

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 102 (1976)
Heft: 18

Artikel: Sur la terminologie et les bases physico-mécaniques des théories actuelles de la turbulence atmosphérique
Autor: Lacaze, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-72952>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 27.12.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Du fait de la déclivité du Valentin, nous avons créé plusieurs espaces permettant aux promeneurs et aux badauds de se reposer, de s'asseoir, ou de goûter un répit dans leur ascension de la rue du Valentin. Chacune de ces petites places est liée aux différentes surfaces distribuées en bordure du Valentin, à savoir en commençant par le bas, une surface artisanale, une entrée du « Fitness Club », puis l'entrée principale de l'ensemble dans laquelle nous trouverons plusieurs boutiques commerciales, une grande surface d'exposition et un centre culturel entre autres.

Une fois terminé, cet ensemble doit s'intégrer dans le quartier, être un facteur de renouveau de toute cette zone

du Valentin et de Riant-Mont. Ce n'est que dans quelques années que l'on pourra se rendre compte si nos efforts d'intégration de l'ensemble Valentin dans le site urbain, à partir des paramètres imposés par le plan de quartier existant, auront véritablement abouti au résultat escompté.

Spécialiste chauffage: P. Keiser
Spécialiste électricité: P. L. Bornet
Spécialiste sanitaire : J. Redard

Adresse de l'auteur :

Philippe C. Guyot, arch. SIA
Atelier d'architecture
Riant-Mont 1, 1000 Lausanne

Sur la terminologie et les bases physico-mécaniques des théories actuelles de la turbulence atmosphérique

par J. LACAZE, Pau, (France)

C'est au sein de l'Ecole européenne d'été, dont la première session sur les nouvelles formes d'énergie et leurs implications pour l'environnement, qui eut lieu à Cargèse en 1974, et de la seconde sur la rupture des équilibres naturels par les éléments en traces à Lausanne-EPFL en 1975, que de très fructueux contacts se sont établis en particulier avec le Prof. J. Lacaze qui enseigne au Département de mathématiques de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.

Une convergence de vues et de préoccupations relatives aux équations fondamentales de la turbulence et à leurs bases physiques nous permet de souligner le danger de l'emploi abusif de coefficients et de nombres de diverses sortes par trop primitifs qui doivent être en réalité remplacés par des fonctions de diffusion turbulente tenant compte des échelles d'observation et de déroulement des phénomènes.

Le travail du Prof. Lacaze est une importante contribution aux équations de la turbulence et à leurs significations physiques.

Prof. F. BAATARD
Chef du groupe de travail
EPFL-Institut suisse de météorologie.

Introduction

Cette note part de l'importante mise au point de de Moor et André (1975, a et b), mais aussi d'une plus ancienne et remarquable présentation pédagogique de Baatard (1961), de réflexions et d'indications précieuses de Queney (1974) sur la viscosité turbulente et les coefficients de diffusivité, et, enfin, d'une remarque très pertinente de Leahey (1975) sur l'utilisation abusive des équations de Navier-Stokes.

Toutes les notations ici utilisées sont universelles et de compréhension immédiate.

1. Equations de Navier-Stokes et condition d'incompressibilité

1.1 Ecriture de l'accélération

Classiquement, les équations de Navier-Stokes sont les équations du mouvement d'une particule d'un fluide visqueux, pour un référentiel cartésien ordinaire.

Il est bien entendu que si la particule subit des modifications d'ordre physique (mais sans changement d'état et sans mélange), elle continue à obéir aux mêmes équations.

Dans celles-ci, il intervient l'accélération lagrangienne qui, projetée par exemple sur l'axe des x , s'écrit :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1)$$

Il est élémentaire, mais indispensable de rappeler, que le second membre de cette équation implique la non-permanence $\left(\frac{\partial}{\partial t} \neq 0\right)$ et que le sens d'un terme comme le dernier est lié à la définition même de l'accélération, soit l'accroissement de la vitesse par unité de temps. En outre, dans (1), tous les numérateurs sont ici obligatoirement des différentielles de la composante u de la vitesse, les facteurs v et w n'intervenant que pour assurer précisément l'accroissement en question.

L'incompressibilité se traduit par la relation :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

et permet de remplacer (1) par :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial (u^2)}{\partial x} + \frac{\partial (uv)}{\partial y} + \frac{\partial (uw)}{\partial z} \quad (3)$$

Or, si rien n'est changé au point de vue dimensionnel, le sens mécanique du dernier terme de (3), par exemple, n'est plus du tout le même que celui du dernier terme de (1). En effet, dans (1), il était inutile de faire apparaître ρ et ses variations; au contraire, (2) implique à la fois la permanence $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0\right)$ et l'uniformité de ρ , de sorte que (3) pourrait être remplacée par une équation relative à la quantité de mouvement, et non à la vitesse, soit :

$$\frac{d(\rho u)}{dt} = \frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho uw)}{\partial z} \quad (4)$$

Le dernier terme de (4) est alors le gradient vertical du flux vertical de la quantité de mouvement horizontale. C'est aussi le sens du dernier terme de (3) si l'on sous-entend que $\rho = 1$. Mais, si l'on ne passe pas par cet intermédiaire de pensée, on ne peut pas donner au dernier terme de (3) une autre définition que : « gradient vertical du produit uw », ce dernier produit ayant comme sens mécanique possible ; « flux vertical d'une composante de la vitesse horizontale » : son gradient vertical n'est pas projetable sur l'axe des x et l'introduction de ce gradient en (1) n'est due qu'à un artifice de calcul.

Si alors, on adopte l'hypothèse dite de l'« homogénéité horizontale » par les théoriciens de la turbulence atmosphérique, soit $\frac{\partial}{\partial x} \equiv 0$, $\frac{\partial}{\partial y} \equiv 0$, (3) se réduit à :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uw)}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial t} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (5)$$

car, d'après (2), on a alors : $\frac{\partial w}{\partial z} = 0$.

Or, (5) résulte aussi de (1) sous la même hypothèse d'« homogénéité horizontale » ; on ne voit alors vraiment pas pourquoi il serait nécessaire de recourir à (4) pour le mouvement d'une particule.

1.2 Intervention de la viscosité

Classiquement, la première équation de Navier-Stokes est :

$$\frac{du}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \Delta u + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (6)$$

qui se réduit, dans le cas d'incompressibilité, à :

$$\frac{du}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \Delta u \quad (7)$$

Au départ, ν était la viscosité « moléculaire ». En mécanique atmosphérique, on est amené à élargir cette notion de laboratoire, et à considérer des « particules » de dimensions pouvant dépasser le décimètre, et qui constituent matériellement les éléments de la turbulence, comme les molécules constituent matériellement les éléments du mouvement brownien. (6) et (7) sont alors relatives au mouvement laminaire d'une particule de dimensions suffisantes, sous l'influence d'une « viscosité turbulente » qui sera, pour simplifier, représentée encore par la notation ν .

Dans le cas premier de Navier-Stokes, où intervient donc la viscosité moléculaire, le dernier terme de (7) est une accélération dirigée suivant l'axe des x , exactement comme par exemple l'un quelconque des 5 termes de (1). La quantité :

$$\rho \nu \Delta u = \mu \Delta u$$

est alors une force de même direction. Cette force est aussi celle que subit (avec un changement de sens) l'atmosphère qui entoure la particule, et l'on peut dire que, au voisinage de celle-ci, ν est un « coefficient d'échange » pour l'accélération due à la « force de viscosité », et donc pour la quantité d'accélération, que cet échange s'accompagne ou non de dissipation d'énergie cinétique sous forme de chaleur. La dénomination de « coefficient d'échange » a donc ici un sens très limité.

Il est important de relever que :

- dans le cas du mouvement d'une molécule, on considère que μ (et donc ν) est une constante uniforme pour un fluide dans des conditions données.
- dans le cas d'une particule atmosphérique beaucoup plus grande qu'une molécule, mais prise dans un mouvement laminaire influencé par la turbulence, μ et donc ν peuvent ne plus être uniformes, et même peuvent dépendre des dimensions de la particule en question, c'est-à-dire en fait des éléments spatio-temporels de la turbulence que l'on fait intervenir. C'est ce qui a été en particulier trouvé dans l'étude des effets de relief proches des obstacles (Lacaze et Roux, 1970), et confirme une hypothèse de Heisenberg (1948).

2. Turbulence et diffusion turbulente

On sait qu'on peut définir la turbulence atmosphérique comme l'« ensemble des fluctuations rapides des mouvements de l'air par rapport à une moyenne. Cette moyenne dépend du temps durant lequel elle est considérée, et les fluctuations elles-mêmes, à l'intérieur de l'intervalle de calcul de la moyenne, dépendant également du temps d'intégration » (Dettwiller).

La définition précédente implique celle d'un mouvement laminaire moyen par rapport auquel on réfère les fluctuations. Il est classique de poser :

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u dt \quad (8)$$

$$u = \bar{u} + u' \quad (9)$$

$$\int_t^{t+T} u' dt = 0 \quad (10)$$

et des équations analogues pour les paramètres mécaniques et thermodynamiques que l'on fait intervenir.

Cependant, l'écriture de (8) sous-entend (Comolet, 1963) que l'on considère u en un point de l'écoulement ; il ne s'agit plus de la vitesse lagrangienne d'une particule, mais d'une vitesse eulérienne, considérée donc en un point donné, à un instant donné. Cela exige (Comolet, 1963 ; Tennekes and Lumley, 1973) que le flux moyen soit pris permanent : $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$.

Par contre, le mouvement d'une particule qui subit les effets de la turbulence s'obtient en remplaçant u par $\bar{u} + u'$, et de même pour les autres paramètres, dans les équations complètes de Navier-Stokes. En particulier, les $\frac{\partial}{\partial t}$ des fluctuations ne sont pas obligatoirement nulles identiquement.

Le mouvement de la particule en question est alors régi par des équations du type :

$$\begin{aligned} \frac{du'}{dt} + (\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') + (\bar{v} + v') \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} + u') + \\ + (\bar{w} + w') \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u} + u') = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{P} + P')}{\partial x} + \\ + \nu \Delta (\bar{u} + u') \end{aligned} \quad (11)$$

où ν est, pour le moment, la viscosité moléculaire.

(11) subsiste lorsqu'on y remplace chaque terme par sa moyenne dans le temps (pour le même intervalle de temps) ; cet intervalle T doit être tel que (10) soit vérifiée ; par suite, on peut écrire aussi :

$$\left[\left(\frac{\partial u'}{\partial t} \right) \right]_T = 0, \quad \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right) = \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} \right) = 0, \text{ etc.} \quad (12)$$

Ceci constitue la définition du « mouvement moyen ».

Puis :

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \bar{u}' \frac{\partial u'}{\partial x} + \bar{v}' \frac{\partial u'}{\partial y} + \bar{w}' \frac{\partial u'}{\partial z} = \\ = \bar{X} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \nu \Delta \bar{u} \end{aligned} \quad (13)$$

Or, si l'on admet que l'hypothèse de l'incompressibilité est valable pour le mouvement réel de la particule et pour le

« mouvement moyen » ci-dessus défini, on voit aisément qu'elle est aussi valable pour les fluctuations turbulentes et leurs moyennes durant le temps T . Dans ces conditions, on peut écrire (13) sous la forme :

$$\frac{\partial(\bar{u}^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{u}\bar{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{u}\bar{w})}{\partial z} = \bar{X} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \nu \Delta \bar{u} - \left[\frac{\partial(\overline{u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \right] \quad (14)$$

On a ainsi les « tensions de Reynolds » :

$$-\rho \overline{u'^2}, -\rho \overline{u'v'}, -\rho \overline{u'w'}, \text{ etc.}$$

Plusieurs remarques s'imposent ici :

a) ces « tensions de Reynolds » ne concernent que des mouvements permanents en atmosphère incompressible, ces hypothèses seules permettant par exemple d'écrire $\frac{\partial(u'w')}{\partial z}$ à la place de $w' \frac{\partial u'}{\partial z}$.

b) (14) montre bien que les « tensions de Reynolds » donnent des forces, « dirigées », au sens vectoriel, qui s'ajoutent en particulier aux forces dues à la viscosité moléculaire, lorsqu'on considère le mouvement d'une particule ayant le « mouvement moyen » (voir aussi Tennekes and Lumley, 1973). On peut donc lier à ces forces des « coefficients d'échange » pour la quantité d'accélération, comme il a été indiqué ci-dessus.

c) Baatard (1961) a fait remarquer que, en écrivant (14), Reynolds a appliqué les équations de Navier-Stokes à un groupe de particules, ou, plus exactement, à une particule représentative du « mouvement moyen ». Or, on n'a pas du tout ainsi les équations propres au mouvement d'une particule réelle, quelles que soient ses dimensions, soumise aux effets de la turbulence (Leahey, 1975 ; Lacaze, 1976) et, comme cela résulte aussi de la lecture de Baatard, ce désaccord vient de ce que la turbulence provoque une diffusion d'éléments mécaniques et thermodynamiques et par suite constitue un phénomène d'expansion dont les équations du type de (14) ne rendent pas compte. Autrement dit, les coefficients d'échange liés à la viscosité ou aux forces de Reynolds ne sont pas du tout assimilables à des coefficients de diffusivité turbulente, qui ont cependant les mêmes équations aux dimensions.

d) Il est clair que ce qui précède s'applique lorsqu'on remplace dans (14) la viscosité moléculaire par la viscosité turbulente. Queney (1974) a mis ce point bien en évidence et a montré que les deux types de coefficients n'ont des valeurs numériques voisines que dans le cas de forte instabilité ; la viscosité turbulente peut être 100 fois plus forte que la diffusivité pour les cas de forte stabilité.

e) En conclusion, on peut affirmer que les équations de Reynolds ne sont pas des équations de diffusion ; en revenant à la terminologie de Baatard, on peut aussi bien dire que la formulation de Reynolds ne peut traduire le caractère d'expansion de la diffusion que la turbulence provoque. C'est en ce sens, mais en ce sens seulement, que l'on rejoint ici de Moor et André (1975), d'après lesquels on ne peut représenter la turbulence par un schéma de diffusion. Une telle affirmation n'a de valeur que si on se limite au cas très restrictif de la permanence et de l'incompressibilité, et à la confusion entre un coefficient d'échange pour la quantité d'accélération et un coefficient de viscosité, et, implicitement, entre un coefficient d'échange pour la quantité d'accélération et un coefficient de diffusivité.

3. L'introduction des moments supérieurs

Classiquement, le coefficient de diffusivité K d'une grandeur Q est défini par l'équation fondamentale :

$$\frac{dQ}{dt} = \text{div} (K \overrightarrow{\text{grad}} Q) \quad (15)$$

Le flux F_Q de la grandeur Q à travers la surface S qui limite le volume V est alors donné par :

$$\overrightarrow{F}_Q = -K \overrightarrow{\text{grad}} Q \quad (16)$$

Ces équations sont valables que la diffusion soit turbulente, ou qu'elle ne le soit pas. En réalité, les diffusions non turbulentes n'ont pratiquement aucune importance dans l'atmosphère à quelques centimètres au-dessus du sol.

D'autre part, conformément à la remarque basique de Baatard, la diffusion, étant « expansive », induit une « vitesse d'expansion », ce que l'on peut alors appeler une « vitesse induite par la turbulence » (Lacaze, 1974). En d'autres termes, on peut admettre, pour les effets de la diffusion turbulente, la possibilité de choisir une particule représentative de la variation spatio-temporelle de la grandeur Q , et par suite d'utiliser le système de Navier-Stokes pour cette particule (Lacaze, 1974 et 1976).

Assurément, comme de Moor et André (1975, a et b) l'ont relevé, une telle façon de faire interprète les effets de la turbulence, et non la turbulence elle-même, considérée comme seulement susceptible d'un traitement de type statistique. Nous en sommes bien d'accord, mais cette limitation est souvent celle qui importe le plus dans les problèmes pratiques.

Pendant, (15) est une équation d'évolution, car elle n'implique pas obligatoirement la permanence, et il est possible (Canadas et Lacaze, 1975) d'appliquer l'équation (16) à partir des vitesses induites par la turbulence, et non de termes de Reynolds et des « coefficients d'échange » qu'on en déduit. Mais alors, encore une fois, l'équation d'évolution ne permet pas de connaître l'intimité des transformations de la turbulence.

Est-ce à dire que l'équation d'évolution obtenue à partir des termes de Reynolds permet, elle, d'arriver à cette connaissance, par l'introduction des moments d'ordre supérieur ? Peut-être, mais les travaux récents sur ce point soulèvent les réflexions suivantes :

a) la signification mécanico-physique des « corrélations multiples » n'est pas toujours bien claire ; comment nommer par exemple $\overline{u'w'\theta'}$?

b) l'appel aux « nécessités dimensionnelles » apparaît souvent comme un aveu d'échec dans la recherche d'une signification précise de la quantité concernée.

c) toute formulation qui peut conduire, par application numérique, à des valeurs négatives de « coefficients d'échange » est nécessairement mauvaise. Je l'ai déjà signalé (Canadas et Lacaze, 1975), mais de Moor et André (1975 b) en parlent également.

d) pour les calculs sur ordinateur, Deardorff (1972) a attiré l'attention sur le rôle des dimensions des mailles ; d'autres l'ont aussi constaté (Canadas et Lacaze, 1975). Il est possible que les méthodes « aux éléments finis » apportent sur ce point une grosse amélioration.

4. Conclusion

Il est très dangereux, dans les questions de turbulence atmosphérique, de ne pas tenir compte du caractère expansif de ce phénomène ; cela conduit à généraliser abusivement le caractère étroit de coefficient d'échange de la

viscosité cinématique et à négliger sans raison la définition basique des coefficients de diffusivité.

Si l'on évite ces écueils, on peut utiliser le système de Navier-Stokes pour des particules représentatives, par introduction de paramètres météorologiques induits par la turbulence.

Les termes de Reynolds et les moments d'ordre supérieur, qui les généralisent, ont une signification améliorée dans les équations d'évolution mais pas toujours très claire du point de vue déterministe (leur valeur statistique n'étant pas en cause).

5. Remerciements

Je remercie très vivement le Professeur Baatard d'avoir eu la grande amabilité de me permettre de consulter son cours de troisième cycle à l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne.¹

BIBLIOGRAPHIE

BAATARD, F. : *Bases physiques et mathématiques des mécaniques statistiques de la turbulence*. Institut suisse de Météorologie, 1961.

¹ *Mécanique aléatoire de la turbulence et de la diffusion turbulente*. Applications à la turbulence atmosphérique. 1^{re} partie: Notions de Base. Cours également professé à l'Ecole polytechnique fédérale de Zurich (section IX math. et phys.) aux III^{es} cycles «Bases scientifiques de la protection de l'air» et «Hydrologie opérationnelle» de l'EPFL, ainsi qu'à l'Ecole européenne d'été 1974 «Nouvelles formes d'énergie» (organisé par Paris VII, Cargèse), et 1975 «Rupture des équilibres naturels par les éléments en traces» (Lausanne EPFL).

CANADAS, G. et LACAZE, J. : *Méthodologie du calcul du coefficient K_z de diffusivité turbulente verticale pour la chaleur sensible au-dessus d'un sol plat, avec introduction de l'effet radiatif de la vapeur d'eau*. La Météorologie, V, 33, 1975.

COMOLET, R. : *Mécanique expérimentale des fluides*. Paris, 1963, tome II.

DEARDORFF, J. W. : *Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers*. Journal Atmospheric Sciences, 29, 1, 1972.

DE MOOR, G. : a) *La turbulence dans la couche limite atmosphérique*. La Météorologie, VI, 1, 1975.

DE MOOR, G. et ANDRE, J. C. : b) même titre, 2^e partie. La Météorologie, VI, 3, 1975.

HEISENBERG, W. : *Zur statistischen Theorie der Turbulenz*. Zeitschr. für Physik, 1948.

LACAZE, J. : *Nouvelle approche des problèmes de diffusion de la pollution atmosphérique. Méthodologie d'application*. La Météorologie, V, 29, 1974.

— *Comments on «The Navier-Stokes equations in turbulent flow»*, to be published in Boundary Layer Meteorology.

LACAZE, J. et ROUX, J. : *Exemples de calculs hydrodynamiques relatifs à la localisation des zones de fortes pollutions atmosphériques dans la région de Lacq*. Cahiers de l'Association Française de Biométéorologie, III, 3, 1970.

LEAHEY, D. M. : *The Navier-Stokes equations in turbulent flow*. Boundary Layer Meteorology, 9, (1975), 369.

QUENEY, P. : *Eléments de Météorologie*, Paris, 1974.

TENNEKES, H., and LUMLEY, J. L. : *A first course in turbulence*. Cambridge and London, 1973.

Adresse de l'auteur :

Professeur J. Lacaze
Université de Pau, Faculté des sciences exactes,
département de mathématiques
F-64016 Pau (France)

Divers

Ecole d'architecture de l'Université de Genève: impasse

Les craintes que pouvait susciter la réaction des milieux de l'Ecole lorsqu'a été rendu public le plan de réforme élaboré à la demande du rectorat se sont révélées fondées¹. Le Conseil consultatif de l'Ecole, organe récemment élu et formé de professeurs, de membres du corps intermédiaire, du personnel administratif et technique, ainsi que d'étudiants, s'est opposé totalement aux réformes prévues, malgré leur caractère incontestablement constructif. Dans ces conditions, le rectorat, estimant impossible de garantir aux étudiants la formation qu'ils attendent de l'Ecole, a renoncé à immatriculer de nouveaux étudiants à l'Ecole d'architecture en octobre 1976.

On regrettera que l'intransigeance des porte-parole de l'Ecole ait abouti à cette mesure négative, même si elle ne touche qu'un très faible nombre d'étudiants. La décision du rectorat est logique: le plan de réforme qu'il avait proposé au Conseil d'Etat devait revaloriser l'Ecole par les options générales choisies et garantir la valeur de l'enseignement qui y serait donné. Le projet comportait un certain nombre de conditions indispensables à cet effet; le refus de ces dernières signifiait le maintien de la situation actuelle avec toutes les lacunes et les inconvénients relevés par la commission d'évaluation. On comprend que le rectorat désire éviter que de nouveaux étudiants ne viennent grossir les rangs de ce qu'il faut bien appeler les victimes d'un système d'enseignement manquant de cohérence et de précision.

¹ Voir *Bulletin technique de la Suisse romande* n° 8, du 15 avril 1976: «Une école pour quels architectes?»

Les informations dont nous disposons à l'heure actuelle ne permettent pas de pronostics quant au sort qui sera réservé au plan de réforme présenté par le rectorat. Il est à souhaiter que l'intransigeance des opposants ne persiste pas, car elle ne fait que grossir les rangs des partisans de la suppression de l'Ecole. Le travail de la commission d'évaluation a montré qu'il existait pour l'EAUG un avenir, non en concurrence avec les écoles d'architecture des Ecoles polytechniques, mais en complément à ces dernières. Cette vocation suppose toutefois que certaines normes soient satisfaites, quant à la qualité de l'enseignement. Cela conduit à se poser des questions sur les motivations d'une opposition aussi farouche que celle des membres du Conseil consultatif de l'Ecole, qui à la limite semblent préférer un sabotage à une réforme, ne servant en cela pas plus leur cause que celle des futurs diplômés ou des étudiants cherchant une alternative aux Ecoles de Lausanne ou Zurich.

J.-P. WEIBEL.

« Machines-outils suisses » 1977

Le catalogue des machines-outils sera réédité à l'occasion de la 2^e EMO 77 à Hanovre. Cette nouvelle édition sera, en principe, semblable à la précédente avec la subdivision suivante :

- Remarques préliminaires.
- Liste des fabricants.
- Classification.
- Tables des catégories de machines (index).
- Dictionnaire technique en allemand, français, anglais, italien et espagnol.

Comme la dernière fois, *les inscriptions dans la nouvelle édition sont gratuites*.

Seules les machines dont l'origine suisse peut être revendiquée, conformément aux règles EFTA, peuvent être