ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT D'UNE ÉMULSION

DEUXIÈME PARTIE *

Application de l'effet fusée mécanisme de l'érosion de cavitation

Communication
présentée au Comité technique
de la Société Hydrotechnique de France
le 17 novembre 1967

PAR L. CHINCHOLLE **

Dans un article antérieur [1] [2] nous avons présenté l'étude théorique du comportement, dans un liquide, d'une bulle de gaz ou de vapeur de volume variable, en mouvement de translation.

Une réduction de volume l'accélère tandis qu'une augmentation de volume la ralentit : c'est l'effet fusée. L'application de ce phénomène a été faite à l'écoulement théorique d'une bulle à l'intérieur d'une pompe centrifuge.

Nous nous proposons aujourd'hui de décrire les vérifications expérimentales relatives à l'effet fusée en insistant particulièrement sur le processus de l'érosion mécanique de cavitation tel qu'il peut être envisagé d'après cette étude.

1. Rappels

Nous avons considéré une bulle sphérique de diamètre D et de centre O se déplaçant à la vitesse $\vec{W}$. Un point de la surface est animé par rapport à O d'une vitesse radiale $\dot{R}$. Celle-ci peut être positive (explosion) ou négative (implosion) (fig. 1).

L'intégration des forces de pression sur toute la surface mouillée donne une force résultante de la forme :

$$\begin{aligned}\vec{F} &= - \left[M' \frac{d\vec{W}}{dt} + \vec{W} \frac{dM'}{dt} \right] \\ &= - M' \left[\frac{d\vec{W}}{dt} + \frac{3 \vec{W}}{D} \frac{dD}{dt} \right] \\ &= - \frac{d(M' \vec{W})}{dt}\end{aligned}$$

Lorsque la masse de la bulle est négligeable et qu'il n'existe pas d'autre force que $\vec{F}$, on voit que la quantité de mouvement $\vec{M'W}$ reste constante.

De plus, le calcul de l'énergie cinétique totale des particules liquides mises en mouvement par le passage de la bulle s'écrit :

$$T = \frac{1}{2} M' W^2 + \frac{1}{2} M'' \dot{R}^2$$

M' : masse induite; elle est égale à la moitié de la masse de la goutte liquide qui remplirait la bulle : $M' = (M/2)$;

M'' : masse équivalente à la masse du fluide dans son mouvement radial : $M'' = 3 M$.

L'énergie cinétique totale apparaît donc comme la somme des énergies cinétiques radiale et de translation.

* La première partie de ce mémoire a été publiée dans notre numéro 5-1967, pages 515 à 528.

** Maître-Assistant à la chaire d'Electrotechnique. Faculté des Sciences de Paris.

Nous avons montré également que l'on pouvait définir une particule équivalente à la bulle dans son mouvement de translation : la pébulle. Nous l'appelons le pébullen lorsque la bulle se déplace dans un liquide parfait en l'absence de toute force extérieure. Sa masse est alors M' . En conservant une quantité de mouvement constante, il peut s'autopropulser à la manière d'une fusée. Son énergie cinétique est égale à $1/2 M' W^2$.

Le mouvement radial d'une bulle est défini par sa vitesse $\dot{R}$. Lorsque la vitesse de translation et la pression à l'intérieur sont nulles, la valeur de $\dot{R}$ a été calculée [3]. La durée de l'implosion est :

$$t = 0,915 R_0 \frac{\rho}{p_\infty} \quad (3)$$

R_0 : diamètre initial;

p_∞ : pression à l'infini.

Application numérique :

$$R_0 = 10^{-3} \quad \rho = 10^3 \text{ kg/m}^3 \quad p_\infty = 10^5$$

durée de l'implosion : $t \approx 100 \text{ } \mu\text{s}$.

Une bulle de vapeur dont la pression intérieure reste constante implose suivant une loi analogue. Ceci n'est plus vrai quand elle renferme un gaz.

Lorsque la bulle est en translation, la vitesse $\dot{R}$ est modifiée [1]. Toutefois, nous avons montré que, pratiquement, dans les conditions expérimentales considérées, on pouvait la prendre égale à :

$$\dot{R} \approx \sqrt{\frac{2p}{3\rho} \left(\frac{1}{x^3} - 1 \right)} \quad (4)$$

Enfin, dans le cas particulier où les pressions à l'intérieur de la bulle (p_0) et à l'infini (p_∞) sont constantes, l'équation de l'énergie donne :

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} M' W^2 \right] + \frac{1}{2} M' \dot{R}^2 = (p_\infty - p_0) \int dv \quad (5)$$

Ces résultats vont nous permettre d'analyser les divers processus de l'érosion de cavitation et de compléter les explications fournies actuellement sur ce sujet.

2. Transfert d'énergie. Théorie du jet Application

1. Transfert d'énergie.

L'équation (5) montre que l'énergie potentielle de pression se transforme en énergie cinétique. Dans le cas d'une bulle immobile, c'est uniquement l'énergie cinétique d'implosion qui intervient. Lorsque la bulle est en mouvement, le problème est plus complexe. Pour mettre en évidence le transfert d'énergie cinétique d'implosion en énergie cinétique de translation, nous prendrons le cas particulier où l'énergie potentielle de pression s'annule. A un instant donné, que nous prendrons comme instant initial, l'énergie cinétique totale s'écrit alors :

$$T_1 = T'_1 + T''_1 = \frac{1}{2} M'_1 W_1^2 + \frac{1}{2} 6 M'_1 \dot{R}_1^2 = \text{Cte}$$

Les deux mouvements de translation et d'implosion vont se poursuivre. Leurs vitesses seront liées par la relation :

$$T_1 = \frac{1}{2} M' W^2 + \frac{1}{2} 6 M' \dot{R}^2 = \frac{1}{2} 6 M'_1 \dot{R}_1^2 + \frac{1}{2} M'_1 W_1^2$$

Sachant que $M' W = M'_1 W_1$, cette expression devient :

$$\frac{2 T_1}{M'_1 W_1} = W + 6 \frac{M' \dot{R}^2}{M'_1 W_1} = 6 \frac{\dot{R}_1^2}{W_1} + W_1$$

Lorsque le diamètre de la bulle décroît, la masse induite diminue également. En posant $x = (R/R_1)$, nous pouvons écrire cette équation sous la forme :

$$\frac{W_1}{x^3} + 6 x^3 \frac{\dot{R}^2}{W_1} = 6 \frac{\dot{R}_1^2}{W_1} + W_1$$

d'où l'on tire la valeur de $\dot{R}^2$:

$$\dot{R}^2 \approx \frac{1}{x^3} \left[\dot{R}_1^2 + \frac{W_1^2}{6} \left(1 - \frac{1}{x^3} \right) \right]$$

La vitesse d'implosion s'annule lorsque toute l'énergie cinétique d'implosion a été transformée en énergie cinétique de translation. La détermination de x permet de connaître le diamètre final de la bulle.

$$x = \sqrt[3]{\frac{1}{1 + (6 \dot{R}_1^2 / W_1^2)}}$$

Si, à l'instant initial, l'énergie cinétique de translation est négligeable devant l'énergie cinétique d'implosion, cette expression prend la forme simplifiée :

$$x \approx \sqrt[3]{\frac{W_1^2}{6 \dot{R}_1^2}}$$

La bulle sera d'autant plus petite que l'énergie cinétique d'implosion initiale sera plus élevée. La vitesse de translation tend alors vers une valeur bien déterminée :

$$W \rightarrow \frac{6 \dot{R}_1^2}{W_1} \quad (6)$$

Nous pouvons donc dire que l'énergie potentielle de pression se transforme en énergie cinétique d'implosion qui, à son tour, se transforme en énergie cinétique de translation.

Comme les énergies mises en jeu sont relativement importantes, il est intéressant de présenter une application numérique.

Au cours de la cavitation, on observe des bulles de vapeur de 0,4 mm de diamètre se déplaçant à la vitesse de 33 m/s. Si l'on admet que la bulle a le cinquième du diamètre initial, la vitesse d'implosion peut alors atteindre théoriquement la valeur $\dot{R} = 8\,000 \text{ m/s}$. Pratiquement ces vitesses ne se rencontrent pas à cause de la viscosité du liquide ambiant et de l'air inclus dans la bulle. En effet, ce dernier va se comprimer en absorbant de l'énergie cinétique.

Afin d'apprécier l'importance de ces énergies, nous admettrons que la vitesse radiale est de l'ordre de 100 m/s.

Dans ces conditions, l'énergie cinétique totale s'écrit :

$$T = T' + T'' = 10^{-5} + 50 \cdot 10^{-5}$$

L'énergie cinétique de translation se dissipera en choc directement, si la bulle heurte une paroi à cet instant. Supposons que l'aire d'impact soit de $0,5 \text{ mm}^2$. L'énergie mise en jeu sera de $2 \cdot 10^{-3} \text{ J/cm}^2$. Nous avons montré que la durée de l'implosion totale était de l'ordre de $100 \mu\text{s}$. Nous prendrons une valeur identique comme intervalle entre deux chocs. La fréquence de répétition sur le même point de la paroi sera donc de 10^4 . La puissance moyenne dissipée sur l'obstacle par l'intermédiaire de l'énergie cinétique des bulles atteindra dans ce cas $2 \cdot 10^{-3} \cdot 10^4 = 20 \text{ W/cm}^2$. Elle peut être beaucoup plus élevée.

D'autre part, l'énergie cinétique d'implosion est importante. Bien qu'elle ne se dissipe pas entièrement en choc sur la paroi, il est évident qu'une grosse partie interviendra.

L'évaluation de l'apport direct au choc est difficile. Nous l'estimerons égal au cinquième de l'énergie totale soit à $10 \cdot 10^{-5}$ joule. Elle viendra s'ajouter à l'énergie précédente pour donner une puissance de bombardement supérieure à 200 W/cm^2 .

L'énergie cinétique d'implosion peut se dissiper différemment. En effet, lorsque la bulle renferme un gaz, de l'air par exemple, ce dernier va s'échauffer en se comprimant. La transformation est sensiblement adiabatique à cause de sa faible durée (moins de $100 \mu\text{s}$). Lorsqu'une bulle de cavitation contenant une très faible fraction d'air implose, la température de ce dernier peut atteindre plusieurs milliers de degrés lorsqu'il se comprime. Une condensation adiabatique de la vapeur aurait un résultat semblable.

Nous allons vérifier que l'énergie cinétique d'implosion, soit environ $40 \cdot 10^{-5} \text{ J}$, permet d'ioniser de la vapeur d'eau.

Il faut environ 5 eV pour dissocier une molécule d'eau, soit $5 \cdot 10^5$ joules par mole. Prenons une bulle contenant de la vapeur d'eau dans les conditions normales de température et de pression. Calculons le diamètre de la bulle qui verrait toute la vapeur d'eau qu'elle contient se dissocier, sachant que l'énergie disponible est de $4 \cdot 10^{-4}$ joule.

$$\frac{5 \cdot 10^5 \pi D^3}{22,4 \cdot 10^3 \cdot 6} = 10^{-4} \quad \text{soit} \quad D \approx 0,3 \text{ mm}$$

Une quantité importante de vapeur d'eau peut donc être dissociée en ions H^+ et OH^- particulièrement actifs chimiquement.

L'analyse des points d'impact dus à la cavitation [4] montre une similitude frappante avec ceux que l'on rencontre lors de l'électroérosion. On peut concevoir des bulles transportant des charges électriques. Ces dernières proviendraient des charges ioniques définies ci-dessus ou bien d'une électrisation consécutive à la différence importante qui existe entre les constantes diélectriques du liquide et du gaz. (Au cours de travaux antérieurs, nous avons déjà signalé l'existence de décharges électriques importantes [5]).

Par son action mécanique, chimique et peut-être électrique, le choc d'une bulle sur un obstacle provoque une érosion. Ceci contribue à expliquer les

méfais de la cavitation ainsi que les phénomènes de sono-luminescence qui l'accompagnent.

L'érosion mécanique joue un rôle prépondérant. Nous allons analyser la formation et le développement du microjet consécutif à l'implosion des bulles de cavitation.

2. Mécanisme de transfert d'énergie. Formation d'un microjet.

Il est intéressant de connaître le processus du transfert d'énergie. A partir du potentiel des vitesses déjà défini, on peut déterminer, par le calcul, les trajectoires des particules liquides. Toutefois, pour avoir une idée plus concrète de ce phénomène, nous considérerons l'évolution des trajectoires lorsqu'une bulle implose [14].

Sur la figure 2, nous voyons les trajectoires de trois particules A, A', A'', que le passage d'un cylindre met en mouvement dans un liquide immobile à l'infini [6]. Un tracé analogue se dessine lorsqu'une bulle de diamètre fixe traverse un liquide (mouvement permanent).

Une particule au repos en x va décrire sa trajectoire pour se retrouver au repos en y après le passage de la bulle.

La particule fluide a effectué le déplacement xy . Le passage de la bulle provoque donc un transport de matière dans le sens de sa translation. C'est ce qu'exprime la notion de masse induite M' . L'énergie cinétique de translation $1/2 M' W^2$ est la somme, à un instant donné, de l'énergie cinétique de translation de toutes les particules fluides mises en mouvement.

Les notions de masse induite et d'énergie cinétique de translation ne sont pas des grandeurs fictives. Elles ont, certes, un aspect d'équivalence, mais elles sont concrètes tant par leur existence que par leurs effets.

Une pébulle en mouvement de translation pourra s'écraser contre une paroi en perdant son énergie cinétique de translation.

L'implosion de la bulle déforme les trajectoires vers l'axe aa' (en pointillé pour la particule A). Nous en déduisons deux conséquences. D'une part,

le nombre des trajectoires augmente dans cette région. D'autre part, la répartition des vitesses est différente. Il en résulte un accroissement local de la densité d'énergie cinétique que nous définirons plus loin.

L'existence de ce simili jet peut également être mise en évidence par l'étude de certains cas particuliers.

Bulle immobile en implosion. C'est uniquement l'énergie cinétique d'implosion qui intervient. Les particules fluides ont une direction radiale (fig. 3 a).

Considérons un secteur de la sphère ayant le même centre que la bulle mais un diamètre beaucoup plus grand. Au cours de l'implosion, la surface liquide converge vers le centre à la manière d'un jet de plus en plus acéré. Théoriquement, à la limite, lorsque la bulle disparaît, l'extrémité de ce jet est ponctuelle.

Ce raisonnement reste vrai si l'on étend le secteur à la sphère entière. L'implosion d'une bulle peut donc être assimilée à un jet dirigé vers le centre de celle-ci.

Bulle en translation et en implosion simultanées. Les schémas des figures 2 et 3 donnent l'allure des trajectoires des particules fluides suivant les valeurs relatives de W et de $\dot{R}$.

- a) $\dot{R} = 0$ (fig. 2);
- b) $W = 0$ (fig. 3 a);
- c) $W = \dot{R}$ (fig. 3 b). Nous avons déjà suggéré l'idée du mécanisme de la formation d'un jet lors d'une implosion sans translation. Dans ce schéma la focalisation des lignes de courant apparaît clairement ainsi que la formation du jet;
- d) $W < \dot{R}$ (fig. 3 c). C'est un état intermédiaire entre b et c. Son intérêt est réduit, car le flux d'énergie dirigée est contrecarré par le choc des particules liquides venant en sens inverse;
- e) $W > \dot{R}$ (fig. 3 d). Les remarques précédentes permettent d'avoir une idée assez nette du processus de formation du jet. Nous pouvons dire que partant du schéma a, où le jet s'anéantit théoriquement lui-même, on obtient un jet de plus en plus effilé avec les schémas successifs c, b et enfin d.

T. B. Benjamin et A. T. Ellis [7] pensent que le domaine sphérique simplement connexe entourant la bulle se transforme en un domaine non simplement connexe et qu'il apparaît un vortex dont l'énergie est celle qui correspond à l'impulsion de Kelvin.

Le transfert d'énergie peut s'interpréter par l'intermédiaire d'un déplacement de quantité de mouvement de l'avant à l'arrière de la bulle (fig. 4). Le simili doublet qui se dessine (sans se refermer) représente grossièrement ce processus. Toutefois, il semble difficile de poursuivre l'analogie. Nous pensons que lors de la disparition de la bulle il ne subsiste qu'un jet.

Calcul de la densité d'énergie cinétique de translation. L'énergie cinétique de translation est égale à :

$$T = \frac{1}{2} M' W^2 = \frac{1}{2} M' W_1 W = \frac{T_1}{x^3} \quad (7)$$

En admettant, comme nous l'avons déjà signalé [2], que l'énergie cinétique de translation se trouve pratiquement à l'intérieur d'une sphère concentrique à la bulle et de rayon triple, nous pouvons évaluer la densité moyenne δ d'énergie. Si v est le volume considéré, nous aurons, en faisant intervenir les conditions initiales :

$$\delta = \frac{T_1}{x^3 v} \quad \delta_1 = \frac{T_1}{v_1}$$

Le rapport des densités moyennes finale et initiale sera :

$$k = \frac{\delta}{\delta_1} = \frac{1}{x^6}$$

En prenant :

$$x = 4.10^{-2}$$

on en tire :

$$k = \frac{1}{4^6 \cdot 10^{-12}} \quad \text{et} \quad k \approx 2,5 \cdot 10^8$$

La densité moyenne d'énergie se trouve multipliée par un facteur considérable : $2,5 \cdot 10^8$.

La densité d'énergie cinétique initiale de translation correspondant à $W_1 = 0,1$ m/s est égale à :

$$\delta_1 = \frac{M' W_1^2}{2 v_1} = \frac{\rho W_1^2}{2 \cdot 3^3} \approx 0,185 \text{ J/m}^3$$

La densité d'énergie cinétique finale atteindra la valeur :

$$\delta \approx 46 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3 \quad \text{soit} \quad \underline{46 \text{ MJ/m}^3}$$

Pression consécutive au choc du jet contre une paroi. Nous pouvons écrire que l'énergie cinétique de translation se transforme en énergie de pression.

$$p = \frac{1}{2} \rho W^2$$

Application numérique.

$$\rho = 10^3 \quad W = 1500$$

$$P \approx 10^9 \text{ pascals, soit } \boxed{p \approx 10\,000 \text{ kgp/cm}^2}$$

Diamètre de l'extrémité du jet. Il est inférieur au diamètre de la bulle à l'état final. L'application numérique suivante permet d'obtenir une valeur approchée à partir de la relation (6) :

$$D_1 = 10^{-3} \quad W_1 = 0,1 \text{ m/s} \quad \dot{R}_1 = 5 \text{ m/s}$$

On en tire :

$$\boxed{W = 1500 \text{ m/s}} \quad x \approx 0,04 \quad \text{et} \quad \boxed{D = 40 \mu}$$

Les vitesses de translation peuvent être considérables.

Le diamètre du jet sera donc de l'ordre de 40μ . Nous pensons que cette valeur peut être très inférieure. En effet la valeur R choisie est faible. D'autre part, nous avons supposé qu'il n'y avait pas

d'énergie de pression qui se transforme en énergie cinétique. Pratiquement, cet apport d'énergie supplémentaire est important.

La pointe du jet atteint certainement des dimensions comparables aux distances intermoléculaires c'est-à-dire de l'ordre d'une centaine d'angströms.

3. Mécanismes du choc.

Etant donnés les éléments que nous venons de définir, il est facile de prévoir les divers types de chocs qui se présenteront.

Choc simple.

Une bulle d'un diamètre quelconque est assimilable à une pèbule. Celle-ci possède une énergie cinétique de translation. Comme un projectile, elle peut céder son énergie sous forme de choc simple (fig. 4). Notons qu'elle est attirée par la paroi, ce qui accroît le choc.

Choc du type charge creuse.

Quand la bulle a heurté la paroi, il existe un moment où, comme l'indique le schéma (fig. 5), l'énergie cinétique du liquide est focalisée sur un point de la surface. La densité d'énergie en ce point se trouve accrue lorsque la bulle disparaît.

Choc du type jet.

Nous avons considéré jusqu'à maintenant le choc dû à une bulle existante. Il se peut que la bulle ait implosé avant d'atteindre la paroi. Le jet qui en résulte va se perdre dans le liquide et disparaître par frottements ou bien heurter la surface si celle-ci est proche (fig. 6).

Ce dernier type de choc est le plus efficace. On peut en effet imaginer que le jet est suffisamment acéré et puissant pour s'infiltrer dans l'édifice cristallin du matériau. Les forces mises en jeu sont supérieures aux forces de liaison moléculaires : il y a dislocation.

Remarques :

- Pratiquement ces trois types de chocs sont confondus avec, en général, prédominance de l'effet du jet;
- plusieurs chercheurs ont suggéré que l'érosion mécanique pourrait être due à la multiplicité des chocs qui écrasent le métal. Il semble que le processus d'extrusion de matière soit considérablement facilité par le travail de minage intérieur effectué par les jets;
- la présence d'air dans la bulle diminue la puissance du choc. D'une part, la compression et les réactions électro-chimiques absorbent de l'énergie. D'autre part, l'existence d'une bulle freine la propagation du jet. Le choc se rapproche du type choc simple;
- nous avons toujours supposé que la bulle restait sphérique. Pratiquement, elle peut se déformer considérablement. Divers auteurs ont considéré cette possibilité. De plus, on doit tenir compte des frottements.

La théorie de l'effet fusée permet d'expliquer le bombardement des parois et leur fréquence ainsi que le processus de l'érosion mécanique de cavita-

3/

Choc simple - Simple impact

4/

Choc du type charge creuse
Hollow charge impact

5/

Choc du type jet - Jet impact

6/

7/

tion. Elle fait apparaître l'énergie nécessaire et le mode d'action : le microjet.

4. Résultats expérimentaux.

T. B. Benjamin et A. T. Ellis ont bien mis en évidence l'existence du jet à l'aide du cinéma ultra rapide [7] en utilisant le rebond de la bulle. Nous l'expliquerons en faisant intervenir l'effet fusée. Soit une bulle de gaz qui implode. En se réduisant elle donne naissance à un jet qui la suit et elle emmagasine de l'énergie potentielle de pression. A

Photo 1/ Surface d'aluminium érodée (vues identiques lorsque la cavitation est due aux ultrasons ou à l'impact d'un jet). Grossissement : 8 000 $\times$.

Photo 2/ Surface d'or érodée par ultrasons. Vue identique pour une surface de corindon attaquée au jet. grossissement : 16 000 $\times$.

(a) - 1^{er} cas : surpression - Effet fusée direct
Case I : pressure - Direct rocket effect

(b) - 2^e cas : dépression - Effet rétrofusée
Case II : vacuum - Retro-rocket effect

un instant donné, la vitesse radiale s'annule et l'explosion s'amorce : c'est le « rebond ». Alors la bulle grossit et l'effet rétrofusée réduit sa vitesse de translation qui devient inférieure à celle du jet. Poursuivant sa trajectoire, ce dernier perce la bulle suivant le schéma de la figure 7.

Afin de présenter les différents aspects que prend l'érosion de cavitation, nous interpréterons notamment les résultats expérimentaux du Professeur F. Vasvari de l'Université Technique de Budapest [4].

Tous ceux qui se trouvent en présence de phénomènes de cavitation ont pu observer les particularités suivantes sur les pièces érodées.

Couleur : Des teintes ocres, rougeâtres rappellent celles des matériaux soumis à de hautes températures. Deux explications apparaissent. Nous avons vu que la température de la bulle pouvait atteindre plusieurs milliers de degrés. L'ionisation des gaz présents et l'oxydation qui en résultent sont alors évidentes.

D'autre part, F. Vasvari a relevé une identité entre l'état des surfaces soumises à une décharge électrique ou à l'électroérosion lors d'un usinage par exemple et celui des parois situées près des zones de cavitation. Ceci suppose la présence des charges électriques que nous avons signalées (ionisation et électrisation).

L'effet fusée facilite l'électrisation par frottement et intensifie ainsi l'érosion de la paroi.

Relief : A l'œil nu, on observe des cratères profonds de l'ordre du centimètre. Ceci ne présente

guère d'importance théorique. On imagine facilement la croissance d'une cavité initiale facilitée par la présence permanente de gaz soumis à des surpressions successives. Ces cavités donnent aux surfaces un aspect buriné très perturbé. Elles peuvent même se creuser à l'intérieur du matériau : il est nécessaire de faire une coupe pour les voir.

Plus intéressante pour nous est l'observation du point d'impact d'une bulle. M. Vasvari a pu en déterminer le diamètre à l'aide de photographies prises au microscope ordinaire et au microscope électronique (phot. 1 et 2).

Sur ces photos, les diamètres des cratères d'impact des bulles varient depuis $0,01 \mu$ jusqu'à 2μ [4].

M. Vasvari a relevé également au microscope électronique des cavités filiformes perpendiculaires à la surface. Elles pénètrent assez profondément et semblent se frayer un chemin en tortillon dans le matériau.

Ces observations confirment les résultats obtenus à partir de l'effet fusée et de la théorie du jet.

Une telle explication de l'érosion mécanique nécessite la présence de bulles de vapeur. Puisque l'érosion rencontrée dans l'expérience du jet d'eau projeté sur une éprouvette est semblable, on peut supposer qu'il y a formation et disparition de bulles de cavitation ou tout au moins de microjets liquides peut-être consécutifs à un effet fusée. Les zones de dépression et de surpression que l'on rencontre favorisent ce processus.

Plus généralement, l'érosion de cavitation se produira chaque fois qu'il existera des bulles de cavitation en mouvement de translation quel que soit le phénomène qui les provoque.

Les ultra-sons entraînent une érosion particulièrement rapide, car ils définissent des conditions propices au développement de l'effet fusée, soit une succession de dépressions et de surpressions brutales. On relève une fréquence optimale de cavitation correspondant sans doute à la fréquence de résonance de la pèbule. Pour cette valeur, l'érosion est maximale et l'on observe notamment une projection importante de gouttes de liquide analogue à celle que nous avons signalée dans l'étude de l'ébullition. Les photos mettent en évidence des surfaces d'ondes stationnaires.

Nous noterons également que l'implosion des bulles de cavitation provoque des ondes de choc qui ont été photographiées [8]. Celles-ci entraînent des zones de dépression qui donnent naissance à d'autres bulles de cavitation.

De nombreux expérimentateurs ont observé que si la cavitation s'organise derrière un corps, il n'y a pas d'érosion dans cette région. Ceci est normal car les bulles qui se détachent de cette cavité s'en éloignent. Elles transportent leur énergie et éventuellement leurs méfaits plus loin, là où existe un gradient de pression positif.

L'étude du transfert d'énergie et notamment du mécanisme de ce transfert nous a permis de proposer une explication de la formation du microjet qui joue un rôle prépondérant dans l'érosion de cavitation. Nous avons utilisé pour cela la propriété que possède une bulle de s'autopropulser par variation de volume, c'est-à-dire par effet fusée. Comme l'effet fusée trouve des applications dans de nombreux domaines, nous avons pu effectuer plusieurs vérifications expérimentales.

3. Vérification expérimentale de l'effet fusée

L'étude théorique de l'effet fusée a montré que le comportement d'une bulle dépendait du gradient de température ou de pression du milieu où elle évoluait. Nous considérerons trois cas distincts. Le premier intéresse les bulles d'air, le second les bulles de vapeur et le troisième concerne les deux à la fois à l'intérieur d'une pompe centrifuge.

1. Ascension d'une bulle d'air dans l'eau.

Soit le montage expérimental simple que schématise la figure 8. Un tube en plexiglass de 2 m de long et de 0,05 m de diamètre est rempli d'eau. Des bulles d'air sont envoyées par le bas. Sous l'influence de la poussée d'Archimède, elles s'élèvent dans le liquide pour atteindre la vitesse limite W_l . L'ensemble du fluide est sous une pression donnée.

Imposons une variation brusque de cette pression. Elle entraîne une variation de volume des bulles et par suite un effet fusée. Une surpression provoque l'effet fusée direct, une dépression l'effet rétrofusée. L'observation des vitesses successives permet de le mettre en évidence.

Les bulles s'élèvent plus ou moins rapidement suivant leur grosseur. Il est intéressant de les choisir d'un diamètre voisin du demi-millimètre. Au-dessus, elles ne sont plus sphériques et oscillent considérablement. Au-dessous, leur faible vitesse ne donne qu'un effet fusée réduit.

Un générateur d'éclair d'une fréquence voisine de 50 Hz assure l'éclairage. Nous avons pris un temps de pose égal à une demi-seconde, ce qui donne 25 images environ par photo.

En mouvement permanent, la vitesse limite d'une bulle est de 0,022 m/s si $R = 0,1$ mm. Comme elle est proportionnelle au carré du rayon, il est facile de la calculer durant les régimes permanents établis avant et après la variation de la pression. Les rayons des bulles passant à 0,2 et 0,3 mm, les vitesses limites atteindront successivement 0,1 et 0,2 m/s environ. C'est bien ce que l'on observe.

Au cours d'une transformation isotherme, lorsque la pression varie de p_1 à p_2 , la vitesse limite s'écrit :

$$W_{lim} = \frac{2 \rho g R_1^2}{9 \mu} \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{2/3}$$

Soit :

$$W_{lim} = 2,2 \cdot 10^6 R_1^2 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{2/3}$$

Pour une bulle donnée, quand la pression absolue double ou triple, la nouvelle vitesse limite est multipliée successivement par 0,65 et 0,5.

Une pose de une demi-seconde ne nous permettra pas d'observer la vitesse limite finale. Celle-ci n'est atteinte à 6 % près qu'au bout d'une seconde environ.

Jusqu'à maintenant nous n'avons considéré que les mouvements permanents initiaux et finaux. Le régime transitoire sera étudié en tenant compte de l'effet fusée. Celui-ci provoque un accroissement de vitesse pour une augmentation de pression brusque et un ralentissement pour une dépression.

Soit une bulle qui diminue de volume. Deux cau-

ses tendent à provoquer des variations de vitesse opposées. La poussée d'Archimède étant réduite, la vitesse doit décroître. D'autre part, l'effet fusée prévoit une accélération. C'est la résultante de ces deux actions que nous observerons. Deux cas sont à considérer (fig. 9) :

Premier cas : surpression. La diminution de volume de la bulle entraîne une réduction de sa vitesse limite qui passe de v_1 à v_2 . Néanmoins, durant l'état transitoire, si la variation de pression est suffisamment rapide, nous devons relever une augmentation de vitesse à cause de l'effet fusée.

La figure 9 a donne l'allure générale de la courbe représentative de la vitesse en fonction du temps quand on applique une surpression.

Deuxième cas : dépression. C'est le cas opposé au précédent. Bien que la vitesse limite doive augmenter, durant l'état transitoire la bulle soumise à un effet rétrofusée important voit sa vitesse décroître (fig. 9 b).

Résultats expérimentaux.

D'après les vues photographiques, nous avons tracé deux séries de courbes correspondant successivement à une surpression et à une dépression.

Premier cas : Surpression : effet fusée direct. Les courbes de la figure 10 témoignent de l'existence de l'effet fusée direct. L'état transitoire n'étant pas terminé, la vitesse limite finale n'a pas encore atteint sa valeur;

Deuxième cas : Dépression : effet rétrofusée. Le ralentissement apparaît nettement sur les courbes de la figure 11.

Remarques.

En supposant négligeable la masse de la bulle devant sa masse induite, nous pouvons évaluer grossièrement l'accélération moyenne que développe l'effet fusée dans un cas expérimental donné (fig. 10 a). Nous n'avons pas à tenir compte, du moins dans ce calcul, des forces d'Archimède qui sont sensiblement équilibrées par la traînée.

$$\Gamma_f = \frac{3W}{D} \frac{dD}{dt}$$

$$W = 0,20 \text{ m/s};$$

$$D = 0,6 \cdot 10^{-3};$$

$$dD = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ (le volume est réduit de moitié);}$$

$$dt = 0,08 \text{ s};$$

$$\text{d'où } \Gamma_f = 1,50 \text{ m/s.s}$$

La courbe 10 a donne $\Gamma = 1,12 \text{ m/s.s}$ en moyenne.

Nous pouvons considérer le résultat comme satisfaisant.

2. Bulles de vapeur dans le phénomène d'ébullition.

Nous nous référerons aux résultats expérimentaux de Jansen [9] qui a étudié le comportement d'une bulle de vapeur en ascension dans un liquide soumis à un gradient de température décroissant bien déterminé. De la courbe expérimentale donnant l'espace parcouru en fonction du temps, nous avons tiré successivement les variations de la vitesse et de l'accélération (fig. 12).

Sur le diagramme des vitesses, si l'on porte la courbe expérimentale et la courbe déduite de la relation :

$$W = W_1 \frac{1}{x_3}$$

qui caractérise la conservation de la quantité de mouvement (effet fusée) en l'absence de forces extérieures, la différence entre les deux tracés s'accroît rapidement.

Ce désaccord n'est pas surprenant, car la courbe théorique ne fait intervenir que les conditions initiales. Or, la vitesse réelle est notablement inférieure à la vitesse ainsi calculée. Nous pouvons cependant vérifier les conclusions sur l'effet fusée en considérant l'accélération qu'il provoque, celle-ci étant déduite de la vitesse réelle à un instant donné.

Les forces de traînée sont données par la formule :

$$F_t = \frac{1}{2} C_x \rho W^2 \frac{\pi D^2}{4} \quad (8)$$

soit :

$$F_t = M' \cdot 1,5 C_x \frac{W^2}{D} = M \Gamma_t$$

L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{3W}{D} \frac{dD}{dt} - 1,5 C_x \frac{W^2}{D} + 20$$

soit :

$$\Gamma_{\text{résultante}} = \Gamma_{\text{fusée}} - \Gamma_{\text{traînée}} + \Gamma_{\text{pesanteur}}$$

Les résultats expérimentaux permettent de déterminer les valeurs de D et de dD/dt . Sur la figure 12, nous retrouvons ces quatre accélérations ainsi que l'accélération réelle Γ_{exp} déduite des résultats expérimentaux.

Γ_t représente l'accélération due aux forces de traînée.

L'analyse des travaux relatifs à la valeur de C_x , notamment de ceux de Peebles et Garber [10] nous a montré qu'elle était comprise entre 0,2 et 0,3 dans nos conditions expérimentales.

Lorsque $C_x = 0,264$, les courbes théorique et expérimentale se superposent pour t supérieure à 9 millisecondes. Il est difficile d'expliquer avec précision la différence que l'on relève dans l'intervalle $5 < t < 9 \text{ ms}$. Tant que le régime d'écoulement de la bulle n'est pas établi, la multiplicité des forces qui entrent en jeu rend le phénomène complexe.

On conçoit aisément que le gradient de température ne conserve pas une valeur constante près de la paroi chauffante. Au temps $t = 3 \text{ ms}$, il change même de signe. Ceci se traduit par un maximum sur la courbe représentative du diamètre en fonction du temps. Comme la condensation est très sensible à la valeur de la température, l'effet fusée ne peut pas alors se calculer correctement. Avant le maximum, on est en présence d'un effet rétrofusée.

Bien que les observations durent à peine 15 millisecondes, elles permettent de vérifier l'influence de l'effet fusée. Certes, une bulle ne dispose pas du temps nécessaire pour que sa vitesse prenne une valeur élevée. Mais, par contre, l'importance de l'effet fusée apparaît nettement dans le diagramme des accélérations. Celles-ci atteignent 30 g, alors que

sous l'action de la pesanteur uniquement elles ne seraient que de $2g$.

Nous sommes en présence d'un effet fusée rapide. La vitesse initiale de la bulle est environ de $0,12 \text{ m/s}$. L'énergie cinétique de translation au cours de l'effet fusée rapide est considérable (10^{-4} joule). C'est celle que peut posséder une pèbule atteignant la surface au cours de l'ébullition. Que devient cette énergie ? Il est évident que le jet qui suit la bulle va amorcer une ascension dans l'air en formant une goutte. Une expérience simple le confirme.

Prenons dans un bcher une certaine quantit d'eau que nous portons lbullition (fig. 13 a). Nous admettrons que les tempratures de la paroi chauffante infrieure et de la surface libre sont indpendantes de l'paisseur α de liquide. Celle-ci fixe le gradient de temprature et par suite l'effet fuse.

Soit une hauteur d'eau de 10 mm environ. Supposons qu'un petit nombre de bulles de vapeur se forment sur la paroi chauffante et montent vers la surface o le liquide bouillonne. Quelques rares gouttes giclent hors de la surface. Mais, si l'on poursuit l'bullition, leur nombre n augmente au fur et mesure que l'paisseur α de liquide diminue. En mme temps, la hauteur h qu'elles atteignent s'lve progressivement jusqu' dpasser 30 cm pour $\alpha = 4 \text{ mm}$. Ensuite le nombre de gouttes et la distance h dcroissent rapidement jusqu' s'annuler.

La courbe 13 b donne l'allure des variations de n et de h . Nous distinguerons trois rgions :

Rgion I : les bulles de vapeur se forment et s'lvent. Leur vitesse ne prend pas de valeur importante, car un faible gradient de temprature

10/ Suppression / Pressure.

11/ Dpression / Vacuum.

12/ Γ_f : acclration due l'effet fuse.
rocket effect acceleration.

Γ_t : acclration due la traine.
drag acceleration.

Γ_a : acclration due aux forces d'Archimde.
buoyancy acceleration.

Γ_{exp} : acclration dduite des rsultats exprimentaux.
acceleration calculated from test results.

réduit l'effet fusée. Même un fort gradient de température n'aurait guère de conséquences intéressantes, car l'énergie disponible se dissiperait avant d'atteindre la surface. Il n'y aurait pas formation d'une goutte.

Région III : Le gradient de température est important ainsi que l'effet fusée, mais la bulle ne dispose pas du temps nécessaire pour accroître sa vitesse au sein du liquide. L'énergie cinétique reste donc réduite.

Région II : Dans cette zone, l'effet fusée peut se développer au maximum et fournir suffisamment d'énergie pour former une goutte et la propulser.

Une goutte d'eau s'élevant à 30 cm possède une énergie cinétique initiale de l'ordre du microjoule à laquelle il faut ajouter le travail nécessaire pour l'arracher au liquide, soit une énergie équivalente.

Afin d'élever la valeur du gradient de température nous avons soufflé sur la surface libre. La conséquence est très nette. L'effet fusée accru projette des gouttes plus grosses et l'on entend même un claquement avant que celles-ci ne quittent le liquide. La formation des gouttes s'interprète par la théorie du jet que nous avons exposée au cours de l'étude de la cavitation.

Ces observations intéressent les chimistes qui concentrent des solutions par évaporation. Lorsque la température d'ébullition augmente, l'effet fusée est plus important. Avec l'huile, par exemple, la projection de gouttelettes dépasse facilement 60 cm.

3. Écoulement d'une bulle à l'intérieur d'une pompe centrifuge.

A - ROTOSCOPE.

Dans une pompe centrifuge, le mouvement absolu d'une particule liquide est la résultante du mouvement relatif du fluide par rapport aux aubes et du mouvement d'entraînement auquel sont soumises les aubes. Ce dernier est une rotation.

Les caractéristiques de cette rotation sont connues et la vitesse circonférentielle qu'elle entraîne facile à calculer. Plus délicate à atteindre est la vitesse relative due à des accélérations complexes. Aussi avons-nous essayé de l'observer directement par une technique de visualisation appropriée.

Deux appareils permettent d'atteindre ce résultat : le stroboscope et le rotoscope. Nous rappellerons d'abord le fonctionnement du premier, car sa connaissance aide à mieux comprendre l'utilisation du second.

Avant d'aborder cette étude, nous signalerons l'emploi de l'appareil photographique monté sur un axe qui tourne à la vitesse de rotation de l'objet. Avec des temps de pose suffisants, les trajectoires relatives s'inscrivent. Nous reprochons à cette méthode une mise en œuvre très délicate et surtout l'impossibilité de l'observation visuelle directe.

La stroboscopie utilise un générateur d'éclairs très brefs se succédant à intervalles réguliers. Une roue en rotation uniforme paraît arrêtée quand la fréquence des éclairs est égale à sa vitesse de rotation. Seul subsiste le mouvement relatif. Bien que l'objet ne soit éclairé qu'une fois par tour, la persistance des impressions lumineuses sur l'œil assure la continuité du mouvement.

13/

14/

L'application de cette technique au cas de particules en suspension dans le liquide ne donne pas de résultats intéressants. Soit une fréquence d'éclairs égale à celle de la roue. Quand le temps de pose est inférieur à celui qui sépare deux éclairs, on obtient un cliché instantané. S'il couvre plusieurs éclairs, un nombre égal de vues se superposent sur une même photo. Les positions d'une particule à des instants voisins, séparés par une période, définissent théoriquement sa trajectoire relative en pointillés. Mais la multiplicité des bulles et des points relativement éloignés l'un de l'autre rend impossible tout tracé. Les photographies sont inexploitable.

Les inconvénients du stroboscope dus essentiellement à la discontinuité de l'observation ne se rencontrent plus dans la technique du rotoscope. Nous avons construit cet appareil en nous inspirant d'une idée de Thoma [11]. Sa mise au point est assez délicate [1] [15].

Il est constitué essentiellement par un prisme Wollaston (fig. 14 a) tournant à une vitesse rigoureusement moitié de celle de la roue. Nous avons utilisé un arbre électrique pour coupler ces deux axes. La figure 14 b indique le trajet d'un rayon lumineux. L'explication du fonctionnement du rotoscope est facile quand on la ramène à celle d'un simple miroir Poggendorf. Vu à travers le prisme,

15/ Roue divergente (courbes expérimentales).
Pump impeller with diverging blades (experimental curves).

0 — V' , $q_v = 10$ l/s sans bulle / no bubble.
 1 — V' , $q_v = 11$ l/s $\varphi = 0,086$.
 2 — V' , $q_v = 10$ l/s $\varphi = 0,079$.

16/ Roue divergente.
Pump impeller with diverging blades.

$\omega = 170$ $k = 420$.

1 $q_v = 11$ l/s $\varphi = 0,086$.

2 $q_v = 10$ l/s $\varphi = 0,079$.

le mouvement de rotation de la roue paraît arrêté. Seul subsiste le mouvement relatif.

Le rotoscope donne une vue nouvelle des phénomènes et facilite beaucoup leur compréhension, notamment en permettant de suivre leur évolution en fonction de la vitesse de rotation. De plus, il est possible de réaliser des clichés avec un temps de pose quelconque.

L'utilisation jumelée du rotoscope, du générateur d'éclairs et de l'appareil photographique présente l'avantage de découper la trajectoire relative suivant une base de temps quelconque et réglable. L'inconvénient signalé par la stroboscopie n'intervient pas ici, car la fréquence des éclairs peut être augmentée à volonté jusqu'à ce que la trajectoire apparaisse. L'accélération du mouvement se déduit directement de la photo. Etant donné un écoulement dans une pompe centrifuge, on peut donc connaître parfaitement le mouvement relatif d'une particule puisqu'on dispose de la trajectoire, de la vitesse et de l'accélération.

Avec une mise au point soignée, le rotoscope présente des avantages indiscutables. Son emploi est agréable, facile et rapide. C'est l'outil indispensable aux chercheurs et aux techniciens des plates-formes d'essais qui désirent connaître les écoulements relatifs dans les machines tournantes hydrauliques et aérauliques.

B - VÉRIFICATION DES LOIS D'ÉCOULEMENT À L'INTÉRIEUR D'UNE POMPE CENTRIFUGE.

Nous avons utilisé nos résultats expérimentaux ainsi que ceux d'un chercheur japonais Masanobu Yamamasu [12]. Celui-ci a publié deux séries de courbes donnant successivement la vitesse relative des bulles par rapport à la roue et celle de l'écoulement proprement dit (fig. 15).

À partir de ces diagrammes, nous avons déterminé la vitesse relative W des bulles par rapport au liquide (fig. 16 et 17).

Vérification de la première loi : $W = kr$.

Considérons les courbes expérimentales n°1 et n° 2 de la figure 16. Il apparaît nettement une partie rectiligne qui permet d'obtenir le coefficient k :

$$k_1 = 420 \quad \text{et} \quad k_2 = 496$$

La théorie prévoyait la vitesse :

$$W = a \sqrt{2 \omega r}$$

Avec $N = 1\,600$, soit $\omega = 170$, la valeur calculée de k s'élève à $k = 240$.

La valeur $k = 240$ correspond à un champ de pression centrifuge théorique égal à celui que l'on rencontre à débit nul.

17/ Roue convergente / Impeller converging.

 $\omega = 170 \quad k = 130.$
1 $q_v = 11 \text{ l/s}$ $\varphi = 0,096.$ 2 $q_v = 10 \text{ l/s}$ $\varphi = 0,086.$ 3 $q_v = 9 \text{ l/s}$ $\varphi = 0,072.$

Afin de vérifier ce résultat, nous allons choisir, à l'aide des caractéristiques de la pompe, une région où le champ de pression est du même type, c'est-à-dire un champ de pression centrifuge.

Les valeurs expérimentales trouvées précédemment ($k_2 = 420$ et $k_3 = 496$) concernent des bulles situées dans l'intervalle $5,5 \cdot 10^{-2} < r < 6,7 \cdot 10^{-2}$. La courbe représentative de la vitesse V du liquide permet de définir le gradient de pression dans cette région.

Nous avons vérifié qu'il y correspond effectivement un champ de pression de type centrifuge. Le coefficient a servant à pondérer le champ de pression théorique pour obtenir le champ de pression réel a été calculé : il est égal à 1,86. On en déduit :

$$W_{\text{théorique}} = 450 r$$

$$420 r < W_{\text{expérimental}} < 496 r$$

La vérification de la loi $W = kr$ est satisfaisante.

Pour des débits différents, on retrouve des droites de même pente.

Diverses remarques s'imposent :

- a) Pour un type de roue donné, donc pour un régime d'écoulement défini, la vitesse relative des bulles satisfait aux formules établies. L'allure des courbes expérimentales est identique à celle des courbes théoriques [2]. Il est évident que les trajectoires réelles ne peuvent pas partir du centre de la pompe. Elles sont issues de la zone de formation de l'émulsion, pour laquelle x est voisin de 0,55.

Nous retrouvons la dispersion des courbes prévue. La pente et, par suite, le maximum dépendent de la vitesse initiale.

Photo 3/

Photo 4/

- b) Dans le cas de la roue convergente, on observe dans l'intervalle $5,5 \cdot 10^{-2} < r < 6,5 \cdot 10^{-2}$ les mêmes résultats que précédemment. Ceci est dû à l'égalité des champs de pression que définit l'équation de Bernoulli.
- c) Plus généralement, la connaissance du champ de pression d'une pompe quelconque permet de prévoir la vitesse d'une bulle en chaque point.

Vérification de la deuxième loi : $\frac{1}{D} \frac{dD}{dt} \approx \omega$.

Il est pratiquement impossible de vérifier cette loi sous cette forme. La mesure du diamètre n'est effectuée qu'avec une précision médiocre à cause de l'éclairage imparfait et des milieux optiques non homogènes qu'il faut traverser. Aussi avons-nous utilisé la formule suivante déjà établie [2] :

$$\frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = \frac{2}{3} \frac{V'}{r} \approx \omega \quad (9)$$

V'/r représente la pente de la droite V' tracée en pointillés sur la figure 15 : $k = 270$. L'équation devient donc :

$$\frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = \frac{2}{3} \cdot 270 = 180$$

Théoriquement, sachant que $N = 1\,600$ tr/mn, on a :

$$\omega = \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = 170$$

Nous pouvons considérer la vérification comme bonne. Cette loi est valable dans le cas où le gaz inclus suit la loi de Mariotte. Or, dans une pompe, la présence de vapeur d'eau qui se condense augmente la valeur de dD/dt . Il est à prévoir que dans les régimes de forte cavitation on dépasse largement 170. Une vérification identique se fait avec l'autre type de roue.

Vérification de la troisième loi.

Cette vérification est délicate. Pour obtenir de longues trajectoires, il faut prévoir un temps de pose élevé. Mais un éclairage trop important rend les images floues et les observations deviennent difficiles.

Nous avons considéré les trajectoires dans le mouvement absolu (phot. 3) et dans le mouvement relatif (phot. 4).

La première vue fait apparaître des spirales logarithmiques d'argument $\beta = 60^\circ$. L'interprétation des divers types de trajectoires étant longue, nous ne l'aborderons pas ici.

La deuxième vue montre que les trajectoires relatives tendent vers des circonférences parcourues en sens inverse du mouvement d'entraînement. On voit également que les bulles vont bombarder les pales.

Vérification de la quatrième loi : $W = kr^2$.

Considérons la courbe expérimentale n° 3 de la figure 17. Pour :

$$4 \cdot 10^{-2} < r < 6,5 \cdot 10^{-2} \quad \text{soit} \quad 0,4 < x < 0,65$$

se dessine la courbe d'allure parabolique que nous

avons prévue. Son équation ramenée à un système de coordonnées constitué par son axe de symétrie et par la tangente au minimum s'écrit : $W = kr^2$.

$$W = 10^4 r^2$$

Cette loi s'applique au cas où la poussée d'Archimède est négligeable devant l'effet fusée rapide. La bulle sort d'une zone de dépression où elle s'est enrichie en vapeur d'eau. La condensation provoque l'effet fusée rapide.

Le calcul de l'accélération au point $r = 5,5 \cdot 10^{-2}$ de la courbe 3 (fig. 17) donne :

$$\Gamma = 4\,000 \text{ m/s.s}$$

$$\text{soit } \Gamma = 400 g$$

C'est une accélération considérable.

Remarque.

Les diagrammes des figures 16 et 17 ont permis de vérifier séparément la première et la quatrième loi. Nous allons en faire une interprétation générale.

La considération des courbes expérimentales amène à ne tracer qu'une seule courbe par type de roue dans des conditions de fonctionnement données.

La figure 18 la schématise.

$0 < r < 4 \cdot 10^{-2}$: région correspondant à l'ouïe d'entrée. La pression s'abaisse considérablement et provoque la cavitation;

$4 \cdot 10^{-2} < r < 6 \cdot 10^{-2}$: les courbes expérimentales ont leur origine vers le point $r = 4 \cdot 10^{-2}$ car c'est là que l'émulsion se produit et s'affine. Comme la mise en pression se fait rapidement, on peut observer un effet fusée rapide que caractérise la parabole OC;

$r > 6 \cdot 10^{-2}$: lorsque le champ de pression est de type centrifuge, la vitesse W croît linéairement avec le rayon.

Conclusion

Bien que les observations d'une bulle à l'intérieur d'une pompe centrifuge soient difficiles, nous avons pu vérifier les différentes lois d'écoulement avec une certaine précision. L'analyse des photos montre une fois de plus la grande autonomie des bulles dans leur déplacement. Certes elles sont entraînées par le courant liquide, mais elles sont soumises également à des forces qui peuvent être importantes, voire primordiales.

Nous avons vu également que l'effet fusée trouvait une application dans l'étude de la cavitation. Il explique l'importance des phénomènes observés (thermiques, électriques, chimiques, sonores, lumineux) et, par l'intermédiaire du microjet, permet de faire un pas dans la connaissance de l'érosion mécanique.

Les caractéristiques particulières du mouvement déterminé par l'effet fusée se rencontrent dans de nombreux domaines. Chaque fois que l'on se trouve en présence de l'écoulement d'une émulsion, il existe des bulles qui s'autopropulsent. L'étude des problèmes qui s'y rattachent mérite d'être abordée sous cet angle.

L'effet fusée intervient dans les transferts de chaleur et de masse, qui ont un rôle considérable dans l'industrie chimique. Le déplacement rapide des bulles de vapeur à partir de la source de chaleur accélère l'échauffement de la masse de liquide en homogénéisant sa température.

Nous rappelons le rôle de l'effet fusée dans l'érosion de cavitation. Celle-ci apparaît dans les pompes comme nous l'avons étudié, mais aussi dans les canalisations servant au transport diphasé des produits pétroliers. On le rencontre également dans les appareils utilisant les ultrasons (perceuse à ultrasons). Et pourquoi ne serait-ce pas lui qui permettrait à ces grosses masses d'émulsion que sont les vagues de venir à bout des granits les plus durs ?

Enfin, la médecine pourrait y trouver une explication de certains accidents provoqués par des bulles évoluant dans le sang et même à l'intérieur des cellules.

La construction des machines hydrauliques destinées à véhiculer des émulsions devrait pouvoir s'améliorer. Certes, il faut d'abord concevoir la pompe pour évacuer le liquide. Mais, sachant que les trajectoires des bulles sont des courbes dont l'équation est bien définie, on favorisera leur sortie en leur assurant un passage direct. Les méfaits de la cavitation seront réduits si les bulles ne rencontrent pas d'obstacles qu'elles soumettent à un bombardement continu.

Depuis la simple perturbation qu'il apporte dans les expériences de visualisation par bulles d'air jusqu'aux applications industrielles les plus sérieuses (MHD [13]), nous devons admettre qu'il joue un rôle d'autant plus important qu'il est méconnu. C'est pourquoi il est nécessaire de mieux étudier les bulles et plus généralement les émulsions.

Bibliographie

- [1] CHINCHOLLE (L.). — Etude de l'écoulement d'une émulsion. Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris (1967).
- [2] CHINCHOLLE (L.). — Etude théorique du mouvement d'une bulle. Effet fusée. *Pébullon. La Houille Blanche*, n° 5-1967.
- [3] LAMB (H.). — Hydrodynamics. Sixth Edition. Cambridge at the University Press. 1963.
- [4] VASVARI (F.). — The phenomena arising with the cavitation process. — *Acta Techn. Hung.*, 51 (1965).
- [5] CHINCHOLLE (L.). — Etude et applications de la compression isotherme d'une émulsion de gaz dans un liquide. Thèse 3^e cycle présentée à la Faculté des Sciences de Paris (1963).
- [6] MILNE-THOMSON (L.M.). — Theoretical Hydrodynamics. London, Macmillan.
- [7] BENJAMIN (T.B.) and ELLIS (A.T.). — Cavitation. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A*, vol. 260, pp. 221-240 (1966).
- [8] MASLIN (P.) et VIVIÉ (J.). — Photographie et Cinématographie ultra-rapides. Actes du 2^e Cong. Intern. Paris (sept. 1954). *Assoc. Franç. des Ingénieurs et Techniciens du Cinéma*, p. 377.
- [9] JANSEN (F.). — Mécanique des fluides. Influence de la condensation sur le mouvement ascensionnel des bulles de vapeur. *C.R. Académie des Sciences*, t. 258 (22 juin 1964). Groupe 2.
- [10] PEEBLES and GARBER. — *Chem. Eng. Prog.*, vol. 49 (1953), pp. 88-97.
- [11] THOMA (D.). — Die Neue Wasserturbinenversuchsanstalt von Briegleb. Hansen und Co in Gotha. Gotha, Engelhard. Rhyersche Hofbuchdruckerei (1928).
- [12] YAMAMASU (M.). — A study of the flow of water and bubbles through centrifugal pump impellers. *Bulletin of J.S.M.E.*, vol. 3, n° 12 (1960).
- [13] BIDART et STERLINI (J.). — Générateur Magnétohydrodynamique fonctionnant par émulsion. Col. Intern. sur la Production Magnétohydrodynamique d'Energie Electrique. Salzbourg, Autriche, 4-8 juillet 1966.
- [14] CHINCHOLLE (L.). — Mécanique des Fluides. Etude du microjet qui suit une bulle animée d'un double mouvement de translation et d'implosion. *C.R. Académie des Sciences. Série A*, t. 265, 18 décembre 1967, p. 882-885.
- [15] CHINCHOLLE (L.). — Visualisation des écoulements relatifs dans les machines tournantes. Rotoscope. *La Houille Blanche*, n° 1-1968, p. 51-58.

Discussion

Président : M. DUFORT

M. le Président ouvre la discussion après avoir félicité M. CHINCHOLLE pour son passionnant exposé.

M. CHINCHOLLE demande à M. CANAVELIS pourquoi, dans les photographies qu'il a présentées, l'érosion semble limitée au centre de l'éprouvette. Le jet étant coupé par l'éprouvette, on pourrait s'attendre à voir l'érosion intéresser les faces latérales de celle-ci.

M. CANAVELIS répond que l'éprouvette est comme martelée sur toute sa largeur; néanmoins, les cratères se forment, au début, en des endroits préférentiels et plutôt vers le centre; c'est ce que montrent les photographies figurant dans le mémoire, lesquelles sont prises — pour plus de clarté — au début de l'érosion.

M. CANAVELIS, après avoir félicité M. CHINCHOLLE de la clarté de ses calculs, s'étonne que l'on puisse poursuivre ceux-ci en admettant que les bulles restent toujours sphériques au cours du processus, alors que l'essentiel de ce dernier réside dans la formation d'un jet qui doit détruire la sphéricité initiale de la bulle. Il s'ensuit un échange de vues entre M. CANAVELIS, M. CHINCHOLLE et M. DEGROIS, au cours duquel est évoquée l'influence de divers facteurs : diamètre des bulles, tension superficielle, gradients de pression, proximité d'une paroi, etc., sur la validité des hypothèses de calcul admises.

Pour conclure, M. le Professeur COMOLET fait la mise au point ci-après :

« Les calculs de M. CHINCHOLLE ont été établis dans le cas d'un écoulement (de fluide parfait incompressible) à symétrie de révolution autour d'une cavité sphérique, servant de frontière à l'écoulement. Dans ces conditions seulement, l'énergie cinétique du fluide environnant apparaît comme égale à la somme de deux termes, l'un où intervient la vitesse de translation de la bulle, l'autre sa vitesse de déformation radiale (vitesse d'implosion ou d'explosion). La somme de ces deux termes est constante dans le cas où l'on suppose qu'aucune autre forme d'énergie n'intervient, et on conçoit aisément qu'au cours du mouvement de la bulle, les énergies cinétiques de translation et de déformation radiale puissent s'échanger dans un sens ou dans l'autre. Si la cavité n'est pas sphérique, les conclusions ne sont pas aussi simples, car l'expression globale de l'énergie cinétique ne présente pas cette même forme simplifiée.

« On pourrait d'ailleurs reprendre les calculs en faisant intervenir d'autres formes d'énergie : énergie de pression (dans le cas d'une bulle de gaz compressible), énergie de tension superficielle, etc.

« Par ailleurs, les conclusions de M. CHINCHOLLE supposent essentiellement que le champ des vitesses vérifie la condition $\text{grad } V = 0$ dans le fluide à l'infini.

« Pratiquement, on peut dire que pour une bulle sphérique de rayon R , l'infini est représenté par l'état de l'écoulement à la distance $3R$ de son centre. La présence d'un gradient de pression n'est pas gênante, en principe. Malheureusement, en mécanique des fluides, $\text{grad } p$ et $\text{grad } V$ sont liés, de sorte qu'il sera souvent difficile d'en séparer les effets.

« Or, M. CHINCHOLLE considère un fluide limité par une surface sphérique qui est précisément la bulle et qui s'étend théoriquement jusqu'à l'infini; mais pour ce qui nous intéresse, nous avons vu que l'infini ne s'étend pas au-delà d'une longueur égale à trois ou quatre fois le rayon de la bulle. D'autre part, M. CHINCHOLLE a effectué les calculs

pour le cas où la pression à la frontière sphérique ci-dessus est constante et pour celui où elle varie suivant la loi de Mariotte. »

Pour chaque problème particulier, il faut adopter — sous peine d'aboutir à une complexité stérilisante —, des hypothèses adéquates en sélectionnant les seuls paramètres vraiment essentiels, dit M. CHINCHOLLE.

M. CANAVELIS fait état d'expériences au cours desquelles on photographiait l'écoulement dans un Venturi au sein d'une région à gradient de pression croissant; des bulles de cavitation sphériques apparaissaient au col puis s'aplatissaient dans le diffuseur et ralentissaient au lieu d'accélérer comme le voudrait la théorie de M. CHINCHOLLE.

Celui-ci rappelle alors que les calculs ont été effectués dans les hypothèses suivantes :

- vitesse uniforme du liquide à l'infini;
- champ de pression uniforme.

Or, l'objection qui est présentée concerne un cas particulier où ces hypothèses ne sont pas vérifiées. Théoriquement, les calculs doivent être reconsidérés.

De plus, peut-on espérer qu'en chaque point du diffuseur où règne la cavitation, on est en présence d'un champ de pression aussi bien défini que celui que propose la théorie?

M. le Professeur HAMMITT précise que le film visualisant l'effondrement des bulles de cavitation dans le diffuseur d'un Venturi — dont vient de parler M. CANAVELIS — a été pris dans un laboratoire de l'Université du Michigan. Il ajoute qu'une récente étude théorique (et sur ordinateur) du collapsus des bulles dans les conditions ci-dessus, a récemment fait l'objet dans la même université d'une thèse (Philosophical Degree) et a confirmé le mode d'effondrement des bulles, mis en évidence dans le film; elle a montré, en outre, que les bulles ralentissaient progressivement — par rapport à l'eau — dans le diffuseur, à mesure que le mécanisme de collapsus se poursuivait. Un mémoire de MM. Yeg et Yang relatant ces travaux doit être publié, à relativement bref délai, par l'A.S.M.E.

M. HUG félicite M. CHINCHOLLE pour la présentation originale du problème traité à partir des théorèmes fondamentaux de la Mécanique; il s'agit en quelque manière de la Mécanique du point à masse variable. A propos des travaux d'Ellis qui ont été évoqués à plusieurs reprises, M. HUG précise que la théorie mise au point par cet auteur tient compte de la présence de la paroi et des dissymétries qui en résultent dans le processus d'écrasement de la bulle. Le grossissement et le collapsus — (ou effondrement ou écrasement) d'une bulle sont deux phénomènes fondamentalement différents; dans le premier cas, si la bulle est sphérique à l'origine, il est bien naturel de supposer qu'elle le restera; par contre, dans le deuxième cas, l'instabilité de Taylor implique que la bulle ne peut rester sphérique et c'est bien là ce qui a incité Ellis à rechercher les formes de la bulle en cours d'effondrement. Cela ne diminue en rien les mérites du travail de M. CHINCHOLLE; suivant le problème posé, son modèle peut conduire à des résultats exploitables plus ou moins facilement que celui résultant des recherches d'Ellis.

M. le Président remercie M. CHINCHOLLE ainsi que tous les auteurs de communications, et tous ceux qui ont pris part à leur discussion.

La séance est levée à 18 h 40.

Abstract

A study of foam flow

**Second part: The "rocket effect" in gas and vapour flows in a centrifugal pumps
by L. Chincholle ***

A gas or vapour bubble moving in translation in a liquid and varying its volume propels itself by a rocket effect, which occurs in foams moving in pressure or temperature fields with a non-zero gradient. It is notably observed in boiling and centrifugal pump operation, which latter features the following two characteristic bubble types:—

1. Gas bubbles, which are apt to emerge faster from the pump than the liquid;
2. Vapour bubbles (cavitation).

When a bubble in translatory motion implodes, energy is transferred: potential pressure energy is converted into kinetic implosion energy, which in turn becomes kinetic translation energy. The instrument for this energy transfer process is a "micro-jet" following the bubble.

It is shown that a considerable increase in kinetic translation energy density occurs, which is converted into potential pressure energy on impact against a solid obstacle. The resulting pressures (10,000 kg/sq.cm) explain the mechanical aspect of cavitation erosion.

Several experimental results have confirmed these theoretical considerations.

The development of a rotoscope is also described, this being a device enabling a centrifugal pump impeller (for example) to be "stopped" so that only the relative motion of the flow particles remains. Unlike with a stroboscope, time exposures can be taken with this device.

With more thorough knowledge of foam mechanisms, and especially of cavitation bubble behaviour, it should be possible to design cavitation erosion-proof impeller blades.

* Maitre-assistant à la Chaire d'Electrotechnique, Faculté des Sciences de Paris.

Gravure du XVI^e siècle