitesse du son étant la vitesse de déplacement dans le fluide d'une petite onde de pression, une perturbation apportée dans un écoulement se ressentira :

- dans tout le conduit (plus ou moins) pour un écoulement subsonique,
- seulement en aval pour un écoulement sonique,
- seulement hors de la "zone de silence" pour un écoulement supersonique.

Dans les deux derniers cas, il apparaît une surface d'action concentrée, enveloppe de toutes les sphères de rayon $c \cdot t$ appelée onde de Mach; elle satisfait la relation : $M = \frac{U}{c} = \frac{1}{\sin \theta_M}$

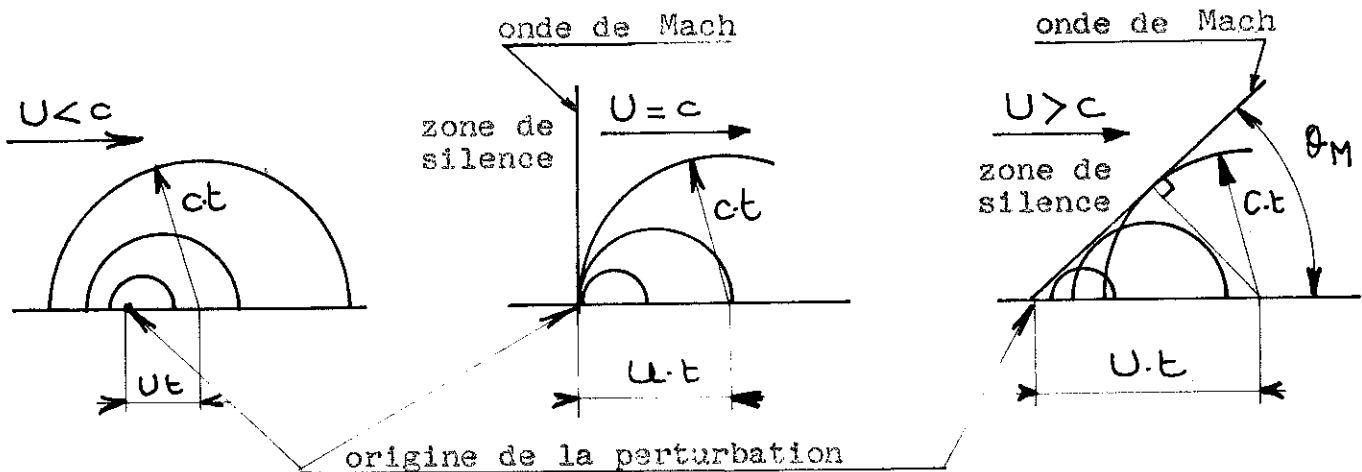


FIG. 12 - ONDES DE MACH

5-3 Choc normal

On vient de voir que la transition super-subsonique pour un écoulement adiabatique dans un conduit de section constante ne pouvait se faire que sous forme de discontinuité.

Affectons respectivement d'un 1 et d'un 2 la valeur des paramètres en amont et en aval du choc (fig. 13)

L'écoulement étant adiabatique, on aura :

- conservation de l'énergie :

$$T_{01} = T_{02} = T_0$$

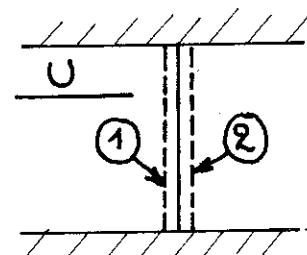


FIG. 13 - CHOC NORMAL

l'expression de Saint Venant permet d'écrire alors :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}$$

- continuité : $m_1 U_1 = m_2 U_2$

- gaz parfait : $\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1} \cdot \frac{m_1}{m_2}$

- nombre de Mach : $\frac{U_1}{U_2} = \frac{M_1}{M_2} \frac{c_1}{c_2}$

- célérité du son : $\frac{c_2}{c_1} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$

On en déduit :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}}$$

(équation de la ligne de Fanno dans le plan $P(M)$, lieu des points d'énergie $J C_p T + U^2/2$ constante parcouru par variation de la fonction impulsion $A(P + m U^2)$)

- équilibre dynamique : $P + m U^2 = c t$ soit $dp + m U dU = 0$

- continuité : $m = \frac{G_m}{A U}$

- gaz parfait : $m = \frac{P}{R T}$

- célérité du son : $R T = \frac{c^2}{\gamma}$

On en déduit :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2}$$

(équation de la ligne de Rayleigh dans le plan $P(M)$, lieu des points de fonction impulsion $A(P + m U^2) =$ constante parcouru par variation d'énergie $J C_p T + U^2/2$)

Le choc devant satisfaire les deux relations, on aura :

$$\frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}}$$

dont la résolution donne :

$$M_2^2 = \frac{M_1^2 + \frac{2}{\gamma-1}}{\frac{2\gamma}{\gamma-1} M_1^2 - 1} \quad \text{et} \quad M_1 = M_2 : \text{choc nul}$$

En reportant $M_2(M_1)$ dans les équations donnant $\frac{T_2}{T_1}(\frac{M_2}{M_1})$ et $\frac{P_2}{P_1}(\frac{M_2}{M_1})$

on déduit directement $\frac{T_2}{T_1}(M_1)$ et $\frac{P_2}{P_1}(M_1)$

L'équation du gaz parfait nous permet de déduire alors $\frac{m_2}{m_1}(M_1)$ et l'équation de continuité $\frac{U_2}{U_1}(M_1)$.

$\frac{P_{02}}{P_{01}}$ sera déterminé en portant l'expression de $\frac{P_2}{P_1}$ dans $\frac{P_0}{P}$ de l'écoulement isentropique.

On est donc en mesure de représenter l'évolution de tous ces paramètres en fonction de M_1 , sur un graphique : fig. 14.

On a vu que si $L > L_{\max}$, l'écoulement ne pourra pas être entièrement supersonique et qu'un choc normal se produira; il ne faut pas en conclure que pour $L < L_{\max}$, il n'y aura jamais de choc. En effet, en régime supersonique, tous les paramètres de l'écoulement sont définis par l'amont (conséquence directe de la définition de la vitesse du son). Ainsi, la pression en un point de l'écoulement ne sera liée qu'à la pression d'entrée P_0 , au rapport A/Δ^* de la tuyère convergente-divergente (cf fig. 6a et 6b) et au facteur $4f x/D$ (cf fig. 11) si les frottements ne sont pas négligeables.

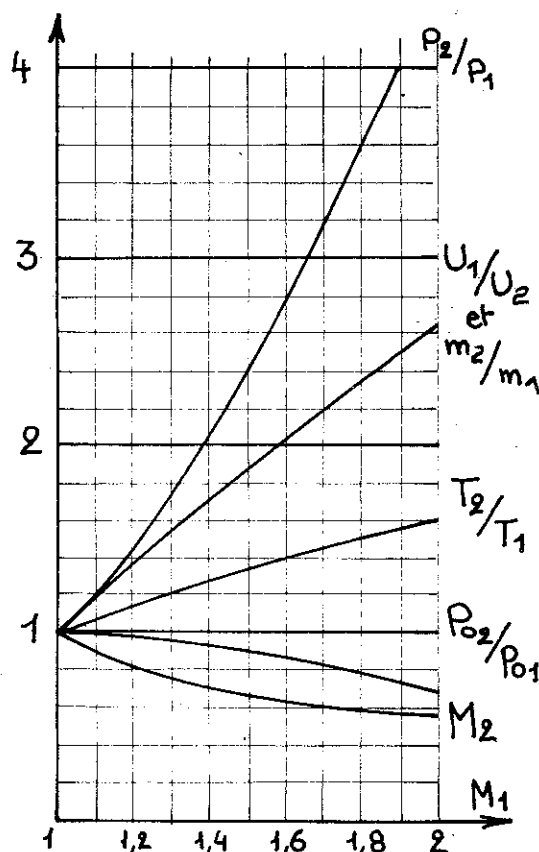


FIG. 14 - CHOC NORMAL ($\gamma = 1,4$)

- Si, à l'extrémité du conduit, la pression est supérieure à la pression extérieure, l'écoulement restera supersonique, l'équilibrage des pressions se faisant à l'extérieur par expansion du jet (fig. 15a).
- Si à l'extrémité du conduit, la pression est inférieure à la pression extérieure, mais supérieure à la pression aval du choc normal correspondant au nombre de Mach à la sortie (cf fig. 14), l'équilibrage des pressions se fera encore à l'extérieur (fig. 15b).

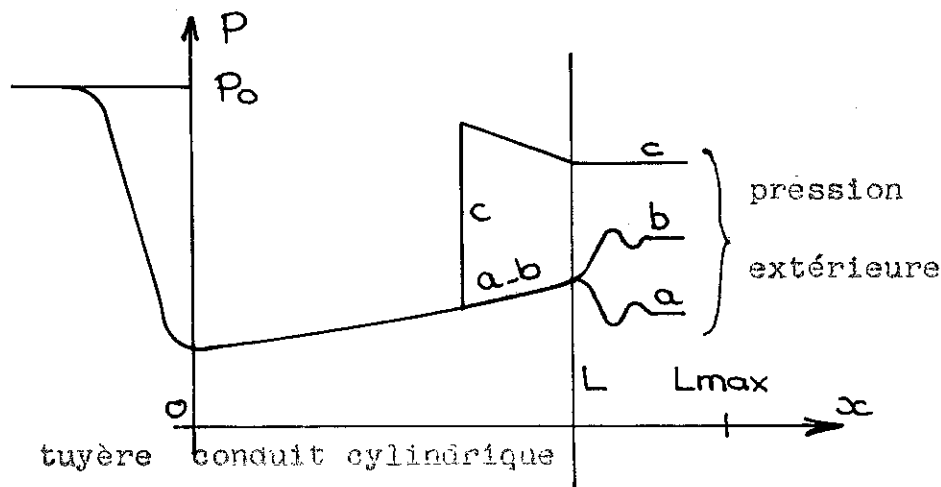


FIG. 15 - ECOULEMENT SUPERSONIQUE

- Si, à l'extrémité du conduit, la pression est inférieure à la pression aval du choc normal correspondant au nombre de Mach à la sortie (cf fig. 14), le choc normal se produira, dans le conduit. La position du choc est déterminée par l'égalité de la pression à l'extrémité du conduit et de la pression extérieure (fig. 15c). La pression diminuant en régime subsonique dans le sens de l'écoulement, alors qu'elle augmentait en régime supersonique, c'est le saut important de pression dû au choc qui devra compenser à la fois ces deux pertes de pression et l'équilibrage; on a donc souvent un choc violent remontant loin dans le canal (puisque sa violence, nécessaire, est liée au nombre de Mach amont).

5-4 Choc de condensation

On a vu, dans l'étude de l'écoulement isentropique, que des températures extrêmement basses pouvaient être atteintes dans une détente adiabatique (-125°C pour $M\#2$). Malgré la baisse de pression simultanée, si le gaz contient une vapeur condensable, le point de rosée est souvent atteint. * Si une sursaturation suffisante est réalisée, il y aura condensation de la vapeur avec libération de la chaleur latente : l'écoulement n'est plus à proprement parler adiabatique, bien qu'il n'y ait pas eu échange d'énergie avec l'extérieur.

L'apport d'énergie dû à la condensation de la vapeur est théoriquement égal à la différence entre la chaleur latente libérée et l'énergie superficielle des gouttelettes formées. Cependant, dès que les gouttes atteignent quelques dizaines d'angstroëms, cette dernière devient négligeable et l'on peut écrire :

$$T_{02} - T_{01} = \ell \frac{\Gamma}{C_p} \quad \text{d'où} : \quad \frac{T_{02}}{T_{01}} = 1 + \frac{\ell \Gamma}{C_p T_{01}}$$

ℓ chaleur latente massique de condensation de la vapeur
 Γ pourcentage, en masse, de vapeur dans le gaz

On pourra déterminer les perturbations apportées à l'aval de la condensation; en reprenant l'équation de la ligne de Rayleigh et en écrivant que T_0 a varié de T_{01} à T_{02} , on a :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} = \frac{m_2 T_2}{m_1 T_1} \quad \text{qui donne} \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 \left(\frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} \right)^2$$

d'où

$$\frac{T_{02}}{T_{01}} = \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 \left(\frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} \right)^2 \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}$$

* En effet, la pente de la courbe de détente isentropique $P = P_0 \cdot T/T_0 \exp \frac{\gamma}{\gamma-1}$ peut s'écrire, en introduisant la relation de Mayer : $d(\log P)/dT = J C_p T / RT^2$, alors que celle de la courbe de saturation : $P_{\infty} = P'_{\infty} \exp J \ell (T-T') / RT \cdot T'$ vaut $d(\log P_{\infty})/dT = J \ell / RT^2$ (relation de Clausius Clapeyron). Il suffit de comparer $C_p T$ ($\approx 70 \cdot 10^3$ uth/kg à 300°K) à ℓ ($\approx 600 \cdot 10^3$ uth/kg à 300°K) pour voir que, dès le début de la détente, la pression de saturation (sur un plan) diminuera beaucoup plus vite que la pression totale.

On trace la courbe représentative et l'on obtient $\frac{M_2}{M_1} \left(\frac{T_{02}}{T_{01}} \right)$ qui, en reprenant les expressions précédentes, permet de déduire $\frac{T_2}{T_1}$, $\frac{P_2}{P_1}$, $\frac{m_2}{m_1}$, $\frac{P_{02}}{P_{01}}$ et de tracer les courbes représentatives de ces fonctions, $\frac{M_2}{M_1}$ étant pris comme paramètre et $\frac{T_{02}}{T_{01}}$ (connu) servant de clef (fig. 16)

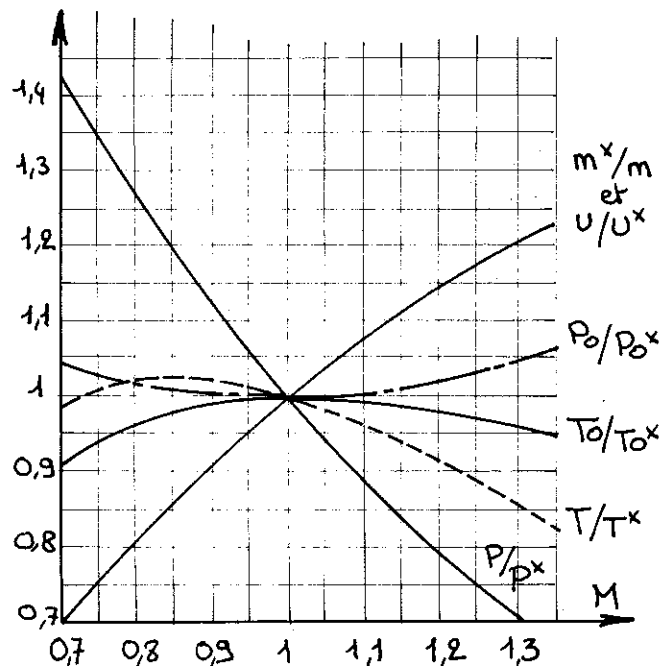
Comme dans le cas de l'écoulement adiabatique irréversible (ligne de Fanno), on a normalisé les expressions en faisant $M_1 = 1$ et $M_2 = M$. La variation des paramètres sera trouvée en notant que, par exemple

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_2}{P^*} / \frac{P_1}{P^*}$$

comme précédemment.

FIG. 16

VARIATION DES PARAMETRES
SUR LA LIGNE DE RAYLEIGH
($\gamma = 1,4$)



Remarque

Il faudrait tenir compte de la diminution de volume due au passage de l'état gazeux à l'état liquide de la vapeur. Tant que $\Gamma \ll 1$, cette correction est négligeable.

Sur ces courbes, on peut voir que pour $M > 1$ l'échauffement dû à la condensation de la vapeur d'eau provoque :

- une augmentation de T_0, T, P, m .
- une diminution de M, U, P_0 .

tandis que, pour $M < 1$, il provoque :

- une augmentation de T_0, M, U .
- une diminution de P, P_0, m .

La variation de T s'inverse selon que $M \gtrless \frac{1}{\sqrt{\gamma}}$

5-5 Couches limites

Les frottements prennent naissance sur la surface du conduit confinant l'écoulement. Plus le nombre de Reynolds

$Re_{\gamma} = \frac{U \cdot D \cdot \eta}{\gamma}$ est grand, plus la couche perturbée se localise près de la paroi. Dans les cas comme celui considéré ici, où il est de l'ordre de 100 000, on peut diviser l'écoulement en deux régions : l'une relativement mince appelée couche limite (21) située près de la paroi, dans laquelle les forces de viscosité (et la conduction) jouent un rôle essentiel, et l'autre mitoyenne à la précédente et s'étendant jusqu'au coeur de l'écoulement (ou à l'infini pour une surface extérieure), dans laquelle ces forces pourront être négligées devant les forces d'inertie.

Alors que la vitesse sera constante dans toute l'étendue de la seconde partie, un gradient transversal important existera dans la première, expliquant l'ampleur relative des forces de viscosité. Cette couche, très mince et laminaire près de l'entrée du conduit, s'épaissit de plus en plus, devient turbulente et peut, lorsque les tourbillons sont assez énergiques, se détacher de la paroi le long de laquelle on peut observer un écoulement inversé (comme on en voit le long des berges d'une rivière par grosses eaux). L'analyse détaillée de tels phénomènes est trop complexe pour la présente étude et nous n'avons retenu que quelques conclusions pratiques.

5-5-1 Au sujet de l'épaisseur de la couche limite : à côté de l'épaisseur réelle de la couche perturbée (généralement limitée par la ligne de courant $U_{\gamma} = 0,99 U$ au coeur), il est utile de considérer une "épaisseur de déplacement" γ_d dont on pourrait déplacer la paroi sans changer le débit, à condition que la vitesse vaille U (au coeur) dans tout le conduit restant. A partir de la loi de variation de vitesse dans l'épaisseur d'une couche laminaire (22), on peut, pour une paroi plane, admettre :

$$\gamma_d \approx 1,7 \sqrt{\frac{\eta x}{\rho U}}$$

5-5-2 Au sujet de la température : la vitesse tendant vers zéro à la surface de la paroi et l'écoulement étant supposé toujours adiabatique, la température T_p du fluide à la paroi devrait être T_o (conservation de l'enthalpie). En fait, par suite de la conduction dans la couche limite, la température atteinte est intermédiaire entre T et T_o ; on appelle facteur de récupération le rapport $R_c = \frac{T_p - T}{T_o - T}$ généralement compris entre 0,83 et 0,90.

5-5-3 Au sujet de la pression : la vitesse moyenne restant parallèle à la paroi en tout point de la couche limite (conservation de la masse), il n'y a pas de gradient de pression transversal. Les mesures de pression statique effectuées au niveau de la paroi seront valables pour toute la section.

5-5-4 Au sujet des ondes de choc : la vitesse tendant vers zéro sur la paroi, une partie de la couche limite est subsonique. Les ondes de choc ne peuvent pas s'y propager. Elles sont, en fait, déviées et partiellement absorbées et réfléchies. Cette distorsion et cette réflexion modifient profondément l'allure du choc normal dans un conduit où les frottements sont importants. Dans le cas de couche épaisse et de choc violent, l'expérience montre que, de réflexion en réflexion, le choc s'étale sur une longueur de plusieurs diamètres et prend l'allure d'une succession de x de taille décroissante. Par ailleurs, ces réflexions d'ondes de choc dans la couche limite provoquent, par réaction, un décollement de la couche et la formation de tourbillons dans la zone décollée (fig. 17).

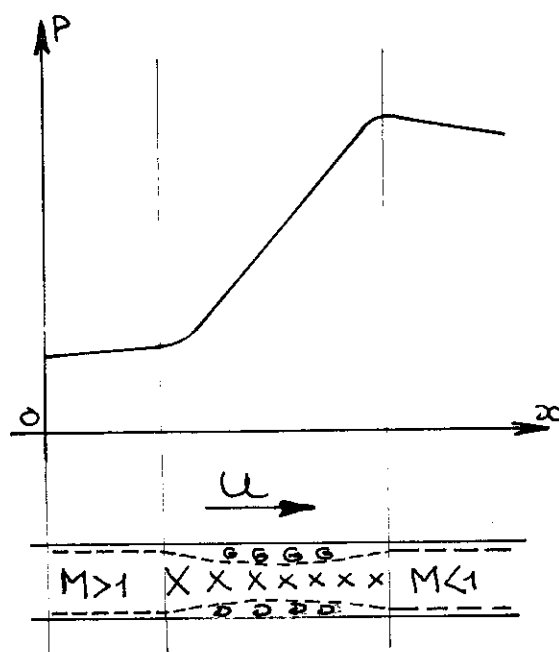


FIG. 17 - INTERACTION CHOC NORMAL ET COUCHE LIMITE

La longueur de la zone transitoire, qui dépend du nombre de Mach où se produit le choc, vaut, d'après la littérature, une dizaine de diamètres pour un nombre de Mach de 2. Cependant, la théorie du choc normal n'introduisant que la fonction impulsion, si les frottements peuvent être négligés dans la région des chocs, on pourra appliquer les relations du choc normal, la zone de transition permettant un raccordement progressif.

CHAPITRE V - les générateurs T.D.E. récents

Etant donné le grand nombre de recherches effectuées sur ce mode de conversion depuis une vingtaine d'années, une étude bibliographique approfondie a été entreprise afin de connaître l'état actuel de la technique.

Les différentes publications analysées sont présentées ici dans l'ordre chronologique de leur communication, mais on n'a détaillé que ce que chacune d'elles apportait d'original par rapport aux précédentes. La première de ces publications, qui date de la fin de 1949, constituant une étude très complète du sujet, a été décrite sous une forme à peine condensée.

Alvin M. Marks (23) décrit un convertisseur à étatthermodynamique constant (pression, température, masse volumique) dans lequel la conversion se fait par diminution de la vitesse : pour une aire $A(x)$, une vitesse $U(x)$, on a $A(x) \cdot U(x) = cte$. Si le courant est I , le débit masse G_m et le champ axial $E(x)$, la conversion s'écrit :

$$I \cdot E(x) \cdot dx = - G_m \cdot U(x) \cdot dU(x)$$

L'intégration de l'équation de Poisson selon x conduit à une distribution parabolique du potentiel et un champ décroissant linéairement de l'entrée vers la sortie; en admettant un champ axial nul au collecteur, pour une densité de charge ρ et une longueur de conversion L , la tension de sortie optimum est :

$$\Delta V = \frac{\rho L^2}{2\epsilon_0} = \frac{I L^2}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot A \cdot U}$$

La puissance électrique obtenue vaut alors :

$$p_e = \Delta V \cdot I = \frac{I^2 L^2}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot A \cdot U}$$

Introduisant les densités de puissance p et de courant i relatives à la section d'entrée A_1 , soit :

$$p = \frac{p_e}{A_1} \quad \text{et} \quad i = \frac{I}{A_1} \quad \text{d'où :} \quad \Delta V = \frac{p}{i} = L \sqrt{\frac{p}{2 \epsilon_0 U_1}}$$

il fait apparaître le coefficient de conversion : δ tel que :

$$p = \delta \cdot \frac{1}{2} \frac{G_m}{A_1} U_1^2 = \frac{1}{2} \delta m U_1^3$$

où m est la masse volumique du fluide.

L'auteur étudie ensuite l'influence de la rigidité diélectrique sur le choix des différents paramètres et calcule le coefficient de conversion δ_c et la masse volumique m_c critiques (évitant les étincelles dans le canal) en fonction de la rigidité $E_{m.v}$ relative à l'unité de masse volumique (en V/m par kg/m³). Partant d'une relation empirique : $\Delta V_{arc} = \text{tension maximum} = (3000 + E_{m.v} \cdot m \cdot L)$ volts (dans laquelle il néglige 3000 devant $E_{m.v} \cdot m \cdot L = 30\,000$ pour $L = 10^{-2}m$, $E_m = 3 \cdot 10^6$ V/m), valable pour un champ constant,

il écrit :

$$\Delta V = \Delta V_{arc} = E_{mr} \cdot m_c \cdot L$$

(alors que le champ, fonction de x , vaut $2 \frac{\Delta V}{L}$ à l'entrée où il est maximum).

$$\text{Il en déduit : } m_c = \frac{1}{E_{mr}} \sqrt{\frac{p}{2 \epsilon_0 U_1}}$$

(comme il fallait s'y attendre, p est proportionnel au carré de la rigidité E_m et, si l'on s'impose $m = m_c$, proportionnel à E_{mr}^2).

Portant ensuite cette valeur m_c dans l'expression définissant $\int$, il déduit :

$$\int_c = E_{mr} \sqrt{8 \epsilon_0} \sqrt{\frac{p}{U_1^5}}$$

(où l'on voit que, sous la même réserve que précédemment, $\int_c$ est proportionnel à E_{mr}^2).

Partant de cette influence de la rigidité sur le coefficient de conversion, l'auteur préconise l'emploi d'inhibiteurs d'étincelles, mais, comme ils gênent la formation d'ions, il sépare la zone d'ionisation de celle de conversion dans laquelle il ajoute l'aérosol de transport et l'inhibiteur. Il indique que l'intérêt principal d'une grande rigidité est de permettre, à densité de puissance et coefficient de conversion donnés, d'utiliser une tuyère extrêmement courte, et de produire un courant important sous une faible tension.

Trois exemples de conversion sont donnés montrant l'influence de E_{mr} sur les différents paramètres, pour respectivement : une vitesse donnée, une densité de puissance donnée, une masse volumique critique donnée.

Ainsi, dans le troisième exemple :

pour $m_c = 1,3 \text{ Kg/m}^3$, $\int_c = 0,9$, $L = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$

en portant E_{mr} de $2,5 \cdot 10^6$ à $2,5 \cdot 10^7$, on passe :

U_1 de 18 à 180 m/s
 ΔV de 6600 à 66000 V
 i de 0,5 à 50 A/m²
 p de 3300 à 3 300 000 W/m²

L'auteur présente ensuite l'étude des particules chargées :

- Mobilité maximum : pour une mobilité K et un champ E , le glissement sera :

$$g = \frac{K \cdot E}{U} \quad \text{dans lequel} \quad E = \frac{\Delta V}{L}$$

En remplaçant ΔV par l'expression (en fonction de U_1) vue plus haut, il obtient :

$$K = g U \sqrt{2 \epsilon_0 \frac{U}{P}}$$

d'où, en imposant $g = 0,01$, il déduit $K_{\max}$.

Utilisant la formule de Millikan, (valable pour $a > 6 \cdot 10^{-10}$ m) :

$$K_a = \frac{n \cdot e^-}{6 \pi \eta a} \left(1 + 0,873 \frac{\lambda}{a} \right)$$

dans laquelle $n e^-$ est la charge d'une particule, a son rayon, λ le libre parcours moyen dans le gaz et η la viscosité absolue, ainsi que la relation :

$$\lambda \cdot m = C t$$

il montre (en négligeant $1 \ll 0,873 \frac{\lambda}{a} \approx 40$ pour l'air à densité normale et $a = 2 \cdot 10^{-9}$ m) que la mobilité est inversement proportionnelle à la masse volumique :

$$K = K_0 \frac{m_0}{m}$$

puis, utilisant l'expression $m_c = \frac{1}{E_{mr}} \sqrt{\frac{P}{2 \epsilon_0 U_1}}$ dans laquelle il assimile m à m_0 et U_1 à U , il déduit :

$$K_0 = \frac{g U}{E_{mr} \cdot m_0}$$

soit, pour de l'air, à pression et température normales, $g = 0,01$ et $U = 100$ m/s :

$$K_{0 \max} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{Vs}$$

qui est de l'ordre de grandeur de celle des ions de Langevin formés avec de la vapeur d'eau.

- Rayon minimum

Portant $K_0 \max$ dans la formule de Millikan simplifiée, il obtient :

$$a = \sqrt{0,837 \lambda \cdot m \frac{E_{mr}}{g \cdot U} \cdot \frac{n e^-}{6 \pi \eta}}$$

$\lambda \cdot m$ étant donné dans les formulaires, soit, pour une vitesse de 50 m/s, un électron par particule et $g = 0,01$, $a = 1,27 \cdot 10^{-8}$ m pour de l'air pur à 450°K et $4 \cdot 10^{-8}$ pour de l'air dopé, ce qui valide l'emploi de la formule de Millikan, mais rend discutable l'approximation.

- Rayon optimum

Pour une densité d'aérosol Γ relative au fluide, donnée, c'est le rayon des particules permettant de transporter le courant. En fait, on se tient au rayon minimum pour limiter la densité d'aérosol.

- Rapport masse aérosol/masse fluide

Si m_v est la masse volumique de l'aérosol, ce rapport sera :

$$\Gamma = \frac{l}{e \cdot U} \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 \frac{m_v}{m_c} \quad \text{en supposant } n = 1 \bar{e}/\text{particule}$$

et en remplaçant l et m_c par leurs expressions (en assimilant U à U_1) :

$$\Gamma = \frac{8 \pi \epsilon_0}{3 e} \cdot \frac{E_{mv}}{L} m_v a^3$$

ce qui correspond, dans les deux exemples mentionnés précédemment à 0,1% et 30%, le dernier cas ne permettant pas de négliger la masse de porteurs comme nous l'avons fait jusqu'à présent.

Remarquant que Γ est en a^3 , donc finalement en $\theta^{-\frac{3}{2}}$, l'auteur indique qu'en portant θ de 1% à 4%, on divise Γ par 8, ce qui le limiterait à 3,7% (et non à 3,2%).

- Charge des particules

L'auteur utilise les valeurs données par Pauthenier (théorie de la charge des particules et des générateurs à courant gazeux) : charge proportionnelle au carré du rayon. Pour une particule de 10^{-5} m et un champ ionisant de $1,8 \cdot 10^6$ V/m, elle atteint $38\,000 e^-$ et en extrapolant pour 10^{-7} (bien que l'expression ne s'applique qu'au-dessus du micron), elle vaudrait $3,8 e^-$. S'appuyant sur la théorie des décharges électriques dans les gaz, de Loeb, selon laquelle les ions de 10^{-8} m de rayon prennent une charge de 1 électron et que ceux de 10^{-7} se chargent très rapidement, il trouve justifiée la charge unité pour ses porteurs.

De toute façon, la charge étant en a^2 et la masse en a^3 , il sera intéressant de conserver le rayon minimum.

- Nature des particules

L'auteur préconise l'emploi de matériaux électronégatifs pour générateur du même signe et inversement pour les positifs; se référant à l'expression de la charge maximum :

$$q \sim 3 \frac{\epsilon_v - 1}{\epsilon_v + 1}$$

il conclut que les conducteurs ($\epsilon_v = \infty$) seront préférables.

Les tuyères et les groupes de tuyères

Plusieurs tuyères sont placées côte à côte aussi près que possible les unes des autres; le rapport de la somme des surfaces d'entrée à la surface totale de l'ensemble étant Λ , on a :

$$p_{\text{global}} = \Lambda \cdot p$$

Pour chaque tuyère, de diamètre d'entrée D_1 et diamètre de sortie D_2 :

$$\delta = \frac{1/2 G_m U_1^2 - 1/2 G_m U_2^2}{1/2 G_m U_1^2} \quad \text{d'où : } D_2 = \frac{D_1}{\sqrt[4]{1-\delta}} \quad \text{puisque } A \cdot U = C t$$

D_2/D_1 permet de calculer le facteur de proximité Λ qui vaut au mieux $\Lambda = 0,258$.

Si ϕ est l'angle au sommet de la tuyère supposée conique, on aura de plus :

$$\tan \frac{\phi}{2} = \frac{D_2 - D_1}{2L} = \frac{D_1}{2L} \left(\frac{1}{\sqrt[4]{1-\delta}} - 1 \right)$$

Des courbes sont tracées donnant L/D_1 pour $\phi = 20^\circ$, en fonction de δ

Pour $\delta = 0,9$ pris précédemment, on trouve $L/D_1 = 2,3$.

Caractéristique en charge $\Delta V(I)$

Dans les conditions critiques (m_c, δ_c), l'expression de la tension de sortie (déduite des équations précédemment établies) vaut :

$$\Delta V = \frac{1}{\sqrt[3]{16 \epsilon_0}} \left(\frac{\delta_c}{E_{mv}} \right)^{1/3} L^{5/3} \cdot I^{2/3}$$

Il en déduit l'intérêt des tuyères très courtes et cite l'exemple d'une tuyère de 1 mm de long, débitant 8 A/m² avec un coefficient de conversion de 0,9, fournissant 13 kV dans l'air et 6 avec un gaz à rigidité 10 fois plus grande.

L'auteur décrit ensuite différentes variantes de son appareil qui comprennent toutes plusieurs assemblages d'un très grand nombre de tuyères conformes à ce qui a été décrit, alimentées en parallèle par une source de fluide sous pression et débitant en parallèle sur un circuit électrique. Le courant continu délivré par les tuyères est transformé en alternatif monophasé par un commutateur rotatif et un transformateur abaisseur de tension. Sur la sortie du transformateur sont prélevées l'alimentation du moteur du commutateur, celle, en continu, des électrodes d'excitation des tuyères et, éventuellement, celle en haute fréquence des dispositifs d'ionisation de l'aérosol. Les convertisseurs sont ainsi électriquement autonomes (sauf pour le démarrage).

Chaque tuyère, dont la longueur est normalement de quelques millimètres et le diamètre minimum de l'ordre du millimètre, est du type convergent subsonique (conversion chaleur-vitesse)-divergent subsonique (conversion vitesse-énergie électrique).

Les panneaux, qui peuvent grouper 40 000 tuyères par m², sont accolés tête bêche, ce qui permet une seule alimentation et un seul échappement par paire de panneaux. Dans deux variantes, le dispositif d'ionisation, commun à chaque paire de panneaux, est constitué de deux grilles alimentées en opposition de phase en haute fréquence. Alors que dans l'une des deux variantes, elles sont balayées par l'aérosol avant son entrée dans les tuyères, dans l'autre variante, seul le gaz facilement ionisable les traverse et ne rencontre l'aérosol porté par le gaz à rigidité améliorée qu'après passage au travers d'une paroi poreuse.

Une électrode de polarisation, placée à la gorge de chaque tuyère, permet l'extraction des ions d'un signe donné pour un groupe de tuyères, tandis que les ions du signe contraire sont attirés par l'électrode du groupe opposé, polarisée dans l'autre sens. Dans deux autres variantes, l'ionisation de l'aérosol et la polarisation de la tuyère sont faites par une seule source continue, l'ionisation ayant son siège sur une pointe coaxiale placée à la gorge de la tuyère, la contre-électrode étant constituée par la plaque d'entrée de la tuyère.

Alors que, dans une de ces deux variantes, le fluide et l'aérosol arrivent simultanément au niveau de la pointe, dans l'autre variante, seul un gaz facilement ionisable est admis autour de la pointe par un petit conduit coaxial isolant percé de trous. Dans la première variante, l'aérosol est ionisé directement lors de son passage au voisinage de la pointe, tandis que, dans la seconde variante, les ions gazeux extraits au travers des petits trous du conduit d'amenée seront captés par l'aérosol porté par le fluide à rigidité améliorée arrivant autour du petit conduit.

De plus, le gaz ionisable étant combustible, il se combine par combustion avec l'autre gaz qui est de l'oxygène et c'est la chaleur dégagée qui sera transformée en énergie cinétique dans la partie amont de la tuyère.

L'ordre de grandeur des tensions d'excitation est de 3000 volts et celle du courant débité de 250 microampères par tuyère (dans l'avant-dernière variante), ce qui permettrait d'atteindre 10 ampères par mètre carré.

La collection des fluides se fait simultanément à la décharge des particules dans des réceptacles conducteurs garnis de chicane. Les fluides peuvent être alors épurés et recyclés.

Remarques

- 1) L'intégration de l'équation de Poisson selon la seule direction axiale suppose qu'il n'y a pas de champ radial.
- 2) L'écoulement a été supposé isentropique, ce qui est admissible pour les faibles vitesses mises en jeu.
- 3) En se référant à l'exemple cité, pour une longueur de 2 mm, la longueur de la zone ionisée serait de quelques dixièmes de millimètre. A une vitesse de 50 m/s, les particules devraient se charger en quelques microsecondes. Compte tenu de ce que l'on sait sur la charge par capture d'ions, il est douteux que ce soit possible.
- 4) On suppose que l'on sait produire l'aérosol au diamètre voulu, qu'il n'y a pas coalescence et que toutes les particules sont chargées.
- 5) Toujours pour l'exemple cité, le diamètre de la tuyère serait de l'ordre de 1 mm. Dans l'avant-dernière variante, il faut loger dans ce diamètre l'aiguille d'ionisation et le conduit coaxial d'amenée de combustible, tout en laissant la place du comburant; de plus, il s'agit d'une chambre de combustion.

William Edward Bennett (24) décrit un générateur à courant continu comprenant un conduit isolant, une électrode de charge et sa contre-électrode, et un collecteur de charge. Il signale que la vitesse du fluide doit être au moins le double de celle prise par les ions sous l'action du champ électrique. Par exemple, une puissance de 5 à 100 HP permettrait d'obtenir 20 mA à partir d'un tube de 3 pouces de diamètre, l'efficacité étant de 25%, le courant et l'efficacité augmentant rapidement avec la vitesse lorsqu'on approche celle du son. Le montage en cascade de plusieurs générateurs est envisagé. Une élévation de tension de 60 kV par étage peut être obtenue pour un conduit de 6 pouces de diamètre et de 18 pouces de long, véhiculant de l'air à pression atmosphérique. L'excitation de 20 kV par rapport à la masse étant appliquée à la contre-électrode, la tension du collecteur sera de 80 kV. Des vitesses supérieures à 125 m/s peuvent provoquer des turbulences et de la condensation de l'humidité, ce qui diminue le courant.

O.P. Breaux (25) expose une étude théorique de deux possibilités de conversion, l'une ressemblant aux générateurs à transporteurs isolants, l'autre à ceux à transporteurs conducteurs. Dans cette étude, où aucun ordre de grandeur n'est donné, l'auteur analyse le mécanisme de la conversion en tenant compte, en particulier, de la mobilité des porteurs dans le fluide transporteur. Il obtient ainsi l'expression complète de l'efficacité de la conversion et des courbes donnant entre autres les variations du champ, du potentiel, de la vitesse et de la densité des ions, le long de la conversion.

R.D. Schultz et Al. (26) décrivent un propulseur ionique fonctionnant dans un vide poussé pour engin spatial, dans lequel des gouttelettes chargées de 0,2 à 0,0005 microns, obtenues par éjection d'un liquide à travers des tubes capillaires pointus, ou munis de pointes, sont accélérées et focalisées par un champ électrique dans le but d'obtenir une poussée. Les capillaires peuvent être remplacés par des éléments en lame de couteau alimentés par des fentes.

Alvin M. Marks et Ernesto Barreto (27) apportent une amélioration importante à l'invention décrite précédemment (23) en palliant la faiblesse de la charge des porteurs par diffusion. Pour ce faire, ils proposent d'injecter le liquide devant fournir les porteurs par un tube capillaire disposé dans le courant de fluide transporteur et dont l'extrémité est soumise à un champ électrique par une contre-électrode, procédé connu en lui-même.

A. Cox (28) signalant l'intérêt des convertisseurs électrohydrodynamiques travaillant à basse pression pour la propulsion spatiale, étudie particulièrement la condensation d'une vapeur sur-saturée par la détente d'une tuyère supersonique sur des germes ionisés. La croissance des particules se faisant entre la gorge de la tuyère et le collecteur, la mobilité des ions diminue et l'état d'équilibre ne sera atteint que lorsque toute la vapeur sera condensée. Les courants et tension du convertisseur seront déterminés par le rapport charge/masse délivré à la gorge. La chaleur de condensation est compensée par le rayonnement des particules et la détente de la tuyère.

Un convertisseur expérimental pour propulsion électrostatique d'engin spatial, à source d'ions à croissance contrôlée, est ensuite décrit : une chaudière à vapeur de mercure alimente une

tuyère convergente-divergente à travers l'espace anode-cathode d'une chambre à arc. Les particules sont captées sur un collecteur après passage à travers un écran de freinage. Pour une surface de gorge de 2 mm^2 , un débit masse de $2,27 \cdot 10^{-2} \text{ g/sec}$, une température de 520°K et une pression de $1,64 \text{ mm}$ de mercure dans la chambre à arc, le courant était de 10^{-9} A . Toute la vapeur étant supposée être chargée, le rapport charge/masse est de $4,4 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$ et les particules étant supposées à charge unique, leur nombre est de $6,2 \cdot 10^9$ par seconde, leur masse $3,16 \cdot 10^{-13} \text{ g}$ et leur rayon $1,86 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$. Le temps nécessaire à un ion pour atteindre un tel rayon est de $0,26 \text{ sec}$. La conversion a lieu dans un vide de $5 \cdot 10^{-5} \text{ mm}$ de mercure. L'abaissement de température dû à la détente isentropique dans la tuyère de rapport de section 100 étant suffisant pour condenser 50% de la vapeur de mercure, le refroidissement par rayonnement et par convection nécessite entre 0,3 et 1 seconde, ce qui demande l'application d'une tension retardatrice de 2500 V sur l'écran de freinage (des tensions jusqu'à 12 000 V furent appliquées sans diminution du courant).

L'examen au microscope électronique confirmera parfaitement l'exactitude de ces calculs.

En utilisant une autre géométrie, on devrait pouvoir atteindre dans les mêmes conditions d'écoulement un rapport charge/masse de 5 C/kg , ce qui donnerait un courant de l'ordre de $10 \mu\text{A}$. Une tension de 50 kV devrait pouvoir être développée sur le collecteur.

L'auteur étudie ensuite les différentes sources de perte et en particulier l'expansion du faisceau, l'aptitude de différents fluides à former des ions non chargés par condensation spontanée et l'échauffement des parois de la chambre de conversion dû à l'impact de particules trop grosses (donc trop rapides) ou ayant quitté le faisceau. En ce qui concerne le premier point, la condensation ailleurs que sur un ion, le mercure semble devoir être nettement meilleur que les métaux alcalins qui, pour des rapports de détente de l'ordre de 5/1, forment un pourcentage important de particules non chargées.

Un engin spatial à propulsion électrostatique et réacteur nucléaire est ensuite très brièvement décrit.

A. Marks, E. Barreto et C.K. Chu (29) rappellent l'intérêt d'une diminution de la mobilité des particules chargées et signalent deux méthodes pour y parvenir : ions dans un liquide et grosses particules dans un gaz. Bien qu'apte à fournir des tensions élevées, la première est éliminée de leur étude, en tant que source de puissance électrique, par suite des pertes importantes par frottement (il fallait s'y attendre puisque, intervenant sur le fluide, en augmentant sa masse spécifique, on augmente les contraintes de cisaillement le long des parois en même temps qu'autour des ions).

Leur étude théorique suppose :

- des particules uniformes, chargées instantanément, sans mobilité dans le fluide, sans action thermodynamique,
- un écoulement adiabatique réversible, fluide parfait.

Les résultats expérimentaux semblent vérifier ces suppositions. La mise en équation qui en résulte, déjà mentionnée (23), les conduit à étudier les deux types de conversion limite : état thermodynamique constant et vitesse constante :

$$C_p T + \frac{1}{2} U^2 + \frac{PE}{G_m} = C_t$$

Pour le premier type, ils montrent en particulier que la condition d'adaptation ($E_L = 0$) impose une relation entre la géométrie de la tuyère, la vitesse et la résistance de charge Z_E :

$$L_{\text{optimum}} = \sqrt{2 \varepsilon_0 A_L U_L Z_E}$$

Ils donnent également le profil de la tuyère $\frac{A(x)}{A_1}$ en fonction du coefficient de conversion $\mathcal{S} = \frac{PE}{\frac{1}{2} G_m U_1^2} : \left(\frac{A_1}{A_x}\right)^2 = 1 - \mathcal{S} \left(\frac{x}{L}\right)^2$ et tracent ces profils pour différentes valeurs de $\mathcal{S}$: fig. 18

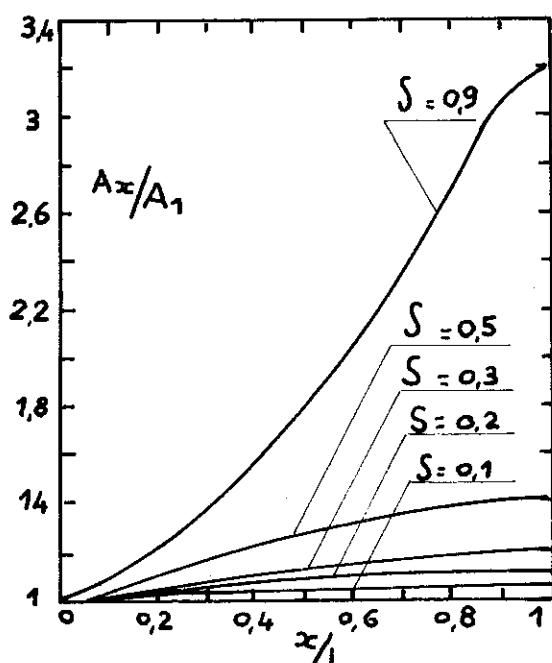


FIG. 18

PROFILS DE TUYERE

A titre d'exemple, pour $\mathcal{S} = 0,1$, $A^x = 1,1 A_1$ et pour $\mathcal{S} = 0,9$, $A^x = 3,3 A_1$.

Pour le second type, à vitesse constante, l'équation dynamique

$m \frac{du}{dx} + \frac{dP}{dx} - \rho E = 0$ dans laquelle $du = 0$ et l'équation de Poisson $\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$ conduisent à :

$$\frac{P_x}{P_1} = 1 + \frac{\varepsilon_0}{2P_1} (E_x^2 - E_1^2)$$

Les hypothèses de départ permettent d'écrire :

$$\frac{T_x}{T_1} = \left(\frac{P_x}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \quad \frac{m_x}{m_1} = \frac{A_1}{A_x} = \frac{L_1}{L_x} = \left(\frac{P_x}{P_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

Connaissant $E(x)$, on peut tracer le profil de la tuyère et la variation de P, T, m , selon x .

Comme I et U sont constants, $\frac{P_x}{P_1} = \frac{A_1}{A_x}$ alors :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{P_1}{\epsilon_0} \left[1 + \frac{\epsilon_0}{2P_1} (E_x^2 - E_1^2) \right]^{\frac{1}{\delta}}$$

La présence de la charge d'espace montre que $E_1 > E_x$, donc (tuyère adaptée, le champ ne s'inverse pas) :

$$-1 < \frac{\epsilon_0}{2P_1} (E_x^2 - E_1^2) < 0$$

P_x/P_1 diminuant de l'entrée vers la sortie, P, T, m diminuent tandis que A augmente.

Pour l'air dans les conditions normales :

$$E_x^2 - E_1^2 < E_{max}^2 = 10^{13} \text{ V}^2/\text{m}^2$$

alors $\left| \frac{\epsilon_0}{2P_1} (E_x^2 - E_1^2) \right| \neq 10^{-4} \ll 1$ et approximativement :

$$\frac{\Delta P}{P_1} = - \left| \frac{\epsilon_0}{2P_1} (E_x^2 - E_1^2) \right|, \quad \frac{\Delta T}{T} = - \frac{\delta-1}{\delta} \left[\frac{\epsilon_0}{2P_1} (E_x^2 - E_1^2) \right], \quad \frac{\Delta A}{A} = \frac{\frac{\epsilon_0}{2P_1} (E_x^2 - E_1^2)}{\delta}$$

Il est intéressant de noter que, dans ces conditions :

$$\frac{P_x}{P_1} \neq 1 \quad \text{et} \quad \frac{dE}{dx} \neq \frac{P_1}{\epsilon_0}$$

et l'on retombe approximativement sur le cas précédent, et on pourra calculer les changements thermodynamiques en fonction de x (si $P_x/P_1 \neq 1$: P et $T = ct$ et comme $U = ct$, δ est très faible; c'est bien là le point faible : ΔP électrique $\ll P$ parce que E_{max} est trop petit).

Valeurs maximum à la sortie

Elles sont limitées par $E_{1, \text{max}}$.

Des équations précédentes, on déduit en particulier :

$$P_{max} = \frac{E_{max} L}{A_L \cdot U_L \cdot Z_E + L^2/2\epsilon_0}$$

$$p_{max} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_{max}^2 \cdot A_L \cdot U_L$$

Des courbes sont tracées donnant la variation de ces valeurs en fonction de la pression pour $L = 6 \text{ mm}$ et pour plusieurs gaz.

Valeurs limites de la mobilité et de la charge

Il faut vérifier que la mobilité est bien négligeable. Comme elle est fonction de la charge, on cherche la limite de celle-ci.

- Limite de Rayleigh : pression électrostatique = tension de surface

$$(n\epsilon)_1 = 8\pi (\tau \epsilon_0)^{1/2} a^{3/2}$$

τ : tension superficielle

a : rayon de la goutte

- Limite de charge dans une région de conductibilité unipolaire infinie :

$$(n\epsilon)_2 = 16 \epsilon_0 R T a^2 e^- \lambda \quad (?)$$

R : constante de Boltzman

e^- : charge de l'électron

λ : libre parcours moyen

- Limite de charge dans la même région où règne un champ E :

$$(n\epsilon)_3 = 12\pi \epsilon_0 E a^2$$

La première est considérée comme limite supérieure, les suivantes comme limites inférieures.

Différentes formules sont ensuite proposées pour calculer la force de viscosité sur une particule selon son rayon :

Loi	Rayon (μ)	Equation	Erreur %
Stokes	$8 < a < 15$	$F(a) = 6\pi \eta a U$	1
Stokes	$0,8 < a < 3,5$	- - - - -	10
Stokes-Cunningham	$0,1 < a < 8$	$F(a) = 6\pi \eta a U / (1 + 0,87 \frac{\lambda}{a})$	1
Stokes-Cunningham	$0,05 < a < 8$	- - - - -	10
Solid Elastic ...	$10^{-3} < a < 2 \cdot 10^{-2}$	$F(a) = 6\pi \eta a U^2 / 1,1 \lambda$	1

Un réseau de courbes donne les mobilités calculées à partir de ces formules et des expressions précédentes, dans les conditions normales. Fig. 19

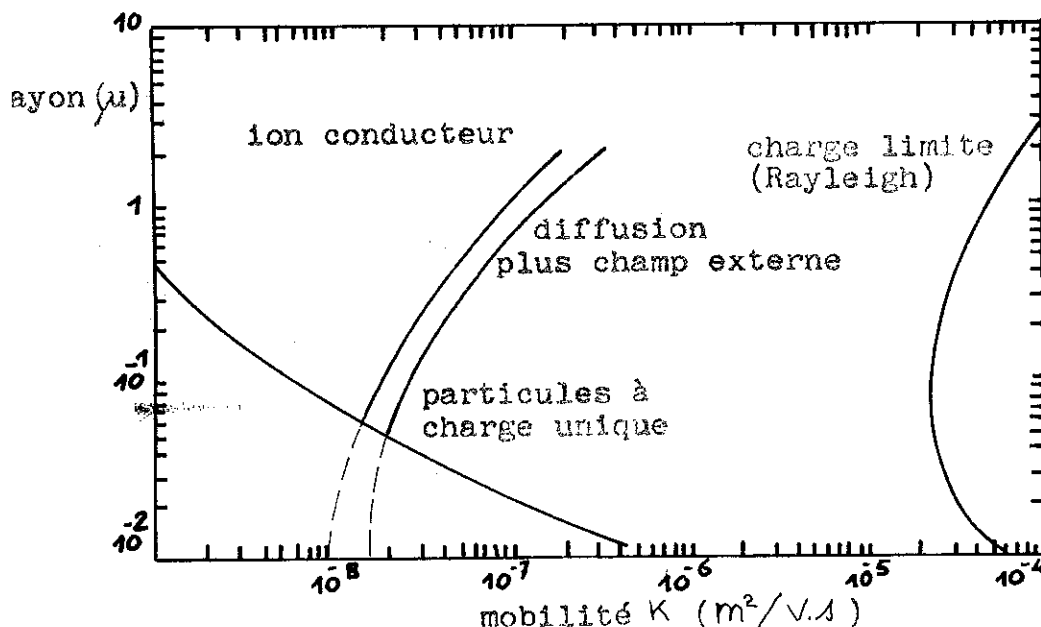


FIG. 19
MOBILITES

Pour des pressions supérieures, la mobilité est encore diminuée. Les courbes à pente négative sont valables pour charge unique et celles en pointillé valables pour moins d'un électron sont des valeurs statistiques.

Pour Mach 0,25, un coefficient de glissement de 10^{-2} correspond à une mobilité de $3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$. Les courbes précédentes montrent que des particules chargées au maximum sont inutilisables, tandis que des particules de 1μ chargées par diffusion dans un champ conviennent.

En admettant 10^{17} particules par m^3 , limite supérieure de stabilité d'un aérosol et en se référant aux formules donnant la charge, on voit que ces particules de 1 micron représenteraient une densité de charge de $0,5 \text{ C}/\text{m}^3$, ce qui est nettement supérieur au maximum calculé précédemment : $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ C}/\text{m}^3$.

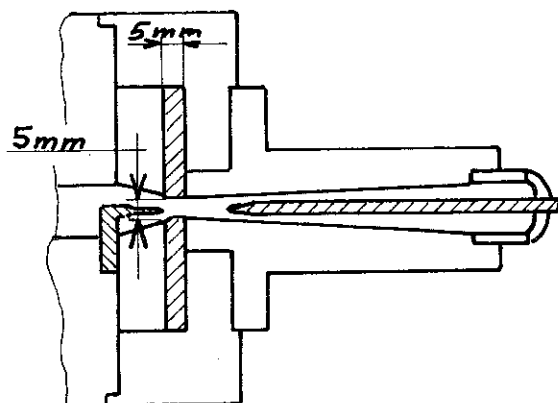


FIG. 20
MODELE EXPERIMENTAL

Résultats expérimentaux

La formation et la charge de l'aérosol se révélèrent difficiles : ou bien la charge est faible, ou bien les dimensions ne sont pas uniformes. Les auteurs trouvèrent qu'il fallait condenser la vapeur sur les ions pour concilier les deux critères. Pour ce faire, ils admettent un mélange sous-saturé d'air et de vapeur d'eau dans une tuyère convergente à la gorge de laquelle ils maintiennent une décharge couronne entre une pointe coaxiale à la gorge et un anneau constituant la gorge. Les dimensions de la tuyère sont telles que la sursaturation est obtenue à la gorge. La condensation et la charge occupent une longueur égale au diamètre de la gorge et le meilleur résultat est obtenu lorsque cette région est une partie de la contre-électrode de charge, la face aval de cette électrode étant l'entrée de l'espace de conversion. L'efficacité de la captation est telle que la puissance d'excitation est négligeable devant la puissance utile pour $M_a > 0,75$. Le collecteur, initialement tubulaire, a été remplacé par une aiguille pénétrant dans le canal de conversion.

Le coefficient de conversion est si faible que l'on ne peut savoir de quel type de conversion il s'agit.

Il a pu être montré expérimentalement que l'augmentation de la chute de pression le long du tube, lorsque le champ électrique existait, correspondait sensiblement à la puissance électrique, par unité de débit, lorsque l'écoulement était tout juste bloqué (col sonique). De même, la longueur optimum de 6 mm fut vérifiée pour $M_1 = 1$, $Z_e = 3 \cdot 10^8$ ohms et $A_1 = 20 \text{ mm}^2$, ce qui valide les approximations faites. Fig. 21

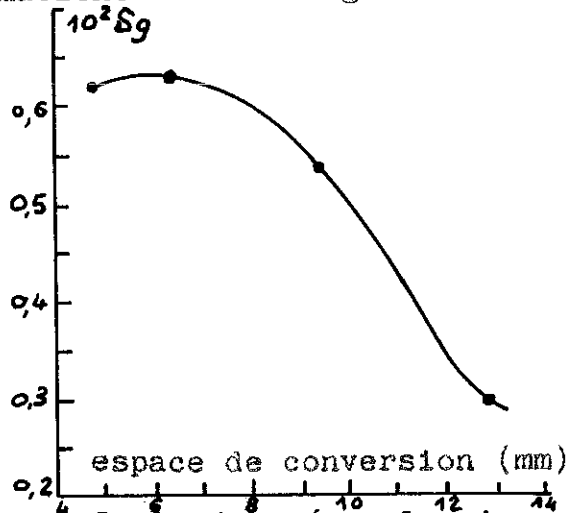


FIG. 21
RENDEMENT

Seuls des aérosols air-eau et air-alcool éthylique ont été utilisés. L'expérience a confirmé la croissance linéaire de la tension et du courant en fonction de la pression. Mais les valeurs dépassent légèrement celles calculées; cela semble dû à l'augmentation de rigidité (E_{max}) lorsque la vitesse de l'aérosol augmente.

Discussion

On introduit le coefficient de conversion global du générateur :

$$\delta_g = \frac{\text{puissance électrique}}{\text{puissance mécanique (isentropique)}}$$

la puissance électrique étant $p_E = \Delta V \cdot I$ et la puissance mécanique :

$$p_{\text{isent}} = J \cdot C_p \cdot G_m (T_1 - T_2)_{\text{isent}} = J \cdot C_p \cdot G_m T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

Comme $\frac{P_2}{P_1} \neq 1$, on développe en série limitée (au 1er terme) :

$p_{\text{isent}} \approx G_v (P_1 - P_2)$ (comme pour un fluide incompressible) où G_v = débit en volume.

Soit, finalement :

$$\delta_g = \frac{p_E}{G_v \Delta P_{\text{total}}}$$

dans laquelle :

$$\Delta P_{\text{total}} = \Delta P_{\text{électrique}} + \Delta P_{\text{aérodynamique}}$$

On aurait, par ailleurs :

$$\delta_E = \frac{p_E}{G_v \Delta P_{\text{electr.}}}$$

Les expériences ont montré que :

$$\delta_g \neq 1\% \text{ et } \delta_E \neq 83\%$$

La première valeur indique la présence de pertes énormes par frottements et par choc, tandis que la seconde montre que la conversion elle-même est presque isentropique. Une diminution de vitesse diminuerait les frottements et on pourrait atteindre un rendement de 80%.

Conclusion

Pour que le rendement soit acceptable, il faudrait descendre à Mach 0,25.

La seule vraie limitation étant le champ disruptif E_{max} , il faut augmenter la pression et utiliser du fréon.

On pourrait ainsi porter la densité de puissance de $2,5 \cdot 10^5$ W/m² à $3 \cdot 10^7$ et la tension de 50 kV à 1 MV, la densité passant de 0,03 C/m³ à 0,4.

L'auteur estime que la confirmation de la théorie par l'expérience est très encourageante et que si les extrapolations prévues sont vérifiées, un tel générateur est assuré d'un bel avenir.

Bernard Kahn et Meredith C. Gourdine (30).

Dans l'analyse de la conversion dans un canal large et court, on néglige les dérivées transversales du champ devant la dérivée axiale, aussi est-il raisonnable de faire la supposition inverse pour un canal étroit et long; l'équation de Poisson donne alors :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_r \neq \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

dont l'intégrale donne le champ radial à la paroi du tube :

$$E_r(x) = \frac{1}{\epsilon_0 R_i} \int_0^{R_i} \rho(r, x) r dr = \frac{\rho(x) \cdot R_i}{2 \epsilon_0}$$

La force par unité de volume de gaz sera :

$$F_v = \rho E_x = \frac{2 \epsilon_0 E_r(x)}{R_i} E_x$$

et en supposant E_r et E_x constants :

$$\Delta P = \epsilon_0 E_r E_x \frac{2L}{R_i}$$

dans laquelle $\epsilon_0 E_r E_x$ représente la contrainte de cisaillement à la paroi. L'auteur indique alors que, comme ni E_r , ni E_x ne sont limités par le champ disruptif, cette contrainte peut être rendue beaucoup plus grande que $\epsilon_0 E_x^2$ dans un canal large. (On ne voit vraiment pas pourquoi, puisque E_r et E_x sont toujours limités par la rigidité diélectrique du fluide.)

De plus, le facteur $\frac{2L}{R_i} \gg 1$ augmente encore l'avantage. Fig. 22

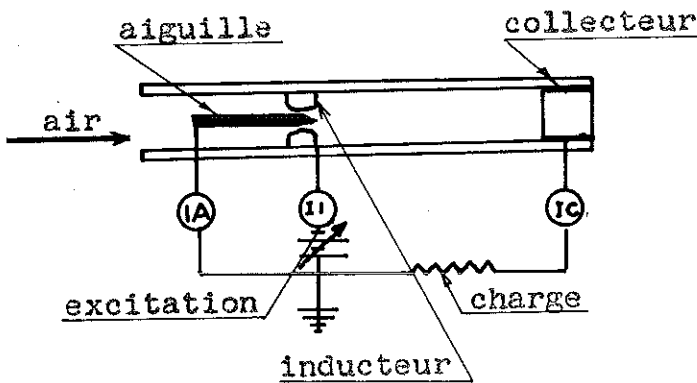


FIG. 22
GENERATEUR ALLONGE

Ainsi E_r n'étant limité que par la rigidité diélectrique de la paroi, en utilisant du Mylar, on pourra multiplier la différence de pression par 100 (10^8 V/m au lieu de $3 \cdot 10^6$ pour l'air). Rappelons que, pour un canal large et court, dans l'air sous les conditions normales, on aurait :

$$\Delta p = \frac{\epsilon_0 E_x^2}{2} \approx 40 \text{ N/m}^2 (\approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ bar})$$

ce qui impose le montage de centaines ou de milliers d'étages sous forte pression en cascade.

Cette théorie fut vérifiée par l'expérience jusqu'à un certain point du canal, puis la charge d'espace causa la déposition d'ions sur les parois.

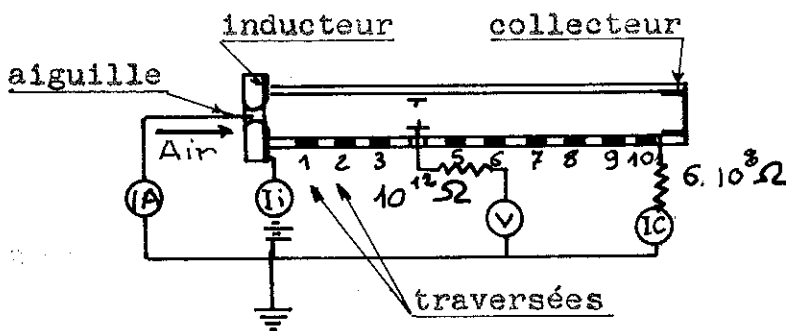


FIG. 23
MESURE DE POTENTIELS

On a relevé les champs axiaux et radiaux dans le canal, fig. 23 ainsi que la distribution du courant. La mesure du courant fut faite en déplaçant le collecteur le long du canal, alors que celle de la distribution de potentiel fut faite en utilisant des anneaux conducteurs à l'intérieur du canal, reliés à un électromètre de très grande résistance d'entrée. Les anneaux conducteurs étaient destinés à éviter que des ions migrent dans la couche limite située le long de la paroi. Compte tenu des potentiels atteints par les anneaux, il fut impossible de les empêcher de dériver des courants et de perturber le champ. On remarqua que, lorsque tous les anneaux étaient réunis et laissés en l'air, le potentiel du collecteur était multiplié par huit. On en conclut que plus d'ions avaient été canalisés vers le collecteur et qu'il pouvait être intéressant d'utiliser un canal à segments polarisés contrôlant E_x . Les essais conduits avec un tube de plexiglass de 23 pouces de long (les courbes représentent un tube de 23 cm) parcouru à Mach 2 permirent

d'atteindre 30 kV et 50 microampères, une densité de puissance 11,9 kW/m² et une densité de charge $6,3 \cdot 10^{-5}$ C/m³. La paroi du tube épaisse de 1/8 pouce fut percée à 14 pouces de l'entrée. On a noté qu'alors qu'à faible vitesse le potentiel s'élevait graduellement sur une distance de 3 pouces à partir de la contre-électrode, puis diminuait jusqu'au collecteur, cette distance était portée à 14 pouces en régime supersonique. Cette inversion du champ, contraire à la théorie, se déplaçant avec la vitesse, a été attribuée à la divergence du faisceau, les ions étant captés par la couche limite inversée le long des parois et ramenés vers la contre-électrode.

Canal segmenté : le canal est découpé en huit segments, reliés par des résistances calculées de manière à imposer E_x constant, la chute de tension dans chaque résistance, parcourue par les ions captés par le segment correspondant, étant identique.

La densité de force axiale vaut : $P_x = \rho \cdot E_x$

Le courant radial est déduit du champ radial : $I_r = \rho \cdot \kappa \cdot E_r$

L'équation de continuité donne :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r I_r + \frac{\partial}{\partial x} I_x = 0$$

dont l'intégration de 0 à R_i vaut :

$$\pi R_i^2 \frac{\partial I_x}{\partial x} = -2\pi R_i \cdot \rho \cdot \kappa \cdot E_r(x)$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_r = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

dont l'intégrale vaut :

$$E_r(x) = \frac{\rho(x) R_i}{2 \epsilon_0}$$

en supposant ρ constant dans une section (surprenant) et comme $I_x = \rho(0 + \kappa \cdot E_x)$, il vient, après intégration :

$$\frac{\rho(x)}{\rho(0)} = \frac{1}{1 + x/\zeta} \quad \text{avec} \quad \zeta = \epsilon_0 \frac{(U + \kappa \cdot E_x)^2}{\kappa \cdot I_0}$$

la différence de pression devient :

$$\Delta P = E_x \int_0^x \rho(x) dx = \epsilon_0 E_x [U/\kappa + E_x] \rho_0 \ln [1 + x/\zeta]$$

Le calcul des résistances de polarisation se fait en posant $E_x = -1 \frac{dZ_p}{dx}$ (en effet, si on considère l'ensemble canal-résistance, le courant total est conservatif le long de x) et que pour un champ constant :

$$E_x dx = I_{z_p(x)} \cdot dZ_p$$

$$E_x = \rho(x) \cdot A (U + \kappa \cdot E_x) \frac{dZ_p}{dx}$$

l'intégration donne : $Z_p(x) = \frac{E_x}{I_0} x \left(1 + \frac{x}{\zeta}\right)$ (c'est plutôt $1 + \frac{x}{2\zeta}$)

et la puissance de sortie : $p_E = \int_0^x I_x^2 dZ_p(x)$

(c'est plutôt la puissance perdue dans la résistance, la puissance utile vaut $x \cdot E_x (I_0 - I_{z_0})$)

soit $p_E = E_x I_0 \zeta \left[2 \log \left(1 + \frac{x}{\zeta}\right) - \frac{\frac{x}{\zeta}}{1 + \frac{x}{\zeta}} \right]$

(c'est plutôt : $\zeta E_x I_0 \log \left(1 + \frac{x}{\zeta}\right)$)

Un essai a été fait dans lequel :

$I_0 = 1 \mu A$. diamètre du canal : 3/16 pouce $K = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{sec.}$
 $U = 100 \text{ m/s}$

Avec un courant aussi petit, il a été difficile de mesurer le courant des dernières résistances; on a alors porté I_0 à $4 \mu A$ et on a pu vérifier $E_x = c t$

(le courant perdu dans le potentiomètre est faible : $\frac{6,5 \cdot 10^3 \text{ V}}{5,7 \cdot 10^9 \Omega} = 1,14 \mu A$ pour un courant I_0 de $4 \mu A$).

La puissance utile, pour une tension de 65 kV, lue sur la courbe, est de $65 \times (4 - 1,4) \times 10^{-9} = 0,2 \text{ watt.}$

La seule grandeur non directement mesurable étant K , on l'a déduite des autres mesures : $K = 1,65 \cdot 10^{-4}$.

Les pertes les plus importantes restent celles dues aux frottements. Dans un canal large, elles abaissent l'efficacité à 0,01 ou 0,1 %.

Il suffirait d'une légère diminution du rapport :

$$\frac{F \text{ frottement}}{F \text{ frottement} + F \text{ électrique}}$$

pour porter cette efficacité à 30 ou 40 %.

Conclusion

L'emploi d'ions colloïdaux, permettant de diviser K par 100, rendrait ce mode de conversion assez efficace.

Des mesures de pression n'ont pu être faites par suite de la petitesse du canal; elles seront faites dans un essai à grande échelle. Des essais seront entrepris dans le vide pour lesquels une focalisation électrostatique du faisceau est prévue.

Meredith C. Gourdine (31)

Un convertisseur à symétrie de révolution est décrit, dans lequel les électrodes de charge et de décharge font partie de la tuyère, l'électrode de charge, conique, pénétrant suffisamment dans la tuyère pour en augmenter le rapport de divergence de façon importante, l'électrode de captage formant divergent subsonique. Fig 24

Le convertisseur utilise un gaz contenant une vapeur condensable presque saturante à l'entrée. Un régime supersonique est atteint dans la tuyère, l'abaissement de la température provoque une condensation ou une congélation de tout ou partie de la vapeur, les particules obtenues restent neutres, mais réduisent notablement la mobilité des ions. Les ions sont obtenus par l'effet couronne créé sur la pointe de l'électrode de charge située en aval du col de la tuyère, par une contre-électrode située légèrement en aval de la pointe ou dans son plan.

La divergence de la tuyère diminue les pertes par frottement et celles dues à la migration des ions vers les parois ou les couches limites stagnantes adjacentes.

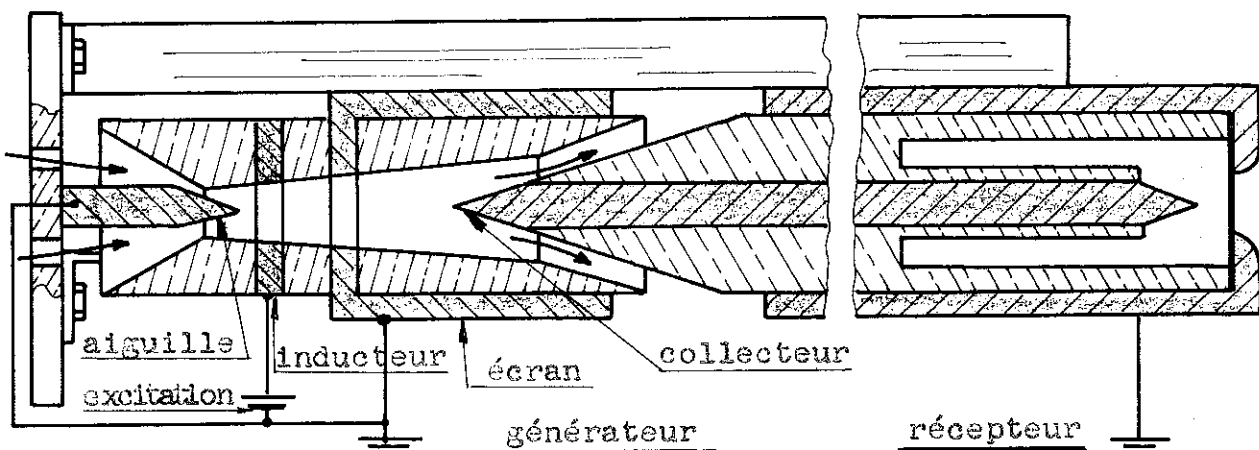


FIG. 24

GENERATEUR ELECTROGAZDYNAMIQUE ET SON RECEPTEUR (RAYONS X)

Les ions, négatifs, sont déchargés par les charges positives provenant de la pointe de l'électrode de captage située près de la sortie de la tuyère. L'élévation du potentiel de ce collecteur peut servir à produire soit des étincelles dans le canal de conversion entre son extrémité et un anneau de garde (réuni à la pointe émettrice) situé sensiblement à mi-chemin entre les deux pointes, soit des rayons X par bombardement d'une cible extérieure au convertisseur.

Un exemple est donné dans lequel :

fluide	air saturé d'eau
longueur du canal	3 cm
diamètre moyen	2 mm
nombre de Mach	1,5 à 2
mobilité des ions	10^{-5} à 10^{-6} m ² /V.s

intensité d'effluve	50 microampères
tension d'effluve	4 kV
tension de sortie	jusqu'à 120 kV
courant de sortie	jusqu'à 20 microampères
puissance de sortie	jusqu'à 2 W

Ce convertisseur est également représenté inséré dans un circuit à décharge haute tension destiné aux établissements d'enseignement et pouvant produire des courants alternatifs ou continus, des électrons, des rayons X ou des réactions chimiques, dans le fluide de travail.

Dans le résumé, il est dit que l'électrode de captage crée un champ d'accélération en vue de transformer l'énergie cinétique du fluide en énergie électrique (ce serait plutôt le contraire).

Alvin Melville Marks (32) décrit un dispositif thermodynamoélectrique fonctionnant avec un aérosol chargé décrivant un cycle de Carnot. Pendant les phases isothermiques du cycle, de l'énergie thermique est injectée alors que de l'énergie électrique est extraite, le rapport masse liquide/masse gazeuse étant important, par exemple de 10. Pendant les phases adiabatiques, le même rapport est faible, par exemple de 0,01. Le liquide de l'aérosol véhicule l'énergie calorifique.

Le convertisseur est du type décrit dans la référence (27). Une ou plusieurs boucles peuvent être utilisées, le rendement de 50% dans le premier cas pouvant atteindre 80% avec 3 ou 4 boucles. Pour un cycle à deux boucles, l'inventeur donne comme exemple :

aérosol : air + eau ou gallium + azote
rapport des pressions : 200
température des sources : 1200 et 300°K
rendement : 64%

et pour un cycle à trois boucles :

aérosol : gallium + azote
rapport de pression : 200
température des sources : 2400 et 300°K
rendement : 78%

Repartant de la théorie électrodynamique développée dans (23), on montre que, pour une vitesse de 350 m/s :

la densité d'énergie peut atteindre 250 à 2500 MW/m³
la tension 90 à 280 kV pour une longueur de 3 mm
la densité de courant 50 à 200 ampères/m².

L'étude des frottements a montré que :

- pour $L/D = 0,1$, les pertes par frottement s'élèvent entre 0,17 et 17% de l'énergie électrique de sortie,
- pour $L/D = 1$, elles atteignent 170 % au plus.

Il faut des tubes capillaires.

Serge Brun (33), dans une étude bibliographique très documentée, regroupe les différents éléments théoriques déjà analysés et les résultats expérimentaux obtenus par les différents auteurs.

Meredith C. Gourdin (34), après une description du procédé de conversion et une mise en évidence de ses avantages et de ses inconvénients vis-à-vis des moyens traditionnels, signale la construction et présente une photographie d'un petit générateur pour pistolet de projection électrostatique alimenté en air humide sous 4,5 bars donnant 75 kV et 40 μ A.

Maurice Lawson et Frank Wattendorf (35) présentent, en particulier, l'étude d'un convertisseur à deux boucles dont l'une à haute pression grande vitesse a un bon rendement thermodynamique et l'autre à basse pression faible vitesse un bon rendement dynamo-électrique. La boucle haute pression comprend la source d'énergie, une tuyère convergente-divergente permettant la mise en vitesse du fluide et le dispositif d'ionisation, une aiguille coaxiale à la tuyère et portée sous tension par rapport à elle. La pression motrice pouvait être réglée entre 10 et 80 atmosphères. La boucle basse pression comprend le canal de conversion dans lequel débouchent la tuyère haute pression, le collecteur de charge et un conduit de recyclage. Un anneau de garde isole le collecteur de l'injecteur de charge. (Fig. 25)

Les recherches ont plus spécialement portées sur : la création des porteurs de charges, la géométrie du canal de conversion, le fluide transporteur.

- En ce qui concerne la création des porteurs, deux types ont été essayés : des ions fournis par de l'air sec et un aérosol fourni par de l'air à 10% d'humidité relative. Deux formes d'aiguilles ont été également utilisées : pointue et en "tête de clou". Dans tous les cas, on a étudié l'influence de la position axiale de l'aiguille. De très nombreuses courbes expérimentales donnent en autres résultats : les courants d'aiguille, de collecteur, de contre-électrode et d'anneau de garde, en fonction de la tension d'excitation, le courant et la tension d'excitation, ainsi que le courant de collecteur en fonction de la pression, la comparaison des courants de collecteurs selon la forme et la position de l'aiguille dans le cas des ions et dans celui de l'aérosol, la variation du courant de collecteur en fonction de sa tension et en fonction du rapport de détente. (Fig. 26 - 27 - 28)
- En ce qui concerne la géométrie, des courbes indiquent, pour des tuyères semblables, le rapport du courant collecté à la taille de la tuyère.
- En ce qui concerne le fluide, l'étude est essentiellement axée sur l'amélioration de la rigidité diélectrique et du facteur de mérite $\epsilon_r \frac{P}{K}$ grâce à l'emploi de dopants tels que l'hexafluorure de soufre ou le fréon 12 dans de l'hélium, de l'hydrogène.

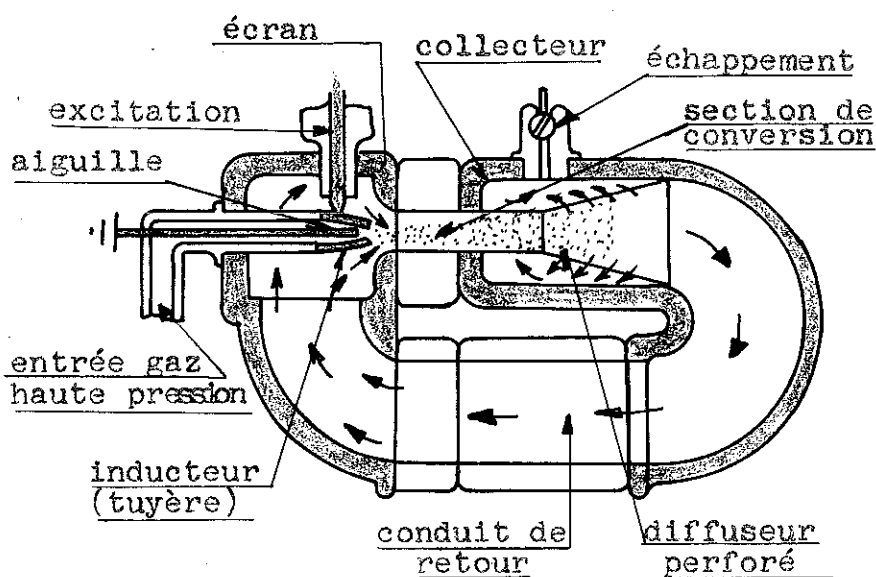


FIG. 25

VUE SCHEMATIQUE GENERATEUR CIRCUIT FERME

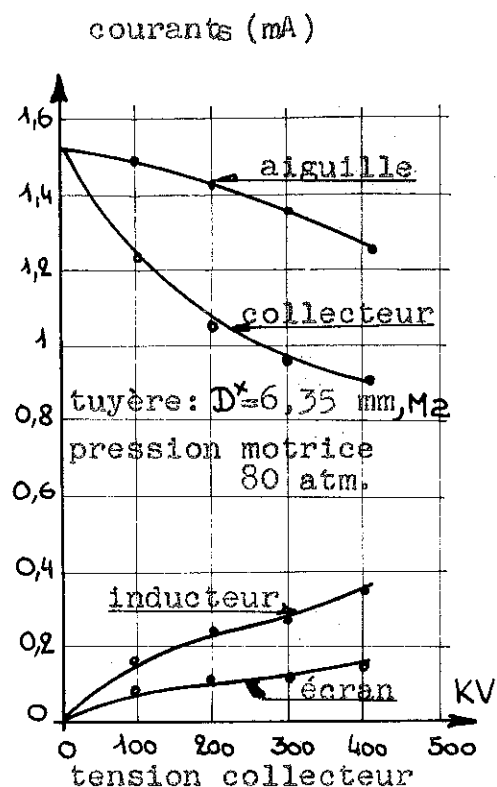


FIG. 26
CARACTERISTIQUES DE
FONCTIONNEMENT

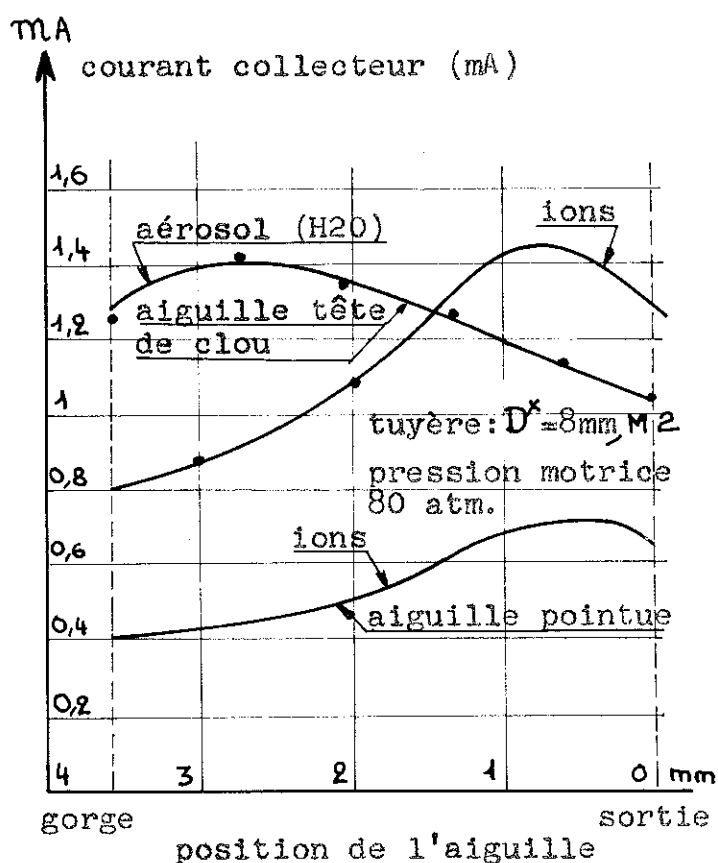


FIG. 27

INFLUENCE DE LA POSITION AXIALE
DE L'AIGUILLE

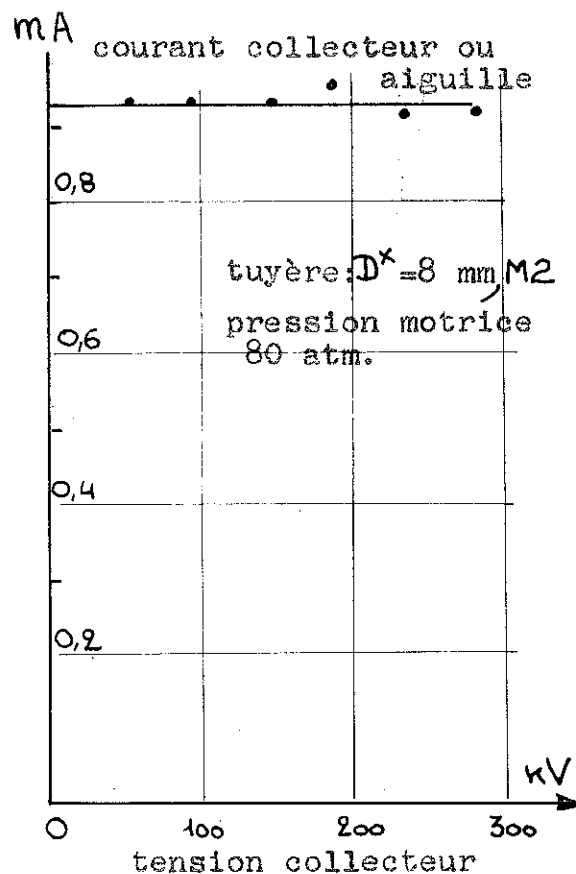


FIG. 28

CARACTERISTIQUE EN CHARGE

Conclusions de la première partie

Remarques générales très importantes sur le CHAPITRE V

La plupart des auteurs cités précédemment ont étudié surtout théoriquement la conversion d'énergie et son rendement, et aucun n'a fait intervenir dans la mise en équation la cause principale de la diminution de ce rendement, c'est-à-dire le frottement du fluide dans le canal. Par contre, tous ceux qui ont procédé à des essais signalent que les forces de frottement sont telles qu'elles masquent à peu près complètement le phénomène de conversion ... et rendent un peu dérisoire l'échafaudage théorique. Certains proposent des remèdes, abaissement de la vitesse en particulier, mais aucun n'a repris les essais dans de telles conditions.

Un autre problème, très sérieux, la création des porteurs de charge, n'a pas fait l'objet d'étude systématique, bien que tous les auteurs ayant entrepris des essais se soient rendus compte qu'elle présentait de graves difficultés. En outre, les expressions de la charge limite par captation d'ions sont souvent employées sans tenir compte des temps de charge et la condensation de vapeurs saturantes sur les ions est proposée comme panacée sans la moindre justification.

DEUXIEME PARTIE

Etude d'un convertisseur 50 kV - 15 μ A pour appareil de précipitation électrostatique

CHAPITRE VI - Le problème posé

1) But

Le présent travail consiste en l'étude d'un convertisseur destiné à une application industrielle. Il s'agit de l'alimentation en haute tension d'appareils portatifs de précipitation électrostatique de produits de revêtement et plus spécialement de ceux utilisant de l'air comprimé pour la division et la projection du produit. Le même courant d'air est employé dans le convertisseur et dans la buse de projection placés en cascade.

2) Les données du problème

2-1 L'encombrement

Dans ces installations électrostatiques, l'objet à revêtir est généralement au potentiel de la terre, alors que le champ électrique de précipitation est créé en portant la buse de projection à une haute tension continue.

Le rapport poids/puissance des convertisseurs thermodynamo-électriques pouvant être suffisamment faible, ainsi que leur capacité de sortie, il fut décidé de placer le convertisseur sur l'appareil de projection lui-même. Cette disposition limitant son encombrement et son poids, une longueur hors tout ne dépassant pas 20 cm, un diamètre inférieur à 20 mm et un poids n'excédant pas une centaine de grammes furent imposés.

2-2 L'air

L'air comprimé est généralement fourni par un compresseur à piston alimentant périodiquement un réservoir tampon. La pression dans le réservoir est régulée par un pressostat, commandant l'arrêt ou la mise en route du compresseur, aux environs de 5 à 7 bars au-dessus de la pression atmosphérique. La température de l'air, qui dépasserait 200°C si la compression était adiabatique est abaissée à une valeur raisonnable par des radiateurs à air ou à eau. Après son passage dans les conduits de distribution généralement métalliques, l'air peut être considéré comme étant fourni à la température ambiante.

Etant donné le retour à la température d'origine, l'humidité relative de l'air aspiré se trouve multipliée par le rapport de compression et, à moins d'aspiration dans une zone à très faible humidité absolue, il y a condensation de la vapeur dans le circuit de refoulement du compresseur. La plus grande partie de l'eau se retrouve généralement dans le réservoir, d'où elle est extraite périodiquement par un robinet de purge, et le réseau est ainsi alimenté en air saturé à la température et à la pression du réservoir.

Lorsque le refroidissement dans les radiateurs n'est pas suffisant, ce qui est fréquent, la température du réservoir reste supérieure à l'ambiante, et il y a encore condensation dans le réseau. Parfois, bien que des pièges soient placés aux points bas, une partie de cette eau est entraînée par le mouvement de l'air et on pourra trouver, surtout en période chaude, 4 à 5 grammes d'eau par mètre cube normal d'air.

Par contre, dans les installations soignées comportant des condenseurs à très basse température (celle de l'eau distribuée ou issue d'une nappe par exemple), ou l'hiver, dans le cas où le compresseur et son réservoir sont placés à l'extérieur (ce qui n'est pas rare, car c'est une machine bruyante et volumineuse), la température du réservoir est assez basse et c'est de l'air à très faible humidité absolue qui est distribué. Pour une surpression de 6 bars et une température de réservoir de 15°C , l'air ne contiendra que 2 g d'eau par Nm^3 . Notons qu'une telle humidité absolue correspond à un point de rosée de -12°C sous la pression atmosphérique. Enfin, si la température de l'air aspiré par le compresseur est très basse, par exemple -20°C , il n'y aura que peu de risques de condensation dans le réseau d'air comprimé et le taux d'humidité absolue initial, de l'ordre de 1 g/ Nm^3 si l'air est saturé, sera conservé après compression.

Les appareils de projection sont généralement raccordés au réseau de distribution d'air comprimé par l'intermédiaire d'un détendeur abaissant et régulant la pression de l'air. La buse de projection de produit est ainsi normalement alimentée sous une pression assez basse (de l'ordre de 0,5 à 1 bar au-dessus de l'atmosphère) pour ne pas communiquer une énergie cinétique trop importante aux particules de produit et laisser les forces électrostatiques agir efficacement sur leurs trajectoires. Dans le même but, le débit d'air de ces buses a été limité dans toute la mesure du possible et avec un modèle bien étudié, on peut approcher un rapport air/produit de 1/2 en masse. Ainsi, pour une application industrielle nécessitant 20 à 25 kilo/heure de produit, le débit d'air sera de l'ordre de 10 à 15 Nm^3/h .

Par suite des pertes de charge dans les conduits, rendues souvent importantes par une consommation d'air accrue, il fut jugé souhaitable de ne pas dépasser 3 à 4 bars au-dessus de l'atmosphère à l'entrée du projecteur. Compte tenu des pertes supplémentaires dans les organes de commande, l'énergie disponible, dans le convertisseur, est ainsi bien définie, ainsi que son niveau.

2-3 La haute tension et le courant

Un effet électrostatique notable (adhérence du produit de revêtement sur les parties non visées directement, diminution des pertes) est normalement obtenu à l'aide de tensions de quelques dizaines de kilovolts, par exemple 50 kV. Il n'est pas souhaitable de dépasser de beaucoup cette valeur, car, bien que l'efficacité de l'appareil puisse s'en trouver accrue, il deviendrait moins maniable par suite des distances d'isolement importantes devenues nécessaires. Une valeur de 60 à 70 kV à vide peut ainsi être jugée comme très convenable.

En ce qui concerne le courant fourni, le rapport charge/masse du produit projeté étant de l'ordre du microcoulomb par gramme dans les conditions normales d'utilisation (une cinquantaine de kilovolts pour une distance d'une douzaine de centimètres), quelques microampères devraient suffire pour les débits industriels envisagés. Mais, pour obtenir une telle charge des particules, on est souvent obligé, surtout pour les produits assez isolants, d'utiliser des buses conductrices et alors un courant d'effluve s'ajoute à celui des particules. On note cependant que la charge d'espace constituée par ces particules à faible mobilité tend à diminuer le champ sur la buse, donc le courant d'effluve, dans des proportions notables. Dans les conditions normales d'utilisation, on peut relever un courant total de l'ordre d'une douzaine de microampères. Un dernier circuit électrique vient se greffer en parallèle sur le précédent : il est constitué par la veine de produit à projeter, le réservoir d'alimentation étant le plus souvent au potentiel de la terre. La conductibilité des produits à projeter variant dans des proportions considérables de 10^3 à 10^9 par exemple, et la géométrie du conduit étant imposée par les possibilités d'écoulement du produit, le courant dans ce circuit, parfaitement négligeable dans certains cas, pourra atteindre, voire dépasser le précédent. Une limite supérieure a cependant dû être fixée pour le courant maximum débité par le convertisseur : les organes de collection des charges et la buse de projection présentent en effet une certaine capacité vis-à-vis de la terre et la décharge de ce condensateur, lors d'une diminution importante de la distance de projection, peut présenter des risques d'inflammation du produit projeté. Cette décharge se fait sous forme d'oscillation de relaxation et, la tension étant pratiquement imposée par la distance, l'énergie libérée est proportionnelle au courant débité, ou si l'on veut à la fréquence des oscillations.

Compte tenu de toutes ces contingences, il fut trouvé préférable de ne pas avoir un courant de court-circuit dépassant quelques dizaines de microampères, le courant sous la tension nominale de 50 kV s'élevant à 15 ou 20 μ A.

2-4 L'excitation

Le raccordement à une source auxiliaire de tension fut rendu nécessaire pour l'excitation du convertisseur, les autres systèmes d'ionisation du fluide étant incompatibles avec les performances souhaitées. L'appareil de projection étant relié aux sources d'air et de produit, l'alimentation à partir du réseau de distribution d'énergie électrique fut retenue; l'ensemble transformateur-redresseur étant placé au sol et relié au convertisseur par un câble coaxial. Vue la très grande rigidité diélectrique des isolants disponibles et la très faible puissance mise en jeu, le choix de la tension et du courant nécessaires à l'excitation ne fut pratiquement guidé que par les performances à obtenir, un plafond de 60 à 100 μ A sous 5 à 6 kV étant cependant conseillé.

2-5 Résumé des caractéristiques souhaitées

- Fluide moteur

Nature : air, pouvant contenir des traces d'humidité,

Débit : 10 à 12 Nm³/h

Pression d'entrée absolue : 4 à 5 bars

Pression de sortie absolue : 1,5 à 2 bars

Température d'entrée : 20°C

- Aérosol transporteur

Nature : vapeur d'eau contenue dans l'air moteur

Débit : 1 à 4%, en masse du débit d'air

- Tension de sortie

à vide : 60 à 70 kV

en charge : 50 kV

- Courant débité

en court-circuit : 25 à 40 microampères

en charge : 15 à 20 microampères

- Excitation

60 à 100 microampères

5 à 6 kV

- Encombrement maximum

longueur : 20 cm

diamètre : 20 mm

- Poids maximum

100 grammes

2-6 Remarques sur les données du problème

La plupart des auteurs cités dans les chapitres I et V ont eu la possibilité de choisir le fluide convenant le mieux à leurs besoins et de déterminer les particules qu'il fallait y introduire pour obtenir la conversion désirée, le rendement énergétique étant leur principal souci. Dans la présente étude, on ne peut que se borner à déterminer les conditions de fonctionnement dans lesquelles le fluide et la vapeur condensable disponibles permettront d'atteindre les performances électriques attendues. En contrepartie, le rendement énergétique n'est pas une préoccupation majeure, pourvu que l'on puisse extraire la puissance électrique désirée de la puissance disponible.

3) Etude théorique sommaire

3-1 Les données sont-elles compatibles ?

3-1-1 Le taux global de conversion

Etant donné les vitesses qu'il sera probablement nécessaire d'atteindre, la faible longueur maximum du canal de conversion et sa construction obligatoirement en matériau isolant, on peut supposer que la détente de l'air entre l'entrée et la sortie du convertisseur

sera adiabatique. Si l'on admettait, comme tous les auteurs, qu'elle est, de plus, isentropique, la puissance disponible s'écrirait :

$$p_d = G_m (J \cdot C_p \cdot \Delta T + \Delta \frac{U^2}{2})$$

Les vitesses à l'entrée de l'appareil de projection et de la buse étant suffisamment faibles par suite des grandes sections de passage utilisées pour abaisser les pertes de charge nuisibles, on pourra négliger le terme en U et la puissance disponible sera réduite à :

$$p_d \approx G_m (J \cdot C_p \Delta T)$$

Mais :

$$\Delta T = T_0 \left[1 - \left(\frac{P_s}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \approx 293 \left[1 - \frac{2}{5}^{\frac{0.4}{1.4}} \right] \approx 67^\circ K$$

et

$$p_d \approx \frac{12.93}{3.600} \cdot 4.18 \cdot 0.24 \cdot 10^3 \cdot 67 \approx 240 W.$$

Etant donné la puissance utile demandée, ≤ 1 watt, un taux global de conversion de $1/240$ sera suffisant et l'on peut espérer l'atteindre malgré les forces de frottement (il est de l'ordre de grandeur de celui atteint par les auteurs s'étant livrés à des essais : 1%)

Notons que, la détente étant adiabatique, si une aussi faible partie de l'énergie disponible est transformée en énergie électrique, le reste sera rétrocedé au fluide sous forme de chaleur et la détente s'approchera du type Joule-Thomson, c'est-à-dire adiabatique sans travail extérieur, la température de sortie étant alors quasi égale à celle d'entrée.

3-1-2 L'encombrement et l'adaptation du générateur au récepteur

Si l'on admet une vitesse dans le canal de conversion de l'ordre de grandeur de celle du son et les conditions voisines des conditions normales, soit $U = 350$ m/s et $m = 1.3$ kg/m³ pour un débit G_m de 13 Nm³/h, l'aire du canal, satisfaisant à la relation $G_m = m \cdot A \cdot U$ sera :

$$A = \frac{13}{3.600} \cdot \frac{1}{1.3} \cdot \frac{1}{350} = 8 \cdot 10^{-6} = 8 \text{ mm}^2$$

soit un diamètre de 3,2 mm pour une section circulaire. Le diamètre extérieur de 20 mm devrait pouvoir être respecté : il resterait une paroi de 8 mm largement suffisante pour isoler les tensions mises en jeu.

Dans l'hypothèse, grossièrement approchée, d'un champ axial constant dans le canal, la longueur minimum vaudrait :

$$L_{\text{mini}} = \frac{\Delta V}{E_m} \quad \text{soit, pour } \Delta V = 50 \text{ kV} \\ \text{et } E_m = 10 \text{ kV/cm}$$

$$L_{\text{mini}} = 5 \text{ cm}$$

La rigidité choisie, 10 kV/cm, peut sembler faible, mais il faut se rappeler que la supposition d'un champ constant est très optimiste (voir ref. 30 canal segmenté) et que la géométrie des électrodes (tuyère et collecteur) ainsi que le milieu (gaz ionisé) sont loin des conditions optimales.

La longueur maximum de 20 cm pour le convertisseur complet ne doit donc pas être une contrainte.

En toute hypothèse, le canal devra être du type long et étroit.

Le générateur devant débiter une quinzaine de μA sous une cinquantaine de kV, la résistance du récepteur peut être prise comme valant :

$$Z_e = \frac{\Delta V}{I} = \frac{50 \cdot 10^3}{15 \cdot 10^{-6}} = 3,3 \cdot 10^9 \Omega = 3,3 G\Omega$$

On peut déterminer la longueur optimum du canal correspondant à un travail toujours positif : champ nul à la sortie (voir ref. 23 et 29).

En se reportant à la fig. 29, on aura pour la composante axiale du champ due à la charge d'espace ρ :

$$d^2 E_{p(x)} = \frac{\rho}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\pi r x dr dx}{(r^2 + x^2)^{3/2}}$$

Une première intégration de 0 à R (R dans les expressions) donne :

$$dE_{p(x)} = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}}\right) dx$$

et une seconde intégration, de 0 à L donne :

$$E_{p(0,L)} = \frac{\rho}{2\epsilon_0} (L + R - \sqrt{L^2 + R^2})$$

que l'on écrit :

$$E_{p(0,L)} = \frac{\rho R}{2\epsilon_0} \left(\frac{L}{R} + 1 - \sqrt{\left(\frac{L}{R}\right)^2 + 1}\right)$$

Le canal devant être long et étroit ($\frac{L}{R} \gg 33$), on peut, ici, négliger $1 \ll \left(\frac{L}{R}\right)^2$ et admettre : $E_{p(0,L)} \approx \frac{\rho R}{2\epsilon_0}$

(Remarquons que, pour un canal court et large ($(\frac{L}{R})^2 \ll 1$), on aurait bien $E_{p(0,L)} \approx \frac{\rho L}{2\epsilon_0}$ comme il avait été démontré dans (23) et (29).

Les électrodes n'étant pas des plans infinis, le champ E_v dû à la différence de potentiel aux bornes du canal sera certainement, aux extrémités, supérieur à $\Delta V/L$ et le générateur sera adapté au récepteur pour :

$$|E_{v(0)}| = |E_{p(0)}| \text{ soit } \frac{\rho R}{2\epsilon_0} \gg \frac{\Delta V}{L}$$

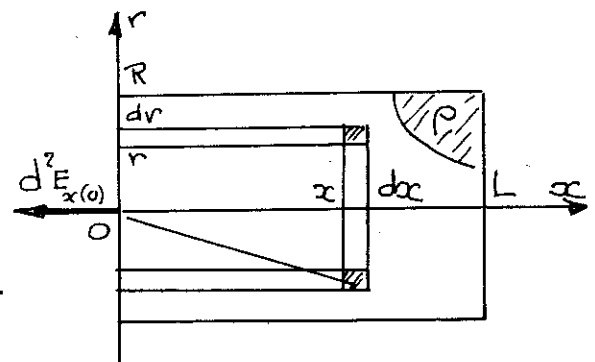


FIG. 29

CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE
AUX EXTREMITES DU CANAL

(On voit déjà que le champ total à l'entrée du canal vaudra $2E\rho_0$ et que le calcul de L_{mini} déterminait bien un minimum).

La longueur optimum vaudra donc :

$$L_{\text{opt}} \gg 2\varepsilon_0 \frac{\Delta V}{PR} \text{ et comme } P = \frac{I}{AU}, A = \pi R^2 \text{ et } \frac{\Delta V}{I} = Z_E$$

$$L_{\text{opt}} \gg 2\pi \varepsilon_0 \cdot Z_E \cdot R \cdot U$$

$$\text{c'est-à-dire : } L_{\text{opt}} \gg 2\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3,3 \cdot 10^9 \cdot 1,75 \cdot 10^3 \cdot 3,5 \cdot 10^2$$

$$L_{\text{opt}} \gg 1,15 \cdot 10^{-1} = 11,5 \text{ cm}$$

Si la longueur optimum réelle n'excède pas trop cette limite, il n'y aura pas incompatibilité avec l'encombrement maximum. Le champ maximum à l'entrée devrait aussi être facilement respecté.

Il existe cependant une longueur maximum due aux frottements dans le canal. On a vu, au chapitre IV, que pour un coefficient de frottement donné, il existait pour chaque nombre de Mach à l'entrée, une longueur maximum pour un écoulement sans choc. En prenant le coefficient moyen cité dans la littérature :

$f = 2,5 \cdot 10^{-2}$ et $M_0 = 2$ à l'entrée, on lit sur la fig. 11, $\frac{L_{\text{max}}}{D} = 31$, soit ici $L_{\text{max}} = 31 \times 3,2 = 100 \text{ mm}$.

On voit, par ailleurs, sur la même figure, qu'alors

$P_0/P_{0s} = 1,7$, c'est-à-dire que, si l'on sait ralentir isentropiquement l'air à la sortie du canal, pour une pression d'entrée de 4 bars, on devrait pouvoir alimenter le pulvérisateur placé en aval du convertisseur, sous $P_{0s} = 2,3$ bars, ce qui est très suffisant.

Il apparaît cependant, ici, une difficulté d'adaptation, puisque $M_0 = 2$ à l'entrée impose une vitesse moyenne supérieure à 350 m/s, donc une longueur $> 11,5 \text{ cm}$. On devra donc déterminer expérimentalement la longueur optimum, sachant qu'un choc normal apparaîtra probablement dans le canal, si l'on veut atteindre la puissance maximum.

3-1-3 La mobilité des porteurs

Les travaux antérieurs, anciens ou récents, expérimentaux ou théoriques, ont démontré que des ions gazeux surtout dans le cas de l'air, présentaient une trop grande mobilité pour servir de porteurs de charge et qu'il était nécessaire de faire appel à des particules multimoléculaires. Les seules particules sur lesquelles on puisse compter ici sont les gouttes d'eau ou les cristaux de glace résultant de la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air délivré par le compresseur.

On peut reprendre la démarche de la référence (23) en sens inverse.

Si l'on suppose qu'il y a une charge élémentaire par particule, un courant de 16 microampères conduit à produire :

$$\frac{I}{e^-} = \frac{16 \cdot 10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 10^{14} \text{ gouttes/seconde}$$

Pour l'humidité absolue minimum Γ de 1‰ en masse et un débit de 10 Nm³/h, chaque goutte pèsera :

$$\frac{13 \cdot 10^{-3}}{3,6 \cdot 10^3 \cdot 10^{14}} = 3,6 \cdot 10^{-20} \text{ Kg}$$

leur masse spécifique étant 10³ kg/m³, leur volume sera :

$$3,6 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$$

$$\text{et leur rayon : } a = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 3,6 \cdot 10^{-23}}{4 \pi}} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

En utilisant la formule de Millikan et en supposant les conditions voisines de la normale, leur mobilité serait de :

$$K_a \neq \frac{0,87 e^- \lambda}{6 \pi \eta a^2} = \frac{0,87 \cdot 1,6 \cdot 10^{-9} \cdot 8 \cdot 10^{-8}}{6 \pi \cdot 1,7 \cdot 10^{-5} \cdot 4 \cdot 10^{-16}}$$

$$K_a \neq 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V.s}$$

Remarque : $\lambda = 8 \cdot 10^{-8}$ et $\frac{\lambda}{a} = 4$ justifie à peine l'approximation $\frac{\lambda}{a} \gg \frac{1}{0,873}$

et le glissement axial dans la région du champ maximum (supposé égal au champ maximum admis = 20 kV/cm) :

$$g = \frac{K \cdot E}{U} = \frac{10^{-7} \cdot 2 \cdot 10^6}{3,5 \cdot 10^2} \neq 6 \cdot 10^{-4}$$

Même pour un champ 10 fois plus important, ce qui peut être le cas dans la zone d'excitation, si les hypothèses concernant la charge des particules sont respectées, leur entraînement ne devrait pas poser de problème. De même, la divergence du faisceau, même pour des humidités absolues beaucoup plus faibles (K est proportionnel à la puissance $-\frac{2}{3}$ de l'humidité absolue Γ) ne devrait pas être gênante.

La justesse des hypothèses pourra être vérifiée en estimant soit le temps de charge, si celle-ci a lieu après formation des particules, soit le temps de condensation si celle-ci a lieu sur les ions.

3-1-4 Conclusion

Le problème posé est à priori soluble.

CHAPITRE VII

1) Essais préliminaires

On a réalisé un convertisseur correspondant sensiblement aux dimensions déterminées dans l'étude sommaire. Fig. 30

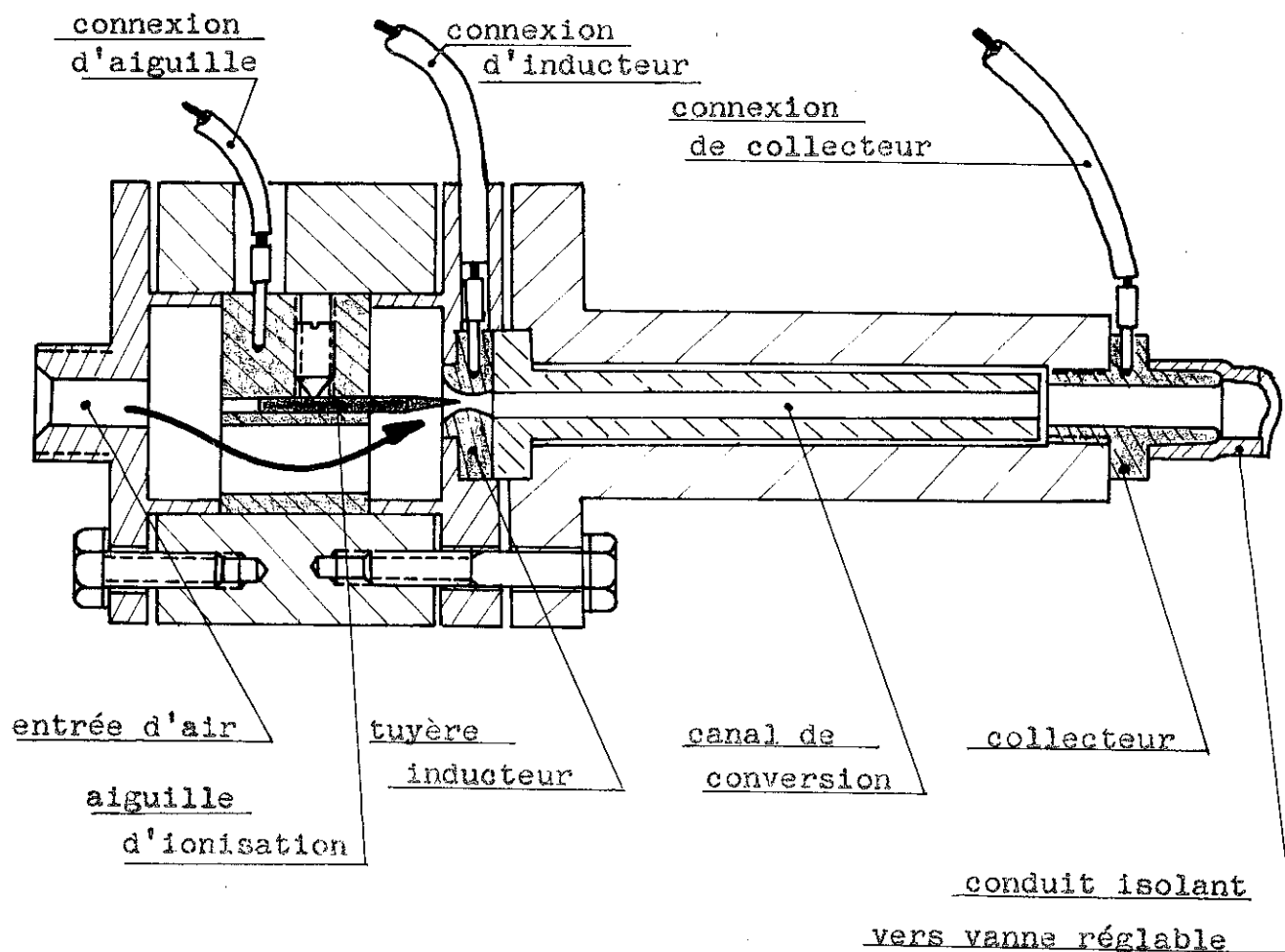


FIG. 30 - CONVERTISSEUR POUR ESSAIS PRELIMINAIRES

1-1 Tuyère d'accélération

Elle a été choisie de section circulaire et se compose d'un convergent-divergent. Diamètre à la gorge : 2,2 mm - Demi-angle du divergent : 4° - matériau : laiton

1-2 Canal de conversion

Des conduits de différents diamètres : 2,2 - 2,3 - 2,5 - 3 - 3,5 - 4 mm ont été réalisés. Etant donné le très faible taux de conversion possible, la section a été maintenue constante tout le long du canal.

longueur : 80 mm

La longueur initiale était de 120 mm, conformément au résultat de l'étude sommaire. Devant la faiblesse des résultats (courants ne dépassant pas quelques microampères), on a raccourci les conduits jusqu'à l'obtention d'un optimum. La longueur de 80 mm a été ainsi retenue comme valeur moyenne acceptable.

Matériau : résine thermoplastique

1-3 Dispositif d'excitation

Les porteurs naissant, en gros, au niveau de la gorge de la tuyère et compte tenu de l'enseignement des expériences antérieures, le dispositif d'excitation est constitué d'une aiguille coaxiale à la tuyère, la pointe située à la gorge de la tuyère, qui est métallique et joue le rôle d'inducteur.

Une source de tension continue réglable alimente l'aiguille, la tuyère étant connectée à la terre, de même que la masse du générateur d'excitation.

1-4 Collecteur de charge

Différentes formes de collecteur ont été initialement essayées: tubulaires, à grille, à chicanes; c'est finalement une pointe qui a été retenue (en conformité du reste avec les résultats des expériences précédentes) pour la reproductibilité et la valeur des résultats.

1-5 Alimentation en air

Le générateur était simplement branché sur le réseau de distribution par l'intermédiaire d'un régulateur de pression ajustable et d'un filtre.

1-6 Sortie

A la sortie du canal de conversion, une chambre de récupération a été prévue pour simuler la buse de projection, la pression étant ajustée en obturant partiellement la sortie au moyen d'une vanne réglable.

2) Résultats obtenus

2-1 Caractéristique de débit (fig. 31)

Le convertisseur n'étant pas excité, on a relevé l'évolution du débit en fonction de la pression d'entrée, la sortie se faisant à l'air libre.

Pour la partie rectiligne de la caractéristique (vitesse du son à la gorge de la tuyère), on a calculé le coefficient de débit massique :

$$C_m = \frac{G_m \text{ réel}}{G_m \text{ isentropique}}$$

Pour permettre l'utilisation directe des expressions de l'écoulement isentropique, on écrit :

$$G_{m, isent} = A^* \cdot U^* \cdot m^* = A^* \cdot c^* \cdot m_N \cdot \frac{m^*}{m_0} \cdot \frac{P_0}{P_N} \cdot \sqrt{\frac{T_N}{T_0}} \cdot \sqrt{\frac{T^*}{T_0}}$$

et

$$G_{m, réel} = G_v \cdot m_N$$

Pour $P_0 = 5$ bars, on lit $G_v = 12$ Nm³/h et comme $T_0 = 20^\circ\text{C}$, il vient :

$$C_m = \frac{1,2}{3,6 \cdot 10^3 \cdot 3,8 \cdot 10^{-6} \cdot 3,31 \cdot 10^2 \cdot 0,634 \cdot \frac{5}{1,013} \cdot \sqrt{\frac{273}{293}} \cdot \sqrt{0,833}} = 0,96$$

ce qui est assez normal étant donné le très petit diamètre de la gorge de la tuyère ($Re_{yD} \approx 10^5$)

2-2 Caractéristique d'excitation : fig. 32

Pour différentes pressions d'alimentation, on a relevé la variation du courant sortant de la pointe I_{ex} en fonction de la tension appliquée entre pointe et inducteur V_{ex} . L'apparition de régimes de relaxation aux fortes intensités nous a amenés à placer une résistance d'amortissement immédiat au voisinage de l'aiguille pour diminuer l'effet de la capacité du générateur d'excitation et de son câble : une résistance de 1 mégohm 1/4 W s'est révélée suffisante.

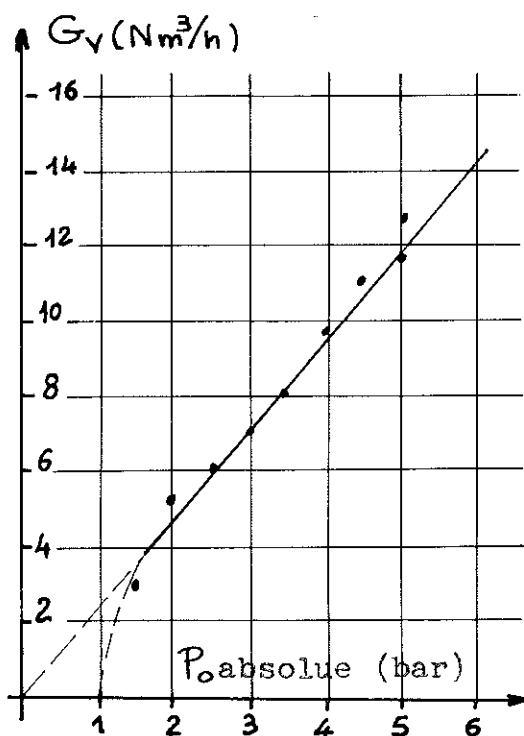


FIG. 31

CARACTERISTIQUE DE DEBIT

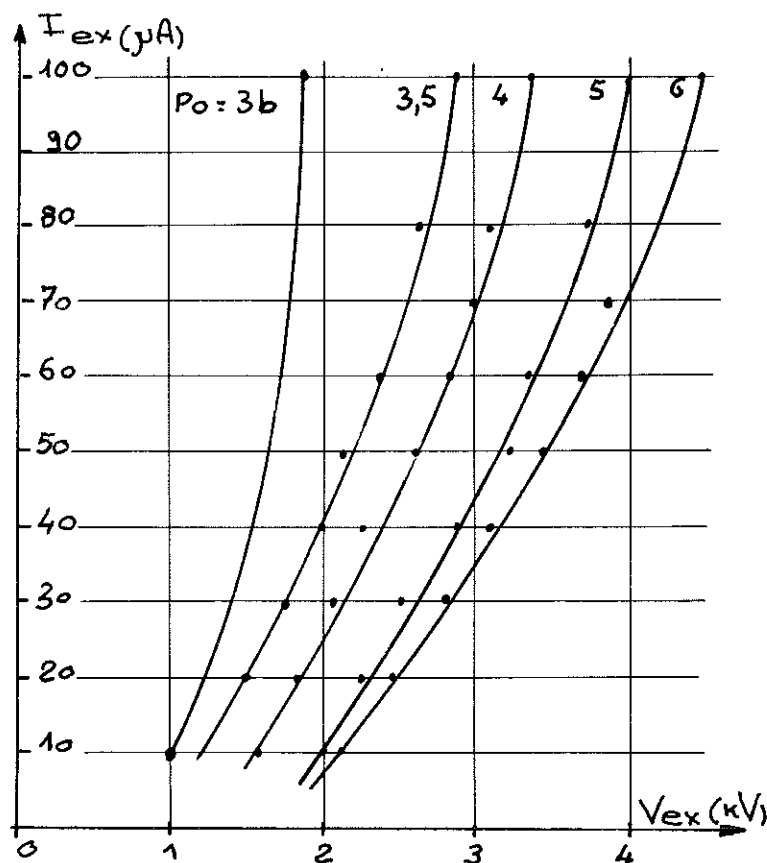


FIG. 32

CARACTERISTIQUE D'EXCITATION

2-3 Caractéristiques de transfert

2-3-1 Choix du diamètre du canal : fig. 33

Pour des pressions d'entrée et de sortie constantes (respectivement 6 et 1,5 b) et le courant d'excitation donnant le courant de court-circuit maximum, on a étudié l'influence du diamètre du conduit sur le courant de court-circuit et sur le courant dans la résistance adaptée (36Ω). La fig. 33 représente la variation de ces deux courants en fonction de A/A^* . Bien qu'il eût été plus logique de ne se référer qu'à l'évolution de I_{ZE} , l'irreproductibilité et les fluctuations affectant ces résultats nous ont incités à prendre plutôt en considération I_{cc} .

On a donc choisi un conduit de 3,5 mm de diamètre. Pour le rapport $A/A^* = 2,54$ correspondant, les expressions de l'écoulement isentropique donnent :

$$M_0 = 2,46 \quad \frac{T}{T_0} = 0,44 \quad \frac{P}{P_0} = 0,062 \quad \frac{m}{m_0} = 0,138 \quad M^* = 1,81$$

C'est ce tube de 3,5 mm de diamètre qui a été conservé pour la suite des essais.

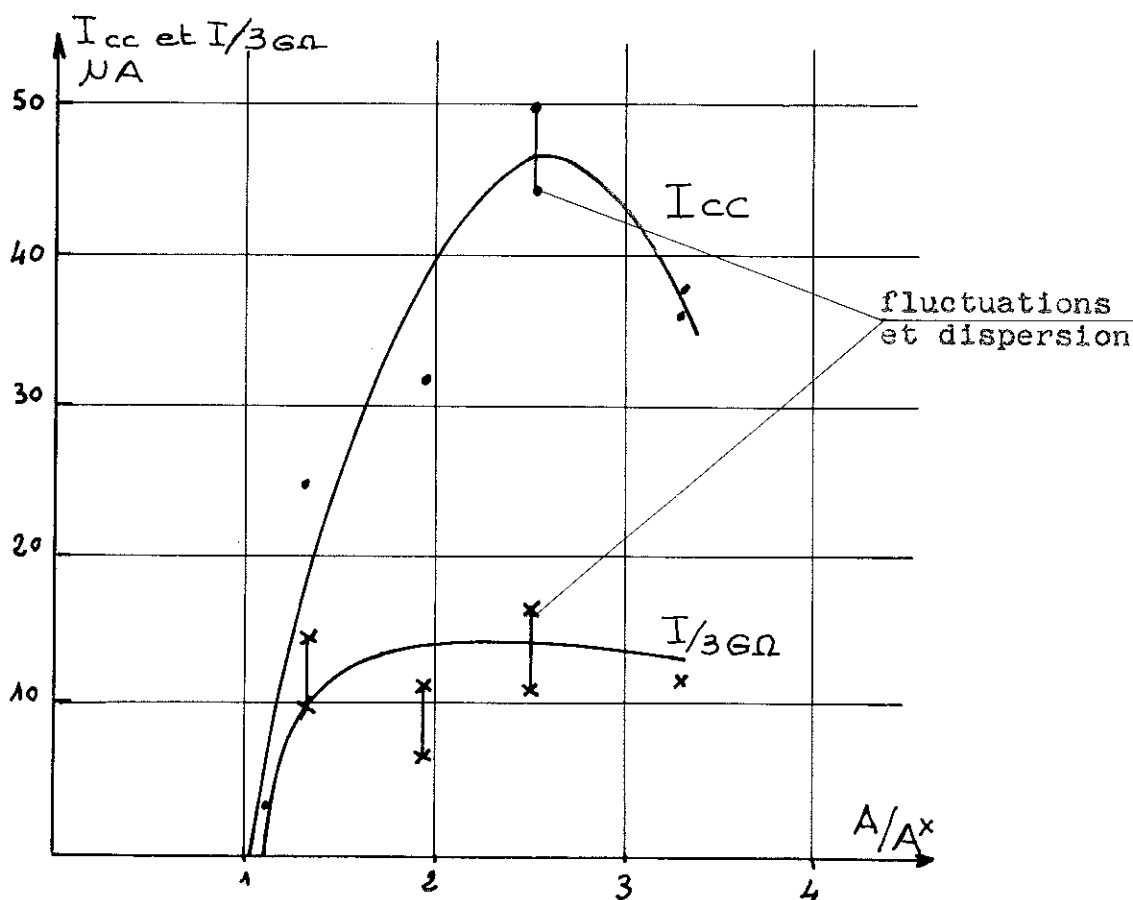


FIG. 33

INFLUENCE DU NOMBRE DE MACH A L'ENTREE DU CANAL

2-3-2 Caractéristique en court circuit :

Pour différentes pressions, on a tracé le courant de sortie, le collecteur étant en court-circuit, en fonction du courant d'excitation. (fig. 34)

Ces caractéristiques présentent un maximum dépendant peu de la pression. De ces courbes, on pourrait déduire l'évolution du courant de court-circuit en fonction de la pression pour l'excitation optimum. On l'a cependant étudié séparément, par suite des fluctuations importantes. Fig. 35. On s'est

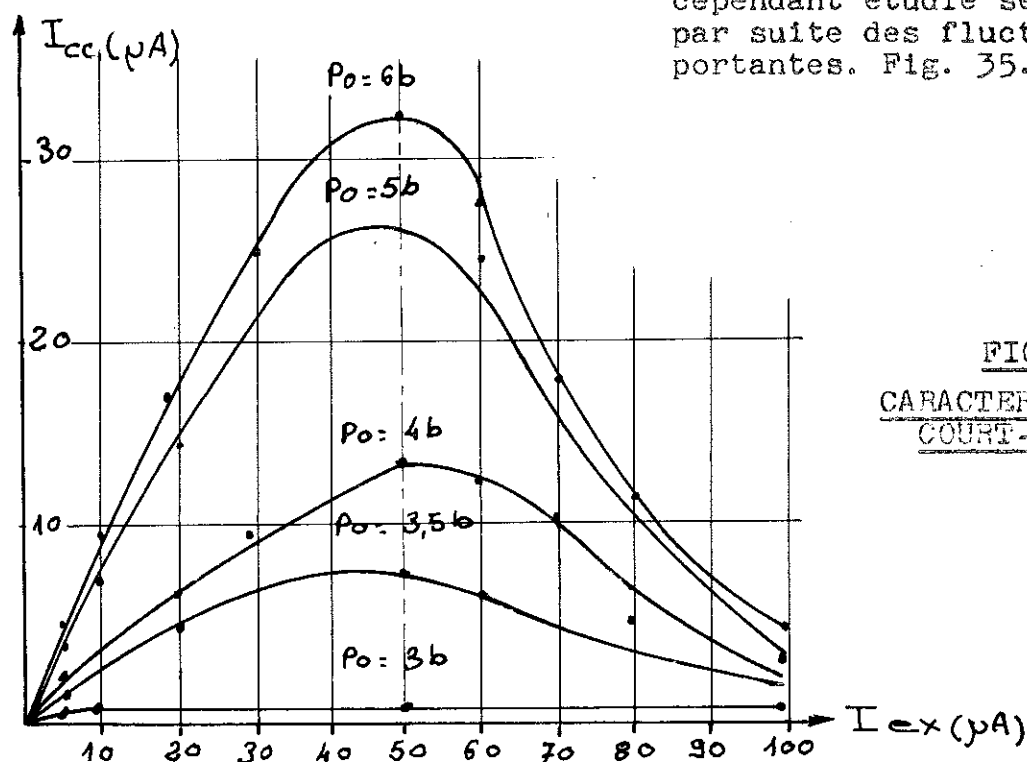


FIG. 34
CARACTERISTIQUE EN
COURT-CIRCUIT

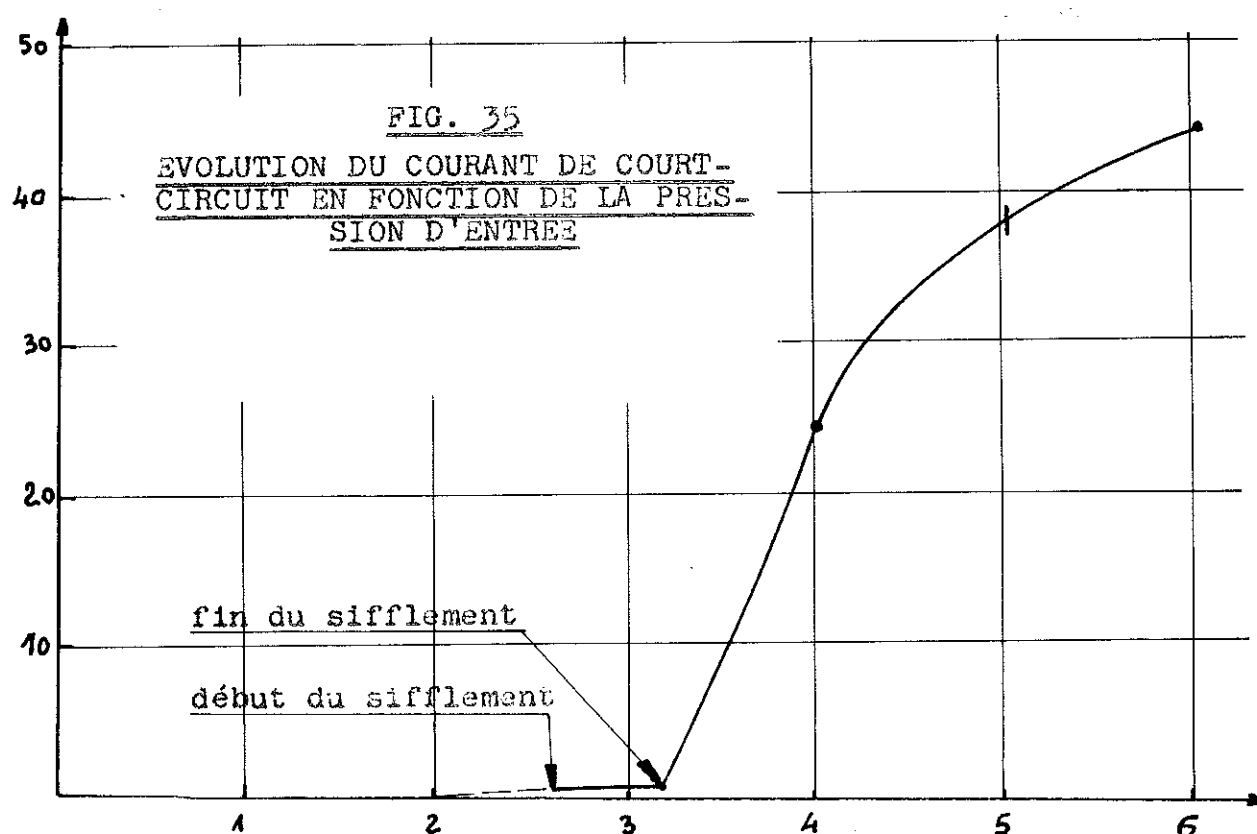


FIG. 35
EVOLUTION DU COURANT DE COURT-
CIRCUIT EN FONCTION DE LA PRES-
SION D'ENTREE

particulièrement penché sur l'apparition du courant et on a constaté qu'il devient notable lorsque l'écoulement commence à faire entendre un sifflement indiquant sans doute la transition aux régimes supersoniques. La pression d'entrée étant de 2,5 bars et le débit de 6 Nm³/h, les expressions de l'écoulement isentropique donnent sensiblement une vitesse de 333 m/s à la gorge, donc quasi sonique. D'autre part, alors qu'avant l'apparition du courant, il n'existait qu'un point lumineux à l'extrémité de l'aiguille de charge, dû à l'ionisation de l'air, il apparaît ensuite un halo circulaire au voisinage de la paroi de la tuyère dû à des décharges disruptives.

Le courant croît très lentement jusqu'à la fin du sifflement de l'écoulement, c'est-à-dire à une pression de 3 à 3,1 bars. Au-delà, l'accroissement du courant est très rapide. Un palier semble devoir se présenter vers 8 ou 10 bars (non exploré).

2-3-3 Caractéristique en charge

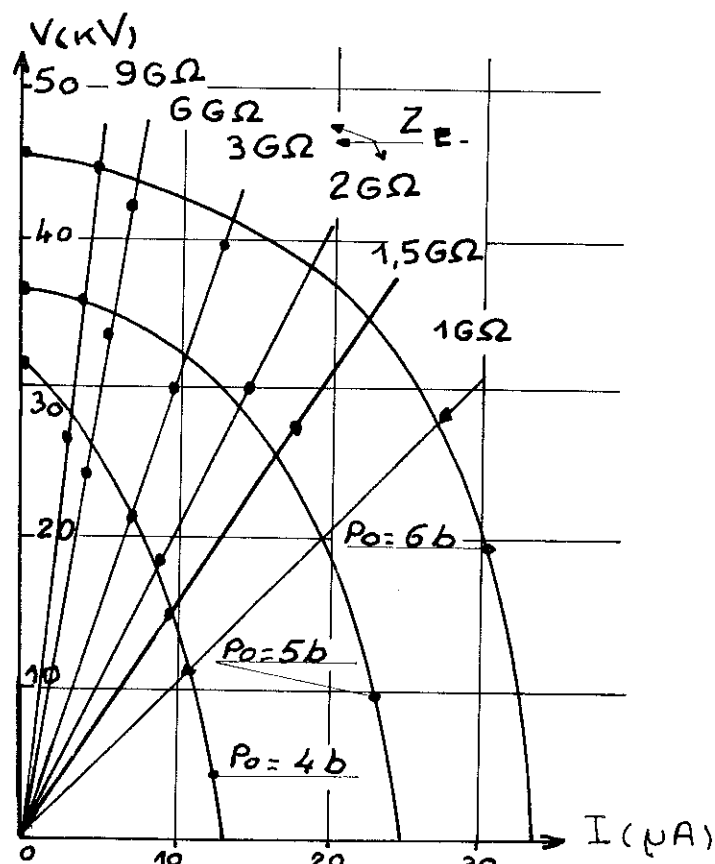


FIG. 36
CARACTERISTIQUE
EN CHARGE

Pour différentes pressions, on a relevé l'évolution de la tension de sortie en fonction du courant de collecteur pour l'excitation optimum. Fig. 36. Cet optimum dépend du reste peu du point de fonctionnement et on a pu se contenter de conserver l'optimum pour le courant de court-circuit. A l'occasion de cette étude, on a noté qu'une augmentation substantielle de la capacité de sortie du convertisseur (due à celle d'un électromètre par exemple) modifiait notablement la

caractéristique en provoquant des décharges disruptives à l'intérieur du convertisseur. Dans la mesure du possible, la caractéristique a été tracée en reliant directement au collecteur une résistance calibrée ajustable permettant de relever simultanément la tension et le courant. Pour la tension à vide (ou les petits courants), on a entouré le collecteur d'une sphère de quelques centimètres de rayon pour éviter les pertes par effet couronne sans trop augmenter la capacité et l'on a relié cette sphère à l'électrode haute tension d'un électromètre à résistance d'entrée quasi infinie au moyen d'une résistance d'une centaine de mégohms. Le courant pouvait être déduit de la différence entre le courant émis par la pointe et celui reçu par l'inducteur.

De ces caractéristiques, on a pu déduire la variation de la puissance de sortie en fonction de la résistance de charge, le maximum donnant les conditions d'adaptation. fig. 37

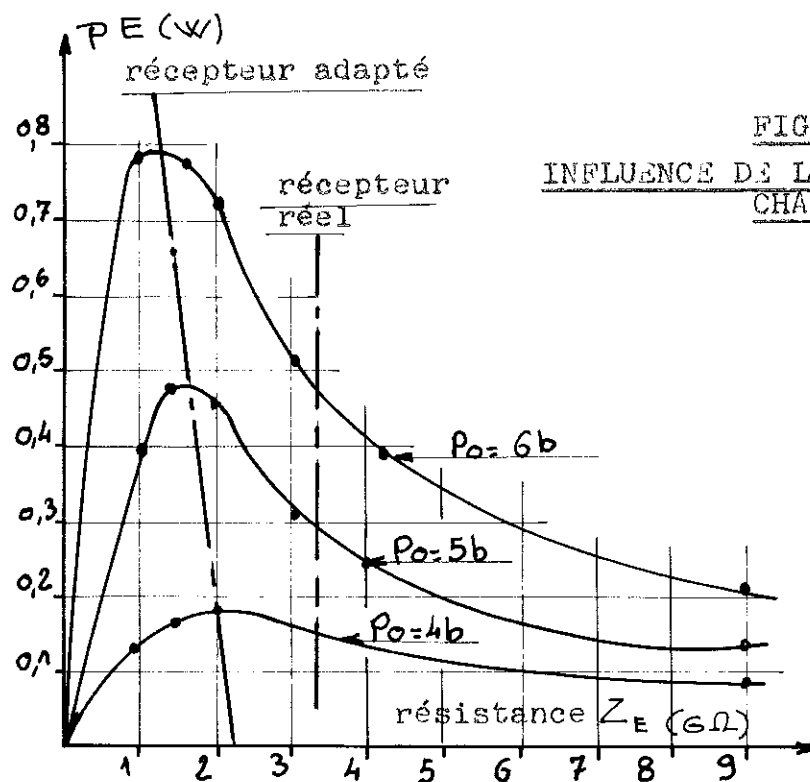


FIG. 37
INFLUENCE DE LA RESISTANCE DE CHARGE

2-4 Influence de la pression de sortie

Pour différentes pressions d'alimentation et les conditions optimum d'excitation, on a tracé les variations du courant de court-circuit et de la puissance sur les résistances de charge correspondant au récepteur adapté et au récepteur réel en fonction de la pression de sortie (pression de l'enceinte dans laquelle débouche le canal) : fig. 38, 39 et 40.

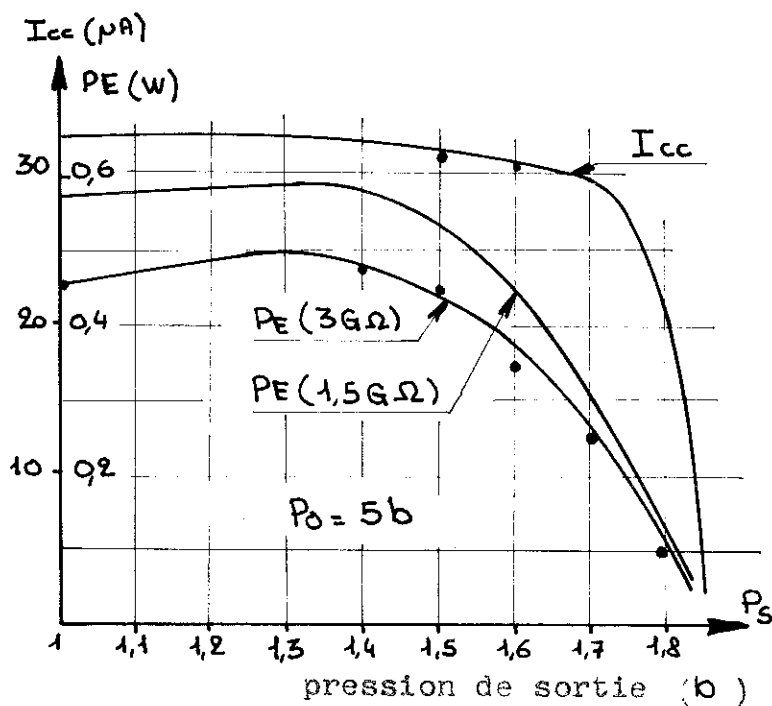


FIG. 39

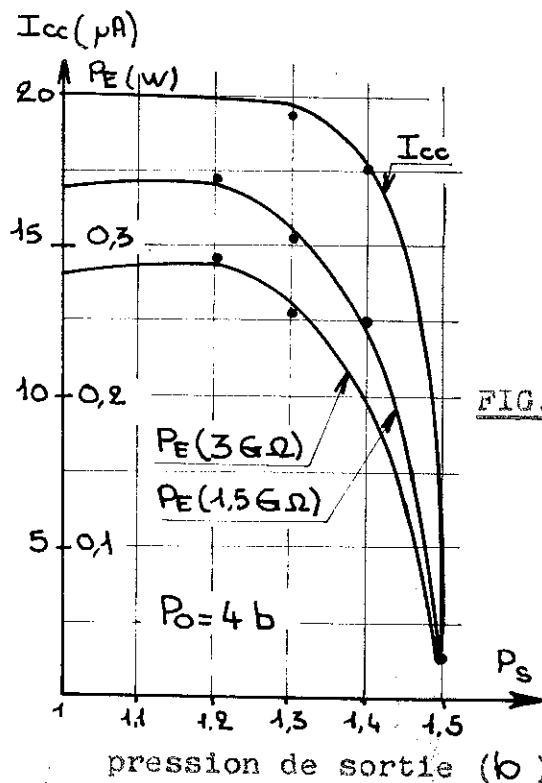


FIG. 38

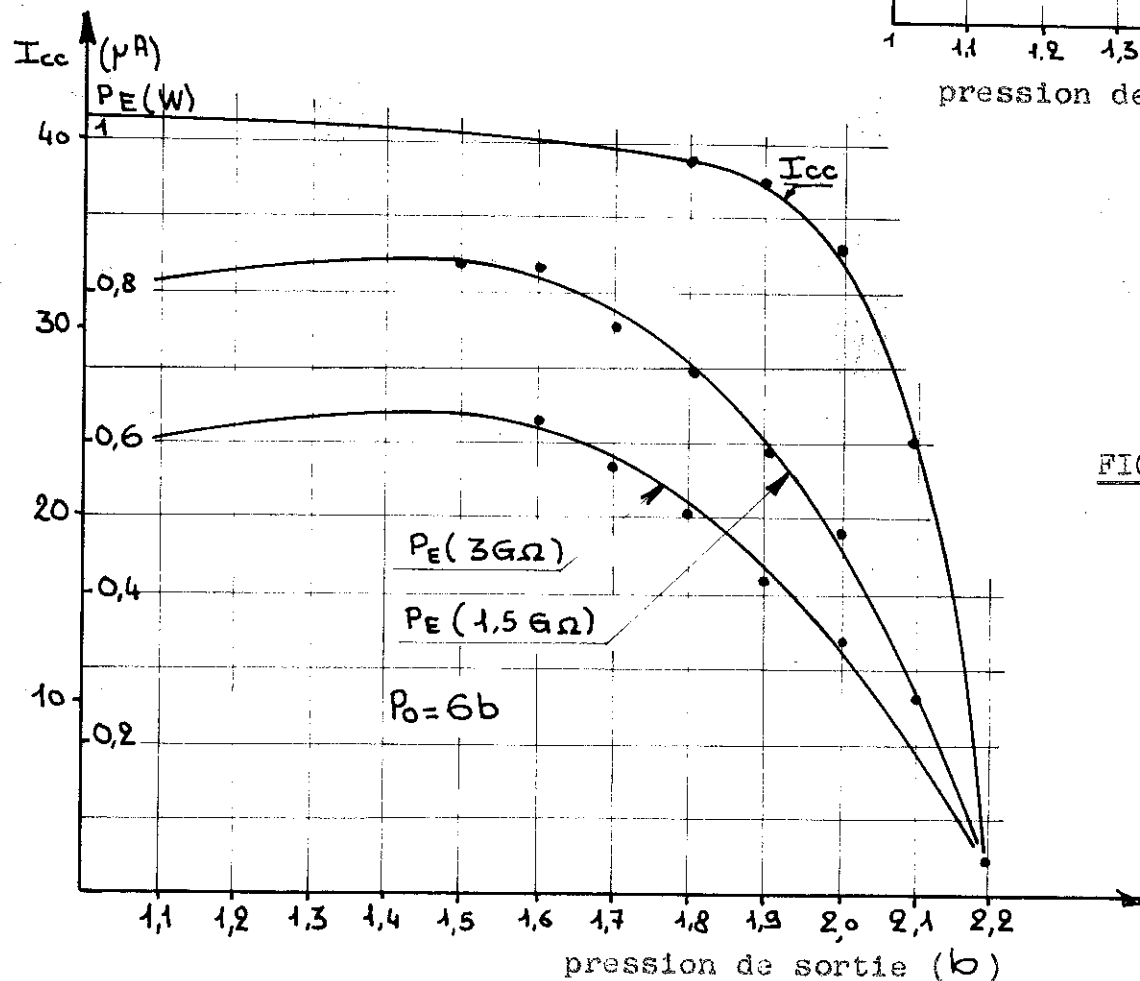


FIG. 40

INFLUENCE DE LA PRESSION DE SORTIE
SUR LES PERFORMANCES POUR DIFFERENTES
PRESSIONS D'ENTREE

3) Remarques

3-1 Sur l'adaptation

On avait calculé $L_{opt} \geq 2\pi\epsilon_0 R_i U Z_E = 11,5 \text{ cm}$ pour
 $U = 350 \text{ m/s}$ et $Z_E = 3,3 \text{ G}\Omega$

La résistance d'adaptation théorique $Z_A \leq \frac{L}{2\pi\epsilon_0 R_i U}$
 correspondant aux valeurs réelles de L et U : $L = 80 \text{ mm}$ et
 U correspondant au rapport A/A^* choisi $= 2,54$, c'est-à-dire :
 580 m/s ,

$$Z_A \leq \frac{8 \cdot 10^{-2}}{2\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1,75 \cdot 10^3 \cdot 5,8 \cdot 10^2} = 1,43 \cdot 10^9 \Omega$$

n'est pas très éloignée de la valeur : $1,56 \Omega$ trouvée expérimentalement.

3-2 Sur les courbes I_{cc} et I_{ZE} (A/A^*)

On peut chercher une justification théorique à ces courbes :

3-2-1 Courbe I_{cc} (A/A^*)

En supposant que la rigidité diélectrique de l'air est proportionnelle à sa masse volumique (ce qui correspond approximativement à la loi de Paschen à température constante), on a : $I_{ccmax} = p_{max} \cdot A \cdot U$ qui est limité par les composantes axiales et radiales du champ dû à la charge d'espace; pour un canal long et étroit, on a vu que :

$$|E_{max}| \neq \frac{p R_i}{\epsilon \epsilon_0} \text{ d'où } p_{max} \sim \frac{E_{max}}{R_i} \text{ et } I_{max} \sim \frac{m \cdot A \cdot U}{R_i}$$

Pour un débit masse donné, $G_m = m \cdot A \cdot U = Ct$

$$\frac{I_{ccmax}}{G_m} \sim \frac{1}{R_i}$$

3-2-2 Courbe I_{ZE} (A/A^*)

ΔV_{max} est limité par la composante axiale du champ électrique.

$$\Delta V_{max} \sim L \cdot m$$

Alors : $p E_{max} = \Delta V_{max} \cdot I_{max}$

$$p E_{max} \sim m^2 \cdot A \cdot U \cdot \frac{L}{R_i}$$

et pour $G_m = Ct$

$$\frac{p E_{max}}{G_m} \sim \frac{L}{R_i} m$$

Or, on a vu que la condition d'adaptation pouvait s'écrire :

$$\frac{L}{R_i} \geq 2\pi\epsilon_0 U Z_E \text{ soit } \frac{L}{R_i} \sim U. \text{ Il vient alors } \frac{p E_{max}}{G_m} \sim m \cdot U$$

$$\text{ou puisque } m \cdot U \cdot A = Ct : \frac{p E_{max}}{G_m} \sim \frac{1}{A}$$

Ce qui précède n'explique guère que la partie descendante des courbes. En fait, les phénomènes constatés sont intimement liés à la formation ou à l'évaporation des gouttes d'eau (et que nous étudierons plus loin).

Il y aura intérêt à utiliser la pression maximum disponible à l'entrée de la tuyère et à choisir la section A^* de la gorge de la tuyère pour assurer le débit G_m nécessaire à la pulvérisation.

5) Discussion des résultats

Les performances ne sont pas trop éloignées de celles souhaitées. Par contre, ces résultats ne sont pas stables, ni reproductibles, sans que la cause de ces variations puisse être mise en évidence. On remarquera que, en effet, on ne peut pas passer d'un réseau de courbes à un autre, tracé séparément, sans apporter de corrections. On a donc réalisé un banc d'essai plus élaboré, permettant de juger de l'importance des qualités mécaniques du montage et de mesurer, en particulier, les paramètres de l'écoulement dans le canal et la répartition des potentiels. Un dosage de l'humidité de l'air a également été prévu.

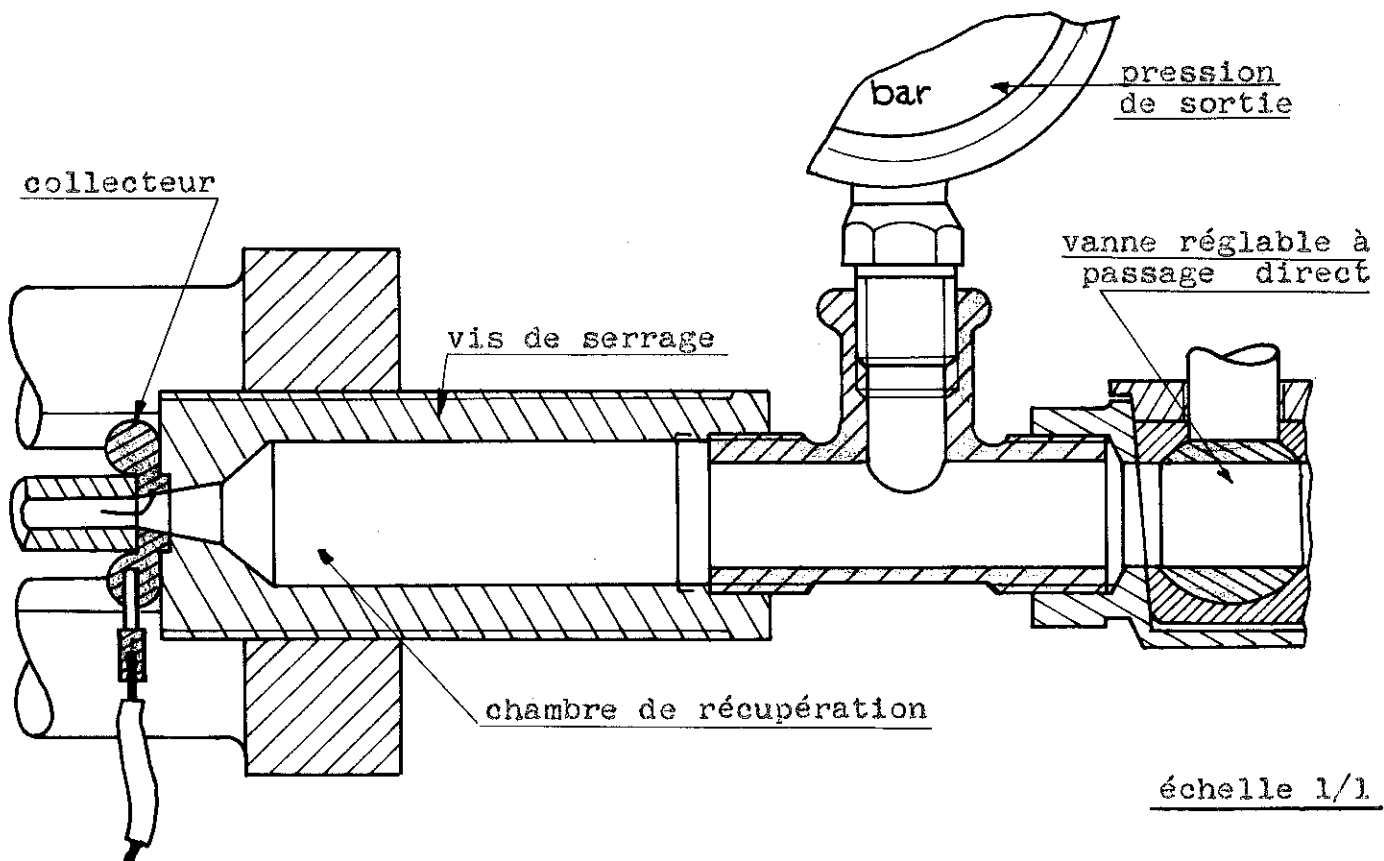
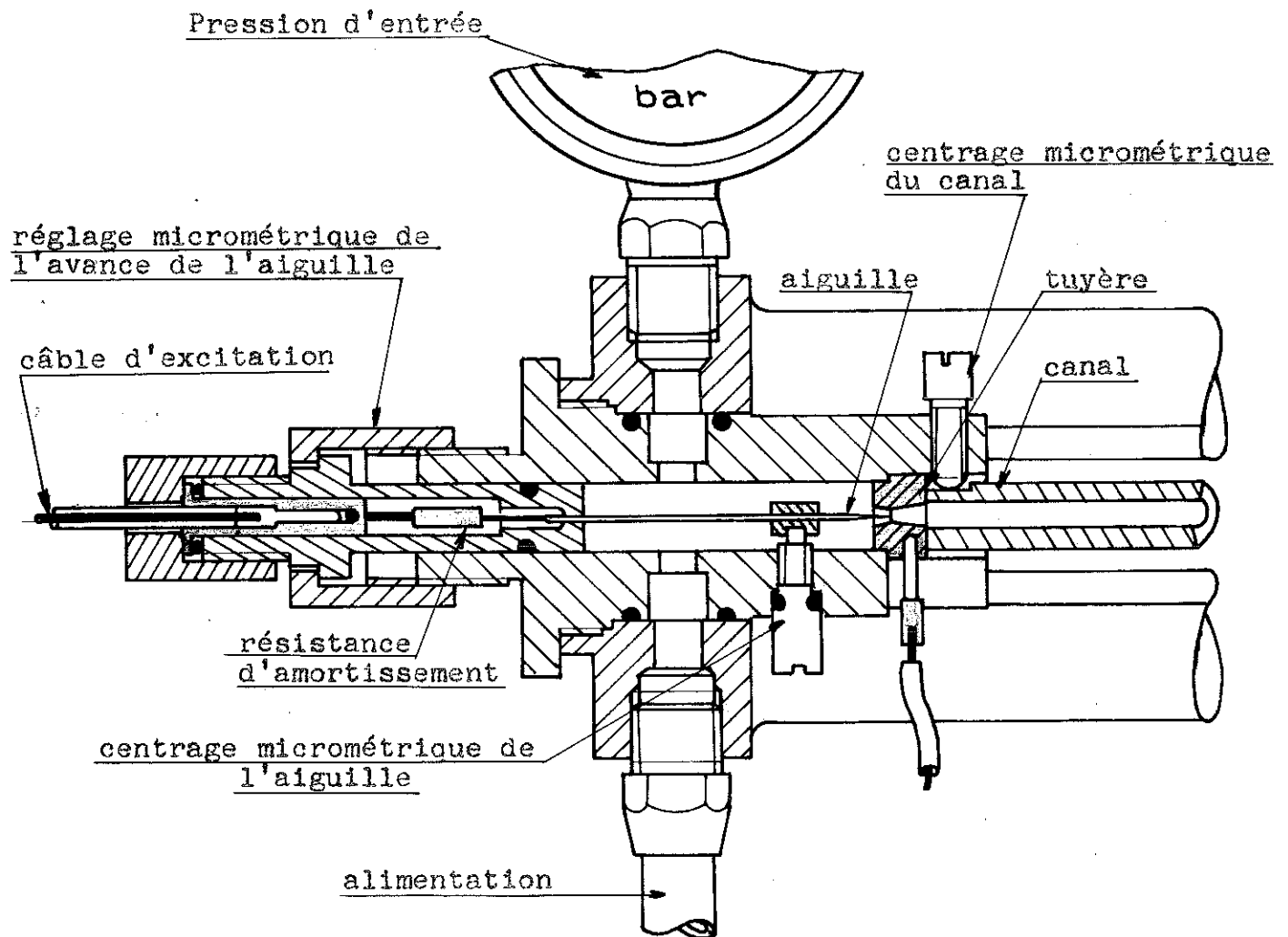
CHAPITRE VIII - Analyse détaillée du fonctionnement

1) Le banc d'essai : fig. 41

On a réalisé un banc d'essai permettant un changement aisé de la tuyère et du canal et possédant en particulier :

- un dispositif d'excentration réciproque de la tuyère et du canal pour permettre d'évaluer l'importance de leur alignement,
- un dispositif de centrage micrométrique de l'aiguille d'ionisation dans la tuyère,
- un dispositif de réglage micrométrique de la position axiale de l'aiguille dans la tuyère. Plusieurs formes d'aiguilles ont été utilisées : pointue, de rayon 0,01 à 0,02 mm, et "tête de clou" (voir ref. 35) de diamètre 1 mm. Les performances ainsi obtenues étant peu différentes, c'est l'aiguille pointue qui a été conservée par la suite, étant donné sa facilité de réalisation et une plus grande latitude de réglage axial et radial.
- une alimentation en air pourvue d'un dispositif de dosage d'humidité, comprenant : fig. 42 et 43
 - un raccordement au réseau d'air comprimé réglé à 6,2 bars absolu au moyen d'un premier régulateur,
 - un premier filtre desséchant au gel de silice devant donner un point de rosée de -40°C sous 6 bars.
 - un second filtre desséchant, au charbon actif, devant donner un point de rosée encore légèrement inférieur,
 - un robinet de by-pass de ces deux filtres,
 - une prise d'air sec,
 - un débitmètre à flotteur rotatif (*)
 - un régulateur de pression à membrane muni d'un manomètre,
 - un humidificateur constitué de :
 - un convergent-divergent subsonique. Une aiguille hypodermique de 0,4 mm de diamètre coaxiale au convergent pouvant être déplacée au moyen d'une vis micrométrique entre l'entrée et la sortie du convergent. L'aiguille hypodermique est reliée, par l'intermédiaire d'une vanne réglable et d'un débitmètre à flotteur tournant, à une cuve à eau sur laquelle est appliquée la même pression qu'à l'entrée du convergent. Ainsi, la vis micrométrique permettra de régler la dépression appliquée à l'extrémité de l'aiguille et la vanne réglable, la perte de charge sur le circuit d'eau. On pourra ainsi doser et mesurer l'eau ajoutée à l'air. Cette eau est pulvérisée par le courant d'air à l'extrémité de l'aiguille.

(*) Une correction de pression et une correction de température permettent théoriquement de passer de la lecture au débit normal (débit ramené aux conditions normales). Cependant, les premières mesures ont donné des résultats un peu fantaisistes, à savoir un coefficient de débit-masse des tuyères de l'ordre de 0,85 pour des débits de 8 à 10 Nm³/h et de 1,05 (!) pour des débits de 25 à 30 Nm³/h, alors que la valeur de 0,99 est indiquée dans la littérature. On a donc réalisé des tuyères à la gorge desquelles le nombre de Reynolds valait environ 10⁶ pour les débits mentionnés ci-dessus et, en repartant du coefficient de 0,99, on a tracé une courbe expérimentale d'étalonnage du débitmètre. Tous les débits indiqués ici ont été ainsi corrigés.



échelle 1/1

FIG. 41 - BANC D'ESSAI - DETAILS

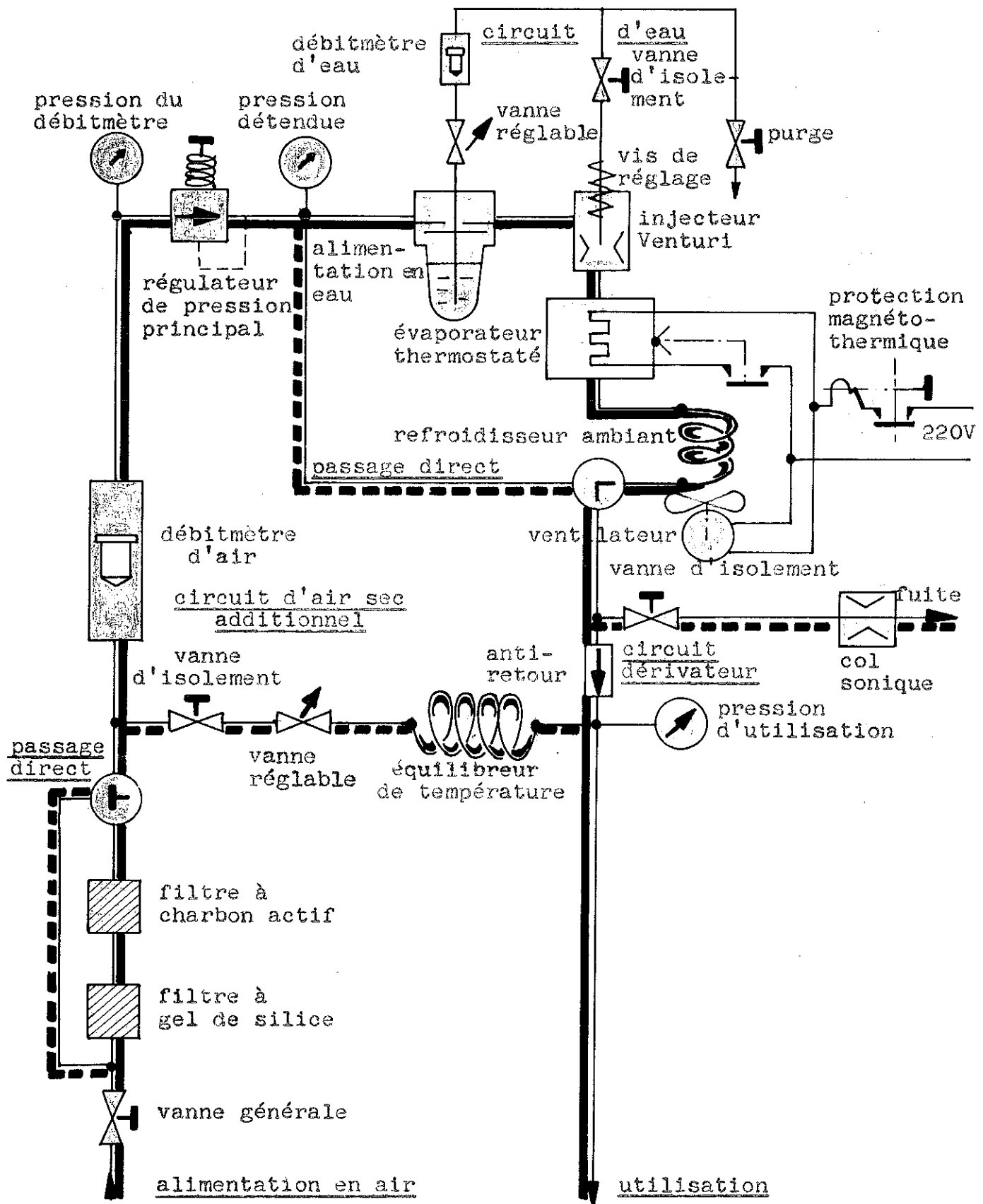


FIG. 42

SCHEMA DE L'ALIMENTATION EN AIR CONDITIONNE

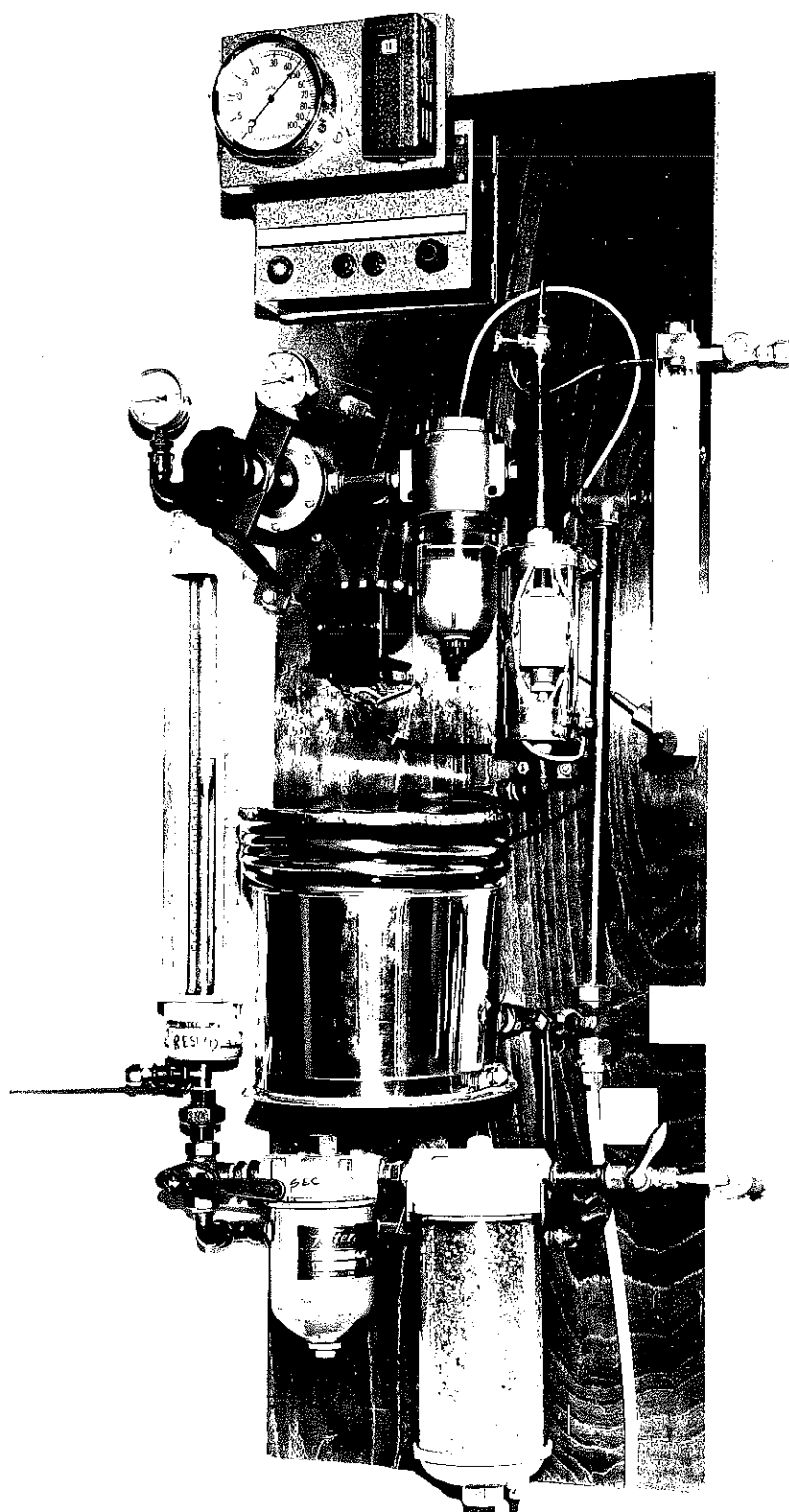


FIG. 43
ALIMENTATION EN AIR COMBUSTION

- un évaporateur à résistance de 300 watts stabilisé en température aux alentours de 100°C au moyen d'un thermostat bimétallique, qui permet d'assurer que l'eau ajoutée arrive bien en phase vapeur à l'entrée de la tuyère.
- un refroidisseur à air, muni d'un ventilateur de 20 W - 12 m³/h permettant de ramener la température de l'air admis à la tuyère à la température ambiante, sans paroi froide qui provoquerait une condensation,
- un robinet de by-pass du dispositif humidificateur,
- un échappement auxiliaire à col sonique permettant de n'utiliser qu'un pourcentage déterminé (par le rapport des sections des cols) de l'air humidifié et de descendre ainsi en-dessous du minimum imposé par la limite inférieure de la plage de lecture du débitmètre d'eau (25 grammes/h). Un raccordement à débit réglable entre la prise d'air sec et l'entrée de la tuyère permet dans ce cas de ramener le débit dans la tuyère à la valeur choisie,
- une chambre de récupération à pression réglable placée à la sortie du canal. Le collecteur, constitué par une pointe protégée vers l'extérieur par un tore se trouvait juste en amont de cette chambre.

On a réalisé un certain nombre de tuyères et de canaux comportant des prises de pression statique pour la détermination de l'évolution des paramètres de l'écoulement.

On a également réalisé certains canaux munis de prises de tension pour la détermination de la composante axiale du champ électrique.

2) Essais mécaniques : fig. 44

2-1 Influence des excentrations (H.A. = humidité absolue = $\square$)

Pour une H.A. moyenne (de l'ordre de 3%) et la position axiale optimum de l'aiguille d'ionisation, on a relevé les variations du courant de court-circuit en fonction de l'excentration de l'aiguille par rapport à la tuyère d'une part et d'autre part en fonction de l'excentration du canal de conversion par rapport à la sortie de la tuyère.

diamètre à la gorge : 2,2 mm
diamètre à la sortie du divergent : 3 mm
diamètre du canal : 3,5 mm
diamètre de l'aiguille : 0,2 mm
rayon de la pointe de l'aiguille : 0,01 mm
rayon du convergent : 2 mm
demi-angle du divergent : 4°
pression d'alimentation : 5 bars
débit : 15,5 Nm³/h
pression de sortie : à l'air libre.

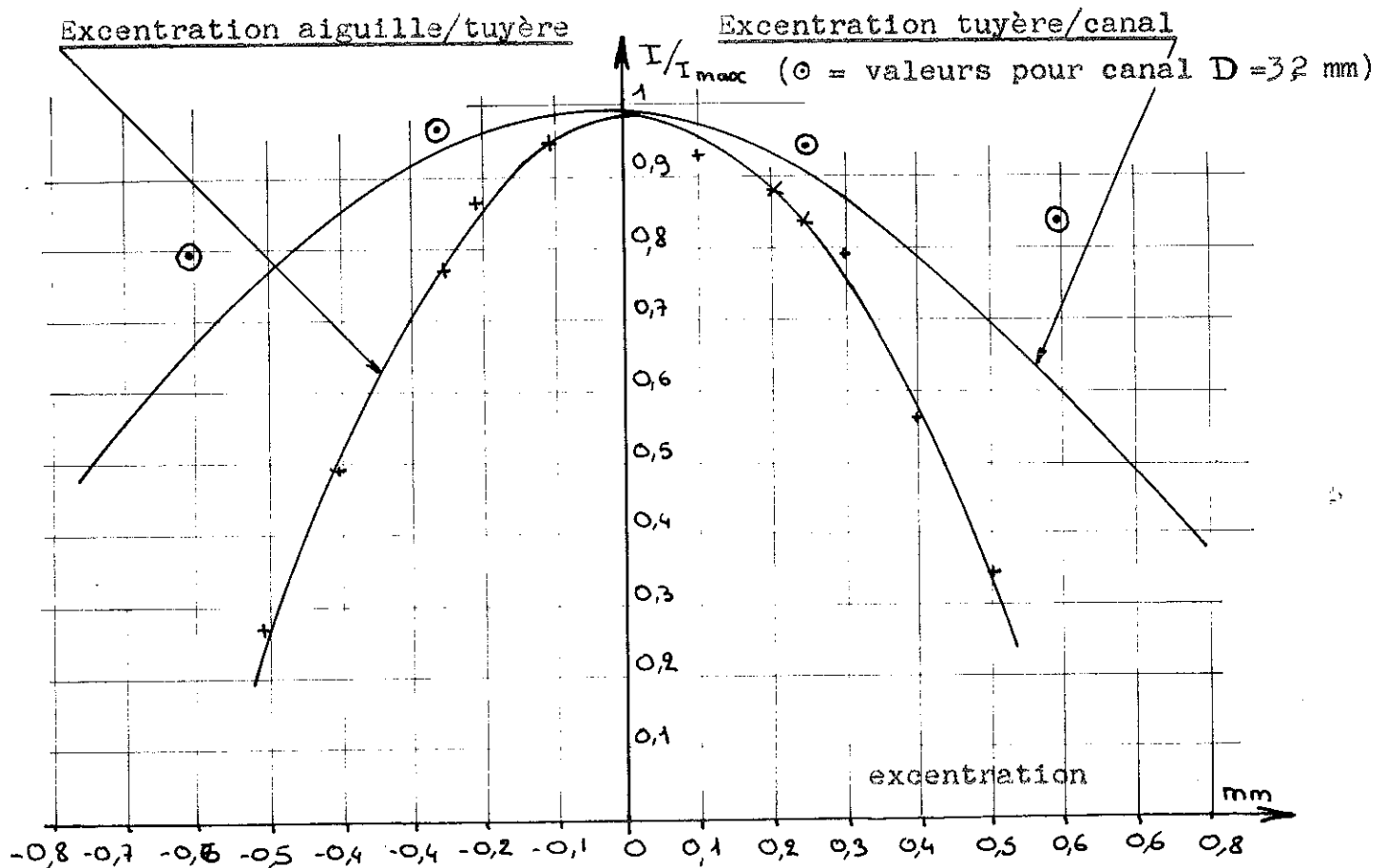


FIG. 44 - ESSAIS MECANQUES (EXCENTRATIONS)

Conclusions

2-1-1 Le centrage de la pointe par rapport à la tuyère :

L'excentration de l'aiguille par rapport à l'inducteur provoque probablement un déséquilibre dans le courant radial, la densité devenant plus importante dans le plan de moindre distance. Dans le conduit, le faisceau de particules chargées doit se trouver excentré et le risque de voir des particules atteindre la paroi augmente. L'optimum est cependant assez flou, sans point singulier.

Une excentration de $\pm 0,15$ mm, conduisant à une baisse de 10% du courant maximum pourrait être tolérée sur un montage industriel.

2-1-2 Le centrage du canal par rapport à la tuyère

L'effet de l'excentration du canal par rapport à la tuyère semble encore moins important et l'on ne note pas de discontinuité lors de l'apparition d'une réduction de section, c'est-à-dire pour une excentration égale à la différence des rayons. Des valeurs relevées pour un tube dont le diamètre n'excédait que de 0,2 mm celui de la sortie du divergent se plaçant même très sensiblement (10 à 20%) au-dessus de la courbe; il est vrai que le nombre de Mach était alors plus faible.

Les perturbations dans l'écoulement qui se produisent pourtant alors probablement (en particulier une onde de choc au niveau du plan de jonction) ne semblent pas affecter sérieusement les résultats.

On a cependant noté que, s'il existe une discontinuité dans les diamètres au raccordement, ce doit être une augmentation dans le sens de l'écoulement; sinon, tout courant disparaît.

Industriellement, quelle que soit la différence des diamètres entre la sortie du divergent et le canal, une excentration de 0,25 mm, n'entraînant pas une baisse de courant de plus de 5 à 10%, semble tout à fait tolérable.

En résumé, ces tolérances d'excentration étant tout à fait de l'ordre de grandeur de la précision du premier montage expérimental, on ne peut expliquer qu'en partie la dispersion des résultats enregistrée précédemment.

Il est à noter que, ces essais s'étant révélés assez reproductibles, il n'est pas interdit de penser que les fluctuations précédentes étaient causées par des variations du taux d'humidité de l'air dues au fonctionnement périodique du compresseur, ce qui entraînait des déplacements de la température d'équilibre du réservoir de stockage. L'irrégularité de la consommation totale d'air comprimé pouvait, elle aussi, provoquer de tels déplacements.

2-2 Influence de la position axiale relative de la pointe de l'aiguille et de la gorge de la tuyère

En utilisant le même montage et les mêmes conditions que pour l'essai précédent, on a tracé la courbe du courant de court-circuit en fonction de l'abscisse de la pointe de l'aiguille relativement à la gorge de la tuyère. Fig. 45

La position optimum est sensiblement à la gorge de la tuyère ou un peu en aval et l'on voit que l'on ne pourra guère s'en écarter de plus de 0,5 mm, sans entraîner une baisse notable du courant de court-circuit.

3) Etude de l'écoulement dans le conduit

Remarque préliminaire

On sait déjà (voir par exemple les ref. 29 et 30) que, pour un conduit tel qu'il doit être envisagé ici : quelques centimètres de long et quelques millimètres carrés de section, la chute de pression due au phénomène de conversion $\Delta P_e = P \cdot \Delta V$ est très petite devant les pressions mises en jeu, parce que le rendement global est très faible par suite de la petitesse de la rigidité diélectrique du gaz.

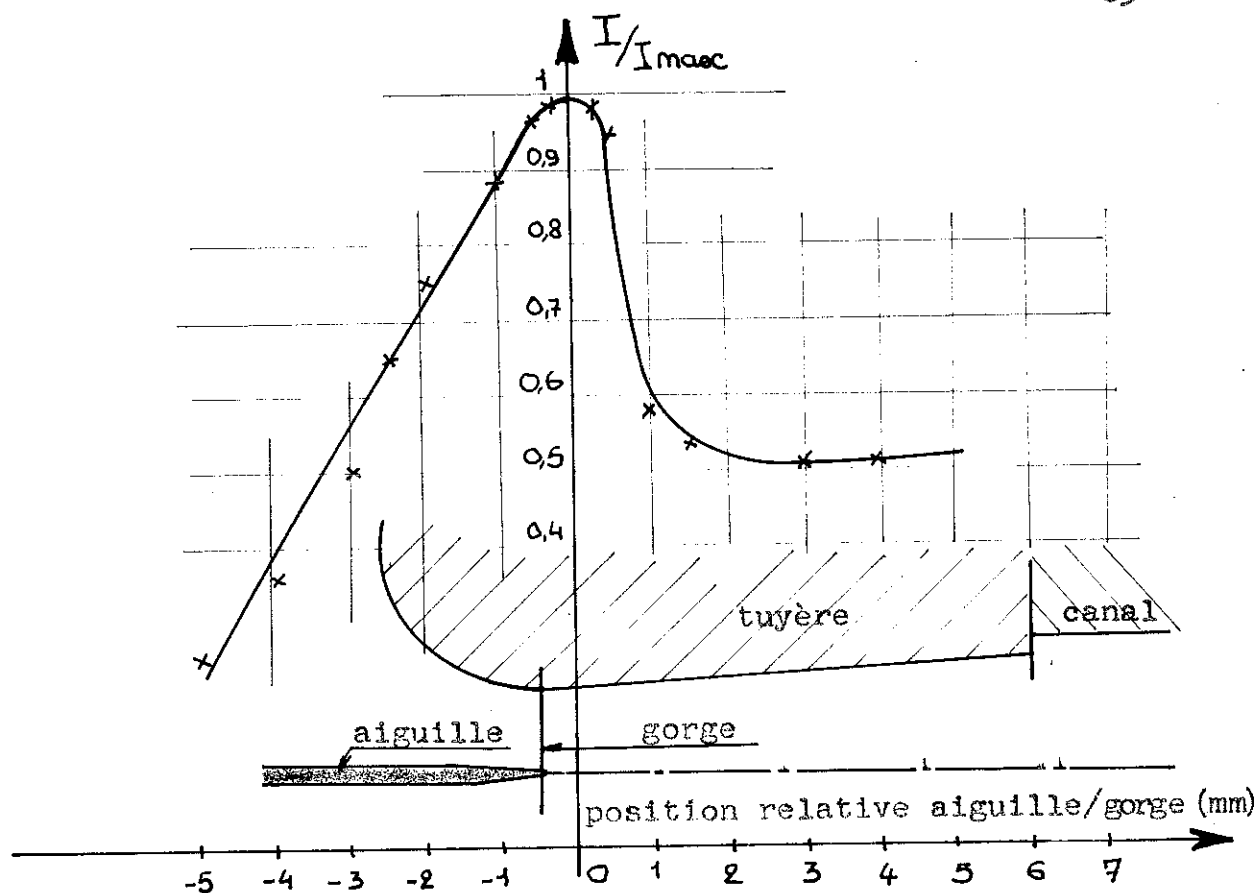


FIG. 45 - ESSAIS MECANQUES (position relative aiguille/gorge)

Dans le cas présent, en reprenant les valeurs du calcul approché et des essais préliminaires :

$$\left. \begin{array}{l} U = 500 \text{ m/s} \\ I = 15 \mu\text{A} \\ A = 8 \text{ mm}^2 \\ \Delta V = 60 \text{ kV} \end{array} \right\} \begin{array}{l} P = \frac{I}{AU} = \frac{15 \cdot 10^{-6}}{8 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^2} = 3,75 \cdot 10^{-3} \text{ C/m}^3 \\ \Delta P_e = 3,75 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^4 = 225 \text{ pascals} \\ \quad \quad \quad \# 2,25 \text{ milli bars} \end{array}$$

alors que les pressions d'entrée et de sortie se chiffrent en bars.

On pourra donc, sans commettre une erreur de plus de 1/1000 négliger les pressions d'origine électrique devant les autres et l'on n'aura pas à se préoccuper du type de conversion (P et T constants ou U constant) dans l'étude de l'écoulement.

Le modèle de conduit devrait donc être constitué d'un convergent-divergent accélérateur amenant le fluide à la vitesse nécessaire au transport des charges (les essais antérieurs ayant montré qu'il fallait des vitesses supersoniques) d'un tube cylindrique dans lequel la conversion se ferait à état thermodynamique et cinétique constant, d'un convergent-divergent ralentisseur ramenant la vitesse du fluide à une vitesse négligeable, la création et la collection des charges se faisant dans les divergents. La pression statique à la sortie serait égale à celle d'entrée.

Cependant, les quelques expériences réalisées par certains auteurs déjà cités (ref. 29 et 30 par exemple) ont mis en évidence que des pressions autres que celles d'agitation $\Delta P = \Delta(\rho T)$ et d'inertie $\Delta(\rho U^2)$ (et éventuellement électriques $\rho \Delta V$) ralentissaient considérablement l'écoulement, ce ralentissement ayant été attribué aux forces de frottement du fluide le long des parois du conduit. Nos essais préliminaires ont également montré qu'il n'était guère possible de "récupérer" à la sortie du conduit plus de quelques dixièmes de la pression d'entrée sans provoquer une chute rapide de la puissance électrique disponible. L'étude théorique de l'écoulement avec frottement pouvait, du reste, le laisser prévoir.

3-1 Analyse manométrique de l'écoulement (fig. 46)

Dans une tuyère et un conduit aux dimensions retenues, on a percé une série de trous radiaux équidistants pour mesurer la pression (fig. 47). Pour que cette mesure ait un sens, il faut que les trous soient bien normaux à l'axe de l'écoulement et que celui-ci ne soit pas perturbé par leur présence. Or, étant donné la petitesse du conduit et des trous, on peut difficilement être sûr qu'il ne persiste pas de petites bavures déformant localement les lignes de courant. Les pressions enregistrées avec ce premier tube étant très différentes de celles prévues pour un écoulement isentropique, on a percé, successivement, deux autres tubes dimensionnellement identiques (à la précision de fabrication près) et ce n'est que le troisième qui a permis de s'en approcher, au moins sur une partie du conduit. La fig. 48 reproduit les relevés de pression P_x/P_0 pour ces trois tubes, ainsi que les valeurs correspondant à l'écoulement isentropique. Notons que les lignes tracées ne représentent pas forcément la valeur de la fonction en chaque point (en particulier entre P^* et P_A), mais seulement un moyen de relier les différentes mesures discrètes pour un même tube.

D'une manière générale, on retrouve assez bien, surtout pour le second tube, l'évolution de la pression le long d'un écoulement partiellement supersonique, avec frottement, couche limite et choc de transition (cf fig. 17). Cependant, la dispersion des résultats est très inquiétante et rappelle celle enregistrée avec ces mêmes tubes lors du choix du diamètre du conduit (cf fig. 33). Les modifications du champ axial dues à la présence des trous et des sondes de pression nous ont empêchés de déduire de la réduction du courant de court-circuit lié au percement des trous s'il s'agissait de perturbations apportées dans l'écoulement ou seulement d'erreurs dans les mesures de pression. Bien que la relation ne soit pas systématique, on a pu conclure que plus l'écoulement paraissait loin du modèle isentropique, plus le courant, avant et après percement des trous, était faible. Cependant, les différences des courants de court-circuit sont moins importantes que celles des pressions et les courants sur la résistance de $3 \text{ G}\Omega$, pratiquement identiques, ne semblent pas suivre la même loi. C'est le troisième tube qui donna les meilleurs résultats, qui a été conservé pour la suite de l'analyse.

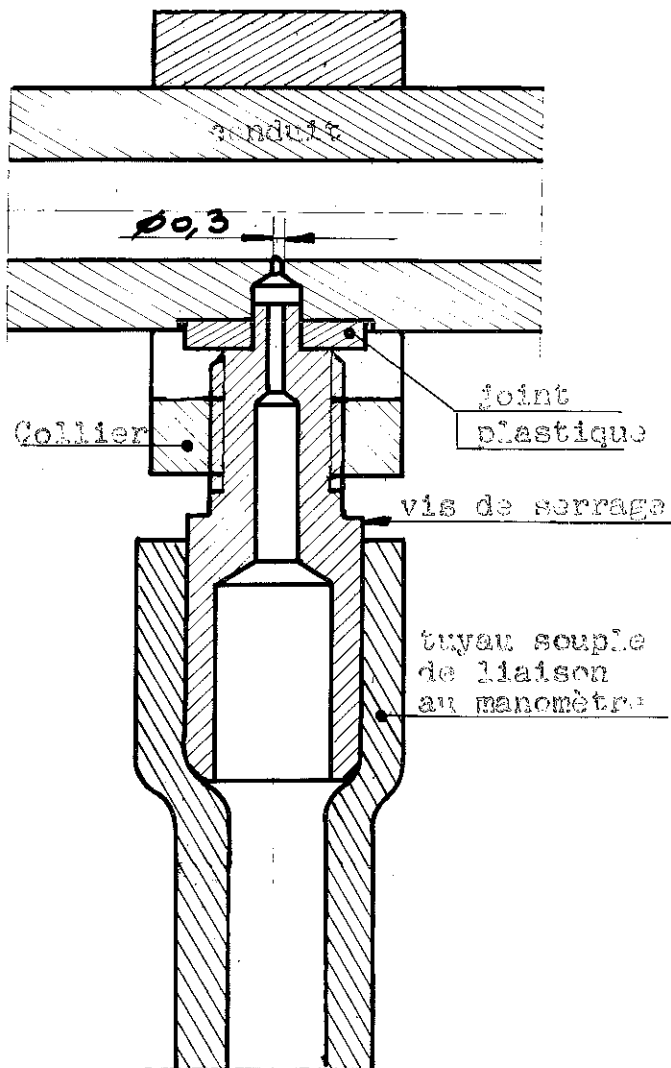


FIG. 47
DETAIL D'UNE PRISE
DE PRESSION
Echelle 4/1

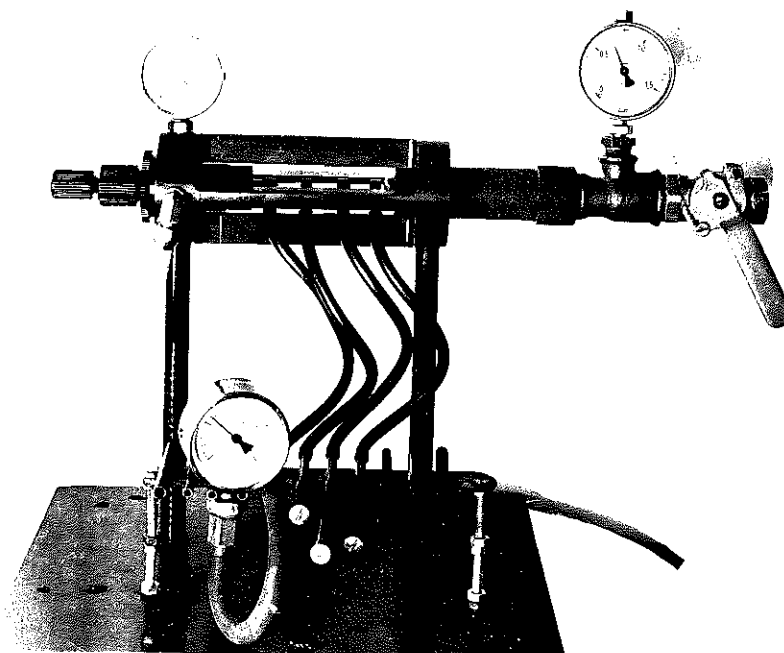


FIG. 48
MESURE DE PRESSION SUR
LE BANC D'ESSAI

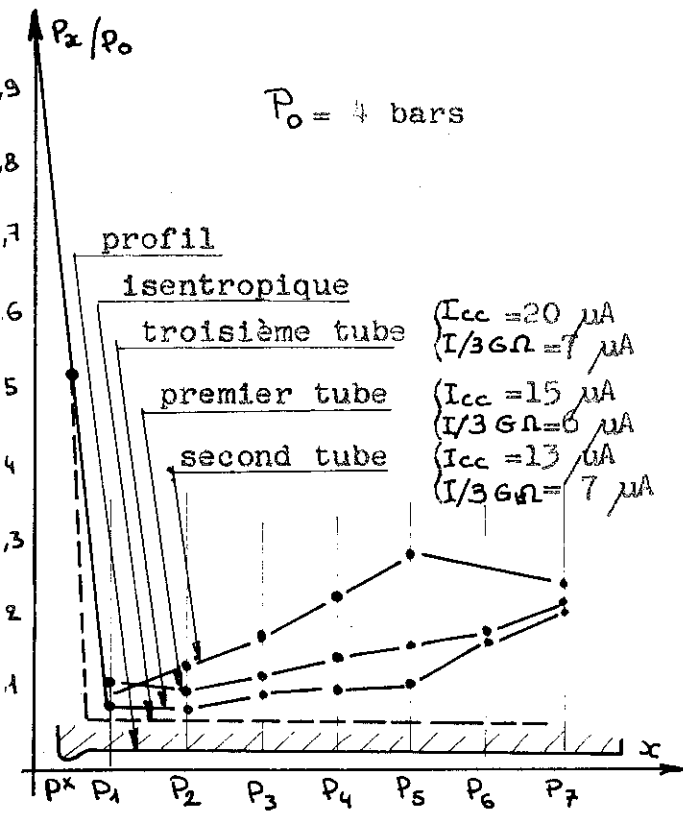


FIG. 48

ESSAI DES TUBES A PRISES DE PRESSION

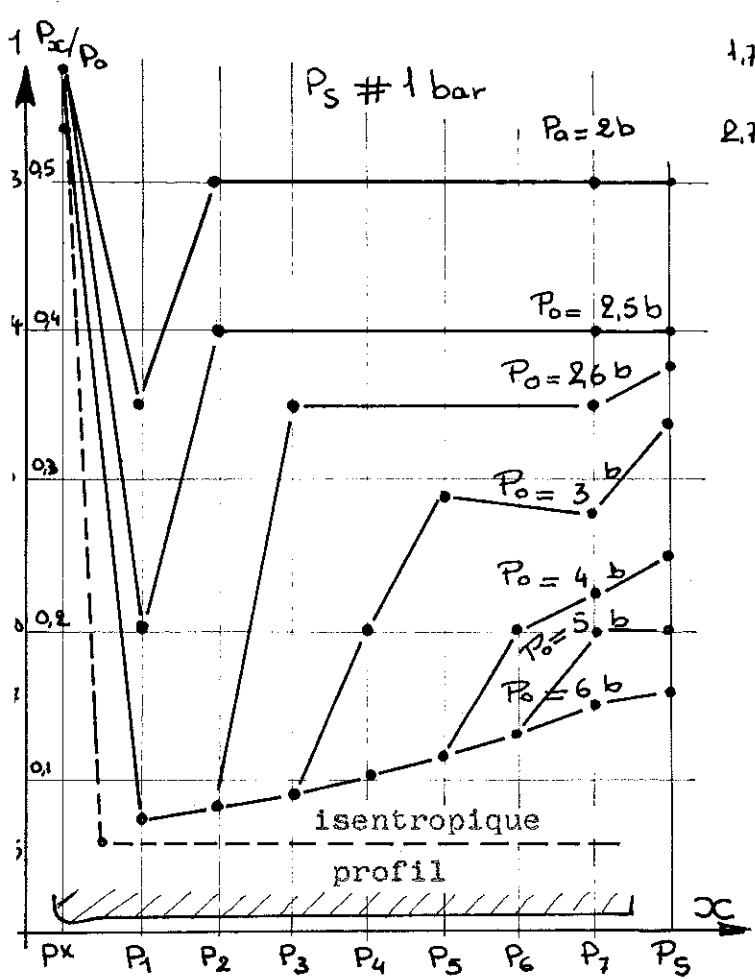


FIG. 49

MESURES DE PRESSION, SORTIE A L'AIR LIBRE

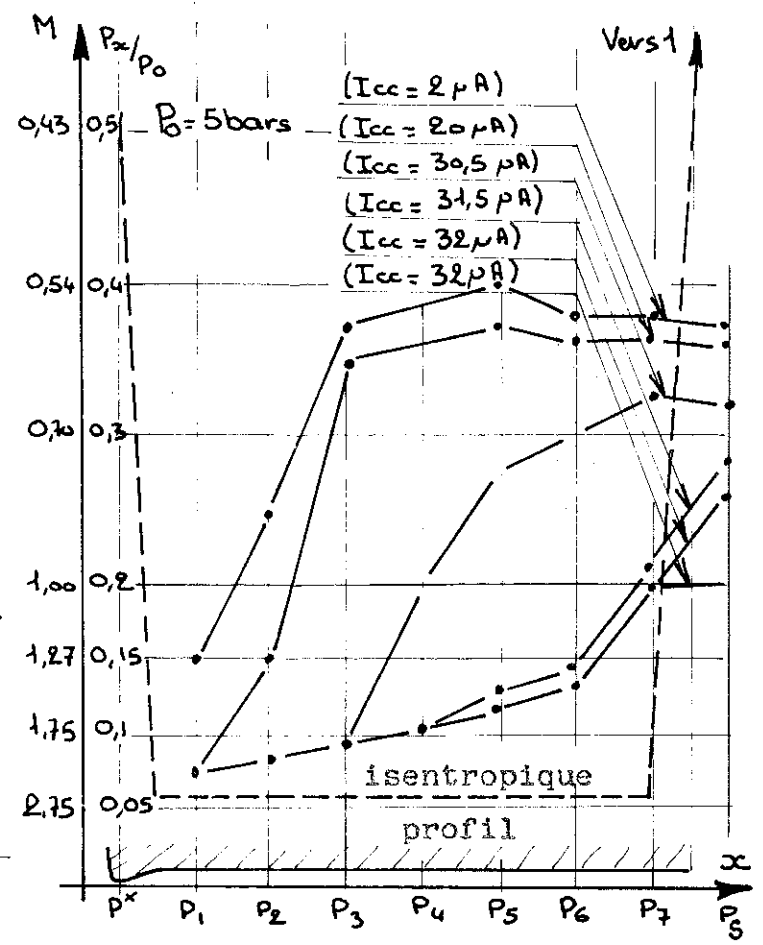


FIG. 50

MESURES DE PRESSION, PRESSION DE SORTIE VARIABLE

On a relevé l'évolution de la pression statique le long du conduit, comme précédemment, dans deux séries de cas particuliers :

- sortie à l'air libre, paramètre la pression d'entrée, fig. 49
- pression d'entrée constante, paramètre la pression de sortie, fig. 50

En utilisant l'expression reliant $\frac{P}{P_0}$ à M (pour laquelle, précédemment, on a calculé $\gamma_{A^*} = 2,54$ et mesuré $C_m = 0,96$) dans un écoulement adiabatique, pour chacune des pressions, on pourra déduire M au niveau de chaque prise de pression. Puis, la valeur des paramètres sera déduite des réseaux de courbes tracées lors de l'étude de l'écoulement réel. Rappelons que si M , originalement supérieur à 1, devenait inférieur, les relations satisfaisant le choc normal devraient être vérifiées.

3-1-1 Ecoulement à pression d'entrée variable

En se reportant aux fig. 6a et 6b: pour $P_0 = 2$ bars, $P_1/P_0 = 0,35$ donnant $M_1 = 0,6$, l'écoulement est entièrement subsonique entre les prises de pression P_1 et P_2 . Il existe probablement une portion d'écoulement supersonique dans le divergent. La remontée de pression jusqu'à la prise P_2 est sans doute la fin du choc de transition.

Pour $P_0 = 2,5$ bars, $P_1/P_0 = 0,2$ donnant $M_1 = 1$, l'écoulement n'est pas qualitativement différent, mais le début du choc s'est rapproché de la prise de pression.

Pour $P_0 = 2,6$ bars, $P_1/P_0 = 0,075$ donnant $M_1 = 2,1$
 $P_2/P_0 = 0,08$ donnant $M_2 = 2,0$
 $P_3/P_0 = 0,35$ donnant $M_3 = 0,6$

L'écoulement est supersonique jusqu'au-delà de la prise de pression P_2 et subsonique en-deça de la prise de pression P_3 . En supposant que le début et la fin du choc correspondent à M_2 et M_3 , on peut constater que P_3/P_2 et M_3 sont très peu différents des valeurs prévues pour un choc normal à Mach 2 : respectivement 4,4 et 0,6 au lieu de 4,5 et 0,57.

Pour $P_0 = 3$ bars, P_1/P_0 , P_2/P_0 restent pratiquement inchangés, le choc qui semble s'étaler de plus en plus se situant entre les prises de pression P_3 et P_5 .

$P_3/P_0 = 0,09$ donnant $M_3 = 1,9$
 $P_5/P_0 = 0,29$ donnant $M_5 = 0,7$

P_3/P_5 et M_5 sont un peu plus différents que précédemment des valeurs prévues pour un choc normal à Mach 1,9: respectivement 3,2 et 0,7 au lieu de 4 et 0,6, ce qui peut s'expliquer si le choc débute après la prise de pression P_3 et se termine avant la prise de pression P_5 .

Pour $P_0 = 4$ et 5 bars, la transition au régime subsonique se fait en partie dans le canal et en partie à l'extérieur. Les relations du choc normal ne peuvent plus être vérifiées.

Pour $P_0 = 6$ bars, l'écoulement semble entièrement supersonique :

$$P_7/P_0 = 0,15 \text{ donnant } M_7 = 1,7$$

En se reportant à la caractéristique $I_{cc}(P_0)$ (fig. 35), on peut voir que l'apparition du régime supersonique à l'entrée du conduit ($P_0 = 2,6$ bars) coïncide avec le début du sifflement de la tuyère et la naissance du courant. On en déduira un premier critère de fonctionnement du convertisseur : nécessité d'avoir un écoulement au moins partiellement supersonique. Par contre, le point anguleux de la caractéristique ($P_0 = 3,2$ bars) qui coïncide avec la fin du sifflement de la tuyère est plus difficile à rapprocher d'un trait caractéristique de l'écoulement. Il ne peut s'agir d'une sortie supersonique puisque, même pour $P_0 = 4$ bars, la sortie est encore subsonique.

On voit déjà que, pour un tel conduit, il ne sera pas possible d'avoir un écoulement entièrement supersonique si la pression d'entrée est, comme on l'a vu lors de l'énoncé du problème, limitée à 4 ou 5 bars. La présence, alors obligatoire, d'un choc normal diminue encore la pression totale récupérable à la sortie. Ainsi, lorsque $P_0 = 3$ bars, où le choc est entièrement dans le conduit, on aura :

- en se reportant à la fig. 11 (frottement)

- entre l'entrée du conduit cylindrique et la prise pression P_3 :

$$M_0 = 2,25 \text{ (obtenu en extrapolant la courbe } \frac{P_{0c}}{P_0} \text{)}$$

$$\text{donne } \left(\frac{P_0}{P_0^*} \right)_0 = 2,1$$

$$M_3 = 1,9 \text{ donne } \left(\frac{P_0}{P_0^*} \right)_3 = 1,6$$

$$\text{d'où } \frac{P_{03}}{P_{00}} = \frac{1,6}{2,1} = 0,76$$

- entre la prise de pression P_5 et la sortie :

$$M_5 = 0,7 \text{ donne } \left(\frac{P_0}{P_0^*} \right)_5 = 1,1$$

$$M_s = 0,77 \text{ (obtenu en extrapolant la courbe } \frac{P_{0s}}{P_0} \text{)}$$

$$\text{donne } \left(\frac{P_0}{P_0^*} \right)_s = 1,06$$

$$\text{d'où } \frac{P_{0s}}{P_{05}} = \frac{1,06}{1,1} = 0,96$$

Dans la tuyère d'accélération :

$$M_{0 \text{ isentropique}} = 2,46 \text{ donne } \left(\frac{P_0}{P_0^*} \right)_{\text{isent}} = 2,52$$

$$M_{0 \text{ réel}} = 2,25 \text{ donne } \left(\frac{P_0}{P_0^*} \right)_{\text{réel}} = 2,1$$

$$\text{d'où } \frac{P_{0 \text{ réel}}}{P_{0 \text{ isent}}} = \frac{2,1}{2,52} = 0,83$$

- en se reportant à la fig. 14 (choc normal)

$$M_3 = 1,9 \text{ donne } \frac{P_{05}}{P_{03}} = 0,77$$

En supposant que le diffuseur de ralentissement ait la même efficacité que la tuyère d'accélération, on aura, globalement, entre entrée et sortie du convertisseur :

$$\frac{P_{0 \text{ sortie}}}{P_{0 \text{ entrée}}} = 0,83 \times 0,76 \times 0,96 \times 0,77 \times 0,83 = 0,45$$

On ne pourra donc récupérer que $3 \times 0,45 = 1,35$ bar, ce qui est insuffisant pour alimenter la buse de projection.

Par ailleurs, on est en mesure de déterminer le coefficient de frottement entre chaque prise de pression; en fait, on se contentera du coefficient moyen entre les prises extrêmes, en utilisant les valeurs de P/P_0 pour $P_0 = 6$ bars :

$$M_7 = 1,27 \text{ donne } 4 \bar{f} \frac{L_{\max}}{D} \Big|_7 = 0,05$$

$$M_1 = 2,1 \text{ donne } 4 \bar{f} \frac{L_{\max}}{D} \Big|_1 = 0,33$$

$$\text{d'où } 4 \bar{f} \frac{L_{\max}}{D} \Big|_{1-7} = 0,28, \text{ comme } L_{1-7} = x_7 - x_1 = 60 \text{ mm et } D = 3,5 \text{ mm}$$

$$\bar{f}_{1-7} = \frac{3,5 \times 0,28}{4 \times 60} = 4,1 \cdot 10^{-3}$$

On peut remarquer que cette valeur est nettement supérieure à la moyenne citée dans la littérature ($2,5 \cdot 10^{-3}$). Cela peut être attribué au très faible diamètre du conduit qui peut rendre très important l'effet de couche limite; l'étalement du choc, sur 6 à 8 diamètres, vers l'extrémité du conduit laisse aussi supposer un épaississement important de la couche limite.

En utilisant la même extrapolation que précédemment et en supposant que $\bar{f}$ reste constant tout le long du tube, on peut déterminer la longueur maximum du conduit cylindrique (pour le rapport A/A^* utilisé) : $M_0 = 2,25$ donne

$$4 \bar{f} \frac{L_{\max}}{D} = 0,36, \text{ d'où l'on tire } L_{\max} = 77 \text{ mm. Si l'on}$$

compare cette longueur avec la longueur optimum définie précédemment (en prenant pour U au lieu de 350 m/s, la vitesse moyenne entre l'entrée et la sortie qui vaut, d'après la courbe de la fig. 11, $1,35 U^*$, soit 425 m/s) c'est-à-dire $L_{\text{opt}} = 14$ cm, on voit que l'on ne pourra pas à la fois adapter le générateur au récepteur et avoir un écoulement entièrement supersonique.

3-1-2 Ecoulement à pression de sortie variable

Pour la pression disponible maximum à l'entrée du convertisseur, 5 bars, on voit que l'on ne peut guère récupérer plus de 1,5 bar à la sortie sans faire remonter le choc assez loin dans le conduit.

Le calcul de la pression totale récupérable fait précédemment pour 3 bars était donc très optimiste, puisque, avec 5 bars, on récupère sensiblement ce qui était prévu pour 3. La perte dans la tuyère et dans le conduit ayant été déduite des mesures, c'est probablement le diffuseur de ralentissement qui introduit une perte beaucoup plus importante que celle supposée (0,83).

Si l'on rapproche le réseau de courbe obtenu avec celui de la fig. 39 : $I(P_s)$, on comprend très bien la chute rapide du courant pour $P_s > 1,8$ bar.

3-2 Analyse optique de l'écoulement

En plus du banc d'essai, on a utilisé un canal de conversion, à une dimension, correspondant sensiblement au profil retenu : $A/A^* = 1,92$, $L/D_H = 22$, réalisé au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Institut Polytechnique de Grenoble, permettant de visualiser l'écoulement au moyen des méthodes optiques.

3-2-1 Description du canal à une dimension (fig. 51 et 52)

Les deux flancs parallèles du canal sont constitués de deux plaques de verre de bonne qualité optique maintenues par des serre-joints contre deux cales métalliques déterminant le profil longitudinal. Le canal ainsi formé est accolé à une chambre d'alimentation et un dispositif d'obturation permet de faire varier la pression de sortie. Deux prises de pression ont été prévues à l'entrée et à la sortie du conduit pour permettre de déterminer les paramètres de l'écoulement. Accessoirement, une aiguille d'ionisation et une aiguille de collection ont été disposées respectivement à l'entrée et à la sortie du canal de façon à permettre de relier l'évolution du courant transporté à celle de l'écoulement. Deux des parois du conduit étant conductrices, la composante axiale du champ électrique est nulle et aucune conversion n'a lieu. Il n'y a pas de glissement longitudinal des charges, mais la divergence du faisceau sous l'action de la charge d'espace persiste.

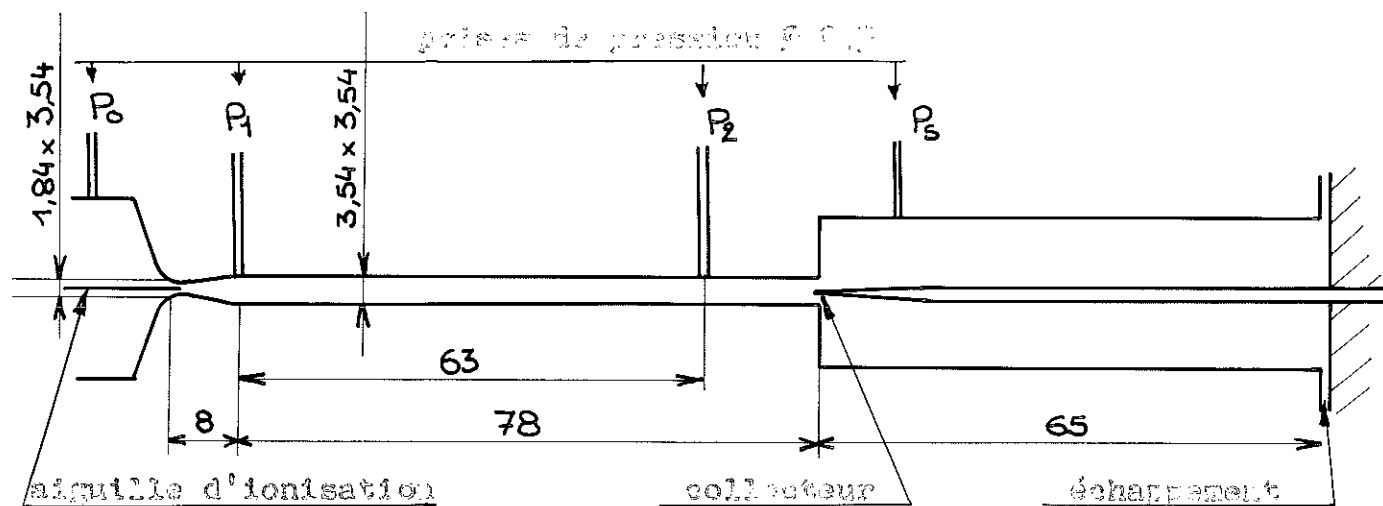


FIG. 51 - TYPE UNIDIRECTIONAL

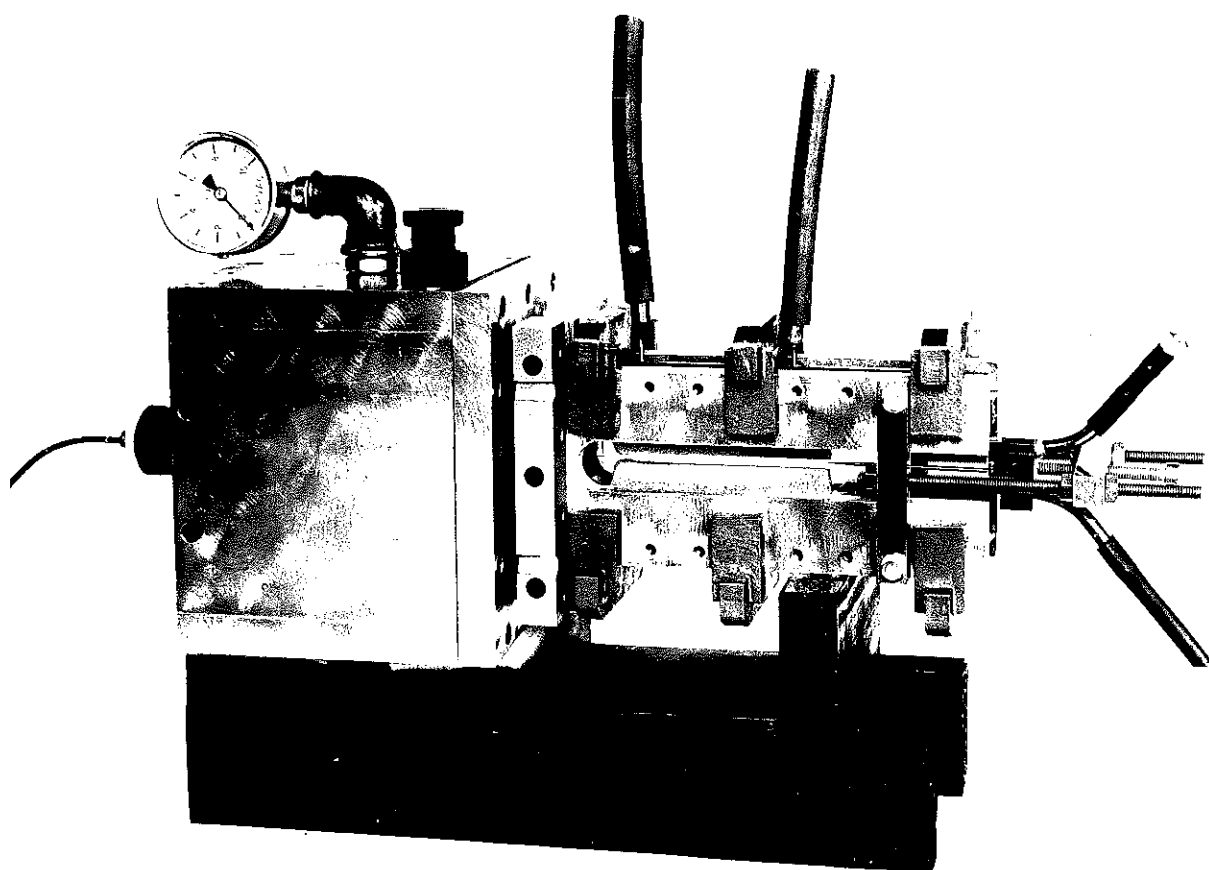


FIG. 52 - VUE D'ENSEMBLE

3-2-2 L'appareillage utilisé : fig. 53

On a utilisé un appareil IMFL à double déviation, un miroir sphérique, placé immédiatement derrière la veine de gaz à analyser réfléchissant les rayons lumineux, à travers cette veine, vers le couteau et l'objectif situés dans le même boîtier que la source lumineuse et le condenseur. La seconde traversée de la veine double la sensibilité, mais diminue la netteté par suite du dédoublement de l'image, ce qui pourrait être gênant par suite des petites dimensions de la tuyère étudiée. On a pu pallier cet inconvénient en ne faisant pas la mise au point de l'objectif sur le miroir, mais sur l'une des deux images (trajet aller ou retour du faisceau). Comme, dans le cas de la fig. 8, les zones claires de l'écran correspondront à des zones à masse volumique décroissantes dans le sens de l'écoulement (selon x).

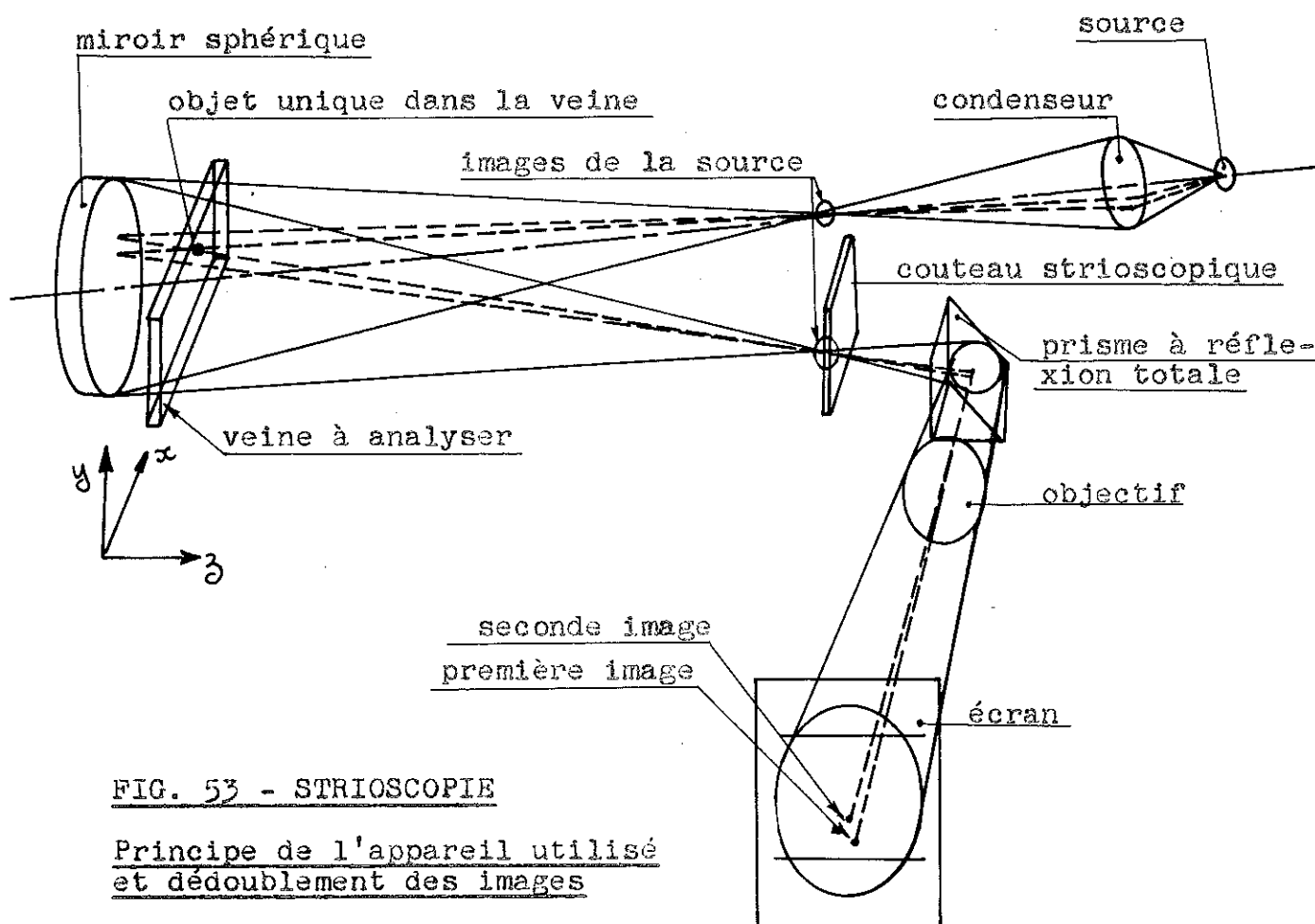


FIG. 53 - STRIOSCOPIE

Principe de l'appareil utilisé
et dédoublement des images

Les prises de vue : elles ont été effectuées sur des plans films format 9x12 cm et de sensibilité 40 ASA placés directement sur le boîtier du stioscope, à la place du verre dépoli, en utilisant l'objectif et l'obturateur incorporés. Pour la lampe à arc de 100 W placée dans l'appareil, la durée d'exposition a été de 1/25 de seconde.

3-2-3 Fonctionnement et analyse des résultats

L'alimentation étant faite à l'aide du dispositif doseur déjà utilisé et fournissant de l'air contenant environ 3% en masse de vapeur d'eau, on a noté l'évolution du débit, du courant de court-circuit, pour un courant d'excitation constant, des pressions P_1 et P_2 à l'entrée et près de la sortie du conduit, dans les deux cas suivants :

- sortie à l'air libre : $P_s \neq 1$ bar et pression d'entrée P_0 variable : fig. 54
- pression d'entrée constante : $P_0 = 5$ bars et pression de sortie P_s variable : fig. 55

Un examen et des prises de vue strioscopique de l'écoulement ont été faits simultanément.

Dans les deux cas, on a porté sur un même graphique l'évolution de toutes les fonctions et porté les prises de vue correspondant aux points particuliers de la variable directement en regard de ces derniers.

3-2-3-1 Écoulement à pression d'entrée variable : fig. 54

Vue n° 1 : pas d'écoulement. On peut juger le réglage du stioscope, en particulier l'uniformité de l'éclairement.

Vue n° 2 : le débit devient proportionnel à la pression : écoulement sonique à la gorge de la tuyère. Le coefficient de débit masse vaut :

$$C_m = \frac{G_m \text{ réel}}{G_m \text{ isent.}} = \frac{6,45}{6,85} = 0,94$$

apparition de chocs au début du divergent. L'écoulement est encore quasi totalement subsonique. Le courant est quasi nul.

Vue n° 3 : l'écoulement est supersonique dans presque tout le divergent : présence d'ondes de Mach : plusieurs chocs de recompression indiquent la transition super-subsonique à l'entrée du canal, l'écoulement est encore subsonique dans tout le canal. Naissance du courant.

Vue n° 4 : les ondes de Mach s'étendent sur une partie du canal suivies d'une série de chocs de recompression. Ces chocs obliques et normaux, provoquent un décollement de la couche limite déjà perceptible. La pression réduite à la fin divergent : $P_1/P_0 = 0,147$ s'est approchée de la valeur correspondant à un écoulement isentropique 0,100, mais on voit cependant que les perturbations (chocs obliques, couche limite, ...) diminuent l'efficacité de la tuyère. La pression réduite à la sortie du canal est, elle, nettement supérieure $P_2/P_0 = 0,36$, ce qui indique des frottements importants. Le courant croît lentement.

Vue n° 5 : la moitié du canal est en régime supersonique. Le coefficient de débit masse vaut maintenant :

$$C_m = \frac{20,6}{21,4} = 0,97$$

Le courant croît rapidement. On peut estimer le nombre de Mach dans la région supersonique à partir de l'angle des ondes de Mach : $\sin \varphi_M = 1/M$ d'où $M \approx 1,79$.

On peut également déduire le nombre de Mach de la mesure de pression à l'entrée du conduit :

$$\frac{P_1}{P_0} \cdot \frac{A_1}{A^*} \cdot \frac{1}{C_m} = 0,141 \cdot \frac{3,54}{1,84} \cdot \frac{1}{0,97} = 0,279$$

Sur la courbe $\left(\frac{A}{A^*} \cdot \frac{P}{P_0}\right)_M$ de l'écoulement isentropique, on lit : $M = 1,64$. Il y a une petite divergence avec le nombre de Mach mesuré : 1,79 sur la photo; il faut cependant remarquer qu'à ce nombre de Mach correspond un facteur

$$\frac{A}{A^*} \cdot \frac{P}{P_0} = 0,250 \text{ et que la différence peut correspondre à une erreur de } 5\% \text{ sur } \frac{A}{A^*} \text{ et } \frac{P}{P_0}, \text{ ce}$$

qui n'est pas impossible. On notera encore qu'au rapport $\frac{A}{A^*} = 1,92$, les expressions de l'écoulement isentropique feraient correspondre

$$\left(\frac{P_1}{P_0}\right)_{\text{isent}} = 0,10 \text{ et } M_{\text{isent}} = 2,15. \text{ Même dans la tuyère, l'écoulement semble assez loin d'être isentropique.}$$

Vues n° 6 et 7 : la transition est repoussée à l'extrémité du canal. P_2 devenant très supérieur à P_5 , on voit nettement la zone d'expansion du jet à l'air libre. Par ailleurs, des perturbations, semblables à des ondes de choc, prennent naissance à la gorge de la tuyère, semblant coïncider avec une légère diminution de l'efficacité de la buse : P_1/P_0 croît sensiblement.

3-2-3-2 Ecoulement à pression de sortie variable : fig.55

Vue n° 1 : condition d'écoulement et courant analogues à ceux de la vue n° 6 de la précédente série.

Vue n° 2 : la zone de recompression est remontée au premier tiers du canal. La perturbation dans l'écoulement n'a pas encore atteint l'entrée du canal cylindrique (P_1/P_0 n'a pas varié), mais la sortie est déjà perturbée (P_2/P_0 commence à croître). Le courant a déjà diminué de 20%. La configuration de l'écoulement s'approche de celle de la vue n° 4 de la précédente série; cependant le débit et la pression sont beaucoup plus importants (près de 2 fois) et par suite le courant (près de 20 fois).

Vue n° 3 : la perturbation atteint l'entrée du canal cylindrique (P_1/P_0 croît). Le courant a diminué de 85%. La configuration de l'écoulement tend vers celle de la vue n° 3 de la précédente série. Comme précédemment, les différences de pression et de débit justifient en partie la différence des courants.

Vue n° 4 : la zone de recompression commence nettement dans le divergent. Le courant a presque disparu. La configuration de l'écoulement est voisine de celle de la vue n° 3 de la précédente série et le courant aussi faible malgré les différences de pression et de débit.

Vue n° 5 : il n'existe plus qu'une infime zone supersonique (le débit masse n'a pas varié) et le courant a disparu. Analogie avec la vue n° 2 de la précédente série.

La zone de transition ne dépassant pas la prise de pression P_2 , on ne peut calculer qu'un coefficient apparent de frottement.

Pour $P_0 = 6$ bars, $\frac{P_2}{P_0} = 0,27$ donne $M_2 \neq 1$ (le choc est dans le canal) et $4\bar{f} \frac{L_{max}}{D} = 0$

On a déjà déterminé $M_1 = 1,64$ qui donne

$4\bar{f} \frac{L_{max}}{D} = 0,19$. Avec $L_{2-1} = 63$ mm et $D = 3,54$ mm il vient $\bar{f} = \frac{0,19 \times 3,54}{4 \times 63} = 2,7 \cdot 10^{-3}$

Le bon état de surface du conduit dont deux parois sont en verre et les deux autres en métal poli, a ramené le coefficient de frottement à une valeur très normale, surtout si l'on tient compte de la présence du choc. On explique ainsi qu'une pression de refoulement de 2 bars ne provoque qu'une baisse de 20% du courant.

En incorporant, comme précédemment, le choc dans les frottements, on peut calculer la pression théoriquement récupérable :

Pour l'ensemble du conduit et pour $P_0 = 5$ bars :

$$M_1(\text{isent}) = 2,15 \text{ donne } \frac{P_0}{P_x}(\text{entrée}) = 1,92$$

$$\text{Comme } M_2 \neq 1, \frac{P_0}{P_x}(\text{sortie}) \neq 1$$

$$\text{d'où } P_0 \text{ sortie} = 5 \cdot \frac{1}{1,92} = 2,6 \text{ bars}$$

De même que dans le conduit cylindrique la pression réellement récupérable sans perturber l'écoulement est très inférieure à celle prévue théoriquement, la différence est tout de même un peu plus faible.

3-2-3-3 Conclusion

Le critère de fonctionnement déduit précédemment des mesures de pression est retrouvé ici : c'est bien le régime d'écoulement dans le divergent et l'entrée du canal cylindrique qui est primordial. A pression d'entrée constante, tant que l'écoulement reste supersonique dans cette région, le courant diminue peu. (Cette conclusion n'est toutefois valable que pour le canal cylindrique et long étudié ici.) A pression d'entrée croissante, dès que la zone de recompression les a dépassés, le courant croît très rapidement avec le débit masse (et la pression d'entrée). On pourrait expliquer cela par la nécessité d'un abaissement important de la température pour la condensation de la vapeur d'eau sur les ions.

Des perturbations importantes dans le canal cylindrique (chocs obliques et chocs normaux) ne semblent pas affecter sensiblement le courant, ce qui tendrait à confirmer l'expression précédente selon laquelle I_{cc}/G_m ne dépendrait pas de la vitesse.

Les frottements très importants sur tout le trajet de l'écoulement compromettent très sérieusement le fonctionnement du convertisseur tout au moins dans les limites de pression fixées par les données du problème.

On comprend le maximum de la courbe fig. 33

- lorsque M_0 à l'entrée est faible, les frottements ne permettent pas un écoulement supersonique sur une longueur suffisante.
- lorsque M_0 à l'entrée est grand, la pression dans le conduit est trop inférieure à la pression de refoulement; il s'établit un choc de transition dans le conduit et l'écoulement supersonique est également raccourci.

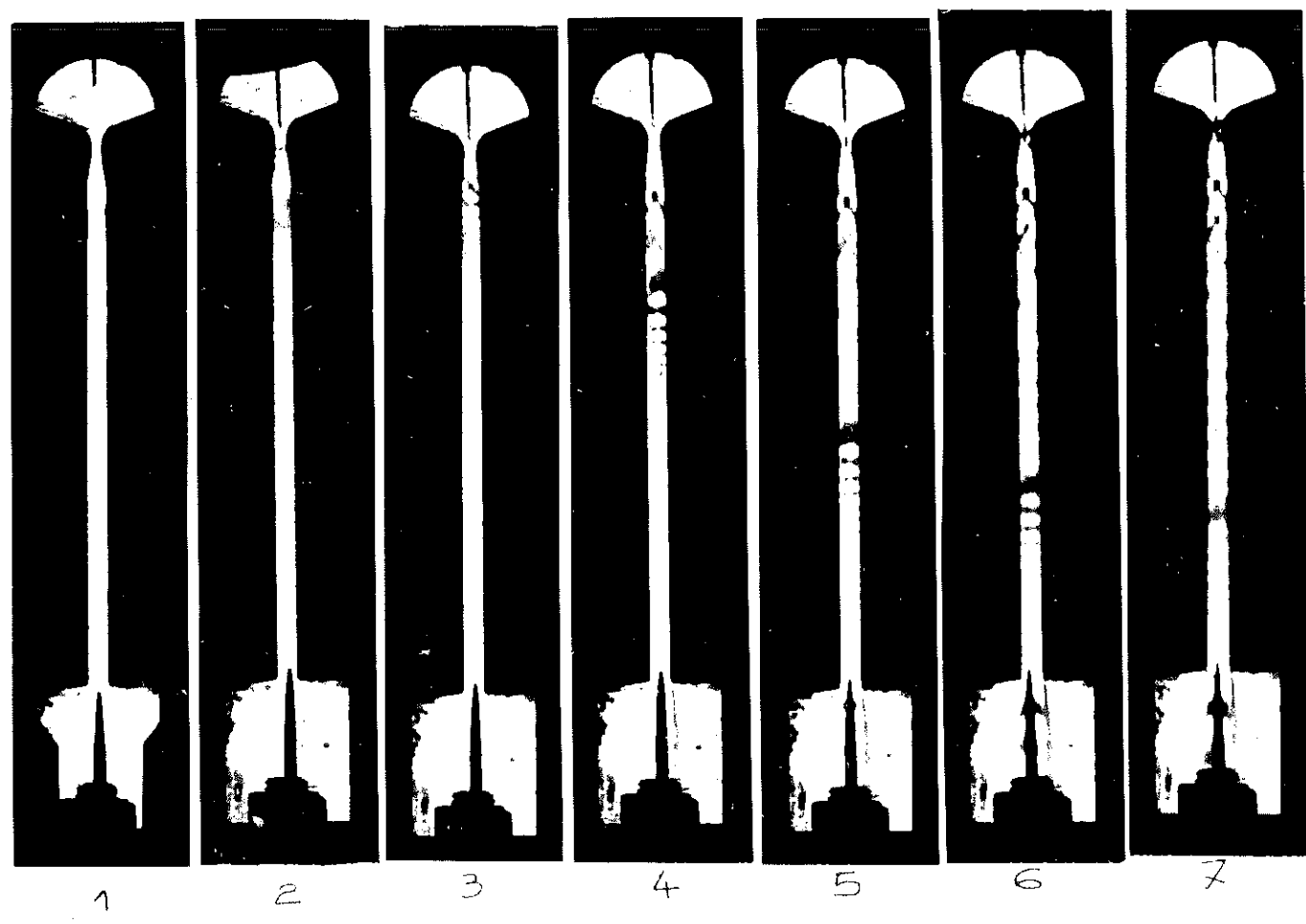
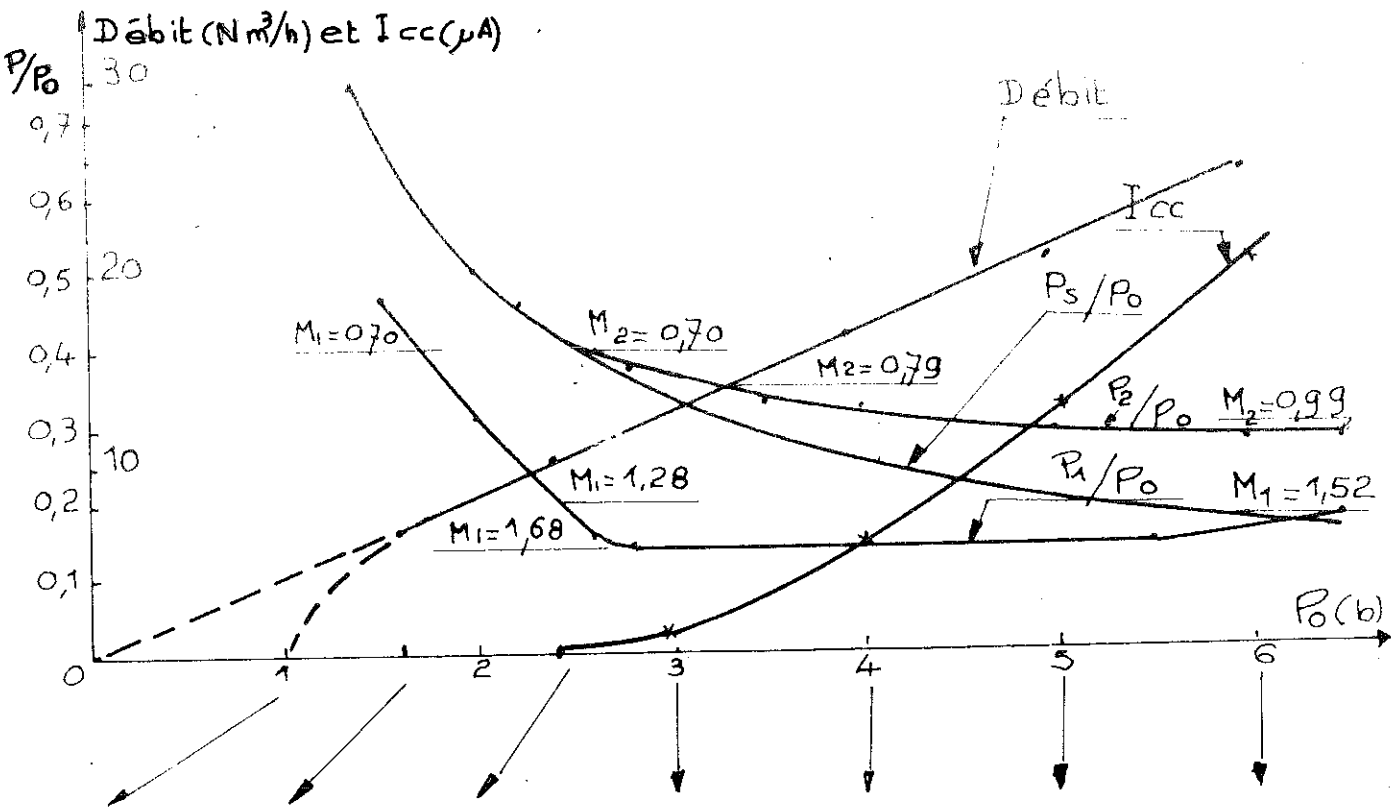


FIG 54 - ECOULEMENT A PRESSION D'ENTREE VARIABLE

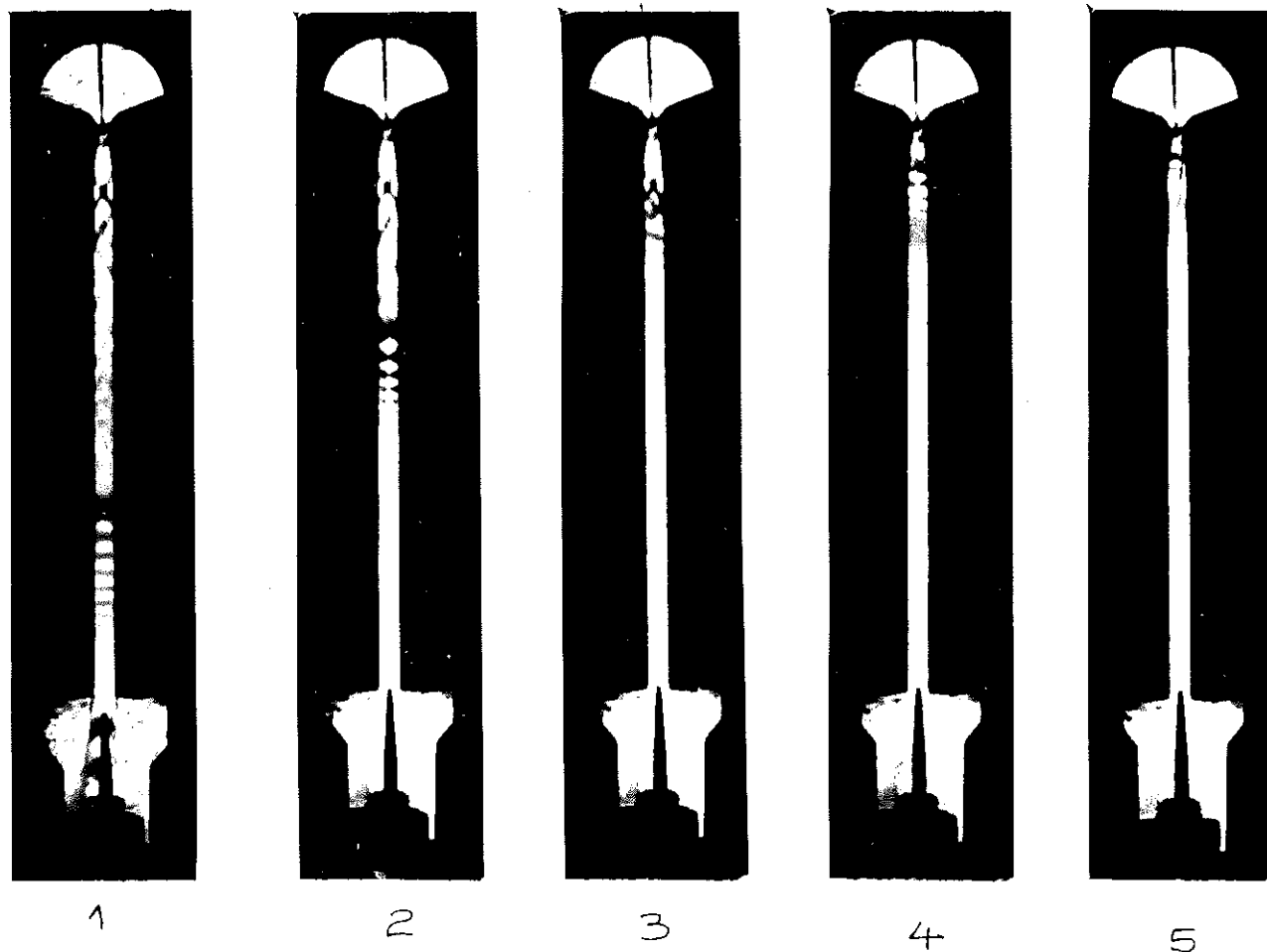
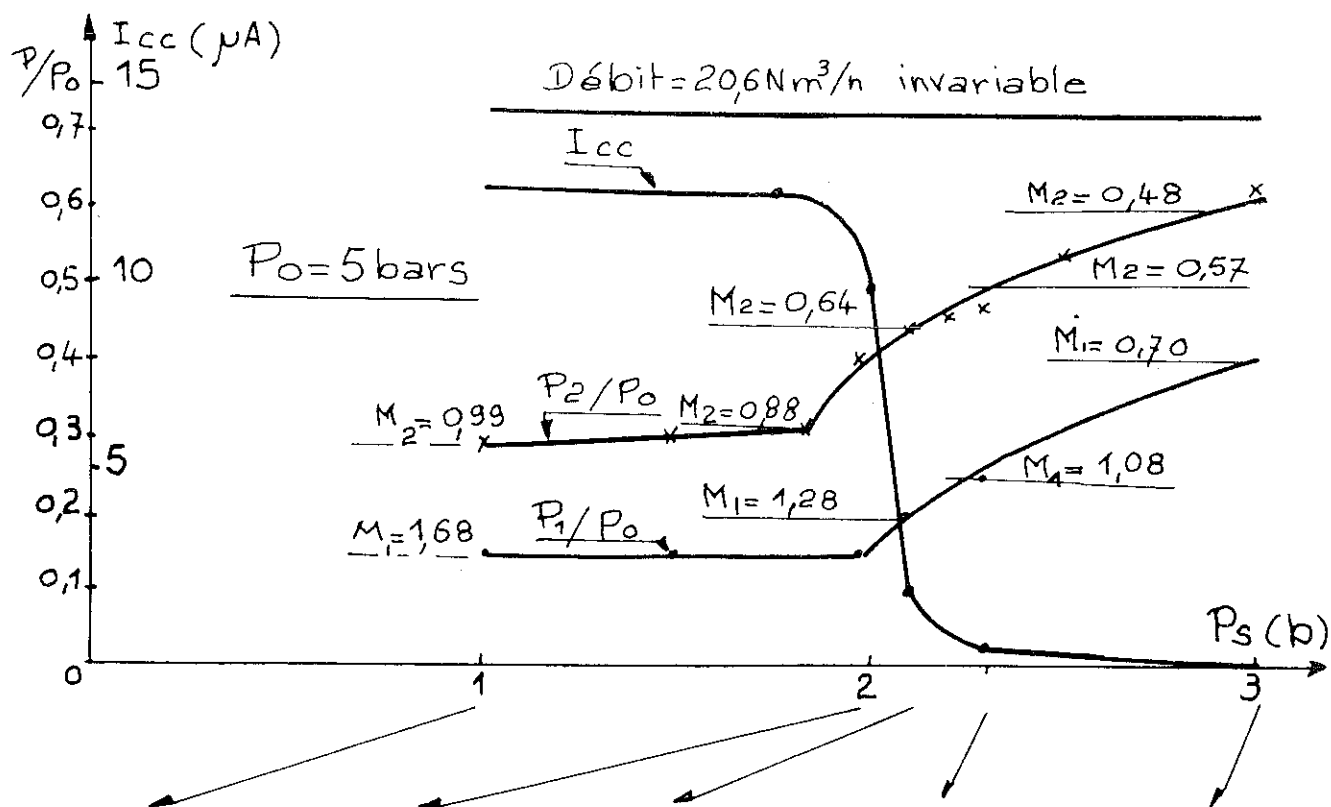


FIG. 55 - ÉCOULEMENT À PRESSION DE SORTIE VARIABLE

CHAPITRE IX - Etude du profil du canal

L'étude théorique de l'influence des frottements sur l'écoulement avait laissé prévoir qu'il serait difficile d'avoir un écoulement entièrement supersonique sur une longueur voisine de l'optimum et de récupérer suffisamment de pression à la sortie pour alimenter normalement la buse de projection. L'analyse de l'écoulement réel montre que, les frottements étant plus importants que prévu et le ralentissement étant loin d'être isentropique, il était impossible d'obtenir, compte tenu des limites de pression d'entrée et de sortie imposées, un écoulement sans choc normal dans un conduit cylindrique.

On pourrait cependant maintenir la vitesse constante dans le canal (donc éviter le choc normal si cette vitesse est supersonique) en compensant les frottements : on a vu, en effet que, dans un écoulement à nombre de Reynolds élevé, les effets des frottements étaient localisés près de la paroi et que l'on pouvait décomposer artificiellement la veine en deux régions : le coeur, siège d'un écoulement isentropique et une couche limite, dont on pourrait représenter l'effet par un déplacement de la paroi vers l'intérieur d'une certaine distance variable selon l'abscisse. Il vient automatiquement à l'idée la méthode employée dans la prévision des souffleries expérimentales : ajouter cette épaisseur de déplacement au rayon du conduit. On pourrait essayer de calculer l'épaisseur de cette couche à partir de la formule de Blasius : $\gamma_d \approx 1,7 \sqrt{\eta x / m U}$. Cependant, cette expression, valable pour une couche laminaire sur une plaque mince, ne peut être appliquée à l'entrée d'un conduit que lorsque l'écoulement pénètre sans turbulence importante (17). Or, l'analyse strioscopique a montré l'existence d'une couche très perturbée, sans doute turbulente, par suite de chocs obliques apparus à l'entrée du canal. On préférera donc une détermination expérimentale.

1) Détermination expérimentale d'un profil à vitesse constante

Lors de l'étude théorique de l'écoulement réel dans un conduit cylindrique, on a vu que l'équation dynamique pouvait s'écrire :

$$\frac{dP}{P} + \frac{\gamma M^2}{2} 4 \bar{f} \frac{dx}{D} + \frac{\gamma M^2}{2} \frac{dU^2}{U^2} = 0$$

Si l'on impose une vitesse constante, le dernier terme sera nul ; de plus, l'écoulement étant adiabatique, la température sera constante (donc la vitesse du son, et donc le nombre de Mach). La température étant constante, la continuité et l'équation du gaz parfait conduisent à :

$$\frac{dP}{P} = - \frac{dA}{A}$$

et finalement : $\frac{dA}{A} = \frac{\gamma M^2}{2} 4 \bar{f} \frac{dx}{D}$

soit pour un conduit circulaire $\left(\frac{dA}{A} = 2 \frac{dR}{R} \right)$:

$$\frac{dR}{dx} = \frac{\gamma M^2 \bar{f}}{2} \quad \text{et : } D_x = D_0 + \gamma M^2 \bar{f} x$$

On a mesuré précédemment $\bar{f}$ pour M variant entre 2,1 et 1,27 : $4,1 \cdot 10^{-2}$ pour le troisième tube cylindrique essayé. Par ailleurs, la vitesse étant constante, il n'est plus nécessaire de prévoir un nombre de Mach aussi grand à l'entrée, qui conduisait à une pression très basse tout le long du canal.

En prenant, par exemple, $M = 1,3$, on aurait :

$$D_L = D_0 + 1,4 \cdot 1,69 \cdot 4,1 \cdot 10^{-3} \cdot 8 \cdot 10^2 \neq D_0 + 0,77 \text{ mm}$$

Cette divergence ayant été calculée à partir d'un coefficient de frottement correspondant à un nombre de Mach plus grand et des chocs obliques importants (qui diminueront probablement avec le nombre de Mach), il sera nécessaire de vérifier expérimentalement la constance de la vitesse déduite de $\frac{dP}{P} = -\frac{dA}{A}$, c'est-à-dire

$$A \cdot P = \text{cte}$$

1-1 Récupération de pression

En prenant $D_0 = 2,35$ mm à l'entrée du canal, le diamètre de sortie D_L sera : $2,35 + 0,77 = 3,12$ mm et l'on aurait :

$$\frac{P_L}{P_0} = \frac{A_0}{A_L} = \left(\frac{D_0}{D_L}\right)^2 = \left(\frac{2,35}{3,12}\right)^2 \neq 0,56$$

Pour une pression d'entrée de 5 bars, on devrait pouvoir récupérer, si l'accélération et le ralentissement étaient isentropiques, $P_L = 0,56 \cdot P_0 = 2,8$ bars, ce qui serait très satisfaisant. Cependant, on a vu qu'il n'en était rien et que l'on n'en récupérerait qu'une fraction, à peine supérieure à la pression dans le canal juste avant la sortie. Pour $M_0 = 1,3$, on aurait $P/P_0 = 0,36$ et cette dernière vaudrait : $P_L = 5 \times 0,36 \times 0,56 \neq 1$ bar. C'est donc finalement l'efficacité des sections d'accélération et de ralentissement qui décideront de la validité de la solution.

2) Conduit à écoulement mixte

On peut voir sur les figures représentant l'influence de la position du choc normal sur le fonctionnement du convertisseur (fig. 49-50 et 54-55) que, tant que ce choc n'est pas en amont du premier quart ou du premier tiers du canal, son influence est faible et l'on a déjà conclu qu'un critère important de fonctionnement était une portion d'écoulement supersonique (peut-être nécessaire à la condensation de la vapeur d'eau). On peut remarquer, par ailleurs, sur les fig. 50 et 55 que, à pression de sortie variable, le courant ne baisse rapidement que lorsqu'il apparaît, en aval du choc, une zone dans laquelle le nombre de Mach tombe aux alentours de 0,65. De la même manière, on peut remarquer sur les fig. 49 et 54 qu'à pression d'entrée variable, la croissance du courant n'est rapide que lorsque le nombre de Mach dépasse en tout point 0,80 environ. On pourrait attribuer ces limitations à la réévaporation des gouttelettes d'eau dans la zone subsonique.

De ces deux remarques, on peut déduire qu'un canal dans lequel le nombre de Mach est supérieur à 1 sur le tiers ou le quart amont et ne descend pas au-dessous de 0,7 à 0,8 en aval pourrait donner satisfaction. Les pertes par frottements étant proportionnelles

à $M^2 \bar{f}$ (puisque $\frac{dP}{P} = -\frac{dA}{A} = -\frac{\gamma M^2}{2} 4 \bar{f} \frac{dx}{D}$), si $\bar{f}$ ne croît pas trop lorsque M diminue ($\bar{f}$ devrait être en $1/M$ puisqu'il vaut $\frac{\eta du/dy}{\frac{1}{2} \rho U^2}$), un tel écoulement devrait permettre de récupérer un peu plus de pression.

On a déterminé expérimentalement ce coefficient de frottement en établissant un écoulement subsonique dans un conduit cylindrique alimenté par une tuyère convergente et en relevant la baisse de pression statique le long du conduit. On a d'abord fait croître la pression d'alimentation jusqu'à ce que le débit lui soit proportionnel, cela indiquant la présence d'un écoulement sonique à la sortie du canal, puis on a mesuré $\frac{P_x}{P_L} = \frac{P_x}{P_L}$, qui nous a permis à l'aide de la fig. 11 de déterminer $4 \bar{f} \frac{L_{max}}{D}$ et M_x et, connaissant $L-x$ et D : $\bar{f}_{L,x}$

On a mesuré $P_x = 2,6$, $P_L = 1,70$, qui donne $M_x \approx 0,67$ et pour $L-x = 38$ mm et $D = 2,9$, $\bar{f}_{M \approx 0,67} = 5.10^{-3}$.

Dans la mesure où ce coefficient reste valable pour un nombre de Mach moyen de 0,8, le terme $M^2 \bar{f}$ vaudrait $5.10^{-3} \cdot 0,64 = 3,2.10^{-3}$ alors qu'il valait $4,1.10^{-3} \cdot 1,69 = 6,9.10^{-3}$ pour l'écoulement entièrement supersonique. Ajoutons que le ralentissement final à la sortie du convertisseur devrait également se rapprocher de l'idéal isentropique, puisque la vitesse serait déjà très affaiblie.

Alors que le profil à vitesse constante était évident, la prévision de celui à écoulement mixte est plus délicate. Schématiquement, il pourrait se composer d'une partie cylindrique dans laquelle le nombre de Mach, supérieur à 1 à l'entrée décroîtrait pour atteindre 1 à l'extrémité suivie d'une partie divergente, dans laquelle le nombre de Mach décroîtrait de 1 à 0,6 ou 0,7. C'est la pression au point de raccordement qui devrait être suffisante pour interdire l'établissement d'un régime supersonique dans le divergent. La pente du divergent subsonique devrait pouvoir être calculée comme précédemment : en effet, l'équation dynamique peut être encore intégrée pour $\frac{2}{\gamma f} \frac{dA}{2\pi R x} = c t$. Toutefois, comme le coefficient de frottement varie avec la vitesse, il serait plus raisonnable de déterminer la pente optimum expérimentalement.

Un tel profil peut sembler séduisant, car il supprime tout choc normal et doit permettre la récupération maximum. Cependant, on a déjà vu que le coefficient de frottement pouvait varier d'un canal à l'autre et la partie cylindrique (déterminée à partir de $4 \bar{f} \frac{L_{max}}{D}$)_{entrée}) pourrait se trouver soit trop longue, soit trop courte, ce qui entraînerait la présence d'un choc normal. Par ailleurs, même dans le cas où cette longueur cylindrique est bien adaptée au nombre de Mach à l'entrée et au coefficient de frottement moyen, si les pressions aval et amont ne sont pas équilibrées au point de raccordement, il se produira un choc léger et en amont, si la pression aval est trop importante, fort et en aval, si elle est trop faible. La pression aval n'étant pas forcément proportionnelle au débit, l'équilibre des pressions

ne pourra se faire que pour une seule pression d'entrée (la présence du col sonique entraînant la proportionnalité du débit).

On a réalisé trois séries de trois conduits différents soit par la longueur de la partie cylindrique, soit par l'angle du divergent. Les expériences effectuées avec ces conduits ont effectivement montré que chacun ne donnait de fonctionnement satisfaisant (choc faible) que pour des conditions de pression d'entrée et de sortie déterminées.

Un raisonnement très élémentaire indique cependant un moyen pour surmonter ces difficultés. On a vu, en effet, que le terme $M^2 \bar{f}$ qui définit la divergence d'un canal à vitesse constante est plus important en régime supersonique qu'en régime subsonique; il devrait donc être possible de choisir un angle tel qu'un écoulement soit ralenti, qu'il soit supersonique ou subsonique. Il faut tout de même bien voir qu'un tel raisonnement conduirait à prendre pour angle : $\arctg \sqrt{\bar{f}_1/2}$, $\bar{f}_1$ étant le coefficient de frottement pour $M = 1$ et qu'alors, à partir de chaque extrémité, le nombre de Mach tendrait asymptotiquement vers l'unité, la région transonique ayant une longueur infinie, ce qui est, bien sûr, impossible. Cependant, on peut espérer que, les vitesses tendant vers la célérité du son dans la zone de transition, le choc normal y sera assez faible, quelle que soit sa position.

Ici, encore, tous les paramètres de l'écoulement variant le long du canal, ainsi que le coefficient de frottement, la pente du divergent optimum sera déterminée expérimentalement. On pourra choisir un nombre de Mach réel à l'entrée assez faible, tout juste supérieur à 1 et, en première approximation, un angle tel que, toute considération de pression mise à part, Mach 1 soit atteint vers le premier tiers de la longueur.

En prenant, faute de mieux, les valeurs déterminées précédemment ($\bar{f} = 4,1 \cdot 10^{-3}$ pour $M = 1,3$ et $\bar{f} = 5 \cdot 10^{-3}$ pour $M = 0,8$), on voit que l'angle au sommet devra être tel que : $2dR/dx$ soit compris entre $(3,2 \text{ et } 6,9) \cdot 10^{-3}$, c'est-à-dire que $4,5 \cdot 10^{-3} < \frac{dD}{dx} < 9,7 \cdot 10^{-3}$ et pour $L = 80 \text{ mm}$: $0,36 < \Delta D_{\text{mm}} < 0,77$.

Remarquons qu'il faudrait vérifier qu'avec ce profil la longueur de 80 mm, choisie pour un canal cylindrique, reste valable.

On a donc réalisé, par moulage de résine thermodurcissable sur des mandrins coniques, des conduits tronconiques à des pentes différentes, sensiblement comprises entre les deux valeurs précédemment calculées. On a ainsi obtenu trois conduits de diamètre d'entrée 2,35 mm et de diamètre de sortie : 2,66 - 2,87 - 3,25 respectivement.

2-1 Calcul de la tuyère d'alimentation

On a vu que les tuyères étaient loin de donner le nombre de Mach prévu pour un écoulement isentropique : $M_0 = 1,25$ au lieu de 2,46 pour la tuyère de révolution et 1,64 au lieu de 2,12 pour celle à une dimension. On a donc calculé la tuyère pour fournir un nombre de Mach de 1,6 au lieu de 1,3, c'est-à-dire que l'on a pris $A/A^* \# 1,27$ donnant $D^* \# 2,10 \text{ mm}$ pour $D_0 = 2,35 \text{ mm}$.

Dans le but de diminuer l'intensité des chocs obliques, on a réduit la pente du divergent à 2%, correspondant à un demi-angle au sommet de $1^{\circ}20'$. Le convergent a été choisi symétrique du divergent. Etant donné les hypothèses faites sur l'efficacité de la tuyère et sur les coefficients de frottement, on a ici réalisé cinq tuyères, de diamètre à la gorge s'étalant de dixième en dixième, de 1,8 à 2,2 mm.

2-2 Essais

On a d'abord relevé les performances, courants de court-circuit et sur la résistance du récepteur, sortie à l'air libre, de chacun des trois conduits alimentés par l'une des cinq tuyères ($D^* = 2$ mm), puis on a percé, dans chacun d'eux, quatre prises de pression (pour $\varnothing = 6-28-52-74$ mm) et on a vérifié, après mise en place des sondes, que les performances n'avaient pas été trop perturbées (variation maximum enregistrée : 7%).

On a ensuite établi, pour chacun des quinze montages possibles et une pression d'entrée de 5 bars, la pression de sortie, faisant baisser de $1 \mu A$ le courant sur la résistance du récepteur et on l'a considérée comme le maximum. Dans ces conditions, on a déterminé les nombres de Mach au droit de chacune des prises de pression.

La fig. 56 résume, pour chacun de ces montages :

- M_{0th} nombre de Mach théorique à l'entrée
- G_v débit en Nm^3/h sous une pression d'entrée de 5 bars
- M_x nombre de Mach mesuré en face de chaque prise de pression
- P_s pression de sortie maximum, en bars
- I_{cc} courant de court-circuit en μA
- I_{ZE} courant sur la résistance du récepteur ($\# 36 \Omega$) en μA .

2-3 Constatations

2-3-1 Sur l'écoulement lui-même

Il a assez bien l'allure prévue : la vitesse décroît toujours dans le sens de l'écoulement.

- pour $D^* = 2$ mm, $D_o = 2,35$ et $D_L = 2,87$, on a $M \# 1,3$ à l'entrée, $M \# 1$ vers le milieu (au lieu du tiers) et $M \# 0,7$ à la sortie.
- une dilatation $\Delta D = 0,31$ (au lieu de 0,36) donne un écoulement subsonique à $M \# 0,8$ constant.

A pression d'entrée constante, la pression maximum récupérable à la sortie croît quand le nombre de Mach à l'entrée décroît (frottement et choc normal plus faibles). Elle décroît quand la divergence du canal croît.

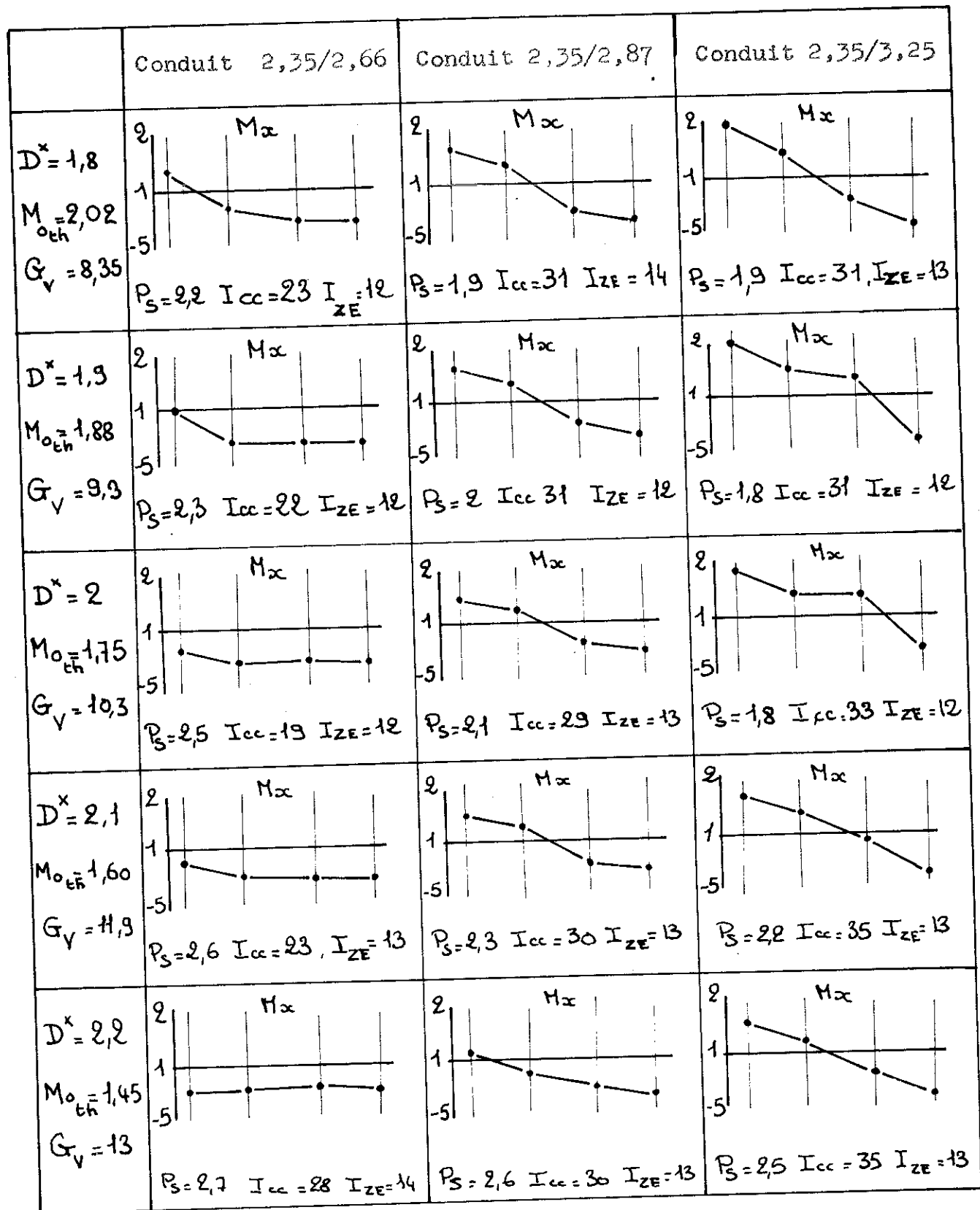


FIG. 56 - INFLUENCE DU PROFIL DU CANAL $P_0 = 5$ bars

2-3-2 Sur les performances

Il n'est pas nécessaire d'établir un écoulement supersonique sur $1/3$ ou $1/4$ du canal (cela est normal, puisque la condensation se fait, dans la tuyère juste en aval de la gorge), mais le nombre de Mach ne doit jamais descendre en-dessous de 0,75 pour l'avant-dernière sonde et 0,5 pour la dernière (une réévaporation des particules y étant moins gênante, étant donné la proximité du collecteur).

- Le courant de court-circuit croît un peu avec le débit et avec la vitesse à l'entrée. Il croît avec la divergence du canal.
- Le courant dans la résistance du récepteur est pratiquement constant dans les 15 cas considérés (compte tenu des fluctuations et des dispersions).
- Si l'on compare les résultats obtenus avec la tuyère $D^* = 2,2$ mm avec ceux de la fig. 39 (même D^* , mais $D = c_t = 3,5$ mm), on voit que la puissance utile est un peu supérieure ($> 0,5$ W) et la pression de sortie récupérable beaucoup plus importante : 2,5 à 2,7 bars au lieu de 1,3 à 1,5. Elle est maintenant largement suffisante pour alimenter correctement la buse de projection (une tuyère $D^* = 1,8$ ou 1,9, pour laquelle le débit est réduit de 30% conviendrait encore).
- Pour les conduits à vitesse quasi constante ($M \neq 0,8$), l'adaptation est pratiquement réalisée : $I_{ZE} \neq I_{CC}/2$ (la résistance d'adaptation diminuant quand la divergence du canal et la vitesse moyenne augmentent : $I_{ZE} < I_{CC}/2$)
- La puissance utile est encore un peu faible : 0,5 W au lieu de 0,75 demandés.
- Les instabilités constatées avec la tuyère $D^* = 2,2$ n'affectant pas l'écoulement, mais seulement les performances, elles sont plutôt à attribuer à un défaut de condensation (M_0 théorique est le plus faible).

A partir du montage utilisé précédemment pour l'examen strioscopique, on a réalisé deux nouveaux profils, l'un correspondant sensiblement au montage : tuyère $D^* = 1,8$ canal 2,35/2,66 : $M_{0th} = 2$ (fig. 57a), l'autre au montage tuyère $D^* = 2,1$ - canal 2,35/2,66 : $M_{0th} = 1,6$ (fig. 57b), compte tenu des différences de coefficient de frottement déjà constatées entre le canal de révolution et le canal à une dimension.

On retrouve assez bien les mêmes écoulements et les mêmes performances; dans les deux cas, la pression de sortie était celle qui provoque une baisse de 1 à 2 μA du courant de court-circuit (canal conducteur).

Il est ainsi bien démontré qu'une portion d'écoulement supersonique limitée à la zone de création des porteurs

(dans la tuyère) est suffisante. On peut donc se dispenser de mesures nécessaires pour éviter la variation de M_{th} par rapport à M .
 $M > 0,6$ à $0,9$. L'écoulement est mixte.

 $P_0 = 5b$

 $I_{cc} = 17 \mu A$
 $P_5 = 2,3 b$

$$A/A^* = 1,28$$

$$M = 1,48$$

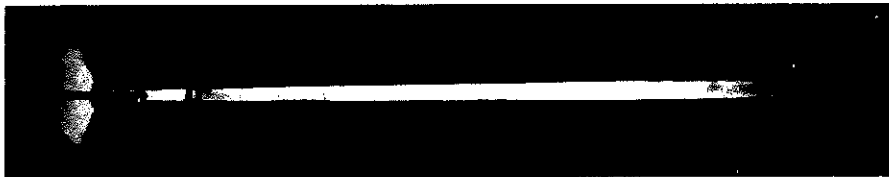
$$A/A^* = 1,49$$

$$M = 0,80$$

$$A/A^* = 1,70$$

$$M = 0,70$$

FIG. 57a - ECOULEMENT MIXTE

 $P_0 = 5b$

 $I_{cc} = 17 \mu A$
 $P_5 = 2,6 b$

$$A/A^* = 1,12$$

$$M = 0,93$$

$$A/A^* = 1,30$$

$$M = 0,76$$

$$A/A^* = 1,48$$

$$M = 0,68$$

FIG. 57b - ECOULEMENT SUBSONIQUE

2-2-2 Influence de M_{th} à débit constant

La méthode précédente, à pression d'entrée P_0 constante, a permis une étude aisée de l'écoulement. Cependant, une analyse à débit constant est nécessaire pour déterminer les dimensions optimales du canal et de la tuyère correspondant à une opération de pulvérisation donnée (donc à un débit donné). Pour cela, on pourra, d'une part, conserver la même tuyère et faire varier le nombre de Mach théorique M_{th} à l'entrée en changeant le diamètre du canal, la pression d'entrée P_0 étant constante, d'autre part, conserver le même canal et faire varier M_{th} en changeant à la fois le diamètre D^* de la tuyère et la pression d'entrée P_0 pour maintenir le débit constant.

2-2-2-1 Variation de M_{th} par changement du canal

L'influence de la variation du diamètre du canal sur l'écoulement, on s'est contentée de l'étudier expérimentalement, celle de l'écoulement théorique.

ΔD est la variation du diamètre du canal, D^* le diamètre de la tuyère, P_0 la pression d'entrée, P_5 la pression à l'issue du canal, M_{th} le nombre de Mach théorique à l'entrée, M_5 le nombre de Mach à l'issue du canal, A/A^* le rapport des surfaces.

On a comparé les performances obtenues avec ce nouveau canal et son homologue plus petit (2,35-2,66), pour deux tuyères différentes : $D^* = 2$ mm et $D^* = 2,2$ mm, la pression d'entrée étant constante : $P_0 = 5$ bars.

Tuyère →	$D^* = 2$ mm ($G_v = 10,3$ Nm ³ /h)				$D^* = 2,2$ mm ($G_v = 13$ Nm ³ /h)			
Canal ↓	M_{oth}	$I_{cc}(\mu A)$	$I_{ZE}(\mu A)$	P_s (bar)	M_{oth}	$I_{cc}(\mu A)$	$I_{ZE}(\mu A)$	P_s (bar)
2,35-2,66	1,75	19	13	2,5	1,45	28	14	2,7
2,80-3,10	2,17	23	13	1,7	1,98	30	14	2,1

Dans les deux cas, le courant de court-circuit est seul légèrement augmenté par l'augmentation de M_{oth} . La résistance d'adaptation Z_A et la pression de sortie récupérable diminuent. Aucune instabilité ne s'est manifestée.

2-3-3-2 Variation de M_{oth} par changement de tuyère

En utilisant le même nouveau conduit ($2,8 \leq D \leq 3,1$) et quatre tuyères de diamètre D^* compris entre 2 et 2,6 mm, on a ensuite étudié l'influence du nombre de Mach théorique à l'entrée sur les performances, à débit G_v constant : 13 Nm³/h (en faisant varier la pression d'entrée).

D^* mm	M_{oth}	P_0 (bar)	$I_{cc}(\mu A)$	$I_{ZE}(\mu A)$	P_s (bar)	Z_A	Observations
2	2,17	5,9	32	13	2,3	$< 36\Omega$	
2,2	1,98	5	30	14	2,1	$< 36\Omega$	
2,5	1,60	4,2	26	13	2,3	$= 36\Omega$	
2,6	1,48	3,9	26	14	2,2	$> 36\Omega$	instable

Compte tenu des fluctuations et des dispersions toujours présentes, seules les variations du courant de court-circuit et de la résistance d'adaptation sont significatives : I_{cc} décroît et Z_A croît quand M_{oth} diminue. On a, de nouveau, constaté une instabilité de fonctionnement au plus faible nombre de Mach.

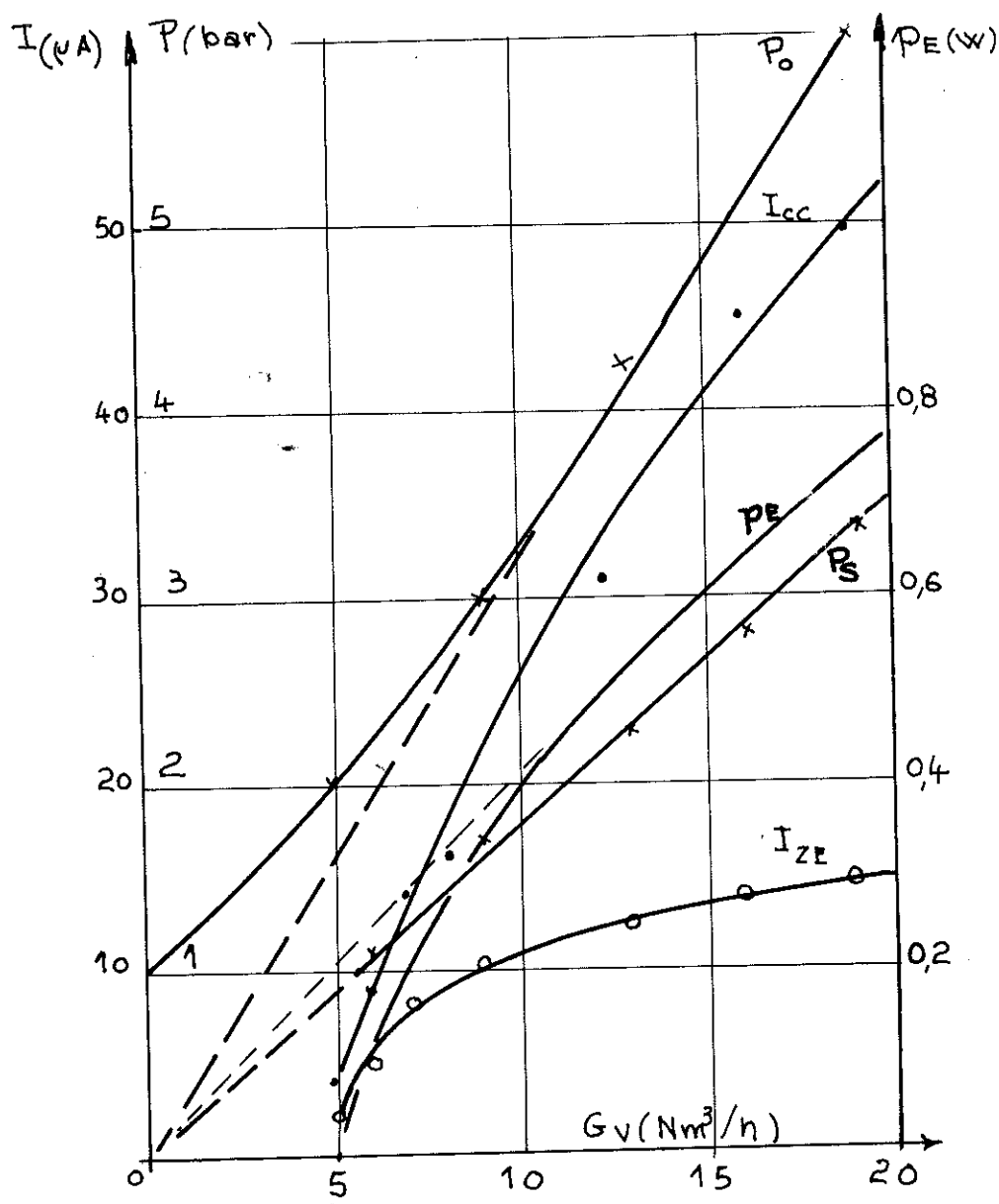
2-4 Conclusion

Pour les opérations de pulvérisation à fort débit de produit, donc à fort débit d'air, pour lesquelles la distance de travail buse-objet a tendance à être la plus grande, on pourra choisir un nombre de Mach théorique à l'entrée assez faible, afin d'augmenter la résistance d'adaptation et ne pas nécessiter de pression d'entrée trop grande. La limitation sera

liée à l'instabilité de fonctionnement. Par contre, pour les opérations de pulvérisation à faible débit, le nombre de Mach devra être choisi assez grand, pour une bonne adaptation et une bonne stabilité de fonctionnement.

2-5 Performances moyennes

Pour un nombre de Mach M_{0th} à l'entrée moyen ($D^* = 2,5$ et $D = 2,8-3,1$, P_0 admissible, stabilité, résistance adaptée) on a ensuite relevé l'évolution des performances en fonction du débit G_v ainsi que la pression d'entrée nécessaire : fig. 58



$D^* = 2,5 \text{ mm}$

$D_0 = 2,8 \text{ mm}$

$D_L = 3,1 \text{ mm}$

$\Gamma \# 2\%$

$I_{ex} = 100 \mu A$

FIG. 58
PERFORMANCES D'UN
CONVERTISSEUR

Alors que le courant de court-circuit croît quasi linéairement avec le débit, le courant dans la résistance du récepteur semble limité. C'est peut-être une limitation de la tension aux bornes du convertisseur due aux fuites extérieures (effluves et conduction en surface). La puissance électrique tend à être proportionnelle au débit.

Si la pression de sortie récupérable correspond sensiblement aux données du problème, la puissance utile reste un peu faible et la valeur souhaitée n'est atteinte que pour un débit d'air de 18 à 20 Nm³/h, qui correspond à un débit de produit projeté de 35 à 40 kg/h, ce qui est assez important.

2-6 Remarques au sujet de la condensation de la vapeur d'eau

- a) L'instabilité parfois constatée ayant été attribuée à la non-condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air (ou à la réévaporation de l'eau condensée), on a réétudié l'influence de la dilatation du canal ΔD et du nombre de Mach théorique à l'entrée M_{0th} dans le cas d'une alimentation en air à plus faible humidité ($\Gamma \neq 1\%$) :
 - l'influence de M_{0th} a été vérifiée nettement par l'impossibilité d'obtenir un fonctionnement stable pour $M_{0th} < 2$.
 - l'influence de ΔD n'a pu être mise en évidence par suite de la dispersion des résultats : pour les plus faibles nombres de Mach, la plus grande dilatation semble légèrement favorable : + 10% (pour une même pression de sortie), tandis qu'aux plus forts nombres de Mach, c'est la dilatation intermédiaire qui a semblé la plus indiquée (+ 2%). Il n'y a, ainsi, pas de différence notable, de ce point de vue là entre un écoulement à $M \neq 0,8$ tout le long du canal et un écoulement le long duquel M passe de 2 à 0,5.
- b) On a été amené à comparer, toutes choses égales par ailleurs les performances obtenues avec les premières tuyères utilisées (demi-angle 4°) et celles avec les tuyères à faible pente (1°20'). Pour deux diamètres de tuyère ($D^* = 2$ mm et $D^* = 2,2$ mm) et les deux diamètres de canal ($D = 2,35$ et $D = 2,80$), on a constaté un intérêt notable (10 à 20% sur I_{cc} et I_{ze}) en faveur des tuyères à faible pente.
- c) Au cours de cette série d'essais avec des tuyères à faible pente, on a constaté que l'optimum du courant d'excitation, qui était sensiblement centré sur 50 μA pour les tuyères à forte pente, s'est déplacé vers 100 μA . Ce décalage est peut-être dû à une condensation plus lente nécessitant une plus forte concentration en ions. C'est pour cela que le réseau précédent a été tracé pour un courant d'excitation de 100 μA .
- d) Lors des mesures de pression statique le long des conduits, on a constaté qu'avec ces tuyères à faible pente et aux très faibles nombres de Mach à l'entrée, la pression au niveau de la première prise diminuait légèrement, d'une part, lorsque l'on supprimait l'excitation du générateur, et d'autre part, lorsqu'on remplaçait l'air légèrement humide ($\Gamma = 2\%$) par de l'air sec. Ainsi, dans le cas du conduit de diamètre 2,35-2,66, alimenté sous 5 bars à l'aide d'une tuyère dont $D^* = 2$ mm, soit avec $M_{0th} = 1,75$ et $G_v = 10$ Nm³/h, on a noté que la pression au niveau de la première sonde passait de 2,45 à 2,35 bars lorsqu'on l'on coupait l'excitation, puis de 2,35 à 2,25 bars lorsque l'on remplaçait

l'air humide par de l'air sec. On peut tenter d'expliquer ces variations de pression par la présence d'un choc de condensation, la condensation étant plus complète en présence de germes chargés.

En se reportant à l'analyse théorique du choc de condensation, on calculera :

$$\frac{T_{02}}{T_{01}} = 1 + \frac{\gamma}{C_p T_{01}} = 1 + \frac{0,6 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{0,26 \cdot 10^3 \cdot 293} = 1 + \frac{1,2}{76} = 1,0158$$

Puis

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{225}{245} = 0,918$$

On voit déjà que, comme T et P augmentent simultanément, la condensation ne peut s'être produite que dans une région supersonique.

Comme on ne connaît pas M_1 , on a cherché par tâtonnement le couple M_1, M_2 justifiant sensiblement à la fois :

$$\frac{T_{02}}{T_{01}} = 1,0158 \quad \text{et} \quad \frac{P_1}{P_2} = 0,918$$

Ainsi, pour $M_1 = 1,3$, on lit sur la fig. 16 : $\left(\frac{P}{P^*}\right)_{M_1} = 0,71$ et $\left(\frac{T_0}{T^*}\right)_{M_1} = 0,958$.

Il vient $\left(\frac{T_0}{T^*}\right)_{M_2} = 1,0158 \times 0,958 = 0,973$ d'où $M_2 \neq 1,23$.

Alors $\left(\frac{P}{P^*}\right)_{M_2} = 0,77$ et l'on a $\frac{P_1}{P_2} = \frac{0,71}{0,77} = 0,922 \neq 0,918$.

On en déduit : (fig. 16)

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{1,23}{1,30} = 0,95 ; \frac{T_2}{T_1} = \frac{0,90}{0,86} = 1,05 ; \frac{P_{02}}{P_{01}} = \frac{1,02}{1,04} = 0,98 ; \frac{U_2}{U_1} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{1,17}{1,21} = 0,97$$

En conclusion, il y a bien condensation de la vapeur d'eau sur les ions dans le début du divergent, mais l'effet du dégagement de chaleur n'est perceptible qu'au voisinage immédiat de la zone de condensation, celui des frottements étant beaucoup plus grand. Notons que $M_1 = 1,3$ correspond théoriquement à un point, 1,5 mm en aval de la gorge de la tuyère, ce qui est assez en accord avec l'expérience.

Le dernier profil a une dimension ($M_{0th} = 1,41$), réalisé pour l'examen stri oscopique a permis de visualiser le phénomène : fig. 59. Pour cela, on a été cependant obligé de porter le courant d'excitation à $100 \mu A$ et l'humidité absolue de l'air Γ à 5%, la pression d'alimentation étant de 4,6 bars, le débit de $22 Nm^3/h$ et la pression de sortie de 1 bar.



FIG 59a

$$\Gamma \neq 0 \quad I_{ex} = 0 \quad I_{cc} = 0$$

On ne distingue que quelques ondes de Mach dans le divergent et l'entrée du canal.

Pression statique à l'entrée du canal 1,6 bar, $M_0 = 1,27$.

Le choc de recompression n'est pas visible.

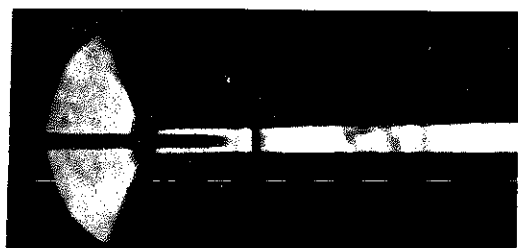


FIG 59b

$$\Gamma \neq 5\% \quad I_{ex} = 0 \quad I_{cc} = 0$$

Une onde de pression très nette apparaît un peu en aval de la gorge.

Pression statique à l'entrée du canal 1,78 bar, $M_0 = 1,16$.

Le choc de recompression s'est nettement déplacé vers l'amont.

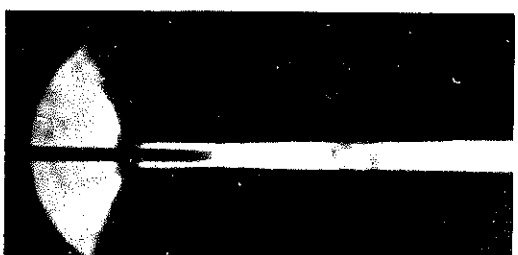


FIG 59c

$$\Gamma \neq 5\% \quad I_{ex} = 100 \mu A \quad I_{cc} = 19 \text{ à } 25 \mu A$$

L'onde de pression a disparu. Une succession d'ondes assez floues s'étale entre l'extrémité de l'aiguille et la fin du divergent.

Pression statique à l'entrée du canal 1,82 bar, $M_0 = 1,14$.

Le déplacement du choc de recompression vers l'amont est à peine perceptible.

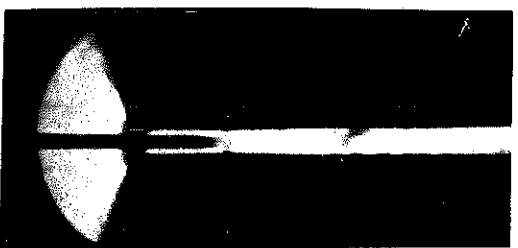


FIG 59 d

$$\Gamma \neq 0 \quad I_{ex} = 100 \mu \quad I_{cc} \neq 0$$

On retrouve l'écoulement de la fig. 59a.

Pression statique à l'entrée du canal 1,6 bar.

FIG. 59 - CHOC DE CONDENSATION

N.B. La grosseur de l'aiguille n'est qu'apparente et est due à la mise au point de l'objectif sur le plan du miroir.

2-7 Autre aspect intéressant d'un canal à faible nombre de Mach

En plus de la diminution des frottements, qui diminuent la pression récupérable, un faible nombre de Mach dans le canal présente un autre intérêt : on a vu, en effet, dans le paragraphe concernant la couche limite du chapitre consacré à l'analyse théorique de l'écoulement réel, que la température du fluide le long de la paroi T_p était liée à la température d'arrêt T_o et à la température du coeur de l'écoulement T par la relation :

$$R_c = \frac{T_p - T}{T_o - T}$$

dans laquelle R_c facteur de récupération valait de 0,83 à 0,90.

De cette expression, on peut tirer :

$$T_p = T_o \left[\frac{T}{T_o} + R_c \left(1 - \frac{T}{T_o} \right) \right]$$

En se reportant aux figures 6a et 6b et en prenant R_c , moyen, = 0,87 et $T_o = 293^\circ K$, on peut calculer que T_p prend les valeurs suivantes en fonction de M :

M	0,8	1,3	2
$T_p \cdot K$	289	283	275

On voit que, (même en tenant compte de la conductibilité thermique et de l'épaisseur des parois du conduit,) la température à l'extérieur sera d'autant plus basse que le nombre de Mach sera plus grand et, partant, le risque de condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air ambiant, cette condensation diminuant fortement la tenue en tension du convertisseur.

CHAPITRE X - Champs et potentiels le long du canal

1) Champs et potentiels dus à la charge d'espace ρ

1-1 Etude théorique

On a cherché une explication à l'écart entre l'adaptation théorique du générateur au récepteur et les résultats expérimentaux. Pour cela, on a essayé de déterminer avec un peu plus de certitude la valeur de la composante axiale des champs dus à la charge d'espace et à la différence de potentiel.

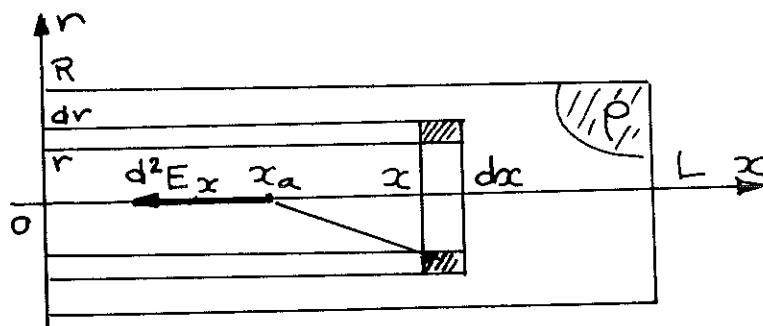


FIG. 60
CALCUL DU CHAMP
ELECTRIQUE

Dans l'hypothèse d'une densité de charge uniforme (fig. 60) (approximatif puisque la section varie légèrement entre l'entrée et la sortie) pour un point d'abscisse x_a , on a, pour la composante axiale du champ :

$$d^2E_{p(x)} = \frac{2\pi r (x-x_a) \rho dr \cdot dx}{4\pi\epsilon_0 [(x-x_a)^2 + r^2]^{3/2}}$$

une première intégration de 0 à R donne :

$$dE_{p(x)} = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\frac{x-x_a}{\sqrt{(x-x_a)^2}} - \frac{x-x_a}{\sqrt{(x-x_a)^2 + R^2}} \right) dx$$

Avant de simplifier la première fraction, il faut remarquer qu'elle vaut -1 pour $x < x_a$ et +1 pour $x > x_a$. On l'intégrera donc en deux fois : de 0 à x_a , puis de x_a à L. On obtient ainsi pour l'ensemble :

$$E_{p(x)} = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(- \int_0^{x_a} dx + \int_{x_a}^L dx - \int_0^L \frac{x-x_a}{\sqrt{(x-x_a)^2 + R^2}} dx \right)$$

soit

$$E_{p(x)} = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(L - 2x_a + \sqrt{x_a^2 + R^2} - \sqrt{(L-x_a)^2 + R^2} \right)$$

que l'on écrit :

$$E_{p(x)} = \frac{\rho R}{2\epsilon_0} \left(\frac{L}{R} - 2 \frac{x_a}{R} + \sqrt{\left(\frac{x_a}{R}\right)^2 + 1} - \sqrt{\left(\frac{L-x_a}{R}\right)^2 + 1} \right)$$

Aux extrémités, on retrouve l'expression déjà déterminée :

$$E_{p(L,0)} = \pm \frac{\rho R}{2\epsilon_0} \left(\frac{L}{R} + 1 - \sqrt{\left(\frac{L}{R}\right)^2 + 1} \right)$$

et pour $\frac{L}{R} \gg 1$, comme c'est le cas ici : $|E_{p(L,0)}| \neq \frac{\rho R}{2\epsilon_0}$

et pour

$I = 40 \mu A$, $U = 350 m/s$, $R = 1,75 mm$, c'est à dire $\rho = 1,19 \cdot 10^{-2} g/m^3$

$$|E_{p(L,0)}| \neq \frac{1,19 \cdot 10^{-2} \cdot 1,75 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} = 1,18 \cdot 10^6 V/m = 11,8 kV/cm$$

La fig. 61 représente l'évolution de E_x dans ces conditions le long du canal. On voit que le champ est très faible tout le long du canal sauf aux extrémités où il approche du champ disruptif.

Dans les mêmes conditions que précédemment, on aura, pour le potentiel :

$$d^2 V_p = \frac{\rho}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\pi r dr \cdot dx}{\sqrt{(x-x_a)^2 + r^2}}$$

Une première intégration de 0 à R donne :

$$dV_p = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\sqrt{(x-x_a)^2 + R^2} - \sqrt{(x-x_a)^2} \right) dx$$

Comme précédemment, pour tenir compte du changement de signe de $(x-x_a)$ pour $x = x_a$, on intégrera en deux fois, de 0 à x_a , puis de x_a à L, il vient alors :

$$V_p = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\int_0^{x_a} \sqrt{(x-x_a)^2 + R^2} dx + \int_{x_a}^L \sqrt{(x-x_a)^2 + R^2} dx + \int_0^{x_a} (x-x_a) dx - \int_{x_a}^L (x-x_a) dx \right)$$

Les deux premières intégrales se résolvent en utilisant les fonctions trigonométriques hyperboliques. On obtient :

$$V_{p(x_a)} = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0} \left[\log\left(\frac{L-x_a}{R} + \sqrt{\left(\frac{L-x_a}{R}\right)^2 + 1}\right) + \log\left(\frac{x_a}{R} + \sqrt{\left(\frac{x_a}{R}\right)^2 + 1}\right) + \frac{L-x_a}{R} \sqrt{\left(\frac{L-x_a}{R}\right)^2 + 1} + \frac{x_a}{R} \sqrt{\left(\frac{x_a}{R}\right)^2 + 1} - \left(\frac{L-x_a}{R}\right)^2 - \left(\frac{x_a}{R}\right)^2 \right]$$

Le potentiel aux extrémités vaudra :

$$V_{p(L,0)} = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0} \left[\log\left(\frac{L}{R} + \sqrt{\left(\frac{L}{R}\right)^2 + 1}\right) + \frac{L}{R} \sqrt{\left(\frac{L}{R}\right)^2 + 1} - \left(\frac{L}{R}\right)^2 \right]$$

Le potentiel au milieu vaudra :

$$V_{p(L/2)} = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0} \left[2\log\left(\frac{L}{2R} + \sqrt{\left(\frac{L}{2R}\right)^2 + 1}\right) + 2\frac{L}{2R} \sqrt{\left(\frac{L}{2R}\right)^2 + 1} - 2\left(\frac{L}{2R}\right)^2 \right]$$

pour $\frac{L}{R} \gg 1$, comme c'est le cas ici, ces expressions pourront s'écrire, à l'aide de développements en série limités au 1er terme :

$$V_{p(L,0)} \neq \frac{\rho R^2}{4\epsilon_0} \left(\log 2 \frac{L}{R} + \frac{1}{2} \right) \quad \text{et} \quad V_{p(L/2)} \neq \frac{\rho R^2}{4\epsilon_0} \left(2\log \frac{L}{R} + 1 \right)$$

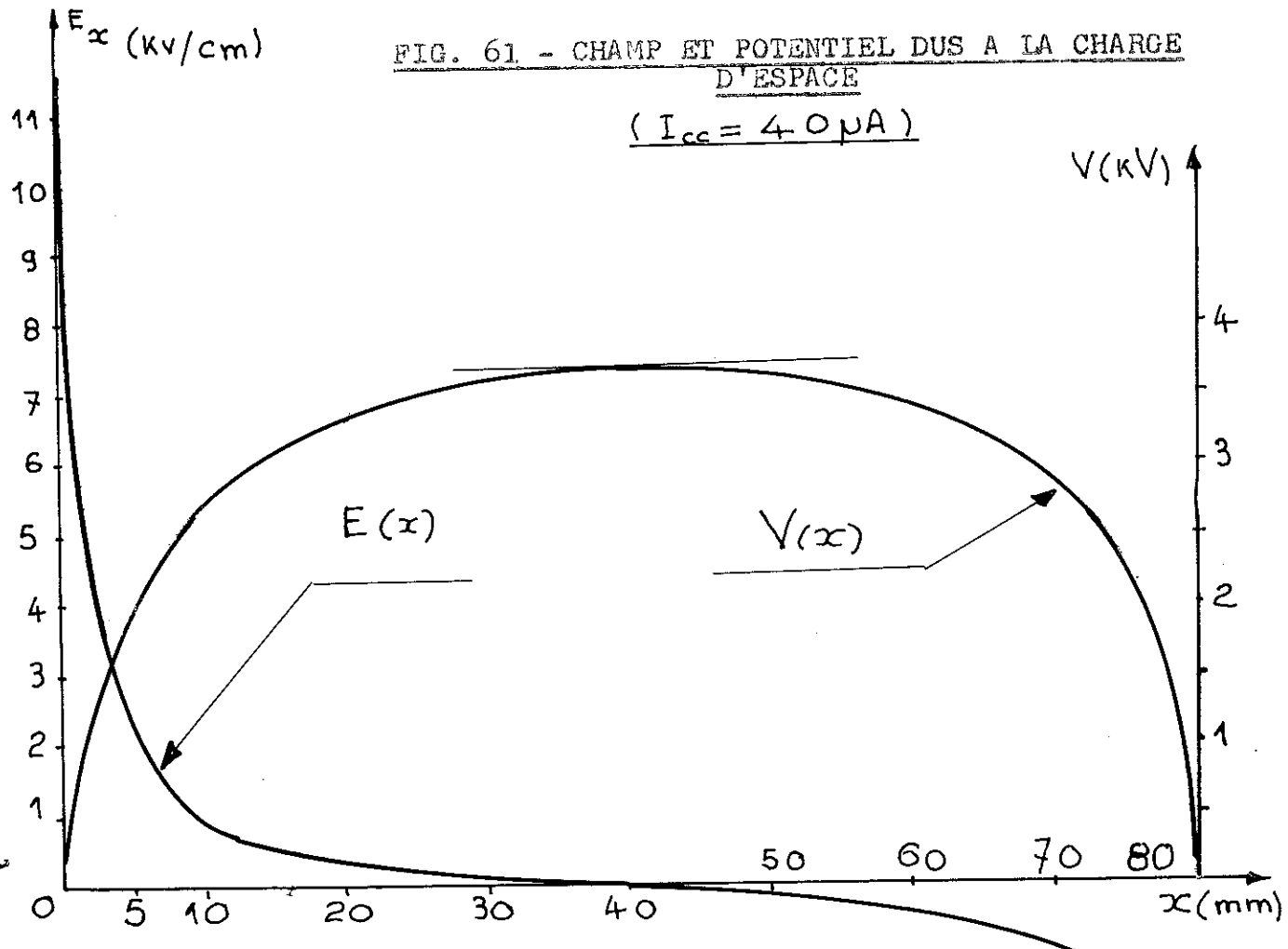
Si l'on impose, comme c'est le cas en court-circuit, $V_{p(L,0)} = 0$ le potentiel au milieu vaudra :

$$V_{p(L/2)} - V_{p(0,L)} = \frac{\rho R^2}{4\epsilon_0} \left[\frac{1}{2} - \log 2 + \log \frac{L}{R} \right]$$

Dans le cas présent : $L = 80 \text{ mm}$, $R = 1,75 \text{ mm}$, $\rho = 1,19 \cdot 10^{-2} \text{ C/m}^3$,
cette différence de potentiel vaudra :

$$\frac{1,19 \cdot 10^{-2} \cdot 3,0610^{-6}}{4,885 \cdot 10^{-12}} (0,5 - 0,69 + 3,82) \approx 3,65 \cdot 10^3 = 3,65 \text{ kV}$$

La fig. 61 représente également l'évolution du potentiel dans ces conditions, le long du canal.



1-2 Etude expérimentale

On s'est proposé de mesurer la valeur de la tension en différents points du canal. L'exiguité de ce canal et la présence d'un écoulement supersonique à très basse température nous ont conduits à employer une sonde aussi ténue que possible. Le milieu dans lequel s'effectue la mesure étant très ionisé ($\rho \approx 10^{-2} \text{ C/m}^3$), on a supposé que la pointe d'une aiguille de très faible rayon de courbure prendrait sensiblement le potentiel du lieu et qu'il suffirait de la relier à un électromètre de résistance d'entrée quasi infinie pour être renseigné avec assez de précision. La pointe de l'aiguille ne se situant pas dans l'axe du conduit, mais au niveau de la paroi, il faudrait ajouter la circulation du champ radial sur le rayon du conduit pour connaître le potentiel sur l'axe.

Cependant, on peut voir que, là où ce champ est maximum, à mi-longueur du canal, il faut $\frac{\rho R}{2\epsilon_0}$ (ref. 30 par exemple) et la différence de potentiel $\frac{\rho R^2}{4\epsilon_0}$, soit environ 1 kV, ce qui, on le verra, peut être négligé. On a, du reste, essayé de faire

pénétrer la pointe de la sonde jusqu'à l'axe du canal, sans observer de différence dans ce sens. Bien qu'elles soient très soigneusement isolées de l'extérieur (fig. 62) et ne pénètrent pas à l'intérieur du canal, par leur seule présence, ces sondes diminuent notablement les performances du convertisseur (jusqu'à 50%). De plus, malgré le découplage de la capacité de l'électromètre et du câble de liaison par une résistance de 100 mégohms, placée au voisinage immédiat de la sonde, son branchement provoque le jaillissement permanent d'étincelles entre la sonde active et l'électrode extrême la plus proche.

On a essayé des conduits munis de 3 à 7 prises de tension. Ceux à grand nombre de points de mesure, plus intéressants à priori, ont dû être abandonnés par suite des étincelles jaillissant en permanence entre chaque sonde et réduisant les différences de potentiels dans une proportion importante. On s'est finalement contenté d'un conduit à 3 sondes, alternées de part et d'autre du canal (fig. 63). Le profil du canal a été calculé pour un écoulement supersonique à vitesse constante ($M \approx 1,3$), ce que les pressions relevées sur un conduit semblable munie prises de pression ont permis de vérifier à 20% près. Le convertisseur étant alimenté sous 5 bars et la sortie se faisant à l'air libre (pour perturber le moins possible l'écoulement), le collecteur étant en court-circuit, on a relevé les valeurs des potentiels pour deux valeurs différentes de I obtenues en faisant varier le courant d'excitation. Puis, pour le courant maximum, on a porté la pression de sortie à deux bars de manière à provoquer un choc normal dans le conduit, l'écoulement se faisant, en aval, en régime subsonique ($M \approx 0,7$). Les potentiels obtenus sont portés sur la fig. 64.

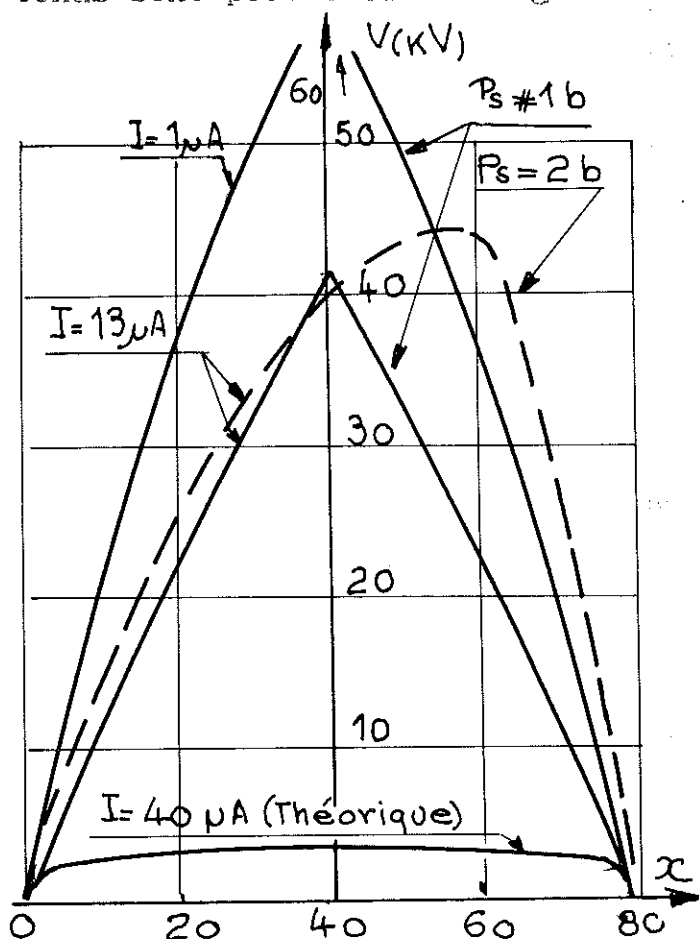


FIG. 64
REPARTITION DU POTENTIEL
DUE A LA CHARGE D'ESPACE,
LE LONG D'UN CANAL EN
COURT-CIRCUIT.

aiguille brasée
collage araldite
microfiche
chemise isolante
résistance
graisse diélectrique
câble haute tension

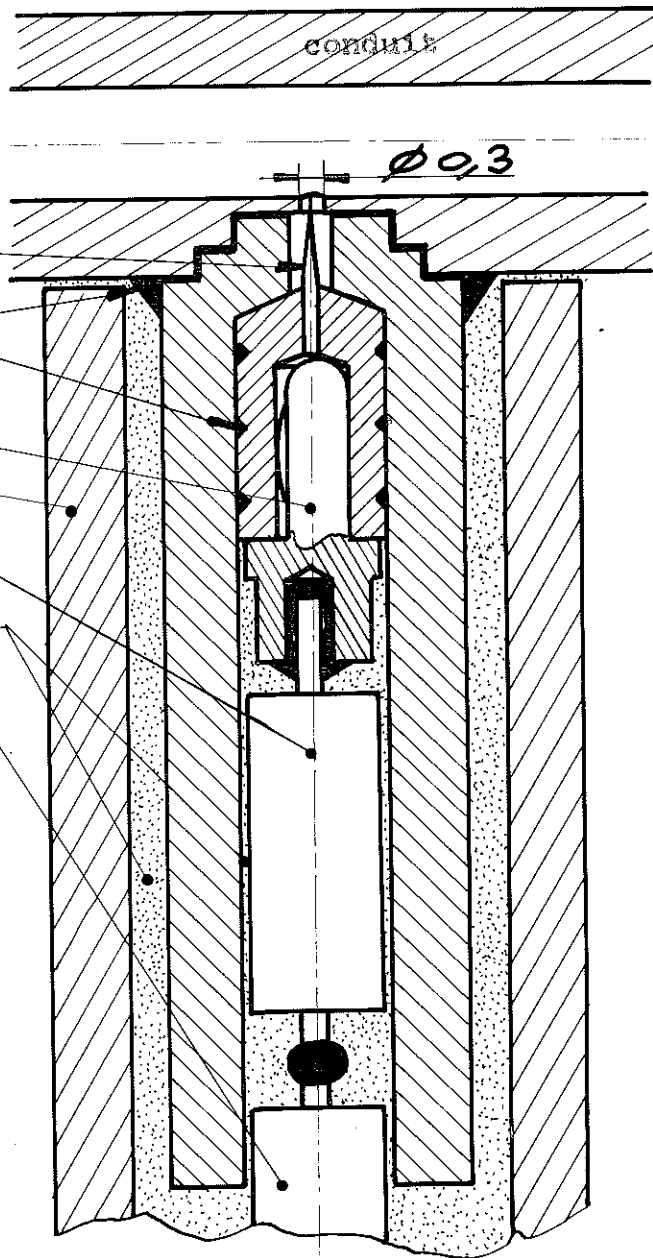


FIG. 42

DETAIL D'UNE SONDE DE TENSION

Echelle 4/1

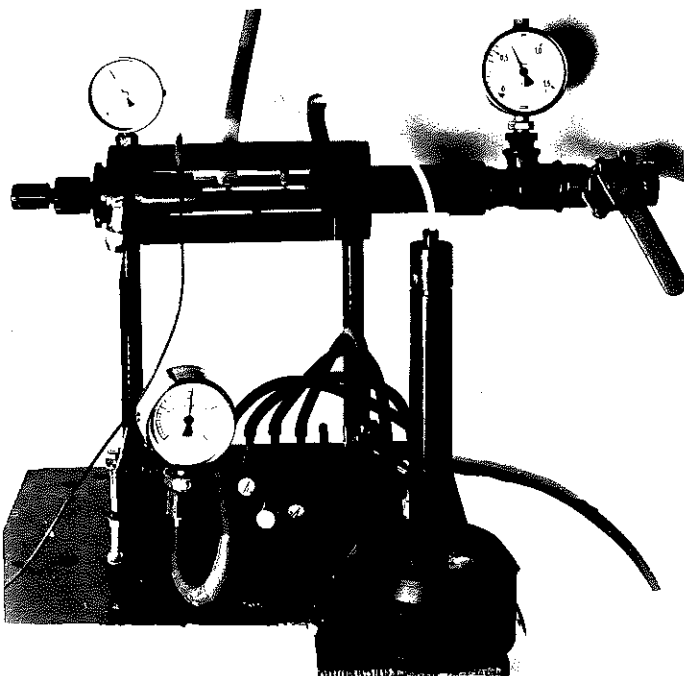


FIG. 61

MESURES DE TENSION LE LONG
DU CONDUIT

La comparaison avec la courbe de potentiel théorique, reportée sur la même figure, amène plusieurs remarques importantes:

A vitesse constante :

- Les différences de potentiels ne sont pas proportionnelles à ρ , mais varieraient plutôt légèrement en sens inverse.
- Les valeurs mesurées sont très supérieures à celles prévues: de 40 et 60 kV pour un courant de 13 et 1 μ A au lieu de 3,65 kV pour un courant de 40 μ A.
- Alors que le potentiel ne devrait varier rapidement qu'aux extrémités et être pratiquement constant ailleurs, il varie quasi linéairement depuis chaque extrémité jusqu'au milieu, le champ étant donc, en valeur absolue, constant tout le long du canal. Il vaut, dans les deux cas cités précédemment, respectivement 12 et 20 kV/cm et est donc de l'ordre de grandeur du champ disruptif.

En présence d'un choc normal, le potentiel et le champ ont sensiblement doublé en même temps que la pression statique dans la zone où la vitesse a été divisée sensiblement par deux.

On peut conclure de ces remarques que les charges entraînées par l'écoulement dans le canal ne sont pas la cause principale des potentiels mesurés; on doit donc attribuer ces derniers essentiellement aux charges déposées sur les parois internes et externes du conduit. Il ne semble pas qu'il s'établisse un régime où les charges déposées sur les parois canaliserait les lignes de force issues de la charge spatiale et l'on constate des décharges le long des parois. L'élévation de potentiel n'est limitée que par la composante de champ axiale qui atteint une valeur constante, égale au champ disruptif, tout le long du canal. L'élévation de potentiel et l'augmentation du champ dans la zone à forte pression sont à attribuer beaucoup plus à l'augmentation de la rigidité superficielle (liée à la pression) qu'à l'augmentation locale de la densité de charge (la faible diminution de la pression, égale à l'augmentation de section, dans le régime à vitesse constante, n'ayant cependant pas entraîné, elle, de variation perceptible).

La diminution du champ et du potentiel liée à l'augmentation du courant pourrait être expliquée par une baisse de la rigidité superficielle due à l'ionisation plus importante du milieu. On pourrait attribuer à la même cause la baisse de courant notée lorsque le courant d'excitation dépasse la valeur optimum.

On peut remarquer que le champ axial, dû à la charge d'espace, atteint une douzaine de kV/cm, aux extrémités du canal pour un courant de 40 μ A, ce qui explique que ce courant soit un maximum pour la géométrie et la pression d'entrée choisies. Il est bien évident que la distribution des charges superficielles tient compte, en particulier aux extrémités du canal, du champ axial créé par les charges transportées.

2) Champs et potentiels dus à la différence de potentiel ΔV entre les extrémités du canal

2-1 Etude théorique

L'électrode de masse (la tuyère) est plus ou moins masquée par son support et la crosse du pistolet, tandis que l'aiguille collectrice l'est par la buse métallique de projection. Pour simplifier l'analyse, on remplacera chacune de ces électrodes par la sphère enveloppe (fig. 65). On prendra r_e pour

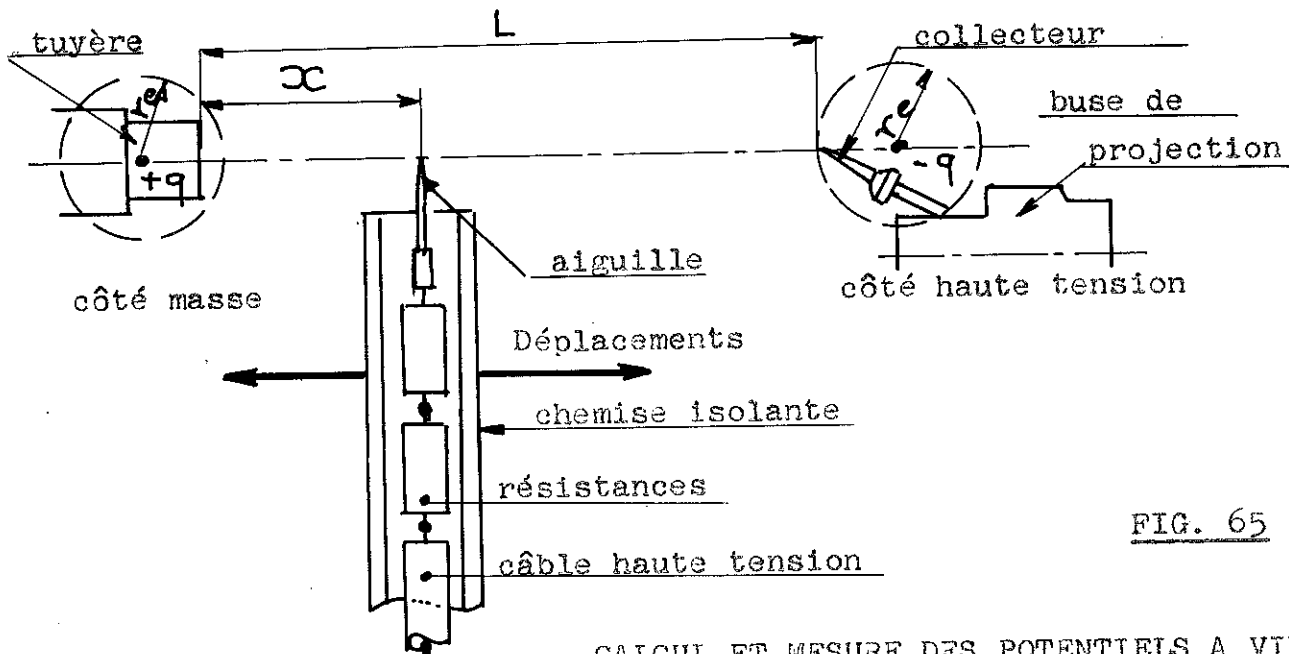


FIG. 65

CALCUL ET MESURE DES POTENTIELS A VIDE

rayon commun de ces deux sphères (il est bien entendu que champs et potentiels au voisinage immédiat devront être corrigés en tenant compte du rayon de courbure réel de la surface considérée).

En admettant les sphères centrées sur les charges ($\frac{L}{r_e} \gg 1$) le potentiel au point d'abscisse x sera :

$$V_x = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{x+r_e} - \frac{1}{L-x+r_e} \right) + C^+$$

Les conditions aux limites $V_0 = 0$ et $V_L = \Delta V$ permettront de déterminer la C^+ et q .

En admettant $\frac{L}{r_e} \gg 1$ (c'est le cas ici), on aura :

$$V_x \approx \frac{\Delta V}{2} \left(1 + \frac{r_e}{L-x+r_e} - \frac{r_e}{x+r_e} \right)$$

valable sauf à proximité des électrodes (à un terme $\frac{r_e}{L+r_e}$ près).

On obtiendra également le champ, avec les mêmes hypothèses et restrictions :

$$E_x \approx \frac{\Delta V r_e}{2} \left[\left(\frac{1}{x+r_e} \right)^2 + \left(\frac{1}{L-x+r_e} \right)^2 \right]$$

Le choix de la valeur de r_e peut sembler délicat; cependant, les hypothèses de départ invalidant les expressions au voisinage immédiat des électrodes, si l'on examine l'influence de r_e sur V_x et E_x pour x compris entre 10 et 70 mm (soit à 10 mm des extrémités), on voit que V_x ne varie pas de plus de 25% et E_x de 15%, quand r_e passe de 5 à 20 mm.

La fig. 66 représente l'évolution du champ et du potentiel le long du canal pour $r_e = 10$ mm, $L = 80$ mm, $\Delta V = 50$ kV

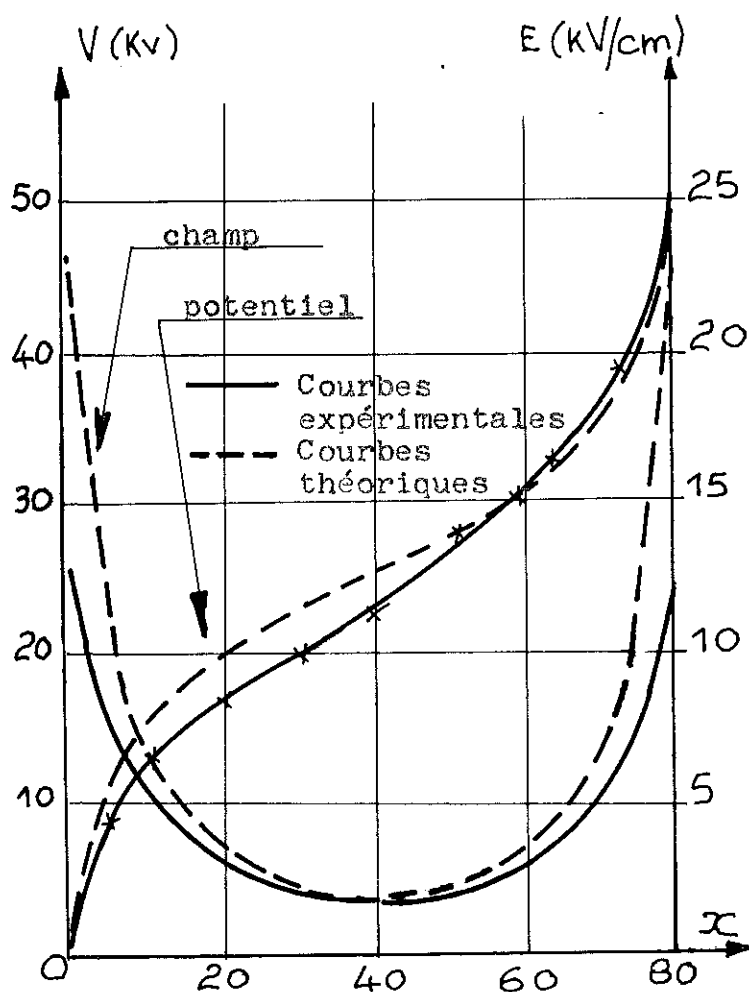


FIG. 66
CHAMP ET POTENTIEL, A
VIDE, DUS AUX ELECTRO-
DES SOUS TENSION.

2-2 Etude expérimentale

Le dispositif précédent n'a pu être utilisé, car les sondes aiguilles ne fonctionnent correctement qu'en milieu ionisé (sinon, elles peuvent rester à un potentiel très différent de celui du lieu où elles sont) et l'on a vu que la présence d'ions dans le conduit provoquait, par suite de leur dépôt sur les parois du canal, des variations du potentiel, enlevant toute signification aux mesures. On a donc supprimé le conduit et disposé seulement d'une part la tuyère et son support et d'autre part le collecteur et la buse de projection dans la position qu'ils occuperaient si le conduit était là.

Une sonde-aiguille a été disposée sur une réglette parallèle à l'axe du canal, de manière à pouvoir être déplacée d'une extrémité à l'autre. La tuyère étant reliée à la masse à travers un microampèremètre, on a augmenté le potentiel du collecteur, grâce à un générateur extérieur jusqu'à ce qu'un courant stable apparaisse au microampèremètre. Pour un courant de 4 ou 5 μA , on a alors constaté que le moindre déplacement de la sonde le long de l'axe du conduit entraînait une variation décelable de l'électromètre auquel elle était reliée. La tension du collecteur étant alors de 27 kV, on a parcouru, dans un sens, puis dans l'autre, tout l'espace disponible entre tuyère et buse. Pour chacun des points de mesure, on a trouvé une différence de 2 à 3 kV entre le parcours montant et le parcours descendant de la sonde, indiquant un seuil d'équilibre de 1 à 1,5 kV. Les potentiels ainsi mesurés ne sont pas dus uniquement aux électrodes sous tension, mais aussi aux ions constituant le courant de 4 à 5 μA nécessaire au fonctionnement de la sonde. Cependant, on est loin d'une situation saturée, c'est-à-dire où le courant est proportionnel au carré de la tension (une tension double est ici suffisante pour décupler le courant) et l'on a vu précédemment que la charge d'espace, même pour des courants beaucoup plus importants ne créait pas des différences de potentiel importantes; l'erreur reste tolérable. On a porté sur la fig. 66 la moyenne arithmétique des deux potentiels obtenus pour chaque point, l'ensemble des valeurs étant corrigé pour correspondre à une tension collecteur de 50 kV.

On remarque que l'écart avec le modèle théorique n'est jamais supérieur à 20% et que les hypothèses et les mesures faites, pour approximatives qu'elles soient, ne sont pas totalement dépourvues de sens.

On voit que le champ aux extrémités, pour la différence de potentiel de 50 kV considérée ici, atteint une douzaine de kV/cm, ce qui a semblé précédemment être le maximum tolérable dans le canal en présence d'un milieu ionisé (et l'on a bien constaté ici, à la pression atmosphérique, donc pas très différente de celle régnant dans le conduit, l'apparition d'un courant de 4 ou 5 μA pour une tension de 27 kV.

En conclusion, la composante axiale du champ due aux électrodes sous tension valant, aux extrémités, sensiblement $2 \frac{\Delta V}{L}$, la condition d'adaptation s'écrit :

$$\frac{PR}{2\epsilon_0} \# \frac{2\Delta V}{L}$$

c'est-à-dire, dans les conditions de l'analyse sommaire du convertisseur, faite précédemment :

$$Z_A = \frac{\Delta V}{I} \# \frac{L}{4\pi\epsilon_0 R U} = \frac{8 \cdot 10^{-2}}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1,75 \cdot 10^3 \cdot 3,5 \cdot 10^2} = 1,2 \cdot 10^9 = 1,2 \text{ G}\Omega$$

valeur peu différente de celle trouvée expérimentalement.

Il faudrait un canal deux ou trois fois plus long ou plus étroit pour que le convertisseur soit parfaitement adapté au $3,36\Omega$ correspondant au récepteur. Mais alors, la baisse de pression statique ne permettrait plus d'alimenter correctement la buse de pulvérisation.

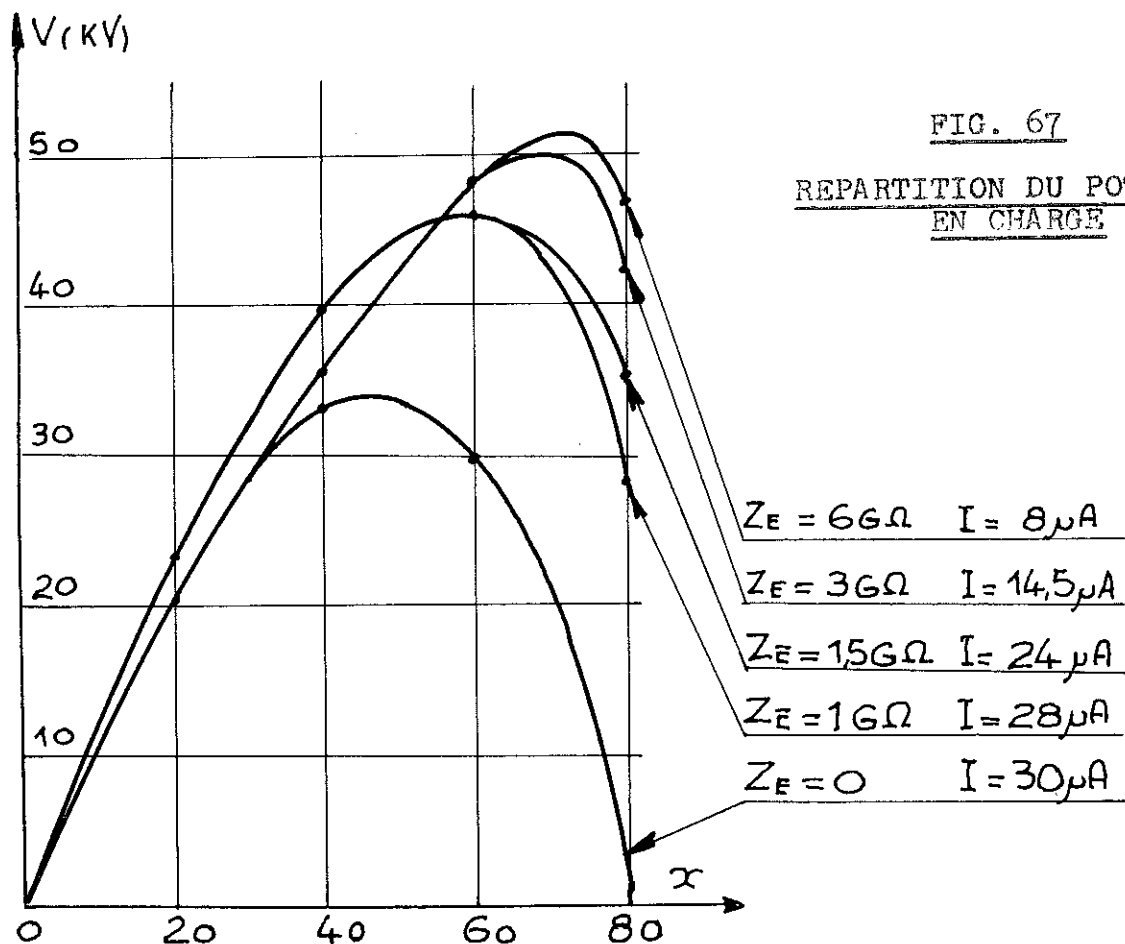
Pour la même raison, la tension maximum aux bornes du générateur ne pourra pas dépasser celle prévue pour la longueur minimum.

3) Répartition du potentiel le long du canal - Fonctionnement en charge

On a utilisé le même montage que pour l'étude des champs et potentiels dus à la charge d'espace, mais au lieu de relier le collecteur directement à la masse, on l'a fait à travers une résistance de charge variable.

Comme on l'avait observé précédemment, la présence des sondes perturbait sensiblement le fonctionnement du convertisseur et la tension du collecteur restait faible quelle que soit la valeur de la résistance de charge. On a pu remédier à cet état de fait en augmentant la pression partielle de vapeur d'eau dans l'air utilisé (diminuant ainsi la mobilité des porteurs et le dépôt de charge sur les parois du canal).

La fig. 67 reproduit la variation du potentiel le long du canal pour différentes valeurs de la résistance de charge pour $P_0 = 5$ bars, $P_s \approx 1$ bar, $G_v = 8,35$ Nm³/h, $\Gamma = 4\%$, $I_{ex} = 50 \mu A$.



Sur cette figure, on remarque que :

- La courbe $V(x)$, pour $Z_E = 0$, n'est pas symétrique, ce qui semble indiquer qu'en fait, l'écoulement est ralenti vers la sortie; le champ axial vaut 10 kV/cm côté entrée et 20 kV/cm côté sortie.
- Les potentiels ne sont pas la somme de celui dû à la charge d'espace et de celui dû aux électrodes. Il semble encore que la charge superficielle s'organise en fonction du champ dû aux électrodes et à la charge d'espace pour que la composante axiale maximum, aux deux extrémités, soit constante : $\neq$ 10 kV/cm à l'entrée et 20 à la sortie.
- La puissance maximum, obtenue pour $Z_E = 1,56 \Omega$ est de 0,86 W, ce qui est très supérieur au maximum obtenu avec de l'air contenant seulement 2% de vapeur d'eau. En plus de la stabilité, constatée précédemment, l'augmentation de l'humidité de l'air semble augmenter notablement la puissance.

Conclusions de la deuxième partie

La réalisation d'un convertisseur T.D.E., pour appareil de projection électrostatique, utilisant l'air de projection comme fluide énergétique est possible.

On a réalisé un prototype industriel (fig. 68) dont l'encombrement et le poids sont inférieurs aux limites imposées :

- longueur	180 mm
- diamètre	15 mm
- poids	60 g

Le profil du canal de conversion et de la tuyère convergente-divergente est conforme aux enseignements du présent chapitre. Un assortiment d'éléments de différents diamètres permet de couvrir toute la gamme de débits dans les meilleures conditions.

Seul le fonctionnement avec de l'air insuffisamment humide ($\Gamma < 2\%$) laisse à désirer : puissance électrique et pression de sortie un peu faibles, instabilité.

On a donc décidé d'entreprendre une étude particulière de la création des porteurs de charge.

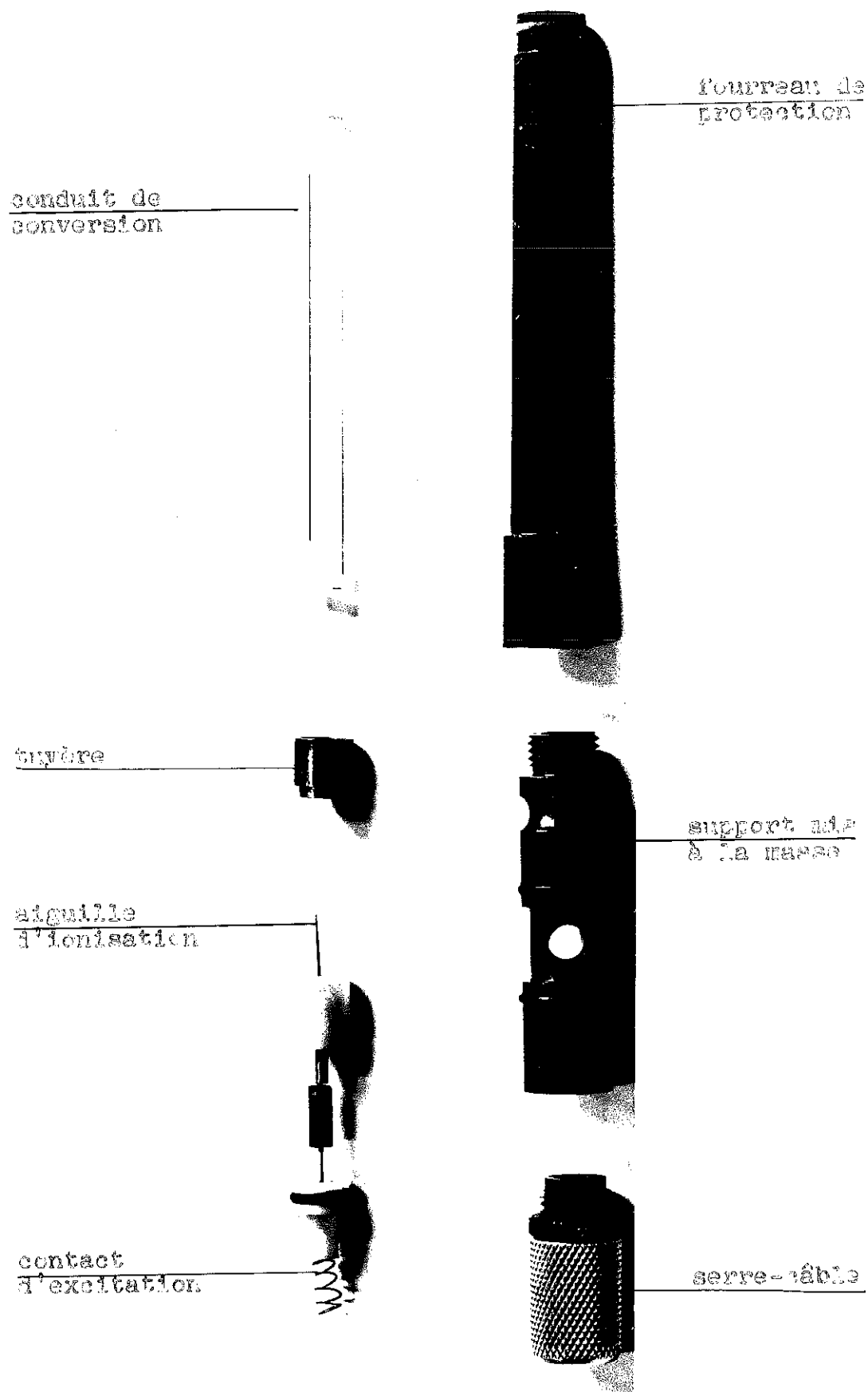


FIG. 02

PROTOTYPE INDUSTRIEL

TROISIEME PARTIE

Le problème des porteurs de charge

Préambule

On sait que des ions d'air seraient trop mobiles pour atteindre le collecteur et qu'il faut avoir recours à des gouttelettes d'eau multimoléculaires. Deux modes d'obtention de tels porteurs sont envisageables :

- condensation de la vapeur d'eau sur les ions,
- charge de particules d'eau déjà formées par captation d'un ou plusieurs ions.

On a vu, dans la deuxième partie, que le fonctionnement du convertisseur n'était pas assuré lorsque l'humidité absolue de l'air était inférieure à 2%.

L'étude sommaire préliminaire (appuyée sur les travaux antérieurs cités en référence) avait montré que, même pour des humidités absolues bien inférieures, il pouvait y avoir assez d'eau si elle était totalement utilisée au transport des charges.

Cependant, on a vu que ces auteurs avaient employé des expressions en dehors de leur domaine de validité (rayon des particules inférieur à 1 micron) et n'avaient pas tenu compte du temps de charge (qui peut devenir de l'ordre de la seconde pour les très petites particules) dans le cas de la charge par captation d'ion. De plus, ils ont bien déterminé le rayon optimum des particules pour le transport des charges, mais ils n'ont pas étudié le rayon effectivement atteint lors de la condensation de la vapeur et rien ne dit qu'il n'est pas très différent de l'optimum.

Dans le cas de la condensation de la vapeur sur les ions, un des rares auteurs ayant calculé le temps de condensation (dans des conditions assez différentes de celles de cette étude, il est vrai) cite un temps de 0,26 seconde pour que les particules atteignent un rayon de 0,186 micron.

Le temps disponible pour la charge ou la condensation étant ici de l'ordre de la dizaine de microsecondes, on voit que l'hypothèse selon laquelle toutes les particules sont chargées, ou toute la vapeur est condensée sur les ions, est extrêmement optimiste, voire sans aucun fondement.

On voit donc qu'il est indispensable de déterminer, soit le pourcentage de vapeur qui peut se condenser sur les ions, soit la charge que peuvent acquérir les particules, selon leur rayon, après leur formation.

Il faut bien voir que le calcul complet et précis serait extrêmement complexe (les conditions variant dans le temps et dans l'espace au fur et à mesure que la condensation se produit) et le résultat aléatoire (cf la dispersion des performances obtenues aux faibles H.A.).

On s'est donc contenté d'étudier l'allure des phénomènes et les ordres de grandeurs, des approximations assez grossières étant pratiquées pour ne pas alourdir excessivement l'analyse.

Les tuyères symétriques à faible pente (2%) ayant donné le meilleur fonctionnement, en particulier aux faibles H.A., on a limité l'étude à ce profil. Bien que l'on ait vu que l'écoulement n'était pas isentropique, même dans la tuyère, on s'est contenté de cette approximation, la détermination théorique ou expérimentale des paramètres de l'écoulement réel s'étant avérée trop hasardeuse (le coefficient de frottement variant en chaque point et la multiplicité des prises de pression perturbant trop l'écoulement). On a aussi assimilé l'air à un gaz parfait idéal et supposé un écoulement par tranches planes, remplissant totalement le passage.

De la même manière, le fait que la pression, donc la masse spécifique, et la vitesse, donc la température, puissent varier le long du canal de conversion, sans entraîner de grandes modifications dans les performances (cf fig. 56) nous a incités à limiter l'étude de l'évolution de la mobilité des particules chargées à l'écoulement dans la tuyère, jusqu'à l'entrée du canal. Il nous faudra toutefois vérifier que la réévaporation des gouttes d'eau est bien la cause de la limitation, vers le bas, du nombre de Mach vers la sortie (cf fig. 56 : $ML > 0,5$ ou $0,6$).

CHAPITRE XI - Evolution de la mobilité des particules porteuses de charge le long de la tuyère

L'air ne contenant qu'un très faible pourcentage de vapeur d'eau (1 à 4%), on négligera la présence de cette dernière dans l'analyse des propriétés du fluide; on n'en tiendra compte que dans l'étude de la condensation.

Pour des particules de rayon a et de charge e^- , la mobilité K_a , dans un fluide de viscosité absolue η et où le libre parcours moyen des molécules est λ , peut être exprimée par la formule empirique due à Millikan :

$$K_a = \frac{e^-}{6\pi\eta a} \left[1 + \frac{\lambda}{a} (0,86 + 0,29 e^{-1,25 \frac{a}{\lambda}}) \right] \quad (36)$$

que l'on écrit :

$$K_a = K (1 + \frac{\lambda}{a} \alpha) \quad \text{avec} \quad \alpha = \alpha(\frac{a}{\lambda})$$

On est donc amené à évaluer les variations de λ et de η le long de la tuyère.

La théorie cinétique des gaz permet d'écrire l'expression :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n_m 4\pi \xi^2}$$

dans laquelle $4\pi \xi^2$ est la section efficace des molécules et n_m la densité volumique en molécules, c'est-à-dire :

$$n_m = \frac{N_A \cdot m}{\mathcal{V}}$$

(N_A = nombre d'Avogadro)

On peut donc écrire : $\frac{\lambda}{\lambda_o} = \frac{m_o}{m}$ et $\frac{\lambda_o}{\lambda_N} = \frac{m_N}{m_o}$

(indice o = condition de repos)

(indice N = conditions normales)

Avec $\lambda_N = 8,5 \cdot 10^{-8}$ m pour l'air et $\frac{m_N}{m_o} = \frac{P_N}{P_o} \frac{T_o}{T_N}$ d'où $\lambda = \lambda_N \frac{m_o}{m} \frac{P_N}{P_o} \frac{T_o}{T_N}$

$\frac{m_o}{m}$ étant caractéristique de l'abscisse du point considéré.

D'autre part, étant donné la baisse de température importante qui apparaît dans une détente isentropique, on ne pourra se contenter de l'approximation $\eta = 0,499 m \cdot \bar{c}$ dans laquelle $\bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$ est la vitesse moyenne des molécules.

On utilisera l'expression de Sutherland (17) (20) qui, tenant compte des interactions entre molécules, peut être mise sous la forme :

$$\eta(\tau) = \eta_{(273^\circ K)} \frac{273 + Ct}{T + Ct} \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2}$$

La constante déterminée empiriquement vaut de 114 à 137 selon les auteurs; on a ici adopté 120 comme cela se fait en général.

Par ailleurs, on prendra η (273°K) = $1,7 \cdot 10^{-5}$ Poiseuil et on pourra exprimer K en fonction de $\frac{m_0}{m}$ et $\frac{T_0}{T}$.

L'évolution de $\frac{m_0}{m}$ et $\frac{T_0}{T}$ le long de la tuyère ne dépend, avec les hypothèses faites, que de son profil et on pourrait l'exprimer en fonction de A/A^* . Ces expressions étant assez difficiles à expliciter :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2, \quad \frac{m_0}{m} = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad \frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

on s'est contenté des courbes tracées à partir de ces expressions et on en a déduit l'évolution de λ et de η le long de la tuyère, pour la tuyère convergente-divergente adoptée, constituée de 2 troncs de cône de pente = 2% accolés par leur petite base de rayon pris comme unité de longueur. Fig. 69. Sur ces nouvelles courbes, on voit que λ ne varie que de 2,9 à $9,2 \cdot 10^{-8}$ m d'où l'on déduit que pour des rayons de particules compris entre $5 \cdot 10^{-10}$ et 10^{-8} m le terme α ne variera que de 1,15 à 0,90. En admettant $\alpha = 1$, on ne commettra au plus qu'une erreur de 15% et l'on pourra écrire :

$$K_a \neq \frac{e^-}{6\pi\eta a} \left(1 + \frac{\lambda}{a} \right)$$

(expression à rapprocher de la loi dite de Stokes-Cunningham (29))

et déduire simplement des courbes précédentes un réseau de courbes $K_a(A/A^*)$, a étant pris comme paramètre. Fig. 70. Remarquons que pour $\lambda/a \gg 1$, K est sensiblement proportionnel à $\bar{a}^2$ et pour $\lambda/a \ll 1$ à $\bar{a}^1$.

Sur le réseau de courbes précédent (fig. 69), on a porté la vitesse réelle du fluide :

$$U = M^* \left(\frac{2\gamma R}{\gamma+1} \right)^{1/2} \sqrt{T_0} = 18,3 \cdot M^* \sqrt{T_0} = 315 M^* \text{ pour } T_0 = 293^\circ\text{K}$$

Comme les trajectoires des particules sont régies par le rapport K_a/U on peut prêter attention à l'évolution de ce rapport tout le long de la tuyère et voir que, pour un rayon donné de particule, l'évolution de ce rapport est inférieure à un facteur 1,5 (alors que U varie d'un facteur 3 et K_a d'un facteur 4,3) et qu'il varie très peu dans la zone médiane de la tuyère. En première approximation, on a admis qu'il était constant tout le long de la tuyère et on a tracé une courbe approchée $K_a/U(a)$ valable en tout point de la tuyère, fig. 71

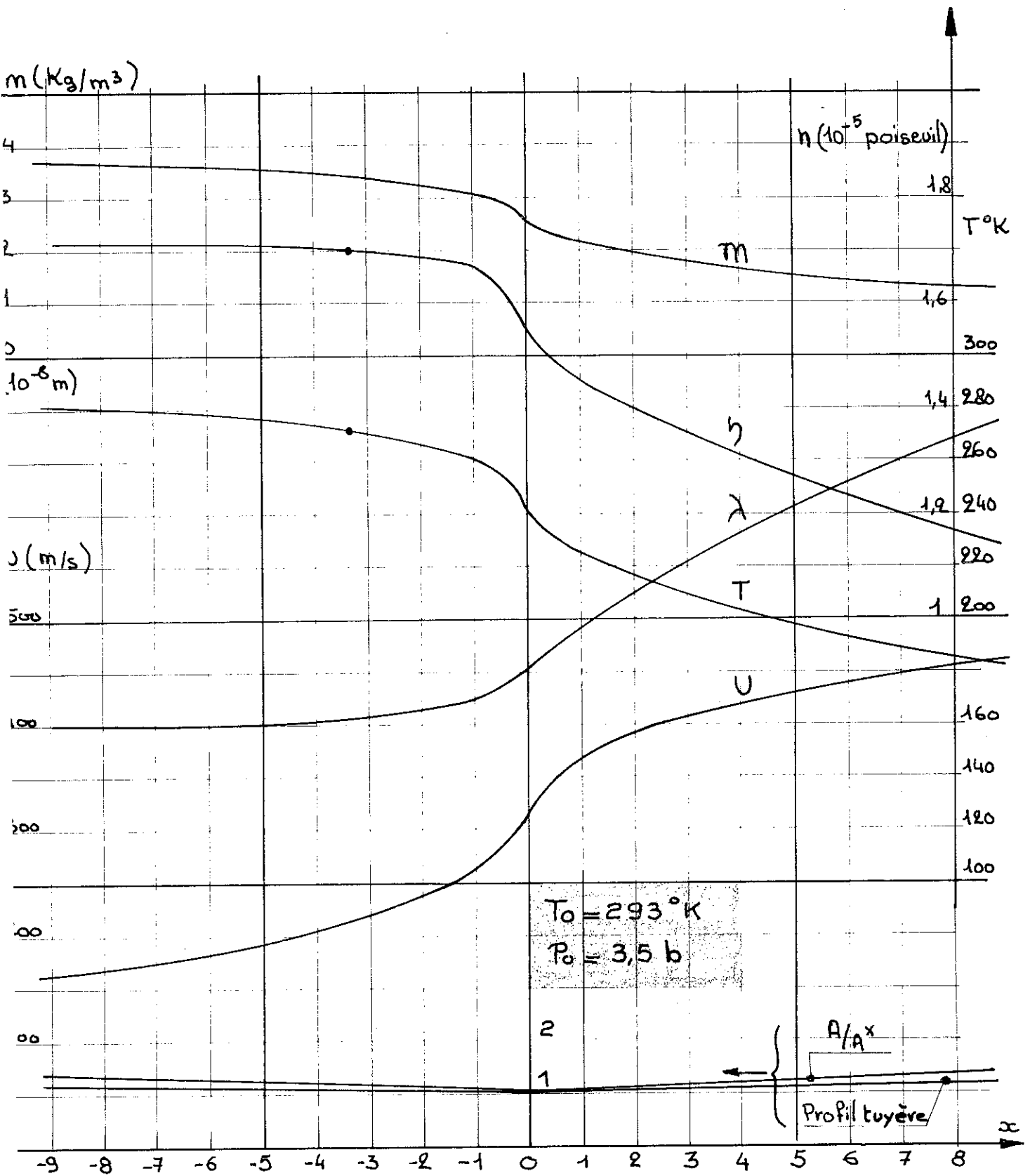


FIG. 69
ÉCOULEMENT ISENTROPIQUE

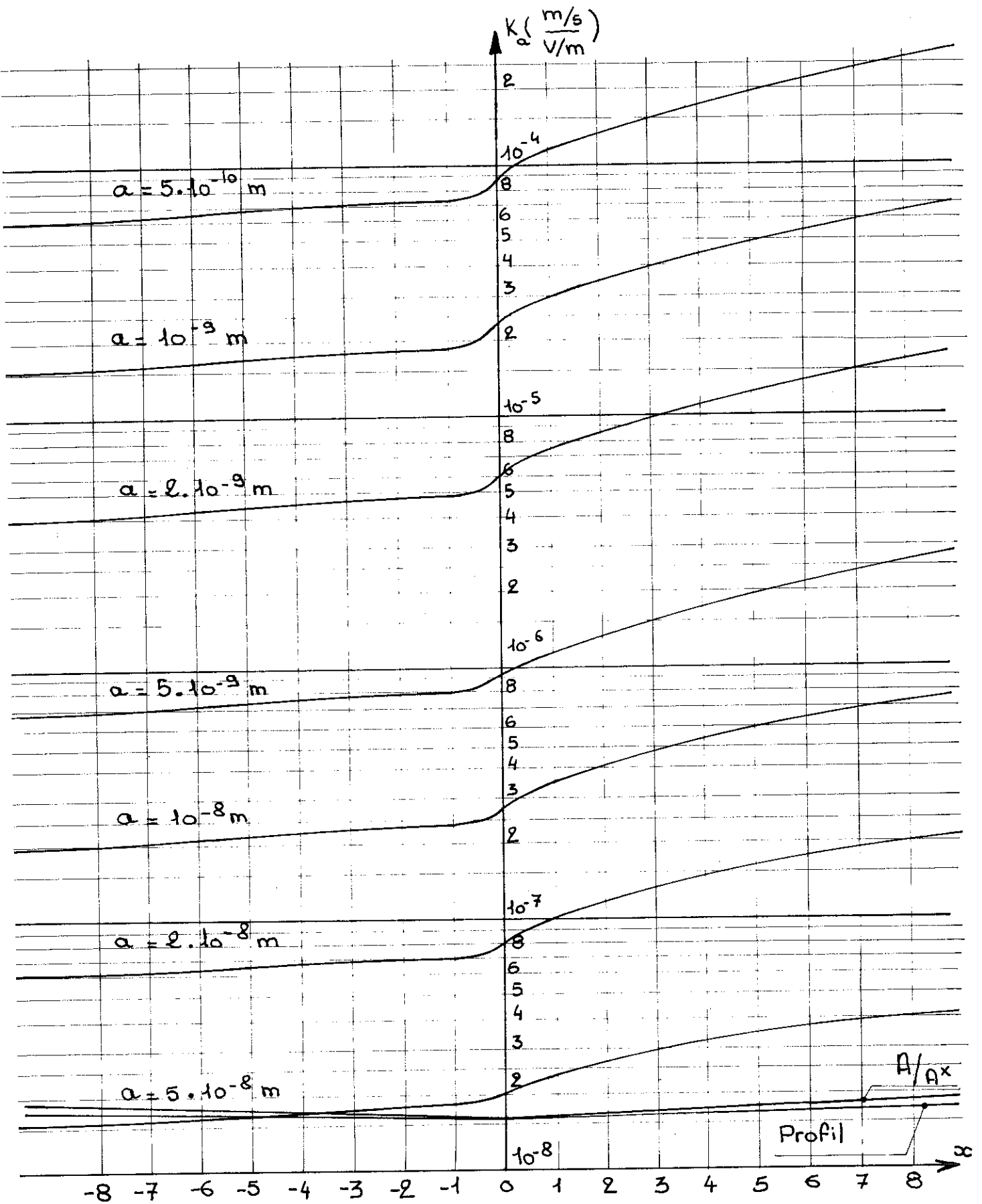


FIG. 70
MOBILITE

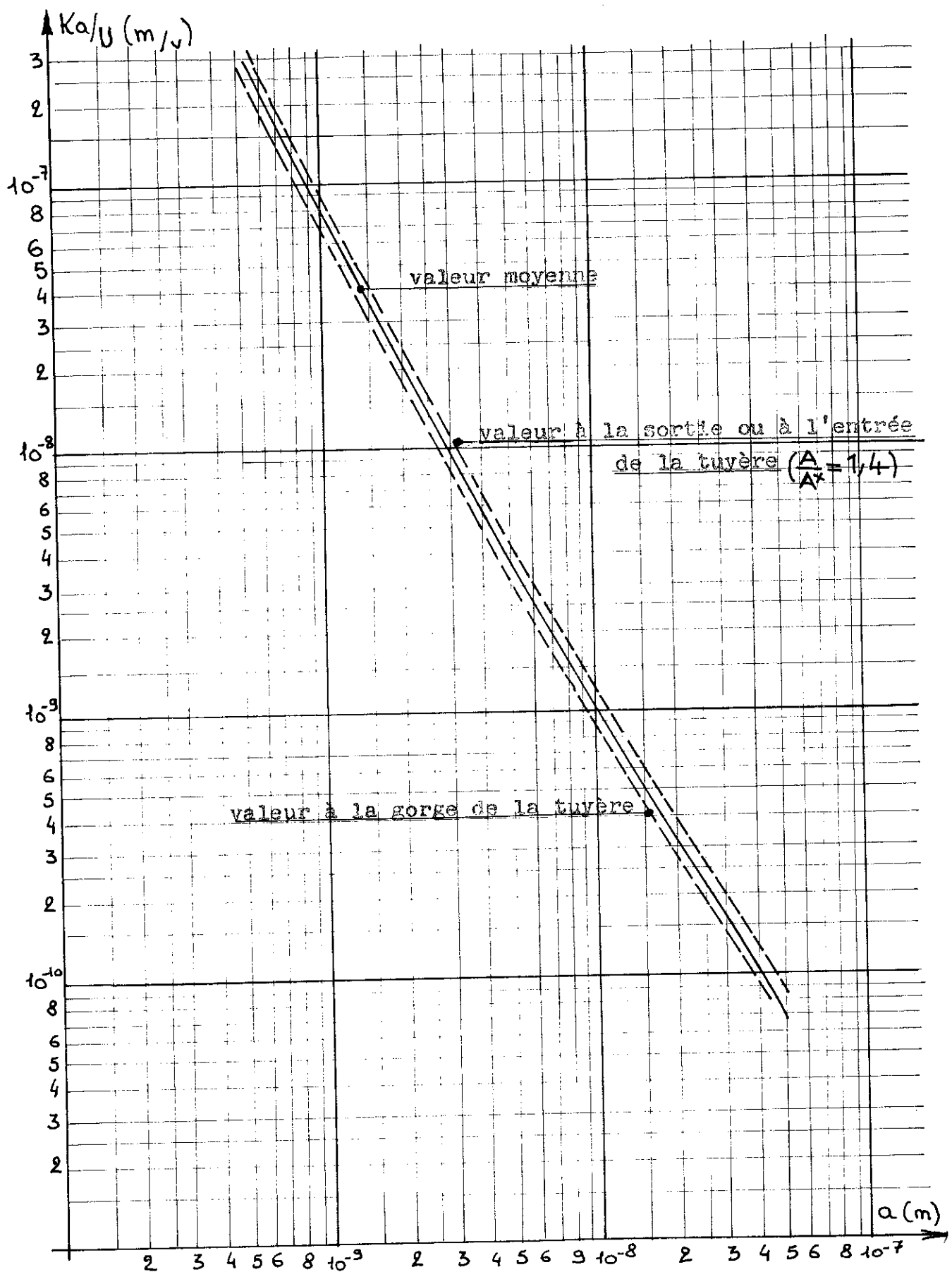


FIG. 71
MOBILITE REDUITE Ka/U

CHAPITRE XII - Etude de la zone de création des porteurs

Trois grandeurs sont à étudier :

- la densité en ions n_i
- la valeur du champ électrique E
- la longueur de la zone ionisée L' pour connaître le temps t' mis par les particules à la parcourir.

1) Etude expérimentale

On a réalisé un dispositif expérimental (fig. 72) destiné à permettre l'estimation de la longueur de tuyère recevant les ions émis par la pointe, selon l'humidité absolue, avec ou sans courant d'air. Le dispositif consiste en un convertisseur dont la tuyère est remplacée par un conduit cylindrique de diamètre $D^* = 2,5$ mm, divisé en quatre tranches circulaires d'épaisseur 2 mm séparées par des rondelles isolantes d'épaisseur 0,5 mm et réunies à la masse à travers des microampèremètres, le collecteur étant mis également à la masse à travers un microampèremètre. La source d'excitation de l'aiguille permet la mesure du courant et de la tension d'ionisation (fig. 73). L'aiguille est mobile le long de son axe, ce qui permet de vérifier l'identité des différentes tranches de la tuyère et d'étaler la zone d'étude. L'alimentation en air conditionné est celle utilisée précédemment, comportant entre autres appareils, un débitmètre, un manomètre et un humidimètre.

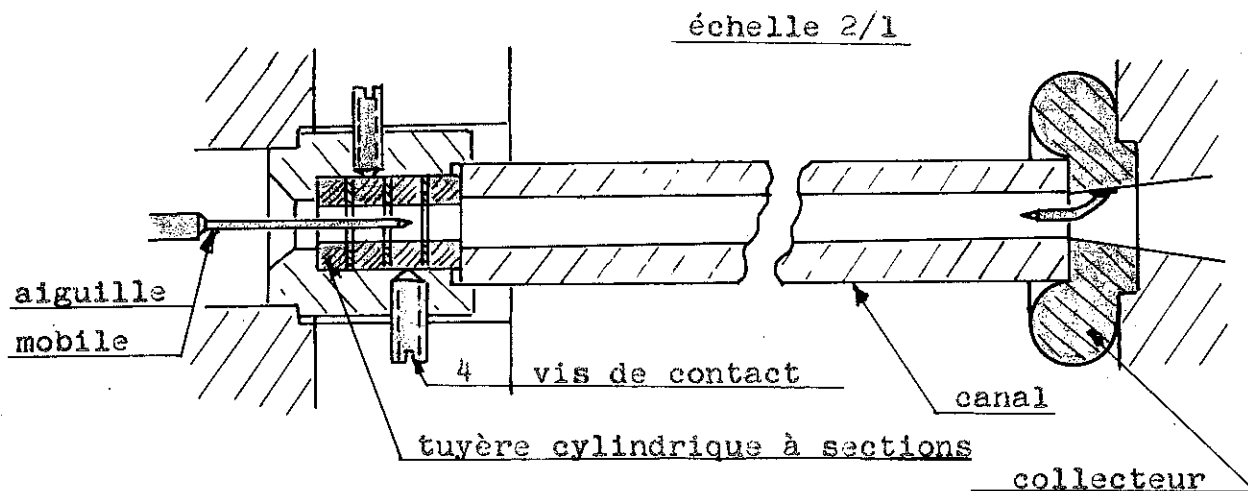


FIG. 72 - MONTAGE

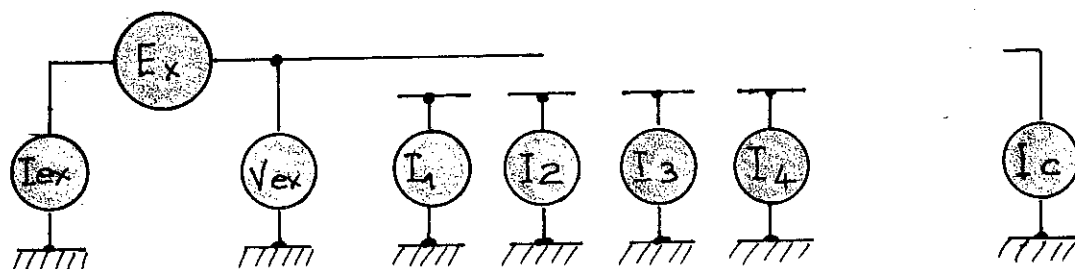


FIG. 73 - SCHEMA

Les expériences précédentes ont montré que la capture des molécules d'eau par des ions était faible dans la zone subsonique. L'emploi d'un conduit simplement cylindrique, que l'on appellera tout de même "tuyère", dans lequel l'écoulement sera, au plus, sonique à la sortie, permettra d'être renseigné sur l'influence du courant d'air sur les ions eux-mêmes (Il est bien entendu que, lors du fonctionnement normal, la diminution progressive de la mobilité des particules au fur et à mesure de la condensation de la vapeur d'eau provoquera une modification notable de la répartition des charges, mais l'analyse globale du phénomène dépasserait le cadre de la présente étude).

Le débit d'air étant de 10 Nm³/h, de manière à avoir un écoulement sonique à la sortie de la tuyère et le courant d'ionisation de 50 microampères, pour différentes H.A., on a noté, selon la position de l'aiguille, les courants captés par les différentes tranches, ainsi que par le collecteur. On a ensuite (pour prendre en compte la loi de Paschen) obturé l'échappement du convertisseur et réglé la pression d'alimentation pour avoir, sans courant d'air, la même pression dans la tuyère, en admettant qu'elle était égale à celle du col sonique :

$$P^* = 0,528 P_0 = 0,528 \cdot 3,5 = 1,85 \text{ bar}$$

Il eut peut-être été bon d'égaliser également la température : $T^* = 0,833 T_0$ ou, au moins, d'en tenir compte et d'égaliser les densités $m^* = 0,634 m_0$. Cependant, les valeurs de la tension d'excitation montrent que la mesure prise est assez justifiée en ce qui concerne la mobilité.

On a relevé les courants (fig. 74) pour l'air sec au repos, un débit d'air sec, et un débit d'air humide.

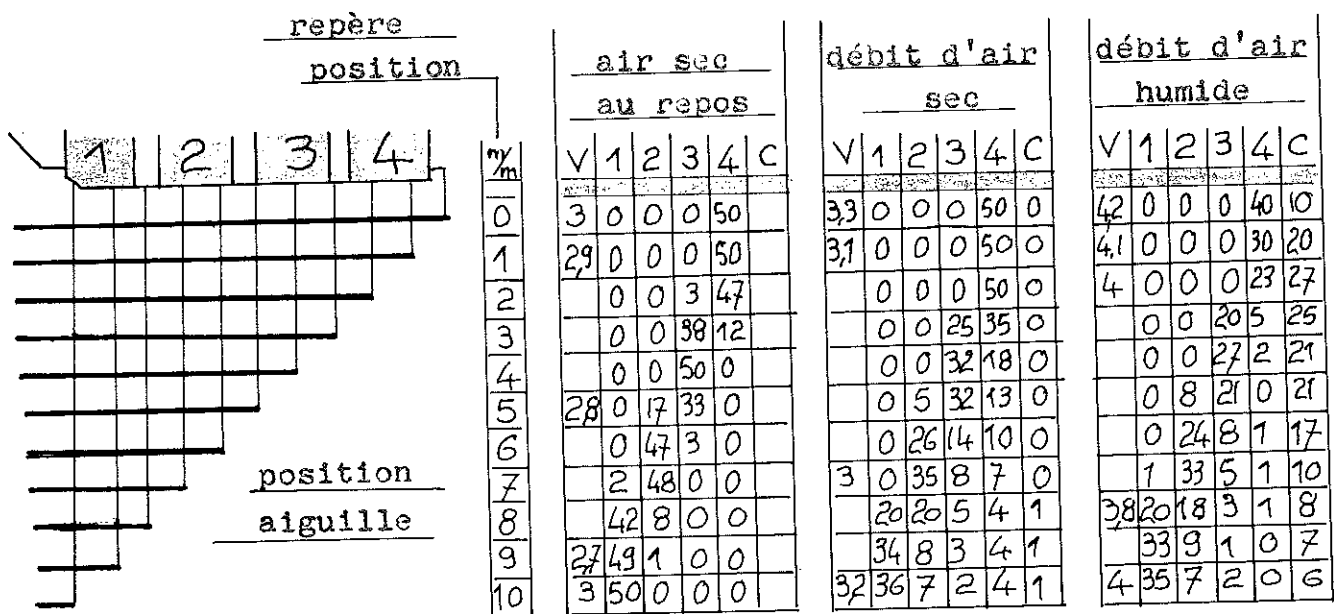


FIG. 74 - RELEVÉ DE COURANTS

1-1 Examen des résultats

1-1-1 Sans débit d'air

La quasi totalité du courant d'ion s'écoule par une seule tranche de 2 mm.

Un déplacement de 1 mm de la pointe peut ne pas faire changer la tranche recevant cette quasi totalité de courant qui ne s'étale donc que sur 1 mm.

Cette zone est sensiblement centrée sur la pointe, légèrement en aval.

1-1-2 Avec un débit d'air sec (point de rosée de l'ordre de 210°K sous 7 bars absolus).

Le courant s'étale sur 2 ou 3 tranches (voire les 4).

Lorsque deux tranches reçoivent le même courant, la troisième n'en reçoit que très peu.

La tranche qui reçoit le plus de courant est celle qui est dans le plan de la pointe.

L'étalement de la zone se fait vers l'aval.

Lorsque l'aiguille est à l'entrée de la tuyère, le courant dans la dernière tranche devient supérieur à celui dans la précédente : il y a quelques porteurs de mobilité un peu plus faible.

Le courant de collecteur reste très faible : pas ou peu de condensation : courant ionique.

1-1-3 Avec un débit d'air humide (H.A. 4 % environ)

Le courant de collecteur peut dépasser la moitié du courant émis par la pointe : présence de grosses particules de faible mobilité.

Malgré un déplacement de la pointe de 2mm, la quasi totalité du courant reçu par la tuyère s'écoule par la même tranche : il reste des ions gazeux, près de la moitié du nombre émis même dans les meilleures conditions pour la condensation.

L'étalement vers l'aval de la zone captant le courant est peu différent de celui constaté dans le cas de l'air sec. Seule la dernière tranche collecte un courant un peu plus important : présence de porteurs assez peu mobiles pour quitter la zone ionisée, mais incapables de franchir la barrière de potentiel à l'entrée du canal.

Remarques

On a tracé (fig. 75) l'évolution du courant collecteur en fonction de la position relative de l'aiguille et de la tuyère. On note un maximum très marqué pour une position de l'aiguille 2 mm en amont de l'extrémité de la tuyère, c'est-à-dire de l'emplacement supposé du col sonique, ce qui est en désaccord avec les courbes tracées pour la tuyère convergente-divergente (fig. 45). Etant donné l'absence de raccordement progressif à l'entrée de la tuyère cylindrique, ceci n'est cependant pas surprenant. Des imperfections dans l'alésage de cette tuyère, qui feraient apparaître le col en amont de la sortie de la tuyère, sont peu probables, car il a été effectué après assemblage des éléments. La position du col dans la tuyère convergente-divergente peut être mise en doute, car elle n'est définie qu'avec peu de précision par suite de la faiblesse de la pente; la présence de couches limites pourrait aussi expliquer ici un décalage.

Par ailleurs, on notera que, pour une humidité importante de l'air ($\Gamma \approx 4\%$), un écoulement supersonique ne semble pas nécessaire à la condensation de la vapeur d'eau. Toutefois, celle-ci ne se produit qu'au voisinage du col sonique.

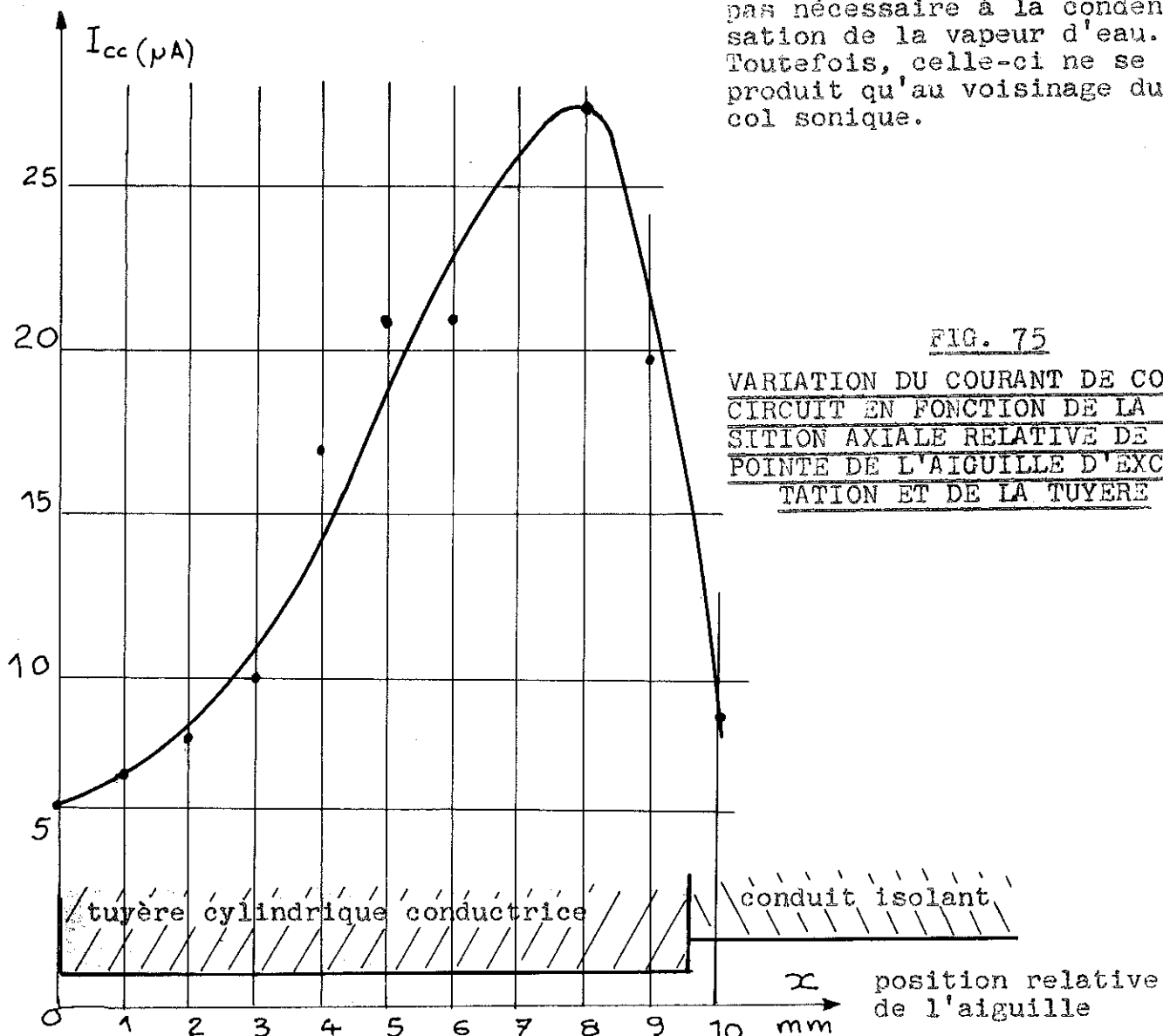


FIG. 75
VARIATION DU COURANT DE COURT
CIRCUIT EN FONCTION DE LA PO-
SITION AXIALE RELATIVE DE LA
POINTE DE L'AIGUILLE D'EXCI-
TATION ET DE LA TUYERE

1-1-4 Conclusion

En fonctionnement normal (débit d'air humide), mais en court-circuit, il y a deux familles de porteurs bien distinctes :

- les ions, dont les trajectoires sont peu affectées par le courant d'air,
- les particules chargées assez grosses pour atteindre le collecteur.

Lors d'un essai en charge, la diminution du courant transporté due à la mise sous tension du collecteur s'est reportée intégralement et uniquement sur la dernière section.

Quel que soit le régime, la quasi-totalité des ions qui atteignent la tuyère le font dans une zone s'étendant sur une longueur équivalant sensiblement le rayon de la tuyère, en aval de la pointe. La fig. 76 reproduit la distribution probable des lignes de courant.

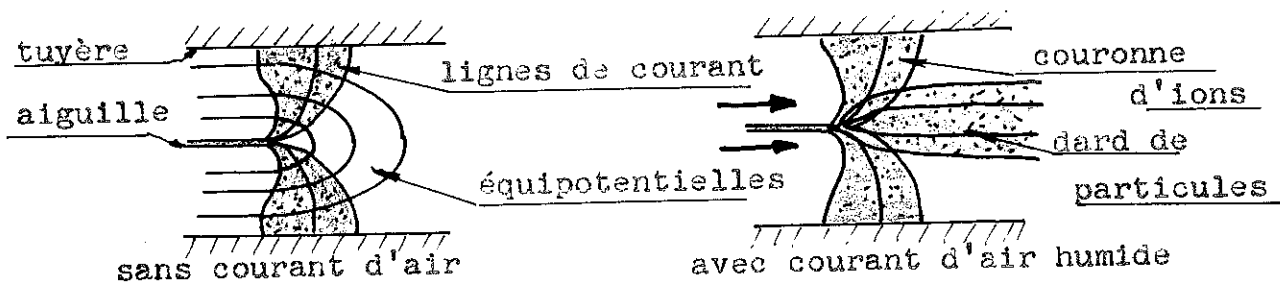


FIG. 76 - DISTRIBUTION PROBABLE

2) Analyse simplifiée

Etant donné qu'il ne s'agit que d'avoir une idée de la densité en ions et de sa distribution dans la section de la tuyère, à partir de la distribution probable des lignes de courant et des équipotentiellles déduites des mesures précédentes, on a admis pour simplifier l'analyse une distribution à symétrie sphérique autour d'une source d'ions sphérique isotrope, émettant un courant double de celui émis par l'aiguille dans une demi-sphère. Fig. 77

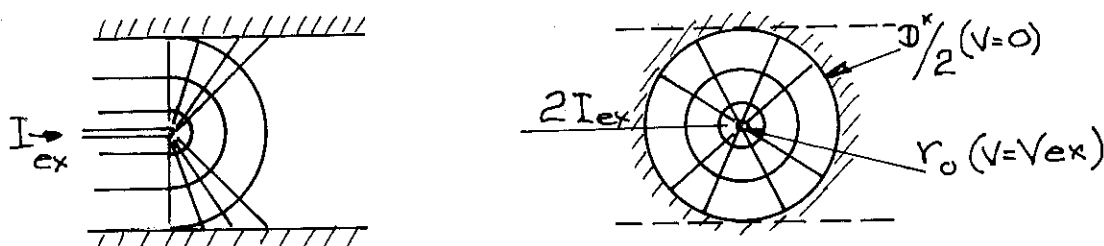


FIG. 77 - REPRESENTATION SIMPLIFIEE

La tension d'excitation appliquée à l'aiguille étant telle que la pointe ionise l'air environnant, on aura :

$$E_{r=r_0} = E_m(r_0, P, T)$$

E_m : rigidité diélectrique (ici pour r_0)

Théorème de Gauss :

$$4\pi r^2 E = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{r_0}^r 4\pi r'^2 n_i \cdot e^- \cdot dr' + 4\pi r_0^2 E_m$$

n_i : densité volumique d'ions portant une charge unitaire (e^-)

r_0 : rayon de courbure de la source isotrope (et de la pointe)

d'où

$$d(r^2 E) = \frac{1}{\epsilon_0} n_i \cdot e^- \cdot r^2 \cdot dr$$

Conservation du courant :

$$2 I_{ex} = 4\pi r^2 n_i e^- K_i E = Ct$$

K_i : mobilité des ions

I_{ex} : courant d'excitation (émis dans une demi-sphère)

(le facteur 2 a été séparé pour garder à l'expression son allure conventionnelle).

alors :

$$d(r^2 E) = 2 \frac{I_{ex}}{4\pi \epsilon_0 \cdot r^2 \cdot K_i \cdot E} r^2 dr$$

et

$$r^2 E \cdot d(r^2 E) = 2 \frac{I_{ex}}{4\pi \epsilon_0 \cdot K_i} r^2 dr$$

d'où

$$E^2 = \frac{2}{3r} \frac{2 I_{ex}}{4\pi \epsilon_0 \cdot K_i} + \frac{Ct}{r^4}$$

On détermine la valeur de la constante en passant à la limite $r = r_0$

Il vient alors :

$$E^2(r) = 2 \frac{2 I_{ex}}{4\pi \epsilon_0 \cdot 3 K_i r} \left[1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right] + \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 E_m^2$$

On déduit également $n_i(r)$: $n_i = 2 \frac{I_{ex}}{4\pi r^2 e^- K_i E}$

$$\text{soit } n_i = 2 \frac{I_{ex}}{4\pi r^2 K_i e^- \sqrt{2 \frac{2 I_{ex}}{4\pi \epsilon_0 \cdot 3 K_i r} \left[1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right] + \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 E_m^2}}$$

Pour tracer les courbes représentant $E(r)$ et $n_i(r)$, il est nécessaire de connaître les valeurs numériques des paramètres :

$$r_0 = 10^{-4} \text{ m}$$

$$I_{ex} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ A}$$

$$e^- = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

K_i : pour un ion négatif, dans les conditions normales (N) de pression et de température, selon les auteurs, K_{iN} est compris, en M.K.S.A., entre $1.7 \cdot 10^{-4}$ (Langevin) et $2.2 \cdot 10^{-4}$ (Loebs) pour de l'air sec et décroît un peu pour de l'air humide (36) (On a effectivement trouvé des tensions d'excitation plus élevées pour l'air humide que pour l'air sec : fig. 74). On a vu par ailleurs que pour $\lambda/a \gg 1$, ce qui est le cas des ions gazeux, K_i est proportionnel à λ/η . En prenant les valeurs de λ et de η sur la fig. 69, on déduit, au voisinage de la gorge :

$$K_i = K_N \frac{\lambda^x}{\lambda_N} \cdot \frac{\eta_N}{\eta^x} \approx 2.05 \cdot 1.05 \cdot 10^{-4} \approx 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$$

E_m : aux conditions normales de pression et de température, on trouve dans la littérature spécialisée (37) pour un rayon de 0,1 mm une rigidité diélectrique de 120 kV/cm (pour un fil). * En tenant compte, comme précédemment, de la pression (Loi de Paschen), on aura, au voisinage de la gorge :

$$E_{m_{ro}}^x = E_{m_{ro}}^N \cdot \frac{P_0}{P_N} \cdot \frac{P^x}{P_0} = 120 \cdot \frac{3.5}{1.013} \cdot 0.528 \approx 220 \text{ kV/cm} = 2.2 \cdot 10^7 \text{ V/m}$$

E_m sur une pointe sera probablement supérieur, par suite de la décroissance plus rapide du champ.

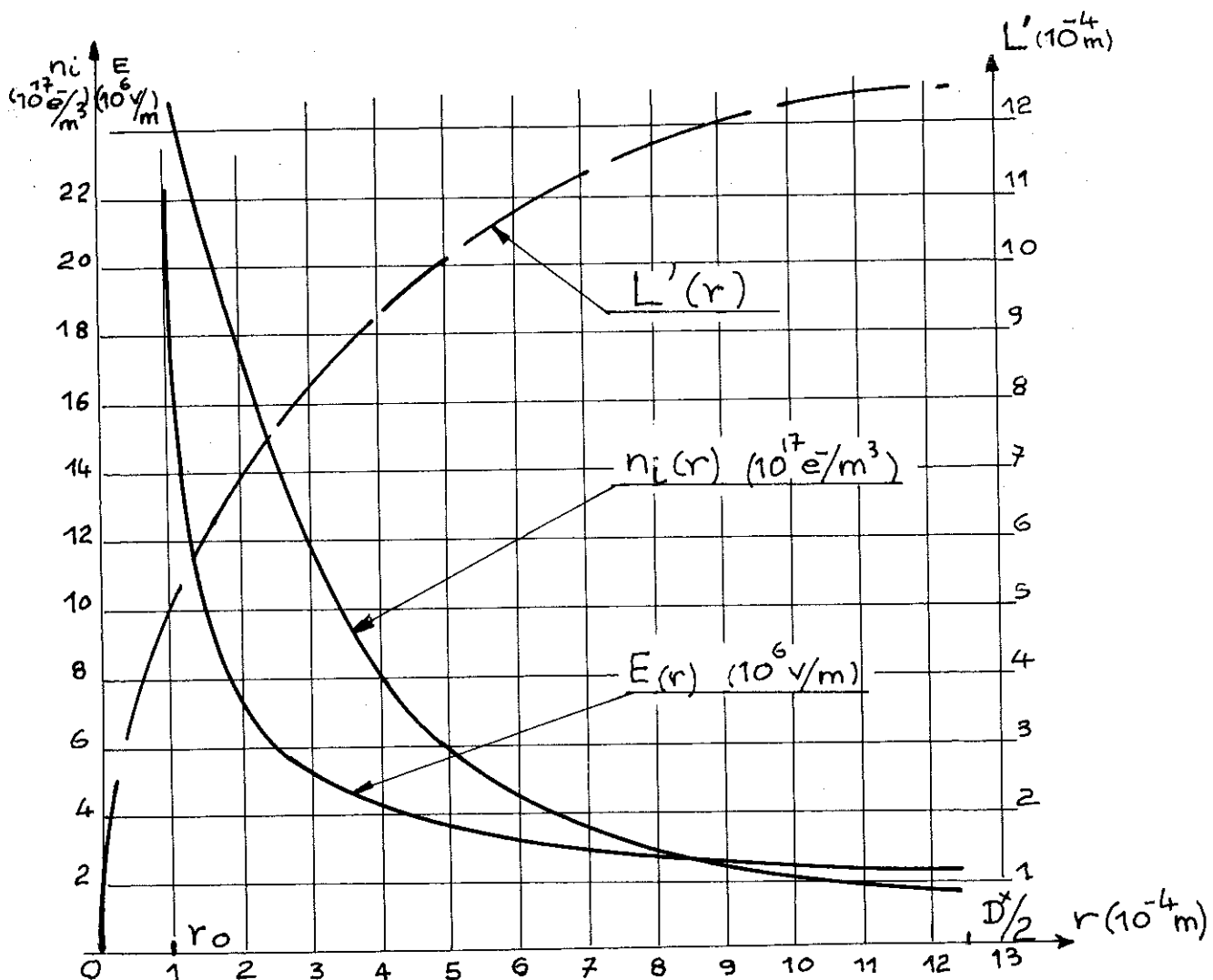


FIG. 78 - CHAMP, DENSITE EN IONS ET LONGUEUR IONISEE

Avant de tracer les courbes : $E(r)$ et $n_i(r)$ (fig. 78), on remarque que :

$$\begin{aligned} \text{pour } r = r_0 \quad E &= E_{m_{V_0}} = 2,2 \cdot 10^7 \text{ V/m} \\ \text{pour } r = 2 r_0 \quad E &= \sqrt{2 \frac{2 I_{ex}}{4 \pi \epsilon_0 3 n_i r} \left(1 - \frac{1}{8}\right) + \frac{1}{16} E_m^2} \\ E &= \sqrt{27 + 30} \cdot 10^6 \text{ V/m} \\ E &= 7,5 \cdot 10^6 \text{ V/m} \end{aligned}$$

Les deux termes sont du même ordre de grandeur.

$$\text{pour } r = 3 r_0 \quad E = 10^6 \sqrt{20 + 6} = 5,1 \cdot 10^6 \text{ V/m}$$

pour $r > 3 r_0$, le terme en E_m est négligeable devant le terme en I_{ex}

On repartira de ces valeurs pour tracer la courbe $n_i(r)$.

L'intégration graphique de $E \cdot dr$ donnerait 4,3 kV, valeur pas très éloignée de $V_{ex} \approx 3$ kV, justifiant dans une certaine mesure les approximations faites sur la configuration du champ et sur la grandeur des différents paramètres.

Longueur de la zone ionisée L'

Revenant à la distribution probable pour laquelle, par suite de la courbure des lignes de force due à leur disposition rayonnante au voisinage de l'électrode et parallèle près de la contre-électrode (dans un plan radial), on a admis :

$$L'_{(r)} = \sqrt{\left(\frac{D^x}{2}\right)^2 - \left(\frac{D^x}{2} - r\right)^2} \quad \text{soit} \quad L'_{(r)} = \sqrt{D^x r - r^2}$$

et on l'a porté sur la fig. 78.

Valeurs moyennes

Pour alléger les calculs ayant trait à la création des porteurs, on a déterminé la valeur moyenne des grandeurs calculées précédemment, valable dans toute la section droite de la gorge de la tuyère. Cependant, étant donné les différences importantes entre les valeurs extrêmes de ces quantités, on a, de plus, découpé la section en deux et calculé leur valeur moyenne dans chacune de ces deux sections, l'allure de leur variation nous ayant suggéré un découpage pour $r = 3 r_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ m définissant une aire centrale A1 représentant 1/20 de l'aire totale et une aire annulaire A2 représentant les 19/20 restant.

Les moyennes étant rapportées à des aires, on les a prises comme valant :

$$\bar{g} = \frac{1}{A'' - A'} \int_{A'}^{A''} g \, dA$$

(g et A étant respectivement la grandeur et l'aire considérées).

Ces intégrales étant généralement assez difficiles à calculer, on s'est contenté d'une intégration graphique.

Résumé

Le tableau ci-dessous indique les valeurs moyennes :

- Position (m)	$r_0 < r < D^*/2$	$r_0 < r < 3r_0$	$3r_0 < r < D^*/2$
- Aire considérée (m ²)	A	$A_1 = A/20$	$A_2 = 19A/20$
- Champ moyen (V/m)	$\bar{E} = 3,1 \cdot 10^6$	$\bar{E}_1 = 7,5 \cdot 10^6$	$\bar{E}_2 = 2,8 \cdot 10^6$
- Densité moyenne ($\bar{n}$ /m ³)	$\bar{n}_1 = 3,8 \cdot 10^{17}$	$\bar{n}_{1,1} = 16,5 \cdot 10^{17}$	$\bar{n}_{1,2} = 3,1 \cdot 10^{17}$
- Longueur ionisée (m)	$\bar{L}' = 11 \cdot 10^{-4}$	$\bar{L}'_1 = 7 \cdot 10^{-4}$	$\bar{L}'_2 = 12 \cdot 10^{-4}$

Remarque I

On a considéré que les ions négatifs prenaient naissance à la surface même de l'électrode ionisante. Une analyse plus rigoureuse devrait tenir compte de la formation de ces ions. D'après Léonard B. Loeb (38), la création des ions se ferait de la façon suivante : si le champ au voisinage de la pointe négative est assez grand, les ions positifs présents dans le gaz acquièrent une énergie telle que lorsqu'ils frappent la surface de la cathode, il y a émission d'électrons secondaires qui sont à leur tour suffisamment accélérés pour ioniser le gaz et produire des avalanches d'électrons. Tous ces électrons, très mobiles, se déplacent rapidement vers l'anode, et l'apport d'énergie par le champ diminue considérablement par suite de la décroissance du champ due, d'une part, à l'éloignement de la cathode et, d'autre part, à la charge d'espace positive laissée derrière eux. Après quelques libres parcours ionisants, ils sont suffisamment lents pour se fixer sur des molécules de O₂ (qui, contrairement à N₂, a la propriété de fixer les électrons) et donner naissance à des ions négatifs. Fig. 79.

Ainsi, les gaines d'ions + et d'électrons entourant la pointe seront-elles assez minces pour pouvoir être négligées (de l'ordre de 0,03 mm sur la fig. 79 pour les conditions normales).

Il faudrait ici remarquer encore que le phénomène de naissance des ions négatifs est un phénomène de relaxation (des fréquences de plusieurs centaines de KHz pouvant exister, pour des courants de plusieurs dizaines de microampères issus d'un seul spot) et que le courant mesuré est une valeur moyenne, les valeurs de crête étant beaucoup plus importantes. Il ne serait peut-être pas inutile de tenir compte de cela lors de l'estimation de la densité maximum de charge dans le canal.

Remarque II

Les estimations précédentes ont été faites pour des conditions thermodynamiques régnant au col d'une tuyère. Lorsque la zone ionisée se déplacera loin du col, on pourra avoir une idée des corrections à apporter en notant qu'approximativement :

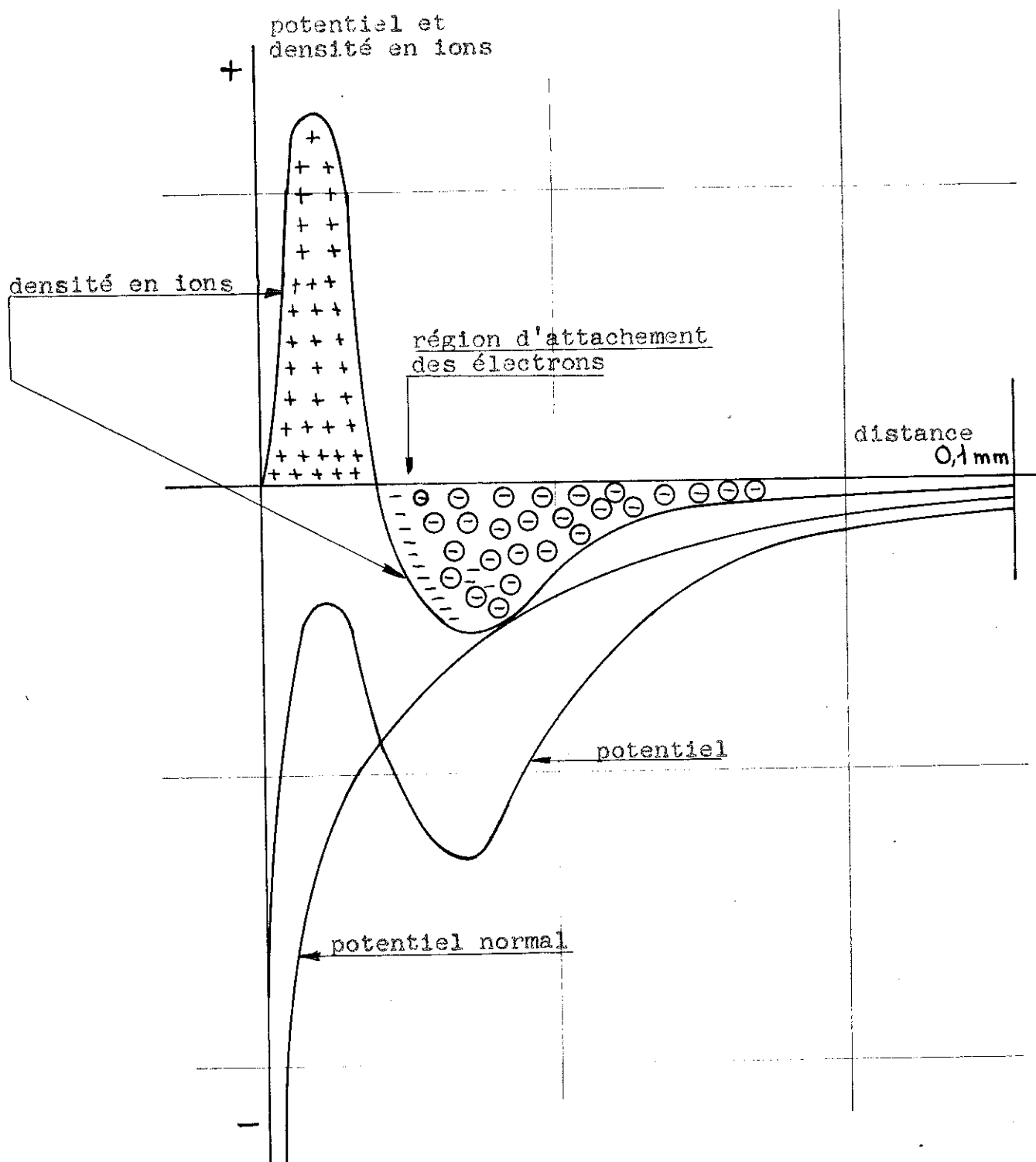


FIG. 79
NAISSANCE DES IONS NEGATIFS (38)

- pour $r \neq r_0$: $E \neq E_m : \sim P(x)$ et $n_i \neq n_{i,r_0} : \sim K_i^{-1} \times P^{-1}$
- pour $r \neq D/2$ E et $n_i \sim K^{-1/2}$
- $L' \sim D/2$

A l'aide des courbes donnant $P(x)$ et $K_i(x)$, on pourra déterminer les nouvelles valeurs de E , n_i , L' . On peut remarquer sur ces courbes que P et K varient sensiblement de façon inverse et comme D varie très peu, on en conclura qu'approximativement :

- pour $r \neq r_0$ $E \sim P(x)$ et n_i indépendant de x
- pour $r \neq D/2$ E et $n_i \sim P^{1/2}$

En utilisant une tuyère à 4 sections à fort angle de divergence (8° au sommet), on a pu vérifier que l'ensemble du phénomène était conservé, L' étant sensiblement proportionnel à $D/2$

Remarque III

$$\bar{E} \neq \frac{V_{ex}}{D/2} \quad \text{ici } 3.10^6 \text{ V/m}$$

CHAPITRE XIII - La création des porteurs de charge par condensation

Comme l'a signalé G. Babat (12), la condensation de la vapeur sur des ions est un phénomène déjà utilisé, en particulier, dans les chambres à brouillard ou chambres de Wilson. Une étude purement documentaire du fonctionnement de ces chambres a été donc entreprise (39) (40) (41).

1) Chambres à brouillard (rappel sur la condensation)

Lord Kelvin (W. Thomson) montra, en 1870, en raison de la tension superficielle, que la pression d'une vapeur en équilibre avec le liquide dépendait du rayon de courbure de la surface de séparation, la relation étant :

$$\frac{2\tau}{a} = \frac{RT_m}{\rho} \log \frac{P_a}{P_\infty} \quad (1) \quad (\text{expression de Gibbs Thomson})$$

τ tension superficielle

($\tau = 73 \cdot 10^{-3}$ N/m pour l'eau)

a rayon de courbure

P_a pression de vapeur saturante pour le rayon a

P_∞ pression de vapeur saturante pour un plan ($a = \infty$)

m masse volumique du liquide

On peut noter que le terme de gauche représente la différence des pressions de part et d'autre de la surface de séparation :

$$\frac{2\tau}{a} = P_i - P_e$$

P_i pression interne de la particule

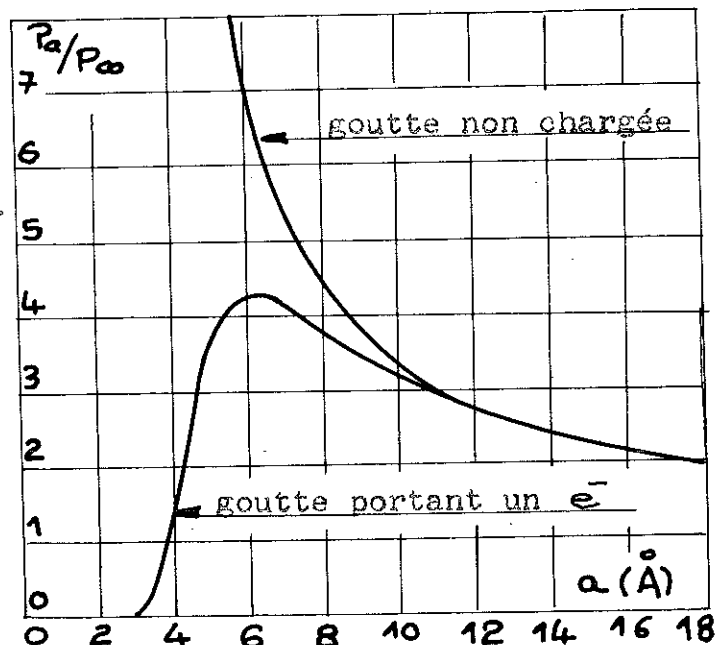
P_e pression externe à la particule

L'énergie de surface étant : $W_s = A \cdot \tau$, $\frac{2\tau}{a} = \tau \frac{dA}{dV}$ représente aussi la variation d'énergie de surface dW_s/dV en fonction du volume. Par ailleurs, le travail de compression isotherme de P_∞ à P_a d'un volume V est $W = V \frac{RT_m}{\rho} \log \frac{P_a}{P_\infty}$. Le terme de droite n'est donc autre que dW/dV .

On voit sur la courbe correspondante (fig. 80) que, à température ambiante, si l'effet est négligeable pour des rayons de l'ordre du micron, il est notable à partir d'une dizaine d'Angstroems et très important pour quelques Angstroems. Ainsi, pour qu'une condensation de vapeur d'eau s'amorce autour d'une molécule d'eau, il faudrait une sursaturation (P_a/P_∞) de l'ordre de la centaine, voire du millier, (mais la loi n'a plus de sens en-dessous de quelques molécules).

FIG. 80

EVOLUTION DE LA SURSATURATION SELON LE RAYON DE LA GOUTTE



Par ailleurs, dans de l'air contenant des particules de quelques microns, celles-ci serviront de germes de condensation et l'étape des gouttelettes submicroniques étant supprimée, la sursaturation nécessaire pourra être insignifiante. Coulier (1875), Kiessling (1884), Aitken (1880-1916) trouvèrent effectivement en laboratoire que la sursaturation, indispensable en air propre, devenait inutile en présence de poussières et qu'alors toutes les gouttes étaient condensées autour d'une particule.

Utilisant une chambre à volume variable dans laquelle, par expansion adiabatique d'une vapeur, il pouvait produire la saturation ou la sursaturation, C.T.R. Wilson, dans l'étude de phénomènes météorologiques (1894-1897) montra que des ions pouvaient, dans certaines conditions, jouer le rôle de germes de condensation, bien que leur dimension soit celle des molécules. Il trouva ainsi que, pour de la vapeur d'eau dépoussiérée, la condensation avait lieu sur des ions pour des rapports d'expansion compris entre 1,25 et 1,37 (correspondant à des sursaturations de 4 et de 8), toutes les gouttes obtenues étant chargées électriquement.

J.J. Thomson (1898) montra que pour un ion portant une charge élémentaire e^- , à la pression interne P_i , devait être ajoutée la pression électrostatique :

$$P_E = \frac{(e^-)^2}{32 \cdot \pi^2 \epsilon_0 a^4}$$

Remarquons, comme précédemment, que l'énergie électrostatique de la goutte étant :

$$W_E = \frac{(e^-)^2}{8 \pi \epsilon_0 a} \quad , \quad \frac{(e^-)^2}{32 \cdot \pi^2 \epsilon_0 a^4} = - \frac{dW_E}{dv}$$

représente la variation d'énergie électrostatique en fonction du volume.

L'expression précédente devient :

$$\frac{2\tau}{a} - \frac{(e^-)^2}{32 \cdot \pi^2 \epsilon_0 a^4} = \frac{R \cdot T \cdot m}{N} \log \frac{P_a}{P_\infty} \quad (2)$$

Cependant, pour des sursaturations supérieures à 8 (pour de la vapeur d'eau), il se formait des gouttes sans germe (ion ou poussière). Partant des travaux de Lord Rayleigh, Reinold, Rucker, Johannot, etc ..., J.J. Thomson attribua la naissance de ces gouttes à la variation de la tension superficielle avec le rayon de courbure (fig. 81) et dans la dérivation de W_s introduisit un terme en $\frac{d\tau}{da}$, l'expression devenant :

$$\frac{2\tau}{a} + \frac{d\tau}{da} - \frac{(e^-)^2}{32 \pi^2 \epsilon_0 a^4} = \frac{R \cdot T \cdot m}{N} \log \frac{P_a}{P_\infty} \quad (3)$$

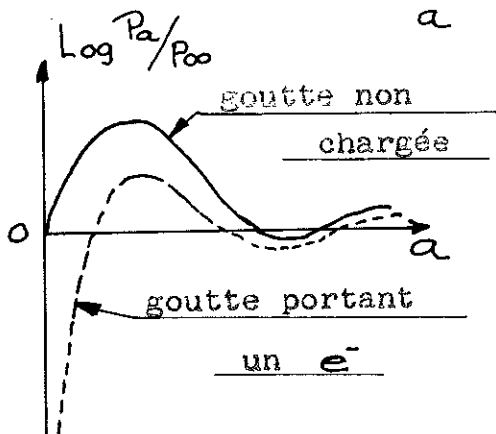


FIG. 81

INFLUENCE DE LA VARIATION DE LA TENSION SUPERFICIELLE SUR LA PRESSION DE VAPEUR SATURANTE AUTOUR D'UNE GOUTTE

Ces deux limites de sursaturation : $4 < \frac{P_a}{P_\infty} < 8$ encadrant la zone où la condensation d'une vapeur dépoussiérée peut se produire, mais seulement sur des ions, il est intéressant de voir où elles se situent dans une tuyère, afin de positionner la zone d'excitation du convertisseur.

Reprenant la tuyère convergente-divergente simplifiée précédente, constituée de deux troncs de cône de pente $\frac{dr}{dx} = 2\%$ accolés par leur petite base de rayon pris comme unité, on a tracé les courbes $T(x)$ et $P(x)$ en partant des fonctions :

$$\frac{T_0}{T_x} \left(\frac{A_x}{A_0} \right) \quad \text{et} \quad \frac{P_0}{P_x} \left(\frac{A_x}{A_0} \right)$$

de l'écoulement adiabatique réversible déduites précédemment et en prenant pour $T_0 = 293^\circ\text{K}$ et pour P_0 les pressions partielles de vapeur d'eau en amont de la tuyère correspondant à différentes humidités absolues de l'air admis ($\Gamma = 0,8; 2; 4$). De plus, en partant de tables issues de l'expression donnant la variation de la pression saturante (pour une surface plane) en fonction de la température :

$$\frac{P}{P'} = \exp \int \frac{\mathcal{L}(T-T')}{R.T.T'} \quad (\text{expression de Clausius Clapeyron})$$

(dans laquelle $\mathcal{L}$ chaleur latente moléculaire d'évaporation, est fonction de la température), on a tracé la courbe $P_\infty(x)$.

Enfin, on a tracé la courbe représentant la température de saturation (point de rosée) correspondant aux courbes des différentes pressions partielles de vapeur d'eau. Disposant ainsi des courbes $P_a(x)$ et $P_\infty(x)$, on a pu, pour les différentes humidités absolues, repérer les zones où P_a/P_∞ étant compris entre 4 et 8, la formation de porteurs de charge devait être possible. Fig. 82. On remarque immédiatement :

- que, pour des teneurs en eau supérieures à 2‰, cette zone est dans le convergent de la tuyère, ce qui est contraire à ce que l'on peut déduire des expériences réalisées antérieurement sur les convertisseurs T.D.E.
- la longueur de cette zone décroît très rapidement avec l'humidité absolue (ceci est dû à l'exponentielle $P_\infty(T)$). Pour 0,8‰, elle est si étroite que la précision graphique étant insuffisante on a procédé à un calcul numérique. On a ainsi trouvé qu'elle s'étendait alors de quelques centièmes (de $D^*/2 = 1$) de part et d'autre du col de la tuyère. Pour un diamètre au col de 2 millimètres, même pour un angle d'ouverture aussi faible que celui choisi, cette zone vaudrait 7/100ème de mm. Il vient immédiatement à l'esprit, dans le but de l'étendre, de séparer le convergent et le divergent par une partie cylindrique dans laquelle les conditions d'écoulement resteront sensiblement celles existant au col (bien qu'un écoulement sonique soit théoriquement impossible dans un conduit de section uniforme).

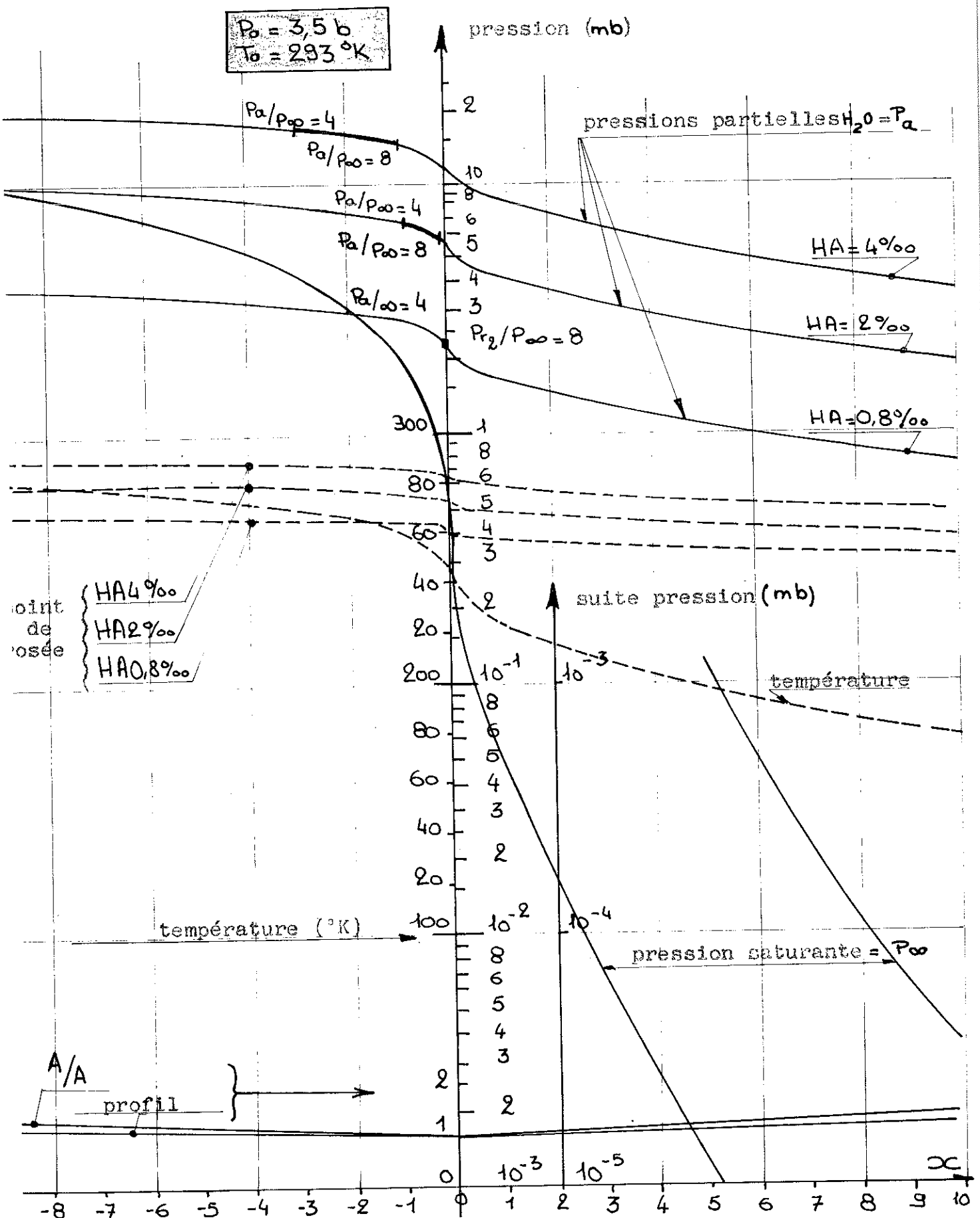


FIG. 82
CONDENSATION

2) Essais sur la condensation sur des ions

On a utilisé une tuyère conforme à celle qui a servi de base pour les calculs précédents d'un rayon à la gorge de 1 mm et en adaptant un canal de conversion, on a relevé la variation du courant de court-circuit en fonction de la position de l'aiguille d'ionisation le long de la tuyère, pour différentes humidités absolues, le débit d'air étant fixé à 10 Nm³/h et le courant d'ionisation à 50 μ A. On a également noté, pour les différentes H.A., la variation de la tension d'excitation en fonction de la position de l'aiguille le long de la tuyère. Fig. 83.

On peut remarquer sur ces courbes que :

- le courant de court-circuit ne dépend pas autant de l'humidité de l'air que le laissaient prévoir les calculs,
- la position optimum de l'aiguille est en aval de la gorge de la tuyère et non en amont,
- pour la plus faible humidité absolue (1‰), l'optimum est très marqué,
- pour l'humidité absolue intermédiaire (2‰), l'optimum se dédouble,
- pour la plus forte humidité absolue (3,2‰), l'optimum est très peu marqué et s'étale dans tout le divergent,
- la variation de tension d'excitation donne une idée de l'évolution de la mobilité K le long de la tuyère,
- l'augmentation de la tension d'excitation confirme la diminution de la mobilité quand l'humidité croît.
- pour $\Gamma = 2\%$, on a $P_a/P_\infty = 1$ à l'entrée de la tuyère, c'est-à-dire pour $A/A^* = 1,35$, donc $M \neq 0,5$. On peut en déduire que, inversement, lors d'un ralentissement isentropique, les gouttes se réévaporaient pour $M \neq 0,5$. Ce phénomène serait à rapprocher de la limitation de la pression de sortie constatée dans la deuxième partie, bien qu'il s'agissait alors d'un ralentissement non réversible, donc à pression et température un peu inférieures (puisque $M_L < 1$).

Les différences entre les observations et les prévisions peuvent être attribuées au fait que les calculs n'avaient porté que sur l'équilibre des gouttes formées et qui était traduit par l'expression ③ :

$$\frac{2\tau}{a} + \frac{d\tau}{da} - \frac{e^2}{32\pi^2 \epsilon_0 a^4} = \frac{R T m}{K} \log \frac{P_a}{P_\infty}$$

Il ne faut pas oublier que, si cette expression s'est révélée fructueuse dans l'explication du fonctionnement d'une chambre à brouillard, il s'agit là d'un processus relativement lent, des temps de plusieurs millisecondes ou dizaines de millisecondes étant cités. Par contre, dans le cas étudié ici, la vitesse au col étant de l'ordre de celle du son, soit 300 m/s, les 2 à 3 millimètres correspondant à la largeur de l'optimum, donc à la zone propice, seront parcourus en moins d'une dizaine de microsecondes.

Il y a donc bien lieu de pousser un peu plus l'analyse et d'étudier la vitesse de formation des particules.

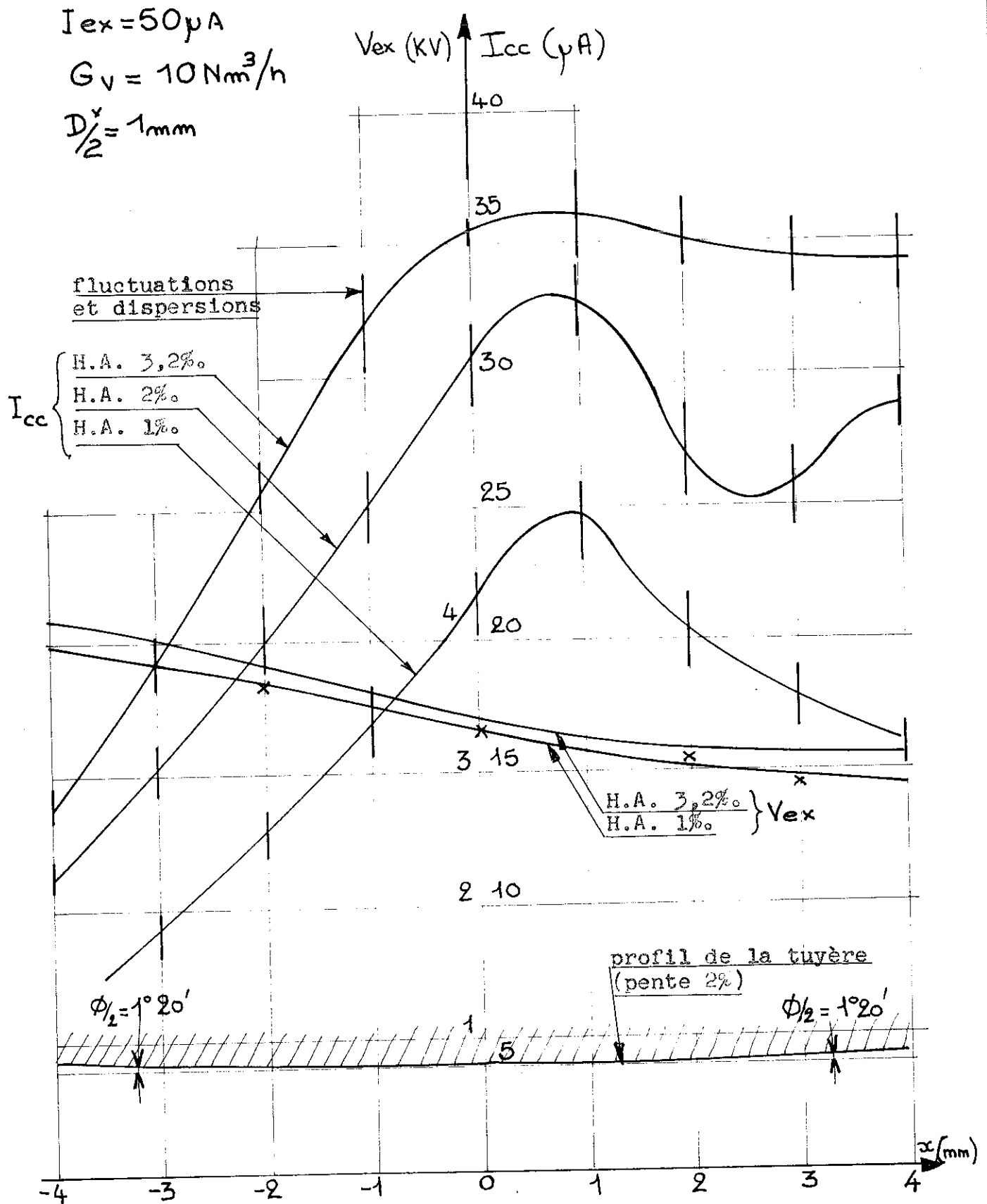


FIG. 83

COURANT DE COURT-CIRCUIT DU COLLECTEUR ET TENSION D'EXCITATION SELON
 LA POSITION DE L'AIGUILLE

3) Etudes antérieures

Dans le cas de particules non chargées, différentes études ont déjà été effectuées dans cette voie, tout d'abord au sujet de la naissance du brouillard parasite dans les chambres de Wilson, puis, plus tard, au sujet de la condensation de la vapeur d'eau dans les tuyères convergentes-divergentes alimentées en vapeur sèche ou en air atmosphérique pour les turbines ou les souffleries supersoniques expérimentales.

3-1 Naissance de germes

Dans le cadre de la première série d'étude, différents chercheurs, attribuant la naissance de ces gouttes non pas à la diminution de la tension superficielle avec le rayon de courbure, mais à l'agitation moléculaire, calculèrent le nombre de germes stables formés par unité de volume et par unité de temps (en quelque sorte le flux statique des germes stables).

En 1926, Volmer et Weber montrèrent, à partir de considérations thermodynamiques, que ce nombre était donné par une expression de la forme :

$$N_a = \mathcal{K}_1 e^{-\frac{W_{\min}}{RT}}$$

dans laquelle :

$\mathcal{K}_1$ est une fonction algébrique des différents paramètres : $\tau, a, P, T, \mathcal{K}, m, \xi$

$W_{\min}$ est le travail nécessaire pour former une goutte de rayon a :
 $W_{\min} = \frac{4}{3}\pi a^3 \tau$, l'exponentielle $-\frac{4\pi a^3 \tau}{3RT}$ représentant la probabilité pour qu'une goutte de rayon a soit formée à partir de l'énergie d'agitation RT .

Puis, Farkas (1927), Flood (1934), Becker et Döring (1935) Frenkel (1946) donnèrent différentes expressions pour $\mathcal{K}_1$, de la forme $\mathcal{K}_1 = C_t \cdot \mathcal{N}^p \cdot \mathcal{K}_2 \cdot \mathcal{K}_3$ dans lesquelles :

C_t est une constante variable selon les auteurs,

$\mathcal{N}^p$ est le nombre de chocs entre deux molécules, dans l'unité de volume, pendant l'unité de temps : $\mathcal{N}^p = \pi (2\xi)^2 m_v^2 \bar{C}$ (on le montrerait aisément)

$\mathcal{K}_2$ relie l'énergie de surface à l'énergie d'agitation : $\mathcal{K}_2 = \sqrt{\frac{\tau a^2}{RT}}$

$\mathcal{K}_3$ est un terme faisant intervenir la dimension de la molécule, de la goutte, la masse moléculaire, selon les auteurs.

m_v nombre de molécules de vapeur dans l'unité de volume.

$\bar{C}$ vitesse moyenne des molécules $= \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mathcal{M}}}$

au niveau de la gorge de la tuyère $\bar{C} = \sqrt{\frac{8.832.244}{\pi.29.10^{-3}}} = 422 \text{ m/s}$
 (2ξ) diamètre d'une molécule de vapeur $\approx 3\text{\AA}$ pour l'eau.

3-2 Condensation dans les tuyères

Dans le cadre de la seconde série d'études, Aurel Stodola (1927) étudia expérimentalement la condensation dans les tuyères des turbines à vapeur et Oswatitsch (1942) (42) élaborait une théorie du processus et donna une explication du retard important constaté (par rapport à la sursaturation suffisante dans les chambres de Wilson). Il considère l'influence de trois phénomènes principaux :

- le transfert de masse ou diffusion,
- le transfert de chaleur,
- la probabilité de formation des germes.

3-2-1 Le transfert de masse, peu influant dans le cas de vapeur seule, joue un rôle important s'il s'agit d'air humide, en particulier lorsque la condensation s'effectue sur des germes préexistants, relativement peu nombreux, comme c'est le cas des poussières atmosphériques. La lenteur de ce transfert est une des causes du retard à la condensation dans les tuyères convergentes-divergentes, condensation qui ne peut s'amorcer que lorsque la majorité des agglomérats de quelques molécules provoqués dans les collisions peuvent convenir comme germes, c'est-à-dire lorsque la sursaturation est très importante.

3-2-2 Le transfert de chaleur : la condensation ne se faisant que lorsque la température est inférieure au point de rosée, l'apport de chaleur dû à la libération de la chaleur latente de condensation joue un rôle retardateur. Cette chaleur étant libérée sur la goutte en formation, le transfert de chaleur depuis cette goutte vers le milieu sera un des facteurs déterminant la proportion des molécules incidentes qui resteront condensées. Tant que le diamètre de la goutte est inférieur au libre parcours de O_2 ou N_2 dans l'air (pour de l'air humide, et celui de la vapeur dans le cas de la vapeur saturée) l'évacuation de chaleur peut être considérée comme se faisant par transport moléculaire comme dans les gaz sous faible pression. Lorsque la goutte devient plus grosse, c'est la conductibilité du milieu qui intervient.

Dans la première hypothèse, l'auteur indique que la théorie cinétique des gaz permet d'écrire, pour le flux de chaleur émis par la goutte :

$$\frac{d^2 Q}{ds dt} = - \frac{3}{8} \cdot P_p \cdot \sqrt{\frac{3 R}{M_e T}} (T_a - T)$$

P_p pression partielle de vapeur d'eau

M_e masse molaire de l'eau

T_a température de la goutte de rayon a

T température du milieu

Le courant total de chaleur pour la surface Δ de la particule sera :

$$\frac{d Q}{dt} = - \frac{3}{8} \cdot P_p \Delta \sqrt{\frac{3 R}{M_e T}} (T_a - T)$$

le signe — indiquant qu'il s'agit d'un refroidissement de la particule, puisque $T_a > T$.

D'autre part, l'apport de chaleur dû à la condensation des dN molécules (de volume v_m) restantes sera :

$$dQ = J \cdot \ell \cdot m_e \cdot v_m \cdot dN.$$

L'auteur indique que l'on peut négliger ici le travail de formation du germe $\tau \cdot 4/3$ (en effet, si l'on pose, par exemple, $\tau \cdot 4/3 / N v_m \cdot J \cdot \ell \cdot m_e \leq 1/10$, il vient :

$$a \leq 10 \tau / J \cdot \ell \cdot m_e = 10 \cdot 73 \cdot 10^{-3} / 4,18 \cdot 600 \cdot 10^3 \cdot 10^3 \approx 3 \cdot 10^{-5} = 3 \text{ \AA}$$

Notons qu'il n'y a pas lieu non plus d'introduire la chaleur de solidification de l'eau, puisque la vitesse de condensation est limitée par la réévaporation et que l'on est loin des conditions de sublimation. *

Comme :

$$dv = 4\pi a^2 da = A da = v_m dN, \text{ on aura : } \frac{dQ}{dt} = J \cdot \ell \cdot m_e \cdot A \cdot \frac{da}{dt}$$

ℓ : chaleur de condensation massique (600 J/Th/gr pour l'eau)
 m_e masse volumique de l'eau = 10^3 Kg/m^3
 a rayon de la goutte

d'où la vitesse maximum de croissance du rayon de la goutte :

$$\frac{da}{dt} = \frac{3}{8} \frac{P_p}{J \ell m_e} \sqrt{\frac{3 R}{K T}} (T_a - T)$$

Par ailleurs, en utilisant l'expression de Clausius Clapeyron (donnant la pression de saturation en fonction de la température) :

$$\frac{P}{P_s} = \exp \left[\frac{Q}{R T_s T} \right]$$

l'auteur montre que, dans les conditions généralement rencontrées dans les tuyères convergentes-divergentes, on peut assimiler la température de la goutte T_a à la température de saturation T_s sans commettre une erreur supérieure à 25%.

Il arrive finalement à :

$$a \approx \frac{3}{8} \frac{P_p}{J \ell m_e} \sqrt{\frac{3 R}{K T}} (T_s - T) t + a_0 \quad (1)$$

Dans la seconde hypothèse, celle des gouttes plus grandes que le libre parcours, l'auteur indique que l'égalité des quantités de chaleur dégagée et écoulées permet d'écrire :

$$a \approx \sqrt{\frac{2 \lambda (T_s - T)}{J \cdot \ell \cdot m_e}} t + a_0^2 \quad (2)$$

en faisant la même approximation que précédemment sur T_a .

λ conductibilité thermique du milieu ($\approx 0,024 \frac{\text{J/s.m}^2}{\text{K.m}}$ pour l'air à 0°C)

L'auteur précise ensuite que, toujours dans les conditions généralement rencontrées, dans les souffleries supersoniques, ces deux fonctions sont égales pour $a \approx 1 \mu$ et pour $t \approx 1 \text{ m.s.}$

* C'est pour cette raison que l'énergie de surface du cristal de glace n'est pas non plus intervenue dans la probabilité de formation du germe.

Remarque I

Il n'y a en fait qu'un seul mode de transfert de chaleur; en effet, si l'on considère un vecteur $\vec{J}$ faisant un angle φ_j avec $d\vec{s}$ (fig. 84), de toutes les molécules ayant une vitesse moyenne $\bar{c}$ parallèle à $\vec{J}$, seules celles comprises dans un volume cylindrique de base $dA \cos \varphi_j$ et de longueur $\bar{c} \cdot dt$ atteindront dA dans le temps dt ; s'il y a n_v molécules par unité de volume, on aura $d^2N = n_v \cdot \bar{c} \cdot dt \cdot dA \cos \varphi_j$. Sur l'hodographe des vitesses (fig. 85), on voit que, dans l'angle solide $d\varphi = 2\pi \sin \varphi_j d\varphi_j$, si l'on admet l'équidispersion en direction des vitesses, il y aura $d^3N = d^2N \cdot d\varphi / 4\pi$ molécules satisfaisant cette condition :

$$d^3N = \frac{n_v \cdot \bar{c} \cdot \cos \varphi_j \sin \varphi_j d\varphi_j dA \cdot dt}{2}$$

et si l'on intègre selon φ_j pour un seul sens de $d\vec{s}$:

$$d^2N = \frac{dA \cdot dt \cdot n_v \bar{c}}{2} \int_0^{\pi/2} \sin \varphi_j \cos \varphi_j d\varphi_j = \frac{n_v \bar{c}}{4} dA dt$$

Notons que, comme dA appartient à une autre molécule, il serait bon de prendre la vitesse relative moyenne $\bar{c}_r$ des molécules les unes par rapport aux autres au lieu de $\bar{c}$, mais comme les particules s'alourdissent, leur vitesse tend rapidement vers 0 et l'erreur est rapidement négligeable.

(On pourrait remarquer que, dans le cas d'une surface sphérique, on obtiendrait le même résultat en remplaçant son aire $4\pi a^2$ par sa section droite πa^2 et en considérant que c'est elle qui se déplace avec la vitesse moyenne $\bar{c}$ dans des molécules immobiles).

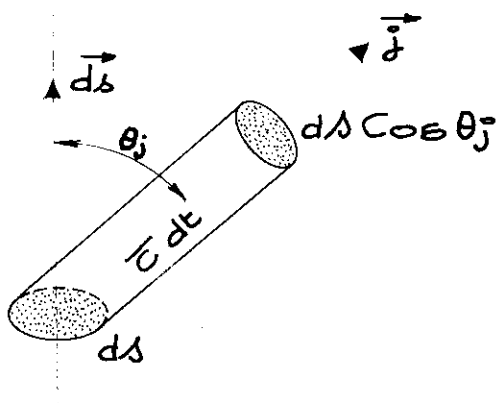


FIG. 84

FLUX DE CHOCS

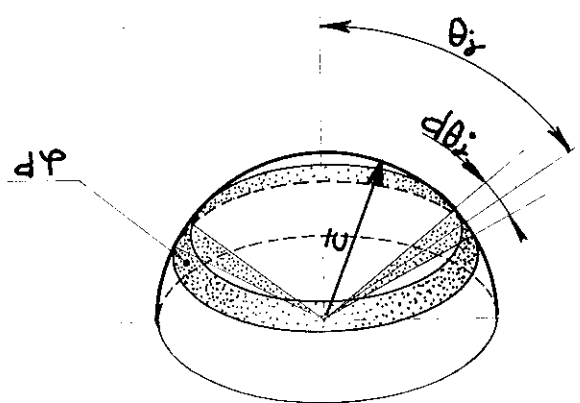


FIG. 85

HODOGRAPHE DES VITESSES

Si l'on ne considère que l'énergie d'agitation (pour les 3 directions), la chaleur apportée par chaque molécule rencontrant la particule sera $\Delta w_T = \frac{3}{2} \cdot R (T_a - T)$ avec $T_a > T$ et le flux de chaleur sera :

$$\frac{d^2 Q}{ds dt} = A w_T \frac{d^2 N}{ds dt} = \frac{3}{2} R \frac{d^2 N}{ds dt} (T_a - T) = -\frac{3}{8} \cdot \frac{R}{N_A} n_v \bar{c} (T_a - T)$$

ce qui revient à considérer que toutes les molécules incidentes ont une énergie d'agitation $\frac{3}{2} R T$.

Mais, comme $n_v = \frac{m_v N_A}{\mu}$, $\frac{RT}{\mu} = \frac{P_v}{m_v}$ et $\bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}$, il vient :

$$\frac{d^2 Q}{ds dt} = -\frac{3}{8} \cdot P_v \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{R}{\mu T} (T_a - T)$$

m_v masse volumique de la vapeur d'eau
 N_A nombre d'Avogadro

La différence entre le facteur sous le radical ($\frac{8R}{\pi \mu T}$) et celui proposé par l'auteur ($\frac{3R}{\mu T}$) pourrait provenir de la confusion, encore courante dans les années 1940, entre la vitesse moyenne $\bar{c}$ et la vitesse quadratique moyenne $\bar{c}_q$ qui vaut $1,0921 \bar{c}$. Puisqu'il s'agit ici d'un flux de chocs, c'est bien la valeur moyenne qu'il faudrait prendre, la vitesse quadratique moyenne n'intervenant que quand il s'agit d'énergie (valeur "efficace").

Or, si l'on écrit la relation précédente sous la forme :

$$\frac{d^2 Q}{ds dt} = -\frac{1}{4} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N_A} m_v \bar{c} \lambda \frac{T_a - T}{\lambda}$$

on voit apparaître le coefficient de conductibilité thermique $\gamma \sim \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N_A} m_v \bar{c} \lambda$ et la relation s'écrit

$\frac{d^2 Q}{ds dt} = \gamma \frac{T_a - T}{\lambda}$ qui est la relation classique de la conduction, dans laquelle le gradient de température $\frac{dT}{dz}$ est

ramené à : $\frac{T_a - T}{\lambda}$

Or, si l'on applique l'expression générale au cas de la sphère, il vient : $\frac{dQ}{dt} = \gamma 4\pi z^2 dT/dz$ dont l'intégration pour T passant de T à T_a quand z passe de l'infini à a donne :

$$\frac{dQ}{dt} = \gamma \cdot a \cdot 4\pi (T_a - T) \text{ soit : } dQ = 4\pi a^2 \gamma \frac{T_a - T}{a} dt$$

Comme la chaleur libérée dans la condensation vaut : $dQ = 4\pi a^2 j_l m_e da$ (on l'a vue précédemment), l'équilibre thermique de la goutte s'écrit :

$$j_l m_e da = \gamma \frac{T_a - T}{a} dt \text{ soit : } a da = \frac{\gamma}{j_l m_e} (T_a - T) dt$$

dont l'intégration pour a passant de a_0 à a en un temps t donne :

$$a = \sqrt{2 \frac{\gamma (T_a - T)}{j_l m_e} t + a_0^2}$$

qui est bien analogue à (2) si l'on admet $T_a \neq T_s$.

En fait, l'expression ② n'a de sens que tant que a est plus grand que λ , car, dans le cas contraire, cela reviendrait à écrire que le gradient de température est plus grand que $\frac{T_a - T}{\lambda}$ ce qui est impossible. C'est pour cela que pour $a \ll \lambda$, $\frac{T_a - T}{a}$ est remplacé par $\frac{T_a - T}{\lambda}$, ce qui change le résultat de l'intégration et finalement donne l'expression ①.

Remarque II

L'auteur n'a traité que les cas de la vapeur d'eau pure. Dans le cas traité ici, où elle est mélangée à l'air, il faut aussi tenir compte de la chaleur évacuée par les molécules des constituants de l'air et qui subissent sensiblement le même saut d'énergie (un peu moins car il n'y a pas véritablement alors condensation et réévaporation).

Le courant de chaleur total sera :

$$\frac{dQ}{dt} = -3 \cdot \lambda \cdot \sqrt{\frac{R}{8\pi T}} \left(\frac{P_{N_2}}{\sqrt{M_{N_2}}} + \frac{P_{O_2}}{\sqrt{M_{O_2}}} + \frac{P_P}{\sqrt{M_P}} \right) (T_a - T)$$

Comme d'une part $M_{N_2} = 28 \cdot 10^{-3} \neq M_{O_2} = 32 \cdot 10^{-3} = \bar{M} = 29 \cdot 10^{-3}$ et $M_P = 18 \cdot 10^{-3}$ et d'autre part $P_P \ll P$, on peut prendre :

$$\approx \frac{P}{\sqrt{M}} \neq \frac{P}{\sqrt{M}}$$

L'apport de chaleur dû à la condensation restera :

$$\frac{dQ}{dt} = -3 \cdot \lambda \cdot P \sqrt{\frac{R}{8\pi \bar{M} T}} (T_a - T) \text{ d'où : } a = 3 \frac{P}{J \rho_{me}} \sqrt{\frac{R}{8\pi \bar{M} T}} (T_a - T) t + a_0$$

$\bar{M}$ = masse moléculaire moyenne des constituants de l'air
 $= 29 \cdot 10^{-3}$

3-2-3 La probabilité de formation des germes : l'auteur repart des expressions citées précédemment au sujet du nombre de germes stables formés dans les collisions et indique que la présence du terme exponentiel explique la soudaineté de la condensation pour des sursaturations suffisantes. Il montre d'autre part que les germes atmosphériques (de l'ordre de 10^6 par cm^3), compte tenu de la vitesse maximum de condensation (limitée par l'échange thermique) ne condenseraient que 10^{-5} de l'eau présente pendant le faible temps disponible dans les tuyères supersoniques habituelles.

4) Application des études antérieures

En ce qui concerne notre étude pour laquelle ce n'est pas tant le flux statique de germes neutres stables qui est intéressant, mais plutôt l'estimation de la vitesse de croissance des gouttes et des chances pour qu'elles se forment sur des ions, on pourra faire les hypothèses suivantes inspirées des expressions précédentes.

4-1 Dans le cas des gouttes non chargées

- La vitesse maximum d'augmentation du nombre de molécules condensées, tant que le rayon critique n'est pas atteint, est surtout liée au flux de choc de molécules que la surface du germe ainsi créée reçoit. La théorie cinétique des gaz nous a permis de calculer ce flux :

$$\frac{d^2 N}{dt^2} = \frac{m_v \bar{C}}{4}$$

Sans omettre la remarque précédente en ce qui concerne $\bar{C}$ qui devrait être remplacé, au début de la condensation en particulier, par $\bar{C}_r = \sqrt{2} \bar{C}$ = vitesse relative des molécules les unes par rapport aux autres.

Il faut noter que la vitesse maximum ne sera pas constante également par suite de la diminution de la densité en molécules n_v disponibles au fur et à mesure de la condensation et tendra asymptotiquement vers 0.

- La probabilité pour que ces chocs soient assez énergiques pour que les molécules incidentes restent condensées en un germe de rayon a et ne se réévaporent pas est de la forme :

$$X \sim e^{-\frac{W_{\min}}{RT}}$$

qui est le facteur de Boltzmann, représentant la probabilité pour que, dans un milieu à la température T , une molécule possède l'énergie $W_{\min}$ (énergie de formation du germe = $\frac{4\pi a^2 \gamma}{3}$); il provient de l'intégration d'un terme du type $dn = -n^2 \frac{dW}{RT}$

- La vitesse de croissance de la goutte sera aussi limitée par son équilibre thermique. Tant que son rayon reste petit devant le libre parcours ($\lambda \approx 5.10^{-8}$ m pour l'air un peu en aval du col de la tuyère), cette croissance suit la loi :

$$a = a_0 + 3 \frac{P}{J \rho m_e} \sqrt{\frac{R}{8\pi \rho T}} (T_s - T) t$$

en fonction du temps. Au-delà du libre parcours, la loi devient

$$a = \sqrt{a_0^2 + 2 \frac{\lambda (T_s - T)}{J \rho m_e} t}$$

(λ coefficient de conductibilité thermique de l'air).

4-2 Dans le cas de gouttes chargées, on pourra modifier ces expressions de la façon suivante :

- pour le flux, on calculera l'accroissement de vitesse dû à l'action mutuelle du champ, de l'ion et du doublet de la molécule et on le comparera à $\bar{C}$.
- pour la probabilité de condensation $X e^{-}$, d'une part on diminuera $W_{\min}$ de l'énergie électrostatique $W_E = \frac{(e^-)^2}{8\pi \epsilon_0 a}$, d'autre part, on tiendra compte de la densité en ions n_i relativement à celle en molécules d'eau n_v .
- pour la limitation par équilibre thermique, on tiendra compte de la vitesse relative des ions et des molécules de O_2 et N_2 .

Avant d'étudier ces deux types de condensation, sans germe et sur un ion, on va déterminer l'influence que peut avoir l'ion afin de savoir, à priori, quelles seront les différences.

5) Action de la charge de l'ion sur la vitesse maximum de condensation

Cette vitesse maximum valant $\frac{d^2N}{dsdt} = \frac{n_v \bar{c}}{4}$ (en l'absence de charge), c'est la vitesse relative des ions et des molécules d'H₂O qu'il faut étudier.

Deux influences sont à considérer :

- celle du champ radial sur l'ion et sur la molécule,
- celle de la charge de l'ion directement sur la molécule.

5-1 Action champ/ion

Sous l'action du champ radial, les ions prendront une vitesse radiale $K_i E$ comprise entre $2,8 \cdot 10^2$ et $7,5 \cdot 10^2$ m/s (et $3,1 \cdot 10^2$ en moyenne) due au champ. Cependant, dès qu'ils auront capté quelques molécules, K_i sera remplacé par K_a et leur vitesse diminuera rapidement, K_a étant en $1/a^2$ donc sensiblement en $N^{2/3}$ pour cet ordre de grandeur de a .

A l'origine, là où $K_i E$ ne sera pas supérieur à $\bar{c}$, l'augmentation du flux de chocs ne sera pas notable, une hémisphère perdant ce que l'autre gagne. L'augmentation pourrait devenir importante dans l'aire $A_1 = A/20$ entourant la pointe où le flux tendrait vers $n_v K_i E \cdot A/4$ sensiblement double de $\frac{n_v \bar{c}}{4} A$.

On admettra cependant que le champ radial n'engendre pas d'augmentation sensible du flux moyen de chocs.

5-2 Action champ/molécule

Le champ radial exerce un double effet sur le doublet Ω constitué par les molécules d'eau :

- un couple d'orientation de valeur maximum ΩE , sans influence ici et qui ne sera notable que tant que la molécule sera à une distance supérieure à $\sqrt{\frac{e^-}{4\pi \epsilon_0 \cdot E}} = 10^{-8}$ m d'un ion
- un effort de déplacement, $\vec{\Omega}$ divergence $\vec{E}$ qui restera toujours négligeable. la variation de champ étant faible à l'échelle moléculaire.

5-3 Action ion/molécule

On verra plus loin que les ions sont bien moins nombreux que les molécules d'eau ($1,65 \cdot 10^{18}$ contre $6,8 \cdot 10^{22}$ au mieux), aussi pourra-t-on considérer que les réactions de toutes les molécules sur chaque ion s'équilibrent et que le mouvement des ions n'est pas modifié.

Pour la même raison, on pourra considérer que les molécules voisines d'un ion ne sont influencées que par lui seul et ignorent les autres.

Placée dans le champ de l'ion, la molécule d'eau se comporte comme un doublet de moment $\Omega = 0,6 \cdot 10^{-29}$ C.m et de masse :

$$\omega = \frac{Ne}{N_A} = \frac{18 \cdot 10^{-3}}{6,02 \cdot 10^{23}} \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ Kg}$$

La force d'attraction d'un ion e^- distant de y_i du centre du doublet vaut au maximum (1ère position de Gauss) :

$$F = \Omega \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{e^-}{4\pi\epsilon_0 y_i^2} \right) = \frac{2e\Omega}{4\pi\epsilon_0 y_i^3}$$

(on aurait pu calculer directement l'action exercée par le doublet sur l'ion : $F = e^- \frac{2\Omega}{4\pi\epsilon_0 y_i^3}$)

L'accélération h prise par la molécule sera :

$$h = \frac{F}{\omega} = \frac{2e\Omega}{4\pi\epsilon_0 \omega y_i^3} = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,6 \cdot 10^{-29}}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^{-26} y_i^3} = 5,77 \cdot 10^{-13} \frac{1}{y_i^3}$$

L'accroissement de vitesse pour un déplacement $-dy$ sera :

$$du(y) = h(y) \frac{dy}{u(y)}$$

et pour un rapprochement de y_1 à y_2 : $\int_{y_1}^{y_2} u(y) dy = -5,77 \cdot 10^{-13} \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{y^3}$

soit : $U_2^2 - U_1^2 = 5,77 \cdot 10^{-13} \left(\frac{1}{y_2^2} - \frac{1}{y_1^2} \right)$

Si l'on prend pour y_2 le libre parcours entre molécules de vapeur pour l'humidité absolue minimum : $\Gamma = 0,8\%$:

$$y_2 = \frac{1}{\sqrt{2} \pi \cdot 4 \cdot 10^{22} \text{ nv}} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi \cdot 9 \cdot 10^{20} \cdot 6,8 \cdot 10^{12}} \approx 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

et $y_1 \gg y_2$ (molécules venant de très loin), il vient :

$$U_2^2 - U_1^2 = \frac{5,77 \cdot 10^{-13}}{12 \cdot 10^{10}} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2 \text{ et } U_2 = \sqrt{U_1^2 + 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2}$$

Si l'on prend pour U_1^2 le carré de la vitesse moyenne déjà calculée (au niveau du col de la tuyère) :

$$\bar{c}^2 = 422^2 \text{ m}^2/\text{s}^2 = 1,78 \cdot 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

on voit que l'accroissement de vitesse est tout à fait négligeable. Ainsi, la sphère d'influence de l'ion sera beaucoup plus petite que le libre parcours des molécules d'eau entre elles et cet ion ne recevra pas notablement plus de chocs que les molécules.

Pour que la modification de la vitesse de la molécule soit notable, par exemple $U_2 = 2 U_1$, il faudrait que :

$$U_2^2 - U_1^2 = 3 U_1^2 = \frac{5,77 \cdot 10^{-13}}{y_2^2} \quad \text{soit : } y_2 = \frac{1}{U_1} \sqrt{\frac{5,77}{3} \cdot 10^{-13}}$$

$$y_2 = \frac{1}{4,22} \cdot 10^2 \cdot 4,4 \cdot 10^{-7} \approx 1 \cdot 10^{-9} = 10 \text{ \AA}$$

qui est plus voisin de l'ordre de grandeur du rayon des ions ou des molécules que du libre parcours (la force due à l'image du doublet qui pourra alors apparaître lorsque la particule née sur l'ion sera assez grosse sera du même ordre de grandeur que la force principale. Notons aussi que l'approximation de Gauss ne serait plus valable).

Les molécules ne seront donc accélérées par l'ion qu'en fin de parcours (et seule la probabilité $\chi \bar{c}$ pour qu'elles restent condensées sera augmentée).

5-4 Conclusion

On peut donc conclure que la vitesse maximum de condensation sur un ion sera sensiblement la même que sur un germe neutre.

c) Vitesse maximum de condensation

$$\text{On a : } \frac{d^2 N}{ds dt} = m_v \frac{\bar{c}}{4} \quad \text{d'où } \frac{dN}{dt} = \frac{m_v \bar{c}}{4}$$

Les molécules n'occupant pas tout le volume disponible d'un agglomérat, mais s'organisant plutôt comme un sac de boulets, on calculera un diamètre apparent ξ' , tel que : $\frac{4}{3} \pi \xi'^3 N_A = \chi c_e / m_e$.

$$\text{c'est-à-dire : } \xi'^3 = \frac{3}{4} \frac{\chi c_e}{\pi m_e N_A} = \frac{3}{4} \frac{18 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 10^3 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}$$

et finalement $\xi' = 2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, alors que ξ vaut environ $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

Ainsi, en négligeant la première molécule, le volume de l'agglomérat vaudra : $\frac{4}{3} \pi \xi'^3 N$, sa surface étant $4 \pi \xi'^2 N^{2/3}$

$$\text{Alors } \frac{dN}{dt} = \frac{m_v \bar{c}}{4} \cdot 4 \pi \xi'^2 N^{2/3} \text{ d'où } N^{-2/3} dN = m_v \bar{c} \pi \xi'^2 dt$$

dont l'intégrale vaut :

$$N = \left(\frac{\pi}{3} m_v \bar{c} \xi'^2 \right)^3 t^3$$

Selon l'hypothèse faite au départ, le volume de l'agglomérat vaudra :

$$\frac{4}{3} \pi \xi'^3 \cdot \left(\frac{\pi}{3} m_v \bar{c} \xi'^2 \right)^3 t^3$$

et son rayon sera :

$$a = \frac{\pi}{3} m_v \bar{c} \xi'^3 t$$

Avant de tracer l'évolution de $a(t)$ le long de la tuyère, examinons pour un point particulier, si les approximations faites sont tolérables.

Au voisinage du col, pour $\Gamma = 0,8\%$, $P_0 = 3,5 \text{ bars}$, on aura $P_p = 4,36 \text{ mb}$ et :

$$m_v = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{22,4 \cdot 10^{-3}} \frac{P_{p0}}{P_N} \cdot \frac{T_N}{T_0} \cdot \frac{m}{m_0} = 2,69 \cdot 10^{25} \cdot \frac{4,36 \cdot 273}{1,013 \cdot 293} \cdot 0,634 = 6,8 \cdot 10^{22}$$

On a déjà calculé $\bar{c}$ à la gorge de la tuyère : $\bar{c} = 422 \text{ m/s}$
et $\xi' = 2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

$$\text{d'où } a = 1,05 \cdot 6,8 \cdot 10^{22} \cdot 4,22 \cdot 10^2 \cdot 8 \cdot 10^{-30} t$$

$$a = 0,25 \cdot 10^{-3} t$$

On peut déjà évaluer la taille maximum des particules nées à la gorge de la tuyère sur des ions : à la gorge, la vitesse des molécules d'eau est celle de l'air, soit 315 m/s. En tenant compte des mesures précédentes, qui donnent une longueur de charge de 1 mm environ, il vient :

$$t=t' = \frac{10^{-3}}{3,15 \cdot 10^2} = 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ s. et } a = 0,25 \cdot 10^3 \cdot 3,1 \cdot 10^{-6} = 7,8 \text{ \AA}$$

Notons que N vaudrait :

$$(1,05 \cdot 6,8 \cdot 10^{22} \cdot 4,22 \cdot 10^2 \cdot 4 \cdot 10^{20} \cdot 3,1 \cdot 10^{-6})^3 = 57$$

Ce nombre n'étant pas très grand, pour tenir compte de la minoration faite en prenant $\bar{c}$ dès le début (au lieu de $\bar{c}_r$), on adoptera

$$c' \neq \frac{\bar{c} + \bar{c}_r}{2} \neq 1,2 \bar{c} \quad \text{soit } a = 0,3 \cdot 10^{-3} t \text{ et } a_{1\text{mm}} \neq 10 \text{ \AA et } N \neq 100$$

Notons que, si l'on condense 100 molécules d'eau par e^- , un courant de 30 microampères (c'est ce que l'on obtient normalement en court-circuit) drainera :

$$\frac{10^2 \cdot 3 \cdot 10^{-5}}{1,6 \cdot 10^{19}} \neq 1,9 \cdot 10^{16} \text{ molécules par seconde}$$

Or, un débit de 10 Nm³/h à 08% d'humidité absolue en masse correspond à :

$$\frac{10 \cdot 0,8 \cdot 1,293}{3.600} \neq 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ g/s soit } \frac{2,9 \cdot 10^{-3} \cdot 6,023 \cdot 10^{23}}{18} \neq 10^{20} \text{ molécules/sec}$$

On ne condenserait donc, au maximum, que $\frac{1,9 \cdot 10^{16}}{10^{20}} \neq 2 \cdot 10^{-4}$ des molécules disponibles et on a donc le droit de conserver n_v constant dans le calcul du nombre de chocs, puisque les particules quittent la zone de charge avant qu'il n'ait diminué de $2 \cdot 10^{-4}$ (dans la mesure où la condensation ne se fait que sur des ions et non sur des germes neutres).

Un rayon de $10 \text{ \AA}$ donnant un K/λ de l'ordre de $8 \cdot 10^{-8}$ (pris sur les courbes tracées), dans un champ de $3 \cdot 10^6$ V/m, le glissement des particules (ou la tangente de leur angle de déviation) par rapport à $\vec{U}$ serait de 25%, ce qui permettrait à la plupart de quitter la zone de charge, mais nécessiterait un grossissement ultérieur pour justifier le transport jusqu'au collecteur.

En repartant de l'expression numérique de $a = 0,3 \cdot 10^{-3} t$ à la gorge de la tuyère et en notant que $\frac{da}{dt}$ est proportionnel a :

$$P_0, T_0^{-1/2}, \frac{P}{P_0}, \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1/2}$$

on tracera son évolution le long de la tuyère, pour différentes valeurs de l'humidité absolue, en utilisant les courbes donnant

$$\frac{P}{P_0}, \frac{T}{T_0}, \text{ en fonction de } x.$$

En fait, on est en possession des deux expressions donnant la limite supérieure de la vitesse de grossissement des gouttelettes :

- la limite due au flux de choc $\frac{da}{dt} = \frac{\pi}{3} m_v \bar{c} \xi^3$

- la limite due à l'échauffement de la goutte :

$$\frac{da}{dt} = 3 \frac{P}{j l m_e} \sqrt{\frac{R}{8 \pi \kappa T}} (T_s - T)$$

(la limite pour la goutte micronique n'étant certainement jamais atteinte).

et c'est évidemment la vitesse la plus basse qui sera à considérer. On a donc porté l'évolution de ces deux vitesses en fonction de l'abscisse x sur un même graphique pour faciliter la comparaison. Fig. 86.

On remarque que pour les 3 H.A. envisagées, la vitesse maximum de croissance des gouttes passe par un maximum, au voisinage de la gorge de la tuyère, plutôt un peu en amont : 1 à 2 ($D^*/2$). Ce maximum est à rapprocher de la position optimum de la pointe ionisante, bien qu'il n'y ait aucune raison pour qu'ils coïncident, le courant étant lié au diamètre atteint par la goutte à la fin de sa croissance, la vitesse de grossissement dans la zone de création devant être seulement suffisante pour lui permettre de la quitter. Il est cependant à noter que la position optimum ne devrait pas se situer en aval du maximum de vitesse qui serait alors inutilisé. Notons que la somme des approximations tolérées peut expliquer cette légère divergence des résultats et que d'autres limitations, telles que la probabilité de condensation, entrent en jeu.

Finalement, connaissant $U(x) = \frac{dx}{dt}(x)$ fig. 87, on a déterminé graphiquement $\frac{\partial a}{\partial x}(x) = \frac{da}{dt} \cdot \frac{dt}{dx}$ pour le plus faible des deux $\frac{da}{dt}$ fig. 88.

On pourrait évaluer $a_{\max}(x) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial a}{\partial x} dx$, x_1 étant l'abscisse de la pointe ionisante, x_2 celle de la fin de la condensation, mais la position de celle-ci, liée à la baisse de pression partielle, peut dépendre de la condensation sur des germes neutres et ne pourra être définie qu'après l'étude des deux probabilités de condensation.

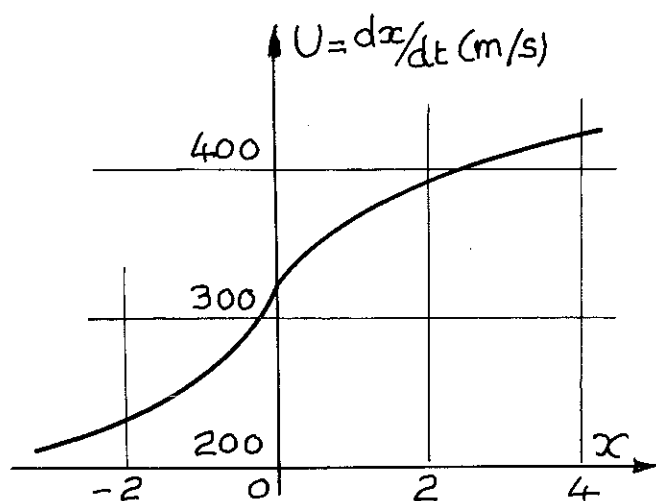


FIG. 87

VITESSE DE L'AIR DANS LA TUYERE

Limite du flux de chocs

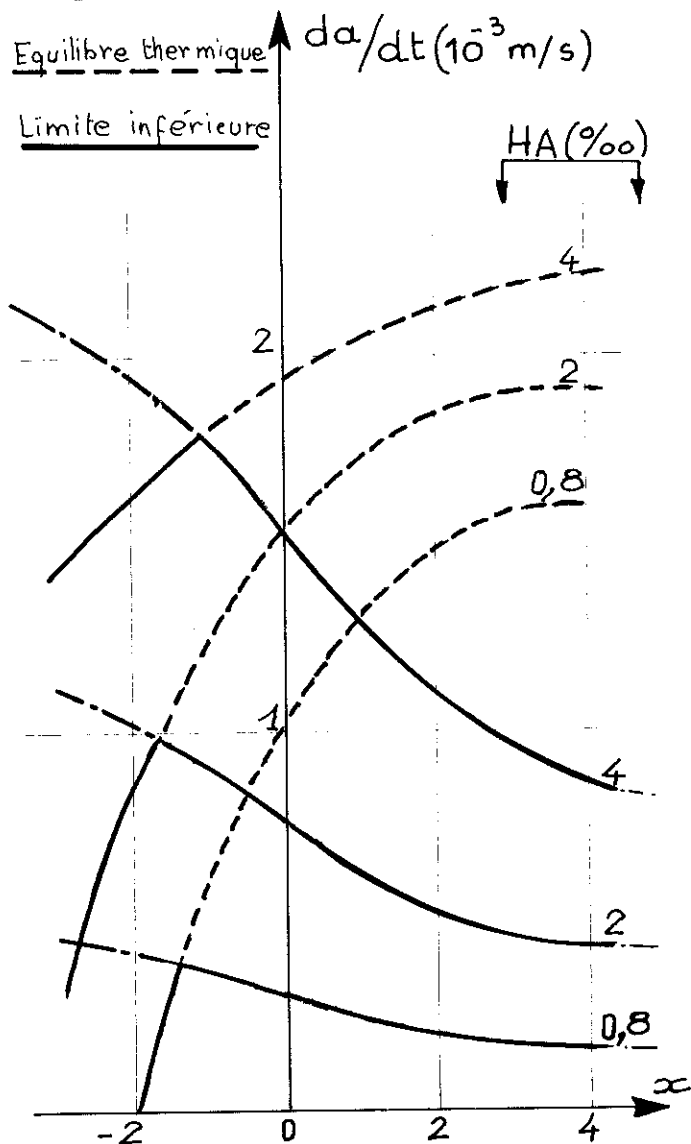


FIG. 86

VITESSE LIMITE DE GROSSISSEMENT
DES PARTICULES

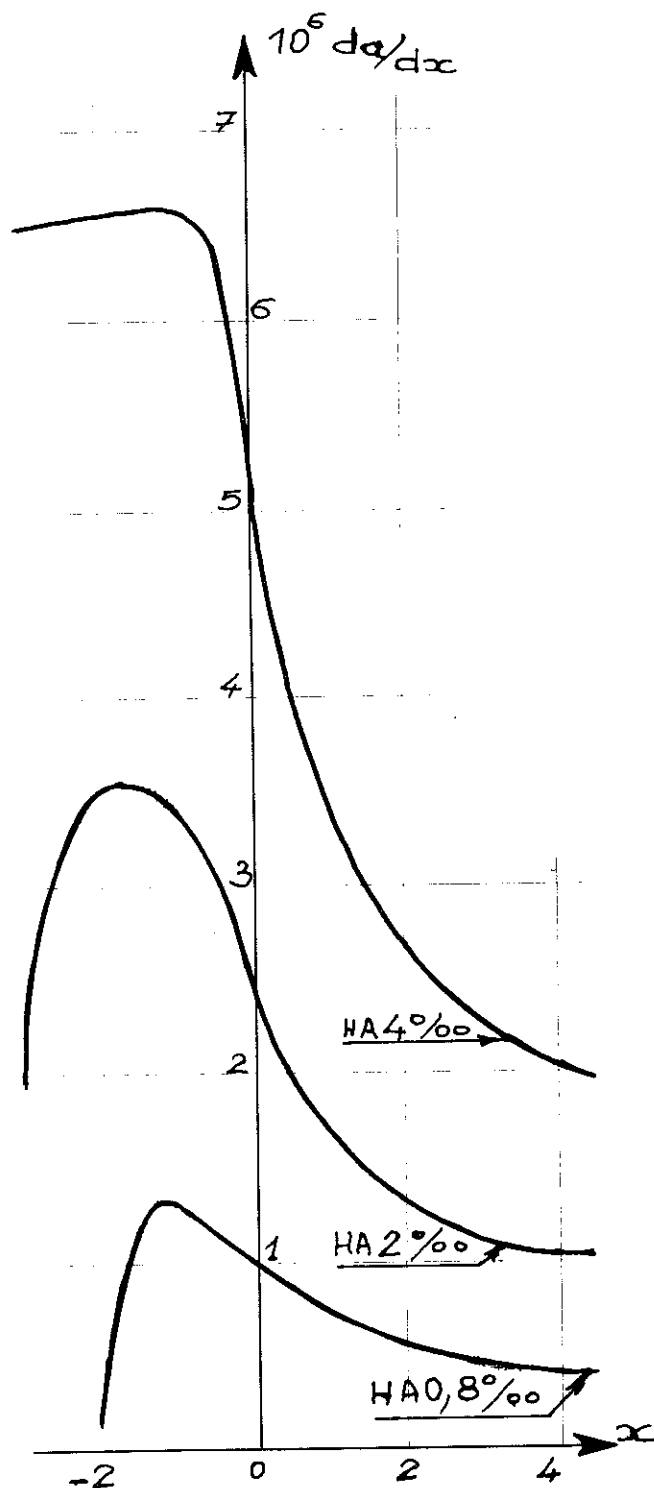


FIG. 88

CROISSANCE DES PARTICULES

7) Probabilité de naissance de germes stables non chargés X

On a vu que la probabilité X de naissance de germes de condensation de rayon a , à partir de l'énergie d'agitation d'une vapeur dont la température est T , contenait un terme exponentiel $e^{-\frac{W_{min}}{kT}}$, dans lequel W_{min} est l'énergie minimum de formation du germe :

$$W_{min} = \frac{4}{3}\pi a^2 \tau \quad *$$

Devant la prépondérance de ce terme devant les autres, qui sont de la forme $\sqrt{\frac{W_{min}}{kT}}$, on admettra ici que la probabilité est égale à ce terme exponentiel. On a vu également que l'équilibre de la surface de la goutte était lié à la pression par la relation :

$$a = \frac{2\tau}{P_i - P_e} \text{ dans laquelle on pouvait exprimer } P_i - P_e \text{ en fonction de la sursaturation } P_a/P_\infty: \quad P_i - P_e = \frac{m_e R T}{\mathcal{V}} \log \frac{P_a}{P_\infty}$$

$$\text{Il vient alors :} \quad X = \exp - \frac{16\pi \tau^3 \mathcal{V}^2 N_A}{3 m_e^2 R^3 T^3 \log^2 P_a/P_\infty}$$

On pourrait encore simplifier cette expression en rappelant que pression et température de saturation sont liées par la relation :

$$\frac{P}{P'} = \exp \frac{\mathcal{V} \alpha (T - T')}{R T T'}$$

soit avec les présentes notations :

$$\log \frac{P_a}{P_\infty} = \mathcal{V} \frac{\alpha (T_s - T)}{R T_s T}$$

qui donnerait finalement :

$$X = \exp - \frac{16\pi \tau^3 N_A}{3 R m_e^2 \mathcal{V}^2} \cdot \frac{T_s^2}{T \cdot \Delta T^2} \text{ en notant } T_s - T = \Delta T.$$

Il faudrait cependant prendre $\ell = \ell(T)$, car sa présence en exposant fausserait trop les résultats numériques. On peut, tout de même, noter que, les facteurs T et T_s^2 s'équilibrant sensiblement le long de la tuyère, le facteur ΔT^2 va donner une croissance extrêmement rapide à l'exponentielle, expliquant la brutalité de la condensation. On conçoit que les différents auteurs aient relié à ΔT la position du choc de condensation.

* On montre (43) que l'énergie de formation W_{min} d'un germe de rayon a n'est autre que la différence entre l'énergie de surface du germe $W_A = 4\pi a^2 \tau$ et le travail de compression isothermique fourni pour porter le volume $\mathcal{V}$ du germe de P_∞ à P_a : $\mathcal{V} \cdot m_e \cdot R \cdot T \cdot \log P_a/P_\infty$ travail lui-même égal à l'augmentation d'enthalpie du système germe-milieu $\mathcal{V} (P_i - P_e)$. La relation d'équilibre du germe : $a = \frac{2\tau}{P_i - P_e}$ permet d'écrire alors : $W_{min} = 4\pi \left(\frac{2\tau}{P_i - P_e}\right)^2 \tau - \frac{4}{3}\pi \left(\frac{2\tau}{P_i - P_e}\right)^3 (P_i - P_e) = \frac{16\pi \tau^3}{3(P_i - P_e)^2}$ et, en remplaçant $P_i - P_e$ par son expression en fonction de la sursaturation P_a/P_∞ :

$$W_{min} = \frac{16\pi \tau^3}{3(m_e R T \log P_a/P_\infty)^2}$$

On repart de l'expression précédente et on calcule :

$$\frac{16 \pi \tau^3 \mu^2 N_A}{3 m_e^2 R^2} = \frac{16 \cdot \pi \cdot 7,3^3 \cdot 10^6 \cdot 1,8^2 \cdot 10^{-4} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{3 \cdot 10^6 \cdot 8,32^2} = 2,2 \cdot 10^9$$

On peut alors tracer $X_{(e)}$ pour différentes H.A. (fig. 89)

8) Probabilité de naissance de germes chargés $X(e^-)$

On sait que, pour des sursaturations dépassant 4,3, cette probabilité devient très grande, l'énergie électrostatique $\frac{(e^-)^2}{8 \pi \epsilon_0 a}$ étant supérieure au travail nécessaire $\frac{4}{3} \pi a^2 \tau$

Pour des sursaturations inférieures à 4,3, on conduira le calcul comme pour les germes neutres, le travail minimum devenant :

$$W_{\min} = \frac{4}{3} \pi a^2 \tau - \frac{(e^-)^2}{8 \pi \epsilon_0 a}$$

et l'équilibre des pressions :

$$P_i - P_e = \frac{2 \tau}{a} - \frac{(e^-)^2}{32 \pi^2 \epsilon_0 a^4}$$

que l'on écrit :

$$P_i - P_e = \frac{2 \tau a^3 - \frac{(e^-)^2}{32 \pi^2 \epsilon_0}}{a^4}$$

avec $2 \tau = 1,46 \cdot 10^{-1} \text{ N/m}$ et $\frac{(e^-)^2}{32 \pi^2 \epsilon_0} = 9,2 \cdot 10^{-30} \text{ Nm}^2$

et l'on trace $P_i - P_e(a)$

Comme $P_i - P_e = \frac{R T m_e}{\mu} \rho_{og} \frac{P_a}{P_{\infty}}$ avec $T = T(x)$ et $P_a/P_{\infty} = P_g/P_{\infty}(x, \Gamma)$

on pourra déterminer graphiquement, pour différentes H.A., en fonction de x , le rayon critique et de là, $W_{\min}$ et la probabilité de naissance du germe $X(e^-)$. En fait, tant que la sursaturation est inférieure à 2 ou 3, cette probabilité est très faible, alors que pour 4, seule la plus faible H.A. étudiée : 1% conduit à une probabilité très inférieure à 1, soit $6,6 \cdot 10^{-5}$, le rayon critique étant de 7,7 Å. (et l'abscisse $\neq 0$).

9) Les abscisses limites de création des germes

Connaissant ainsi l'évolution des probabilités de naissance de germes chargés et neutres, on va être en mesure de déterminer les deux limites de l'intégration graphique donnant le rayon des particules :

- le début de la condensation sur les ions

On a vu que pour $P_a/P_{\infty} = 2$ ou 3, la probabilité de naissance d'un germe ionisé est très faible (elle est de l'ordre de grandeur de e^{-100} pour 2) alors que pour 4,3, elle atteint 1 ($W_{\min} = 0$).

On pourra donc prendre l'abscisse correspondant à $\overline{P}_a/P_{\infty} = 4$ comme limite amont. (Il est cependant bien évident que si l'extrémité de l'aiguille est en aval de cette abscisse, c'est cette extrémité qui deviendra la limite amont).

- la fin de la condensation sur les ions

Sur le réseau de caractéristiques $\chi(x)$ fig. 89, indiquant l'évolution, en fonction de l'abscisse x de la probabilité χ pour que naissent des germes neutres stables, on a porté :

- les points pour lesquels $T_s - T$ vaut 50 et 60°, déduits des courbes de la fig. 82 et qui, d'après les chercheurs ayant étudié la condensation spontanée dans les tuyères, encadrent la position du choc de condensation et donc l'abscisse limite au-delà de laquelle la concentration en molécules disponibles n_v diminuera très rapidement.
- les concentrations moyennes relatives en ions : $\overline{n_i}/n_v$ dans la zone de naissance des porteurs de charge ($\overline{n_i}$ étant proportionnel à $P^{1/2}(x)$ et n_v à $m(x)$, on peut voir sur les courbes de la fig. 6 que $P^{1/2}/m$ ne varie que de 15% autour de la gorge de la tuyère et on a conservé sa valeur à la gorge). Les points d'intersection de ces caractéristiques avec les caractéristiques $\chi(x)$ représentent, pour les différentes H.A., les abscisses où l'on peut estimer qu'il y a autant de chances pour que naissent des germes neutres ou chargés (puisque le flux de chocs est proportionnel à la densité de particules). On avait vu précédemment que la condensation sur les ions seuls, pour la longueur de la zone ionisée, c'est-à-dire $D^{1/2}$ ne diminuait que de $2 \cdot 10^{-4}$ la concentration en molécules d'eau (pour une H.A. de 0,8% et un courant de 30 μA). La diminution de la concentration ne devrait donc pas dépasser quelques 10^{-4} pour les abscisses déterminées précédemment et la vitesse de condensation rester peu différente de la vitesse maximum.

On a ainsi précisé, pour chaque H.A., une abscisse où la vitesse d'augmentation du rayon du germe a encore sa valeur maximum et une abscisse où elle est devenue très faible, sans que la loi de décroissance soit connue; on admettra une décroissance linéaire.

Il reste à reporter ces limites sur les courbes donnant $da/dx(x)$ et l'on pourra calculer graphiquement l'intégrale donnant le rayon atteint par les gouttelettes (fig. 90).

On trouve ainsi :

H.A. (%)	0,8	2	4
a (Å)	22	63	230

On voit, en utilisant la courbe donnant la mobilité réduite que, pour des H.A. $< 0,8\%$, le rayon moyen atteint par les gouttelettes leur permettrait très difficilement d'arriver au collecteur. Cependant, il ne faut pas oublier que l'on a fait le calcul sur les valeurs moyennes et qu'au voisinage de la pointe, les conditions étant un peu plus favorables (n_i et E respectivement 4,3 et 2,4

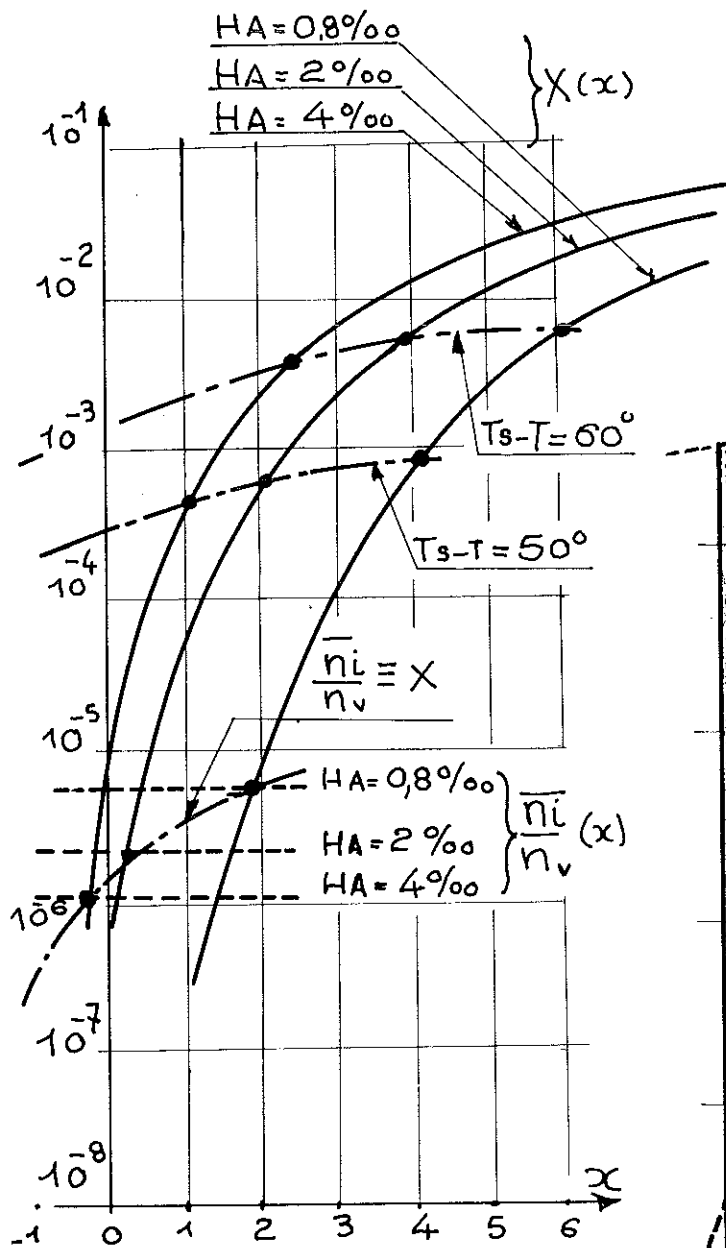


FIG. 89
PROBABILITES DE CONDENSATION

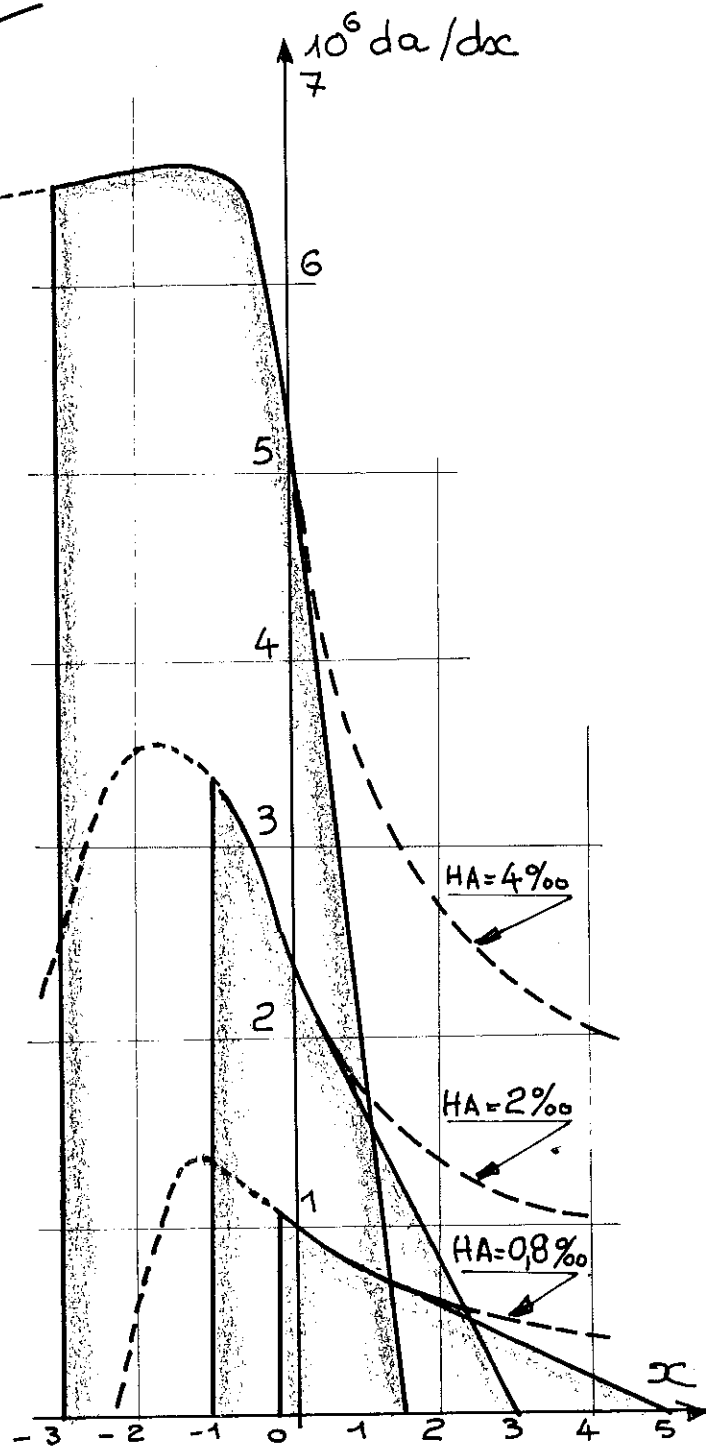


FIG. 90
LIMITES DE CONDENSATION

fois plus grands), des gouttelettes un peu plus grosses (peut-être 2 fois) peuvent prendre naissance. Moins déviées par le champ radial (il est nul sur l'axe), elles ont, elles, toute chance d'atteindre l'autre extrémité du canal. Le caractère assez aléatoire du fonctionnement du générateur pour de telles H.A. semble toutefois justifié par ce calcul.

Pour les H.A. supérieures à 2‰, la création des porteurs de charge ne devrait pas poser de problème.

Remarque

La position de la pointe de l'aiguille donnant le maximum de courant semblerait se situer entre la gorge (pour la plus faible H.A.) et quelques $D/2$ en amont, alors qu'en pratique, fig. 83, elle est plutôt $D/2$ à D en aval. Cette divergence trouverait sans doute son explication dans la somme des approximations tolérées : écoulement supposé isentropique et se faisant par tranches planes, négligence de la composante due au champ pour la vitesse moyenne des ions, assimilation de la température du germe à celle de saturation, etc ... Il faut également rappeler que, lors d'essais effectués avec une tuyère cylindrique (fig. 75), la position optimum de l'aiguille, pour une H.A. de 2 à 3 ‰, se trouvait bien entre D et $D/2$ en amont du col sonique.

CHAPITRE XIV - Création des porteurs de charge par capture d'ions

Bien qu'un tel mode de création ait été jugé inefficace par certains auteurs (27), nous avons cru bon d'effectuer quelques essais pour vérifier cette affirmation.

1) Essais

On a, pour cela, réalisé une première tuyère isolante, suivie, dans le début de la partie cylindrique du canal, d'une contre-électrode métallique. Une aiguille métallique servant d'électrode traverse axialement la tuyère isolante et crée le champ ionisé nettement en aval de la zone de condensation. Le rapport de divergence de la tuyère a été choisi assez important pour que, même aux plus faibles H.A. utilisées, la sursaturation soit largement suffisante pour que la vapeur soit entièrement condensée en amont de la zone ionisée.

Caractéristiques de la tuyère (fig. 91)

- diamètre au col : 2 mm
- diamètre de sortie : 2,8 mm
- angle au sommet : 6°

Caractéristiques de l'écoulement (supposé isentropique)

- pression d'entrée : $P_0 = 4,7$ bars
- température d'entrée : $T_0 = 293^\circ K$
- vitesse au col : $U^* = 322$ m/s
- débit : $10 \text{ Nm}^3/\text{h}$
- pression de sortie : $P_s = 0,1 P_0 = 0,47$ bar
- température de sortie : $T_s = 0,5 T_0 = 146^\circ K$
- vitesse de sortie : $U_s = 1,7 U^* = 540$ m/s

Pour les conditions optimum d'excitation : $I_{ex} = 50 \mu A$, $V_{ex} = 2,5 kV$ et aiguille dans le plan d'entrée de la contre-électrode, on a obtenu avec un canal de conversion convenable des courants de court-circuit de 16 - 20 - 30 microampères pour des H.A. $\Gamma = 1 - 2 - 4\%$ respectivement.

Dans un but de vérification, on a réalisé une tuyère conductrice semblable et, dans les mêmes conditions, on a obtenu des courants de : 20 - 25 - 35 microampères environ, la position optimum de l'aiguille étant cette fois légèrement en aval du col (1 mm).

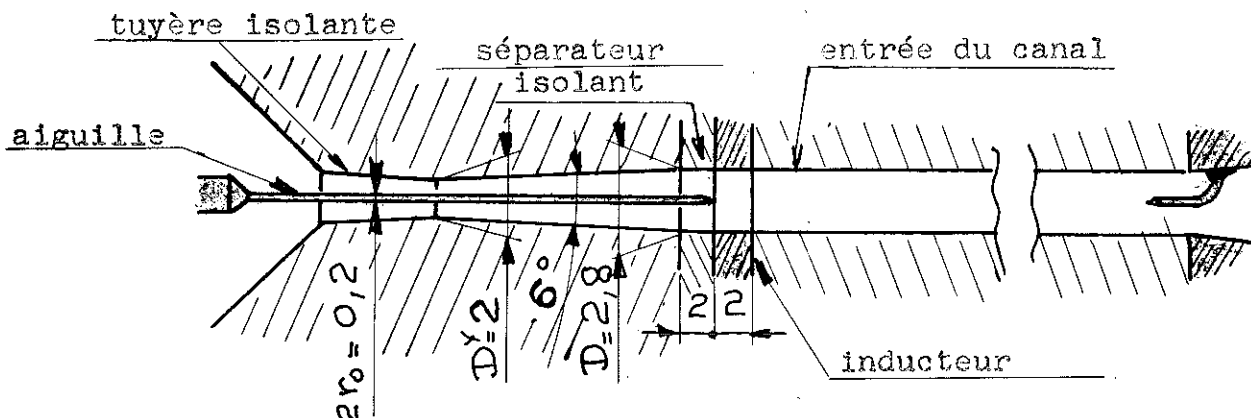


FIG. 91 - DISPOSITIF D'ESSAI

On voit donc que la charge, après formation des gouttelettes, bien qu'un peu moins efficace que la condensation sur des germes, mérite d'être envisagée et étudiée.

La charge des particules dans un champ électrique ionisé a déjà été étudiée par plusieurs auteurs, en particulier dans l'analyse du fonctionnement des précipitateurs électrostatiques. Le nombre important des paramètres mis en jeu (champ électrique, densité ionique, température, masse moléculaire, masse spécifique du milieu constante diélectrique, rayon de la particule, ...) a conduit les différents auteurs à limiter le domaine de validité des lois obtenues de façon à pouvoir négliger certaines influences et obtenir des résultats exploitables.

Dans le domaine considéré ici : champ et densité ionique importants, température et masse spécifique voisins de l'ambiance, seul l'ordre de grandeur du rayon des particules limite la validité des approximations faites et deux cas seront envisagés :

- particules de rayon supérieur à 1 micron,
- particules de rayon de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des ions.

2) Etudes antérieures

2-1 Particules supermicroniques

En se référant aux travaux de Pauthenier (44), seules les forces d'origine électrique sont à considérer, celles d'agitation thermique étant négligeables. Deux caractéristiques sont déterminées : charge maximum des particules et loi de charge en fonction du temps.

Pour des particules sphériques de rayon a , on a :

$$q_{\max} = 4\pi\epsilon_0 \mathcal{P} \epsilon a^2 \quad \text{avec} \quad \mathcal{P} = 1 + 2 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2}, \neq 3$$

pour des particules conductrices ou d'eau (ou de glace) : $\epsilon_r \neq 80$

$$q = q_{\max} \frac{t}{t + \psi} \quad \text{avec} \quad \psi = \frac{4\pi\epsilon_0}{K_i \pi n_i}$$

n_i : densité ionique

K_i : mobilité des ions.

Pour un débit d'eau donné, le nombre des particules est en $\frac{1}{a^3}$ et la charge de chacune en a^2 ; le courant transportable est donc en $1/a$. Cette loi n'étant valable que pour $a \gg 1$ micron, évaluons le débit de particules pour cette valeur du rayon :

Pour une H.A. $\approx \square$ de 1% et un débit d'air de $10 \text{ Nm}^3/\text{h}$, le nombre de particules de 1 micron de rayon produit par seconde serait (en admettant qu'elles ont toutes un rayon de 1 micron)

$$\frac{12,3 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3}}{3,6 \cdot 10^3} = 8,25 \cdot 10^8 \text{ particules/seconde}$$

$$\frac{4}{3} \pi \cdot 10^{-18}$$

En se reportant à l'étude du champ ionisé faite pour la région proche de la gorge d'une tuyère très faiblement divergente, on peut, en extrapolant les résultats obtenus, évaluer les caractéristiques de la zone de charge. En affectant d'un astérisque (*) les valeurs de ces caractéristiques, à la gorge, de l'étude précédente, on aura :

$$\bar{E} = E^* \sqrt{\frac{P}{P^*}} = 3,1 \sqrt{\frac{0,47}{1,85}} \approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ V/m} \quad \bar{n}_i = n_i^* \cdot \sqrt{\frac{P}{P^*}} = 3,8 \sqrt{\frac{0,47}{1,85}} \approx 1,9 \cdot 10^{17} \text{ e/m}^3$$

$$\bar{L} \approx D/2 = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad \text{et } t = \frac{\bar{L}}{U} = \frac{1,4 \cdot 10^{-3}}{5,4 \cdot 10^2} = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

On remarquera que l'on a toujours : $\frac{V_{ex}}{D/2} = \frac{2,5}{1,4} = 1,7 \approx \bar{E}$

On a vu par ailleurs que la mobilité K_i est proportionnelle à λ/η ; en extrapolant les courbes précédentes (limitées à $D/D^* = 1,2$) à $D/D^* = 1,4$, on obtient :

$$K_i = K_i^* \cdot \frac{\lambda}{\lambda^*} \cdot \frac{\eta^*}{\eta} = 1 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{10}{4} \cdot \frac{1,6}{1,15} = 3,5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^2}{\text{V}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{m}}$$

Il vient alors :

$$q_{\max} = 4\pi\epsilon_0 P E_a^2 = 4 \cdot \pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 1,6 \cdot 10^6 \cdot 10^{-12} = 5,3 \cdot 10^{-16} \text{ C}$$

$$\psi = \frac{4\pi\epsilon_0}{K_i \cdot \pi \cdot n_i} = \frac{4 \cdot \pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{3,5 \cdot 10^{-4} \cdot \pi \cdot 1,9 \cdot 10^{17} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

$$q = q_{\max} \frac{t}{t + \psi} = 5,3 \cdot 10^{-16} \frac{2,6}{5,2} = 2,2 \cdot 10^{-16} \text{ C} = \frac{2,2 \cdot 10^{-16}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 1.400 \text{ e/particle}$$

Le courant transporté vaudrait : $\bar{I} = 8,25 \cdot 10^8 \cdot 2,2 \cdot 10^{-16} = 18 \cdot 10^{-8} = 0,18 \text{ microampère}$. On voit donc que des particules de 1 micron seraient incapables de transporter les courants constatés. $\bar{I}$ étant $\sim$ à $1/a$, il faudrait des particules 100 fois plus petites, mais alors les expressions employées ne sont plus valables.

2-2 Particules submicroniques

Avant d'aborder l'étude de ces particules, on peut, en faisant la même extrapolation que pour les ions, estimer leur mobilité relative :

$$\frac{K}{U} = \frac{K^*}{U^*} \cdot \frac{K}{K^*} \cdot \frac{U^*}{U} = \frac{K^*}{U^*} \cdot 4,5 \cdot \frac{1}{1,7} \approx 2,5 \frac{K^*}{U^*}$$

ce qui revient à multiplier par 2 la valeur moyenne prise pour la tuyère à faible ouverture. En prenant un champ maximum de $3 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ dans le canal (tant pour les composantes axiales que radiales) et $K_{E/U}^{\max} = 3 \cdot 10^{-2}$ (défini plus par la divergence du faisceau que par le glissement axial), le rayon minimum serait donné par :

$$\frac{K}{U} = \frac{3 \cdot 10^{-2}}{3 \cdot 10^6} = 10^{-8} \text{ m/V}$$

ce qui conduit à $a_{\min} = 3,5 \cdot 10^{-9} = 35 \text{ \AA}$

Les forces électrostatiques ne sont plus seules à entrer en jeu et l'agitation moléculaire intervient.

D'après R. Cochet (45), pour le calcul de la charge limite il faut remplacer le coefficient β des expressions précédentes par un coefficient $\beta = (1 + \frac{\lambda}{a})^2 + \frac{2}{1 + \lambda/a} \cdot \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2}$. Comme les particules (petites) ne prennent que quelques charges élémentaires, on calcule plutôt le temps mis pour acquérir ces charges. Aucune expression n'est donnée pour ce calcul.

On voit que, pour $(\frac{\lambda}{a})^2 = 10$, $\beta \neq \frac{\lambda^2}{a^2}$ et $q_{\max} \neq 4\pi\epsilon_0 \lambda^2 E$ serait indépendant de a . Dans la zone ionisée, $\lambda \neq 10 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ donnerait :

$$q_{\max} = 4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^6 \cdot 1 \cdot 10^{-14} = 1,76 \cdot 10^{-18} \text{ C} = \frac{1,76 \cdot 10^{-18}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 11 (e^-) / \text{particule}$$

A la limite de validité de l'approximation faite :

$$a = \frac{\lambda}{\sqrt{10}} = \frac{10 \cdot 10^{-8}}{3,16} = 3,16 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

le débit de particules serait, dans les mêmes conditions que précédemment :

$$825 \cdot 10^8 \cdot \left(\frac{100}{3,16}\right)^3 = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ particules/seconde.}$$

L'absence de données sur la loi de charge ne permettant pas de déterminer le courant transportable, on peut repartir du courant transporté et avoir une idée du coefficient de charge

$$I = 15 \mu\text{A} \rightarrow q = \frac{1,5 \cdot 10^{-5}}{2,6 \cdot 10^{13}} = 0,58 \cdot 10^{-18} \text{ C et } \frac{q}{q_{\max}} = \frac{0,58}{11} \neq 0,2$$

qui serait du même ordre de grandeur que le précédent, qui valait 0,42.

Remarquons que l'on a finalement remplacé, dans l'expression de $q_{\max}$: $3a^2$ par λ^2 , soit a par $\lambda/\sqrt{3}$ et pris $a = \lambda/\sqrt{10}$ dans la détermination du débit de particules, multipliant ainsi le courant transportable par $(10/3)^{3/2} \neq 6$, ce qui explique que des particules seulement 30 fois plus petites soient assez nombreuses pour justifier le courant relevé. Notons que la limite inférieure de a : $(3,5 \cdot 10^{-9})$ n'est pas atteinte, ce qui permettrait de penser que le transport est fait par des particules comprises entre $3 \cdot 10^{-8}$ et $35 \cdot 10^{-9} \text{ m}$.

Le coefficient de charge ayant été uniquement déduit des mesures, nous nous sommes reportés à une autre étude pour tenter de trouver une justification théorique.

R. Challande (36) déjà cité, propose deux expressions pour le temps de charge des particules submicroniques.

2-2-1 Acquisition de la première charge

Cette analyse ne tient compte que de l'agitation thermique et n'est valable que pour l'acquisition de la première charge (parce que dès que celle-ci est captée, elle repousse les suivantes.)

Dans l'expression du flux de chocs de molécules sur une particule :

$$\frac{d^2 N}{dA dt} = \frac{n_v \bar{c}}{4} \left(\text{ou } \frac{n_v \bar{c}_q}{\sqrt{6\pi}} \right)$$

déjà employée pour la condensation, il remplace simplement la densité en molécules n_v par la densité en ion n_i , admettant ainsi que les ions sont seulement animés de la vitesse moyenne d'agitation. Cette approximation, pleinement justifiée dans le cas de son étude qui était faite sur des champs assez faibles : 3 à 5 kV/cm et à température ambiante : $\bar{c} = 485$ m/s est, comme on l'a vu précédemment, tout juste tolérable ici : $K_i E \neq \bar{c}$

Comme dans le cas de la condensation sur les ions, la région $A_1 = A/20$ entourant la pointe sera ici favorisée, $\bar{c}/4$ tendant à être remplacé par $K_i E$ $A/4$ deux fois plus grand. On admettra tout de même l'approximation pour le flux moyen.

Dans les mêmes conditions que précédemment, on aura donc :

$$\frac{dN}{dt} = \pi a^2 n_i \bar{c} \quad \text{avec } \bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} = \sqrt{\frac{8.8,32.146}{\pi \cdot 29 \cdot 10^{-3}}} = 328 \text{ m/s}$$

(il ne s'agit plus de $\bar{c}$ au col, mais à la sortie du divergent)

$$\text{et } n_i = \bar{n}_i = 1,9 \cdot 10^{17} \text{ e}^-/\text{m}^3$$

$$\text{Alors } \frac{dN}{dt} = \pi \cdot 1,9 \cdot 10^{17} \cdot 3,28 \cdot 10^2 a^2 = 2 \cdot 10^{20} a^2 \text{ e}^-/\text{s}$$

Cette expression n'étant valable que pour la première charge, on peut évaluer le rayon de la particule qui capterait une charge dans le temps disponible :

$$t' = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ seconde}$$

$$a = \frac{1}{\sqrt{2,6 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^{20}}} = 4,4 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

En repartant du calcul effectué sur les particules de 1 micron, on voit que le débit de telles particules serait :

$$8,25 \cdot 10^8 \left(\frac{100}{4,4} \right)^3 = 0,98 \cdot 10^{13} \text{ particules/seconde}$$

(en supposant qu'elles ont toutes un rayon de 0,044 micron)

$$\text{et le courant de } 0,98 \cdot 10^{13} \times 1,6 \cdot 10^{-19} \neq 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ A.}$$

Le courant étant, comme précédemment proportionnel à $\frac{1}{a}$ des particules de rayon 10 fois plus faible transporteraient les 15 microampères relevés (elles seraient mille fois plus nombreuses, mais le centième d'entre elles seulement porterait une charge). Le rayon minimum de $3,5 \cdot 10^{-9}$ m serait à peine dépassé : $a = 4,4 \cdot 10^{-9}$ m.

En conclusion, des particules de $4,4 \cdot 10^{-9}$ m, dont le centième porterait une charge élémentaire, pourraient justifier les résultats.

2-2-2 Acquisition de plusieurs charges

Le calcul précédent ne concerne que l'acquisition de la première charge; cependant, la vitesse d'agitation de certains ions peut être suffisante pour leur permettre de vaincre la répulsion ainsi créée et des particules peuvent être porteuses de plusieurs charges, la probabilité étant tout de même très faible puisqu'on vient de voir que seulement 1/100ème des particules convenables avait le temps d'acquérir une charge élémentaire.

Dans ce cas, le même auteur propose la démarche suivante: le potentiel au voisinage de la surface d'une particule de rayon a portant une charge ne^- et placée dans un champ E (fig. 92) vaut : $-\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ne^-}{a} + E a \cos \theta_E\right)$,

le centre de la particule étant pris comme référence :

$-\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ne^-}{a}$ est le potentiel de Coulomb dû à la charge ne^-
 $-E a \cos \theta_E$ est le terme dû au champ E

L'énergie nécessaire pour qu'un ion vienne au voisinage d'une particule sera :

$$W_{\min} = \left(\frac{(ne^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a} + E \cdot (e^-) a \cos \theta_E \right)$$

et le nombre d'ions frappant la surface $dA = a^2 d\varphi$
 $= 2\pi a^2 \sin \theta_E d\theta_E$ (voir fig. 85) par unité de temps sera :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{n_i \bar{c}}{4} \int_0^\pi 2\pi a^2 e^{-\left(\frac{(ne^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a \cdot kT} + \frac{E \cdot (e^-) a \cos \theta_E}{kT}\right)} \sin \theta_E d\theta_E$$

(on voit apparaître l'expression $e^{-\frac{W_{\min}}{kT}}$ déjà rencontrée au sujet de la probabilité de naissance des germes de condensation).

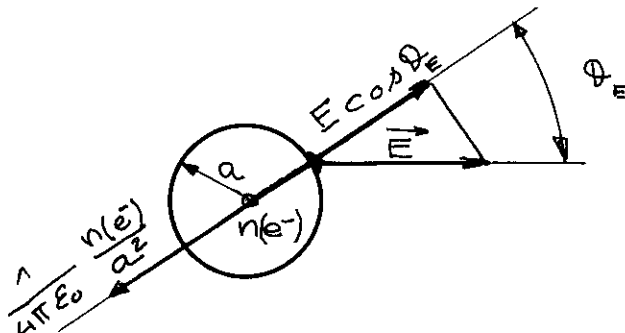


FIG. 92 - CHAMP AU VOISINAGE D'UNE PARTICULE (36)

La relation précédente s'intègre en posant :

$$\frac{n(e^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a R T} + \frac{E(e^-) a \cos \vartheta_E}{R T} = \mathcal{F}_4 \quad \text{et} \quad \frac{E(e^-) a}{R T} = \mathcal{F}_5$$

d'où $-\sin \vartheta_E d\vartheta_E = \frac{d\mathcal{F}_4}{\mathcal{F}_5}$

le terme sous le signe somme peut être réduit à $e^{-\mathcal{F}_4} d\mathcal{F}_4$
l'intégration donnant alors :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\mathcal{F}_5} \cdot \frac{ni\bar{c}}{4} \cdot 2\pi a^2 \left(e^{\mathcal{F}_5 - \frac{n(e^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a R T}} - e^{-\mathcal{F}_5 - \frac{n(e^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a R T}} \right)$$

Notant que le terme entre parenthèses peut s'écrire :

$$e^{-\frac{n(e^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a R T}} \left(e^{\mathcal{F}_5} - e^{-\mathcal{F}_5} \right)$$

l'auteur met le résultat sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = 2\pi a^2 \frac{ni\bar{c}}{4} \cdot e^{-\frac{n(e^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a R T}} \cdot \frac{2sh \mathcal{F}_5}{\mathcal{F}_5}$$

La séparation des variables conduit à :

$$e^{\frac{(e^-)^2}{4\pi\epsilon_0 a R T} n} dN = 4\pi a^2 \frac{ni\bar{c}}{4} \frac{sh \mathcal{F}_5}{\mathcal{F}_5} dt$$

dont l'intégration donne :

$$n = \frac{4\pi\epsilon_0 a R T}{(e^-)^2 N_A} \text{Log} \left(1 + \frac{ni\bar{c}(e^-)^2 a N_A}{4\epsilon_0 R T} \frac{sh \mathcal{F}_5}{\mathcal{F}_5} t \right)$$

la constante d'intégration étant déterminée en posant pour $n = 0$ et pour $t = 0$ (l'expression de départ étant valable pour l'acquisition de toutes les charges).

2-2-3 Application

Dans le cas des gouttes d'eau, donc conductrices, qui nous préoccupent, il faut noter que le champ de force au voisinage de la particule comprendra deux termes supplémentaires :

- un terme dû au doublet provoqué par la polarisation de la particule dans le champ E :

Au point considéré, on peut décomposer le champ E en une composante tangentielle $E_\vartheta = -E \sin \vartheta_E$ et une composante radiale $E_a = E \cos \vartheta_E$ (déjà vue). Le doublet de polarisation Ω' créera, au même point, un champ tangentiel $E'_\vartheta = \frac{\Omega' \sin \vartheta_E}{4\pi\epsilon_0 a^3}$ et un champ radial $E'_a = 2 \frac{\Omega' \cos \vartheta_E}{4\pi\epsilon_0 a^3}$. La surface de la particule étant équipotentielle, le champ tangentiel total est nul :

$$E_\vartheta + E'_\vartheta = 0 \quad \text{d'où} \quad \Omega' = 4\pi\epsilon_0 E a^3$$

Le champ radial du doublet vaut donc $E'_a = 2 E \cos \vartheta_E$
et le champ radial total $3 E \cos \vartheta_E$

(On voit apparaître un facteur 3 égal au coefficient $\mathcal{P}$ de l'expression de la charge max. de Pauthenier dans le cas des particules conductrices).

- Un terme dû à la présence de l'image de l'ion dans la particule.

Il faut cependant noter que ces deux termes décroissent très vite lorsque l'ion n'est pas au voisinage immédiat de la particule (alors que le terme principal est constant). Comme dans l'étude de la vitesse de condensation, on va estimer leur influence vis-à-vis de $\bar{c}$ (plutôt que de calculer l'énergie correspondante).

Calcul de l'action du doublet sur l'ion

On reprend les expressions déjà vues dans lesquelles, on remplace le doublet Ω de la molécule d'eau par Ω' que l'on vient de calculer et ω la masse de la molécule d'eau par la masse de la molécule de O_2 . ω'

$$\text{Pour } E = \bar{E} = 1,6 \cdot 10^6 \text{ V/m}$$

$$\alpha = 50 \text{ \AA}, \text{ inspiré du calcul précédent} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

$$\text{on aura } \Omega' = 4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^6 \cdot 125 \cdot 10^{-27} = 2,2 \cdot 10^{-29} \text{ C.m}$$

$$\omega' = \frac{32 \cdot 10^{-3}}{6,02 \cdot 10^{23}} \neq 5,3 \cdot 10^{-26} \text{ Kg}$$

l'accélération R' prise par l'ion sera :

$$R' = R \cdot \frac{\Omega'}{\Omega} \frac{\omega}{\omega'} = R \cdot \frac{2,2 \cdot 10^{-29}}{0,6 \cdot 10^{-29}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{-26}}{5,2 \cdot 10^{-26}} \neq 2 R$$

On peut donc conclure, dès à présent, que l'attraction du doublet sera ici encore négligeable sur le flux d'ions.

Calcul de l'action de l'image de l'ion

Pour un ion situé à une distance y_i de la particule, la force image vaudra :

$$F_i = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{(e^-)^2}{(2y_i)^2} = \frac{1,6^2 \cdot 10^{-38}}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 4} \left(\frac{1}{y_i}\right)^2 = 5,8 \cdot 10^{-29} \left(\frac{1}{y_i}\right)^2$$

et l'accélération :

$$R'' = \frac{F_i}{\omega'} = \frac{5,8 \cdot 10^{-29}}{5,3 \cdot 10^{-26}} \left(\frac{1}{y_i}\right)^2 = 1,1 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1}{y_i}\right)^2 \text{ m/s}^2$$

$$\text{Comme } R'' = \frac{du}{dt} = \frac{dy}{dt} \cdot \frac{du}{dy}, \text{ il vient } u du = R'' dy = 1,1 \cdot 10^{-3} \frac{dy}{y_i^2}$$

$$\text{dont l'intégration donne : } \Delta(u^2) = 2,2 \cdot 10^{-3} \Delta\left(\frac{1}{y_i}\right)$$

Pour un ion venant de très loin, la distance à laquelle la vitesse acquise serait égale à $\bar{c} = 328 \text{ m/s}$ serait :

$$y_i = \frac{2,2 \cdot 10^{-3}}{(3,28)^2 \cdot 10^4} = 2,1 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

qui est l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des ions dans l'air qui vaut sensiblement, comme on l'a déjà vu :

$$8,5 \cdot 10^8 \cdot \frac{P_N}{P} \cdot \frac{T}{T_N} \neq 10 \cdot 10^{-8} \text{ m.}$$

La vitesse moyenne par rapport à la particule des ions venant de très loin serait donc de l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne d'agitation et le flux de ces ions deviendrait $n_i \bar{c}$ (au lieu de $n_i \bar{c} / 4$). Cependant, la probabilité pour que les particules captent un second ion semblant assez faible, il paraît encore plus improbable que ce soit un ion venant de très loin.

On pourra donc admettre que le flux des ions sur la particule ne sera pas non plus sensiblement augmenté par l'action de leur image.

Remarque I

Par suite de la charge image, la barrière de potentiel due aux ions déjà captés doit s'inverser au voisinage de la surface de la particule et la probabilité de capture doit se trouver augmentée; par contre, le doublet ne doit pas exercer une telle action puisque s'il abaisse la barrière sur une hémisphère, il l'élève d'autant sur l'autre.

On va cependant utiliser l'expression proposée, dans les mêmes conditions que précédemment, et étudier la fonction $n(a)$, puis $I(a)$:

$$\frac{4\pi\epsilon_0 RT}{(e^-)^2 N_A} = \frac{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 8,32 \cdot 1,46 \cdot 10^2}{1,6^2 \cdot 10^{-38} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}} = 8,78 \cdot 10^6$$

$$\frac{\bar{n}_i \cdot \bar{c} (e^-)^2 N_A \cdot t'}{4\pi\epsilon_0 RT} = \frac{18 \cdot 10^{17} \cdot 3,28 \cdot 10^2 \cdot 1,6^2 \cdot 10^{-38} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 2,5 \cdot 10^{-6}}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 8,32 \cdot 1,46 \cdot 10^2} = 5,6 \cdot 10^7$$

$$\frac{j_s}{a} = \frac{E \cdot (e^-) \cdot N_A}{RT} = \frac{1,6 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{8,32 \cdot 1,46 \cdot 10^2} = 1,27 \cdot 10^8$$

L'expression précédente s'écrit alors :

$$n = 8,78 \cdot 10^6 a \cdot \log \left(1 + 5,6 \cdot 10^7 a \frac{j_s 1,27 \cdot 10^8 a}{1,27 \cdot 10^8 a} \right)$$

n étant le nombre d'ions e^- que peut prendre une particule de rayon a dans les conditions régnant au niveau de la zone ionisée et pendant le temps mis à la parcourir (le glissement étant négligé).

Pour les conditions d'alimentation retenues précédemment : $\Gamma = 1\%$ et $10 \text{ Nm}^3/\text{h}$, on peut aussi déduire le nombre de particules de rayon a : $\frac{\Gamma \cdot G_m}{4/3 \cdot \pi a^3 m_e}$ produites par seconde et de là le courant I transporté : $I = \frac{\Gamma G_m n (e^-)}{4/3 \cdot \pi a^3 m_e}$

La courbe $n(a)$, en log-log, (fig. 93) étant sensiblement une droite de pente $-2a$, le courant est à peu près proportionnel, comme précédemment, à $1/a$.

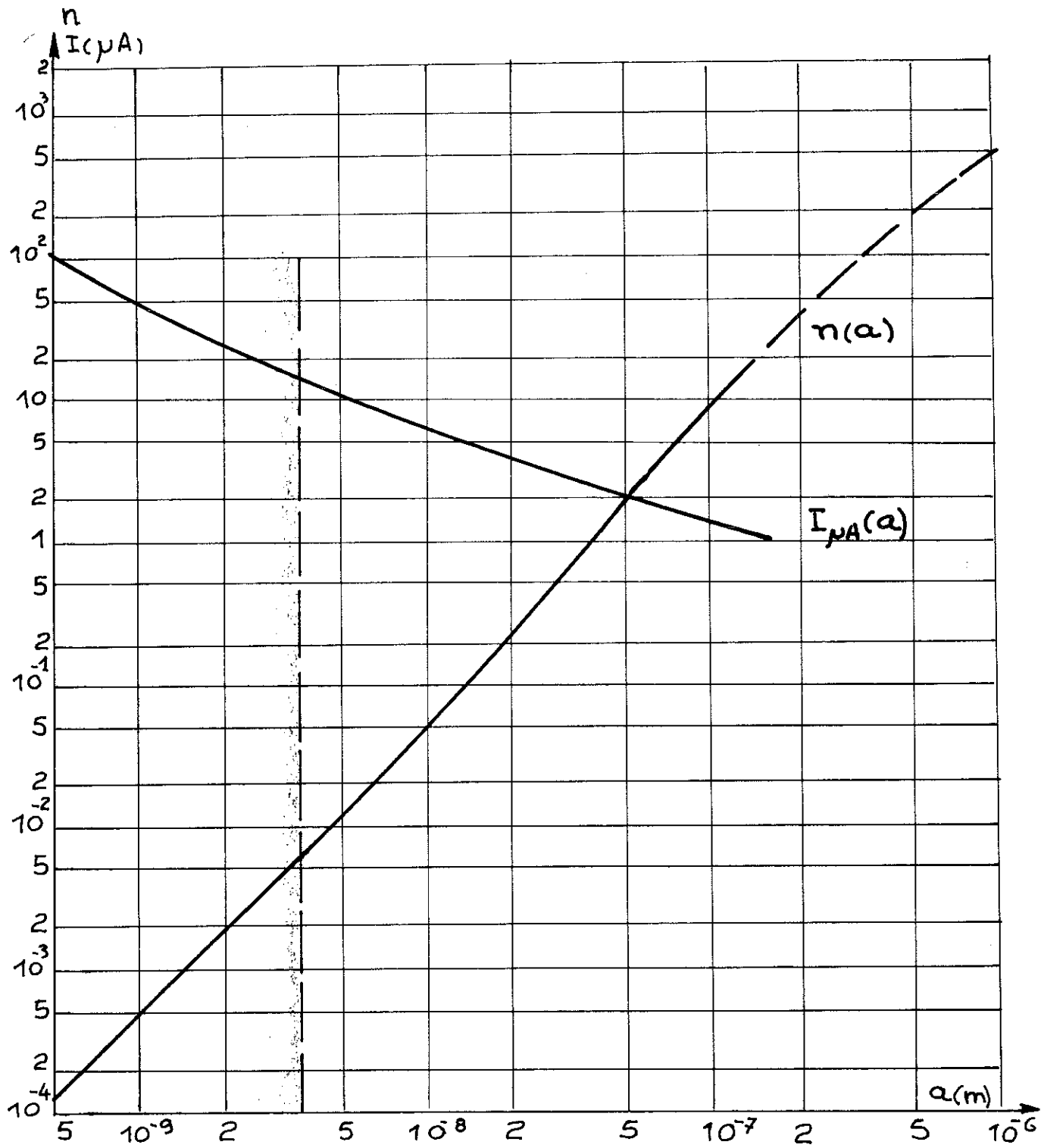


FIG. 93 - CHARGE PAR CAPTURE D'IONS

Nombre moyen de charges élémentaires par particule et courant total correspondant

On voit sur la courbe $I(\alpha)$, fig. 93, que les plus fines particules admissibles, en ce qui concerne le glissement, seraient tout juste capables d'emmener le courant de 15 microampères constaté, des particules de 10^{-8} m ne justifiant que 6 microampères. Il semble donc que la condensation spontanée ait la bonne fortune de produire des particules ayant juste le bon diamètre ($3,5 \cdot 10^{-9}$). On pourrait sans doute vérifier cela à partir des expressions donnant le nombre de germes stables déjà signalées lors de l'étude de la condensation. La présence de constantes indéterminées et le manque de précision sur les conditions de validité de ces expressions rend cependant cette vérification hasardeuse.

La grosseur et le nombre des gouttes formées devant dépendre de la vitesse de condensation, donc, en première approximation, de l'angle d'ouverture de la tuyère, on en a réalisé d'autres ayant des angles différents : $\theta = 4^\circ$ et 20° , de manière à encadrer les 6° déjà essayés. Toutes les H.A. n'ont pas été employées et en se bornant à la valeur médiane ($\Gamma = 2\%$), on a relevé, toutes autres conditions étant égales :

Angle au sommet θ	4°	6°	20°
Tuyère isolante	26 μA	20 μA	13 μA
Tuyère métallique	34 μA	25 μA	20 μA

Dans la mesure où la variation d'angle n'a pas provoqué de variation dans le régime d'écoulement, ce qui est peu probable, on peut conclure que les plus petits angles donnent les meilleurs résultats. A ces plus petits angles correspondant normalement les plus faibles vitesses de condensation, donc, raisonnablement, les plus grosses particules, il semble que la condensation spontanée, dans les conditions de la présente étude, donne plutôt des gouttes trop petites que trop grosses. Une étude de leur mobilité dans le canal, par exemple par l'influence de la tension de sortie sur le courant, devrait permettre de le vérifier (plus les particules sont grosses, plus elles sont insensibles au champ électrique).

Remarque II

Le résultat du calcul simplifié valable pour une seule charge élémentaire : gouttes de $4,4 \cdot 10^{-9}$ m, dont le centième porte une charge e^- , se place sur les présentes courbes. Cela est bien normal, car, comme on l'a déjà dit, la probabilité de capture d'un second ion est très faible.

Remarque III

Il faut ici se souvenir que nous avons traité le problème globalement pour toute la section de la tuyère, alors que ϵ et n_i varient beaucoup avec le rayon r . Ainsi, en reprenant le découpage approximatif que nous avons fait, dans l'aire A , occupant $1/20$ de l'aire totale, n_i est 4,5 fois plus grand et ϵ , 2,4 fois, K_i ϵ n'étant plus négligeable devant $\bar{C}$. Sans refaire le calcul complet du flux de choc, on peut estimer qu'il sera 5 à 6 fois plus important et qu'alors 25 à 30% des porteurs naîtront très près de la pointe, ce qui permettra de tolérer un facteur de glissement un peu plus grand et, pour l'ensemble des porteurs, un taux de charge un peu plus faible, la fourchette des particules utiles étant ainsi sensiblement élargie.

Remarque IV

Pour les H.A. $> 2\%$, le courant transporté est facilement justifié. On pourrait alors expliquer le dédoublement de l'optimum de la courbe représentant la variation du courant en fonction de la position axiale de l'aiguille dans la tuyère (fig. 83) : lorsqu'elle est près de la gorge, la vapeur se condense sur les ions; lorsqu'elle est très en aval, les particules sont assez grosses pour capter les ions et les véhiculer jusqu'au collecteur.

Entre les deux optimum, la condensation spontanée est trop avancée, mais les particules qui captent les ions sont un peu petites pour atteindre le collecteur.

Conclusion de la troisième partie

Les études théoriques et expérimentales des deux modes de charge ont confirmé que pour des humidités absolues inférieures à 2% , il serait difficile d'atteindre les performances souhaitées et que le fonctionnement du convertisseur serait précaire.

Quel que soit le mode de création des porteurs de charge, il est intéressant de produire la condensation le plus lentement possible et d'allonger le temps de voisinage avec les ions. Il existe cependant une limite inférieure de l'angle d'ouverture du divergent en-dessous de laquelle le fonctionnement devient très aléatoire. Il est probable que la détente, qui s'étale alors sur une grande longueur, s'approche du type Joule Thomson et que le régime supersonique ne s'amorce pas, par suite des frottements. Le demi-angle de $1^\circ 20'$ choisi dans cette étude était très voisin de cette limite.

ANNEXE

Dans le but de ne pas alourdir excessivement la présentation de cette étude, certains aspects du problème posé n'ont pas été développés, bien qu'ils aient fait l'objet de recherches approfondies. Parmi les plus importants, on pourrait citer :

- 1) Le choix des matériaux et des méthodes de fabrication de la tuyère et du canal : ces deux éléments doivent résister à l'oxydation due, en particulier, à la présence d'ozone dégagée dans l'effluve d'ionisation, ainsi qu'à l'érosion électrique due aux décharges superficielles. Ils doivent aussi présenter un bon état de surface pour faciliter l'écoulement.

Pour la tuyère, il a semblé qu'une pièce en laiton recouverte par voie chimique de phosphure de nickel était préférable à un acier inoxydable, par suite de la plus grande facilité d'usinage et de polissage.

Pour le canal, les éléments en tube de verre à forte teneur en silice, tel que du PYREX rétreint sous vide sur un mandrin en métal invar ont donné les meilleures garanties de longévité. Leur prix de revient élevé et leur grande fragilité restent cependant un écueil qui risque de leur faire préférer des éléments obtenus, soit par moulage de résines thermoplastiques fluorées, soit par coulage de résines thermodurcissables.

- 2) La filtration de l'air admis dans le générateur : les compresseurs utilisés actuellement sont, dans la plupart des cas, lubrifiés à l'huile et l'on retrouve dans l'air comprimé des traces d'hydrocarbures et d'additifs antioxydants. Ces produits se polymérisent dans l'effluve d'excitation du générateur et se précipitent sur la paroi du canal sous forme d'un dépôt rugueux, perturbant l'écoulement de l'air.

Alors que les particules liquides peuvent être arrêtées mécaniquement par un filtre à très grande finesse de filtration : efficacité 99,99% pour des particules de 0,03 micron par exemple, l'élimination des vapeurs de ces hydrocarbures nécessite l'emploi de filtres physico-chimiques à adsorption utilisant un charbon actif ou un tamis moléculaire.

- 3) Le choix de l'additif permettant d'assurer le fonctionnement lorsque l'air utilisé est trop sec : il doit être compatible avec les produits de revêtement projetés et ne pas présenter de risque de pollution ou d'insalubrité trop grand. L'eau, séduisante par son bas prix et l'absence de risque, n'est cependant pas le liquide idéal : si l'on se repenche sur la formation des porteurs de charge, on peut voir qu'elle présente des caractéristiques bien inférieures à certains alcools, utilisés dans les chambres de Wilson : $K \cdot P_{\infty}$ 6 fois plus faible et $\ell \cdot \tau$ 10 fois plus grand que pour les propanols. Ces derniers, le 1 propanol en particulier, assez bien tolérés et d'un prix relativement bas, lui seront préférés.

CONCLUSIONS GENERALES DE L'ETUDE

Cette étude a permis de déterminer le profil et les dimensions de la tuyère supersonique et du canal de conversion d'un générateur électrostatique à transport gazeux pouvant être monté sur un appareil de projection électrostatique, sur le circuit d'air comprimé, en amont de la buse de pulvérisation, la pression d'alimentation nécessaire ne dépassant pas celle normalement disponible sur un réseau de distribution.

On a également montré qu'il serait difficile d'obtenir un fonctionnement sûr et satisfaisant lorsque l'air serait trop sec et que, dans ce cas là, l'adjonction d'une vapeur condensable serait nécessaire.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) MASCARD - Traité d'électricité de la fin du XIXème siècle (1874 ?), pages 265-269.
- (2) NOUGIER - Le générateur électrique à vapeur d'eau d'Armstrong. R.G.E. n° 5, novembre 1941, pages 314-331.
- (3) MUSGROVE & WILSON - Reading University, Dpt of Applied Physical Science, 1/1970.
- (4) MILHOUD - Sur la force électromotrice produite par l'écoulement de la vapeur d'eau. C.R. Académie des Sciences, 30/4/34, p. 1586-1589.
- (5) Henry Ernest FRY - Brevet allemand n° 202 423 du 11/4/07.
- (6) Georg BRAUN - Brevet allemand n° 329 422 du 22/3/17.
- (7) R.H. GODDARD - Brevet U.S.A. n° 1 363 037 du 11/10/17.
- (8) H.J. Mc CREARY - Brevet U.S.A. n° 1 964 738 du 17/10/30.
- (9) Alfred W. SIMON - Brevet U.S.A. n° 2 004 352 du 5/7/33.
- (10) N.E. LINDENBLAD - Brevet U.S.A. n° 2 308 684 du 9/8/33.
- (11) Marguerite MOREAU-HANOT - Transport d'ions par un courant gazeux. Expansion d'une colonne gazeuse ionisée. C.R. Académie des Sciences, 11/4/38, p. 1168-1170.
- (12) George BABAT - Mercury vapour electrostatic generators for D.C. and A.C., Laboratoire de Recherches Svetlana, Léninegrad, 3/7/36.
- (13) PAUTHENIER & Mme M. MOREAU-HANOT - Générateurs de haute tension à courants gazeux. Journal de Physique, p. 194-196, manuscrits reçus le 1/3/37.
- (14) Jean VIRGITTI - Etude théorique d'un transport d'ions par un courant de vapeur pour l'obtention de hautes tensions, C.R. Académie des Sciences, 9/5/38, p. 1367-1369.
- (15) Jean VIRGITTI - Sur un générateur de hauts potentiels à transport d'ions par courant gazeux. R.G.E., juillet 1941, p. 57-62.
- (16) Georges TRUFFAUT & Pierre HAMPE - 6ème addition n° 59 514 du 3/8/48 au brevet français n° 899 077 du 22/10/43.
- (17) A.H. SHAPIRO - The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, The Ronald Press Company, New York, 1953.
- (18) BRUN, MARTINOT-LAGARDE - Mécanique des fluides, Edition Dunod, Paris, 1968.
- (19) G. GONTIER - Procédés optiques d'observation et de mesures dans les gaz en mouvement. Institut de Mécanique des fluides de Lille (France), 1958.

- (20) KEENAN & NEUMAN - Friction in pipes at supersonic and subsonic velocities, Technical notes n° 963, N.A.C.A.
- (21) Ludwig PRANDTL - Congrès de Mathématiques, Heidelberg, 1904 .*
- (22) Henrich BLASIUS - Thèse de Doctorat, Göttingen, 1907 . *
- (23) Alvin M. MARKS - Brevet U.S.A. n° 2 638 555 du 14/12/49.
- (24) W.E. BENNETT - Brevet anglais n° 958 214 du 29/7/59.
- (25) O.P. BREAUX - Aspects of electrohydrodynamic energy conversion**.
- (26) R.D. SCHULTZ & AL - Brevet U.S.A. n° 3 122 282 du 23/11/60.
- (27) A.M. MARKS & AL - Brevet U.S.A. n° 3 191 077 du 27/4/62.
- (28) A. COX - Colloidal electrohydrodynamic energy conversion, A.I.A.A. Journal, novembre 1963.
- (29) A. MARKS & E. BARRETO & C.K. CHU - Charged aerosol energy converter, A.I.A.A. Journal, vol. n° 2, janvier 1964.
- (30) B. KAHN & M. GOURDINE - Electrogasdynamic power generation, A.I.A.A. Journal, vol.2 n° 8, août 1964.
- (31) M. GOURDINE - Brevet français n° 1 499 127, priorité U.S.A. 3/3/65.
- (32) Alvin Melville MARKS - Brevet français n° 1 504 158 du 5/12/66.
- (33) Serge BRUN - Rapport C.E.A. R 3158, avril 1967.
- (34) M. GOURDINE - Electrogasdynamics, Revue Science and Technology, juillet 1968.
- (35) M. LAWSON & F. WATTENDORF - Selected topics in E.F.D. conversion, Advising group for aerospace research and development, vol. 122, N.A.T.O., décembre 1968.
- (36) R. CHALLANDE - Comportement des particules sphériques conductrices microniques et submicroniques dans le champ électrique ionisé, Thèse de Doctorat, 1956, Paris.
- (37) Dr. R. SEELIGER - Allgemeine Eigenschaften der selbständigen Entladungen Die Bogenentladung, Akademische verlagsgesellschaft M.B.H., Leipzig, 1929.
- (38) L.B. LOEBS - Fundamental processes of electrical discharge in gases, John Wiley & Sons, New York.
- (39) N.N. DAS GUPTA & S.K. GHOSH - A report on the Wilson cloud chamber and its applications in physics, Palit Laboratory in Physics, Calcutta University, Calcutta, India, Reviews of Modern Physics, vol. 18, n° 2, avril 1946.

* Boundary-Layer theory, Dr. Hermann Schlichting, Mc Graw-Hill.

** La physique des forces électrostatiques et leurs applications, Colloques internationaux du C.N.R.S., Grenoble, 1960.

- (40) J.G. WILSON - The principles of cloud-chamber technique, University Press Cambridge, 1951.
- (41) H. STAUB, H. BETHE, J. ASHKIN, N.F. RAMSEY & K.T. BAINBRIDGE - Experimental nuclear physics. John Wiley & Sons, New York.
- (42) Von Kl. OSWATITSCH - Kondensationserscheinungen in Überschall-düsen, Göttingen, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, vol. 22, n° 1, février 1942.
- (43) L.D. LANDAU & E.M. LIFSHITZ - Statistical physics, Pergamon press, 1959.
- (44) M. PAUTHENIER - Lois de charge des particules sphériques conductrices dans un champ électrique bi-ionisé . * *
- (45) R. COCHET - Lois de charge des fines particules (submicroniques) * *

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le



3 juin 1971

le Président de la thèse
L. NEEL

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le 7 juin 1971

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale

M. SOUTIF

