TRAVAUX RÉCENTS SUR LES COURANTS DE DENSITÉ

PAR

J. VALEMBOIS *

Au début de cette session consacrée aux courants de densité, il n'est pas sans intérêt de passer en revue les recherches récentes sur le sujet. Comme il s'agit d'un sujet très vaste, nous n'en considérerons que certains aspects, en mettant surtout l'accent sur les travaux qui apportent à l'ingénieur de nouveaux moyens pour la résolution de ses problèmes.

Généralités

Avant d'aller plus loin, il n'est peut-être pas inutile de rappeler ce qu'on entend habituellement par courants de densité ou écoulements stratifiés (en anglais, *density-currents*, ou plutôt *stratified flow*).

La grande majorité des cas pratiques correspond au mouvement de deux ou plusieurs masses du même fluide, qui se trouvent avoir des densités légèrement différentes, et se déplacent en conservant leur individualité ou en se mélangeant au fur et à mesure. Il s'agit d'ailleurs le plus souvent d'air ou d'eau. On peut aussi se trouver en présence d'un fluide présentant une variation continue de densité.

Pour l'eau, les causes les plus fréquentes des différences de densité sont la salinité (la différence de densité de l'eau de mer et de l'eau douce est de l'ordre de 3.10^{-2}), la présence de matières en suspension (les différences de densité peuvent atteindre quelques 10^{-2}), ou les différences de températures (par exemple, une centrale thermique rejette l'eau qui a servi au refroidissement du condenseur à une température supérieure de 7 °C à celle de la prise. Ceci correspond à une différence de densité d'environ 10^{-3}).

Dans l'atmosphère, on trouve également des masses d'air à différentes températures. (A la pression atmosphérique et aux températures ordinaires, une différence de température de 10 °C correspond à une différence de densité d'environ 3.10^{-2}.)

Ainsi, la plupart du temps, le problème se circonscrit à l'étude de l'écoulement, sous l'action de la gravité, de masses voisines d'un même fluide (le plus souvent l'air ou l'eau) pratiquement incompressible, différant uniquement par de faibles différences de densité. En première approximation, on peut admettre que toutes les caractéristiques physiques des différentes masses de fluide sont identiques, excepté la densité.

Les forces de gravité qui font se déplacer une couche par rapport à l'autre sont faibles. Par exemple, dans le cas de deux couches de masses volumiques ρ et $\rho + \Delta\rho$, tout se passe comme si g était remplacé par une *gravité réduite* $g' = g\Delta\rho/\rho$. L'exemple cité le plus souvent pour illustrer ceci est celui d'une masse d'air froid dont la surface de séparation avec l'air immobile et moins dense qui se trouve au-dessus descend d'une hauteur H. Si l'on ne tient pas compte des frottements, l'application du théorème de Bernoulli à la ligne de courant située dans l'air dense à la surface de séparation, et de la relation fondamentale de l'hydrostatique à l'air léger, montrent que la vitesse atteinte sous la chute H est $\sqrt{2g'H}$.

Les forces de gravité étant faibles, les forces que

* Centre de Recherches et d'Essais de Chatou.

l'on néglige le plus souvent dans l'étude des écoulements ordinaires prennent une importance relative beaucoup plus grande (tensions visqueuses et turbulentes, tension superficielle, accélération de Coriolis).

D'autre part, le nombre des variables est plus grand (dans un système à deux couches par exemple, traité suivant le schéma unidimensionnel, il y a deux vitesses et deux hauteurs de fluide; dans un écoulement à variation continue de densité, celle-ci est une variable supplémentaire).

Une excellente base de départ à notre exposé est la Section *Stratified flow* du livre *Handbook of Fluid Dynamics* paru en 1961 [1]. D.R.F. Harleman y passe en revue l'état de la question à l'époque, en dix-neuf pages de typographie très serrée. C'est à notre avis un des documents les plus utiles à l'heure actuelle sur le sujet. Pratiquement tous les aspects de la question que nous allons aborder y sont traités. Soixante-dix références bibliographiques renvoient aux travaux les plus importants. Nous essaierons de signaler ce qu'il y a eu de nouveau depuis, en considérant surtout les travaux susceptibles d'améliorer les moyens d'étude dont dispose l'Ingénieur.

Systèmes à deux couches

Les problèmes les plus fréquents concernent les systèmes à deux couches (*two-layered systems*), dont la plus dense est en général au-dessous de la plus légère.

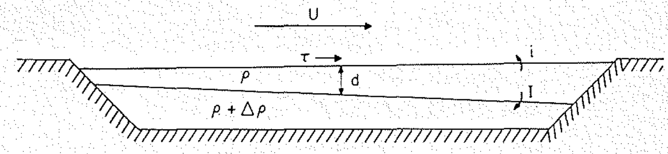
La surface qui les sépare est appelée *interface*. En fait, cette surface ne peut être le siège d'une discontinuité de vitesse, mais plutôt d'un « gradient » élevé de vitesse. S'il y a diffusion d'une couche dans l'autre, il n'existe pas non plus de discontinuité de densité. L'interface est alors définie par exemple comme la surface des gradients maximaux de densité.

Equilibre

L'équilibre des fluides stratifiés ne pose pas de problèmes particuliers. Les surfaces d'égale densité et d'égale température sont les équipotentielles du champ de forces (plans horizontaux pour le champ de la gravité).

Il n'est troublé, en l'absence de forces extérieures perturbatrices, que par la diffusion moléculaire (solutions, température) ou par la décantation des matières en suspension. Les effets de la diffusion moléculaire sont faibles à l'échelle qui nous intéresse. La décantation est un autre problème.

Cependant, il y a certains cas où les forces perturbatrices, suffisamment faibles pour induire des courants et des effets dynamiques négligeables, modifient l'équilibre, en particulier la position de l'interface, de façon sensible. C'est par exemple le cas d'un vent agissant sur la surface d'un lac où se trouvent deux couches d'eau en équilibre. Ce problème est important en pratique, car on peut vouloir aspirer l'eau de l'une des couches, et la position de l'interface est évidemment essentielle. La tension tangentielle créée par le vent en surface crée évidemment un courant, mais ce courant est faible et il n'engendre pas de tension à l'interface. Les équations restent en pratique celles de la statique. La surface libre prend une pente $i = \tau/\rho g d$, τ étant la tension tangentielle exercée par le vent sur elle, et d l'épaisseur de la couche supérieure.



La pente de l'interface est $I = - i\rho/\Delta\rho$, beaucoup plus forte que i, si bien que l'interface peut venir affleurer et que des mélanges importants des deux couches peuvent se produire. On peut avoir une idée des ordres de grandeur en utilisant une formule approchée pour le calcul de la tension tangentielle créée par un vent de vitesse U [2].

Cependant, le vent engendre des vagues à la surface de l'eau et le mouvement à l'interface peut ne plus être négligeable. L'interface peut alors devenir le siège d'une diffusion qui conduit à un mélange des deux couches. On trouvera des renseignements sur ce sujet dans le chapitre *Mixing Processes* du livre de R. L. Wiegel, *Oceanographical Engineering* [3]. Les travaux de Munk [4] montrent que la houle du large (sans vent) affecte peu la stabilité. MM. Daubert et Lebreton présentent à cette session une étude complète de ce phénomène, dont ils analysent le mécanisme. Les ordres de grandeur qu'ils mettent en évidence confirment bien la faible influence d'une houle irrotationnelle sur la diffusion à l'interface. Par contre, lorsque le vent dépasse une certaine valeur (environ 7 m/s dans les expériences de Munk), l'interface devient instable et les couches se mélangent. Ce qu'on sait actuellement de cette question est insuffisant pour l'étude de cas pratiques.

Soutirage sélectif

Un problème pratique important est celui du soutirage d'un certain débit à partir de l'une des couches, en évitant d'entraîner l'autre (*selective withdrawal*). Rappelons que le premier problème de ce genre a été traité par A. Craya et P. Gariel [5]. Dans ce cas, en première approximation, on peut négliger les forces de frottement, car les vitesses restent faibles, sauf au voisinage de la prise. La solution la plus aisée des problèmes pratiques réside alors dans l'utilisation des résultats d'études expérimentales concernant des cas de géométrie analogue.

Les éléments de calcul les plus récents se trouvent dans l'article publié par A. Daubert [6] en 1963, qui rassemble les résultats théoriques et expérimentaux disponibles en les mettant sous une forme adaptée aux calculs pratiques.

Pour une prise tridimensionnelle (tuyau de diamètre D par exemple), le débit Q que l'on peut aspirer dans une couche sans entraîner l'autre peut être mis sous la forme :

$$\frac{Q^2}{g\,(\Delta\rho/\rho)\,H^5} = f\,(\alpha_1, \alpha_2, \ldots)$$

H étant la distance verticale (à définir suivant la disposition géométrique de la prise) entre la prise et l'interface, α_1, α_2, etc., les paramètres géométriques définissant la disposition considérée.

Pour une prise bidimensionnelle (écoulement plan), la relation devient par unité de largeur :

$$\frac{q^2}{g\,(\Delta\rho/\rho)\,H^3} = \varphi\,(\alpha_1, \alpha_2, \ldots)$$

On dispose actuellement de données qui permettent le calcul dans de nombreux cas.

Il faut signaler deux publications intéressantes dans ce domaine. L'une est due à J. J. Sharp [7] et concerne l'aspiration par une prise située au fond. Le pourcentage de débit provenant de la couche supérieure y est étudié, ainsi que l'effet de grilles et l'influence d'un courant au-dessus de la prise. La seconde, de D. R. F. Harleman et R. A. Elder [8], donne des informations complémentaires sur le soutirage à deux ou trois dimensions par-dessous un mur vertical (*skimmer-wall*).

La communication que le Professeur Schlag présente à cette session traite un de ces cas, celui où les deux couches se trouvent dans un canal et où le soutirage est fait à l'extrémité de celui-ci par un déversoir.

Le soutirage à un niveau déterminé dans un fluide dont la densité varie graduellement avec l'altitude a aussi été étudié. La stratification conduit à limiter en hauteur la zone d'origine du fluide soutiré. Citons parmi les travaux les plus récents celui de R. C. Y. Koh [9], où l'influence de la viscosité est considérée (soutirage à très faible vitesse).

Le problème se pose aussi dans les écoulements souterrains, où l'on peut par exemple trouver en contact une nappe d'eau douce et une nappe salée. La communication présentée à cette session par J. Zaoui est consacrée à cette question.

Comportement de l'interface

Pour traiter les autres problèmes qui se posent à l'ingénieur, il faudrait savoir ce qui se passe à l'interface lorsqu'il y a une différence de vitesse entre les deux couches.

Il n'y a pas discontinuité de vitesse et il s'établit un « gradient » de vitesse à l'interface, qui devient donc le siège d'une tension tangentielle. Si de plus l'interface n'est plus stable, la tension tangentielle est augmentée. D'autre part, un mélange peut s'y produire et conduire à une diffusion entre couches. Il s'établit alors un gradient de densité. L'interface, comme nous l'avons vu plus haut, peut être dans ce cas définie comme la surface où le gradient de densité est maximal.

En pratique, on a besoin de savoir si l'interface est stable ou non, et surtout de connaître la valeur de la tension tangentielle qui s'y produit, ainsi que l'importance des débits qui sont échangés par mélange entre les deux couches.

La question de la stabilité de l'interface, ou plutôt de la stratification, est traitée à cette session par M. Mandelbrot, dans un domaine plus général que celui que nous considérerons maintenant.

En effet, nous nous limiterons ici au cas du *régime permanent établi* d'une couche par rapport à l'autre, pour un écoulement analogue à l'écoulement graduellement varié en canal. C'est un cas extrêmement important en pratique, et il est utile de connaître ce que l'on sait sur le calcul de la tension tangentielle et sur la diffusion à l'interface dans ce cas.

Les travaux les plus importants dans ce domaine sont ceux de Lofquist [10] et de Macagno et Rouse [11].

Prenons un cas simple, mais correspondant bien aux conditions des problèmes pratiques, pour définir les paramètres qui interviennent dans ce problème. C'est celui d'un canal prismatique où s'écoule, sous une masse immobile et très haute de fluide de masse volumique ρ, un débit Q de fluide légèrement plus lourd ($\rho + \Delta\rho$) sous le tirant d'eau y (en régime permanent et du type graduellement varié), la pente du fond étant faible.

Nous voudrions connaître dans ce cas la tension tangentielle τ_i à l'interface et la vitesse W_e d'entraînement d'une couche par l'autre (W_e est par exemple la vitesse à laquelle baisserait la surface libre du liquide supérieur, le niveau de l'interface restant constant).

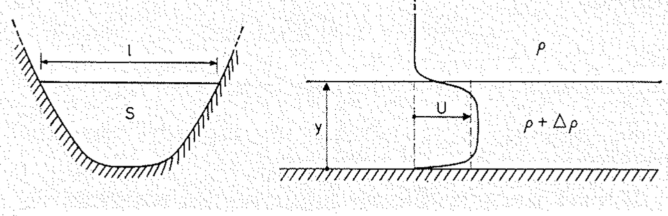
Ce problème a été traité antérieurement pour un canal rectangulaire lorsque le régime reste laminaire par A. T. Ippen et D. R. F. Harleman [12]. Les deux études citées plus haut donnent des indications pour le cas du régime turbulent.

Etant donné les grandeurs physiques qui interviennent dans le problème et ce que l'on sait des écoulements d'un seul fluide en conduite ou en canal, on doit s'attendre à pouvoir mettre les résultats sous la forme suivante :

$$\frac{\tau_i}{\rho U^2/2} = f_1\,(\mathcal{R}, \mathcal{F}) \qquad \frac{W_e}{U} = f_2\,(\mathcal{R}, \mathcal{F})$$

U étant la vitesse moyenne de l'écoulement inférieur;

$\mathcal{R}$ et $\mathcal{F}$ sont ici des nombres de Reynolds et de Froude (celui-ci bien entendu avec la gravité réduite).



La rugosité du canal devrait évidemment intervenir aussi, mais les expériences actuelles portent sur des canaux lisses.

Le problème est de définir les nombres de Froude et de Reynolds à partir d'une vitesse et d'une longueur telles que l'on puisse extrapoler à des formes différentes de canaux les résultats expérimentaux déterminés dans les canaux rectangulaires du laboratoire. Lofquist utilise la vitesse moyenne de l'écoulement inférieur et son rayon hydraulique (défini en ne considérant pas l'interface comme une paroi). Macagno et Rouse ont fait des expériences sur deux couches s'écoulant en sens inverse. Ils utilisent la vitesse maximale dans une couche et l'épaisseur de la zone où se produit, autour de l'interface, la variation de densité, pour former les nombres de Froude et de Reynolds $\mathcal{F}_*$ et $\mathcal{R}_*$.

A notre avis, le nombre de Froude significatif devrait être défini, comme pour les écoulements à surface libre, à partir de la vitesse moyenne $U = Q/S$ de la couche en mouvement et de la profondeur moyenne $y_m = S/l$, soit :

$$\mathcal{F} = \frac{U}{\sqrt{g\,(\Delta\rho/\rho)\,y_m}}$$

Par contre, le nombre de Reynolds devrait faire intervenir l'influence des parois, et par conséquent être basé sur un diamètre hydraulique $D = 4\,R_H$, R_H étant le rayon hydraulique de l'écoulement inférieur. Mais une difficulté se présente ici : faut-il dans le périmètre « mouillé », tenir compte ou non de l'interface. Lofquist n'en tient pas compte. Mais ses résultats expérimentaux montrent que, dans le domaine de ses expériences, la tension tangentielle à l'interface est du même ordre de grandeur que la tension aux parois. Il semble dans ces conditions qu'il faudrait inclure l'interface dans le périmètre « mouillé ». Heureusement, pour les nombres de Reynolds élevés qui intéressent la pratique, les fonctions f_1 et f_2 devraient varier très peu en fonction de $\mathcal{R}$, et même ne plus en dépendre, et la discussion ci-dessus présente peu d'intérêt.

Les expériences de Lofquist ont porté sur des nombres de Reynolds compris entre 2 800 et 30 000, et des nombres de Froude compris entre 0,05 et 0,385 (nous donnons ici les valeurs suivant notre définition de ces nombres). Les résultats en sont extrêmement intéressants, car la précision de ses résultats expérimentaux a permis à Lofquist de calculer la tension à l'interface avec une assez bonne approximation malgré la difficulté que présentaient l'estimation des tensions sur les parois latérales du canal et celle des effets d'accélération. Dans le domaine des nombres de Froude et de Reynolds considéré, cette tension d'interface est du même ordre de grandeur que les tensions sur les parois. Le coefficient β, défini à partir de cette tension par la relation :

$$\tau_i = \rho\,(\nu + \varepsilon)\,(du/dz)_i$$

en posant $\beta = (\nu + \varepsilon)/\nu$, varie entre 1 et 7,5.

Le rapport W_e/U semble ne dépendre que du nombre de Froude (il varie entre 10^{-5} et 10^{-3}).

Il n'est pas possible de comparer les résultats de Lofquist avec ceux de Macagno et Rouse, car ceux-ci ne donnent pas la valeur expérimentale de la longueur utilisée pour le calcul des nombres de Froude et de Reynolds. Dans le domaine de leurs expériences ($250 < \mathcal{R}_* < 3\,500$ et $0{,}4 < \mathcal{F}_* < 3{,}6$), ils ont trouvé une assez nette variation de τ_i et de $W_e/U_{max.}$ en fonction de $\mathcal{R}_*$ et $\mathcal{F}_*$, ainsi qu'une séparation du plan ($\mathcal{R}_*$, $\mathcal{F}_*$) en quatre zones (régime laminaire, régime avec ondes d'interface, instabilité, turbulence).

En utilisant les résultats de Lofquist, j'avais essayé [13] de déterminer une formule simple donnant la tension d'interface. L'hypothèse de base, qui consistait à admettre l'égalité du coefficient ε de diffusion turbulente à l'interface pour les quantités de mouvement et du coefficient σ de diffusion turbulente du sel, s'est révélée conduire à des résultats en contradiction avec le calcul de Lofquist. Le coefficient σ (défini par la relation :

$$W_e\,\Delta\rho_i = (\alpha + \sigma)\,(d\Delta\rho/dz)_i,$$

où α est le coefficient de diffusion moléculaire), est en fait beaucoup plus petit que ε (1/50e à 1/150e). Ceci peut s'expliquer par le fait que les ondulations dues à l'instabilité de l'interface peuvent créer une tension tangentielle (au sens où l'on parle de tension turbulente) sans pour autant conduire à un mélange entre les couches. La formule donnée dans [13] est donc fausse. En utilisant le même procédé, mais avec les valeurs correctes de σ, on peut cependant s'attendre à retrouver une formule approchée utilisable dans le domaine des expériences. Pour les valeurs correspondant aux échelles des phénomènes pratiques (nombres de Reynolds élevés), il serait cependant difficile d'extrapoler une telle formule, sauf si le nombre de Reynolds n'intervenait plus au-delà du maximum (30 000) expérimenté par Lofquist. Pour obtenir des assurances sur ce point, des expériences à plus grande échelle seraient utiles.

Coin salé

Un exemple du type d'écoulement justiciable des considérations développées plus haut est le « coin salé », qui se forme dans certaines conditions lorsqu'un fleuve débouche dans une mer sans marées. On connaît les travaux antérieurs, en particulier ceux de Keulegan, sur ce problème. Signalons un article récent de J. B. Hinwood [14], article assez résumé dans lequel il donne des indications sur des travaux concernant l'influence de seuils (augmentations brusques du niveau vers l'aval) sur la forme des coins salés.

Estuaires

Le coin salé nous amène naturellement aux estuaires, dont il est un cas particulier. La marée fait osciller le coin salé et l'on obtient les cas classiques des estuaires à mélange plus ou moins intense, passant du coin salé, où les isohalines (surfaces d'égale salinité) sont horizontales, à l'estuaire dit à mélange intense, où les isohalines sont verticales. On trouvera dans *Stratified flow*, de Harleman, un résumé des études de Ippen et Harleman [15] sur la diffusion turbulente dans les estuaires. Ces études ont permis, sur un cas schématique, de définir un paramètre caractérisant le degré de mélange dans l'estuaire. Ce paramètre est le rapport de la puissance moyenne dissipée par unité de masse dans l'estuaire à la puissance moyenne gagnée sous forme potentielle par l'unité de masse, lorsqu'elle passe de la limite amont (où l'eau est douce) à la limite aval (où elle a la salure de la mer).

Ecoulements non permanents

La plupart des travaux consacrés aux écoulements non permanents concernent les écoulements comportant un front d'onde. On peut citer les travaux de Barr [16, 17], poursuivant ceux de Keulegan, sur l'écoulement en canal provenant de l'ouverture brusque d'une vanne (*lock-exchange flow*). La vitesse initiale des fronts d'onde inférieur (*underflow*) et supérieur (*overflow*), ainsi que la diminution de cette vitesse au cours du trajet du front d'onde, sont influencées par la viscosité. Le paramètre important ici est un groupement du nombre de Froude et de Reynolds, $\mathcal{F}\mathcal{R} = \sqrt{g'H^3}/\nu$ (*densimetric Froude-Reynolds number*), introduit par Keulegan sous la forme d'un nombre de Reynolds utilisant la vitesse critique correspondant à une couche de hauteur égale à la hauteur totale H, soit $V_c = \sqrt{g'H}$ (on a par conséquent $\mathcal{F}\mathcal{R} = V_cH/\nu$).

Action de rideaux de bulles d'air

Pour réduire l'entrée du front d'eau salée dans une écluse, ou pour empêcher qu'un coin salé ne se propage trop loin, on a proposé [18, 19 et 20] d'utiliser un rideau de bulles d'air. Ce procédé avait été envisagé pour lutter contre la propagation de la houle. Son efficacité dans ce cas, malgré de nombreuses études en laboratoire et dans la nature, n'est pas bien connue. Les forces de gravité auxquelles on doit s'opposer dans le cas d'un écoulement stratifié étant beaucoup plus faibles, le rideau de bulles d'air peut être efficace. Les études d'Abraham et Van Der Burgh, études théoriques et expériences à l'échelle grandeur (dans des écluses réelles, avec des profondeurs de 5,75 à 10 m) ont permis aux auteurs de donner un mode de calcul pour ces installations. Il passe malgré tout un peu d'eau salée à travers le rideau, surtout à cause de la navigation, et il en résulte qu'il faut recourir aux moyens habituels pour son évacuation, qui est rendue un peu plus difficile, car l'agitation créée par le rideau de bulles mélange cette eau à l'eau douce.

Dans leur communication à cette session, MM. Ribes et Blanchet étudient la protection d'un bief d'eau douce contre l'entrée de l'eau de mer par une écluse, et envisagent divers procédés, dont celui que nous venons d'évoquer.

Problèmes de jets

Un problème de diffusion particulièrement important est celui de la diffusion d'un jet dans un milieu de densité légèrement différente. C'est le cas des rejets d'eaux usées ou chargées de déchets en mer, du rejet de gaz dans l'atmosphère, etc.

Deux cas extrêmes peuvent se présenter : ou bien le milieu environnant est immobile, et les effets de la différence de densité sont primordiaux; ou bien le jet arrive dans un courant très turbulent, et c'est surtout la convection par le courant qui est importante.

On trouvera dans le chapitre *Mixing Processes* du livre de R. L. Wiegel signalé plus haut de nombreux renseignements sur les connaissances actuelles dans ce domaine. Mais le document le plus intéressant à l'heure actuelle pour l'Ingénieur est le rapport de G. Abraham [21] : *Jet diffusion in stagnant ambiant fluid* (Diffusion d'un jet dans un milieu en équilibre). Les cas suivants y sont étudiés, pour des jets tri et bidimensionnels :

— jet vertical dirigé vers le haut dans un fluide plus dense;

— jet horizontal dans un fluide plus dense;

— jet vertical (vers le haut) dans un fluide moins dense;

— jet vertical (vers le haut) dans un milieu où la densité varie arbitrairement en fonction de la hauteur.

Le paramètre déterminant est ici le nombre de Froude réduit (utilisant la vitesse du jet et la dimension de l'orifice). Le nombre de Reynolds correspondant n'intervient pratiquement pas, le domaine envisagé étant celui des jets turbulents ($\mathcal{R} > 10^4$).

Les résultats sont présentés de façon pratique (vitesse, concentration, dimension transversale du jet, trajectoire des jets horizontaux).

On trouvera dans les discussions qui suivent les communications présentées dans ce numéro un exposé de G. Abraham sur les limites d'emploi des résultats de cette étude (p. 32).

Conclusion

On peut voir que l'ingénieur n'est pas désarmé en face des divers problèmes qui se posent à lui, mais que son arsenal est loin d'être complet. Avec l'aide d'une bonne connaissance de la physique des phénomènes d'une part, des résultats théoriques et expérimentaux disponibles pour des cas schématiques d'autre part, il pourra résoudre certains problèmes, trouver des ordres de grandeur pour d'autres. Il y a cependant des problèmes pour la solution desquels tout cela sera insuffisant. Un autre moyen d'étude, qui dans certains cas permettra d'aller plus loin, est le *modèle réduit*.

Parmi les études qui sont présentées à cette session, celles de MM. Schlag, Daubert et Braconnot, Ribes et Blanchet, Mandelbrot (deuxième rapport), Warschauer et Huffenus, font appel à des études sur modèle. La similitude de divers types d'écoulements stratifiés étudiés y est discutée. On pourra voir que, là non plus, tous les problèmes ne sont pas résolus.

En conclusion, on peut dire que les écoulements stratifiés, étant donné leur importance pratique et l'état présent des connaissances à leur sujet, restent un problème d'actualité.

Il n'est pas possible de terminer cette brève étude sans évoquer la mémoire de Geza BATA, disparu prématurément il y a quelque temps *, et qui avait consacré une grande partie de son activité aux courants de densité (voir par exemple, dans ce numéro, p. 55). Nul doute que ce si sympathique chercheur, s'il avait vécu, aurait grandement contribué à l'amélioration de nos connaissances dans ce domaine.

Références bibliographiques

[1] HARLEMAN (D.R.F.). — *Stratified Flow*, p. 26-1 à 26-9 de l'ouvrage *Handbook of Fluid Dynamics*, publié sous la direction de V. L. STREETER, *McGraw Hill* (1961).

[2] Voir par exemple dans R.L. WIEGEL (référence suivante), p. 321.

[3] WIEGEL (R. L.). — Oceanographical Engineering, *Prentice-Hall, Inc.* (1964).

[4] MUNK (W.H.). — A critical wind speed for air-sea boundary processes. *J. Mar. Res.*, 6,3 (1947), p. 203-218.

[5] CRAYA (A.). — Recherches théoriques sur l'écoulement de couches superposées de fluides de densités différentes, *La Houille Blanche*, n° I (1949), p. 44-55.
GARIEL (P.). — Recherches expérimentales sur l'écoulement de couches superposées de fluides de densités différentes, *La Houille Blanche*, n° I (1949), p. 56-64.

[6] DAUBERT (A.). — Le soutirage sélectif dans deux couches de liquides superposés de densité voisine. *Bull. du Centre de Recherches et d'Essais de Chatou*, n° 4 (juin 1963), p. 21-30.

[7] SHARP (J.J.). — The selectivity of simple vertical shaft intakes drawing from stratified sources, *Civil Engineering and Public Works Review;* vol. 56, n° 696, p. 845, 853 (juillet 1964).

[8] HARLEMAN (D.R.F.) et ELDER (R.A.). — Withdrawal from two-layer stratified flows. Communication présentée à la *12th Nal. Conf., Hyd. div., A.S.C.E.* (août 1963).

[9] KOH (R.C.Y.). — Viscous stratified flow towards a line sink, *Report n° KH-R-6*, janv. 1964, du *W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, Calif. Inst. of Technology, Pasadena.*

[10] LOFQUIST (K.). — Flow and stress near an interface between stratified liquids, *The Physics of Fluid*, vol. 3, n° 2, (mars-avril 1960), p. 158-175.

[11] MACAGNO (E.O.) et ROUSE (H.). — Interfacial mixing in stratified flow. *Jl of the Engineering Mech. Div., Proc. of the Am. Soc. of Civ. Eng. EM 5* (oct. 1961), p. 55-81.

[12] IPPEN (A.T.) et HARLEMAN (D.R.F.). — Steady-state characteristics of subsurface flow, *Ntl. Bur. of Standards (U.S.) Circ. 521* (1952), p. 79-93.

[13] VALEMBOIS (J.). — Courants de densité; tension tangentielle à l'interface. Essai d'interprétation des résultats de Lofquist. *Bulletin du Centre de Recherches et d'Essais de Chatou*, n° 5 (oct. 1963), p. 37-40.

[14] HINWOOD (J.B.). — Estuarine Salt Wedges. Determining their Shape and Size. *Dock and Harbour Authority* (juillet 1964), p. 79-83.

[15] IPPEN (A.T.) et HARLEMAN (D.R.F.). — Steady State Turbulent Diffusion and Gravitational Convection in an Idealized Estuary, *M.I.T. Hydrodynamics Lab. Tech. Rept. 38, janv. 1960.*

[16] BARR (D.I.H.). — Some observations of small scale thermal density current. *C.R. du 8e Congrès de l'A.I.R.H. Montréal, 1959.*

[17] BARR (D.I.H.). — Densimetric exchange flow in rectangular channels, deux articles (le deuxième avec A.M.M. HASSAN) dans *La Houille Blanche*, n° 7 (1963), p. 739-766.

[18] LARSEN (I.). — Pneumatic Barrier against salt water intrusion, *Proc. A.S.C.E. W.W.3, sept. 1960* p. 49-61.

[19] ABRAHAM (G.) et VAN DER BURGH (P.). — Pneumatic Reduction of Salt Intrusion through Locks, *Proc. A.S. C.E. Vol. 90, HY 1*, (janv. 1964), p. 83-119.

[20] ABRAHAM (G.) et VAN DER BURGH (P.). — Reduction of Salt Water Intrusion through Locks by pneumatic barriers. *Delft Hyd. Lab. Publ. n° 28*, (août 1962), 29 p., 25 fig.

[21] ABRAHAM (G.). — Jet diffusion in stagnant ambient fluid. *Delft Hyd. Lab. Publ. n° 29* (juillet 1963), 183 p.

* Voir *La Houille Blanche*, n° 3-1964, p. 325.