

**Zeitschrift:** Bulletin technique de la Suisse romande  
**Band:** 85 (1959)  
**Heft:** 14

**Artikel:** Les fondements et les domaines de validité des théories de l'état critique des réacteurs atomiques  
**Autor:** Vittoz, B.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-64125>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### 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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### 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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 26.01.2026

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

# LES FONDEMENTS ET LES DOMAINES DE VALIDITÉ DES THÉORIES DE L'ÉTAT CRITIQUE DES RÉACTEURS ATOMIQUES

par B. VITTOZ, ingénieur physicien, professeur à l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne<sup>1</sup>

La fission des noyaux lourds, et en particulier des noyaux d'uranium 235, présente les caractéristiques fondamentales suivantes :

1. *Fort dégagement d'énergie* : 200 MeV par fission, c'est-à-dire  $3,2 \cdot 10^{-11}$  Ws. Ainsi la fission complète de tous les noyaux de 1 gramme d' $U^{235}$  dégage une énergie de 23 000 kWh, sous forme calorique, soit l'équivalent de la combustion de 3 tonnes de charbon.

2. *Production simultanée de neutrons* (2,5 en moyenne par fission), et d'autres radiations :  $\beta$ ,  $\gamma$ .

3. *La fission d'un noyau lourd peut être provoquée par capture d'un neutron par ce noyau.*

D'où l'idée d'obtenir un dégagement continu d'énergie dans un milieu contenant de l'uranium, en utilisant les neutrons issus d'une fission pour provoquer de nouvelles fissions. C'est une *réaction en chaîne* qui peut être convergente, stationnaire ou divergente, suivant l'agencement du milieu ; la puissance dégagée est alors décroissante, constante ou croissante dans le temps. Ce milieu qui assure la reproduction des neutrons, donc des fissions, est appelé *milieu multiplicateur*, plus fréquemment *réacteur* ou *pile*. Cette dernière dénomination provient de la première réaction en chaîne de fissions auto-entretenue réalisée le 2 décembre 1942 par Enrico Fermi aux U.S.A. Fermi obtint ce résultat fondamental, qui marqua le début de l'ère atomique, en disposant régulièrement des morceaux d'uranium dans un *empilement* de briques de graphite. Le nom de pile fut donné à ce premier montage, et consacré ensuite par l'usage pour désigner tout milieu multiplicateur (de neutrons) où peut se développer une réaction en chaîne (de fissions de noyaux lourds). Le terme de réacteur tend actuellement à supplanter celui de pile, surtout lorsqu'il s'agit d'installations industrielles.

## Coefficients de multiplication

Afin de préciser la multiplication des neutrons, on définit deux coefficients caractéristiques :

$$k_e = \frac{\text{nombre neutrons produits dans le milieu}}{\text{nombre neutrons (absorbés + échappés)}}, \text{ dans le même temps.}$$

Le nombre des neutrons échappés dépend en tout cas des dimensions du milieu,  $k_e$  est ainsi une grandeur extensive, c'est une propriété *globale*.

$$k = \text{coefficient de multiplication infini} \text{ (plutôt en milieu infini) :}$$

Dans ce milieu supposé très grand, les neutrons échappés sont négligeables, la propriété multiplicatrice du milieu peut être définie théoriquement en chaque point de ce milieu :

<sup>1</sup> Leçon inaugurale donnée à l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne le 8 mai 1959.

$$k = \frac{\text{nombre neutrons produits}}{\text{nombre neutrons absorbés}} \text{ dans le même temps et le même volume}$$

$k$  est ainsi une *grandeur intensive*, il interviendra dans l'étude des propriétés *locales* du milieu multiplicateur.

Si la réaction en chaîne est juste auto-entretenue dans le milieu, le nombre de neutrons produits doit exactement compenser le nombre des neutrons absorbés et échappés, le coefficient de multiplication effectif  $k_e$  est égal à l'unité, c'est l'*état critique* :  $k_e = 1$ , le nombre de neutrons présents est stationnaire, la puissance dégagée est constante.

Si le coefficient de multiplication effectif est inférieur à l'unité, la production de neutrons ne compense plus les pertes, le nombre de neutrons décroît dans le temps, le réacteur *converge*, c'est l'*état sous-critique*. Si, au contraire, le coefficient de multiplication effectif est supérieur à l'unité, le réacteur *diverge*, le nombre des neutrons présents et la puissance augmentent avec le temps, le milieu est dans un état *surcritique*. L'état critique est ainsi la limite séparant l'état sous-critique de l'état surcritique :

$k_e < 1$  : sous-critique, convergence.

$k_e = 1$  : critique, stationnaire.

$k_e > 1$  : surcritique, divergence.

Par l'intermédiaire d'absorbants de neutrons (bore, cadmium, par exemple), on peut diminuer à volonté le coefficient  $k_e$  et passer de l'état surcritique (pour la montée en puissance) à l'état critique, où la puissance est stationnaire, à certaines fluctuations près.

## Possibilités d'une réaction en chaîne auto-entretenue

Les neutrons produits par la fission des noyaux d'uranium ont une énergie comprise entre 1 et 10 MeV, la valeur moyenne étant 2 MeV ; ce sont des *neutrons rapides*. Par adjonction dans la pile d'un modérateur, substance constituée de noyaux légers (de masse pas trop élevée par rapport à celle du neutron), les neutrons rapides vont être ralentis par chocs successifs avec les noyeux du modérateur. Le spectre énergétique des neutrons en sera modifié, et à la limite de la modération maximum des neutrons avant leur absorption, il se confondra à peu près avec le spectre maxwellien d'agitation thermique des noyaux du modérateur. Ces neutrons ralentis jusqu'aux énergies d'agitation thermique (de l'ordre de 0,025 eV à 20°C) sont appelés *neutrons thermiques*.

Toute une gamme de possibilités de réaliser une réaction en chaîne est offerte suivant le spectre énergétique des neutrons utilisés pour créer de nouvelles fissions. Les possibilités extrêmes étant :

a) pile à neutrons rapides ;

b) pile à neutrons thermiques.

La solution la plus simple qui peut venir à l'esprit est de disposer d'un *grand massif d'uranium naturel*, sans modérateur : *pile à neutrons rapides et uranium naturel*.

L'uranium que l'on trouve dans la nature est constitué de deux isotopes : U<sup>238</sup> d'abondance relative 99,28 % et U<sup>235</sup> d'abondance relative 0,72 %.

Ces deux isotopes présentent les mêmes propriétés chimiques, mais leurs propriétés physiques diffèrent en quelques points importants. Leurs masses sont différentes et leurs possibilités de fission après capture d'un neutron ne sont pas les mêmes.

Quelle que soit l'énergie du neutron incident, l'U<sup>235</sup> peut subir la fission après capture du neutron : U<sup>235</sup> est une matière *fissile*. Pour U<sup>238</sup>, il faut que le neutron ait une énergie supérieure à 1,1 MeV, c'est le seuil de la réaction de fission de U<sup>238</sup>.

Les interactions que peut subir le neutron dans le massif d'uranium avec les noyaux U<sup>238</sup> et U<sup>235</sup> sont : *choc élastique, choc inélastique, capture sans fission et capture suivie de fission*.

Les probabilités de ces différents événements sont données par les sections efficaces correspondantes :

$$\Sigma = N\sigma \quad \text{où}$$

$N$  = nombre de noyaux-cibles d'un type (U<sub>235</sub>, U<sub>238</sub>) / cm<sup>3</sup> ;

$\sigma$  = section efficace microscopique caractéristique de la réaction neutron-noyau cible.

Ces sections efficaces sont fonctions de l'énergie du neutron incident. Par exemple, la section efficace de U<sup>238</sup> pour la capture de fission est pratiquement nulle si l'énergie du neutron est inférieure à 1,1 MeV. La détermination des  $\sigma(E)$  est du ressort de la physique nucléaire expérimentale et théorique. Certaines mesures se font avantageusement en pile.

Le milieu étant de grandes dimensions, les fuites seront négligées, et il faudrait que le coefficient de multiplication infini  $k$  soit supérieur à l'unité.

*Estimation de k.* Faisons l'hypothèse simplificatrice que tous les neutrons de fission ont une énergie de 2 MeV (énergie moyenne) et supposons qu'initialement il y ait 100 neutrons de fission dans le milieu multiplicateur. Après différents événements, cette première génération de neutrons donnera naissance à une seconde génération, et le coefficient  $k$  est égal au rapport des nombres de neutrons d'une génération à la précédente.

Pour la première interaction neutron-noyau d'uranium, on définit :

$f_1$  = probabilité de produire une fission ;

$c_1$  = probabilité de capture sans fission ;

$i_1$  = probabilité de choc inélastique.

La grande masse des noyaux d'uranium permet de ne pas tenir compte des chocs élastiques au cours desquels l'énergie du neutron est pratiquement inchangée.

La connaissance des sections efficaces permet de calculer les probabilités d'interactions :

$$f_1 = 0,15; \quad c_1 = 0,05; \quad i_1 = 0,80.$$

Donc, à la première interaction, les 100 neutrons initiaux produisent 15 fissions, c'est-à-dire  $2,5 \times 15 =$

= 37,5 neutrons de la deuxième génération, chaque fission libérant en moyenne 2,5 neutrons.

Mais il reste 80 neutrons qui ont subi un choc inélastique, et dont l'énergie se distribue entre 0,05 MeV et 0,2 MeV, c'est-à-dire *en dessous du seuil de fission de U<sup>238</sup>*. Ces neutrons ne pourront provoquer de fission que dans les noyaux U<sup>235</sup>, qui est le moins abondant dans l'uranium naturel. Pour leur deuxième interaction, ces 80 neutrons ralentis ont les probabilités :

$$f_2 = 0,05 \text{ (fission)}; \quad c_2 \approx 0,95; \quad i_2 \approx 0.$$

C'est pratiquement la fin de la première génération de neutrons ; à leur 2<sup>e</sup> interaction, ces 80 neutrons produisent :

$80 \times 0,05 = 4$  fissions, c'est-à-dire  $2,5 \times 4 = 10$  neutrons de la deuxième génération, dont le nombre total de neutrons est alors :

$$2,5(f_1 + i_1 f_2) = 37,5 + 10 = 47,5.$$

Le coefficient de multiplication est donc :

$$k = 0,475 < 1.$$

*La réalisation d'une pile à neutrons rapides et uranium naturel est donc impossible, la réaction en chaîne ne peut pas s'y maintenir.*

Il reste deux possibilités :

1. La présence de l'U<sup>238</sup> étant grandement responsable des captures sans fission du neutron ( $c_2 = 0,95$ ), on a recours à de l'uranium enrichi artificiellement en U<sup>235</sup>. Il faut alors un mélange qui contienne au moins 10 % U<sup>235</sup> au lieu de 0,71 % dans le mélange naturel, ou employer une autre substance fissile : Pu<sup>239</sup> ou U<sup>233</sup>.

2. Modifier l'énergie du neutron pour favoriser la capture de fission par U<sup>235</sup> et diminuer les captures sans fission par U<sup>238</sup>. En étudiant les valeurs des sections efficaces en fonction de l'énergie du neutron, on s'aperçoit que cette circonstance favorable se situe vers les très faibles énergies, de l'ordre de grandeur des énergies d'agitation thermique. Il faut donc ralentir les neutrons de fission le plus rapidement possible, afin d'éviter les captures néfastes aux hautes énergies, à l'aide d'un *modérateur* :

- D (deutérium, principalement sous forme d'eau lourde D<sub>2</sub>O);
- C (carbone : graphite, gaz carbonique);
- Be (bérylum);
- He (hélium);
- H (hydrogène, principalement sous forme d'eau ordinaire).

Deux types de réalisations extrêmes en découlent :

a) *Réacteur homogène* : le combustible (uranium) et le modérateur sont intimement mélangés (solution, suspension d'uranium dans le modérateur). Avec de l'*uranium naturel*, l'*eau lourde* est le seul modérateur permettant d'atteindre l'état critique :  $k_{\max} = 1,08$ .

b) *Réacteur hétérogène* : Il y a ségrégation du combustible et du modérateur. Le combustible est alors disposé en masses localisées, généralement régulièrement réparties dans la pile, barreaux de combustible « baignant » dans le modérateur :

Combustible	Modérateur	$k_{\max}$
Uranium naturel	Eau lourde	1,20
» »	Be 0	1,08
» »	C (graphite)	1,07

Le désavantage du réacteur homogène est la capture relativement grande des neutrons en cours de ralentissement par l' $\text{U}^{238}$ , qui est intimement lié au modérateur. L'idée fut alors de séparer nettement combustible et modérateur, afin que le neutron en ralentissement ne rencontre pas l'uranium.

### Théorie du réacteur à neutrons thermiques

Il faut pouvoir déterminer le comportement des neutrons dans le milieu multiplicateur : les neutrons y sont créés, puis diffusés et absorbés. Pour préciser la population de neutrons on définit :

$$n = \text{densité de neutrons de vitesse } \nu (\text{n/cm}^3); \\ \phi = n\nu = \text{flux de neutrons (n/cm}^2\text{s}).$$

Ces deux grandeurs sont fonctions du lieu considéré dans le milieu, et de la vitesse ou de l'énergie envisagée.

Le taux d'interaction  $a$  de ces neutrons avec le milieu de section efficace  $\Sigma$  est :

$$a = \Sigma \phi \quad \text{interactions/cm}^3 \text{ s.}$$

Le type de l'interaction étudiée indique la valeur de  $\Sigma$  à considérer : diffusion ( $\Sigma_s$ ), absorption ( $\Sigma_a$ ), capture sans fission ( $\Sigma_c$ ), capture suivie de fission ( $\Sigma_f$ ).

Le principe fondamental de la théorie du réacteur est basé sur le *bilan des neutrons* exprimé dans un volume quelconque. Dans le cas *stationnaire*, nous aurons :

$$\text{Production} = \text{fuite} + \text{absorption.}$$

L'équation fondamentale qui exprime cette conservation est appelée *équation de transport de Boltzmann* ; elle est semblable à l'équation qu'utilisait Boltzmann dans son étude de la diffusion des gaz. Il y a cependant une *différence essentielle* entre la diffusion de neutrons dans la matière et la diffusion d'un gaz. Les molécules d'un gaz se *percutent l'une l'autre*, tandis que les neutrons ne percutent essentiellement *que les atomes du milieu* dans lequel ils se trouvent. En effet, la densité des neutrons est toujours beaucoup plus faible que celle des atomes du milieu, *les chocs entre neutrons sont très rares*, et n'influencent pratiquement pas la distribution en espace et en vitesse des neutrons.

Par les lois de la mécanique classique, on étudie le choc entre un neutron et un atome. Les *électrons* de cet atome ont très peu d'influence sur le choc, seul le noyau de l'atome intervient. L'étude de la *répartition statistique des grandeurs cinématiques* du neutron après le choc (énergie et direction de la vitesse), en fonction des grandeurs cinématiques avant le choc, est chose relativement aisée. On trouve que par rapport à un référentiel fixe, le neutron n'est pas diffusé de façon isotrope, la direction incidente est préférentielle.

*En première approximation, on suppose tout de même que cette diffusion est isotrope, et que l'absorption est faible devant la diffusion.* Ce sont les deux hypothèses simplificatrices à la base de la *théorie de diffusion*. La théorie du transport n'admet pas ces simplifications, mais elle conduit alors naturellement à des calculs plus compliqués, et n'est utilisée que rarement, pour des phénomènes que la théorie de première approximation ne peut prévoir de façon suffisamment précise. La plupart des projets et calculs de réacteurs sont faits selon l'approximation de la théorie de diffusion, et l'écart par exemple entre les valeurs du coefficient de multiplication  $k$  prévu et observé est de quelques pour-mille.

Exprimons alors mathématiquement le bilan des neutrons dans un volume à l'intérieur d'une pile homogène où nous ne considérons que les neutrons thermiques.

Le taux d'*absorption* est :  $\Sigma_a \phi$  neutrons absorbés/ $\text{cm}^3 \text{ s.}$  Chaque neutron absorbé donnera  $k$  nouveaux neutrons, selon la définition du coefficient de multiplication.

*Production.* Considérons le cas où il n'y a pas de source artificielle de neutrons, seule la fission est responsable de la production de neutrons :

Taux de production =  $k\Sigma_a \phi$  neutrons produits/ $\text{cm}^3 \text{ s.}$

*Fuite.* Par la diffusion, des neutrons vont quitter le volume considéré ou y pénétrer. Le courant net de neutrons est donné par la loi de Fick :

$$\vec{J} = -D \vec{\nabla} \phi; \quad D = \text{coefficient de diffusion}$$

et le taux de fuite sera donné par :

$$\text{div } \vec{J} = -D \nabla^2 \phi \quad \text{neutrons échappés/cm}^3 \text{ s}$$

d'où le bilan :

$$k \Sigma_a \phi = -D \nabla^2 \phi + \Sigma_a \phi, \text{ c'est-à-dire}$$

$$\nabla^2 \phi + \frac{k-1}{L^2} \phi = 0 \quad \text{avec } L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \text{aire de diffusion.}$$

On pose

$$B_m^2 = \frac{k-1}{L^2} = \text{laplacien matière, grandeur intensive :}$$

$$\nabla^2 \phi + B_m^2 \phi = 0 \quad \text{avec conditions aux limites.} \\ \phi(r_l) = 0; \quad r_l \rightarrow \text{surface limite extérieure à la surface réelle.}$$

C'est un problème aux valeurs propres qui n'a de solution que pour des valeurs bien déterminées du coefficient de  $\phi$  :

$$\nabla^2 \phi + B_g^2 \phi = 0$$

où  $B_g^2$  est tel qu'il existe une solution non nulle satisfaisant à la fois à l'équation différentielle et aux conditions aux limites. Cette valeur propre ne dépend que de la forme et des dimensions du réacteur, c'est une grandeur *extensive*.

Et la pile sera critique si  $B_m^2 = B_g^2$   
et surcritique si  $B_m^2 > B_g^2$ .

On prendra donc la plus petite des valeurs propres  $B_g^2$ .

D'après la valeur du laplacien matière  $B_m^2$  et la définition du coefficient de multiplication effectif  $k_e$ , on a successivement :

$$\frac{k}{1 + L^2 B_g^2} \geq 1 : c'est l'équation critique. \\ (\text{signe } > \text{ pour l'état surcritique}) ;$$

$k_e \geq 1$ . Donc

$$k_e = \frac{k}{1 + L^2 B_g^2}.$$

Le terme  $L^2 B_g^2$  représente ainsi les fuites de neutrons à l'extérieur de la pile.

#### Exemple

Supposons que la pile soit de forme sphérique, et soit  $R$  son rayon augmenté de la distance où le flux de neutrons s'annule. On trouve

$$B_g^2 = \frac{\pi^2}{R^2}.$$

L'équation critique devient :

$$R^2 \geq \frac{\pi^2 L^2}{k - 1} = R_c^2.$$

Pour que la pile diverge, il faut donc que son rayon soit supérieur à  $R_c$ , rayon critique en dessous duquel la

## DIVERS

### Journées d'études sur le thème « L'ingénieur suisse et l'Europe »

Sur l'initiative du *Groupe des ingénieurs de l'industrie de la section genevoise de la Société suisse des ingénieurs et des architectes (S.I.A.)*, deux journées d'études ont été organisées au Mont-Pèlerin, les 13 et 14 juin 1959, sur le thème « L'ingénieur suisse et l'Europe ». Ces journées ont groupé une centaine de participants.

M. Eric Choisy, Dr h. c., ingénieur, président de la Grande Dixence et ancien président de la S.I.A., a prononcé l'introduction et les conclusions de ces journées. Il a également fait un exposé sur « L'action de l'O.E.C.E. face à la pénurie de personnel scientifique et technique en Europe ». Les participants ont en outre entendu les conférences suivantes :

M. Jacques Freymond, directeur de l'Institut universitaire des hautes études internationales : « La politique suisse et l'intégration européenne ».

M. Victor Gautier, député au Conseil des Etats : « L'économie suisse face à l'intégration européenne ».

M. Gérard Bauer, président de la Fédération suisse des Associations de fabricants d'horlogerie : « L'industrie horlogère suisse et l'Europe ».

M. Alexandre Marc, directeur général du Centre international de formation européenne : « L'Europe : Pourquoi ? Comment ? »

M. André Mottu, ingénieur, directeur technique de la Société genevoise d'instruments de physique : « Evolution de la technique dans l'industrie suisse des machines et intégration européenne ».

M. Henri Rieben, professeur à l'Université de Lausanne : « La Suisse et les échéances européennes ».

Dans les débats qui suivirent ces exposés, les avantages et les inconvénients d'un rattachement de la Suisse à la Communauté économique européenne et aux autres institutions de l'Europe furent mis en lumière et discutés. Ce fut une occasion, pour les participants, de mieux prendre conscience de la nécessité d'un rapprochement, sur le plan européen, auquel la Suisse ne saurait rester indifférente. Une telle nécessité se révèle

pile est sous-critique. Les fuites représentées par  $L^2 B_g^2$  ou  $L^2/R^2$  sont compensées dès que  $R \geq R_c$ . La taille de la pile doit être égale ou supérieure à sa *taille critique* donnée par  $R_c$ .

#### Remarques

1. La taille critique est d'autant plus petite que  $k$  est supérieur à l'unité, d'où l'intérêt d'un excellent modérateur (eau lourde) ou de l'uranium enrichi.

2. Nous n'avons considéré que les neutrons thermiques. Il faut en fait étudier le comportement de tous les neutrons dans le milieu multiplicateur, d'après leur répartition énergétique. Au lieu d'une seule équation différentielle, on aura un ensemble d'équations différentes couplées. Les calculs se compliquent, mais les résultats globaux restent les mêmes, les valeurs numériques (taille critique, répartition des neutrons) sont différentes.

3. Dans les *piles hétérogènes*, on pose encore l'équation différentielle d'une pile homogène :

$$\nabla^2 \phi + B_g^2 \phi = 0$$

avec

$$\phi(r_l) = 0.$$

Mais le laplacien matière  $B_m^2$  n'est plus aussi simple que celui de la pile homogène.

être une conséquence directe de l'évolution technique, dont les ingénieurs sont les principaux artisans.

Secrétariat général S.I.A.

### Ecole polytechnique fédérale

Bourses d'étude accordées grâce à des fonds mis à disposition par les Ateliers de Construction d'Oerlikon

Ces bourses sont destinées à permettre à des étudiants et à des diplômés de l'E.P.F. de parfaire leur formation scientifique et professionnelle dans les domaines de l'électrotechnique (en particulier courant fort), de la thermodynamique et de l'organisation industrielle, que ce soit par des séjours d'étude dans d'autres universités ou instituts de recherche, par des voyages d'étude ou par des stages pratiques dans des entreprises industrielles de Suisse ou de l'étranger. Le montant de la bourse s'élève en règle générale à 5000 fr.

Les demandes relatives à ces bourses pour l'année 1959 doivent être adressées au secrétaire du Conseil de l'Ecole polytechnique fédérale, à Zurich, jusqu'au 31 juillet 1959 au plus tard.

Peuvent adresser de telles demandes les étudiants de l'E.P.F. ayant passé le deuxième propédeutique ou des diplômés depuis trois ans au plus.

Joindre aux demandes :

- a) un bref curriculum vitae manuscrit avec indications sur la formation antérieure ;
- b) des copies de certificats ;
- c) le programme d'étude qui doit être financé en tout ou partie par la bourse ;
- d) le budget complet des frais d'étude supplémentaires portant sur la période pendant laquelle la bourse doit être utilisée (mentionner également les autres moyens éventuellement à disposition, etc.).

Pour tous autres renseignements, s'adresser au secrétaire du Conseil de l'E.P.F. (bâtiment principal, salle 30c, tous les jours de 11 à 12 h., excepté le samedi).