

UNIVERSITE D'ALGER

12/79

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

lex
T1

DEPARTEMENT ELECTRICITE
 المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
 المكتبة

 ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
 BIBLIOTHEQUE

THESE DE FIN D'ETUDES

INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

SUJET: Etude et réalisation d'un dispositif électronique
 permettant l'étude analogique de la thermique
 dans un réacteur PWR 900 Mwe

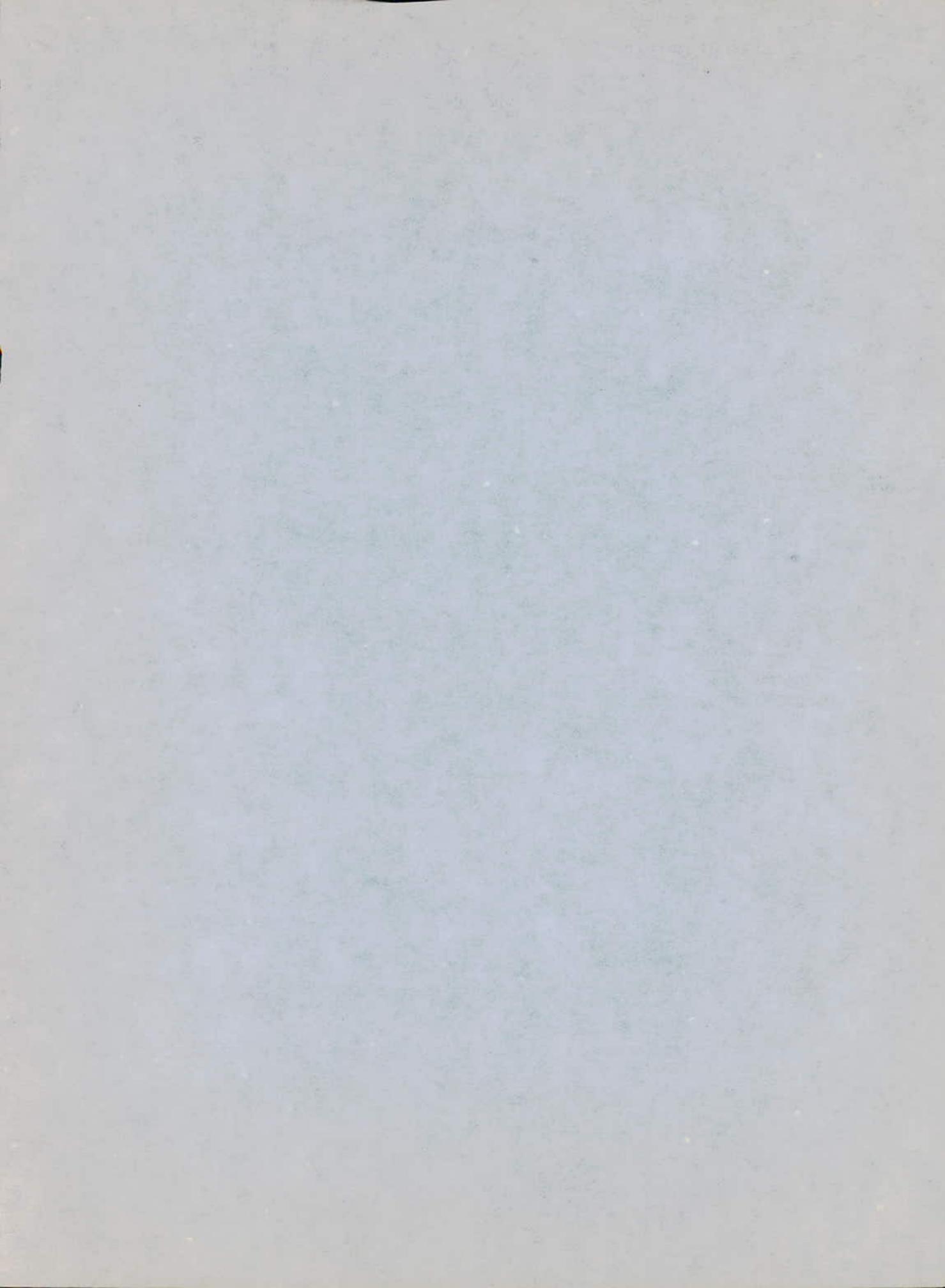
1° PARTIE NEUTRONIQUE

المدرسة لوطنية للعلوم الهندسية
 — المكتبة —

 ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
 BIBLIOTHEQUE

Proposée par
 M. KACIMI
 A. ZAOUI

Etude par :
 LAZZOURENE FATMA



UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE

THESE DE FIN D'ETUDES

INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

SUJET: Etude et réalisation d'un dispositif électronique
permettant l'étude analogique de la thermique
dans un réacteur PWR 900 Mwe

1^o PARTIE NEUTRONIQUE

Proposé par :

M. KACIMI

A. ZAOUI

Etude par :

IAZZOURENE FATMA

PROMOTION FEVRIER 1979

TABLE DES MATIERES

PARTIE A. NEUTRONIQUE.

INTRODUCTION.

I. GENERALITES

I.A. STABILITE DES ELEMENTS

I.B. INTERACTION DES NEUTRONS AVEC LA MATIERE.

I.C. SECTION EFFICACE.

II. FISSION

INTRODUCTION.

II.A. LES NEUTRONS

II.B. PRODUITS DE FISSION

II.C. ENERGIE

III. DIFFUSION, CINETIQUE, DYNAMIQUE ET CONTROLE.

INTRODUCTION.

III.A. DIFFUSION

III.B. CINETIQUE DU REACTEUR

III.C. DYNAMIQUE

III.D. CONTROLE.

B. PARTIE PRATIQUE

INTRODUCTION

IV. Circuits électroniques utilisés

IV.A. Amplificateurs opérationnels

IV.B. Multiplieurs

IV.C. Circuits logiques

V. Thermique des centrales P.W.R. 900 MWe

V.A. Description d'une centrale P.W.R. 900 MWe

V.B. Etude du champ radial de température

V.C. Etude du champ axial de température

V.D. Etude des équations régissant l'évolution des températures.

V.E. Résolution analogique des équations températures

VI. Résultats obtenus.

I N T R O D U C T I O N

Notre travail consiste à faire l'étude et la réalisation d'un dispositif électronique permettant l'étude analogique de la thermique dans une centrale électronucléaire de puissance du type 900 MWe.

Les problèmes posés par les transferts de chaleur dans une centrale sont d'une importance capitale aussi bien du point de vue de la sécurité de l'installation que de la transformation de l'énergie nucléaire en vue de son utilisation.

Pour préciser l'importance de tels phénomènes nous commençons par décrire les principaux composants d'un réacteur ainsi que les principaux phénomènes physiques que s'y déroulent.

Cette étude théorique nous permettra de situer notre problème et de dégager les équations globales régissant les échanges de chaleur dans une centrale.

Ces équations ainsi définies seront étudiées avec plus de précision dans la partie expérimentale où elles seront utilisées comme bases de calcul pour la réalisation du dispositif expérimental.

Comme on peut le constater notre travail se divise en deux parties :

A. - Une partie théorique

B. - Une partie pratique.

A - NEUTRONIQUE

A-1- Description d'un réacteur :

La figure I donne le schéma de principe d'une centrale électro-nucléaire de puissance. On y remarque la présence de 4 éléments principaux :

- La cuve
- Le circuit primaire
- Le générateur de vapeur
- Le circuit secondaire

1. La cuve est composé :

- du coeur composé de barreaux de combustible responsable de la génération de puissance par fission.

- de barres de contrôle qui permettent la régulation du niveau de puissance.

- du modérateur dont le rôle est de ralentir les neutrons émis après fission. On montrera que le ralentissement de neutrons augmente la probabilité de fission. Ce qui justifie la présence du modérateur.

Ce milieu n'existe que dans les réacteurs thermiques.

- du réflecteur qui est prévu pour réduire les fuites de neutrons.

- de la protection biologique dont le rôle est d'absorber tout rayonnement dangereux.

2. Le circuit primaire dont le rôle est d'évacuer les calories produits dans le coeur et de les transmettre au générateur de vapeur.

3. Le générateur de vapeur assure le couplage entre le circuit primaire et le circuit secondaire.

4. Le circuit secondaire est chargé de convertir l'énergie communiquée par le fluide caloporteur via les générateurs de vapeur en énergie électrique.

Certains réacteurs dits bouillants ne possèdent pas de générateurs de vapeur.

A.2. Réaction de fission :

- L'une des réactions importantes qui se produit dans un réacteur la fission. On entend par fission la dislocation d'un noyau lourd sous l'effet d'un neutron incident. Une telle réaction est caractérisée par une grandeur importante appelée section efficace dont la valeur dépend de l'énergie des neutrons incidents.

La fission s'accompagne toujours :

- de l'émission de 2 à 3 neutrons
- d'un dégagement d'énergie
- de la formation des produits de fission généralement instables.

1. Les neutrons ainsi produits sont utilisés pour provoquer d'autres fissions. Ce qui permet d'entretenir une réaction en chaîne dont la caractéristique principale est le facteur de multiplication effectif k_{eff} défini comme étant le rapport entre le nombre de neutrons d'une génération au nombre de neutrons de la génération précédente.

Dans un réacteur en fonctionnement normal la grandeur précédente est voisine de l'unité. On convient alors de caractériser l'état d'un réacteur par une grandeur ρ appelée réactivité définie par la relation :

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

On constate ainsi que la réactivité est liée directement à la population neutronique.

2. L'énergie dégagée dans le coeur est évacuée par le fluide calo-
-porteur.

3. Les produits de fission peuvent généralement se diviser en :

- précurseurs de neutrons retardés dont le rôle est important
pour assurer le contrôle du réacteur.

- poisons neutrofages qui peuvent perturber l'entretien de
la réaction en chaîne.

Tous ces produits de fission étant instables il se pro-
-duit toujours l'émission de rayonnements γ et de particules β^- .

A.3. Plan de la partie théorique :

L'étude de la partie théorique sera faite en 3 chapitres :

I - Généralités

II - Fission

III - Diffusion, Cinétique, Dynamique et Contrôle.

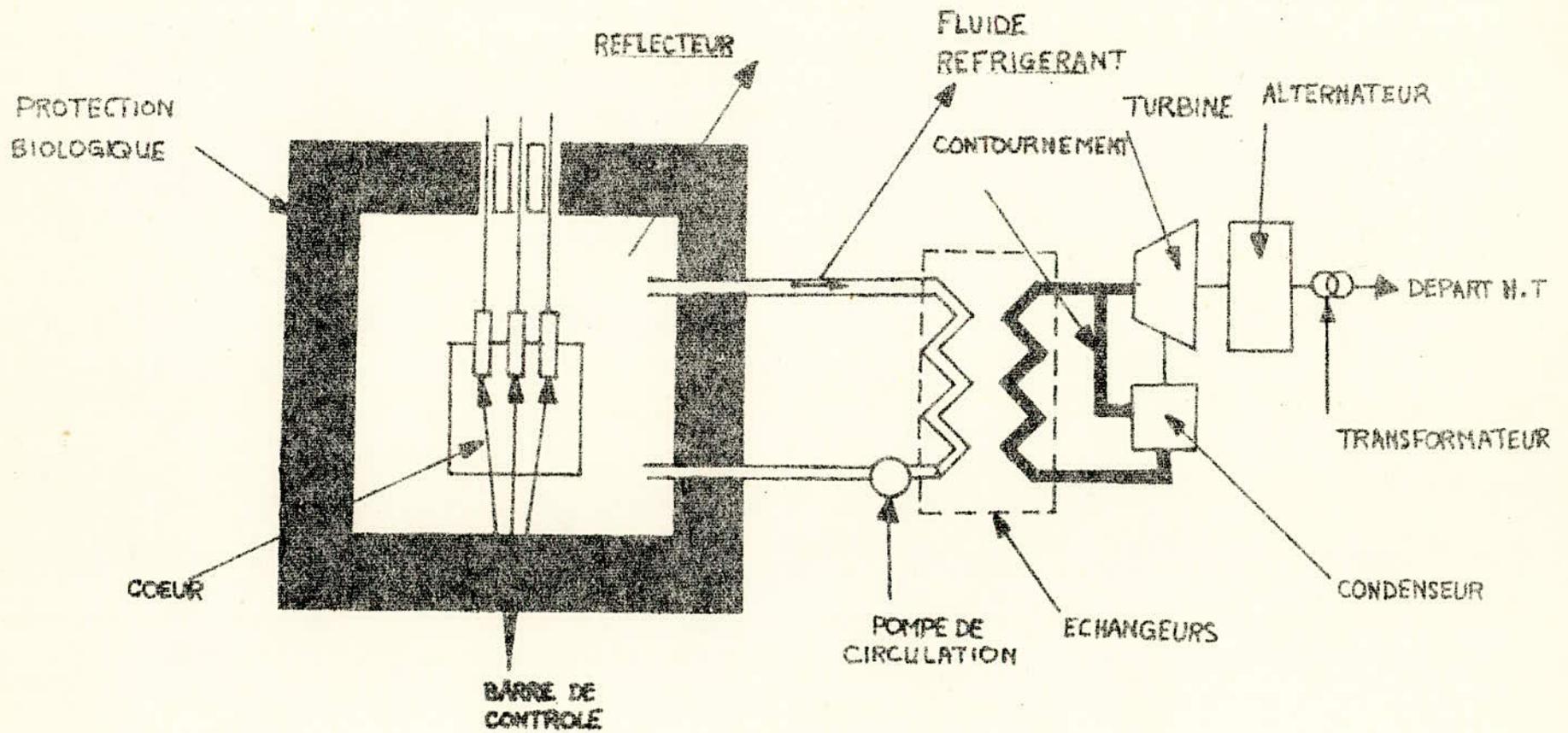


FIGURE I

SCHEMA DE PRINCIPE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE

I. GENERALITES

Introduction

Les réactions nucléaires qui ont lieu dans un réacteur sont le résultat d'une interaction d'un neutron avec un noyau . De telles interactions dépendent des propriétés du noyau et de l'énergie du neutron. Nous nous proposons de présenter, lors du présent chapitre, les grandeurs caractérisant chacune des deux particules précédentes et plus particulièrement une grandeur importante appelée section efficace qui permet de caractériser de telles interactions.

Nous adopterons pour cette étude le plan suivant :

- I.A. Stabilité des éléments
- I.B. Interaction des neutrons avec la matière
- I.C. Section efficaces.

I.A STABILITE DES ELEMENTS.Introduction

Les propriétés de chaque élément du tableau périodique sont caractérisées par certaines grandeurs telles que numéro atomique, nombre de masse et énergie de liaison.

On montre expérimentalement que dans les réactions nucléaires la stabilité d'un élément est d'autant plus grande que l'énergie de liaison de celui-ci est élevée.

Nous nous proposons de définir les grandeurs précédentes dans l'ordre suivant.

1. Notion de numéro atomique, de nombre de **masse** et d'isotopes
2. Energie de liaison, forces nucléaire et stabilité.

IA.1. Notion de numéro atomique , de nombre de **masse** et d'isotopes:

Un atome est constitué d'un noyau chargé positivement autour duquel gravitent des particules chargées négativement appelées électrons.

Les noyaux atomiques sont composés de deux sortes de particules appelées protons et neutrons que l'on désigne sous le terme général de nucléons.

Le proton et l'électron possèdent la même charge électrique en valeur absolue. Le proton est chargé positivement alors que l'électron est chargé négativement. Tous les noyaux atomiques à l'exception de l'hydrogène ordinaire contiennent un ou plusieurs neutrons en plus des protons.

On appelle numéro atomique Z le nombre de protons contenus dans le noyau et nombre de **masse** A le nombre total de nucléons dans le noyau, ainsi le nombre de neutrons N est égal

$$N = A - Z$$

(I.A.1)

Les isotopes sont des atomes de même numéro atomique et de nombres de masses différents. Il s'ensuit que leurs propriétés chimiques sont identiques mais que leurs caractéristiques nucléaires sont distinctes. C'est ainsi que l'uranium naturel est composé de trois isotopes de nombres de masses 234, 235, 238 dont les proportions respectives sont 0,0058 %, 0,711 % et 99,283 % . Leur numéro atomique commun est égal à 92.

I.A.2 Energie de liaison forces nucléaires et stabilité :

L'expérience montre que la masse réelle d'un atome est différente de la somme des masses des éléments qui le constituent. Cette différence appelée différence de masse ΔM est donnée par la relation.

$$\Delta M = \left[Z (m_p + m_e) + (A-Z) m_n \right] - M \quad (\text{I.A.2})$$

expression dans laquelle

M représente la masse de l'atome

m_p celle du proton

m_e celle de l'électron

m_n celle du neutron.

D'après le concept d'équivalence entre la masse et l'énergie, le défaut de masse est défini comme étant l'énergie dégagée lors de la combinaison de Z protons et $(A-Z)$ neutrons pour former un noyau ou bien l'énergie qu'il faut fournir pour dissocier les nucléons d'un noyau. Cette énergie E_L appelé énergie de liaison du noyau est donnée par la relation d'Einstein.

$$E_L = \Delta M \cdot c^2 \quad (\text{I.A.3})$$

expression dans laquelle c est la célérité de la lumière.

La figure (I.A.1) donne la variation de l'énergie de liaison en fonction du nombre de masse A . On y remarque l'existence de 3 zones selon la valeur du nombre de masse.

On constate que l'énergie de liaison des noyaux légers est faible . Cette énergie augmente avec le nombre de masse jusqu'à atteindre un maximum d'environ 8 Mev dans la région des nombres de masses compris entre 50 et 75 correspondant aux noyaux les plus stables.

L'énergie de liaison diminue ensuite régulièrement pour les noyaux lourds.

On en conclut que l'on peut par fusion de noyaux légers ou par fission de noyaux lourds obtenir des corps stables. Ces deux réactions s'accompagnent d'un dégagement d'énergie. La courbe (I.A.2) donne le nombre de neutrons en fonction du nombre de protons dans les noyaux stables. Cette courbe montre que pour les noyaux légers le nombre de neutrons est égal ou légèrement supérieur au nombre de protons. Pour les noyaux lourds le rapport neutrons/protons croît jusqu'à atteindre 1,5.

Par analogie à la stabilité chimique des atomes dont les couches périphériques sont complètes (gaz inertes), on peut dire que la stabilité de certains noyaux appelés noyaux magiques est due à la saturation des couches de neutrons ou protons ou bien les deux.

Nous notons que ces noyaux ayant une stabilité nucléaire exceptionnelle ont soit un numéro atomique magique égal à 2, 8, 20, 50 ou 82, soit un nombre de masse magique égal à 2, 8, 20, 50, 82, 126, soit les deux à la fois ils sont alors appelés les " doublement magiques ".

La résultante des forces de répulsions électrostatiques entre protons est proportionnelle à Z^2 , ainsi elle est faible pour les noyaux légers. Puisque les interactions proton - proton, neutron - neutron, proton-neutron sont approximativement égales il suffit d'avoir le nombre de neutrons égal au nombre de protons pour qu'il y ait stabilité.

Lorsque le nombre de protons croît, la force électrostatique de répulsion croît, donc pour maintenir la stabilité les noyaux doivent contenir plus de neutrons que de protons. Dans ces cas les attractions neutron-neutron et proton-neutron compenseront cette répulsion. Il existe cependant une limite de neutrons excédentaires a ne pas dépasser.

Les atomes pour lesquels le nombre de protons est supérieur ou égal à 84 ont des isotopes instables. Ils présentent le phénomène de radio-activité.

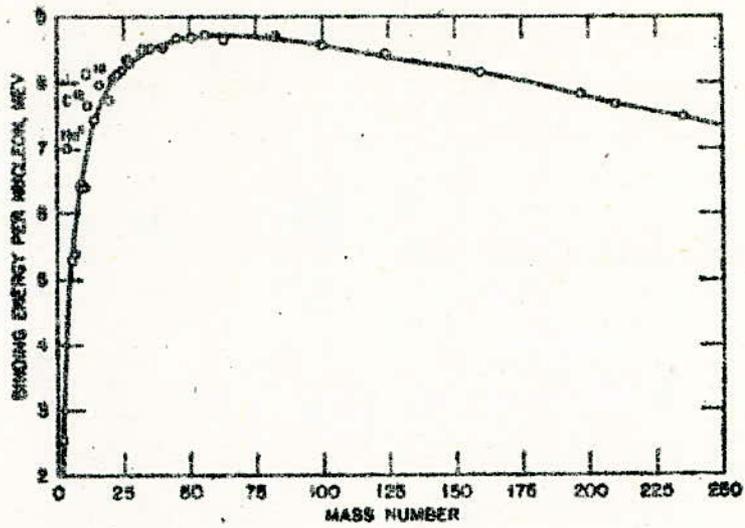


FIG 1 A 1

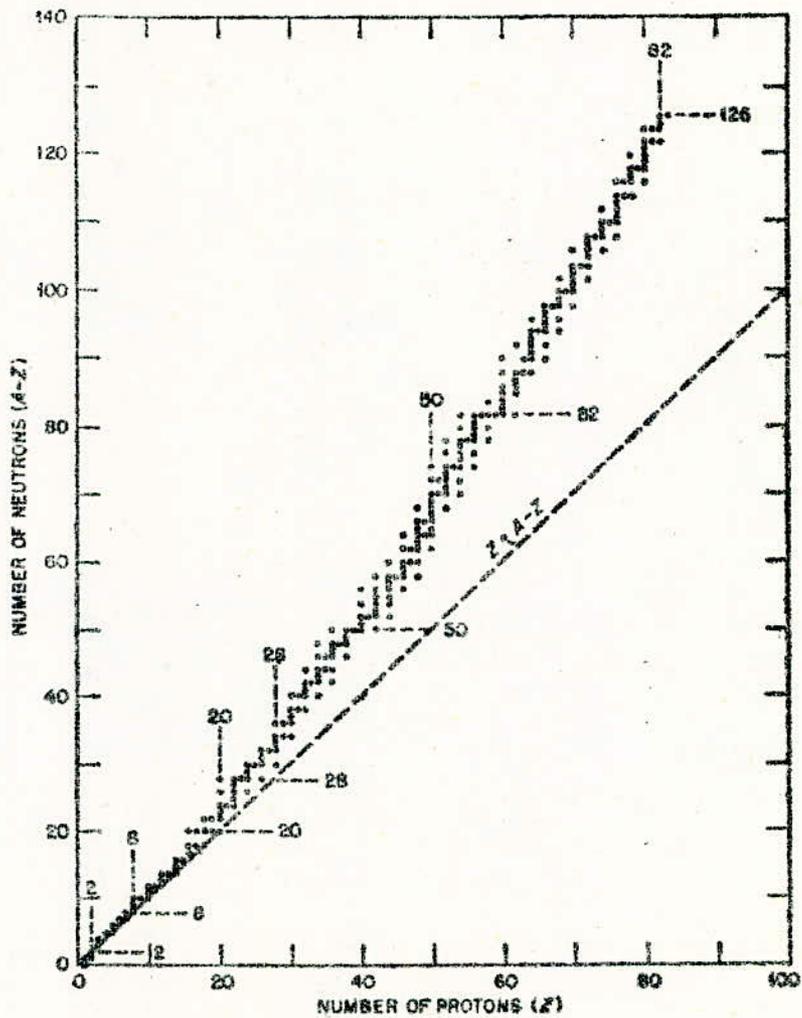


FIG 1 A 2

I.B. INTERACTION DES NEUTRONS AVEC LA MATIEREIntroduction

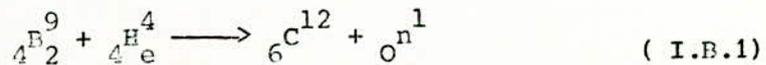
Nous montrerons dans la suite que le neutron est une particule d'une importance capitale dans les réactions nucléaires.

Nous nous proposons d'en définir la provenance ainsi que son interaction avec la matière.

I.B.1 Provenance :

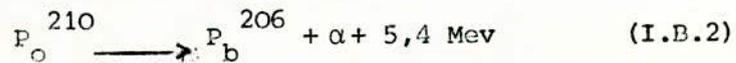
Le neutron peut être obtenu de différentes façons

I.B.1.a). On montre par exemple que par action de particule α (elles-mêmes obtenues à partir de certaines réactions décrites plus bas) sur des noyaux légers tels que B_e, Li, B on obtient un neutron. C'est ainsi que :

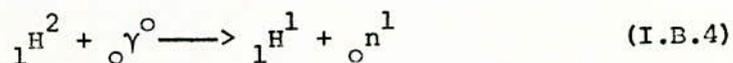
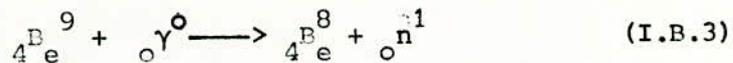


Les particules α sont généralement obtenues à partir du R_a^{226} , P_o^{210} et P_u^{239}

C'est ainsi que l'on peut écrire par exemple :



I.B.1.b. On montre de même que par action d'un rayonnement γ d'énergie modérée de l'ordre de 2 Mev sur certains noyaux tel que H^2 et B_e on obtient un neutron. C'est ainsi que



La réaction (γ, n) a lieu seulement si l'énergie du rayonnement γ est au moins égale à l'énergie de liaison du neutron dans le noyau cible (Deutérium 2,2 MeV, Be 1,6 MeV).

Dans ce cas l'énergie du neutron émis est égale à l'énergie de γ diminuée de l'énergie de liaison du neutron dans le noyau cible.

I.B.2 Intéraction neutron-matière

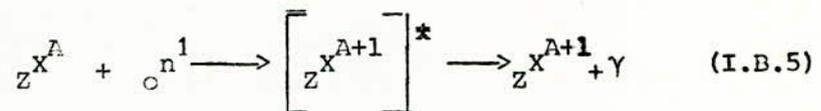
L'intéraction d'un neutron avec la matière peut conduire soit à l'absorption de la particule incidente soit à un échange d'énergie suivi d'une émission de rayonnement.

I.B.2.a. Le résultat des réactions d'absorption conduisant à l'absorption du neutron incident dépend de l'énergie de ce dernier. C'est ainsi que l'absorption d'un neutron lent ayant une énergie de l'ordre de quelques eV peut conduire soit à une :

- émission de rayonnement γ
- émission de particules α
- émission de proton
- fission

1. Réactions conduisant à l'émission de rayonnement γ

Les réactions conduisant à l'émission de rayonnement γ sont très courantes. Elles peuvent être schématisées à une réaction générale du type:

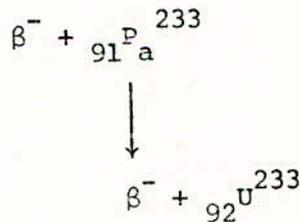
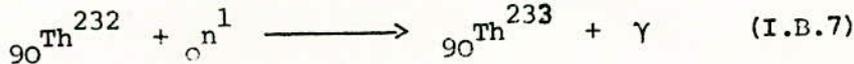
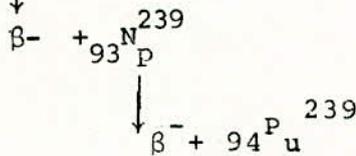
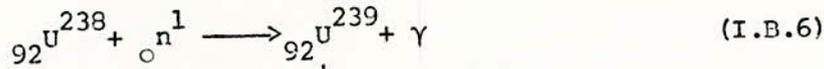


Dans une telle réaction :

${}_Z X^A$ représente le **noyau** cible

$\left[{}_Z X^{A+1} \right]$ le produit de la réaction, isotope de ${}_Z X^A$.

Dans le cas où ${}^A_{Z}X$ est radioactif, il se produit une émission de particule β . C'est ainsi que par exemple on peut écrire :



2. Réactions conduisant à l'émission de α .

Les réactions conduisant à l'émission de particules α sont propres aux noyaux légers. Ceci est dû au fait que l'énergie nécessaire à l'extraction d'une particule α doit être supérieure ou égale à son énergie potentielle augmentée de son énergie de liaison. C'est ainsi que l'on peut écrire :



3. Réactions conduisant à l'émission de proton :

Les réactions conduisant à l'émission de proton sont sujettes aux mêmes restrictions que les réactions précédentes.

4. Réactions de fission

Les réactions de fission étant des réactions très importantes dans les réacteurs nucléaires, nous leur consacrerons un chapitre entier.

On montre que l'absorption d'un neutron rapide de haute énergie peut conduire à l'émission d'un ou plusieurs protons. C'est ainsi que, pour des neutrons d'énergie supérieure ou égale à 1 MeV, il se produit une réaction (n,p) et pour des neutrons d'énergie supérieure ou égal à 10 MeV il se produit de réactions de type $(n,2n)$, (n,np) , $(n,3n)$, $(n,2np)$ etc. au fur et à mesure que l'énergie des neutrons augmente.

I.B.2.b Réactions avec échange d'énergie :

Les réactions conduisant à un échange d'énergie peuvent être classées en deux catégories selon l'énergie du neutron incident :

- Choc élastique
- Choc inélastique

On dit qu'il se produit un choc élastique lorsque lors d'une interaction neutron-noyau, l'énergie cinétique et la quantité de mouvement de l'ensemble neutron - noyau sont conservées.

Lors d'un tel mécanisme il se produit seulement une variation du module et de la direction des vitesses respectives du neutron et du noyau. Une telle réaction très fréquente dans les réactions thermiques peut avoir lieu quelque soit l'énergie des neutrons incidents.

On dit qu'il se produit un choc inélastique lorsque le neutron incident est momentanément capturé puis libéré avec une énergie moindre. L'énergie prise au neutron incident sert à exciter le noyau cible. Ce dernier peut retourner à son état fondamental en émettant un rayonnement γ dit γ inélastique dont l'énergie est égale à celle cédée par le neutron incident. Contrairement aux chocs élastiques, les chocs inélastiques ne peuvent se produire que pour des neutrons incidents ayant une énergie supérieure à 1 MeV pour les noyaux légers et quelques centaines de keV pour les noyaux lourds.

En règle générale, la probabilité de produire un choc inélastique croît avec l'énergie cinétique du neutron. Du fait que les niveaux de hautes énergies d'excitations sont très rapprochés, il se présente alors plusieurs états d'excitation que peut occuper un noyau après émission d'un neutron.

I.C. SECTIONS EFFICACESIntroduction :

Nous montrerons plus loin que les réactions de fission se déroulant dans un réacteur dépendent d'une grandeur Σ appelée section efficace. Ce paramètre important représente la probabilité pour que lors d'une interaction neutron-noyau, une réaction donnée se produise. La section efficace du noyau - cible pour une réaction est une propriété de ce noyau et de l'énergie du neutron incident. Nous montrerons qu'elle dépend du nombre de neutrons, de leur vitesse, du nombre et de la nature des **noyaux** dans le matériau exposé à l'action des neutrons. Nous nous proposons de définir d'une part la section efficace microscopique et d'autre part la section efficace macroscopique.

I.C.1 Section efficace microscopique.

La notion de section efficace microscopique σ peut être introduite de la façon suivante.

Si l'on considère un faisceau de I neutrons par cm^2 entrant perpendiculairement, pendant un certain temps, dans une mince couche d'un matériau d'épaisseur δx contenant N noyaux cibles par cm^3 , donc $N \delta x$ noyaux cibles par cm^2 et si l'on désigne par C le nombre de réalisations d'un processus donné par cm^2 , on définit la section efficace microscopique σ de la réaction donnée comme le nombre de réalisations du processus par noyau cible et par neutron incident du faisceau. On peut donc poser :

$$\sigma = \frac{C}{(N \delta x) I} \quad (\text{I.C.1})$$

La section efficace σ est exprimée en cm^2 . On utilise souvent une unité courante appelée barn définie par la relation :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{I.C.2})$$

I.C.2 Section efficace macroscopique .

Au lieu de la section efficace microscopique définie précédemment, on utilise souvent dans la pratique une grandeur appelée section efficace macroscopique Σ qui peut être définie de la façon suivante. Pour un matériau cible contenant N noyaux par cm^3 la quantité $N \sigma$ appelée section efficace macroscopique représente la section efficace des N noyaux par cm^3 . on pose donc :

$$\Sigma = N \sigma \quad (\text{I.C.3})$$

La grandeur Σ est exprimée en cm^{-1} .

l'expression analytique de Σ dépend des caractéristiques du matériau exposé aux neutrons.

C'est ainsi par exemple que :

1°/Si Le matériau est un élément de masse atomique A et de masse volumique ρ , le rapport ρ/A représente le nombre d'atomes-grammes par cm^3 . On peut donc écrire:

$$\Sigma = \frac{\rho}{A} N_A \sigma \quad (\text{I.C.4})$$

N_A étant le nombre d'Avogadro.

2. Dans un corps composé de différents éléments on pose :

$$\Sigma = \sum_i N_i \sigma_i \quad (\text{I.C.5})$$

expression dans laquelle :

σ_i est la section efficace microscopique du $i^{\text{ème}}$ élément.

N_i est le nombre d'atomes du $i^{\text{ème}}$ élément.

3. Dans un mélange homogène on a :

$$\Sigma = N \sigma \quad (\text{I.C.6})$$

N étant le nombre de noyaux par unité de volume.

I.C.3 Variation de la section efficace avec l'énergie des neutrons :

La section efficace totale σ_t égale à la somme des sections efficaces d'absorption σ_a et de collision σ_s est une fonction :

- . de l'énergie du neutron
- . du noyau cible

On montre que la section efficace de choc dépend très peu de l'énergie, alors que la section efficace d'absorption en dépend fortement. La figure (I.C.1) montre que la section efficace d'absorption de certains éléments de nombre de masse élevé présente trois régions selon l'énergie du neutron incident :

- . Une zone thermique correspondant à des énergies faibles et dans laquelle σ_a varie en $\frac{1}{v}$.
- . Une zone dite de résonance ou épithermique correspondant au domaine 0,1 eV - 1 KeV et dans laquelle la section efficace présente des pics d'absorption dont le nombre et l'amplitude dépendent de l'élément considéré ainsi que de l'énergie. L'existence de cette zone peut s'expliquer de la façon suivante :

On sait qu'un noyau possède plusieurs états quantiques discrets dont le plus bas est appelé état fondamental. Pour qu'un neutron incident puisse être absorbé il sera nécessaire que son énergie, soit égale à celle d'un niveau quantique du noyau cible considéré. Les niveaux étant discrets on comprend que l'absorption est **selective**.

- . Un domaine est rapide pour lequel l'énergie est supérieure à 10 KeV et dans lequel la section efficace est très faible et diminue au fur et à mesure que l'énergie augmente .

On montre que la section efficace de collision dépend **peu** de l'énergie.

I.C.4 Systèmes de neutrons polyénergétiques :

Dans les calculs précédents nous avons considéré que les neutrons ont même vitesse V . Puisque la section efficace, en particulier celle d'absorption de neutrons, dépend beaucoup de l'énergie, elle aura des valeurs différentes pour des neutrons d'énergies différentes.

Pour un faisceau de neutrons polyénergétiques, il est possible de considérer plusieurs groupes d'énergies.

L'expérience montre que l'intensité $I(x)$ des neutrons monoénergétiques traversant un milieu donné subit une atténuation en fonction de la distance x selon l'expression.

$$I(x) = I_0 e^{-N\sigma x} \quad (\text{I.C.7})$$

expression dans laquelle I_0 est l'intensité incidente.

Pour un faisceau de neutrons polyénergétiques la relation précédente pourra s'écrire.

$$I(x) = \sum_i I_{0i} e^{-N\sigma_i x} \quad (\text{I.C.8})$$

I_{0i} étant l'intensité incidente de neutrons du groupe i et σ_i la section efficace microscopique correspondante.

A la limite, lorsque la distribution d'énergie des neutrons est continue, la sommation est remplacée par une intégrale.

Dans ce cas, soit $n(E) dE$ le nombre de neutrons se trouvant dans la bande d'énergie $E+dE$, on pourra définir une grandeur très importante appelée flux total ϕ , par la relation suivante.

$$\phi = \int_0^{\infty} n(E) v dE \text{ neutrons/cm}^2 \text{ sec.} \quad (\text{I.C.9})$$

Dans le cas où nous avons un faisceau de neutrons monoénergétiques la relation (I.C.9) devient :

$$\phi = n.v \quad (\text{I.C.10})$$

Pour un système donné le taux de neutrons interagissant τ_n est égal à :

$$\tau_n = \int_0^{\infty} \Sigma(E) n(E) : v . dE \quad (\text{I.C.11})$$

Pour un tel système on définit alors une section efficace macroscopique moyenne $\bar{\Sigma}$ par la relation :

$$\bar{\Sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma(E) n(E) \cdot v \cdot dE}{\int_0^{\infty} n(E) \cdot v \cdot dE} \quad \left[\text{cm}^{-1} \right] \quad (\text{I.C.12})$$

on définit une section efficace microscopique moyenne $\bar{\sigma}$.

Pour une distribution thermique de Maxwell Boltzman, la section efficace des neutrons dans la région thermique varie en $\frac{1}{v}$ donc en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ soit $\bar{\sigma}_{th}$ la section efficace moyenne d'absorption des neutrons thermiques, on peut donc écrire.

$$\bar{\sigma}_{th} = \frac{\sqrt{H}}{2} \sigma_k = \frac{\sigma_{kt}}{1,128} \quad (\text{I.C.13})$$

σ_{kT} étant la section efficace d'absorption des neutrons d'énergie kT . En règle générale σ_{kT} est tabulée pour la température $T_0 = 293 \text{ } ^\circ\text{K}$. Pour une température T quelconque on a :

$$\bar{\sigma}_{th}(T) = \frac{\sigma(T_0)}{1,128} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad (\text{I.C.14})$$

Pour les matériaux utilisés dans les réacteurs tels U^{235} , Pu^{239} , et U^{238} , on montre qu'il existe une relation empirique satisfaisante du type :

$$\bar{\sigma}_{th}(T) = g(T) \cdot \frac{\sigma_{kT}(T_0)}{1,128} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad (\text{I.C.15})$$

La fonction $g(T)$ donnée par la figure (I.C.2) est une caractéristique du matériau et du processus.

Dans les réacteur utilisant l'eau légère comme modérateur les neutrons ne sont pas bien thermalisés. Les valeurs de $g(T)$ donnée par la figure précédente ne sont pas applicables

Dans ce cas, on utilise une méthode basée sur la théorie d'approximation de Wigner-Wilkins qui tient compte des interactions des neutrons avec les noyaux d'hydrogène du modérateur. La courbe (1) de la figure (I.C.3) représente la section efficace d'absorption d' U^{235} en fonction du rapport $\frac{U^{235}}{H}$ à la température 293°K.

Si on tient compte de la présence d'un autre matériau absorbant présent dans le coeur du réacteur, la section efficace d'absorption de U^{235} en fonction du rapport $\frac{U^{235}}{H}$ est alors représentée par la courbe (2) de la figure (I.C.3).

Des courbes similaires sont disponibles pour différentes températures. Dans notre cas on se contentera de la formule suivante :

$$\sigma(T) = \sigma(T_0) \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2} \quad (1.C.16)$$

avec $T_0 = 293^\circ\text{K}$.

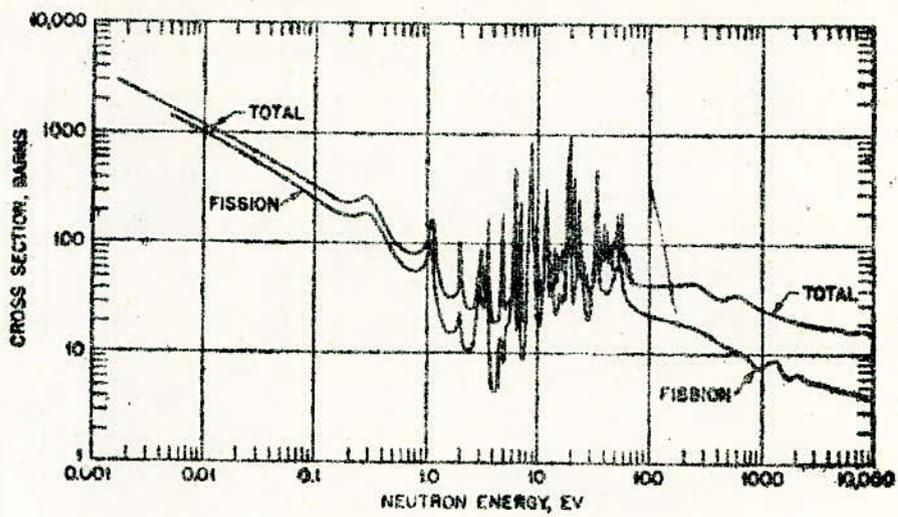


FIG. I.C.1

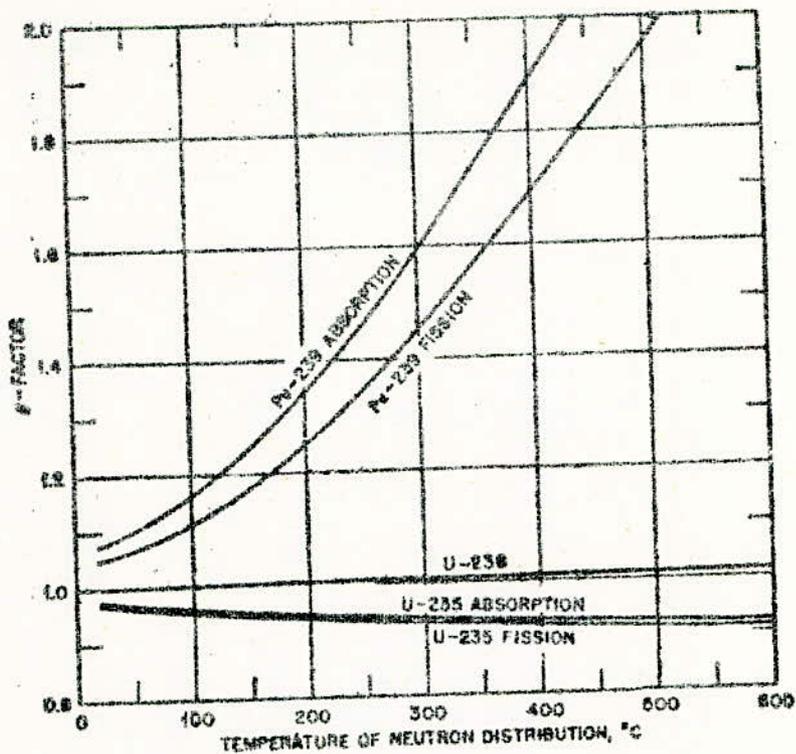


FIG 1 C 2

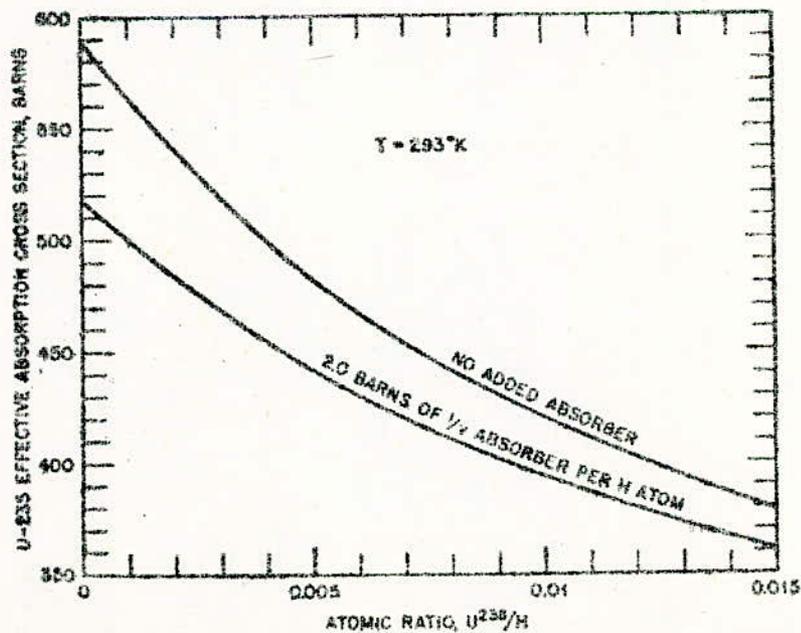
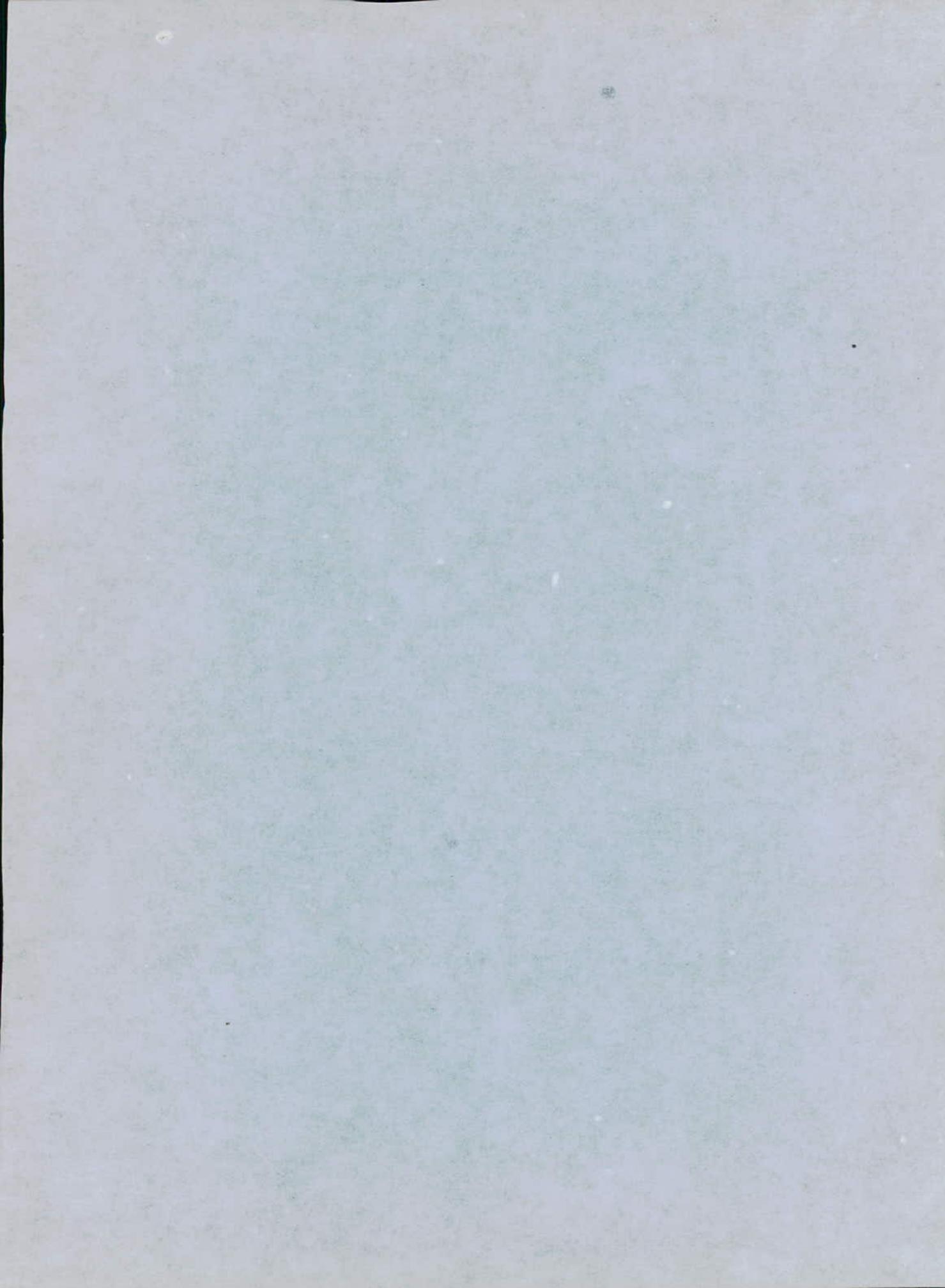


FIG.1.C.3



II Fission Nucléaire

Introduction :

La fission est le résultat de l'interaction d'un neutron avec un noyau lourd.

Lors d'une telle interaction, il existe une probabilité non nulle, appelée section efficace de fission, pour que le noyau composite excité formé après absorption d'un neutron incident, se casse en donnant deux ou plusieurs noyaux, de nombres de masses généralement différents appelés fragments de fission.

Dans cette réaction, la valeur de la force répulsive au sein du noyau composite excité est un paramètre prédominant.

On montre qu'en plus des fragments de fission, la fission s'accompagne toujours de la libération de 2 à 3 neutrons et d'un dégagement d'une énergie de l'ordre de 200 MeV.

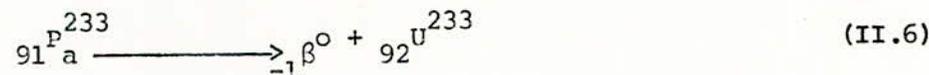
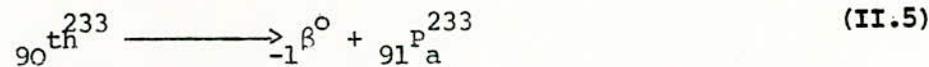
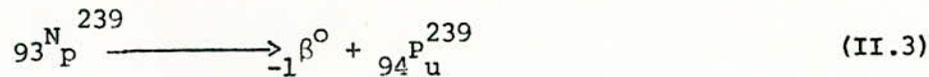
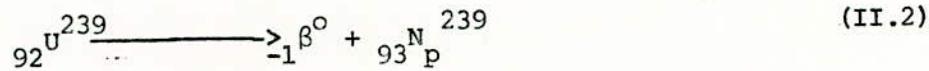
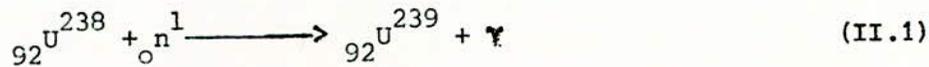
Elle peut donc être schématisée par la figure II.1.

Il existe deux catégories de noyaux lourds pouvant conduire à une fission :

- Les corps fissiles
- Les corps fertiles

Parmi les corps fissiles tels que U^{233} , U^{235} , et Pu^{239} , seul l' U^{235} se trouve dans la nature; les deux autres sont produits artificiellement à partir de U^{238} et Th^{232} appelés corps fertiles.

Ces transformations sont régies par les réactions suivantes :



Les corps fissiles ont la propriété de **conduire à une fission** sous l'effet de neutrons de toute énergie allant des niveaux thermiques ou moins c'est-à-dire de quelques ev jusqu'à des énergies de quelques MeV.

Il existe d'autres éléments capables de produire des fissions par des neutrons de toute énergie, mais ils ne présentent aucun intérêt du fait qu'ils sont radioactifs.

L'expérience montre que la section efficace de fission des corps fissiles varie avec l'énergie de la même manière que celle de la capture radiative.

La variation des sections efficaces d'absorption et de fission de U^{235} en fonction de l'énergie des neutrons est donnée par la figure (I.C.3).

Le tableau (II.1) nous donne les **valeurs des sections efficaces d'absorption, de fission et de capture radiative des noyaux fissiles et fertiles, pour des neutrons thermiques**.

Nous nous proposons lors du présent chapitre de faire l'étude :

II.A. des neutrons de fissions

II.B. des produits de fission

II.C. de l'énergie.

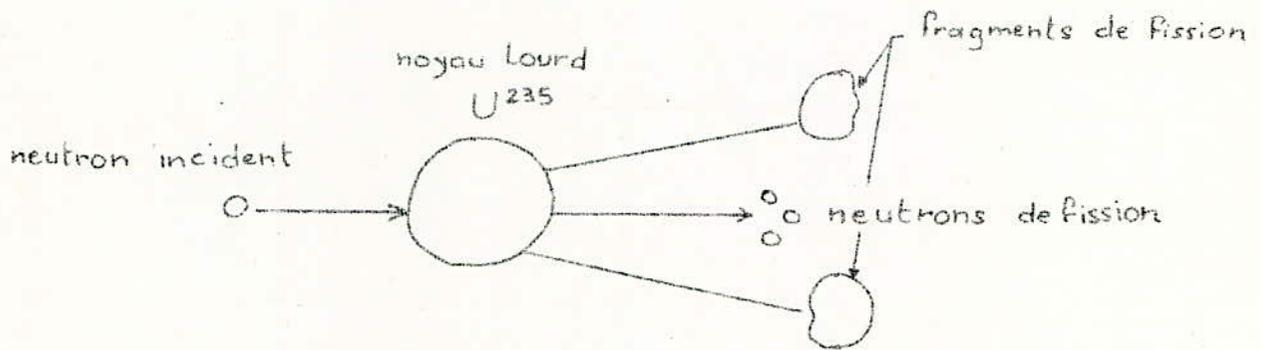


FIG II 1

Nucleus	Fission (barne)	Radiative Capture (barne)	Total Absorption (barne)
Uranium-233	527	54	581
Uranium-235	677	106	683
Plutonium-239	742	287	1029
Uranium-238	—	2.71	2.71
Uranium (natural) ...	4.2	3.5	7.7

Tableau II. 1

II.A. LES NEUTRONSINTRODUCTION :

Il existe deux catégories de neutrons émis lors d'une fission :

- les neutrons prompts
- les neutrons retardés.

Les neutrons prompts sont émis immédiatement après la fission en un temps de l'ordre de 10^{-14} s.

Les neutrons retardés sont émis après un temps variant de 0,43 s à 55,6 s, par certains produits de fission appelés pré-curseurs de neutrons retardés. Nous ne nous intéresserons, lors de ce présent paragraphe, qu'à l'étude des neutrons prompts. Celle des neutrons retardés sera faite dans le paragraphe II.B.2.

L'émission des neutrons prompts lors d'une fission peut s'expliquer comme suit dans le cas de l' U^{235} : le noyau composite U^{236} formé après absorption d'un neutron par l' U^{235} est instable. Le rapport neutrons/protons est approximativement égal à 1,57. Par conséquent, lorsque par fission, ce noyau se divise en deux fragments dont les nombres de masse se situent dans l'intervalle compris entre 95 et 140, le rapport moyen neutrons/protons pour chaque fragment de fission garde la même valeur. La figure (I.A.2) montre que ce rapport est trop élevé pour qu'il y ait stabilité des fragments. Dans le cas où les deux fragments ont une énergie d'excitation suffisante, ils peuvent émettre des neutrons appelés neutrons prompts dont l'énergie est comprise entre 1 et 2 MeV. Il y a néanmoins certains dont l'énergie peut atteindre 10 MeV ou plus.

Les neutrons prompts représentent plus de 99% des neutrons de fission.

Puisque chaque fission donne naissance à deux ou trois neutrons, et du fait qu'un seul neutron est nécessaire pour provoquer une fission, il peut paraître évident qu'une fois la réaction

initiée, elle peut s'entretenir d'elle même. On s'attend alors à ce qu'un effet cumulatif, appelé réaction en chaîne ait lieu. Cependant il n'en est pas toujours ainsi, car les neutrons ne sont pas tous disponibles. En effet, certains sont perdus par capture radioactive, d'autres s'échappent lors du système de réaction de fission.

On définit alors, une quantité minimum de matériau fissile, appelée masse critique susceptible de maintenir la réaction en chaîne. Cette masse critique a une valeur définie pour chaque type de réacteur. Afin de caractériser la réaction en chaîne, nous allons suivre l'évolution de la population neutronique entre l'instant où les neutrons sont produits et l'instant où ils sont utilisés pour produire d'autres fissions. Ce laps de temps est appelé génération.

II.A.1. Nombre de neutrons libérés par fission :

Nous désignons par :

η : le nombre de neutrons libérés directement par fission pour chaque neutron absorbé dans le combustible.

ν : le nombre moyen de neutrons émis dans une réaction de fission pour chaque neutron absorbé.

On pourra alors écrire :

$$\eta = \nu \times \frac{\text{nombre de neutron absorbés dans la réaction de fission}}{\text{nombre total de neutrons absorbés dans le combustible.}} \quad (\text{II.A.1})$$

Ou encore :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \quad (\text{II.A.2})$$

Σ_f étant la section efficace macroscopique de fission

Σ_a la section efficace macroscopique d'absorption.

Le tableau suivant donne les valeurs de ν pour les trois nucléides fissiles :

Noyaux fissiles	ν (Thermique)	$d\nu / dE_n$ (MeV ⁻¹)
Uranium-233	2,50	0,115
Uranium-235	2,43	0,135
Plutonium-239	2,90	0,111

Dans le cas d'un mélange d' U^{235} et U^{238} , on pourra écrire :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f^{235}}{\Sigma_f^{235} + \Sigma_c^{235} + \Sigma_c^{238}} \quad (\text{II.A.3})$$

comme :

$$\Sigma_f = N\sigma_f$$

l'égalité précédente devient :

$$\eta = \nu \frac{N^{235} \sigma_f^{235}}{N^{235} \sigma_f^{235} + N^{235} \sigma_c^{235} + N^{238} \sigma_c^{238}} \quad (\text{II.A.4})$$

D'après ce qui précède, on pourra donc dire que pour chaque neutron absorbé dans le combustible, il se crée par fission η neutrons prompts.

II.A.2. Facteur de fission rapide ϵ :

Avant que ces neutrons ne soient ralentis, quelques uns sont capturés par l' U^{235} et l' U^{238} et produisent des fissions. La plupart des neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV sont capturés par l' U^{238} à cause de sa grande section efficace macroscopique d'absorption.

Pour tenir compte de cet effet on introduit un facteur de fission rapide noté ϵ , défini comme le rapport entre le nombre de neutrons au début du ralentissement et le nombre total de neutrons produits par les neutrons thermiques de fissions.

Il s'ensuit qu'ils se présentent $\eta \epsilon$ neutrons au début du ralentissement.

II.A.3. Probabilité d'antitrappe p :

Au cours du ralentissement quelques neutrons sont capturés par des processus de non fission, principalement dans les résonances. La fraction d'échappement à la capture p est appelée probabilité d'antitrappe de résonance. Donc le nombre de neutrons qui atteignent le niveau thermique est $\eta \epsilon p$.

Compte tenu du fait que le domaine de résonance est fonction du combustible, il s'ensuit que p en dépend.

Une fois que les neutrons sont thermalisés, ils se déplacent pendant un certain temps dans le système jusqu'à ce qu'ils soient absorbés par le combustible, par le modérateur, ou par d'autres absorbants.

II.A.4. Facteur d'utilisation thermique f :

Parmi ces neutrons thermiques, une fraction f , appelée facteur d'utilisation thermique est absorbée dans le combustible.

f est le rapport du nombre de neutrons absorbés par le combustible au nombre total de neutrons thermiques absorbés.

Tout comme le facteur d'antitrappe p , le facteur d'utilisation thermique f dépend de la nature du combustible et du modérateur.

On montre que :

$$f = \frac{V_u \Sigma_{au} \phi_u}{V_u \Sigma_{au} \phi_u + V_m \Sigma_{am} \phi_m + V_i \Sigma_{ai} \phi_i} \quad (\text{II.A.5})$$

Relation dans laquelle :

- V_u, V_m, V_i sont les volumes respectifs du combustible, du modérateur et certains absorbants.

- $\Sigma_{au}, \Sigma_{am}, \Sigma_{ai}$ les sections efficaces macroscopiques d'absorption respectives du combustible, du modérateur et d'autres absorbants.

- ϕ_u, ϕ_m, ϕ_i les flux neutroniques respectifs dans le combustible, dans le modérateur et dans d'autres absorbants.

Pour les systèmes homogènes dans lequel, combustible, modérateur, absorbants, sont intimement liés, l'égalité (II.A.5) donne :

$$f = \frac{\Sigma_{au}}{\Sigma_{au} + \Sigma_{am} + \Sigma_{ai}} \quad (\text{II.A.6})$$

Pour les systèmes hétérogènes on a :

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{au} \phi_u}{\bar{\Sigma}_{au} \phi_u + \bar{\Sigma}_{am} \phi_m + \bar{\Sigma}_{ai} \phi_i} \quad (\text{II.A.7})$$

$\bar{\Sigma}_{au}, \bar{\Sigma}_{am}$ et $\bar{\Sigma}_{ai}$ étant les sections efficaces macroscopiques d'absorption moyennes, respectives du combustible, du modérateur et des autres absorbants.

II.A.5. Facteur de multiplication K :

Si l'on tient compte de l'ensemble des neutrons, on constate ainsi que pour un neutron absorbé dans le combustible au début d'une génération, on obtient à la fin de la génération $\eta \epsilon p f$ neutrons susceptibles de provoquer une nouvelle fission.

Dans un milieu infini où les fuites sont inexistantes, on définit un facteur de multiplication k_∞ , qui est le rapport du nombre de neutrons utiles d'une génération, au nombre de neutrons utiles de la génération précédente. Ce facteur est numériquement égal à :

$$k_\infty = \eta \epsilon p f \quad (\text{II.A.8})$$

Dans un milieu fini, il existe une probabilité non nulle pour les neutrons de fuir hors du système. Pour tenir compte de cet effet on introduit un facteur de multiplication effectif noté k_{eff} , égal au rapport du nombre de neutrons utiles d'une génération au nombre de neutrons perdus par absorption et par fuite dans la génération précédente.

On peut alors écrire :

$$k_{eff} = P k_{\infty} \quad (II.A.9)$$

ou encore :

$$k_{eff} = P_1 P_2 k_{\infty} \quad (II.A.10)$$

Relation dans laquelle P représente la probabilité d'antifuite totale.

P_1 la probabilité d'antifuite au cours du ralentissement

P_2 la probabilité d'antifuite au niveau thermique.

avec :

$$P = P_1 P_2 \quad (II.A.11)$$

Compte tenu de la définition de k_{eff} , on peut avoir 3 cas possible :

1^{er} cas : $k_{eff} < 1$ la réaction en chaîne s'étouffe. Un tel système est dit souscritique.

2^{ème} cas : $k_{eff} = 1$ la réaction en chaîne peut s'entretenir. Le système est dit critique.

3^{ème} cas : $k_{eff} > 1$ la réaction en chaîne est divergente. Le système est surcritique. Le nombre de neutrons produits est supérieur à celui des neutrons perdus de sorte que la population neutronique et le taux de fission augmentent sans cesse.

II.A.6. Réactivité :

Dans l'exploitation d'un réacteur, on s'attache toujours à travailler en régime critique, en fonctionnement normal. On est conduit ainsi à travailler autour de cette valeur critique.

Pour caractériser l'état du réacteur, on introduit une grandeur ρ appelée réactivité définie par :

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \quad (\text{II.A.12})$$

On pose :

$$\delta k = k_{\text{eff}} - 1 \quad (\text{II.A.13})$$

δk représente la valeur excédentaire du facteur de multiplication effectif. Les trois régimes de fonctionnement d'un réacteur peuvent alors être déterminés par la valeur de ρ .

- a - un régime surcritique pour $\rho > 0$
- b - un régime critique pour $\rho = 0$
- c - un régime souscritique pour $\rho < 0$

Comme en général on ne s'éloigne pas du régime critique, la relation (II.A.12) devient :

$$\rho \approx \delta k \quad (\text{II.A.14})$$

La réactivité s'exprime en p.c.m = 10^{-5}

II.A.7. Période du réacteur :

Le facteur k_{eff} caractérise la réaction en chaîne. Ainsi si n est le nombre de neutrons d'une génération, $k_{\text{eff}} \cdot n$ est le nombre de neutrons de la génération suivante.

Donc la variation dn du nombre de neutrons correspondant à 2 générations successives est égale à :

$$dn = k_{\text{eff}} n - n = n(k_{\text{eff}} - 1) \quad (\text{II.A.15})$$

Compte tenu de la relation (II.A.13), cette équation est donc égale à :

$$dn = n \delta k \quad (\text{II.A.16})$$

La durée de vie d'un neutron correspond au temps qui sépare deux générations successives. Si on note par θ ce temps, la variation du nombre de neutrons par unité de temps est donnée par :

$$\frac{dn}{dt} = n \frac{\delta k}{\theta} \quad (\text{II.A.17})$$

l'intégration de cette équation étant :

$$\int_0^n \frac{dn}{n} = \int_0^t \frac{\delta k}{\theta} dt \quad (\text{II.A.18})$$

Il s'ensuit que la variation de n en fonction du temps est telle que :

$$n = n(0) \exp\left(\frac{t}{T}\right) \quad (\text{II.A.19})$$

Expression dans laquelle T est la période du réacteur, on a :

$$T = \frac{\theta}{\delta k} \quad (\text{II.A.20})$$

Si le réacteur ne s'écarte pas trop du régime critique et si l'on considère une variation faible δk de l'ordre de 10^{-2} , et si l'on ne considère que les neutrons prompts dont θ est la durée de vie moyenne égale à 10^{-3} s, on montre qu'il correspond une période T du réacteur égale à 0,1 s. Ceci veut dire qu'au bout d'un temps de 0,1 s la densité neutronique n est multipliée par 2.10^4 . Ceci rendrait le réacteur incontrôlable.

Nous verrons dans le paragraphe (II.B.2) comment l'existence de neutrons retardés contribue à rendre le contrôle du réacteur possible.

Compte tenu de la relation (II.A.13), cette équation est donc égale à :

$$dn = n \delta k \quad (\text{II.A.16})$$

La durée de vie d'un neutron correspond au temps qui sépare deux générations successives. Si on note par θ ce temps, la variation du nombre de neutrons par unité de temps est donnée par :

$$\frac{dn}{dt} = n \frac{\delta k}{\theta} \quad (\text{II.A.17})$$

l'intégration de cette équation étant :

$$\int_0^n \frac{dn}{n} = \int_0^t \frac{\delta k}{\theta} dt \quad (\text{II.A.18})$$

Il s'ensuit que la variation de n en fonction du temps est telle que :

$$n = n(0) \exp\left(\frac{t}{T}\right) \quad (\text{II.A.19})$$

Expression dans laquelle T est la période du réacteur, on a :

$$T = \frac{\theta}{\delta k} \quad (\text{II.A.20})$$

Si le réacteur ne s'écarte pas trop du régime critique et si l'on considère une variation faible δk de l'ordre de 10^{-2} , et si l'on ne considère que les neutrons prompts dont θ est la durée de vie moyenne égale à 10^{-3} s, on montre qu'il correspond une période T du réacteur égale à 0,1 s. Ceci veut dire qu'au bout d'un temps de 0,1 s la densité neutronique n est multipliée par 2.10^4 . Ceci rendrait le réacteur incontrôlable.

Nous verrons dans le paragraphe (II.B.2) comment l'existence de neutrons retardés contribue à rendre le contrôle du réacteur possible.

II.B. Produits de FissionINTRODUCTION :

Une étude détaillée des fissions d' U^{235} par des neutrons thermiques montre que le noyau composite se casse suivant plus de quarante manières différentes, donnant ainsi naissance à plus de quatre vingts produits de fission primaires ou fragments de fission.

Les nombres de masse de ces fragments de fission se situent dans l'intervalle compris entre 72 et 160.

On appelle rendement de fission le pourcentage du nombre de fissions donnant un produit de fission de nombre de masse donné, par rapport au nombre total de fissions. Du fait que deux noyaux résultent de chaque fission alors la somme totale des rendements pour tous les nombres de masse est égale à 200 % la figure (II.B.1) donne le rendement de fission en % en fonction des nombres de masse A des produits de fission. Cette figure montre que les nombre de masse de tous les produits de fission sont divisés en deux groupes.

- . un groupe léger avec $80 < A < 110$
- . un groupe lourd avec $125 < A < 155$

La probabilité de fission est maximale pour des produits de fission de nombre de masse voisin de 95 et 139.

Il correspond aux deux groupes de nombres de masse deux groupes d'énergie cinétiques distincts.

Pour le noyau de nombre de masse 139 il correspond une énergie de 98 MeV, et pour le noyau de nombre de masse 95 il correspond une énergie de 67 MeV.

Le rapport $\frac{98}{67} \approx 1,46$ est égal au rapport $\frac{139}{95}$, ce qui signifie qu'il y a conservation des moments.

On constate que la fission de U^{235} par neutron lent n'est pas symétrique dans la plupart des cas. La courbe (II.B.1) montre que la probabilité pour que la fission soit symétrique augmente lorsque l'énergie des neutrons augmente.

Les produits de fission sont généralement instables. Ils tendent à se stabiliser en émettant des rayonnements γ .

On peut distinguer deux types de produits de fission :

Les uns appelés précurseurs de neutrons retardés, les autres appelés poisons.

Nous nous proposons dans le présent paragraphe, de faire l'étude :

II.B.1 Radioactivité des produits de fission

II.B.2 Neutrons retardés

II.B.3 Poisons.

II.B.1 Radioactivité des produits de fission :

Presque tous les fragments de fission sont émetteurs de particules β^- , du fait qu'ils ont un rapport neutrons / protons supérieur à l'intervalle de stabilité. Chaque fragment de fission est suivi de trois désintégrations avant qu'un noyau stable ne se forme. Puisqu'on a plus de quatre vingts fragments radioisotopes et que chaque fragment est le précurseur de deux autres, on a alors environ deux cents produits de fission radioactifs, après un temps très court.

En plus des particules β^- , certains produits de fission émettent des rayons γ appelés rayonnements γ retardés.

L'énergie totale du rayonnement γ retardé s'élève à 7 MeV par fission.

Pour les réacteurs nucléaires, la présence de radioactivité des produits de fission impose de prendre en considération deux problèmes

Le premier est la nécessité d'évacuer l'énergie générée par les particules β^- et les rayonnements γ même si le réacteur est à l'arrêt. Le second a pour objet la manutention du combustible usé après son retrait du réacteur.

En effet lors du déchargement l'activité est si grande qu'elle présente un danger pour le personnel. Le combustible doit être stocké pendant une certaine période dite de refroidissement pour permettre à l'activité des produits de fission de diminuer jusqu'à ce que le traitement soit possible.

Les taux d'émission des particules β^- et des photons sont donnés par les formules empiriques suivantes .

$$\tau_{\beta} \approx 3,8 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ particule/(sec). (fission)} \quad (\text{II.B.1})$$

$$\tau_{\gamma} \approx 1,9 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ photons/sec. fission} \quad (\text{II.B.2})$$

τ_{β} étant le taux d'émission des particules β^-

τ_{γ} le taux d'émission des photons.

t le temps en jours après la fission.

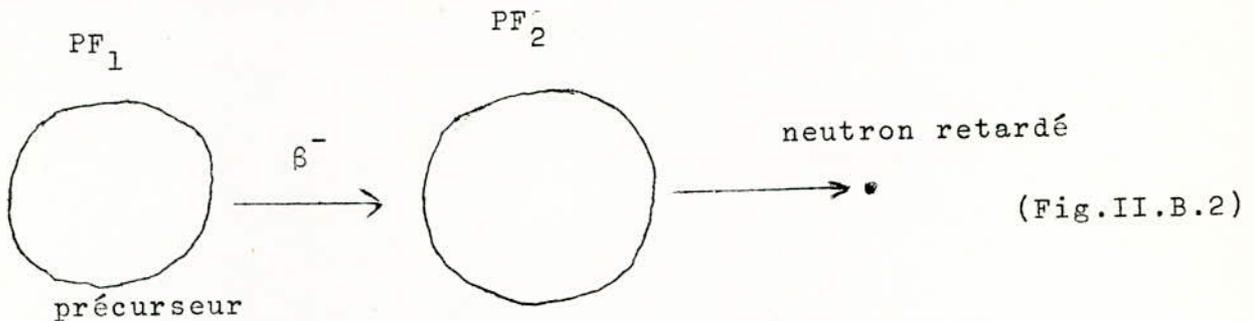
Sachant que les particules β^- ont une énergie de 0,4 MeV et que les photons ont une énergie de 0,7 MeV et compte tenu des relations (II.B.1) et (II.B.2) on montre que le taux d'émission τ_E d'énergie des particules β et γ est donné par la relation.

$$\tau_E \approx 2,8 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ MeV / sec.fission} \quad (\text{II.B.3})$$

II.B.2. Neutrons retardés :

Comme on l'a vu plus haut, la plupart des fragments de fission riches en neutrons sont radioactifs. Ils émettent des particules β^- . Cependant le noyau produit est excité, et dans la mesure où son excès d'énergie est suffisante, il peut émettre un neutron appelé neutron retardé par opposition au neutron prompt émis immédiatement après la fission et dont l'étude est faite au paragraphe II.A.

Chaque neutron retardé provient d'un produit de fission appelé émetteur de neutron, lequel est issu après désintégration β^- d'un autre produit de fission appelé précurseur selon le mécanisme représenté par la figure (II.B.2)



Il est intéressant de noter que le nombre de neutrons dans les noyaux de tels émetteurs est égal à un nombre magique **augmenté** d'une unité. Ceci signifie que le dernier neutron a une basse énergie de liaison, il est alors facilement émis. La période d'un tel neutron est déterminée par celle du précurseur. L'expérience montre qu'il existe six groupes de précurseurs caractérisés chacun par sa constante de désintégration λ_i , et sa concentration C_i .

Il est possible d'associer à chaque groupe une durée de vie t_i . On désigne par β_i la fraction de neutrons retardés du groupe i par rapport à la population de neutrons.

Pour un combustible donné la somme des β_i est égale à la fraction totale de neutrons retardés, on pose :

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i \quad (\text{II.B.4})$$

Le tableau suivant donne les valeurs de β , t_i , λ_i et β_i pour les différents combustibles dans le cas de fissions par des neutrons thermiques.

	Temps de vie (secondes) t_i	Période de décroissance (secondes) $^{-1}$ λ_i	Fraction de neutrons retardés du groupe i par rapport à la popu- lation de neutrons. β_i
U^{235} $\beta = 0,0064$	0,382	3,01	0,00027
	0,880	1,14	0,00074
	3,32	0,301	0,00253
	8,48	0,111	0,00125
	32,80	0,0305	0,00140
	80,40	0,0124	0,00021
P^{239} $\beta = 0,0021$	0,371	2,70	0,000093
	0,892	1,12	0,000179
	3,07	0,326	0,000684
	8,08	0,124	0,000443
	33,20	0,0301	0,000625
	78,30	0,0128	0,000072
U^{233} $\beta = 0,0026$	0,4	2,50	0,000086
	0,887	1,13	0,000133
	3,07	0,326	0,000722
	7,22	0,139	0,000651
	29,70	0,034	0,000773
	79,40	0,0126	0,000224

La figure (II.B.3) donne un exemple d'émission de neutron retardé :

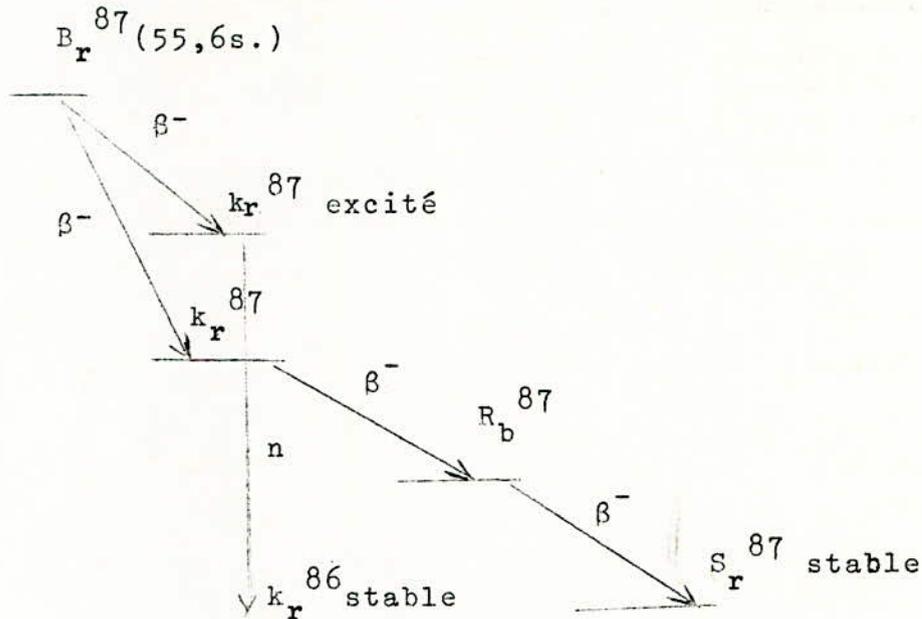


figure (II.B.3). mécanisme d'émission de neutron retardé .

. Effet des neutrons retardés sur la période du réacteur :

On définit un temps retard t_{ri} , correspondant au temps au bout duquel les neutrons du i^{eme} groupe sont émis.

$$t_{ri} = \beta_i t_i \quad (II.B.5)$$

Pour l'ensemble des six groupes, le retard total moyen est égal à =

$$t_r = \sum_{i=1}^6 \beta_i t_i \quad (II.B.6)$$

La durée de vie du neutron compte tenu de la relation (II.B.6) devient :

$$\bar{\theta} = \theta + \sum_{i=1}^6 \beta_i t_i \quad (II.B.7)$$

θ étant la durée de vie des neutrons prompts. Il s'ensuit que la période du réacteur est donnée par :

$$T = \frac{\bar{\theta}}{\delta k} \quad (\text{II.B.8})$$

si $\sum \beta_i t_i \approx 0,1 \text{ s}$, pour les mêmes valeurs de δk et θ prises dans le paragraphe (II.A), on trouve :

$$T = 10 \text{ s.}$$

Ainsi la période est cent fois plus grande que celle calculée dans le paragraphe (II.A). Ceci explique la possibilité du contrôle du réacteur du fait de la présence des neutrons retardés.

II.B.3 Les Poisons :

Parmi les produits de fission, certains présentent une grande section efficace d'absorption aux neutrons thermiques. C'est ainsi le cas du X_e^{135} et du S_m^{149} . Ces noyaux agissent comme des poisons dans le réacteur. Ils diminuent le facteur d'utilisation thermique.

Nous montrerons que la concentration des poisons dans le réacteur est liée au flux de neutrons thermiques. Il s'ensuit qu'une Variation de réactivité entraîne une Variation du flux neutronique qui affecte la concentration en poisons laquelle à son tour influence la réactivité.

La variation de la concentration en poison en fonction du temps est lente comparée à celle de la densité des neutrons. Ainsi les équations régissant ces variations peuvent être traitées séparément. La concentration en poisons dépend des conditions de fonctionnement du réacteur. Il s'ensuit que l'effet d'un poison particulier sur la réactivité dépend aussi bien des conditions de fonctionnement que de la nature du poison.

Parmi les quatre facteurs qui déterminent le facteur de multiplication infini seul le facteur d'utilisation thermique est affecté par la présence des poisons. Il sera donc possible de caractériser l'effet des poisons en étudiant les variations que subit ce facteur.

Pour ce faire appelons f la valeur du facteur d'utilisation thermique dans un réacteur non empoisonné et f' la valeur de ce facteur en présence des poisons.

La relation (II.A.6) nous permet d'écrire :

$$f = \frac{\Sigma_u}{\Sigma_u + \Sigma_m} \quad (\text{II.B.9})$$

$$f' = \frac{\Sigma_u}{\Sigma_u + \Sigma_m + \Sigma_p} \quad (\text{II.B.10})$$

relations dans lesquelles :

Σ_u est la section efficace macroscopique d'absorption du combustible.

Σ_m la section efficace macroscopique d'absorption du modérateur

Σ_p la section efficace macroscopique d'absorption du poison

L'effet des poisons peut être caractérisé par une grandeur ψ appelée l'empoisonnement égal au rapport entre le nombre de neutrons thermiques absorbés par le poison et le nombre de neutrons thermiques absorbés dans le combustible. On pourra donc écrire :

$$\psi = \frac{\Sigma_p}{\Sigma_u} \quad (\text{II.B.II})$$

Ce qui donne compte tenu de la définition du facteur de multiplication effectif.

$$\frac{\Delta f}{f'} = \frac{f' - f}{f'} = \frac{K'_{\text{eff}} - K_{\text{eff}}}{K'_{\text{eff}}} = \frac{-\psi Z}{1+Z} \quad (\text{II.B.I2})$$

avec :

$$Z = \frac{\Sigma_u}{\Sigma_m}$$

K'_{eff} étant le facteur de multiplication effectif en présence de poison.

K_{eff} , le facteur de multiplication effectif en l'absence de poison.

Dans le cas où le réacteur non empoisonné est juste critique : C'est-à-dire dans le cas où k_{eff} est voisin de l'unité (II.B.12) donne :

$$\frac{K'_{\text{eff}} - 1}{K'_{\text{eff}}} = \frac{-\psi Z}{1+Z} \quad (\text{II.B.I3})$$

expression qui a la dimension d'une réactivité.

Dans les réacteurs enrichis on a :

$$\Sigma_u \gg \Sigma_m.$$

de sorte que l'on peut écrire :

$$\rho_p = -\psi \quad (\text{II.B.I4})$$

ψ étant positif, la grandeur ρ_p est négative, on parle alors d'antiréactivité poison.

La grandeur ψ va nous permettre d'étudier l'effet de deux poisons X_e^{135} et S_m^{149} . Cette étude devra tenir compte de l'état de fonctionnement du réacteur :

- fonctionnement normal
- arrêt
- redémarrage

1° Empoisonnement Xénon pendant le fonctionnement du réacteur

Le poison le plus redoutable est le X_e^{135} , car sa section efficace de capture radiative σ_{cx} pour les neutrons est très élevée. Elle est de l'ordre de 3.10^6 barns.

Cet isotope est obtenu soit directement à partir de la fission, avec un rendement de 0,2 %, soit à partir de la désintégration de l'iode avec un rendement de 6,1 %,

La formation du X_e peut être schématisée par la figure (II.B.4)

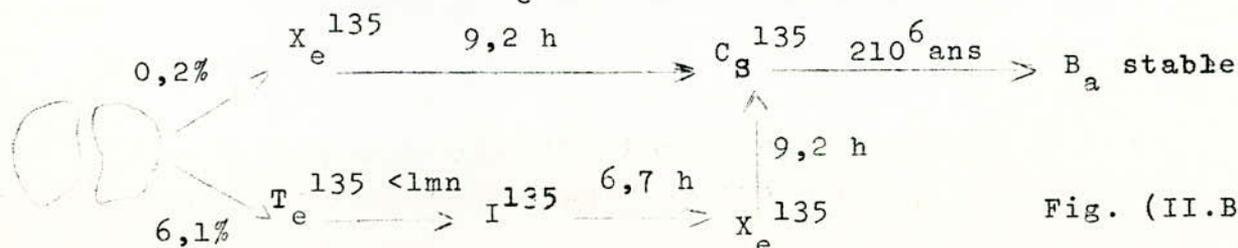


Fig. (II.B.4)

Cette figure montre que la période ou demi-vie du T_e est inférieure à 1 mn. On peut donc supposer que l'iode provient directement de la fission avec un rendement de 6,1 %. L'équation général du bilan des ~~niveaux~~ I est donnée par :

$$\frac{dI}{dt} = - \lambda_I I - \sigma_I \phi \cdot I + \gamma_I \Sigma_f \phi \quad (\text{II.B.I5})$$

$\lambda_I = 2,9 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ constante de désintégration de l'iode

σ_I = section efficace microscopique d'absorption de l'iode

$\gamma_I = 6,1\%$ rendement de fission de l'iode

Σ_f = section efficace macroscopique de fission du combustible.

I = concentration de l'iode

ϕ = flux neutronique

à l'équilibre on a :

$$\frac{dI}{dt} = 0$$

ce qui donne :

$$I_0 = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I + \sigma_I \phi} \quad (\text{II.B.I6})$$

Compte tenu du fait que

$$\lambda_I \gg \sigma_I \phi$$

l'égalité (II.B.16) donne

$$I_0 = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I} \quad (\text{II.B.I7})$$

On obtient de même l'équation d'évolution du X_e^{I35} :

$$\frac{dX}{dt} = - \lambda_X X - \sigma_X \phi X + \gamma_X \Sigma_f \phi + \lambda_I I \quad (\text{II.B.I8})$$

$\sigma_X = 3 \cdot 10^6 \text{ barns} = 3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ section efficace microscopique d'absorption du X_e

X = la concentration en X_e .

- λ_I représente la formation de X_e à partir de l'iode
 - $\gamma_x = 0,2\%$ le rendement de fission du X_e .
 - $\lambda_x = 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ la constante de désintégration radioactive du X_e
- A l'équilibre on a :

$$\frac{dX}{dt} = 0$$

Ce qui donne :

$$X_o = \frac{\Sigma_f \phi (\gamma_x + \gamma_I)}{\lambda_x + \sigma_x \phi} \quad (\text{II.B.19})$$

posons :

$$\lambda_x^* = \lambda_x + \sigma_x \phi \quad (\text{II.B.20})$$

Il vient d'après la relation (II.B.19)

$$X_o = \frac{\Sigma_f \phi (\gamma_x + \gamma_I)}{\lambda_x^*} \quad (\text{II.B.21})$$

A l'équilibre l'empoisonnement ψ_o est égal à :

$$\psi_o = \frac{X_o \sigma_x}{\Sigma_u} \quad (\text{II.B.22})$$

En remplaçant X_o par sa valeur donnée par la relation (II.B.21) on obtient :

$$\psi_o = \frac{\sigma_x \Sigma_f (\gamma_x + \gamma_I)}{\lambda_x^* \Sigma_u} \quad (\text{II.B.23})$$

Comme :

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_u} = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c}$$

et que dans le cas de la fission de U^{235} par des neutrons thermiques on a :

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} = 0,83$$

On pourra donc écrire :

$$\psi_0(\phi) = \frac{a\phi}{1+b\phi} \quad (\text{II.B.24})$$

avec :

$$a = 7,47 \cdot 10^{-15}$$

$$b = 1,43 \cdot 10^{-13}$$

La figure (II.B.5) donne l'empoisonnement X_e à l'équilibre pendant le fonctionnement du réacteur en fonction du flux neutronique. on remarque que :

. Pour $\phi < 10^{-11}$; $\psi_0 \approx a\phi = 7,47 \cdot 10^{-15}\phi$, du fait que l'on néglige $1,43 \cdot 10^{-15}\phi$ devant 1.

. Pour $\phi > 10^{-15}$, $\psi_0 \lim \approx \frac{a\phi}{b\phi} = 0,052$

0,052 est le maximum de l'empoisonnement pendant le fonctionnement du réacteur.

Nous montrerons que le maximum de l'empoisonnement après arrêt du réacteur est beaucoup plus élevé que celui-ci.

2. Empoisonnement Xe après arrêt du réacteur

Du fait que λ_I est supérieur à λ_X , les conditions sont favorables pour l'accroissement de la concentration du Xe.

Considérons un réacteur ayant atteint un équilibre. Supposons à l'instant $t=0$ pris comme référence, on arrête le réacteur.

Dans ce cas la concentration en iode est égale à :

$$I = I_0 e^{-\lambda_I t} \quad (\text{II.B.25})$$

t étant le temps après l'arrêt .

Ce qui donne compte tenu de la relation (II.B.25) et du fait que $\phi=0$.

$$\frac{dX}{dt} = -\lambda_x X + \lambda_I I_0 e^{-\lambda_I t_s} \quad (\text{II.B.26})$$

la résolution de cette équation donne :

$$X(t_s) = -\frac{\lambda_I I_0}{\lambda_I - \lambda_x} \left[e^{-\lambda_I t_s} - e^{-\lambda_x t_s} \right] + X_0 e^{-\lambda_x t_s} \quad (\text{II.B.27})$$

Une telle concentration atteint sa valeur maximale en un temps t_{\max} défini par :

$$\left(\frac{dX}{dt}(t_s) \right)_{t_{\max}} = 0$$

en encore :

$$t_{\max} = \frac{1}{\lambda_x - \lambda_I} L_n \frac{\lambda_x}{\lambda_I} \left(1 - \frac{\lambda_x - \lambda_I}{\lambda_I} \frac{X_0}{I_0} \right) \quad (\text{II.B.28})$$

Cette relation nous permet par exemple de calculer le temps au bout duquel le pic X_e est atteint dans un réacteur PWR. 900 pour lequel $\phi \approx 10^{13}$ neutrons/cm². sec

Les relations (II.B.16) et II.B.21) nous permettent d'écrire le rapport.

$$\frac{X_0}{I_0} = \frac{\lambda_I (\gamma_I + \gamma_x)}{(\lambda_x + \sigma_x \phi) \gamma_I} \quad (\text{II.B.29})$$

Les valeurs numériques montrent que ce rapport est négligeable.

La relation (II.B.28) donne alors :

$$t_{\max} = \frac{1}{\lambda_x - \lambda_I} L_n \frac{\lambda_x}{\lambda_I} \quad (\text{II.B.30})$$

en remplaçant λ_x et λ_I par leurs valeurs en trouve .

$$t_{\max} \approx 11 \text{ heures.}$$

$\psi(t_{\max})$ étant égal à $\frac{X(t_{\max}) \sigma_x}{\Sigma_u}$ et compte tenu des relations (II.B.17) et (II.B.27) dans laquelle on néglige $X_0 e^{-\lambda_x t}$ on trouve

$$\psi = 0,02 \quad (\text{II.B.3I})$$

La figure (II.B.6) donne les valeurs de ψ pour différentes valeurs de flux $\psi(t)$, on y remarque que pour des valeurs de flux inférieures ou égales à 10^{13} s^{-1} l'augmentation de l'empoisonnement après arrêt est négligeable. Pour des valeurs de flux plus élevées, l'empoisonnement augmente considérablement et le maximum d'empoisonnement devient proportionnel au flux.

3. Empoisonnement Xe au redémarrage .

Considérons le cas où l'antiréactivité est égale à l'empoisonnement. Dans le cas pour qu'un réacteur à flux élevé puisse redémarrer à n'importe quel moment après l'arrêt, celui-ci doit avoir un excès de réactivité au moins égal à l'empoisonnement maximum. Généralement un réacteur est conçu de manière à pouvoir redémarrer en temps limité après l'arrêt, une heure par exemple.

Pour des flux supérieurs à $2 \cdot 10^{14}$ neutrons/cm².s le problème du redémarrage après arrêt devient de plus en plus difficile à cause de l'augmentation rapide de l'empoisonnement et de la valeur élevée du pic Xénon. Pour cette raison une valeur de flux de neutrons thermiques d'environ $2 \cdot 10^{14}$ neutrons/cm².s est considéré comme un maximum pratique pour un réacteur de puissance.

Les concentrations en Xenon et Iode dans le réacteur après redémarrage sont régies par les équations (II.B.15) et (II.B.18) dans lesquelles on devra tenir compte des conditions initiales.

Nous avons vu qu'à l'arrêt, la concentration Xe augmente rapidement pendant que l'iode disparaît. Lorsque nous redémarrons la concentration en Iode augmente avec le flux neutronique tandis que la concentration Xe diminue rapidement. Dès que la concentration en iode atteint l'équilibre I_0 la concentration en Xe augmente et va tendre vers l'équilibre X_0 du réacteur en fonctionnement normal. La figure (II.B.7) illustre l'évolution de l'empoisonnement pour les trois types de fonctionnement du réacteur.

4. Instabilité du Xe

Dans un réacteur travaillant à flux de neutrons élevé et à une puissance constante, il peut se produire un phénomène d'instabilités dû au Xe qui apparaissent sous forme d'oscillations lentes dans la distribution spatiale du flux ou puissance du réacteur. Cet effet est généralement important dans les réacteurs de grande dimension. Dans ce cas précis, il est possible de distinguer deux régions I et II fonctionnant indépendamment l'une de l'autre, c'est-à-dire que les neutrons produits par fission dans une région ne peuvent provoquer aucune fission dans l'autre région à cause de la distance qui les sépare. Si l'on considère un tel réacteur dans lequel s'est établi un équilibre de la concentration du Xe, nous pouvons étudier l'effet d'une augmentation du flux dans la région I. Dans ce cas l'accroissement du flux entraîne une augmentation de la disparition du Xe par capture neutronique. Le taux de formation de l'iode générateur de Xe augmente en même temps, que le flux mais du fait que son temps de demi-vie est si grand (6,7h) il existe un retard considérable entre l'accroissement de formation du Xe et celle des neutrons. Il s'ensuit que la concentration en Xe diminue entraînant une diminution de la capture neutronique de sorte que le flux augmente davantage. Ce phénomène se produit jusqu'à l'augmentation du Xenon par désintégration de l'iode. C'est alors que le flux neutronique commence à diminuer dans la région I et que le phénomène inverse se produit. La puissance étant maintenue constante, une augmentation de flux dans la région I entraîne une décroissance dans la région II. Cette diminution continue jusqu'à l'instant de réversibilité.

Le flux de neutrons va alors commencer à augmenter dans la région II et passera par les mêmes phases que dans la région I.

On aura une série continue d'oscillations ayant une période d'environ 1 jour.

Les oscillations Xe ne présentent pas de danger du fait qu'elles ne peuvent pas entraîner la surcriticalité du réacteur. Le problème principal posé par ces oscillations est dû au fait que l'accroissement local de flux neutronique entraîne une génération de puissance élevée qui peut aller jusqu'à endommager certains éléments combustibles. Ces oscillations se produisent généralement dans un réacteur de grande dimension fonctionnant à très haut flux. Dans ce cas on aura un taux de consommation du Xe par capture neutronique grand devant son taux de désintégration. Cependant il se produit un phénomène d'auto-régulation du fait qu'une réactivité due à la variation de température s'oppose à la variation du flux provoqué par le Xe. Mise à part la possibilité d'auto-régulation, on peut compenser ces oscillations en agissant sur un système de contrôle.

5. Empoisonnement Samarium pendant le fonctionnement :

Le Sm^{149} est un isotope stable ayant une section efficace de capture de $5-10^4$ barns. Cet isotope est obtenu à partir de la désintégration du Prométhium avec un rendement de 1,1 %. Sa formation peut être schématisée par la figure (II.B.8).

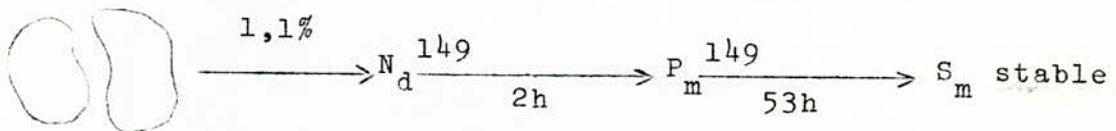


Fig.(II.B.8)

Cette figure montre que la période ou demi-vie du N_d^{149} est négligeable devant celle du P_m^{149} . On peut donc supposer que P_m^{149} provient directement de la fission avec un rendement de 1,1% .

Par analogie à la formation du X_e à partir de l'iode, on peut déterminer la concentration à l'équilibre S_{mo} et P_{mo} du Samarium et du Prométhium respectivement :

$$P_{mo} = \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f \phi}{\lambda_{pm} + \sigma_{pm} \phi} \approx \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f \phi}{\lambda_{pm}} \quad (\text{II.B.32})$$

expression dans laquelle :

$\gamma_{pm} = 0,01$ est rendement de fission de P_m^{149}

$\lambda_{pm} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ la constante de désintégration de P_m .

Le samarium étant stable on a $\lambda_s = 0$, Ce qui donne :

$$\frac{dS_m}{dt} = -\sigma_{sm} \phi S_m + \lambda_{pm} P_m \quad (\text{II.B.33})$$

A l'équilibre, la concentration en S_m compte tenu de la relation (II.B.32) est égale à :

$$S_{mo} \approx \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f}{\sigma_{sm}} \quad (\text{II.B.34})$$

avec :

$\sigma_{Sm} = 5 \cdot 10^4$ barns la section de capture de S_m .

S_{mo} est indépendant du flux, il en est de même pour ψ_0

$$\psi_0 = \frac{S_{mo} \sigma_{sm}}{\Sigma_u} \quad (\text{II.B.35})$$

Compte tenu de la relation (II.B.34).

$$\psi_0 = \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f}{\Sigma_u} \quad (\text{II.B.36})$$

$$\gamma_{pm} = 0,01$$

$$\lambda_{pm} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_u} = 0,83 \text{ dans le cas de } U^{235}$$

Ce qui donne $\psi_0 = 0,01$.

donc la variation maximale de la réactivité due au S_m est égale à $-0,01$.

6. Empoisonnement S_m à l'arrêt du réacteur :

On suppose $\phi = 0$, ce qui donne

$$dS_m = \lambda_{pm} P_{mo} e^{-\lambda_{pm} t} - \lambda_{pm} S_m dt \quad (\text{II.B.37})$$

La résolution de cette équation donne :

$$S_m(t) = -P_{mo} e^{-\lambda_{pm} t} + P_{mo} + S_{mo} \quad (\text{II.B.38})$$

A un instant infini après l'arrêt du réacteur, la concentration en S_m et l'empoisonnement en S_m deviennent :

$$S_m(\infty) = P_{mo} + S_{mo} = \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f \phi}{\lambda_{pm}} + \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f}{\sigma_{sm}} \quad (\text{II.B.39})$$

$$\psi(\infty) = \frac{S_m(\infty) \sigma_{sm}}{\Sigma_u} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_u} \left[\frac{\gamma_{pm} \phi \sigma_{sm}}{\lambda_{pm}} + \gamma_{pm} \right] \quad (\text{II.B.40})$$

Après l'arrêt du réacteur l'empoisonnement varie exponentiellement avec le temps et tend asymptotiquement vers une valeur $\psi(\infty)$ dépendant du flux.

$$\psi(\infty) = 1,3 \cdot 10^{-16} \phi + 0,01 \quad (11.B.41)$$

Dans le cas d'un PWR où le flux $\phi \approx 10^{13}$ neutrons/cm².s.

$$\psi(\infty) = 0,0113 \quad (11.B.42)$$

7. Empoisonnement Samarium après redémarrage du réacteur.

L'évolution de la concentration en S_m et de l'empoisonnement S_m après redémarrage est la même qu'en fonctionnement normal. Les concentrations en S_m , S'_{mo} et l'empoisonnement S_m , ψ'_o à l'équilibre après redémarrage sont :

$$S'_{mo} = S_{mo} + S_m(T) \quad (11.B.43)$$

S_{mo} : Valeur de la concentration d'équilibre en fonctionnement normal est donnée par la relation (II.B.34).

$S_m(T)$ la concentration au redémarrage est donnée par la relation (II.B.38) pour $t_s = T$.

Compte tenu des relations (II.B.34), (II.B.36) et (II.B.38) on écrit :

$$S'_{mo} = \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f \phi}{\lambda_{pm}} (1 - e^{-\lambda_{pm} T}) + 2 \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f}{\sigma_{Sm}} \quad (11.B.44)$$

où

expression dans laquelle ϕ est le flux en fonctionnement avant l'arrêt .

$$\psi'_o = \frac{S'_{mo} \sigma_{sm}}{\Sigma_{\bar{u}}} \quad (11.B.45)$$

Si $T = \infty$, c'est-à-dire qu'on redémarre une fois que le régime permanent est atteint, compte tenu des relations (II.B.39) et (II.B.40) on a :

$$S'_{mo} = \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f \phi}{\lambda_{pm}} + 2 \frac{\gamma_{pm} \Sigma_f}{\sigma_{sm}} \quad (\text{II.B.46})$$

$$\psi'_o = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_u} \left(\frac{\gamma_{pm} \phi \sigma_{sm}}{\lambda_{pm}} + 2 \gamma_{pm} \right) \quad (\text{II.B.47})$$

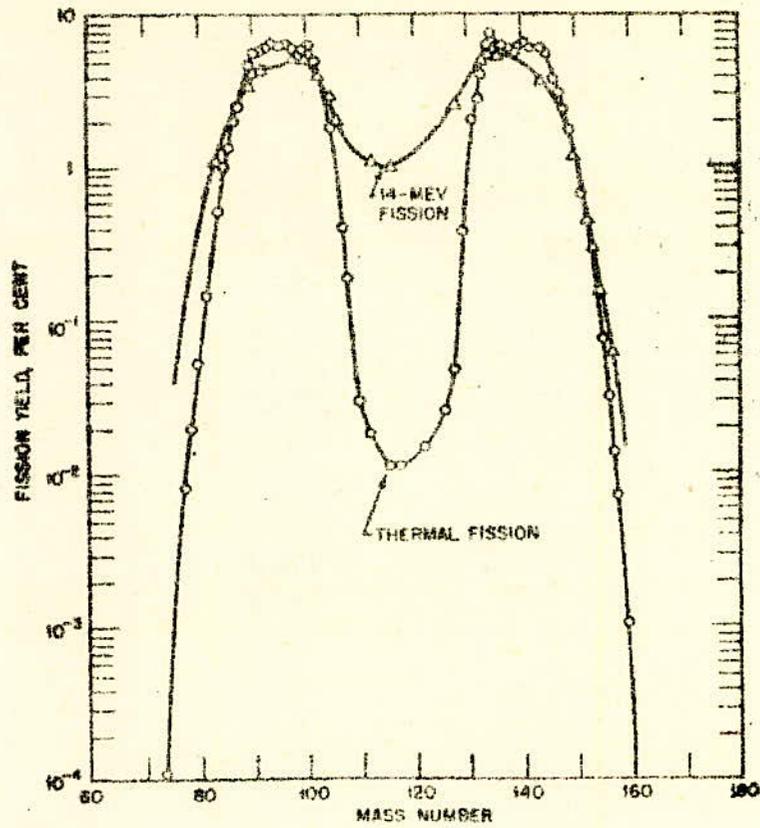


FIG. II.B.1

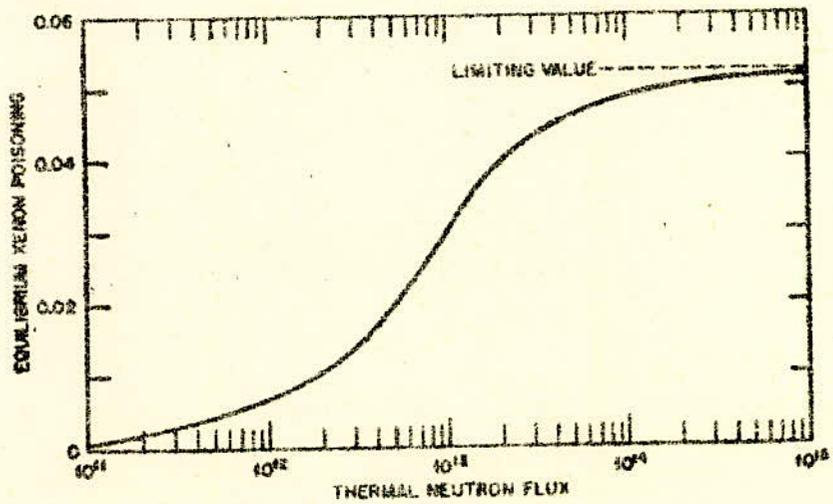


FIG. II.B.5

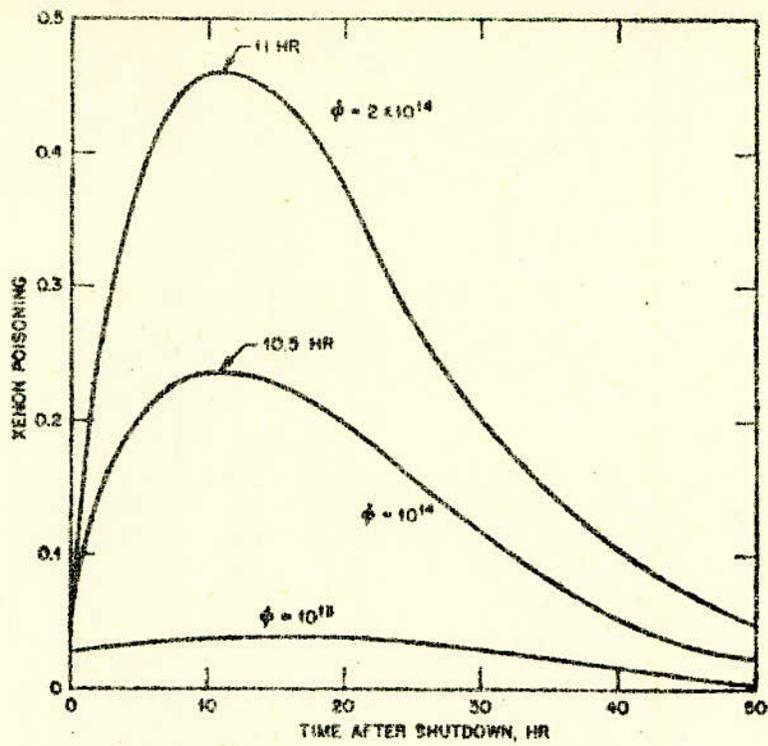


FIG. 11B.6

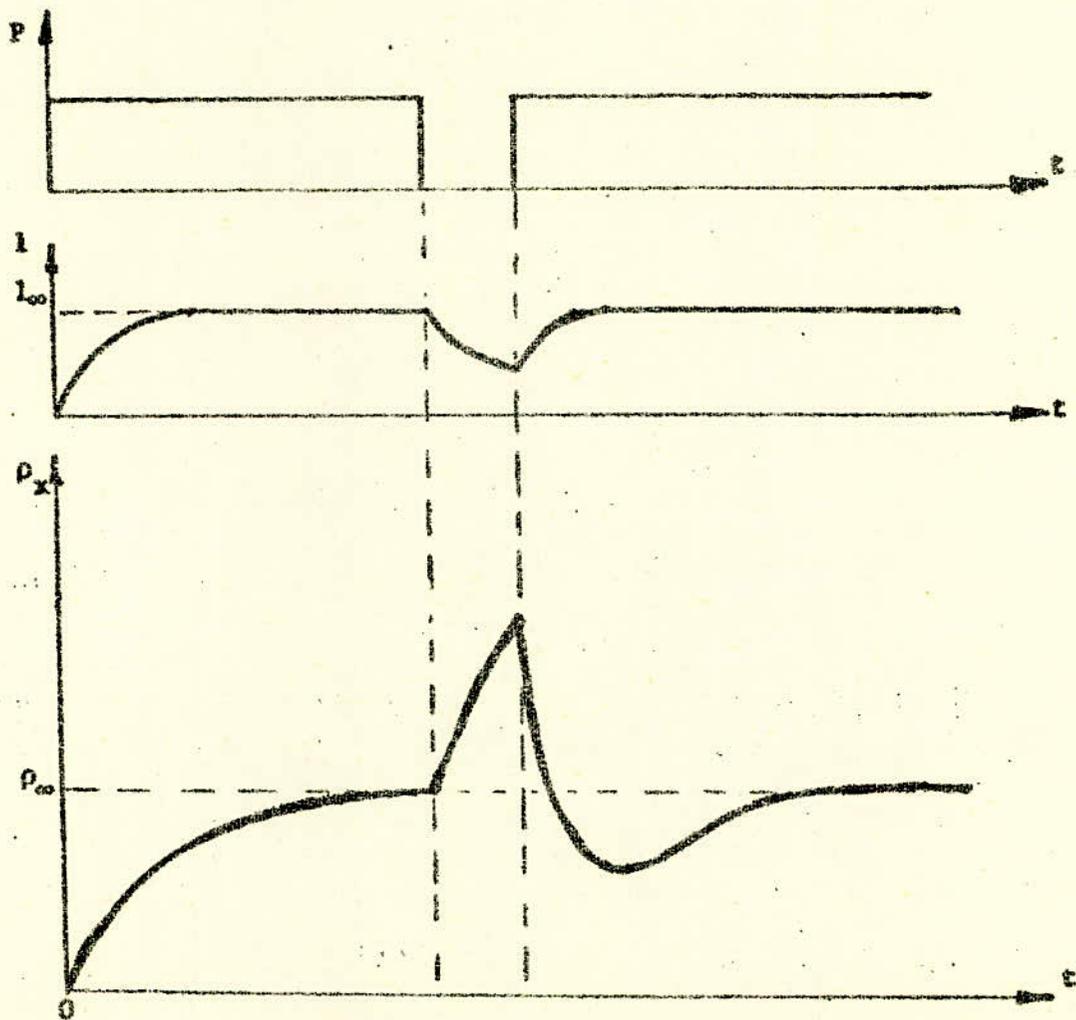


FIG. 11B.7

II.C. ENERGIEINTRODUCTION :

Nous avons vu dans les paragraphes précédent que le coeur du réacteur est le siège de réactions de fission exothermiques. Théoriquement la valeur de cette énergie dégagée n'a pas de limite supérieure, mais en pratique, le niveau maximum de production d'énergie dans un réacteur est fréquemment déterminé par la possibilité avec laquelle l'énergie peut être évacuée. On évacue cette énergie pour satisfaire deux impératifs.

- . refroidissement du combustible pour des raisons de sécurité.
- . production de vapeur, but d'une centrale.

Les taux de chaleur générée et de chaleur évacuée doivent absolument s'équilibrer. Pour un projet de réacteur donné, la puissance maximale est limitée par les températures admissibles au sein des différents composants qui le constituent. La température maximale permise doit être établie définitivement afin de s'assurer que le système réfrigérant est adéquat pour tout fonctionnement du réacteur. Nous nous proposons de faire l'étude de l'énergie dans une centrale. Cette étude se fera en deux parties :

II.c.1. Dans un premier stade nous nous attachons à l'étude de la génération de puissance.

II.c.2. Dans une deuxième phase, nous nous intéresserons aux différents modes d'évacuation de cette puissance.

II.c.1. Génération de puissance :

La détermination de la distribution des sources de chaleur dans le coeur du réacteur et les structures est compliquée du fait que la chaleur est générée de différentes manières.

L'énergie dégagée lors d'une fission apparait sous forme:

1. d'énergie cinétique des fragments de fission qui se transforme immédiatement en chaleur. Elle représente la proportion la plus importante, elle est de l'ordre de 80% de la chaleur totale.

2. d'énergie cinétique des neutrons de fission. C'est une proportion faible de l'ordre de 3% de la chaleur totale.

3. des rayonnements γ instantanés provenant des fragments de fission excités.

4. d'énergie dégagée progressivement par désintégration des produits de fission qui émettent des particules β^- et des rayonnements γ . Cette énergie apparaît sous forme de chaleur lorsque ces radiations interagissent avec les structures.

5. d'une énergie de 10 MeV provenant des neutrinos accompagnant les particules β^- . Cette énergie n'est pas disponible sous forme de chaleur du fait que l'interaction neutrinos-neutrinos et neutrinos-matière est trop faible.

Le tableau (II.c.1) donne une composition approximative de l'énergie dégagée lors d'une fission.

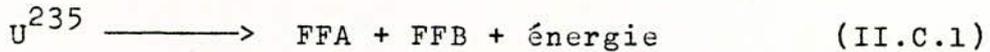
Composition approximative de l'énergie de fission	MeV
énergie cinétique des fragments	165
énergie des rayonnements γ instantannés	7
énergie cinétique des neutrons de fission	5
énergie des particules β^-	7
rayonnements γ retardés	6
neutrinos	10
	<hr/>
	~ 200

Tableau II.c.1.

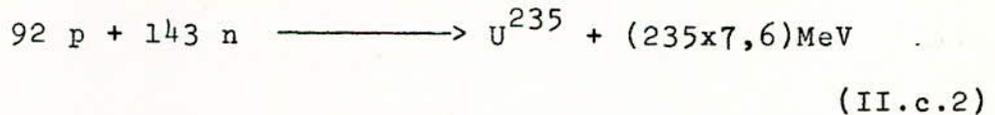
On remarque ainsi que la partie la plus importante de l'énergie de fission provient de l'énergie cinétique des fragments de fission.

La quantité d'énergie dégagée par fission d'un noyau, peut être déterminée par une méthode simple basée sur la détermination du défaut de masse à partir des isotopes connus, et le concept d'équivalence masse-énergie d'Einstein. Elle consiste à négliger les neutrons émis du fait que leur effet est négligeable dans les calculs.

La fission de U^{235} peut être représentée approximativement par :



Dans U^{235} l'énergie de liaison par nucléon $\frac{E_l}{A}$ est de l'ordre de 7,6 MeV, on en déduit que :



Les nombres de masse de fragments de fission se situent dans l'intervalle compris entre 95 et 140 où l'énergie de liaison par nucléon est peu différente de 8,5 MeV. Dans le cas du T_{in}^{120} , $\frac{E_l}{A} = 8,5$ MeV/nucléon.

donc :



En faisant la différence des deux énergies de liaison on obtient :



Ces relations nous permettent de calculer la puissance P d'un réacteur de volume $V \text{cm}^3$. Ce calcul peut être fait en introduisant un taux de fission τ_f donné par l'expression suivante :

$$\tau_f = \Sigma_f \phi \text{ fissions/cm}^3 \cdot \text{sec.} \quad (\text{II.c.5})$$

Σ_f étant la section efficace macroscopique de fission
 ϕ le flux neutronique.

Dans le réacteur de volume $V \text{ cm}^3$, on a :

$$\tau_f = V \Sigma_f \phi \quad \text{fissions/sec.} \quad (\text{II.c.6})$$

Sachant que :

$$200 \text{ MeV} = 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ joule.}$$

Il s'ensuit que la puissance P est donnée par :

$$P = 3,2 \cdot 10^{-11} V \Sigma_f \phi \quad \text{watts} \quad (\text{II.C.7})$$

Compte tenu de la relation (II.c.3), la relation (II.c.7) devient :

$$P = 3,2 \cdot 10^{-11} V N \sigma_f \phi \quad \text{watts} \quad (\text{II.c.8})$$

σ_f étant la section efficace microscopique de fission
 N le nombre de noyaux fissiles.

Il s'ensuit que si N reste constant, la puissance du réacteur aura même distribution spatiale que celle du flux neutronique.

Dans ce qui précède nous avons supposé que toute l'énergie dégagée est localisée dans le combustible. En réalité on peut considérer que seuls 90% de l'énergie totale sont dégagés dans le combustible. Environ la moitié des 10% restants est libérée dans le modérateur. Cette énergie provient du ralentissement des neutrons de fissions, de l'arrêt des particules β^- et de l'absorption des rayonnements γ . Pour un réacteur thermique cette énergie suit une loi proportionnelle au flux neutronique thermique.

Les 5% d'énergie qui restent sont dégagés dans la gaine et le réflecteur. Ils proviennent de l'absorption des neutrons et des rayonnements γ échappés du coeur du réacteur. La distribution de cette énergie est complexe, mais peut se mettre sous la forme simple dans le cas d'une gaine de faible épaisseur.

$$Q = Q_0 e^{-\mu x} \quad (\text{II.c.9})$$

μ étant le coefficient d'atténuation, x l'abscisse de la gaine comptée à partir de l'interface combustible-gaine.

Dans ce qui précède nous n'avons tenu compte que de la distribution spatiale de la puissance.

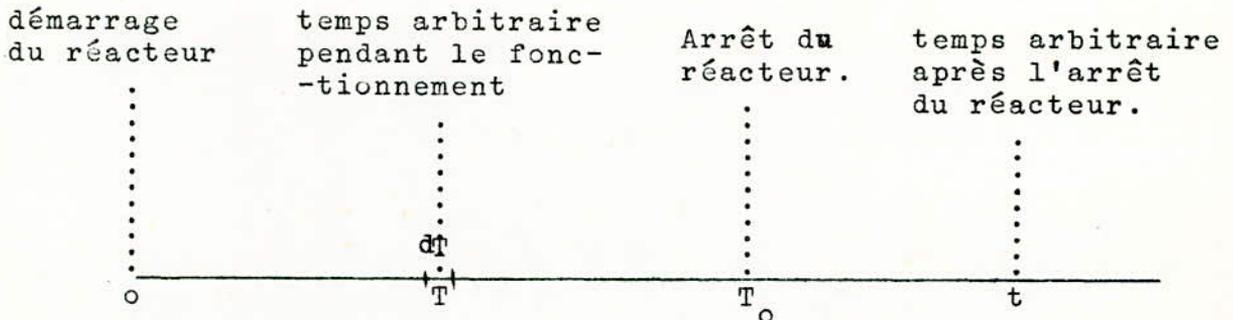
Dans la pratique, on montre qu'en plus de la distribution spatiale de la puissance du réacteur, le temps doit être aussi considéré.

Après redémarrage, l'équilibre du réacteur est pratiquement très vite atteint et les fluctuations peuvent être négligeables.

La chaleur à évacuer pendant le fonctionnement du réacteur est donc la chaleur nominale.

Après l'arrêt du réacteur, de l'énergie continue à être libérée par désintégration des produits de fission.

Nous nous proposons de déterminer l'évolution de cette énergie au cours du temps. Pour ce faire supposons que le réacteur ait fonctionné à une puissance constante p_0 watt pendant une période de T_0 jours.



Le taux d'énergie à un temps t , dû aux fissions produites durant l'intervalle dT est donnée par la formule empirique suivante :

$$d\tau_E = 2,8 \cdot 10^{-6} (t - T)^{-1,2} \text{ MeV/sec.fission} \quad (\text{II.c.10})$$

Comme une fission s'accompagne d'une énergie de 200MeV, soit $3,2 \cdot 10^{-11}$ joule, il s'ensuit que le nombre de fissions produites durant l'intervalle dT jours dans le réacteur fonctionnant à une puissance p_0 watt est :

$$n_f = \frac{3600 \times 24}{3,2 \cdot 10^{-11}} p_0 \cdot dT = 2,68 \cdot 10^{15} p_0 dT \quad (\text{II.c.11})$$

Compte tenu de cette relation l'expression $d\tau_E$ devient :

$$d\tau_E = 7,5 \cdot 10^9 p_0 (t - T)^{-1,2} dT \text{ MeV/sec.} \quad (\text{II.c.12})$$

Le taux d'énergie τ_E dû à toutes les fissions produits jusqu'à l'instant T_0 où a lieu l'arrêt du réacteur est obtenu en intégrant l'expression précédente. On obtient alors :

$$\tau_E = 3,8 \cdot 10^{10} p_0 \left[(t - T_0)^{-0,2} - t^{-0,2} \right] \text{ MeV/sec.} \quad (\text{II.c.13})$$

soit encore :

$$\tau_E = 6,1 \cdot 10^{-3} p_0 \left[(t - T_0)^{-0,2} - t^{-0,2} \right] \text{ watt} \quad (\text{II.c.14})$$

expression dans laquelle $t - T_0$ est appelé temps de refroidissement du réacteur.

Ainsi à l'arrêt du réacteur des mesures doivent être prises pour évacuer cette énergie.

II.c.2. Les modes de transfert de chaleur

La thermique des réacteurs traite les problèmes d'échanges thermiques et de transmission de puissance en tenant compte des conditions de sécurité.

On distingue trois modes de transfert de chaleur :

1. Conduction : On entend par conduction tout processus dû à l'agitation d'atomes dans un corps.
2. Convection : On entend par convection tout processus dû à un déplacement macroscopique de fluide avec échange de molécules.

3. Radiation : tout processus dû à l'absorption ou à l'émission de radiations.

La figure (II.c.1) précise les différents modes de transfert de chaleur dans un crayon combustible.

On notera que le flux de chaleur est évacué par :

1. conduction à travers le combustible.
2. conduction à travers la gaine
3. convection par le caloporteur.

En régime permanent :

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_3$$

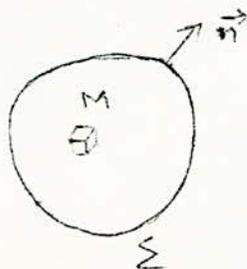
en régime transitoire :

$$\phi_1 \neq \phi_2 \neq \phi_3$$

II.c.2.1. Conduction :

La transmission de chaleur du combustible au caloporteur est déterminée en établissant le champ de température dans le coeur du réacteur et la variation de ce champ en fonction du temps.

Nous allons établir l'équation régissant la transmission de chaleur au sein d'un milieu matériel donné. Considérons pour ce faire un volume V de matériau de conductivité λ , de masse spécifique ρ , de chaleur massique C délimité par une surface Σ au sein duquel il existe une génération de puissance que l'on supposera uniforme ce qui revient à admettre que tout point $M(\vec{r})$ de ce volume est le siège d'une même génération de puissance $w(\vec{r}, t)$.



Nous nous proposons d'écrire, le bilan d'énergie. Pour ce faire nous devons calculer :

- 1 - la quantité de chaleur Q_1 produite dans le volume V
- 2 - la quantité de chaleur Q_2 évacuée par la surface Σ
- 3 - la variation d'énergie Q_3 au sein du volume V .

Le principe de conservation de l'énergie nous permettra d'écrire :

$$Q_3 = Q_1 - Q_2 \quad (\text{II.c.15})$$

La quantité de chaleur produite au sein du combustible pendant le temps dt est :

$$Q_1 = dt \iiint_V w(\vec{M}, t) dv \quad (\text{II.c.16})$$

La quantité de chaleur évacuée au niveau de la surface Σ pendant le temps dt est :

$$Q_2 = - \iint_{\Sigma} \lambda(t) \cdot \overrightarrow{\text{grad}T} \cdot \vec{d\sigma} \quad (\text{II.c.17})$$

La variation de température du combustible de volume V pendant le temps dt est :

$$dT = \frac{\partial T}{\partial t} dt \quad (\text{II.c.18})$$

On en déduit que la variation d'énergie dans le volume V pendant le temps dt est donnée par :

$$Q_3 = dt \iiint_V \rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} dv \quad (\text{II.c.19})$$

La relation (II.c.15) nous permet d'écrire :

$$dt \iiint_V \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} dv = dt \iiint_V w(\vec{r}, t) dv + dt \iint_{\Sigma} \lambda(T) \overrightarrow{\text{grad}T} \cdot \vec{d\sigma} \quad (\text{II.c.20})$$

L'intégrale de surface pourra être transformée en utilisant la formule d'Ostrogradski qui nous permet d'écrire :

$$\iint_{\Sigma} \lambda(T) \overrightarrow{\text{grad}T} \overrightarrow{d\sigma} = \iiint_V \text{div} \left[\lambda(T) \overrightarrow{\text{grad}T} \right] dv \quad (\text{II.c.21})$$

La relation (II.c.20) devient alors :

$$\iiint_V \rho C \frac{\partial T}{\partial t} dv = \iiint_V w(\vec{r}, t) dv + \iiint_V \text{div} \left[\lambda(T) \overrightarrow{\text{grad}T} \right] dv \quad (\text{II.c.22})$$

Comme le volume V est quelconque on pourra donc écrire :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = w(\vec{r}, t) + \text{div} \left[\lambda(T) \overrightarrow{\text{grad}T} \right] \quad (\text{II.c.23})$$

La relation (II.c.23) pourra se simplifier dans certains cas très fréquents où la conductivité λ est indépendante de la température.

Dans ce cas on a :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = w(\vec{r}, t) + \lambda \nabla^2 T \quad (\text{II.c.24})$$

valable en régime transitoire

$$\text{ou} \quad w(\vec{r}, t) + \lambda \nabla^2 T = 0 \quad (\text{II.c.25})$$

valable en régime permanent .

Ces relations nous permettent de calculer le champ des températures dans un milieu donné connaissant la puissance générée par unité de volume et la conductivité.

II.c.2.2. La thermohydraulique :

La convection est le mode de transfert d'énergie calorifique par un fluide en mouvement s'échauffant le long d'une paroi chauffante.

Elle peut revêtir deux aspects :

- . convection naturelle : fluide en mouvement naturel chauffé non uniformément.
- . convection forcée : le fluide est mis sous certaines conditions de pression, de température...

La convection forcée est la plus employée car elle est plus efficace.

Le transfert d'énergie par convection est fonction essentiellement du profil d'écoulement du fluide.

On distingue deux types d'écoulement :

- . écoulement laminaire dans lequel la convection est quasiment nulle
- . écoulement turbulent dans lequel la convection est excellente.

Les paramètres définissant le régime d'écoulement sont fonction des propriétés du fluide c'est-à-dire de :

1. la vitesse d'écoulement u .
2. la masse spécifique ρ
3. la viscosité dynamique μ .
4. le diamètre hydraulique D_H
5. la température.

Reynolds a montré qu'un régime d'écoulement est parfaitement déterminé par la valeur d'un nombre sans dimension Re appelé nombre de Reynolds défini par la relation :

$$Re = \frac{\rho_u D_H}{\mu} \quad (\text{II.c.26})$$

Reynolds montre expérimentalement que si :

$Re < 2000$ on a un régime laminaire

$Re > 4000$ on a un régime turbulent.

Ce nombre exprime donc le degré de turbulence du fluide c'est-à-dire la qualité de la convection du fluide.

On voit que pour un type de caloporteur donné (ρ, μ, D_H données). le paramètre variable est la vitesse d'écoulement u . Or on montre que le profil de vitesse au voisinage de la gaine est donnée par la figure (II.c.2).

A l'interface paroi-fluide la vitesse u étant faible le Reynolds sera faible. On a donc à ce niveau une couche laminaire dans laquelle ne se produit aucune turbulence et qui par conséquent possède une résistance thermique importante au transfert de chaleur de la paroi au fluide.

Cette résistance thermique de contact est donnée par la formule empirique de Colburn sous forme de coefficient d'échange

$$H_{GM} = 0,023 \frac{\lambda_c}{D_H} \cdot Re^{0,8} \cdot p^{0,4} \quad (\text{II.c.27})$$

expression dans laquelle λ_c est la conductivité du caloporteur, D_H le diamètre hydraulique d'un canal élémentaire, p le nombre de Prandtl défini par :

$$p = \frac{\mu \cdot C}{\lambda_c} \quad (\text{II.c.28})$$

Dans cette expression μ est la viscosité du caloporteur
 C la chaleur massique du caloporteur.

Compte tenu du coefficient H_{GM} le profil de température au voisinage de la paroi est donnée par la fig. (II.c.3)

On voit que la chute de température a lieu dans la couche laminaire dont l'épaisseur est très faible (quelques μ).

La transmission de chaleur au niveau du contact paroi-fluide a lieu donc avec une chute de température donnée par la relation de Colburn.

$$T_p - \bar{T}_e = \frac{\phi}{H_{GM}} \quad (\text{II.c.29})$$

II.c.2.3. Transfert de chaleur par radiation

Nous venons d'étudier les modes de transfert par conduction et par convection; il existe cependant un mode de transfert par radiation thermique qui se superpose aux deux modes précédents puisque nous avons vu qu'une partie de l'énergie produite lors d'une fission provient de l'énergie des rayonnements γ et des particules β . Ce mode de transfert est défini par la relation de Stefan Boltzmann.

$$Q_r = \sigma \cdot A \cdot \epsilon_{12} (T_1^4 - T_2^4) \quad (\text{II.c.30})$$

expression dans laquelle

σ est une constante égale à $1,38 \cdot 10^{-12} \text{ cal/sec.cm}^2 \cdot \text{°K}^4$

ϵ_{12} le taux d'émission d'absorption des surfaces (1) et (2).

ϵ_{12} est inférieur ou égal à 1.

A la section des surfaces (1) et (2)

T_1 la température de la surface (1)

T_2 la température de la surface (2)

Par analogie aux modes de transfert de chaleur par conduction et convection, dans lesquels la chaleur transmise d'une surface de température T_1 à une autre surface de température T_2 est donnée par :

$$Q = S.H (T_1 - T_2) \quad (\text{II.c.31})$$

expression dans laquelle :

Q est la chaleur transmise

S est la section des deux surfaces.

H est le coefficient d'échange thermique.

On définit un coefficient de transfert de chaleur radiative H_R par l'expression :

$$Q_r = H_R \cdot A \cdot (T_1 - T_2) \quad (\text{II.c.32})$$

Compte tenu de la relation (II.c.30) il s'ensuit que l'expression H_R peut se mettre sous la forme :

$$H_R = \frac{\epsilon_{12} \sigma}{T_1 - T_2} (T_1^4 - T_2^4) \quad (\text{II.c.33})$$

Ainsi de l'énergie est transmise par radiation thermique du combustible à la gaine et de la gaine au fluide réfrigérant en plus de l'énergie transmise par conduction et convection.

Si on suppose que les températures au sein du crayon combustible, de la gaine et du fluide sont uniformément réparties et qu'elles sont égales aux valeurs moyennes respectivement \bar{T}_u , \bar{T}_G et \bar{T}_M l'expression (II.c.33) s'écrit :

. A l'interface crayon-gaine :

$$H_{RCG} = \frac{\epsilon_{cG} \sigma}{\bar{T}_u - \bar{T}_G} (\bar{T}_u^4 - \bar{T}_G^4) \quad (\text{II.c.34})$$

. A l'interface gaine-modérateur

$$H_{RGM} = \frac{\epsilon_{GM} \sigma}{\bar{T}_G - \bar{T}_M} (\bar{T}_G^4 - \bar{T}_M^4) \quad (\text{II.c.35})$$

II.c.2.4. Bilan d'énergie dans un réacteur

Dans un réacteur on doit caractériser les échanges calorifiques entre le combustible et la gaine d'une part et entre la gaine et le caloporteur d'autre part.

Le principe de conservation de l'énergie permet d'établir le bilan d'énergie dans chaque milieu c'est-à-dire :

- le combustible
- la gaine
- le caloporteur.

1. Bilan d'énergie dans le combustible

Le combustible est caractérisé par sa masse M_u , sa chaleur massique C_u , sa température moyenne \bar{T}_u , sa section d'échange S_1 et son coefficient d'échange thermique H_1 .

La variation d'énergie dans le combustible est donnée par :

$$M_u C_u \frac{d\bar{T}_u}{dt} = W - S_1 H_1 (\bar{T}_u - \bar{T}_G) \quad (\text{II.c.36})$$

W étant la puissance totale dégagée dans le combustible,

\bar{T}_G la température moyenne de la gaine.

2. Bilan d'énergie dans la gaine

La gaine est caractérisée par sa masse M_g , sa chaleur massique C_g , sa température moyenne \bar{T}_G , sa section d'échange et son coefficient d'échange thermique H_2 . On écrit alors la variation d'énergie dans la gaine sous la forme :

$$M_g C_g \frac{d\bar{T}_G}{dt} = S_1 H_1 (\bar{T}_u - \bar{T}_G) - S_2 H_2 (\bar{T}_G - \bar{T}_C) \quad (\text{II.c.37})$$

\bar{T}_C étant la température moyenne du caloporteur.

3. Bilan d'énergie dans le fluide caloporteur

Le fluide est caractérisé par sa masse M_c , sa chaleur spécifique C_c , sa température moyenne \bar{T}_c , son débit massique Q .

La variation d'énergie dans le fluide caloporteur est alors donnée par :

$$M_c C_c \frac{d\bar{T}_c}{dt} = S_2 H_2 (\bar{T}_G - \bar{T}_c) - Q C_c (T_s - T_e) \quad (\text{II.c.38})$$

T_s étant la température de sortie du fluide du réacteur
 T_e celle d'entrée du fluide dans le réacteur.

On montrera que la température moyenne du caloporteur
 \bar{T}_c est égale à :

$$\bar{T}_c = \frac{T_s + T_e}{2} \quad (\text{II.c.39})$$

Compte tenu de cette relation, l'expression (II.c.38)
 devient :

$$M_C C_c \frac{d\bar{T}_c}{dt} = S_2 H_2 (\bar{T}_G - \bar{T}_c) - 2QC_c (\bar{T}_c - T_e) \quad (\text{II.c.40})$$

L'intégration des équations (II.c.36), (II.c.37) et
 (II.c.40) donne les valeurs \bar{T}_u , \bar{T}_G et \bar{T}_c . Ceci nous permettra de
 déterminer d'une part deux réactivités appelées réactivité Doppler
 ρ_D due aux variations de température du combustible et réactivité
 caloporteur ρ_C due aux variation de température du caloporteur,
 et d'autre part les températures maximales admissibles dans le
 combustible, la gaine et le caloporteur pour un réacteur donné.

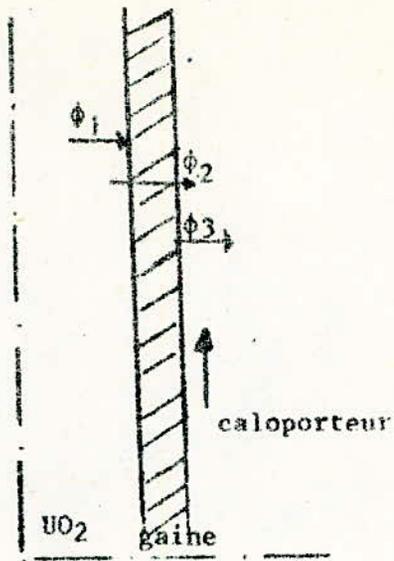


FIG.I.C.1

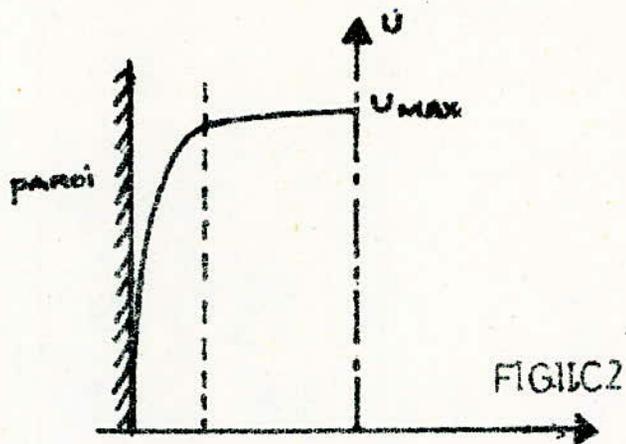


FIG.II.C.2

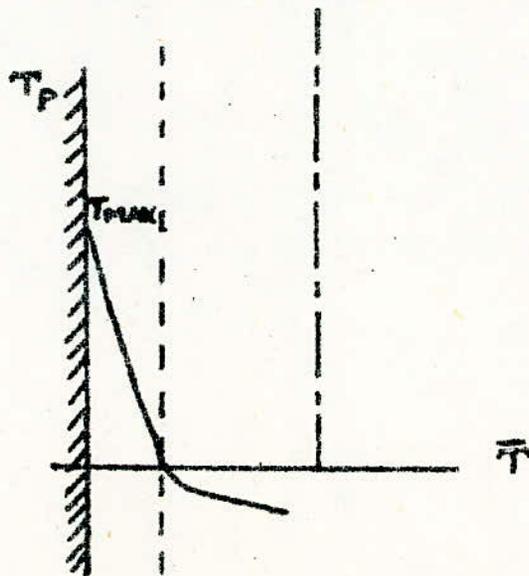
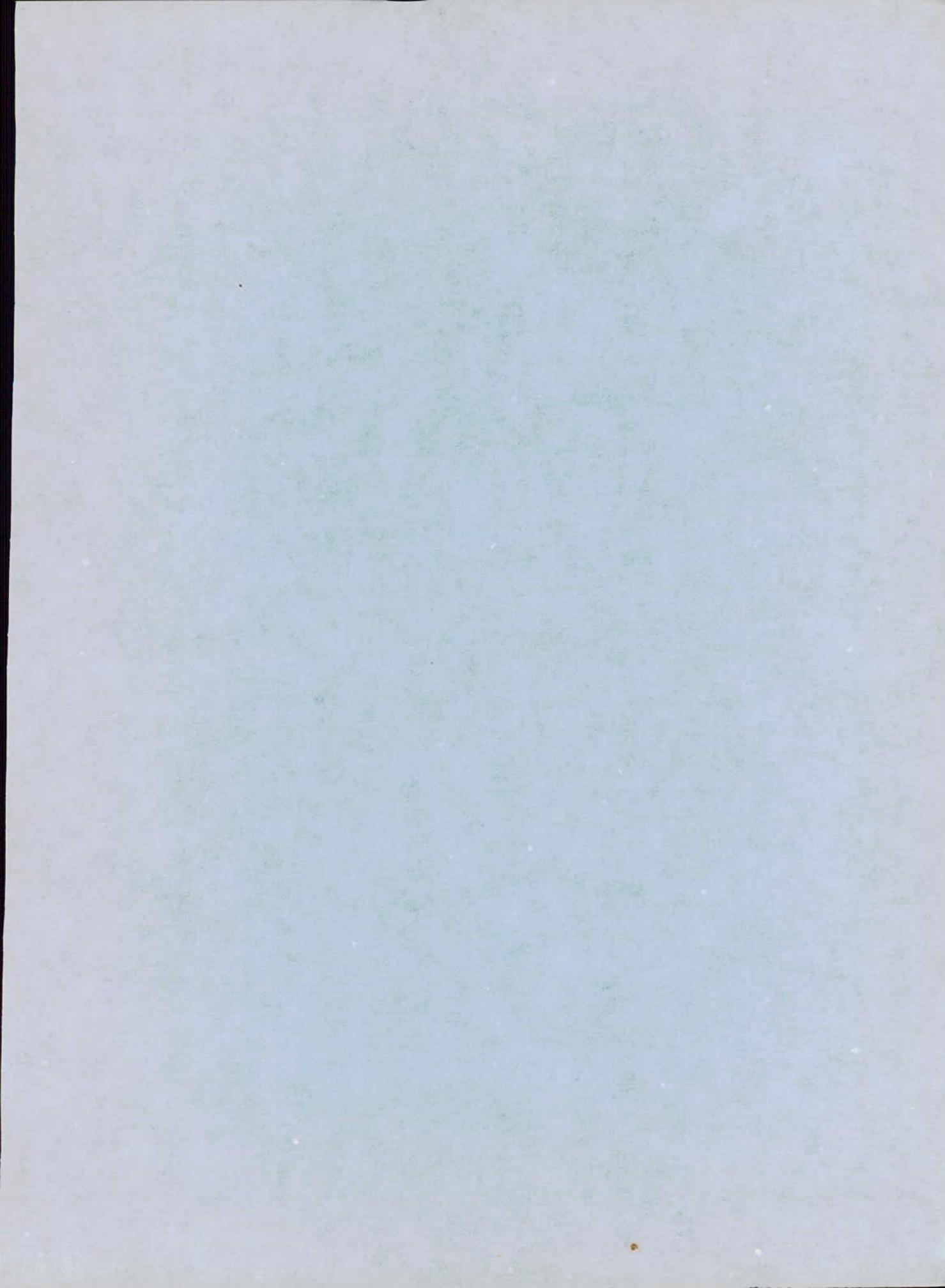


FIG.II.C.3



III - DIFFUSION, CINÉTIQUE, DYNAMIQUE ET CONTRÔLEINTRODUCTION :

Pour assurer une exploitation optimale d'un réacteur, il conviendra de connaître avec précision les différentes causes qui contribuent à faire varier sa puissance.

On pourra ainsi prévoir les moyens d'en assurer un contrôle efficace. Nous nous proposons lors du présent chapitre d'étudier dans l'ordre :

1. la diffusion : ce paragraphe nous permettra d'établir l'équation de diffusion qui donne la variation de la population neutronique en fonction du temps et de certains paramètres physiques importants.

2. La cinétique : ce paragraphe nous permettra d'établir les équations d'évolution de la population neutronique et de la concentration des précurseurs en fonction de la réactivité et de certains paramètres physiques.

3. La dynamique : ce paragraphe nous permettra de déterminer les effets des différentes sources perturbatrices.

4. Le contrôle : ce paragraphe nous permettra de présenter les moyens de contrôler la réaction en chaîne.

III - A. DIFFUSIONIntroduction :

Pour pouvoir maintenir la réaction en chaîne dans un réacteur, il sera nécessaire de prévoir une masse de matériau fissile supérieure ou égale à une valeur dite " masse critique ". La détermination de cette grandeur est basée sur la conservation des neutrons dans le réacteur.

Les neutrons produits lors d'une fission peuvent soit être absorbés, soit fuir hors du système.

La variation de la population neutronique $\frac{\partial n}{\partial t}$ peut donc s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{Production} - \text{fuite} - \text{absorption} \quad (\text{III.A.1})$$

III. A. 1. Equation de diffusion :

La résolution d'une telle équation nécessite la connaissance des termes production, fuite et absorption.

La détermination des termes absorption et production sont fonction des sections efficaces dont la détermination expérimentale est aisée. Il n'en est pas de même pour le terme fuite.

Les fuites proviennent du fait que les neutrons sont en mouvement. La détermination du terme fuite relève donc de la mécanique classique.

Dans un réacteur, les neutrons produits par fission sont rapides.

Pour les utiliser dans un réacteur thermique, il conviendra de les ralentir jusqu'à des énergies thermiques. Durant le ralentissement certains peuvent fuir du système. Lorsque les neutrons sont thermalisés ils peuvent diffuser avant, soit d'être absorbés, soit de fuir.

La résolution de l'équation (III.A.1) est compliquée en général. Une simplification consiste à supposer que les neutrons sont monoénergétiques et que les collisions n'engendrent aucun changement d'énergie.

Ces conditions sont réalisées avec une bonne approximation pour des neutrons en équilibre thermique avec un milieu faiblement absorbant, pourvu que les sections efficaces utilisées soient correctement moyennées. Dans le cas considéré, on peut supposer que le flux ne dépend que de l'espace. La loi de Fick permet alors d'écrire :

$$\vec{J} = - D \overrightarrow{\text{grad}} \phi \quad (\text{III.A.2})$$

\vec{J} étant le vecteur courant de neutrons dont le module est égal au nombre de neutrons traversant, par unité de temps, dans une direction donnée, une unité de surface perpendiculaire à la direction du mouvement de neutrons.

D ayant la dimension d'une longueur est appelée coefficient de diffusion.

La relation (III.A.2) nous permet de calculer le terme fuite contenu dans la relation (III.A.1). Il suffira, pour ce faire, de considérer un volume élémentaire dV localisé en un point de coordonnées x, y, z représenté sur la figure (III.A.1) et de faire le bilan de neutrons entrant et sortant.

Si l'on considère par exemple le courant J_z entrant par la face de surface $dx dy$ localisée à la côte z et celui J_{z+dz} sortant par la face de même section localisée à la côte $z + dz$, on en déduit d'après la relation (III.A.2) que le courant de fuite I_z dans la direction z est égal à :

$$I_z = (J_{z+dz} - J_z) dx dy \quad (\text{III.A.3})$$

ou encore :

$$I_z = - D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dV \quad (\text{III.A.4})$$

Si l'on considère les trois directions, on en déduit que le courant de fuite global par unité de volume I_f , est donné par :

$$I_f = - D \nabla^2 \phi \quad (\text{III.A.5})$$

Si l'on désigne par S le terme de production de neutrons et par $\Sigma_a \phi$ le terme absorption, la relation (III.A.1) s'écrit, compte tenu de l'expression (III.A.5) :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S \quad (\text{III.A.6})$$

Cette équation est connue sous le nom de l'équation de diffusion.

La population neutronique est généralement liée au flux de façon simple. La connaissance du terme source S , nous permet de déterminer le flux pour différentes configurations.

III.A.2. Détermination du flux dans un réacteur cylindrique :

Nous nous proposons à titre d'exemple, de déterminer le flux dans un réacteur cylindrique fonctionnant en régime critique. Dans ce cas particulier le flux est une fonction uniquement de l'espace. K_{eff} étant le facteur de multiplication effectif, le terme source S peut se mettre sous la forme :

$$S = k_{\text{eff}} \Sigma_a \phi(\vec{r}) \quad (\text{III.A.7})$$

En régime critique, l'équation (III.A.6) donne, compte tenu de (III.A.7) :

$$D \nabla^2 \phi(\vec{r}) - \Sigma_a \phi(\vec{r}) + k_{\text{eff}} \Sigma_a \phi(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III.A.8})$$

Relation qui s'écrit, en introduisant une grandeur B appelée " Laplacien matière ", sous la forme :

$$\nabla^2 \phi(\vec{r}) + B^2 \phi(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III.A.9})$$

avec :

$$B^2 = \frac{\Sigma_a}{D} (k_{\text{eff}} - 1) \quad (\text{III.A.10})$$

On cherche généralement une solution de la forme :

$$\phi(\vec{r}) = Z(z) R(r) \quad (\text{III.A.11})$$

Dans ce cas, compte tenu l'expression du Laplacien en coordonnées cylindrique, la relation (III.A.9) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{1}{R(r)} \left[\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right] + \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + B^2 = 0$$

Les fonctions $R(r)$ et $Z(z)$ étant indépendantes et B pouvant être quelconque, les deux fonctions $R(r)$ et $Z(z)$ ne peuvent pas être simultanément constantes.

Posons :

$$B^2 = \alpha^2 + \beta^2 \quad (\text{III.A.13})$$

L'équation (III.A.12) donne deux équations séparées :

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \alpha^2 R(r) = 0 \quad (\text{III.A.14})$$

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + \beta^2 Z(z) = 0 \quad (\text{III.A.15})$$

L'équation (III.A.14) est à rapprocher des équations de Bessel d'ordre zéro données sous la forme :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial y}{\partial x} + y = 0 \quad (\text{III.A.16})$$

dont la solution est :

$$y(x) = AJ_0(x) + (N_0(x)) \quad (\text{III.A.17})$$

Par analogie on en déduit que :

$$R(\alpha r) = AJ_0(\alpha r) + (N_0(\alpha r)) \quad (\text{III.A.18})$$

La figure (III.A.2) donne l'évolution des fonctions $J_0(r)$ et $N_0(r)$. Le flux étant fini en tout point du milieu considéré, alors que la fonction $N_0(r)$ devient infinie à l'origine, il s'ensuit que l'unique solution acceptable physiquement est :

$$R(\alpha r) = A J_0(\alpha r) \quad (\text{III.A.19})$$

Le terme $Z(z)$ peut être obtenu à partir de l'équation (III.A.15) qui donne immédiatement :

$$Z(z) = A' \cos \beta z + B' \sin \beta z \quad (\text{III.A.20})$$

Comme le flux est maximum au centre pris comme origine des coordonnées, il s'ensuit que B' doit être nul, ce qui donne :

$$Z(z) = A' \cos \beta z \quad (\text{III.A.21})$$

La relation (III.A.11) s'écrit compte tenu des équations (III.A.19) et (III.A.21) :

$$\phi(r, z) = AA' \cos \beta z. J_0(\alpha r) \quad (\text{III.A.22})$$

Pour que le flux s'annule aux limites axiales il est nécessaire que la hauteur H du cylindre soit égale à :

$$H = \frac{\pi}{\beta} \quad (\text{III.A.23})$$

L'expérience montre en fait que le flux ne s'annule pas aux limites axiales du cylindre. Ceci est dû au fait que la théorie utilisée est simplifiée. Une théorie plus élaborée montre que le flux s'annule à une hauteur H' appelée hauteur extrapolée liée à H par la relation :

$$H' = H + 1,42 \lambda_{tr} \quad (\text{III.A.24})$$

λ_{tr} étant le libre parcours moyen de transport.

La courbe (III.A.2) montre que la courbe $J_0(\alpha r)$ s'annule au point :

$$\alpha R = 2,405 \quad (\text{III.A.25})$$

L'expérience montre que le flux s'annule à une distance R' appelée rayon extrapolé liée à R par la relation suivante :

$$R' = R + 0,71 \lambda_{tr} \quad (\text{III.A.26})$$

On pourra donc écrire, compte tenu de ce qui précède :

$$\phi(\vec{r}) = AA' J_0\left(\frac{2,405}{R'} r\right) \cos\left(\frac{\pi}{H'} z\right) \quad (\text{III.A.27})$$

Les relations (III.A.23) et (III.A.25) nous permettent d'écrire la relation (III.A.13) sous la forme :

$$B^2 = \left(\frac{2,405}{R'}\right)^2 + \frac{\pi^2}{H'^2} \quad (\text{III.A.28})$$

Cette relation nous permet de déterminer le rayon R' , ainsi que le volume critique V_c en fonction du Laplacien B et de la hauteur H' :

$$R'^2 = \frac{(2,405)^2 H'^2}{H'^2 B^2 - \pi^2} \quad (\text{III.A.29})$$

$$V_c = \frac{\pi (2,405)^2 H'^3}{H'^2 B^2 - \pi^2} \quad (\text{III.A.30})$$

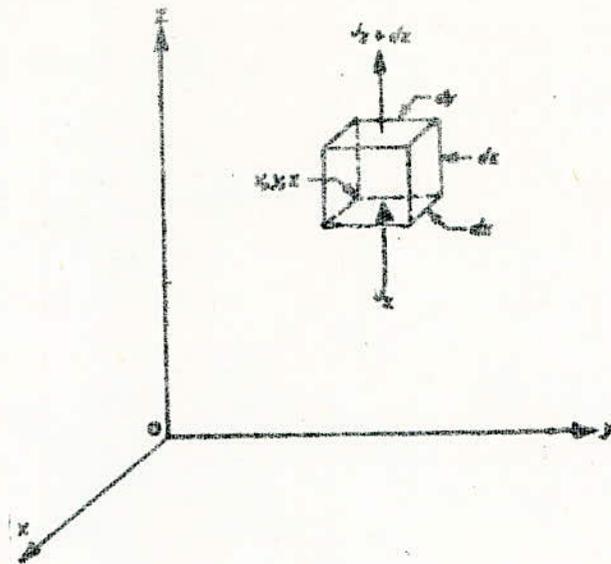


FIG. III. A. 1

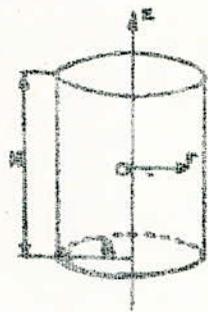


FIG. III

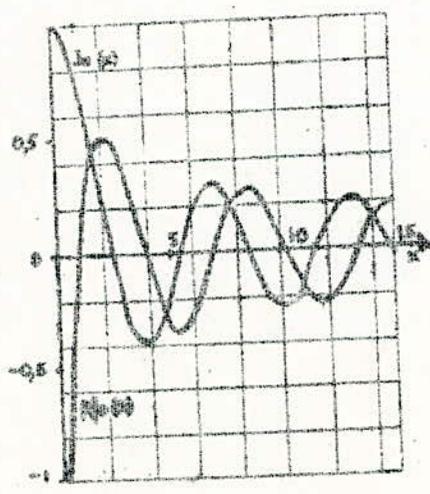


FIG. III. A. 2

III.B. CINETIQUE DU REACTEURINTRODUCTION :

Le chapitre précédent nous a permis de montrer que la puissance d'un réacteur dépend de plusieurs paramètres : flux neutronique, matériau combustible, etc....

Dans un réacteur en fonctionnement, on devra à tout instant connaître sa puissance ainsi que la variation de celle-ci, afin de pouvoir assurer un contrôle efficace.

Nous nous proposons d'étudier, dans le présent paragraphe intitulé cinétique du réacteur, les variations de puissance en fonction de certains paramètres :

III.B.1. Etablissement des équations cinétiques :

Pour des raisons de commodité, nous considérons, le cas où les neutrons sont monoénergétiques. Dans ce cas précis les grandeurs puissance P , flux neutronique ϕ et population neutronique n sont proportionnelles :

$$\phi = n v = a P \quad (\text{III.B.1})$$

Il s'ensuit qu'il suffira d'étudier l'évolution de la population neutronique pour avoir des informations sur les deux autres puissance et flux.

L'évolution de la population neutronique est donnée par l'équation de diffusion que nous rappelons ici pour mémoire sous la forme :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S \quad (\text{III.B.2})$$

expression dans laquelle :

n est la population neutronique

ϕ le flux thermique

D le coefficient de diffusion

Σ_a la section efficace macroscopique d'absorption.

S le terme source représentant le nombre de neutrons qui après ralentissement arrivent au niveau thermique.

Pour exploiter la relation (III.B.2) il suffira d'expli-
-citer le terme source S. Nous nous reporterons pour ce faire à
la figure (III.B.1) qui montre que un milieu infini, la définition
de k_{∞} nous permet d'affirmer que lorsque $\Sigma_a \phi$ neutrons sont absor-
-bés au niveau thermique, le nombre de neutrons atteignant ce mê-
-me niveau à la fin de la génération est $k_{\infty} \Sigma_a \phi$.

Ces $k_{\infty} \Sigma_a \phi$ neutrons proviennent de N_f neutrons ayant un
niveau d'énergie E_f dit niveau de fission.

Si l'on tient compte de la probabilité antitrappe P dans
la zone de résonance on peut écrire :

$$N_f P = k_{\infty} \Sigma_a \phi \quad (\text{III.B.3})$$

d'où :

$$N_f = \frac{k_{\infty} \Sigma_a \phi}{P} \quad (\text{III.B.4})$$

Ce nombre N_f comprend aussi bien les neutrons prompts que
les neutrons retardés.

Arrivées à ce stade, nous allons déterminer la contribu-
-tion respective des neutrons prompts S_1 et des neutrons retardés
 S_2 .

III.B.1.a. Calcul de S_1 :

Comme β est la fraction de neutrons retardés, celle des
neutrons prompts est $(1 - \beta)$. Compte tenu des probabilités antifui-
-te au cours du ralentissement $P_1 = e^{-B^2 \tau}$, et antitrappe P, on en
déduit que la contribution S_1 au terme source pour les neutrons
prompts est :

$$S_1 = (1 - \beta) N_f P e^{-B^2 \tau} \quad (\text{III.B.5})$$

ou encore :

$$S_1 = (1 - \beta) k_{\infty} \Sigma_a \phi e^{-B^2 \tau} \quad (\text{III.B.6})$$

III.B.1.b. Calcul de S_2 :

La détermination de la contribution S_2 au terme source pour les neutrons retardés peut se faire de la façon suivante :

Les neutrons retardés proviennent des précurseurs caractérisés par leur concentration C_i et par la constante de désintégration λ_i .

On peut donc écrire compte tenu des probabilités d'antifuite au cours du ralentissement $e^{-B^2\tau}$ et d'antitrappe P :

$$S_2 = P e^{-B^2\tau} \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad (\text{III.B.7})$$

III.B.1.c. Equations cinétiques :

La résolution de l'équation (III.B.2) compte tenu des relations (III.B.6) et (III.B.7) est compliquée dans le cas général.

Sa résolution peut se simplifier dans le cas où le réacteur est proche de la criticalité. Dans ce cas on a :

$$\nabla^2 \phi(\vec{r}) + B^2 \phi(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III.B.8})$$

Ce qui donne, tous calculs faits :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n}{\theta} (\rho - \beta) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^* \quad (\text{III.B.9})$$

expression dans laquelle :

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (\text{III.B.10})$$

est la longueur de diffusion ,

$$\theta = \frac{1}{v \cdot \Sigma_a} \cdot \frac{1}{1 + L^2 B^2} \quad (\text{III.B.11})$$

Le temps de vie moyenne du neutron compte tenu de la probabilité d'antifuite P_2 au niveau thermique.

$$k_{\text{eff}} = \frac{k_{\infty} \cdot e^{-B^2 \tau}}{1 + L^2 B^2} \quad (\text{III.B.12})$$

Le facteur multiplicatif compte tenu de la probabilité totale d'antifuite.

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \quad (\text{III.B.13})$$

La réactivité.

$$C_i^* = C_i P e^{-B^2 \tau} \quad (\text{III.B.14})$$

La concentration du précurseur i compte tenu de la probabilité d'antifuite $e^{-B^2 \tau}$ et d'antitrappe P .

τ est l'âge de Fermi.

Pour un réacteur proche de la criticalité on a :

$$k_{\text{eff}} \approx 1 \quad (\text{III.B.15})$$

La relation (III.B.3) nous permet d'écrire le nombre de précurseurs N_i du groupe i sous la forme :

$$N_i = \beta_i \frac{k_{\infty} \Sigma_a \phi}{P}$$

Ces précurseurs se désintègrent avec une constante de désintégration λ_i . Il s'ensuit que l'équation du bilan de la concentration du groupe i peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \beta_i \frac{k_{\infty} \Sigma_a \phi}{P} - \lambda_i C_i \quad (\text{III.B.16})$$

expression qui compte tenu des expressions (III.B.11) à (III.B.15) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial C_i^*}{\partial t} = \beta_i \frac{n}{\theta} - \lambda_i C_i^* \quad (\text{III.B.17})$$

Les équations (III.B.9) et (III.B.17) constituent les équations de la cinétique.

III.B.2. Période :

Pour bien contrôler le réacteur nous devons à tout instant connaître sa période T . Nous allons montrer qu'une telle grandeur est liée à la réactivité ρ . Pour ce faire posons :

$$n = n_0 e^{\omega t} = n_0 e^{t/T} \quad (\text{III.B.18})$$

$$C_i^* = C_{i0}^* e^{\omega t} = C_{i0}^* e^{t/T} \quad (\text{III.B.19})$$

avec :

$$T = \frac{1}{\omega}$$

En remplaçant les deux relations (III.B.18) et (III.B.19) dans (III.B.9) et (III.B.17) nous obtenons :

$$n_0 \omega = \frac{\rho - \beta}{\theta} n_0 + \sum \lambda_i C_{i0}^* \quad (\text{III.B.20})$$

$$C_{i0}^* \omega = \frac{\beta_i n_0}{\theta} - \lambda_i C_{i0}^* \quad (\text{III.B.21})$$

Tirons C_{i0}^* de l'équation (III.B.21) et reportons cette valeur dans (III.B.20) nous obtenons :

$$\omega = \frac{\rho - \beta}{\theta} + \sum_i \frac{\beta_i \lambda_i}{\theta (\omega + \lambda_i)} \quad (\text{III.B.22})$$

d'où l'on tire l'expression donnant la réactivité ρ en fonction de ω donc de T :

$$\rho = \omega\theta + \beta - \sum_i \frac{\lambda_i \beta_i}{\omega + \lambda_i} \quad (\text{III.B.23})$$

Comme :

$$\beta = \sum_i \beta_i$$

Il vient finalement :

$$\rho = \omega\theta + \sum_i \frac{\omega\beta_i}{\omega + \lambda_i} \quad (\text{III.B.24})$$

ou encore :

$$\rho = \frac{\theta}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T} \quad (\text{III.B.25})$$

Cette équation est connue sous le nom de l'équation de Nordheim, permet de déterminer ρ connaissant T ou inversement.

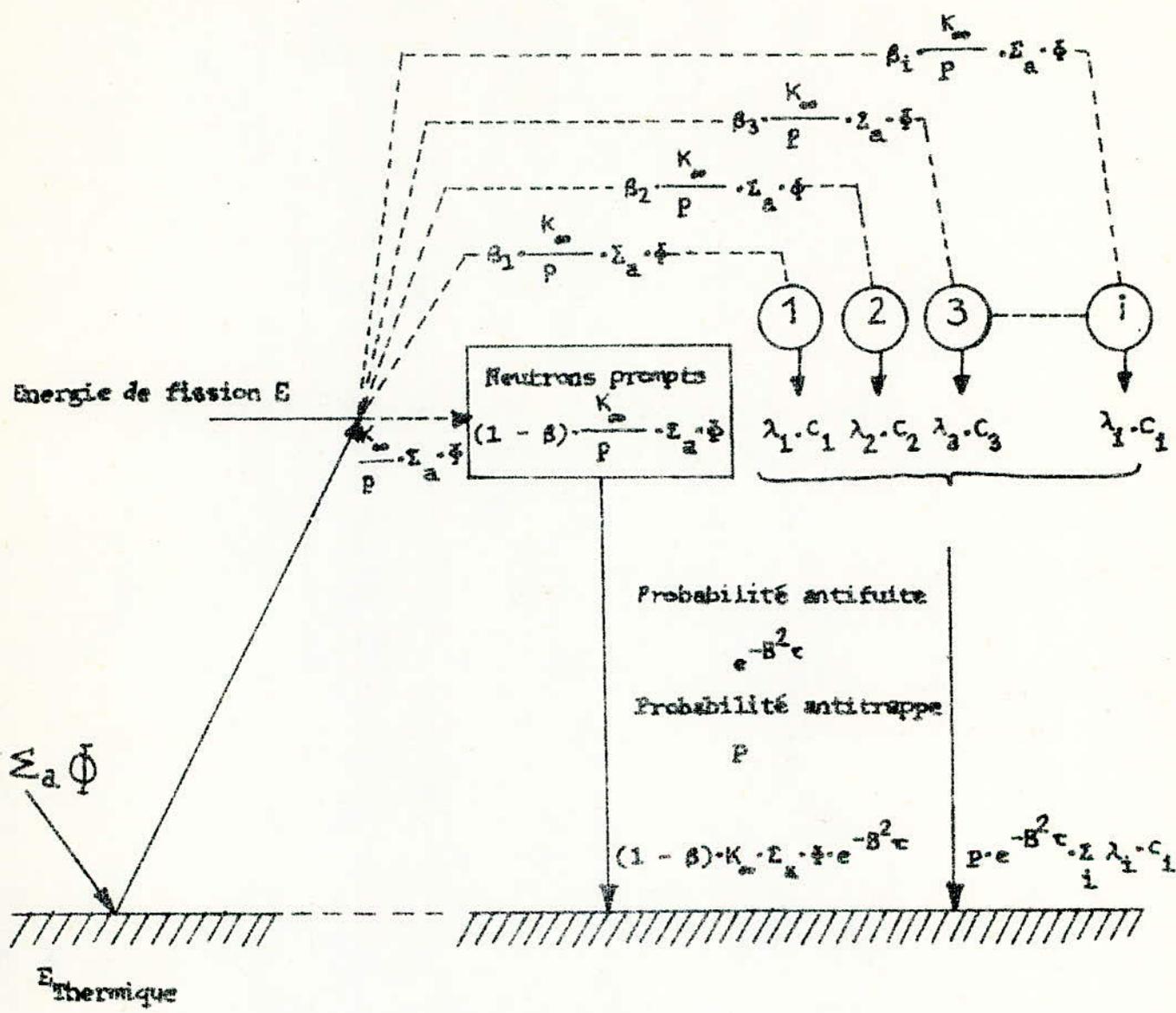


FIG. III B 1

III. C. DYNAMIQUEINTRODUCTION :

Les chapitres précédents nous ont montré que la population neutronique n et par conséquent la puissance et le flux dépendent d'un grand nombre de paramètres. Il s'ensuit que toute variation de l'un d'eux peut avoir des répercussions sur le fonctionnement du réacteur. Il apparaît donc impérieux de faire le bilan de toutes les grandeurs qui conduisent à des modifications de l'état de fonctionnement du réacteur.

Il faudra de même étudier les effets de telles perturbations sur ce fonctionnement afin de pouvoir assurer un contrôle efficace du réacteur. Nous nous proposons d'étudier très succinctement la dynamique du réacteur.

Nous avons vu dans ce qui précède que l'état d'un réacteur peut être déterminé à partir de la connaissance de la réactivité. Le problème posé consiste donc à étudier les variations que subit la réactivité sous l'effet des différentes causes citées plus haut. Cette étude est appelée dynamique.

III.C.1. Dynamique :

La dynamique des réacteurs consiste à étudier l'évolution de la population neutronique et par conséquent celle de la puissance et du flux en fonction des différents paramètres qui affectent la réactivité.

Les grandeurs qui affectent la réactivité bien que nombreuses peuvent être ramenées à quelques effets importants que nous citons dans la suite.

III.C.1.a. Effet des poisons :

Nous avons vu au paragraphe II.B.3 que l'accumulation des poisons tels que X_e^{135} et S_m^{149} dans un réacteur fonctionnant en puissance se traduit par l'introduction d'une antiréactivité ρ_p qui affecte directement la population neutronique.

III.C.1.b. Effet de température :

Les variations de température dans un réacteur en fonctionnement affectent la population neutronique de deux façons différentes.

D'une part du fait que la section efficace est une fonction de l'énergie, il s'ensuit que toute variation de température du combustible entraîne une variation de la section efficace et contribue de ce fait à donner naissance à une variation de la réactivité $\Delta\rho_u$ qui est en première approximation proportionnelle à la variation de la température du combustible. Cet effet instantané connu sous le nom d'effet Doppler très marqué dans la zone de résonance. On pose généralement :

$$\rho_u = \alpha_u \Delta T_u \quad (\text{III.C.1})$$

D'autre part on conçoit aisément que le volume du modérateur est une fonction de sa température. Il s'ensuit donc que toute variation de la température de ce milieu affecte directement la réactivité d'une façon proportionnelle à la variation de la température du modérateur.

Cet effet généralement retardé est appelé effet modérateur. On pose généralement :

$$\rho_m = \alpha_m \Delta T_m \quad (\text{III.C.2})$$

III.C.1.c. Effet d'usure du combustible :

Le fonctionnement d'un réacteur entraîne nécessairement une variation de la masse de matériau fissile contenu dans le combustible. Cet effet entraîne une variation de la réactivité en fonction de la durée de fonctionnement du réacteur. Cet effet très lent peut être pris en compte par l'introduction d'une réactivité ρ_c appelée réactivité combustible.

III.c.1.d. Effet production de plutonium :

Nous savons que sous l'effet des neutrons l' U^{238} peut donner naissance à du plutonium p^{239} .

Cet effet agit en sens inverse du précédent. On le caractérise par l'introduction d'une réactivité ρ_{p_u} appelée réactivité due à l'effet plutonium.

II.c.e Effet des barres de contrôles :

Pour assurer le contrôle du réacteur on prévoit des barres de contrôle dont l'effet peut être caractérisé par une réactivité ρ_B appelée réactivité due aux barres.

II.c.f Autres effets:

En plus des effets précédemment inventoriés, il faudra citer l'effet du poison consommable prévu pour compenser l'effet d'usure du combustible. Le poison consommable se présente généralement sous la forme de bore intimement lié au combustible et qui disparaît au fur et à mesure du fonctionnement.

Dans les réacteurs de type P.W.R. on introduit du bore soluble pour assurer le contrôle du réacteur. Il faudra donc prendre en compte l'effet d'un tel composé.

D'une façon générale la population neutronique n et par conséquent la puissance et le flux peuvent être déterminés dès que l'on connaît la réactivité, on peut donc dire que toute variation $\Delta\rho$ entraîne une variation Δn . Il s'ensuit que les variations du fonctionnement du réacteur peuvent être déterminées par la connaissance de la fonction de transfert $\frac{\Delta n}{\Delta\rho}$.

Pour des raisons de commodité, on étudie séparément :

1. La fonction de transfert d'un réacteur de puissance nulle dans laquelle on fait abstraction des effets poisons, température etc....
2. La fonction de transfert du réacteur en puissance dans lequel on prend compte des effets précédemment négligés. On aboutit alors à un schéma bloc donné par la figure (III.C.1) et qui permet d'étudier le fonctionnement dynamique de réacteur.

III. D. CONTROLE

INTRODUCTION :

Le paragraphe précédent nous a montré que la puissance d'un réacteur peut varier de façon plus ou moins rapide sous l'effet de certaines perturbations.

Pour éviter toute excursion de puissance qui risque d'être néfaste, il conviendra d'assurer un contrôle efficace du réacteur. Le contrôle d'un réacteur doit permettre de maintenir constante la puissance quelque soient les perturbations auxquelles est soumis le réacteur. Il doit permettre dans le cas échéant son arrêt rapide et total en cas de fonctionnement anormal.

III.D.1. Contrôle.

Schématiquement le contrôle du réacteur peut être obtenu à partir du schéma de la figure (III.D.1). Le régulateur représenté dans cette figure permet d'annuler l'écart entre la puissance instantanée n et la puissance de consigne n_0 .

La régulation est généralement obtenue par les barres de contrôle constituées de matériaux dont la section efficace de capture pour les neutrons est très élevée, cadmium, carbure de bore, hafnium.

Les barres de contrôle sont généralement de 3 types :

1. barres de compensations

Elles sont destinées à compenser les évolutions de réactivité à long terme : cas de l'usure du combustible, poison consommable, effet plutonium, effet poison, etc...

2. barres de pilotage

Elles sont destinées à compenser les évolutions de réactivité à court terme : cas de l'effet Doppler, température modérateur, etc...

3. barres de sécurité :

Elles sont destinées à stopper la réaction en chaîne d'une façon aussi rapide que possible. Elles tombent généralement sous l'effet de la gravité dès qu'un signal d'arrêt d'urgence leur est appliqué.

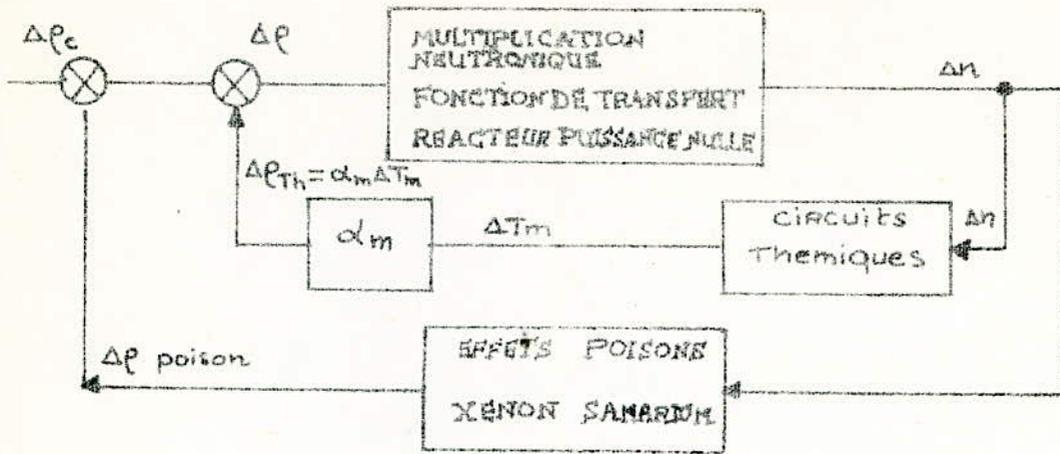


FIG. III.C₁

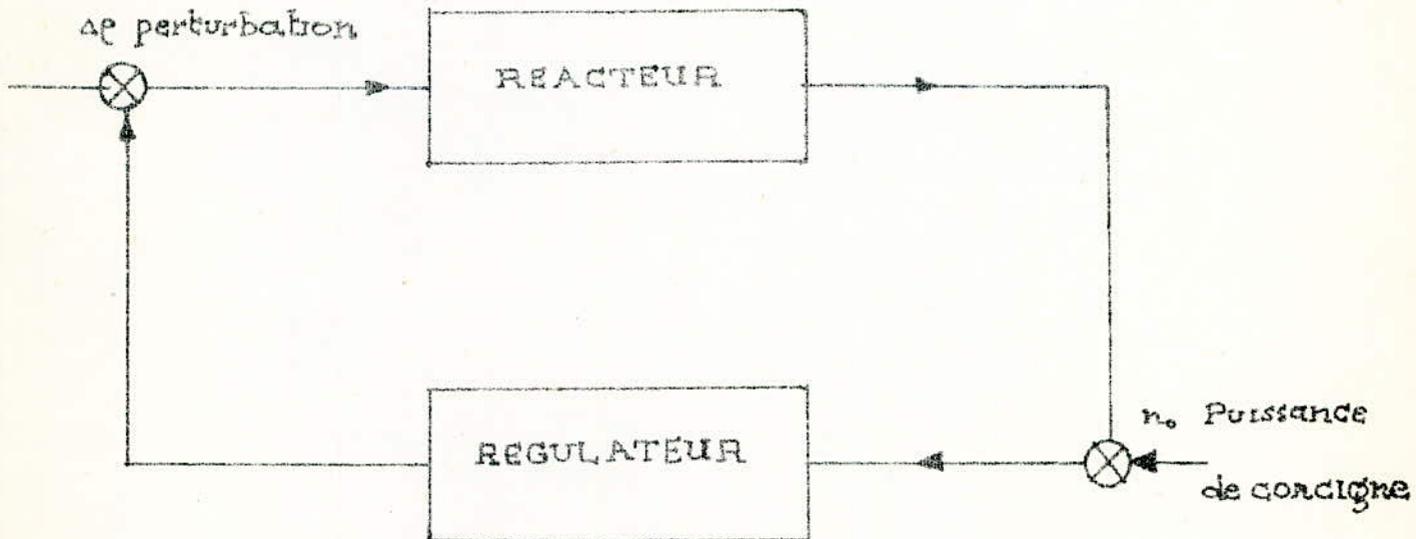


FIG III D.1



UNIVERSITE D'ALGER

12/79

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

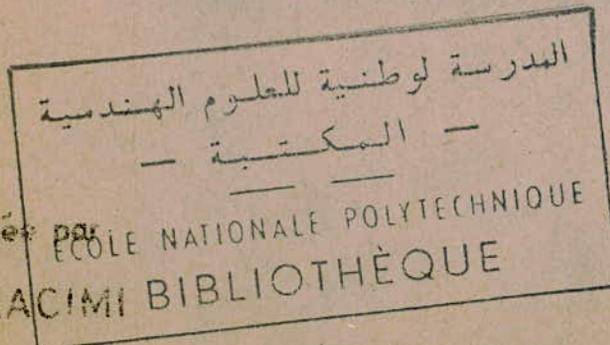


THESE DE FIN D'ETUDES

INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

SUJET: Etude et réalisation d'un dispositif électronique permettant l'étude analogique de la thermique dans un réacteur PWR 900 Mwe

2° PARTIE ELECTRONIQUE



Proposé par

M. KACIMI

A. ZAOUI

Etude par :

IAZZOURENE FATMA

PROMOTION FEVRIER 1979

UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE

THESE DE FIN D'ETUDES

INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

SUJET: Etude et réalisation d'un dispositif électronique
permettant l'étude analogique de la thermique
dans un réacteur PWR 900 Mwe

2° PARTIE ELECTRONIQUE

Proposée par :

M. KACIMI

A. ZAOUI

Etude par :

IAZZOURENE FATMA

PROMOTION FEVRIER 1979

B. PARTIE PRATIQUE

Dans les calculs de projet de réacteurs la thermohydraulique tient une place importante.

Dans le réacteur de type P.W.R.900 MWe la rupture de certaines tuyauteries constitue l'accident le plus grave ou accident de référence.

On comprendra alors pourquoi il conviendra d'accorder une grande attention au problème de la thermique.

Dans le coeur d'un réacteur la température des éléments dépend comme nous l'avons déjà signalé de plusieurs paramètres tels : puissance, débit des pompes et pression etc....

L'effet de telles grandeurs constitue l'essentiel de notre étude analogique qui sera faite en trois parties :

Dans une première partie nous étudierons les caractéristiques des circuits électroniques utilisés.

Dans une deuxième partie nous exposerons les circuits analogiques employés dans la résolution des équations températures établies dans le cas d'un P.W.R.900 MWe.

Dans une troisième et dernière partie nous présenterons les résultats obtenus.

IV. CIRCUIT ELECTRONIQUES UTILISES

Lors de la réalisation nous avons utilisé un certain nombre de composants électroniques classiques dont nous allons préciser les caractéristiques ainsi que les principes de fonctionnement.

Il s'agit essentiellement des :

- Amplificateurs opérationnels
- Multiplieurs
- Circuits logiques.

IV. A. AMPLIFICATEUR OPERATIONNELIntroduction :

Les équations que nous devons résoudre sont généralement des équations différentielles du 1^o ordre. Nous avons utilisé pour les résoudre des amplificateurs opérationnels qui comme leur nom l'indique peuvent réaliser la plupart des opérations mathématiques telles que : sommation, intégration, dérivation, multiplication etc....

Nous nous proposons de décrire très succinctement l'amplificateur opérationnel et son utilisation dans la résolution des équations physiques. Nous supposons dans toute la suite que les amplificateurs utilisés sont idéaux.

IV.A.1. Caractéristiques d'un amplificateur-opérationnel idéal :

On définit par amplificateur opérationnel idéal un dispositif ayant :

- un gain en tension infini
- une impédance d'entrée infinie
- une impédance de sortie nulle
- une bande passante infinie
- une insensibilité absolue à toute variation de température
- une tension de sortie nulle en absence de signal d'entrée.

Dans la pratique toutes ces conditions ne sont pas forcément vérifiées. Il conviendra donc de prévoir certaines corrections pour se rapprocher le plus possible du cas idéal.

Symboliquement un ampli-opérationnel peut être représenté par la figure (IV.1) qui montre la présence de :

1. Deux entrées E_1 et E_2 destinées à recevoir les signaux d'entrée e_1 et e_2 .

L'entrée E_1 marquée (-) est dite inverseuse du fait que tout signal qui lui est appliqué donne naissance à une tension de sortie déphasée de π par rapport au signal d'entrée e_1 .

L'entrée E_2 marquée (+) est dite non inverseuse du fait que tout signal qui lui est appliqué donne naissance à une tension de sortie en phase avec le signal d'entrée e_2 .

2. D'une sortie unique S destinée à recevoir le signal de sortie vs.

3. De deux pôles de polarisation permettant de recevoir l'un la tension de polarisation $+V_{CC}$, l'autre la tension de polarisation $-V_{EE}$.

La valeur absolue de ces deux tensions est généralement la même. On utilise couramment des valeurs de l'ordre d'une dizaine de volts. La présence de deux tensions de polarisation de signe contraire permet une amplification linéaire de signaux très faibles quels que soient leurs signes.

4. D'électrodes destinées à assurer certaines compensations.

Du fait du gain infini que présente l'amplificateur, on peut montrer que le potentiel de deux entrées est pratiquement le même. En effet, considérons le cas particulier où les tensions de polarisation sont de l'ordre de 10 V. Dans ce cas la tension de sortie ne peut pas dépasser ± 10 V.

Si l'on considère le cas d'un amplificateur ayant un gain en tension de 10^6 , on en déduit que pour obtenir une tension maximale de sortie de ± 10 V, il suffira d'appliquer entre les deux électrodes E_1 et E_2 une tension d'entrée de l'ordre de ± 10 μ V. Une telle valeur est assez faible pour que l'on puisse admettre avec une bonne approximation que les potentiels des deux électrodes d'entrée sont égaux. Cette propriété extrêmement importante est très utilisée dans les comparateurs, dispositifs qui permettent de comparer une tension variable $v(t)$

appliquée à une électrode d'entrée à une tension de référence v_R appliquée à l'autre électrode.

La figure (IV.2) montre un tel dispositif dont le fonctionnement peut s'expliquer comme suit :

Si la tension $\epsilon = v(t) - v_R$ est positive, la tension de sortie résultante est égale à :

$$v_s = G_V \cdot \epsilon$$

Etant donné que G_V est négatif, on en déduit que pour un ϵ donné supérieur ou égal à $\pm 10\mu V$ la tension de sortie sera égale à $-10V$ dans le cas considéré.

IV.A.2. Montages fondamentaux des ampli-opérationnels

Les équations que nous avons à résoudre font appel à la sommation, l'intégration, et la multiplication. Nous restreindrons notre étude aux montages permettant de réaliser de telles opérations.

IV.A.2.a. Ampli-inverseur :

Dans les calculs que nous devons réaliser il arrive souvent que l'on ait besoin d'inverser le signe d'un signal. On utilise alors un amplificateur opérationnel monté en inverseur dont la figure (IV.3) donne le schéma de principe.

Dans la mesure où l'ampli utilisé est idéal, on pourra admettre qu'il passe le même courant dans les deux résistances R et que le potentiel du point A est égal à celui de la masse. On pourra donc écrire :

$$V_o = RI$$

$$V_s = -RI$$

d'où :

$$V_s = -V_o$$

Ce qui réalise bien l'inversion du signal d'entrée et qui justifie l'appellation d'inverseuse donnée à l'entrée E_1 .

IV.A.2.b. Ampli-suiveur :

Afin de réaliser des adaptations d'impédances on utilise souvent l'amplificateur opérationnel monté en suiveur dont la figure (IV.4) donne le schéma de principe. Un tel montage possède une très haute impédance d'entrée. Son fonctionnement peut s'expliquer de la façon suivante :

Si l'ampli est idéal les potentiels des points A et B sont égaux au potentiel du point S comme le montre la figure (IV.4).

IV.A.2.c. Ampli sommateur-inverseur :

La figure (IV.5) donne le schéma de principe d'un ampli opérationnel monté en sommateur inverseur couramment utilisé dans la pratique. Dans un tel montage le fait de supposer que l'amplificateur est idéal nous permet d'affirmer que le point A est une masse fictive, et que le courant i passant dans la résistance R est la somme des courants passant dans les résistances R_1, R_2, R_3, \dots . On en déduit que :

$$V_S = -RI = -R \left(\frac{V_{01}}{R_1} + \frac{V_{02}}{R_2} + \frac{V_{03}}{R_3} \right)$$

Cette relation montre que le signal de sortie V_S est au signe près la somme des signaux V_{0i} affectés d'un coefficient $\frac{R}{R_i}$.

IV.A.2.d. Ampli-intégrateur :

L'intégration d'un signal peut être obtenue à partir du schéma de la figure (IV.6) dont le fonctionnement peut s'expliquer de façon simple dans le cas où l'ampli utilisé est supposé idéal. Dans ce cas précis on pourra admettre que le potentiel du point A est égal à celui de la masse et qu'il passe le même courant dans la résistance R et le condensateur C , ce qui nous permet d'écrire :

$$V_o = R.I$$

$$i = - C \frac{dv_s}{dt}$$

d'où l'on tire :

$$v_s = - \frac{1}{RC} \int V_o dt$$

Cette relation montre que le signal de sortie v_s est au signe (-) près l'intégrale du signal d'entrée affecté d'un coefficient $\frac{1}{RC}$.

L'intégration dépend toujours de la tension initiale à laquelle est chargé le condensateur. Il conviendra donc dans la pratique de prévoir un dispositif permettant de fixer la charge du condensateur à la valeur initiale.

IV.A.3. Corrections :

Comme nous l'avons signalé dans l'introduction, les amplificateurs utilisés ne sont pas idéaux. Il convient donc de prévoir des systèmes de correction. Trois systèmes de corrections sont généralement prévus :

1°. Correction de fréquence : L'amplificateur 1741.S.C. que nous avons utilisé est compensé intérieurement.

2°. Correction des offsets : Cette correction est prévue pour compenser les symétries des composants utilisés. Dans le 1741 S.C, elle est obtenue à l'aide d'un potentiomètre de 25 k Ω monté selon la figure (IV.8).

3°. Correction des courants de décalages : Cette correction est prévue pour compenser les courants de décalage. On montre qu'il est possible de minimiser l'effet de tels courants par l'introduction d'une résistance connectée entre l'électrode d'entrée non utilisée et la masse.

Sa valeur doit être égale à la résistance équivalente à la mise en parallèle de la résistance d'entrée et de contre-réaction de l'ampli.

IV.A.4. Caractéristiques de l'amplificateur utilisé :

Nous donnons ci-dessous les caractéristiques de l'amplificateur 1741 S.C que nous avons utilisé.

Caractéristiques principales du $\mu A.741$

Gain en boucle ouverte	10^5
Impédance d'entrée	1 M Ω
Impédance de sortie	75 Ω
Puissance de dissipation maximale	100MW
Produit Gain-Bande	1MHZ
Tension d'alimentation	$\pm 5 \div \pm 22V$
Courant de décalage à l'entrée	30 nA.
Tension de décalage à l'entrée	2 mV.
Coefficient de température du courant de décalage à l'entrée	50pA/ $^{\circ}C$.
Coefficient de température de la tension de décalage à l'entrée	3 μV / $^{\circ}C$.

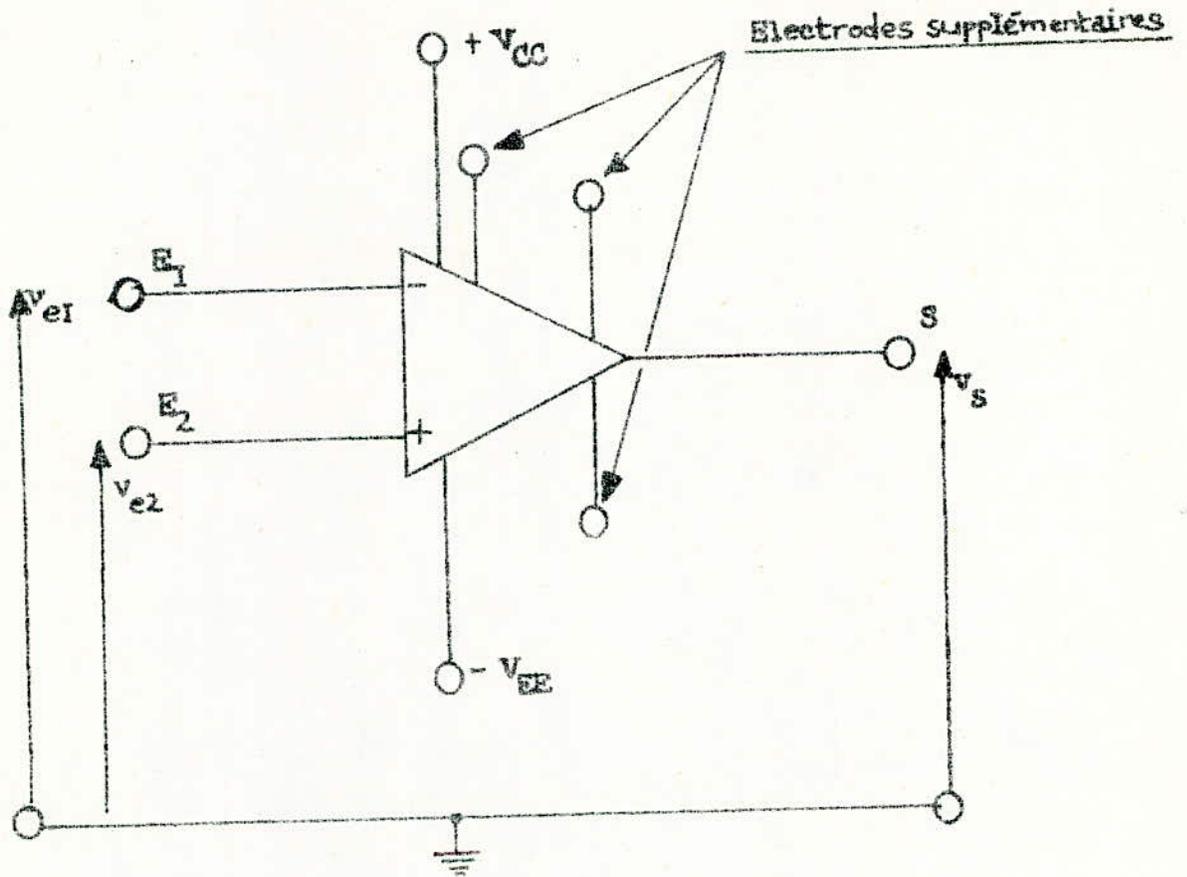


Fig. IV .I Schéma symbolisant un ampli op.

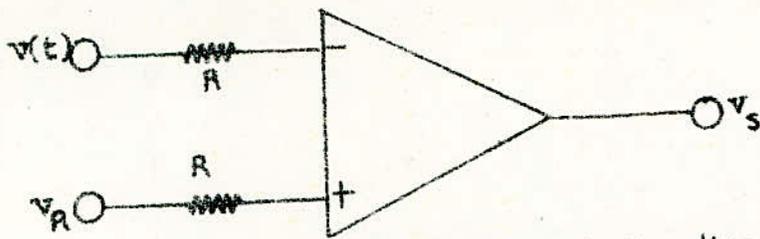


Fig IV.2 : Schema de principe d'un comparateur

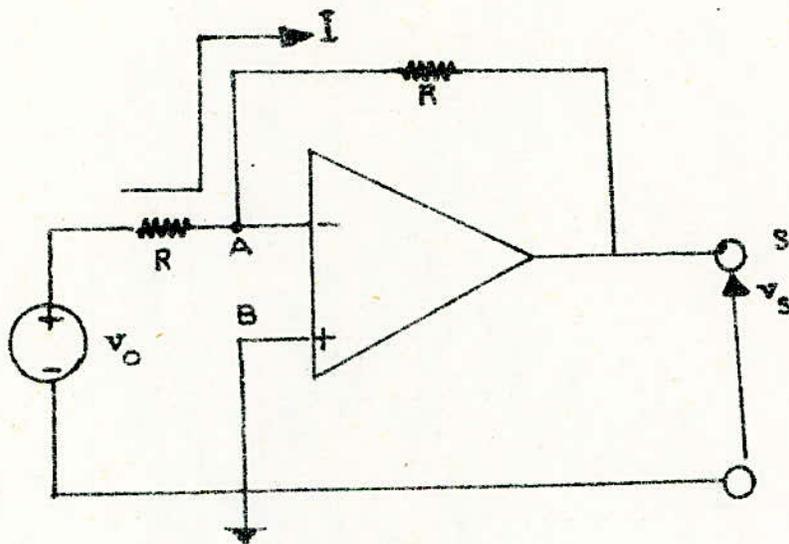


Fig. IV.3 Ampli Inverseur : $v_s = -v_0$

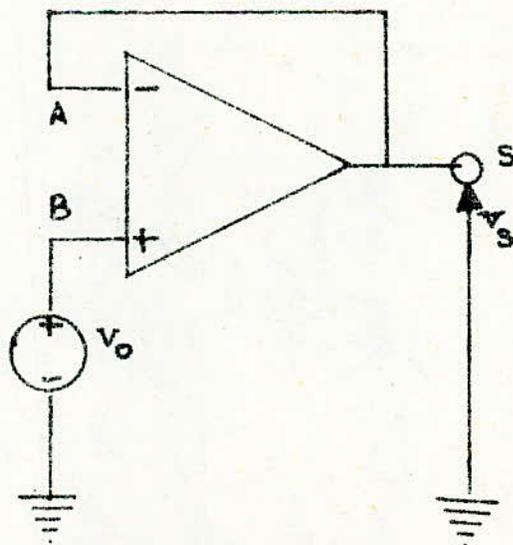


Fig. IV.4 : Ampli suiveur

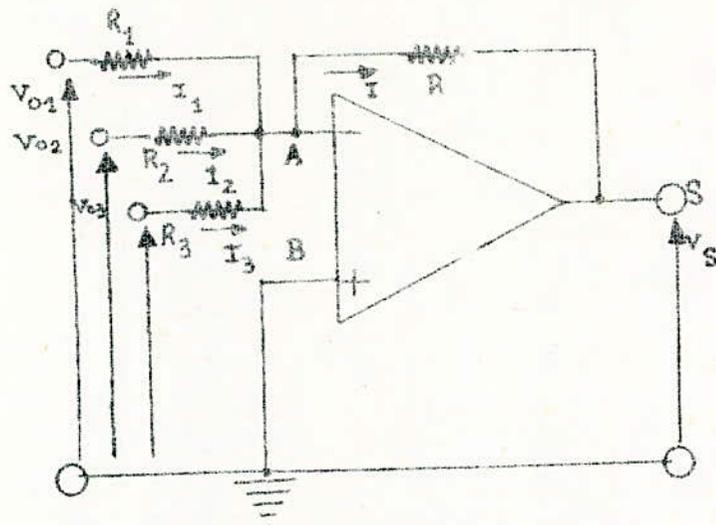


Fig. IV 5: Circuit sommateur inverseur.

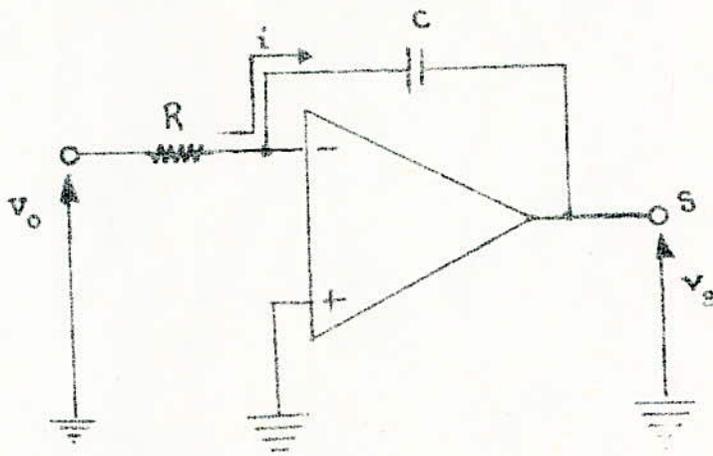


FIG. IV 6 : INTEGRATEUR

IV. B. Multiplieur :INTRODUCTION :

Dans les équations que nous avons à résoudre nous aurons besoin de faire la multiplication entre 2 grandeurs variables x et y . On utilise pour ce faire en circuit intégré le MC1595L dont les caractéristiques et le schéma utilisés sont donnés ci-dessous :

IB.1. Caractéristiques du MC1595L :

MC1595L, MC1495L (continued)

ELECTRICAL CHARACTERISTICS ($V^+ = +32V$, $V^- = -15V$, $T_A = +25^\circ C$, $I_3 = I_{13} = 1mA$, $R_X = R_Y = 15k\Omega$, $R_L = 11k\Omega$ unless otherwise noted)

Characteristic	Figure	Symbol	Min	Typ	Max	Unit
Linearity Output Error in Percent of Full Scale: $T_A = +25^\circ C$ $-10 < V_X < +10$ ($V_Y = +10V$) MC1495 MC1595 $-10 < V_Y < +10$ ($V_X = +10V$) MC1495 MC1595 $T_A = 0$ to $+70^\circ C$ $-10 < V_X < +10$ ($V_Y = +10V$) $-10 < V_Y < +10$ ($V_X = +10V$) $T_A = -55^\circ C$ to $+125^\circ C$ MC1595 $-10 < V_X < +10$ ($V_Y = +10V$) $-10 < V_Y < +10$ ($V_X = +10V$)	5	E_{RX} E_{RY} E_{RX} E_{RY} E_{RX} E_{RY}	-	+1.0 +0.5 +2.0 +1.0 +1.5 +3.0 +0.75 +1.50	+2.0 +1.0 +4.0 +2.0 -	%
Squaring Mode Error: Accuracy in Percent of Full Scale After Offset and Scale Factor Adjustment $T_A = +25^\circ C$ MC1495 MC1595 $T_A = 0$ to $+70^\circ C$ MC1495 $T_A = -55^\circ C$ to $+125^\circ C$ MC1595	5	E_{SQ}	-	+0.75 +0.5 +1.0 +0.75	-	%
Scale Factor (Adjustable) $(K = \frac{2R_L}{I_3 R_X R_Y})$	-	K	-	0.1	-	-
Input Resistance (f = 20 Hz) MC1495 MC1595 MC1495 MC1595	7	R_{INX} R_{INY}	-	20 35 20 35	-	MegOhms
Differential Output Resistance (f = 20 Hz)	8	R_{D1}	-	300	-	k Ohms
Input Bias Current $I_{bx} = \frac{I_9 + I_{12}}{2}$, $I_{by} = \frac{I_4 + I_8}{2}$ MC1495 MC1595 MC1495 MC1595	6	I_{bx} I_{by}	-	2.0 2.0 2.0 2.0	12 8.0 12 8.0	μA
Input Offset Current $ I_9 - I_{12} $ MC1495 MC1595 $ I_4 - I_8 $ MC1495 MC1595	6	$ I_{iox} $ $ I_{ioy} $	-	0.4 0.7 0.4 0.2	2.0 1.0 2.0 1.0	μA
Average Temperature Coefficient of Input Offset Current ($T_A = 0$ to $+70^\circ C$) MC1495 ($T_A = -55^\circ C$ to $+125^\circ C$) MC1595	6	$ TC_{io} $	-	2.0 2.0	-	$nA/^\circ C$
Output Offset Current $ I_{14} - I_{12} $ MC1495 MC1595	6	$ I_{ool} $	-	20 10	100 50	μA
Average Temperature Coefficient of Output Offset Current ($T_A = 0$ to $+70^\circ C$) MC1495 ($T_A = -55^\circ C$ to $+125^\circ C$) MC1595	6	$ TC_{ioo} $	-	1.0 1.0	-	$nA/^\circ C$
Frequency Response 3.0 dB Bandwidth, $R_L = 11k\Omega$ 3.0 dB Bandwidth, $R_L = 50\Omega$ (Transconductance Bandwidth) I_9 3 $^\circ$ Relative Phase Shift Between V_X and V_Y I_8 1% Absolute Error Due to Input-Output Phase Shift	5,10	BW_{3dB} f_{BW3dB} f_p f_θ	-	3.0 80 750 30	-	MHz MHz kHz kHz
Common Mode Input Swing (Either Input) MC1495 MC1595	11	CMV	± 10.5 ± 11.5	± 12 ± 13	-	Vdc
Common Mode Gain (Either Input) MC1495 MC1595	11	A_{CM}	-40 -50	-50 -60	-	dB
Common Mode Quiescent Output Voltage	12	V_{o1} V_{o2}	-	21 21	-	Vdc
Differential Output Voltage Swing Capability	9	V_o	-	+14	-	V _{peak}
Power Supply Sensitivity	12	S^+ S^-	-	3.0 10	-	mV/V
Power Supply Current	12	I_7	-	6.0	7.0	mA
DC Power Dissipation	12	P_D	-	135	170	mW

IV.B.2. Procédures d'ajustement.

La procédure suivante d'ajustement est utilisée pour annuler les offsets et régler le facteur d'échelle voulu. (Voir Fig.IV.7).

1. Offset de l'entrée X
 - a. appliquer un signal sinusoïdal de fréquence 1 kHz, 5 volts crête à crête à l'entrée Y (pin 4).
 - b. mettre l'entrée X à la masse (pin 9)
 - c. ajuster le potentiomètre X offset, P_2 , jusqu'à avoir à la sortie alternative zéro.

2. Offset entrée Y
 - a. appliquer un signal sinusoïdal (1 kHz, 5 volts crête à crête) à l'entrée X (pin 9).
 - b. mettre Y (pin 4) à la masse
 - c. ajuster le potentiomètre Y offset, P_1 , jusqu'à avoir à la sortie alternative zéro.

3. Offset de sortie
 - a. mettre les deux entrées X et Y à la masse
 - b. ajuster le potentiomètre offset sortie, P_4 , jusqu'à avoir une tension de sortie continue égale à zéro.

4. facteur d'échelle.
 - a. appliquer 10^V continue aux deux entrées X et Y
 - b. ajuster le potentiomètre P_3 , jusqu'à avoir 10^V à la sortie.

5. Répéter les étapes 1 à 4 si nécessaire.

La possibilité d'ajuster correctement le MC1595 (MC1594) dépend des caractéristiques des potentiomètres P_1 , P_2 , P_3 et P_4 .

Les potentiomètres multi-tours à coefficients de température bas sont recommandés.

FIGURE 17. MULTIPLIER WITH IMPROVED LINEARITY

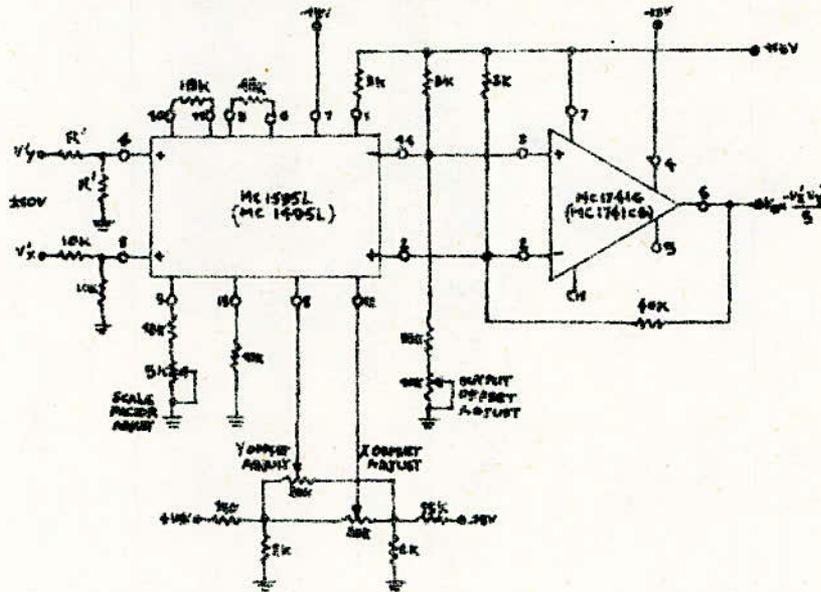
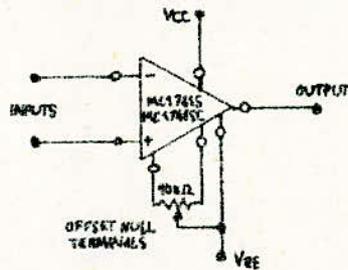


FIGURE 18. OFFSET ADJUST CIRCUIT



IV.C. Circuit Logique :Introduction :

Afin d'automatiser toutes les étapes de calcul nous avons utilisé des circuits logiques du type TTL.

Le circuit utilisé est un NAND de la série 7430.

Le fonctionnement du NAND est caractérisé par sa table de vérité :

A	B	C	$Y = \overline{A.B.C}$
0	0	0	1
0	0	1	1
0	1	0	1
0	1	1	1
1	0	0	1
1	0	1	1
1	1	0	1
1	1	1	0

La figure (IV.9) donne le schéma de principe d'un NAND du type 54/74 couramment utilisé dans la pratique.

Son fonctionnement peut s'expliquer de la façon suivante :

Lorsque l'une quelconque des entrées est à la masse le transistor T_1 est bloqué. Dans ce cas le transistor T_2 se bloque ce qui entraîne le blocage de T_4 . Le transistor T_3 alimenté à travers R_2 se sature de sorte que l'on a alors :

$$V_s \approx E$$

Lorsque toutes les entrées sont reliées à l'alimentation le transistor T_1 se sature entraînant la saturation de T_2 et T_4 .
dans ce cas

$$V_S = 0$$

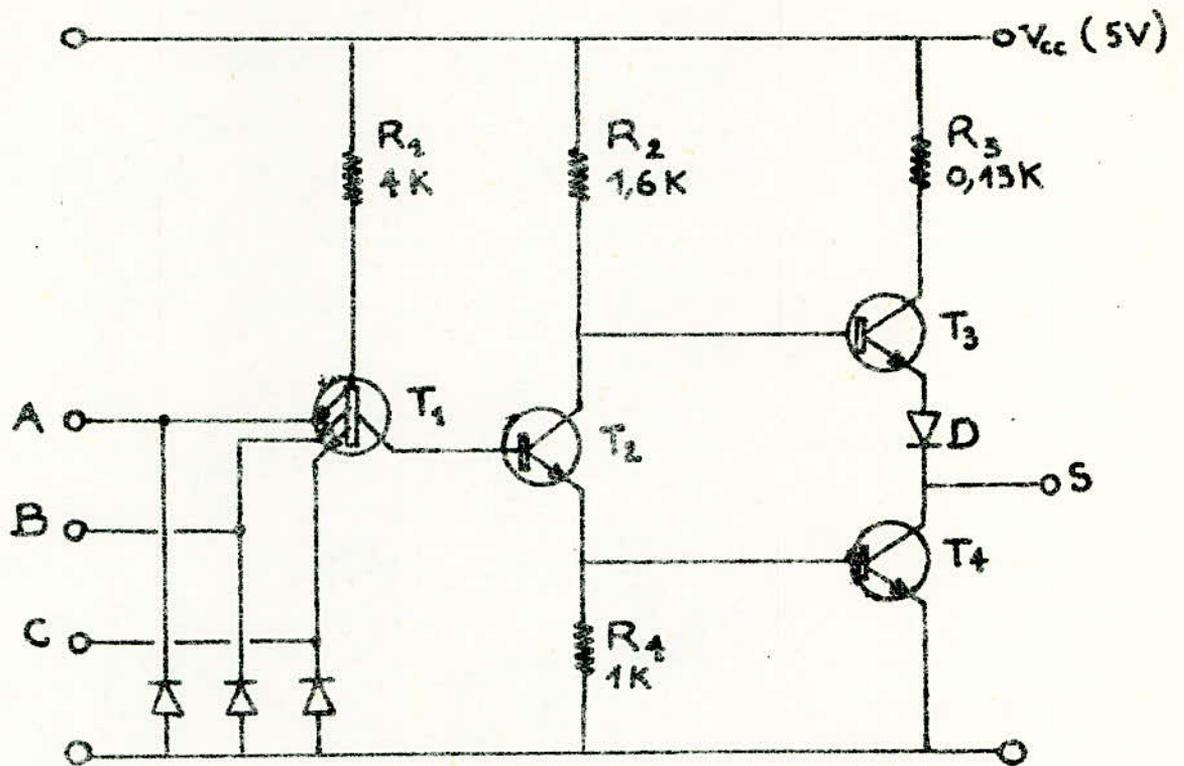
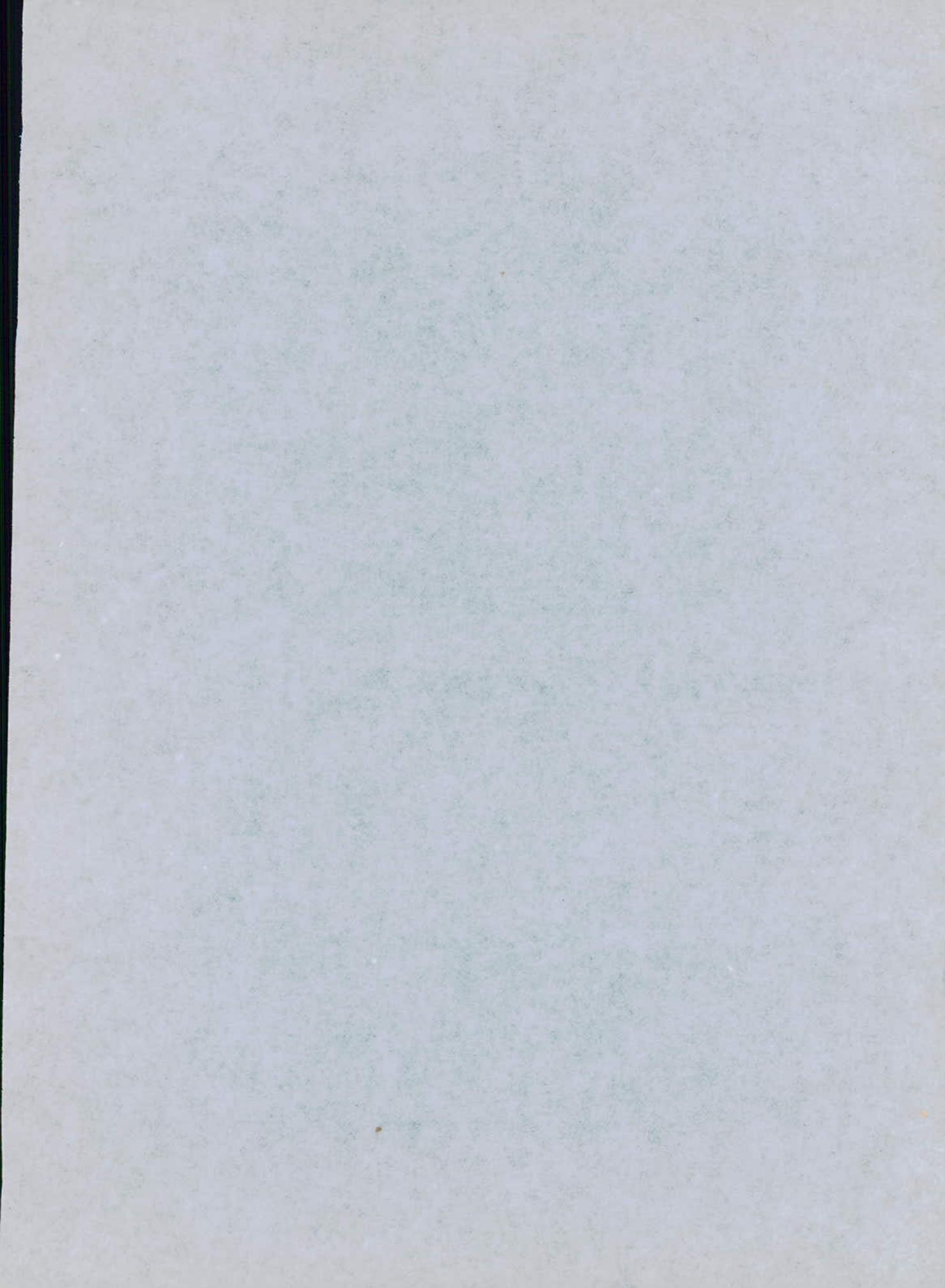


FIG. IV.9 Schéma d'un NAND de la Serie 54/74



V. THERMIQUE DES CENTRALES PWR 900

Dans le paragraphe II.C. nous avons étudié d'une façon générale les problèmes d'échange thermique et de transmission de puissance dans une centrale nucléaire.

Nous nous proposons, dans le présent chapitre, d'étudier avec plus de détails de tels problèmes dans le cas d'une centrale PWR 900.

Pour ce faire nous procéderons comme suit :

- V.A. Dans un premier stade, nous décrirons sommairement la centrale PWR 900.
- V.B. Dans une deuxième phase, nous nous intéresserons à l'étude du champ radial de température.
- V.C. Dans une troisième phase, nous étudierons le champ axial de température.
- V.D. Dans une quatrième partie, nous nous intéresserons à l'étude des équations régissant les évolutions des températures des divers éléments.
- V.E. Dans une cinquième partie, nous nous attacherons à écrire les équations machines.
- V.F. Dans une sixième phase, nous présenterons les composants électriques utilisés ainsi que les résultats obtenus.

V.A. DESCRIPTION

Les réacteurs des centrales PWR appartiennent à la filière eau ordinaire à cycle indirect.

Le schéma de principe d'une centrale PWR 900 MWe est donné par la figure V.A.1.

Ces réacteurs utilisent de l'oxyde d'Uranium enrichi à 3% comme combustible et de l'eau ordinaire comme modérateur et caloporteur.

Les éléments combustibles se présentent sous forme de pastilles empilées dans des crayons cylindriques de diamètre 9 mm et de hauteur 3,66 m gainés de zircalloy d'épaisseur 0,5 mm.

Ces crayons au nombre de 41500 sont regroupés en assemblage 17x17 suivant un pas d'environ 10 mm.

Le circuit caloporteur est constitué de canaux élémentaires. Un canal élémentaire est par définition l'intervalle libre situé entre quatre crayons combustibles voisins dans lequel circule l'eau devant évacuer les calories fournies. Le schéma de principe est donné par la figure V.A.2. L'eau de ce circuit, dit primaire, doit rester en phase liquide. Dans ce but elle est pressurisée à 155 bars.

La chaleur produite au sein du combustible est véhiculée jusqu'à des générateurs de vapeur où elle sert à vaporiser l'eau d'un circuit dit secondaire.

Dans le circuit secondaire fermé, la vapeur à la sortie des générateurs de vapeur va se détendre dans la turbine. Cette dernière actionne l'alternateur qui produit de l'énergie électrique.

Après condensation et réchauffage, l'eau revient alimenter les générateurs de vapeur.

Les centrales P.W.R fonctionnent en turbine prioritaire, ce qui veut dire que la puissance nucléaire est asservie à la puissance du réseau.

Un système de régulation assure cet asservissement.

Le dispositif de régulation est prévu pour ajuster la température du modérateur à une température de consigne variable en fonction de la charge selon la figure (V.A.3).

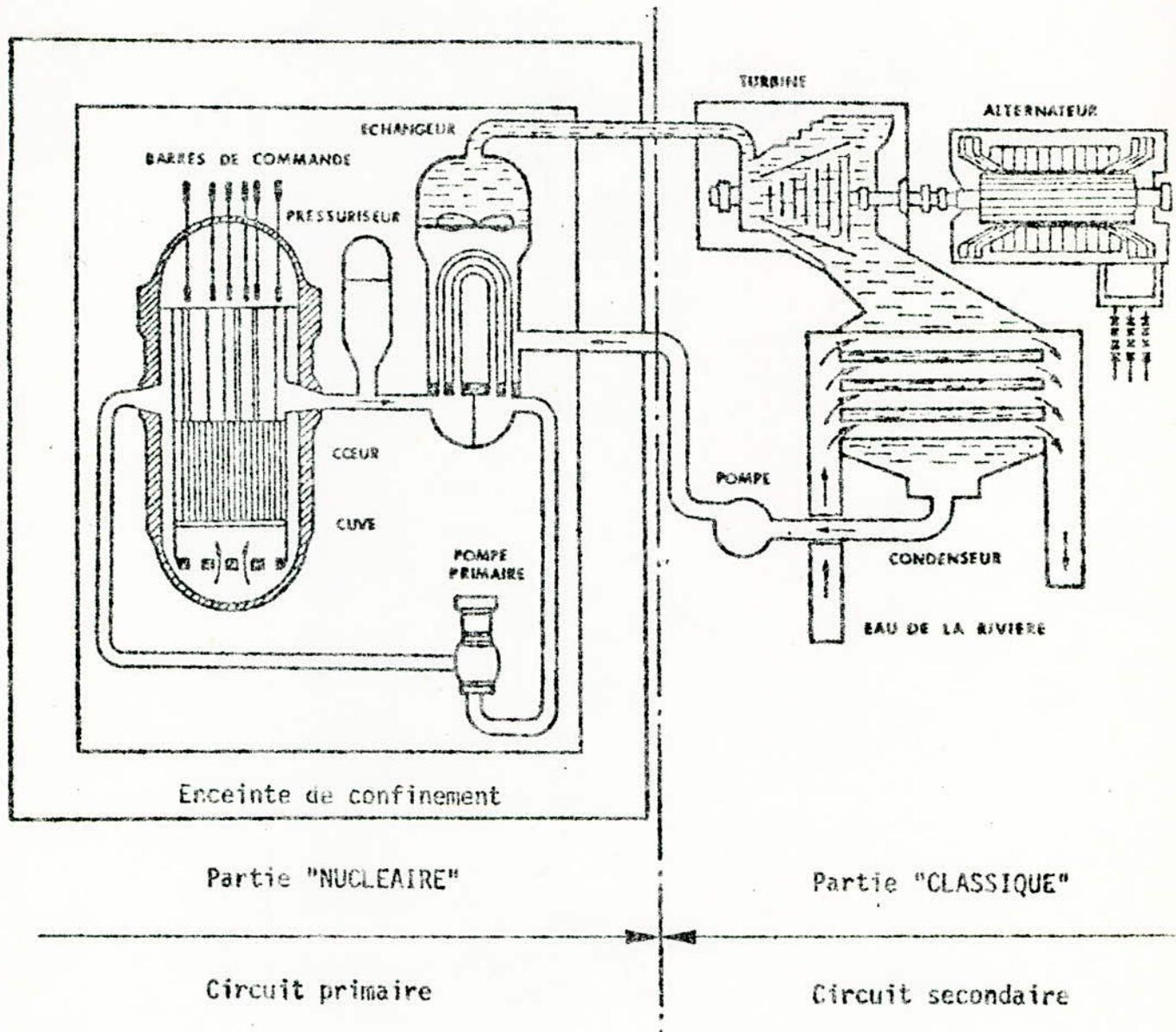


Fig.V.A.1. Schéma de principe d'une tranche nucléaire.

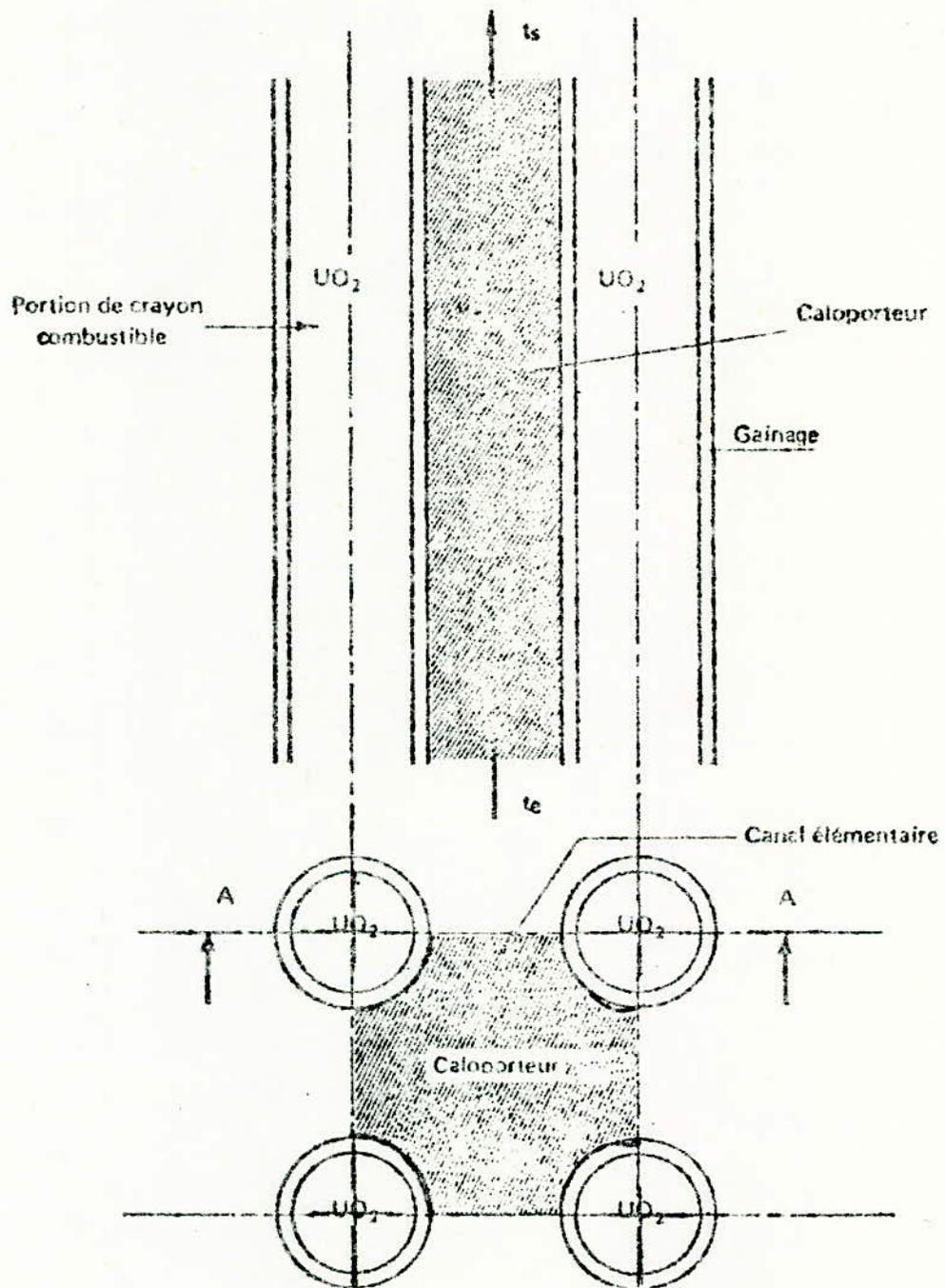


Fig.V.A.2. Canal élémentaire.

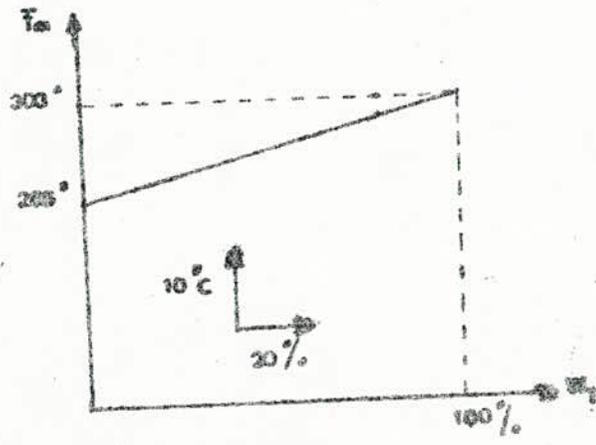


FIGURE VA.3.

V.B. Etude du champ radial de température au sein du crayon

Introduction :

L'équation régissant la transmission de chaleur au sein d'un matériau de conductivité constante λ est donnée par la relation (II.C.24).

Nous nous proposons, dans un premier stade, de résoudre cette équation afin d'établir le champ radial de température au sein du combustible et de la gaine en fonctionnement permanent.

Dans un deuxième stade, nous montrerons que l'étude des transferts de chaleur peut être grandement simplifiée par l'introduction d'une grandeur appelée résistance thermique caractérisant la chute de température entre deux points A et B.

Cette grandeur peut être définie de deux façons différentes selon que les points A et B appartiennent à un même milieu matériel ou s'ils sont situés à l'interface entre deux milieux différents.

Dans le premier cas on peut écrire :

$$\Delta T = R.P \quad (V.B.1)$$

P étant la puissance totale.

Dans le deuxième cas on peut écrire :

$$\Delta T = R.\phi_s \quad (V.B.2)$$

ϕ_s étant le flux surfacique à l'interface considéré.

La résistance thermique R s'exprime en $[\text{°Cm}^2/\text{W}]$.

Ceci nous amène à définir le flux linéique, le flux surfacique et le flux spécifique.

On appelle flux lineique moyen $\bar{\phi}_\ell$ le rapport entre la puissance thermique nominale totale W_{NT} dégagée dans le coeur et la hauteur totale de tous les crayons.

$$\bar{\phi}_\ell = \frac{W_{NT}}{n \cdot h} \quad (\text{V.B.3})$$

n étant le nombre total de crayons

h étant la hauteur d'un crayon.

On appelle flux surfacique moyen $\bar{\phi}_s$ le rapport entre la puissance thermique nominale totale W_{NT} dégagée dans le coeur et la surface latérale totale de tous les crayons.

$$\bar{\phi}_s = \frac{W_{NT}}{n \cdot S} \quad (\text{V.B.4})$$

S étant la section latérale d'un crayon

On appelle flux spécifique moyen $\bar{\phi}_v$ le rapport entre la puissance thermique nominale totale W_{NT} dégagée dans le coeur et le volume total de tous les crayons:

$$\bar{\phi}_v = \frac{W_{NT}}{n \cdot v} \quad (\text{V.B.5})$$

v étant le volume d'un crayon

Du point de vue thermique, on s'intéresse plus particulièrement à l'élément le plus chaud, c'est-à-dire celui qui est situé à l'endroit où le flux est maximal, afin que, en aucun cas de fonctionnement permanent, incidentiel ou accidentel, les matériaux ne dépassent les limites des températures admises par les technologues et responsables de sécurité.

On introduit alors un facteur correctif appelé facteur de point chaud défini comme étant le rapport entre le flux de chaleur maximum à la surface du combustible et le flux de chaleur moyenne dans le crayon compte tenu des tolérances de fabrication du crayon.

Ce facteur est le produit de deux facteurs : le facteur radial f_r et le facteur axial f_z .

$$f_q = f_r \cdot f_z \quad (\text{V.B.6})$$

Les flux calorifiques maximum s'expriment alors par :

$$\phi_{l_{\max}} = f_q \cdot \bar{\phi}_l \quad (\text{V.B.7})$$

$$\phi_{s_{\max}} = f_q \cdot \bar{\phi}_s \quad (\text{V.B.8})$$

$$\phi_{v_{\max}} = f_q \cdot \bar{\phi}_v \quad (\text{V.B.9})$$

La connaissance des résistances thermiques pourra nous servir pour étudier les échanges entre les différents milieux constituant le réacteur.

Cette étude pourra être faite de façon simple si l'on introduit une autre grandeur appelée coefficient d'échange H défini par :

$$H = \frac{\phi_s}{\Delta T} \quad (\text{V.B.10})$$

Le paramètre H s'exprime en $\left[\text{W/m}^2\text{°C} \right]$

On montre alors que la transmission de l'énergie ΔW entre deux milieux séparés par une surface d'échange S est donnée par :

$$\Delta W = S \cdot H \cdot (T_1 - T_2) \quad (\text{V.B.11})$$

T_1 et T_2 étant les températures des milieux (1) et (2) respectivement.

V.B.1. Evolution radiale de la température $T_u(r)$ au sein du Combustible

Si l'on suppose que le combustible est le siège de génération de puissance uniforme et que sa conductivité λ_u est constante, la relation (II.C.24) s'écrit en régime permanent :

$$\Delta^2 T_u(r) + \frac{w}{\lambda_u} = 0 \quad (\text{V.B.12})$$

L'expression montre que si la hauteur h du crayon combustible est très supérieure à son diamètre d , on peut négliger la transmission axiale de chaleur devant la transmission radiale.

Pour le réacteur P.W.R 900, cette approximation est justifiée.

Dans ce cas le laplacien se réduit à sa composante radiale de sorte que la relation (V.B.12) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_u}{\partial r} \right) + \frac{w \cdot r}{\lambda_u} = 0 \quad (\text{V.B.13})$$

L'intégration d'une telle équation donne, compte tenu du fait que λ_u est supposée constante :

$$r \frac{\partial T_u}{\partial r} + \frac{w \cdot r^2}{2\lambda_u} = C_1 \quad (\text{V.B.14})$$

La constante d'intégration C_1 pourra être déterminée en utilisant les conditions aux limites.

On sait en effet, que le gradient $\frac{\partial T_u(0)}{\partial r}$ est fini, ce qui donne :

$$\frac{\partial T_u}{\partial r} + \frac{w \cdot r}{2\lambda_u} = 0 \quad (\text{V.B.15})$$

Relation qui, une fois intégrée, donne :

$$T_u(r) = - \frac{w}{4\lambda_u} \cdot r^2 + C_2 \quad (\text{V.B.16})$$

comme :

$$C_2 = T_u(0)$$

il s'ensuit que :

$$T_u(r) = T_u(0) - \frac{w \cdot r^2}{4\lambda_u} \quad (\text{V.B.17})$$

Cette relation montre que le champ de température au sein du crayon combustible est parabolique et qu'il est maximal au centre du crayon.

L'introduction de la température moyenne \bar{T}_u au sein du crayon combustible peut simplifier grandement l'étude des échanges de chaleur qui sera faite dans la suite.

V.B.1.a. Température moyenne \bar{T}_u au sein du crayon combustible

La température moyenne \bar{T}_u au sein du crayon combustible est définie par la relation :

$$\bar{T}_u = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi r T_u(r) dr \quad (\text{V.B.18})$$

Compte tenu de la relation (V.B.17) l'intégration de l'expression précédente donne :

$$\bar{T}_u = T_u(0) - \frac{w \cdot a^2}{8\lambda_u} \quad (\text{V.B.19})$$

comme :

$$T_u(a) = T_u(0) - \frac{w a^2}{4\lambda_u} \quad (\text{V.B.20})$$

L'équation (V.B.19) aurait pu être obtenue en supposant que :

$$\bar{T}_u = \frac{T_u(o) + T_u(a)}{2} \quad (\text{V.B.21})$$

On tire en effet à partir de (V.B.20) et (V.B.21) :

$$\frac{T_u(o) + T_u(a)}{2} = T_u(o) - \frac{wa^2}{8\lambda_u} \quad (\text{V.B.22})$$

relation identique à l'équation (V.B.19).

La relation (V.B.20) nous permet d'évaluer la chute de température entre le centre et la périphérie du crayon.

V.B.1.b. Chute de température entre le centre et la périphérie du crayon

Une telle grandeur est donnée par :

$$\Delta T_u = T_u(o) - T_u(a) \quad (\text{V.B.23})$$

Soit compte tenu de la relation (V.B.20)

$$\Delta T_u = \frac{wa^2}{4\lambda_u} \quad (\text{V.B.24})$$

L'introduction d'une grandeur R_u appelée résistance thermique qui sera calculée au paragraphe suivant permet de simplifier de façon appréciable l'étude de transfert de chaleur.

V.B.1.c. Résistance thermique R_u du crayon combustible

La résistance thermique R_u caractérise la chute de température entre le centre et la périphérie du crayon. Elle est définie par la relation :

$$\Delta T_u = R_u \cdot w \quad (\text{V.B.25})$$

expression dans laquelle w est la puissance totale dégagée dans le crayon.

comme :

$$w = \frac{W}{\pi a^2 h} \quad (\text{V.B.26})$$

La relation (V.B.25) donne :

$$R_u = \frac{1}{4\pi \cdot \lambda_u \cdot h} \quad (\text{V.B.27})$$

V.B.2. Transmission de la chaleur du crayon combustible à la gaine

Le contact entre l'oxyde d'Uranium et la gaine étant mal assuré, la transmission de la chaleur s'effectue avec une chute de température ΔT_{uG} proportionnelle au flux surfacique ϕ_s .

$$\Delta T_{uG} = R_{uG} \cdot \phi_s \quad (\text{V.B.28})$$

Expression dans laquelle R_{uG} est appelée résistance de contact et ϕ_s le flux généré par unité de surface au niveau de la section latérale du crayon combustible.

Compte tenu de la relation (V.B.26) on peut écrire :

$$\phi_s = \frac{w \cdot a}{2} \quad (\text{V.B.29})$$

V.B.3. Evolution radiale de la température $T_G(r)$ au sein de la gaine

En régime permanent, dans le cas où l'on suppose que la conductivité λ_g de la gaine est indépendante de la température, la relation (II.C.24) donne, compte tenu du fait que la gaine n'est le siège d'aucune génération de puissance :

$$\Delta^2 T_G(r) = 0 \quad (\text{V.B.30})$$

Compte tenu du fait que, pour des raisons déjà expliquées, on peut négliger la transmission axiale devant la transmission radiale, le laplacien se réduit à sa composante radiale, de sorte que la relation (V.B.30) devient :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_G}{\partial r} \right) = 0 \quad (\text{V.B.31})$$

L'intégration d'une telle équation donne :

$$r \frac{\partial T_G}{\partial r} = C_1 \quad (\text{V.B.32})$$

La valeur de la constante C_1 est liée au flux surfacique $\phi_s(a)$ à l'interface combustible-gaine par la relation :

$$\phi_s(a) = - \lambda_g \left. \frac{\partial T_G(r)}{\partial r} \right]_{r=a} \quad (\text{V.B.33})$$

Les relations (V.B.29), (V.B.32) et (V.B.33) donnent :

$$C_1 = - w \frac{a^2}{2\lambda_g} \quad (\text{V.B.34})$$

L'équation (V.B.32) s'écrit alors :

$$\frac{\partial T_G(r)}{\partial r} = - \frac{wa^2}{2\lambda_g} \cdot \frac{1}{r} \quad (\text{V.B.35})$$

L'intégration d'une telle équation donne :

$$T_G(r) = - \frac{wa^2}{2\lambda_g} \text{Log } r + C_2 \quad (\text{V.B.36})$$

A la limite l'équation précédente donne :

$$T_G(a) = - \frac{wa^2}{2\lambda_g} \text{Log } a + C_2 \quad (\text{V.B.37})$$

D'où l'on tire :

$$T_G(r) = T_G(a) - \frac{wa^2}{2\lambda_g} \cdot \text{Log } \frac{r}{a} \quad (\text{V.B.38})$$

En tenant compte du fait que l'épaisseur e de la gaine est négligeable devant le rayon a du crayon, un développement limité nous donne :

$$T_G(r) = T_G(a) - \frac{wa}{2\lambda_g} (r - a) \quad (\text{V.B.39})$$

Cette relation nous montre que la température au sein de la gaine est maximale à l'interface combustible gaine et qu'elle varie ensuite linéairement avec r .

Arrivé à ce stade il serait intéressant de déterminer la température moyenne \bar{T}_G au sein de la gaine.

V.B.3.a. Température moyenne \bar{T}_G au sein de la gaine

La température moyenne \bar{T}_G de la gaine est définie par :

$$\bar{T}_G = \frac{1}{\Pi(b^2 - a^2)} \int_a^b 2\Pi r T_G(r) dr \quad (\text{V.B.40})$$

Compte tenu de la relation (V.B.38) l'intégration de l'équation précédente donne :

$$\bar{T}_G = T_G(a) - \frac{w \cdot a^2 \cdot b^2}{4\lambda_g (b^2 - a^2)} \cdot \text{Log} \frac{b}{a} + \frac{wa^2}{8\lambda_g} \quad (\text{V.B.41})$$

Comme l'épaisseur e de la gaine est négligeable devant le rayon a du crayon, un développement limité nous permet d'écrire :

$$\bar{T}_G = T_G(a) - \frac{W \cdot a e}{4\lambda_g} \quad (\text{V.B.42})$$

Comme :

$$T_G(b) = T_G(a) - \frac{wa^2}{2\lambda_g} \text{Log} \frac{b}{a} \quad (\text{V.B.43})$$

Ou encore compte tenu de la relation (V.B.39)

$$T_G(b) = T_G(a) - \frac{wae}{2\lambda_g} \quad (\text{V.B.44})$$

La relation (V.B.42) pourrait être obtenue d'une façon différente si l'on suppose que :

$$\bar{T}_G = \frac{T_G(a) + T_G(b)}{2} \quad (\text{V.B.45})$$

On tire en effet d'après (V.B.44) et (V.B.45) :

$$\bar{T}_G = \frac{T_G(a) + T_G(b)}{2} = T_G(a) - \frac{wae}{4\lambda_g} \quad (\text{V.B.46})$$

relation identique à celle obtenue en (V.B.42)

V.B.3.b. Chute de température au sein de la gaine

La chute de température dans la gaine est donnée par :

$$\Delta T_G = T_G(a) - T_G(b) \quad (\text{V.B.47})$$

Soit compte tenu de la relation (V.B.44) :

$$\Delta T_G = \frac{wae}{2\lambda_g} \quad (\text{V.B.48})$$

Arrivé à ce stade il est intéressant de calculer la résistance thermique R_g de la gaine, grandeur qui caractérise la chute de température dans la gaine.

V.B.3.c. Résistance thermique R_g de la gaine

La résistance thermique R_g de la gaine est définie par :

$$\Delta T_G = R_g \cdot \phi_s(a) \quad (\text{V.B.49})$$

Ce qui donne, compte tenu des relations (V.B.26) et (V.B.48) :

$$R_g = \frac{e}{\lambda_g} \quad (\text{V.B.50})$$

V.B.4. Transmission de chaleur de la gaine au caloporteur

La transmission de la chaleur de la gaine au caloporteur a lieu avec une chute de température donnée par la loi de Colburn :

$$\Delta T_{GM} = R_{GM} \cdot \phi_s(b) \quad (\text{V.B.51})$$

Expression dans laquelle :

R_{GM} est la résistance de contact gaine modérateur donnée par la relation (II.C.27).

$\phi_s(b)$ est le flux surfacique donné par la relation (V.B.26).

Conclusion

La transmission de chaleur dans le crayon combustible est caractérisée par les résistances thermiques R_u de l'oxyde d'Uranium, et R_g de la gaine, ainsi que des résistances de contact R_{uG} et R_{GM} .

En effet, connaissant la puissance par unité de volume ou par unité de surface ainsi que les résistances R_u , R_g , R_{uG} et R_{GM} le champ radial des températures dans les différents éléments du crayon combustible est parfaitement déterminé.

La carte des températures dans le crayon est donnée par la figure (V.B.1).

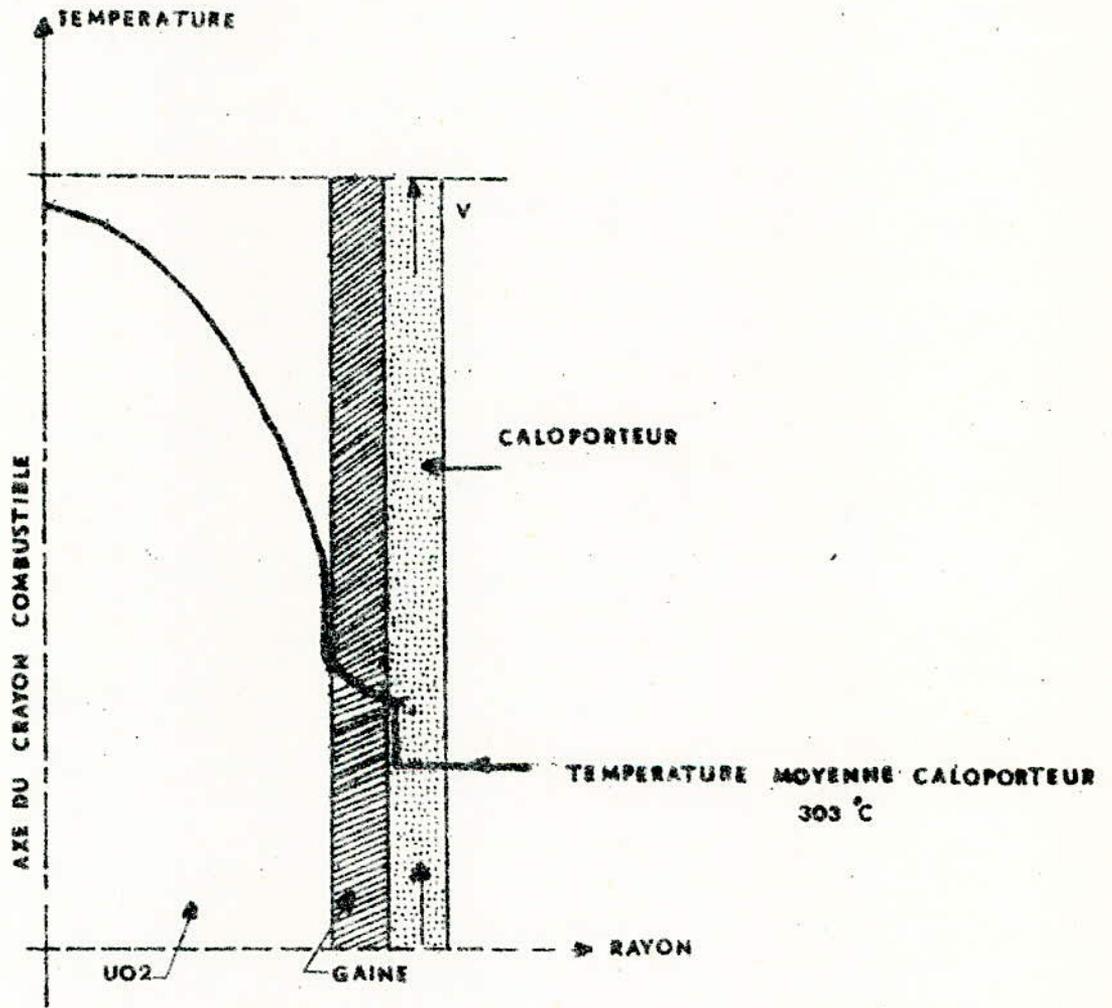


FIGURE V.B.1. CHAMP RADIAL DE TEMPERATURE

V.C. ETUDE DU CHAMP AXIAL DE TEMPERATUREINTRODUCTION

L'évacuation de la chaleur générée par le crayon combustible est assurée par le caloporteur qui circule de bas en haut dans la cuve contenant le réacteur.

Nous nous proposons d'établir les équations régissant l'évolution axiale des températures au sein des éléments constituant le réacteur.

Nous commencerons par rappeler l'équation régissant le flux. Nous passerons, ensuite, à l'étude de l'évolution axiale de la température du fluide caloporteur. Ceci nous permettra, compte tenu des différents coefficients d'échange, de déterminer l'évolution axiale de la température de la gaine et du combustible.

V.C.1. Rappel

Nous avons vu dans le chapitre III.A. que la distribution du flux de neutrons dans un coeur d'un réacteur est régit par l'équation :

$$\Delta^2 \phi + B^2 \phi = 0 \quad (\text{V.C.1})$$

Expression dans laquelle ϕ est le flux de neutrons et B le laplacien matière.

La solution d'une telle équation pour un réacteur cylindrique est donnée par la relation :

$$\phi = \phi_{\max} \cdot J_0\left(2,405 \frac{r}{R'}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{L'}\right) \quad (\text{V.C.2})$$

expression dans laquelle :

$L' = L + 1,42 \lambda_{\text{tr}}$ est la longueur extrapolée du cylindre

L est la longueur réelle du cylindre

λ_{tr} est le libre parcours moyen de transport de neutrons.

$R' = R + 0,71 \lambda_{\text{tr}}$ est le rayon extrapolé du cylindre

R est le rayon réel du cylindre.

La relation (V.C.2) exprime que la distribution de puissance générée au sein du réacteur est de la forme :

$$P = P_{\max} \cdot J_0\left(2,405 \frac{r}{R'}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{L'}\right) \quad (\text{V.C.3})$$

Une telle distribution est donnée par la figure (V.C.1)

Du point de vue thermique, on s'intéressera à la position du canal le plus chargé, c'est-à-dire le canal le plus chaud auquel on associera un flux linéique de chaleur ϕ_{ℓ} dont la répartition est de la forme :

$$\phi_{\ell} = \phi_0 \cos\left(\frac{\pi z}{L'}\right) \quad (\text{V.C.4})$$

En général le rapport L/L' est de l'ordre de 0,9. On pose alors :

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{L}{L'} \quad (\text{V.C.5})$$

La répartition axiale du flux linéique devient :

$$\phi_{\ell} = \phi_0 \cdot \cos\left(\frac{2\gamma z}{L}\right) \quad (\text{V.C.6})$$

La puissance totale du canal est alors :

$$W = \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \phi_{\ell}(z) dz = \phi_0 \cdot L \cdot \frac{\sin \gamma}{\gamma} \quad (\text{V.C.7})$$

La puissance linéique moyenne est alors :

$$\bar{\phi}_{\ell} = \frac{W}{L} = \phi_0 \cdot \frac{\sin \gamma}{\gamma} \quad (\text{V.C.8})$$

V.C.2. Evolution axiale de la température du fluide caloporteur

Le bilan énergétique à la côte z s'écrit :

$$qc \left[\theta(z) - \theta_e \right] = \int_{-\frac{L}{2}}^z \phi_0 \cos\left(\frac{2\gamma z}{L}\right) dz \quad (\text{V.C.9})$$

expression dans laquelle :

q est le débit massique du canal caloporteur

c est la chaleur spécifique du fluide

θ_e la température d'entrée du fluide.

$\theta(z)$ la température du fluide à la côte z .

Après intégration du second membre de l'équation (V.C.9) on obtient

$$\theta(z) = \theta_e + \frac{\phi_0 \cdot L}{2\gamma qc} \left[\sin \gamma + \sin\left(\frac{2\gamma z}{L}\right) \right] \quad (\text{V.C.10})$$

Arrivé à ce stade, il serait intéressant de déterminer la température moyenne $\bar{\theta}_m$ au sein du canal. Une telle grandeur est donnée par l'équation :

$$\bar{\theta}_m = \frac{1}{2\Pi RL} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} 2\Pi R \theta(z) dz \quad (\text{V.C.11})$$

Soit compte tenu de (V.C.10)

$$\bar{\theta}_m = \frac{1}{L} \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \left\{ \theta_e + \frac{\phi_o L}{2\gamma qc} \left[\sin\gamma + \sin\left(\frac{2\gamma z}{L}\right) \right] \right\} dz \quad (\text{V.C.12})$$

Ou encore :

$$\bar{\theta}_m = \theta_e + \frac{\phi_o L}{2\gamma qc} \sin\gamma \quad (\text{V.C.13})$$

Comme :

$$\theta\left(\frac{L}{2}\right) = \theta_s = \theta_e + \frac{\phi_o L}{\gamma qc} \sin\gamma \quad (\text{V.C.14})$$

Il s'ensuit que :

$$\bar{\theta}_m = \frac{\theta_s + \theta_e}{2} = \theta_e + \frac{\phi_o L}{2\gamma qc} \sin\gamma \quad (\text{V.C.15})$$

V.C.3. Evolution axiale de la température de la gaine

Compte tenu de la relation de Colburn, la température de la gaine à une côte z est donnée par la relation :

$$T_g(z) = \theta(z) + \frac{\phi(z)}{\Pi D} \cdot R_{GM} \quad (\text{V.C.16})$$

expression dans laquelle :

$T_g(z)$ est la température de la gaine à la côte z

$\phi(z)/\Pi D$ est le flux surfacique à la côte z .

R_{GM} est la résistance de contact gaine modérateur

Compte tenu des relations (V.C.6) et (V.C.10) l'expression de $T_g(z)$ devient :

$$T_g(z) = \theta_e + \frac{\phi_o L \sin \gamma}{2\gamma q_c} \left[1 + \frac{\sin\left(\frac{2\gamma z}{L}\right)}{\sin \gamma} \right] + \phi_o \frac{R_{GM}}{\Pi D} \cos\left(\frac{2\gamma z}{L}\right)$$

Posons :

(V.C.17)

$$\cotg \beta = \frac{2\gamma q_c}{\Pi D L} \cdot R_{GM} \quad (\text{V.C.18})$$

L'expression de $T_g(z)$ devient alors :

$$T_g(z) = \theta_e + \frac{\phi_o L \sin \gamma}{2\gamma q_c} \left[1 + \frac{\sin\left(\frac{2\gamma z}{L}\right) + \cotg \beta \cdot \cos\left(\frac{2\gamma z}{L}\right)}{\sin \gamma} \right] \quad (\text{V.C.19})$$

Ou encore :

$$T_g(z) = \theta_e + \frac{\phi_o L \sin \gamma}{2\gamma q_c} \left[1 + \frac{\cos\left[\frac{2\gamma z}{L} - \beta\right]}{\sin \gamma \sin \beta} \right] \quad (\text{V.C.20})$$

La température de la gaine est maximale à la côte :

$$z = \frac{\beta L}{2\gamma} \quad (\text{V.C.21})$$

Elle est égale à :

$$T_{gmax} = \theta_e + \frac{\phi_o L \sin \gamma}{2\gamma q_c} \left[1 + \frac{1}{\sin \gamma \sin \beta} \right] \quad (\text{V.C.22})$$

V.C.4. Evolution axiale de la température au coeur de l'Uranium

A une côte z donnée les différentes chutes de température au sein du combustible sont les suivantes :

- La chute de température dans l'épaisseur de la gaine donnée par la relation :

$$\Delta T_G = \frac{\phi(z)}{\Pi D} \cdot R_g \quad (\text{V.C.23})$$

Expression dans laquelle :

$\phi(z)/\Pi D = \frac{\phi_0}{\Pi D} \cos\left(\frac{2\gamma z}{L}\right)$ est le flux surfacique à la côte z

$R_g = \frac{e}{\lambda_g}$ est la résistance thermique de la gaine.

. La chute de température au contact gaine combustible donnée par la relation :

$$\Delta T_{uG} = \frac{\phi(z)}{\Pi D} \cdot R_{uG} \quad (\text{V.C.24})$$

expression dans laquelle R_{uG} est la résistance de contact gaine-combustible.

. La chute de température au sein du combustible donnée par la relation :

$$\Delta T_u = \frac{\phi(z)}{\Pi D} \cdot R_u \quad (\text{V.C.25})$$

expression dans laquelle :

$R_u = \frac{S}{4\Pi\lambda_u L}$ est la résistance thermique du combustible.

$S = \Pi DL$ est la section latérale du combustible.

La température T_u du combustible à la côte z s'exprime par :

$$T_u(z) = T_G(z) + \Delta T_{uG} + \Delta T_G + \Delta T_u \quad (\text{V.C.26})$$

Soit :

$$T_u(z) = \theta_e + \frac{\phi_0 L \sin\gamma}{2\gamma qc} \left[1 + \frac{\sin\left(\frac{2\gamma z}{L}\right)}{\sin\gamma} \right] + \left[\frac{R_{GM}}{\Pi D} + \frac{R_g}{\Pi D} + \frac{R_{uG}}{\Pi D} + \frac{1}{4\Pi\lambda_u} \right] \phi(z)$$

(V.C.27)

Posons :

$$\cotg\beta_u = \frac{2\gamma qc}{S} \left[R_{GM} + \frac{e}{\lambda_g} + R_{uG} + \frac{D}{4\lambda_u} \right] \quad (V.C.28)$$

Il vient :

$$T_u(z) = \theta_e + \frac{\phi_o L \sin\gamma}{2\gamma qc} \left[1 + \frac{\cos\left(\frac{2\gamma z}{L} - \beta_u\right)}{\sin\gamma \sin\beta_u} \right] \quad (V.C.29)$$

La température T_u du combustible est maximale à la côte :

$$z = \frac{\beta_u \cdot L}{2\gamma} \quad (V.C.30)$$

$$T_{u\max} = \theta_e + \frac{\phi_o L \sin\gamma}{2\gamma qc} \left[1 + \frac{1}{\sin\gamma \sin\beta_u} \right] \quad (V.C.31)$$

La carte des températures d'un canal de réacteur donnée par la figure (V.C.2) qui montre que :

- . La température du fluide est maximale à la sortie du réacteur.
- . La température de la gaine est maximale entre le centre et la périphérie.
- . La température du combustible est, quant à elle, maximale aux environs du centre du réacteur.

Conclusion :

Connaissant la température d'entrée θ_e du fluide caloporteur, son débit massique q , sa chaleur spécifique C et connaissant la forme de la puissance, on peut déterminer les températures des différents milieux du canal et en particulier les températures maximales.

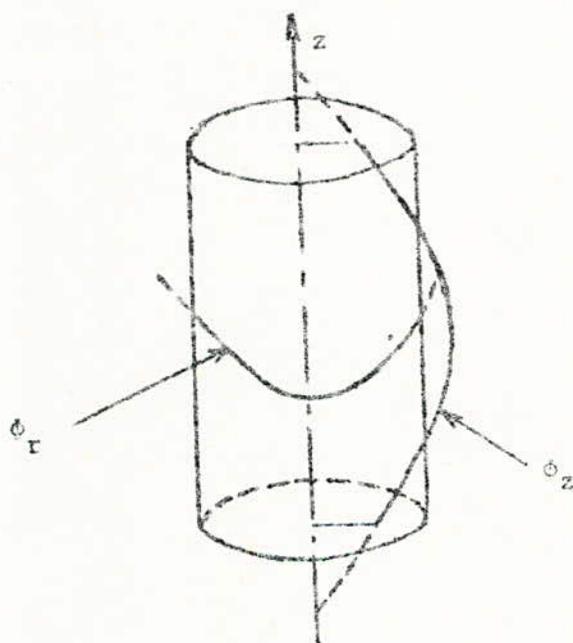


Fig.V.C.1. Distribution spatiale de la puissance.

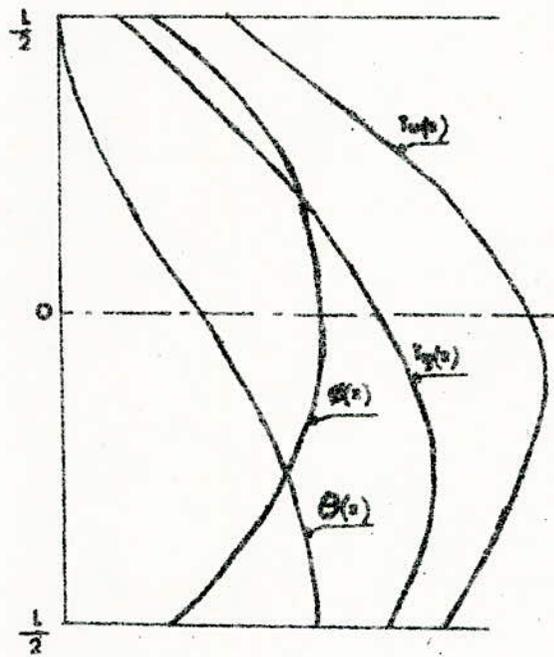


FIGURE V.C.2. CHAMP AXIAL DE TEMPERATURE

V.D. Etude des équations régissant les évolutions des températures

Introduction :

Nous venons de déterminer la distribution spatiale des températures du combustibles, de la gaine et du modérateur en fonctionnement permanent.

Dans le présent paragraphe, nous nous proposons d'étudier l'évolution au cours du temps, des températures au sein de la gaine, du combustible et du modérateur. Pour des raisons de commodité, nous ne considérerons que les températures moyennes.

Nous procéderons comme suit :

V.D.1. Dans un premier stade, nous écrirons les équations régissant les évolutions des températures au sein des divers éléments.

V.D.2. Dans un deuxième stade, nous nous intéresserons à la détermination des paramètres utilisés dans ces équations.

V.D.1. Equations régissant les évolutions des températures :

Les expressions régissant les évolutions des températures au sein d'un matériau donné sont données par les équations de conservation de l'énergie.

$$\begin{array}{l} \text{La variation} \\ \text{de l'énergie} \end{array} = \text{Production} - \text{transfert} \quad (\text{V.D.1})$$

V.D.1.1. Bilan d'énergie dans le combustible

La variation d'énergie dans le combustible est donnée par :

$$M_u C_u \frac{d\bar{T}_u}{dt} = W - S_1 H_1 (\bar{T}_u - \bar{T}_G) \quad (\text{V.D.2})$$

Expression dans laquelle :

M_u est la masse du combustible

C_u la chaleur massique du combustible

\bar{T}_u la température moyenne du combustible

\bar{T}_G la température moyenne de la gaine

W la puissance totale dégagée dans le combustible

S_1 la section latérale totale du combustible

H_1 le coefficient d'échange thermique global combustible gaine.

V.D.1.2. Bilan d'énergie dans la gaine

La variation d'énergie dans la gaine est donnée par :

$$M_g C_g \frac{d\bar{T}_G}{dt} = S_1 H_1 (\bar{T}_u - \bar{T}_G) - S_2 H_2 (\bar{T}_G - \bar{T}_M) \quad (\text{V.D.3})$$

Expression dans laquelle :

M_g est la masse de la gaine

C_g la chaleur massique de la gaine

S_2 la section latérale totale de la gaine

H_2 le coefficient d'échange thermique global gaine-modérateur

\bar{T}_m la température moyenne du modérateur.

V.D.1.3. Bilan d'énergie dans le modérateur :

La variation d'énergie dans le fluide caloporteur est donnée par :

$$M_m C_m \frac{d\bar{T}_m}{dt} = S_2 H_2 (\bar{T}_G - \bar{T}_M) - 2 Q C_m (\bar{T}_m - T_e) \quad (\text{V.D.4.})$$

expression dans laquelle :

M_m est la masse d'eau

C_m la chaleur massique de l'eau

Q le débit massique de l'eau

T_e la température d'entrée de l'eau.

V.D.2. Détermination des différents paramètres :

Nous donnons ci-après les caractéristiques de la centrale, grandeurs qui nous permettront de calculer les différents paramètres utilisés dans les équations régissant les évolutions des températures au sein du combustible, de la gaine et du fluide caloporteur.

Le nombre n de crayons combustibles est égal à 41500

Le rayon a d'un crayon combustible est égal à $45 \cdot 10^{-4}$ m

Le rayon b de la gaine est égal à $50 \cdot 10^{-4}$ m

L'épaisseur e de la gaine est égale à $5 \cdot 10^{-4}$ m

La hauteur h d'un crayon est 3,66 m

La puissance nominale totale dégagée dans le combustible est égale à

$$W_{NT} = 2770 \text{ MW.}$$

Le facteur de point chaud f_q est égal à 2,62.

Le diamètre hydraulique D_H d'un canal élémentaire est égal à 10^{-2} m

La viscosité μ_e de l'eau dans le domaine de fonctionnement autorisé est égal à $75 \cdot 10^{-6}$ Kg/m.sec.

La conductivité λ_e de l'eau dans le domaine de fonctionnement autorisé est égale à $45 \cdot 10^{-2}$ W/m°C.

Le volume d'eau est de 15 m^3

La vitesse moyenne v de l'eau lorsque les 3 pompes débitent est égal à $v = 4$ m/sec.

débit volumique Q_v du fluide caloporteur lorsque les trois pompes débitent :

$$Q_v = 18,76 \text{ m}^3/\text{sec}$$

la pression du fluide caloporteur est :

$$P = 155 \text{ bars}$$

la température de fusion de l' UO_2 est de 2800°C

La température du fluide caloporteur à la limite de l'ébullition est de 345°C .

La température du fluide caloporteur en régime normal de fonctionnement est de 303°C .

La température d'entrée du fluide caloporteur est $T_e = 286^\circ$.

Calcul des paramètres :

1. Les flux moyens et maximum - surface latérales :

La surface latérale totale S_1 du combustible :

$$S_1 = n \pi 2 ah = 4295 \text{ m}^2$$

La surface latérale totale S_2 de la gaine

$$S_2 = n \pi bh = 4772 \text{ m}^2$$

Le flux linéique moyen $\bar{\phi}_l = 2 \cdot 10^4$ W/m.

Le flux surfacique moyen $\bar{\phi}_s = 65 \cdot 10^4$ W/m²

Le flux spécifique moyen $\bar{\phi}_v = 3 \cdot 10^8$ W/m³

Le flux linéique maximal $\phi_{l\text{max}} = 5 \cdot 10^4$ W/m

Le flux surfacique maximal $\phi_{s\text{max}} = 170 \cdot 10^4$ W/m²

Le flux spécifique maximal $\phi_{v\text{max}} = 7,6 \cdot 10^8$ W/m³

Les températures en fonctionnement normal - Les température limites.

. en fonctionnement normal

La température \bar{T}_m au sein du fluide caloporteur en fonctionnement nominal est :

$$\bar{T}_m = 303 \text{ } ^\circ\text{C}$$

on montre alors que :

La température \bar{T}_G au sein de la gaine dans le domaine de fonctionnement autorisé est :

$$\bar{T}_G = 335 \text{ } ^\circ\text{C}$$

et la température \bar{T}_u au sein du combustible est :

$$\bar{T}_u = 696 \text{ } ^\circ\text{C}$$

. températures limites

L'eau du circuit caloporteur doit rester en phase liquide, comme elle est pressurivée à 155 bars, il s'ensuit que la température limite à ne pas dépasser est :

$$\bar{T}_{m \text{ max}} = 345 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

On montre alors que, les températures maximales à ne pas dépasser au sein de la gaine et du combustible sont :

$$\bar{T}_{G \text{ max}} = 422 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\bar{T}_{u \text{ max}} = 1500 \text{ } ^\circ\text{C}$$

3. Les coefficients d'échange thermique : ^

a. Le coefficient d'échange thermique combustible gaine s'exprime par :

$$H_1 = \bar{R}_1^{-1} + H_{R \text{ CG}}$$

expression dans laquelle :

$$R_1 = \frac{R_u}{2} + R_{uG} + \frac{R_g}{2}$$

est la resistance thermique globale combustible gaine

$$H_{RCG} = \frac{\epsilon_{CG} \cdot \sigma}{(\bar{T}_u - \bar{T}_G)} \cdot (\bar{T}_u^4 - \bar{T}_G^4)$$

Le coefficient d'échange par radiation entre combustible et gaine.

. La résistance thermique R_g de la gaine est donnée par la relation (V.B.50) et s'exprime en $[\text{°Cm}^2/\text{W}]$ si e s'exprime en $[\text{m}]$ et λ_g en $[\text{W/m}^\circ\text{C}]$.

Dans les calculs précédents nous avons supposé λ_g indépendante de la température, en réalité elle varie en fonction de T_g selon la relation empirique suivante :

$$\lambda_g = 12 + 125 \cdot 10^{-4} T_g$$

On montre cependant que dans le domaine de fonctionnement autorisé, on peut prendre avec une bonne approximation.

$$\lambda_g = 16,5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$$

Il s'ensuit que la résistance R_g a pour valeur :

$$R_g = 30 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{°C/W}$$

. La résistance thermique R_u du combustible est donnée par la relation (V.B.27) et s'exprime donc en $[\text{°C/W}]$ si λ_u s'exprime en $[\text{W/m}^\circ\text{C}]$ et h en $[\text{m}]$. Pour l'exprimer en $[\text{m}^2\text{°C/W}]$ il suffit de multiplier l'expression précédente par la section latérale du crayon combustible.

Il s'ensuit que R_u s'exprime par :

$$R_u = \frac{\pi 2ah}{4\pi \lambda_u h} = \frac{a}{2\lambda_u}$$

Dans les paragraphes précédents nous avons supposé λ_u constante, en réalité elle varie avec la température selon la formule empirique :

$$\lambda_u = \frac{3800}{T_u + 400} + 48 \cdot 10^{-12} (T_u - 127)^3$$

On montre cependant que dans le domaine de fonctionnement autorisé, on peut prendre avec une bonne approximation.

$$\lambda_u = 3 \text{ W/m}^\circ\text{C}$$

Il s'ensuit que la résistance R_u du combustible a pour valeur :

$$R_u = 58 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3\text{ }^\circ\text{C/W}$$

. La résistance de contact R_{uG} .

L'expérience montre que la résistance de contact R_{uG} est comprise entre deux valeurs.

En début de vie :

$$R_{uG} = 10 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{ }^\circ\text{C/W}$$

en fin de vie :

$$R_{uG} = 20 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{ }^\circ\text{C/W}$$

On considère alors la valeur moyenne :

$$R_{uG} = 15 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{ }^\circ\text{C/W}$$

Il s'ensuit que :

$$R_1 = 59 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{ }^\circ\text{C/W}$$

Ou encore :

$$R_1^{-1} = 1695 \text{ W/m}^2\text{ }^\circ\text{C}.$$

Le coefficient d'échange par radiation.

Dans le domaine de fonctionnement autorisé:

$$H_{RCG} \approx 37 \text{ W/m}^2\text{ }^\circ\text{C}.$$

Cette valeur est négligeable devant R_1^{-1} .

On peut donc prendre avec une bonne approximation.

$$H_1 = 1695 \text{ W/m}^2\text{°C}.$$

b. Le coefficient d'échange thermique gaine modérateur

S'exprime par :

$$H_2 = R_2^{-1} + H_{R_{GM}}$$

expression dans laquelle :

$$R_2 = \frac{R_g}{2} + R_{GM}$$

est la résistance thermique globale gaine modérateur

$$H_{R_{GM}} = \frac{\epsilon_{GM} \cdot \sigma}{(\bar{T}_G - \bar{T}_M)} (\bar{T}_G^4 - \bar{T}_M^4)$$

est le coefficient d'échange par radiation entre gaine et modérateur.

. La résistance thermique R_{GM} de contact entre gaine et modérateur est donnée par la relation (II.C.27).

Dans le domaine de fonctionnement autorisé on a :

$$H_{GM} = R_{GM}^{-1} = 3.10^4 \text{ W/m}^2\text{°C}$$

Il s'ensuit que :

$$R_2 = 18,33.10^{-5} \text{ m}^2\text{°C/W}$$

Ou encore :

$$R_2^{-1} = 5455 \text{ W/m}^2\text{°C}$$

. Le coefficient d'échange par radiation :

Dans le domaine de fonctionnement autorisé on a :

$$H_{R_{GM}} \approx 8 \text{ W/m}^2\text{°C}.$$

Cette valeur est négligeable devant celle de R_2^{-1}

On peut donc prendre avec une bonne approximation :

$$H_2 = 5455 \text{ W/m}^2\text{°C}$$

4. Les chaleurs spécifiques

Les chaleurs spécifiques sont fonction de la température.

Les chaleurs spécifiques C_u du combustible et C_g de la gaine ne varient pas beaucoup avec les températures T_u et T_g respectivement. La chaleur spécifique C_m du modérateur varie avec la température selon la figure (V.D.1).

Cependant on peut considérer avec une bonne approximation que dans le domaine de fonctionnement autorisé on a les valeurs numériques :

$$C_u = 330 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$$

$$C_g = 380 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$$

$$C_m = 5802 \text{ J/kg}^\circ\text{C}.$$

5. Les masses et le débit massique

Les masses M s'expriment par :

$$M = \rho \cdot V$$

expression dans laquelle ρ est la masse volumique variable avec la température selon la figure (V.D.2).

Dans le domaine de fonctionnement autorisé on a :

$$M_u = 70.10^3 \text{ kg}$$

$$M_g = 15.10^3 \text{ kg}$$

$$M_m = 10.590 \text{ kg}$$

Le débit massique Q s'exprime par :

$$Q = \rho_m \cdot \text{débit volumique}$$

Dans le domaine de fonctionnement autorisé :

$$Q = 13245 \text{ kg/sec.}$$

Conclusion

Les évolutions, au cours du temps, des températures au sein du combustible, de la gaine et du modérateur sont étudiées dans le cas où, en maintenant la température d'entrée du fluide caloporteur constante ($T_e = 286^\circ\text{C}$) on introduit une perturbation quelconque.

Cette perturbation pouvant être soit une variation de la puissance W générée dans le combustible, soit l'arrêt de l'une ou deux des trois pompes ...

Les variables d'entrée seront donc la puissance W et le débit massique Q , les variables de sortie seront \bar{T}_u , \bar{T}_G et \bar{T}_m .

Les équations régissant les évolutions des températures \bar{T}_u , \bar{T}_G et \bar{T}_m , compte tenu des paramètres précédemment déterminés, peuvent se mettre sous la forme :

$$\frac{d\bar{T}_u}{dt} = 0,043W - 0,32 \bar{T}_u + 0,32 \bar{T}_G \quad (\text{V.D.5})$$

$$\frac{d\bar{T}_G}{dt} = 1,28 \bar{T}_u - 5,84 \bar{T}_G + 4,6 \bar{T}_m \quad (\text{V.D.6})$$

$$\frac{d\bar{T}_m}{dt} = 0,42 \bar{T}_G - 0,42 \bar{T}_m - 0,19 Q \cdot \bar{T}_m + 54,01 Q \quad (\text{V.D.7})$$

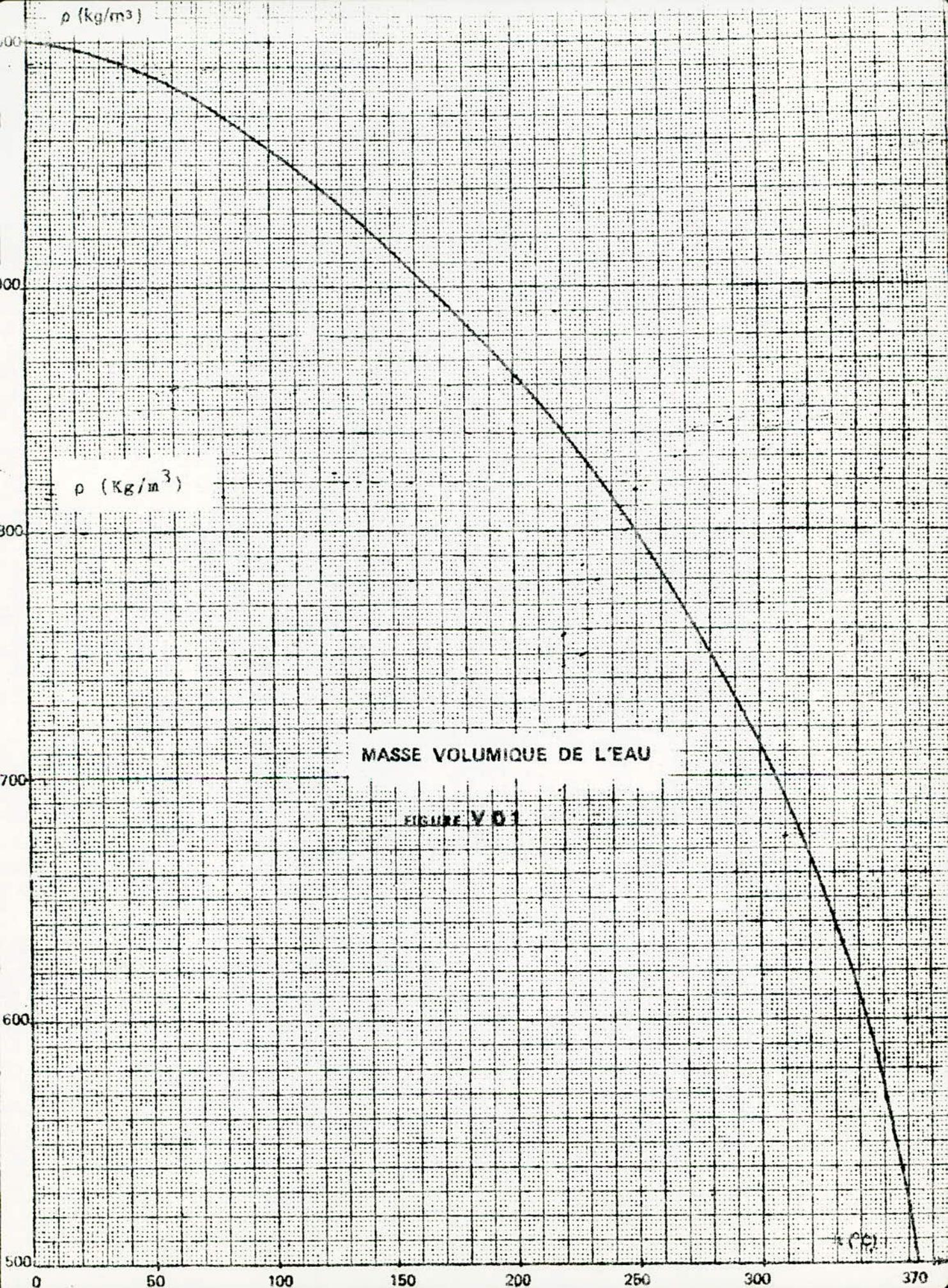
Expressions dans lesquelles :

W est exprimée en MW

Q est exprimé en tonnes/sec.

\bar{T}_u , \bar{T}_G et \bar{T}_m en °C

$\frac{d\bar{T}_u}{dt}$, $\frac{d\bar{T}_G}{dt}$, $\frac{d\bar{T}_m}{dt}$ en °C/sec.



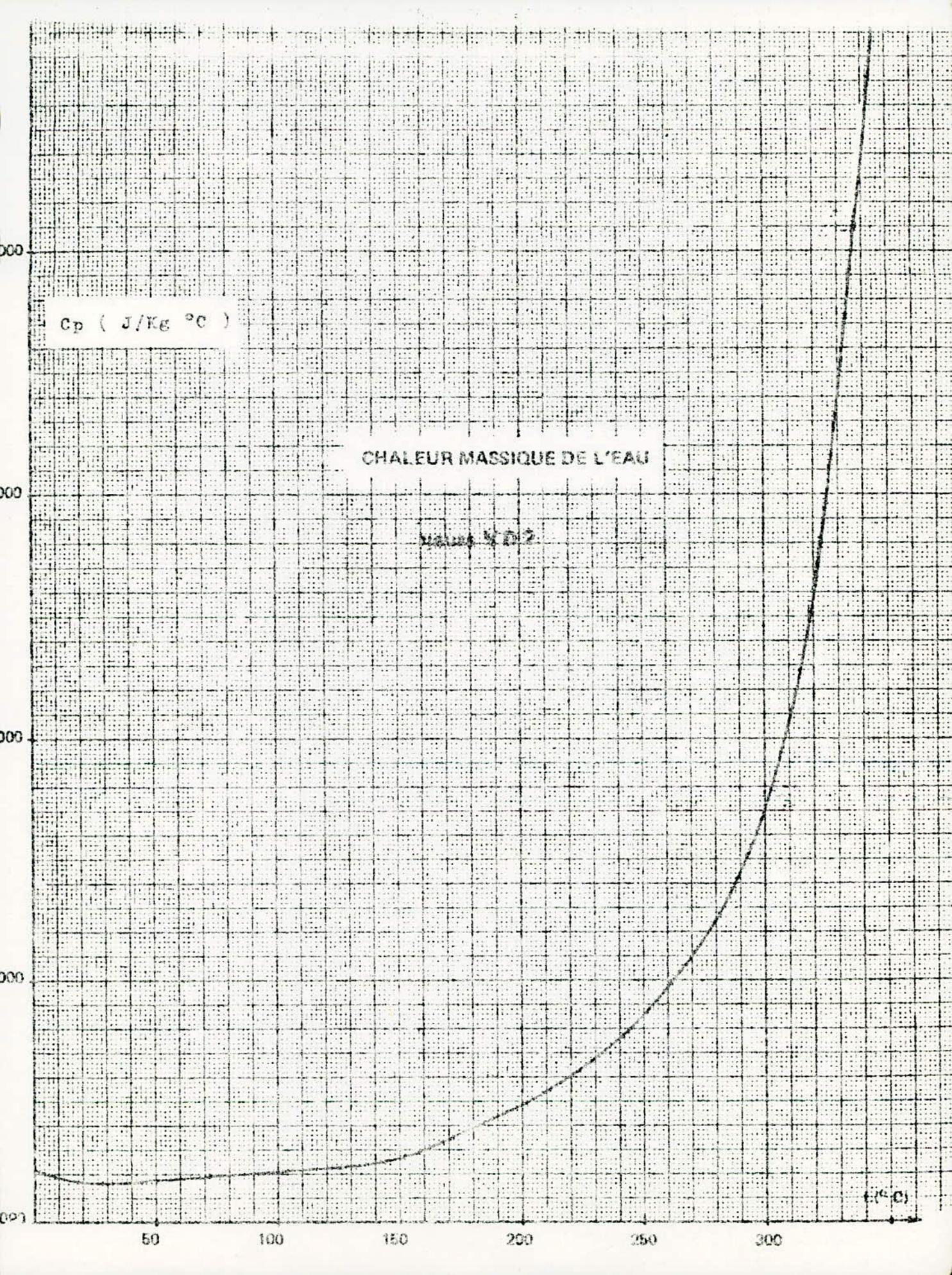
ρ (kg/m^3)

ρ (kg/m^3)

MASSE VOLUMIQUE DE L'EAU

FIGURE V 01

(C)



C_p (J/Kg °C)

CHALEUR MASSIQUE DE L'EAU

Table 4.12

t ($^\circ\text{C}$)

V.E. Resolution analogique des équations températures

Introduction.

Nous nous proposons, lors du présent paragraphe, de résoudre analogiquement les équations températures établies dans le paragraphe précédent.

Pour ce faire, nous transformerons les équations physiques en équations machines en faisant des changements d'échelles convenables.

Les équation températures dépendent de plusieurs paramètres tels que - puissance, débit des pompes, pression ... etc.

Si l'on désire étudier les effet de chacun des paramètres précédents, il suffira de se reporter aux équations V.D.5., V.D.6 et V.D.7. valables avec plus au moins de précision lorsque les paramètres précédemment introduits varient peu **au voisinage** du fonctionnement nominal.

Dans le cas des variations très importantes, il conviendra de modifier les équations en conséquence.

Ainsi si l'on **veut**, par exemple, étudier l'effet d'un fonctionnement anormal d'un ou plusieurs pompes, il conviendra de résoudre trois groupes d'équations machines : c'est ce que nous nous proposons de faire par la suite.

Il conviendra de signaler que dans ce cas les effets **transitoires** ne **pourront pas** être étudiés.

V.E.1. Choix des variables analogiques.

L'amplificateur opérationnel ne pouvant travailler que sur deux décades ($0,1^V - 10^V$) pour des raisons d'une part de bruits à bas niveau, d'autre part de saturation à haut niveau, il conviendra de s'assurer que les **maxima** des variables à simuler et de leurs dérivées ne saturent pas les amplis opérationnels et que les minima ne **se confondent pas** avec les bruits.

Les changements d'échelle se feront donc de manière à avoir les maxima des tensions simulées le plus près possible de la tension de saturation. Pour ce faire, à la valeur maximale de la variable à simuler et à la valeur maximale de sa dérivée on fera correspondre 10^V qui est la tension de saturation des amplis opérationnels.

La relation qui lie la valeur de la grandeur machine x à la valeur réelle X est :

$$x = K \cdot X \quad (\text{V.E.1})$$

K étant le facteur d'échelle

On définira le facteur d'échelle K d'une variable par le rapport entre l'unité machine 10^V et la valeur maximale de la variable considérée.

$$K = \frac{10}{\text{Valeur maximale}} \quad (\text{V.E.2})$$

Nous remarquons ainsi la nécessité de déterminer la valeur maximale des variables à simuler.

Dans les paragraphes précédents nous avons précisé les valeurs maximales des différentes variables. Nous les rappelons ici pour mémoire :

- La puissance maximale admise est de l'ordre de 120% de la puissance nominale.

La température maximale du modérateur $\bar{T}_{m \max}$ est égale à 345 °C

La température maximale de la gaine $T_G \max$ est égal à 422 °C

La température maximale au sein du combustible $T_u \max$ est égal à 1500 °C

Le débit maximum des pompes Q est de l'ordre de 13245 kg /sec

compte tenu de la relation (V.E.2) et des valeurs maximales citées ci-dessus les facteurs d'échelle des variables puissance, température modérateur, température gaine, température combustible et débit des pompes seront respectivement:

$$\begin{aligned} K_w &= 30 \cdot 10^{-4} \text{ Volts/ MW} \\ K_m &= 290 \cdot 10^{-4} \text{ Volts/}^\circ\text{C} \\ K_G &= 237 \cdot 10^{-4} \text{ Volts/}^\circ\text{C} \\ K_u &= 67 \cdot 10^{-4} \text{ Volts/}^\circ\text{C} \\ K_Q &= 7550 \cdot 10^{-4} \text{ Volts/Tonnes/sec.} \end{aligned} \quad (\text{V.E.3})$$

Les variables dérivées maximales dépendent de l'importance des variations de la puissance et du débit et seront donc calculées pour chaque type de groupes d'équations.

V.E.2. Résolution analogique des équations températures au voisinage du fonctionnement nominal.

Les équations températures utilisées dans l'étude de l'évolution des températures au voisinage du fonctionnement nominal sont celles établies dans le paragraphe précédent, nous les rappelons ici pour mémoire:

$$\frac{d\bar{T}_u}{dt} = 0,043 W - 0,32 \bar{T}_u + 0,32 \bar{T}_G \quad (\text{V.E.4})$$

$$\frac{d\bar{T}_G}{dt} = 1,28 \bar{T}_u - 5,84 \bar{T}_G + 4,6 \bar{T}_m \quad (\text{V.E.5})$$

$$\frac{d\bar{T}_m}{dt} = 0,42 \bar{T}_G - 0,42 \bar{T}_m - 0,19 Q \cdot \bar{T}_m + 54,01Q \quad (\text{V.E.6})$$

\bar{T}_u étant la température au sein du combustible

\bar{T}_G étant la température au sein de la gaine

\bar{T}_m étant la température au sein du modérateur

W la puissance dégagée dans le coeur

Q le débit des pompes.

Les variations maximales de température seront définies comme suit :

$$\left(\frac{d\bar{T}_u}{dt}\right)_{\max} = 0,043 W_{\max} + 0,32 \bar{T}_G_{\max}$$

$$\left(\frac{d\bar{T}_G}{dt}\right)_{\max} = 1,28 \bar{T}_u_{\max} + 4,6 \bar{T}_m_{\max} \quad (\text{V.E.7})$$

$$\left(\frac{d\bar{T}_m}{dt}\right)_{\max} = 0,42 \bar{T}_G_{\max} + 54,01 Q_{\max}$$

Compte tenu de la relation (V.E.2), des valeurs maximales précédemment données et des relations ci-dessus, les facteurs d'échelle des variables $\frac{d\bar{T}_u}{dt}$, $\frac{d\bar{T}_G}{dt}$ et $\frac{d\bar{T}_m}{dt}$ seront respectivement :

$$K'u = 360.10^{-4} \text{ Volts/}^\circ\text{C/sec} \quad (\text{V.E.8})$$

$$K'G = 29.10^{-4} \text{ Volts/}^\circ\text{C/sec}$$

$$K'm = 112.10^{-4} \text{ Volts/}^\circ\text{C/sec}$$

Compte tenu de la relation (V.E.1), les équations machines dans le cas considéré se mettent sur la forme :

$$\frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,52 w - 1,72 \bar{t}_u + 0,49 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.9})$$

$$\frac{d\bar{t}_g}{dt} = 0,55 \bar{t}_u - 0,71 \bar{t}_u + 0,46 \bar{t}_m \quad (\text{V.E.10})$$

$$\frac{d\bar{t}_m}{dt} = 0,20 \bar{t}_g - 0,16 \bar{t}_m - 0,1 q \bar{t}_m + 0,80 q \quad (\text{V.E.11})$$

expressions dans lesquelles \bar{t}_u , \bar{t}_g , \bar{t}_m , q , w , $\frac{d\bar{t}_u}{dt}$, $\frac{d\bar{t}_g}{dt}$ et $\frac{d\bar{t}_m}{dt}$ sont des variables machines.

L'équation machine (V.E.9) ne peut être simulée analogiquement avec précision du fait qu'une tension \bar{t}_u de 5,81 Volts sature déjà l'ampli opérationnel.

Pour palier cet inconvénient, il suffira de diviser tous les termes de cette équation par 1,72 et de choisir la constante de temps de l'intégrateur donnant \bar{t}_u égal à $(1,72)^{-1}$ sec de manière à retrouver \bar{t}_u en sortie l'équation machine (V.E.9) devient alors :

$$\frac{1}{1,72} \cdot \frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,30 w - \bar{t}_u + 0,28 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.12})$$

La résolution analogique des équations (V.E.10), (V.E.11) et (V.E.12) peut être faite à partir des schémas analogiques donnés respectivement par les figures (V.E.2), (V.E.3) et (V.E.1).

Le multiplieur utilisé effectue la multiplication des deux grandeurs q et \bar{T}_m . Les comparateurs permettent de fixer les conditions initiales c'est-à-dire les valeurs correspondantes au fonctionnement nominal. Nous rappelons qu'aux conditions nominales :

$$T_{uo} = 789 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$T_{Go} = 410 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$T_{mo} = 303 \text{ } ^\circ\text{C}$$

La détermination des éléments composant les circuits analogiques est obtenue en identifiant les coefficients des variables \bar{T}_u , \bar{T}_g , \bar{T}_m , q et w et les gains des sommateurs et les coefficients des variables $\frac{dT_u}{dt}$, $\frac{dT_g}{dt}$ et $\frac{dT_m}{dt}$ avec les gains des intégrateurs. Compte tenu des relations énoncées dans le paragraphe (IV.A.) on peut écrire respectivement pour les schémas (V.E.1), (V.E.2) et (V.E.3).

$$\frac{R}{R_1} = 1 ; \quad \frac{R}{R_2} = 0,30 ; \quad \frac{R}{R_3} = 0,28 \text{ et } rc = (1,72)^{-1} \text{ sec}$$

$$\frac{R'}{R'_1} = 0,71 \quad \frac{R'}{R'_2} = 0,55 \quad \frac{R'}{R'_3} = 0,46 \text{ et } r'c' = 1 \text{ sec}$$

$$\frac{R''}{R''_1} = 0,16 \quad \frac{R''}{R''_2} = 0,20 \quad \frac{R''}{R''_3} = 0,80 \quad \frac{R''}{R''_4} = 1 \text{ et } r''c'' = 1 \text{ sec.}$$

$k = 0,1$ est le facteur d'échelle du multiplieur .

La détermination des paramètres r et c peut être faite de la manière suivante :

La valeur des condensateurs doit être prise suffisamment faible pour des raisons technologiques .

La résistance r doit être prise aussi élevée que possible pour éviter toute charge excessive du sommateur.

Le choix optimal des deux paramètres peut être faite de façon à rendre le gain de l'intégrateur le plus faible possible.

comme :

$$G = \frac{1}{rc}$$

On en déduit qu'il y a un compromis à faire.

Les valeurs de c couramment utilisées sont de l'ordre de $10 \mu\text{F}$.

On prendra donc dans toute la suite :

$$C = 10 \mu\text{F}.$$

ce qui donne respectivement :

$$r = 58 \text{ k} \Omega$$

$$r' = 100 \text{ k} \Omega$$

$$r'' = 100 \text{ k} \Omega$$

La détermination des autres résistances R, R_1, R_2, \dots est obtenue de la manière suivante :

Les résistances d'entrée des sommateurs, c'est-à-dire R_1, R_2, R_3, \dots doivent être de l'ordre d'une dizaine de $\text{k}\Omega$ au minimum pour ne pas réduire l'impédance d'entrée du montage.

Les résistances de contre réaction R ne doivent pas être très élevées du fait de la présence des capacités parasites élevées qui existent à leurs bornes.

On a convenu de prendre :

$$R = 30 \text{ k} , R_1 = 30 \text{ k} , R_2 = 100 \text{ k} \Omega , R_3 = 107 \text{ k} \Omega$$

$$R' = 12 \text{ k} , R'_1 = 19 \text{ k} , R'_2 = 22 \text{ k} \Omega , R'_3 = 26 \text{ k} \Omega$$

$$R'' = 12 \text{ k} , R''_1 = 75 \text{ k} \Omega , R''_2 = 60 \text{ k} \Omega , R''_3 = 15 \text{ k} , R''_4 = 12 \text{ k}$$

V.E.3. Etude dans le cas de défaillance d'une pompe

Nous avons vu dans les paragraphes (II.C) et (V.D) que le coefficient d'échange thermique par convection gaine modérateur H_2 dépend de la vitesse du fluide caloporteur, donc du débit des pompes.

Compte tenu des relations (II.C.26) et (II.C.27) le coefficient de Colburn H_{GM} s'écrit en fonction de la vitesse :

$$H_{GM} = K \cdot v^{0,8} \quad (\text{V.E.13})$$

avec

$$K = 9901 \left[\frac{H_{GM}}{v^{0,8}} \right] \quad (\text{V.E.14})$$

Il s'ensuit que si la vitesse change et devient v' le coefficient de Colburn devient :

$$H'_{GM} = H_{GM} \cdot \left(\frac{v'}{v} \right)^{0,8} \quad (\text{V.E.15})$$

ou encore :

$$R'_{GM} = R_{GM} \cdot \left(\frac{v'}{v} \right)^{0,8} \quad (\text{V.E.15 bis})$$

Il s'ensuit que le coefficient d'échange thermique H'_2 gaine - modérateur se met sous la forme :

$$(H'_2)^{-1} = \frac{R_G}{2} + R_{GM} \cdot \left(\frac{v'}{v} \right)^{0,8} \quad (\text{V.E.16})$$

en posant :

$$v' = \frac{2}{3} v \quad (\text{V.E.17})$$

On obtient, compte tenu des grandeur calculées dans les paragraphes précédents :

$$H'_2 = 5099 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Compte tenu des relations (V.D.2), (V.D.3) et (V.D.4) les équations températures en cas de défaillance d'une pompe s'écrivent :

$$\frac{d\bar{T}_u}{dt} = 0,043 W - 0,32 \bar{T}_u + 0,32 \bar{T}_G \quad (\text{V.E.18})$$

$$\frac{d\bar{T}_G}{dt} = 1,28 \bar{T}_u - 5,6 \bar{T}_G + 4,3 \bar{T}_m \quad (\text{V.E.19})$$

$$\frac{d\bar{T}_m}{dt} = 0,40 \bar{T}_G - 2,08 \bar{T}_m + 476,91 \quad (\text{V.E.20})$$

Des relations identiques aux relations (V.E.7.) nous permettent d'écrire les facteurs d'échelle des variables $\frac{d\bar{T}_u}{dt}$, $\frac{d\bar{T}_G}{dt}$ et $\frac{d\bar{T}_m}{dt}$ sous la forme :

$$K'_u = 360.10^{-4} \text{ V/}^\circ\text{C/sec}$$

$$K'_G = 29.10^{-4} \text{ V/}^\circ\text{C/ sec} \quad (\text{V.E.21})$$

$$K'_m = 155.10^{-4} \text{ V/}^\circ\text{C/ sec}$$

Compte tenu des facteurs d'échelle (V.E.3) et (V.E.21) les équations machines s'écrivent :

$$\frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,52 w - 1,72 \bar{t}_u + 0,49 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.22})$$

$$\frac{d\bar{t}_g}{dt} = 0,55 \bar{t}_u - 0,71 \bar{t}_g + 0,46 \bar{t}_m \quad (\text{V.E.23})$$

$$\frac{d\bar{t}_m}{dt} = 0,26 \bar{t}_g - 1,11 \bar{t}_m + 7,4 \quad (\text{V.E.24})$$

Les équations (V.E.22) et (V.E.24) ne peuvent pas être simulées analogiquement du fait qu'une tension \bar{t}_u de 5,81 Volts et une tension \bar{t}_m de 9 Volts saturent déjà les amplis opérationnels sommateurs.

Le raisonnement fait plus haut peut être repris dans le cas de la relation (V.E.22) identique à la relation (V.E.9). Quant à la relation (V.E.24) il suffira de la diviser par 1,11 et de choisir un intégrateur de constante de temps égal à $(1,11)^{-1}$ sec.

On obtient alors :

$$\frac{1}{1,72} \frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,30 \bar{w} - \bar{t}_u + 0,28 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.22 bis})$$

$$\frac{1}{1,11} \frac{d\bar{t}_m}{dt} = 0,23 \bar{t}_g - \bar{t}_m + 6,67 \quad (\text{V.E.24 bis})$$

Le résolution des équations (V.E.22 bis), (V.E.23) et V.E.24 bis) peut être faite à partir des schémas analogiques donnés respectivement par les figures (V.E.1), (V.E.2) et (V.E.4).

Le diviseur de tension figurant sur le schéma (V.E.4) permet d'obtenir une tension de 6,67 Volts à partir de la tension d'alimentation + 15 Volts.

Le calcul des éléments est fait de la même façon que précédemment.

Les relations (V.E.22) et (V.E.23) étant identiques à celles obtenues dans le cas du fonctionnement nominal les éléments auront donc les mêmes valeurs.

En se basant sur les mêmes considérations que précédemment on obtient pour le bloc analogique résolvant l'équation (V.E.24)

$$R = 27 \text{ k } \Omega \quad R_1 = 27 \text{ k } \Omega \quad R_2 = 120 \text{ k } \quad R_3 = 27 \text{ k } \quad r = 90 \text{ k } \quad \text{et } c = 10 \text{ } \mu\text{F.}$$

V.E.4 Etude dans le cas de défaillance de deux pompes

Dans ce cas la relation (V.E.17) se met sous la forme :

$$v' = \frac{1}{3} v \quad (\text{V.E.25})$$

Compte tenu de la relation (V.E.14), des grandeurs calculées dans les paragraphes précédents et de la relation (V.E.25) le coefficient d'échange thermique H'_2 devient égal à :

$$H'_2 = 4348 \text{ W/M}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Compte tenu des relations (V.D.2), (V.D.3) et (V.D.4) les équations températures dans le cas de défaillance de deux pompes s'écrivent :

$$\frac{d\bar{T}_u}{dt} = 0,043 W - 0,32 \bar{T}_u + 0,32 \bar{T}_G \quad (\text{V.E.26})$$

$$\frac{d\bar{T}_G}{dt} = 1,28 \bar{T}_u - 4,92 \bar{T}_G + 3,64 \bar{T}_m \quad (\text{V.E.27})$$

$$\frac{d\bar{T}_m}{dt} = 0,34 \bar{T}_G - 1,18 \bar{T}_m + 238,45 \quad (\text{V.E.28})$$

Des relations identiques aux relations (V.E.7) nous permettent d'écrire les facteurs d'échelle des variables $\frac{d\bar{T}_u}{dt}$, $\frac{d\bar{T}_G}{dt}$ et $\frac{d\bar{T}_m}{dt}$ sous la forme :

$$\begin{aligned} K'u &= 360 \cdot 10^{-4} \text{ V/}^\circ\text{C/sec} \\ K'G &= 32 \cdot 10^{-4} \text{ V/}^\circ\text{C/sec} \\ K'm &= 262 \cdot 10^{-4} \text{ V/}^\circ\text{C/sec} \end{aligned} \quad (\text{V.E.29})$$

Les équations machines s'écrivent alors :

$$\frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,52 w - 1,72 \bar{t}_u + 0,49 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.30})$$

$$\frac{d\bar{t}_g}{dt} = 0,61 \bar{t}_u - 0,66 \bar{t}_g + 0,40 \bar{t}_m \quad (\text{V.E.31})$$

$$\frac{d\bar{t}_m}{dt} = 0,38 \bar{t}_g - 1,07 \bar{t}_m + 6,3 \quad (\text{V.E.32})$$

Le même raisonnement fait plus haut peut être repris pour la relation (V.E.30). Quant à la relation (V.E.32), il conviendra de la diviser par 1,07 pour éviter toute saturation du sommateur et de choisir un intégrateur de constante de temps égal à $(1,07)^{-1}$ sec. Les équations machines deviennent alors :

$$\frac{1}{1,72} \frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,30 w - \bar{t}_u + 0,28 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.30 bis})$$

$$\frac{1}{1,07} \frac{d\bar{t}_m}{dt} = 0,36 \bar{t}_g - \bar{t}_m + 5,89 \quad (\text{V.E.32 bis})$$

La résolution analogique des équations (V.E.30), (V.E.31) et (V.E.32) peut être faite à l'aide des schémas analogiques donnés respectivement par les figures (V.E.1), (V.E.2) et (V.E.4).

La relation (V.E.30) étant identique à celle obtenue dans les deux cas de fonctionnement précédents, il s'ensuit que les valeurs des éléments restent inchangées.

Pour les deux autres schémas on obtient respectivement :

$$R = 22 \text{ k} \quad R_1 = 33,3 \text{ k} \quad R_2 = 36 \text{ k} \quad R_3 = 55 \text{ k} \quad r = 100 \text{ k}$$

$$R = 12 \text{ k} \quad R_1 = 12 \text{ k} \quad R_2 = 33 \text{ k} \quad R_3 = 12 \text{ k} \quad r = 94 \text{ k}$$

et $c = 10 \mu\text{F}$.

V.E.5. Etude dans le cas de défaillance des trois pompes .

Dans ce cas la vitesse v' est nulle.

La relation (V.E. 16) nous donne alors :

$$H'_2 = 0$$

Le resultat nous montre que si les trois pompes ne débitent pas on n'a pas d'échange thermique de la gaine au modérateur.

Les équation températures se réduisent alors à :

$$\frac{d\bar{T}_u}{dt} = 0,043 W - 0,32 \bar{T}_u + 0,32 \bar{T}_G \quad (\text{V.E.33})$$

$$\frac{d\bar{T}_G}{dt} = 1,28 \bar{T}_u - 1,28 \bar{T}_G \quad (\text{V.E.34})$$

Des relations identiques aux relations (V.E.7) nous permettent d'écrire les factures d'échelle des variables $\frac{d\bar{T}_u}{dt}$ et $\frac{d\bar{T}_G}{dt}$ sous la forme :

$$k'_u = 360.10^{-4} \text{ v/}^\circ\text{c/sec.} \quad (\text{V.E.35})$$

$$k'_g = 185.10^{-4} \text{ v/}^\circ\text{c/sec.}$$

Les équations machines s'écrivent alors :

$$\frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,52 \omega - 1,72 \bar{t}_u + 0,49 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.36})$$

$$\frac{d\bar{t}_g}{dt} = 3,53 \bar{t}_u - \bar{t}_g \quad (\text{V.E.37})$$

Le raisonnement fait plus haut peut être repris pour l'équation (V.E.36).

La relation (V.E.37) ne peut être simulée analogiquement du fait qu'une tension \bar{t}_u de 2,83 volts saturé déjà le sommateur. Pour palier cet inconvénient il conviendra de la diviser par 3,53 et de choisir un intégrateur de constante de temps égale à $(3,53)^{-1}$ sec. de manière à retrouver \bar{t}_g en sortie.

Les équations températures deviennent alors :

$$\frac{1}{1,72} \frac{d\bar{t}_u}{dt} = 0,30 \omega - \bar{t}_u + 0,28 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.36 bis})$$

$$\frac{1}{3,53} \frac{d\bar{t}_g}{dt} = \bar{t}_u - 0,28 \bar{t}_g \quad (\text{V.E.37 bis})$$

La résolution analogique des équations (V.E.36) et (V.E.37) peut être faite à l'aide des schémas analogiques donnés respectivement par les figures (V.E.1) et (V.E.5).

La relation (V.E.36) étant identique à la relation (V.E.9) il s'ensuit que les valeurs des éléments restent inchangées. Pour l'autre cas de figure on obtient :

$$R = 33 \text{ k}\Omega \quad R_1 = 12 \text{ k}\Omega \quad R_2 = 33 \text{ k}\Omega \quad r = 28 \text{ k} \quad C = 10 \text{ }\mu\text{F}$$

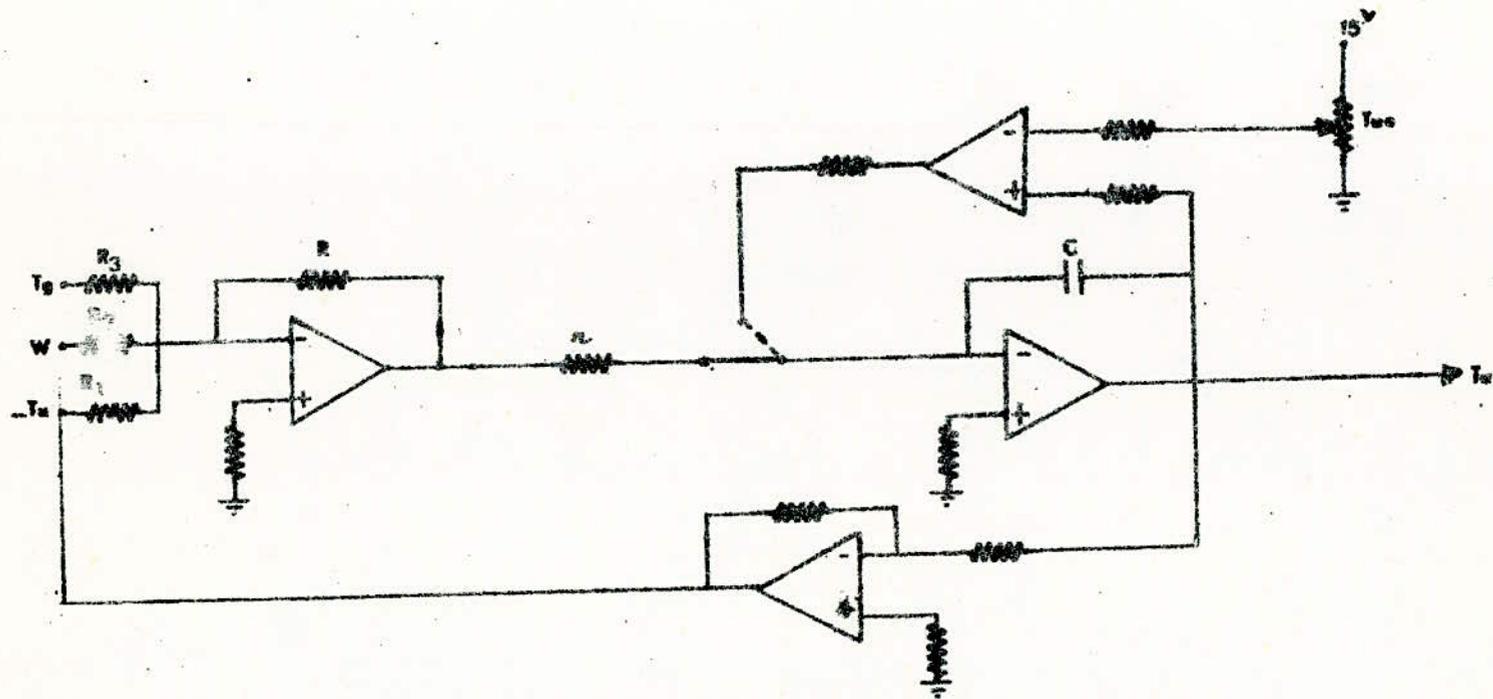


FIGURE V.E.1. RESOLUTION ANALOGIQUE DE L'EQUATION :

$$\frac{1}{1,72} \cdot \frac{di_u}{dt} = 0,30 u - i_u + 0,28 i_s$$

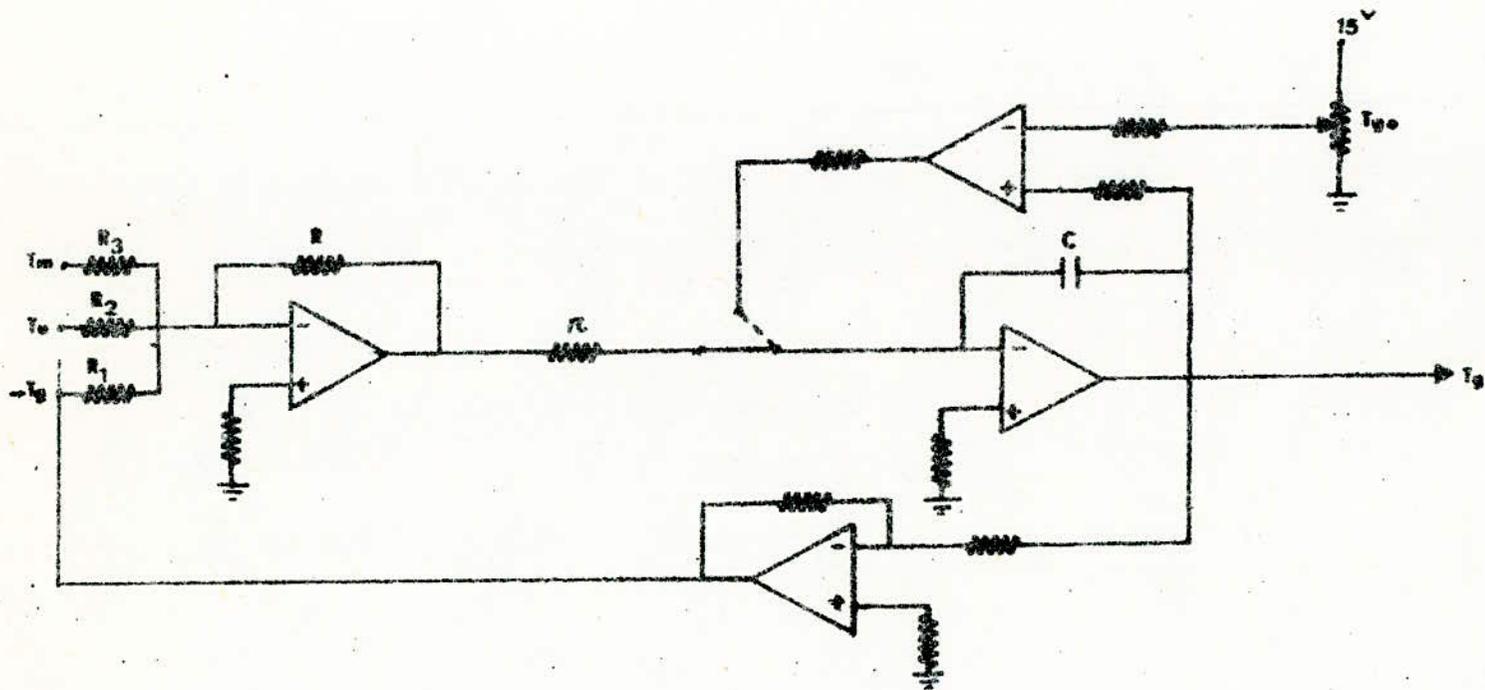


FIGURE V.E.2. RESOLUTION ANALOGIQUE DE L'EQUATION :

$$\frac{dT_g}{dt} = 0,55 T_m - 0,71 T_g + 0,46 T_e$$

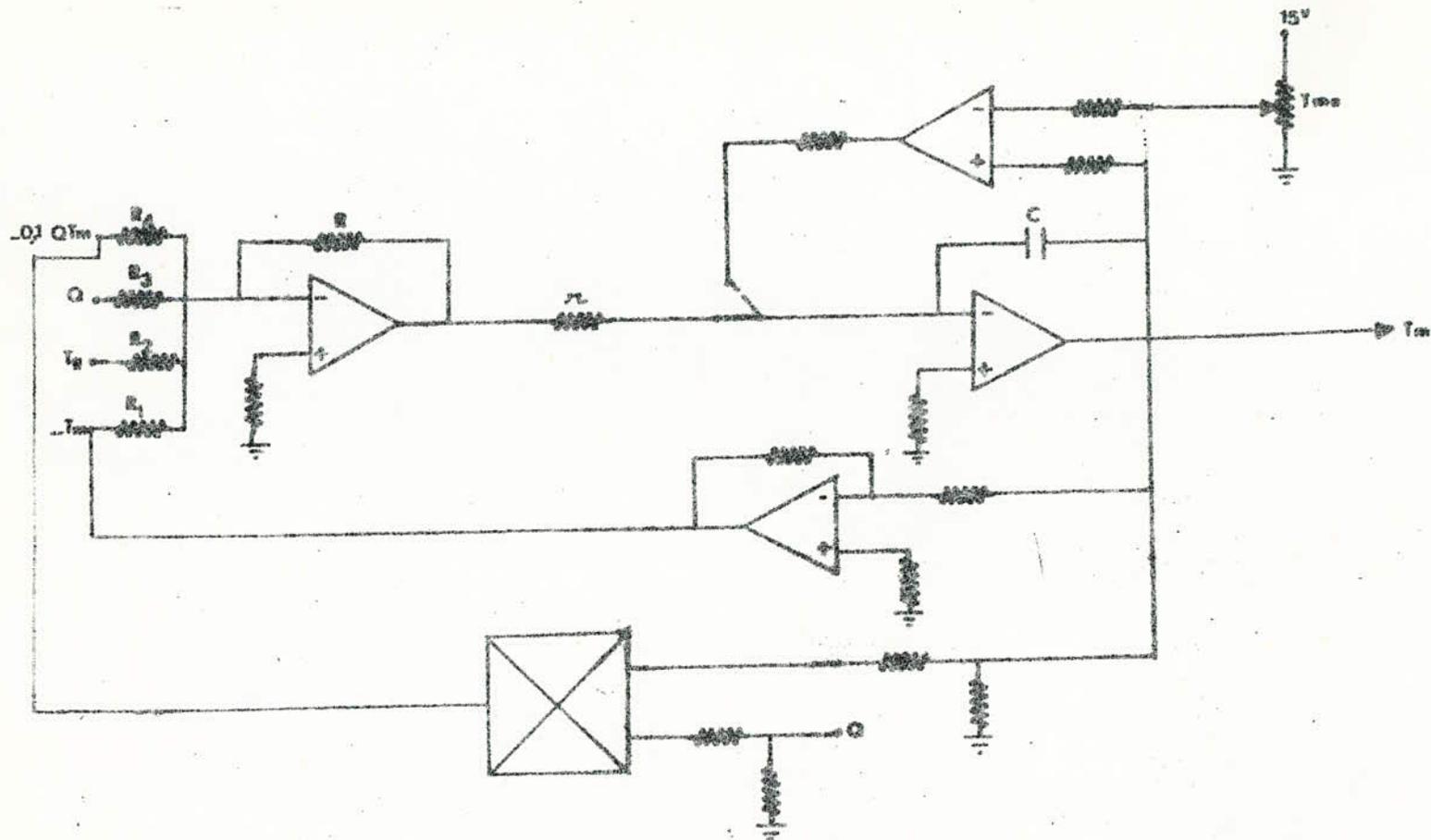


FIGURE V.E.3. RESOLUTION ANALOGIQUE DE L'EQUATION :

$$\frac{di_m}{dt} = 0,20i_0 - 0,16i_m - 0,74i_m + 0,80$$

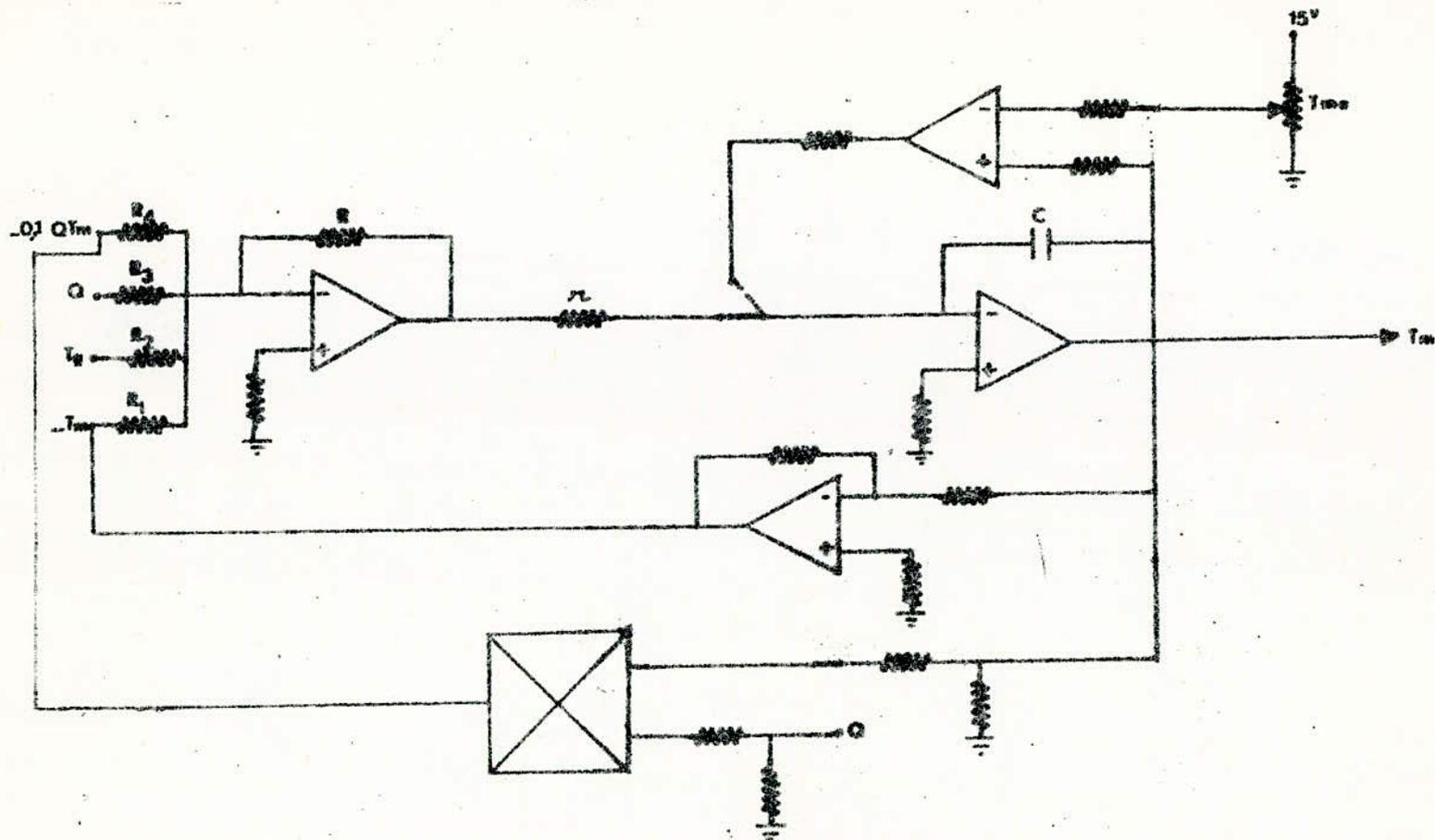


FIGURE V.E.3. RESOLUTION ANALOGIQUE DE L'EQUATION :

$$\frac{di_m}{dt} = 0,20i_m - 0,16i_m - 0,74e_m + 0,80$$

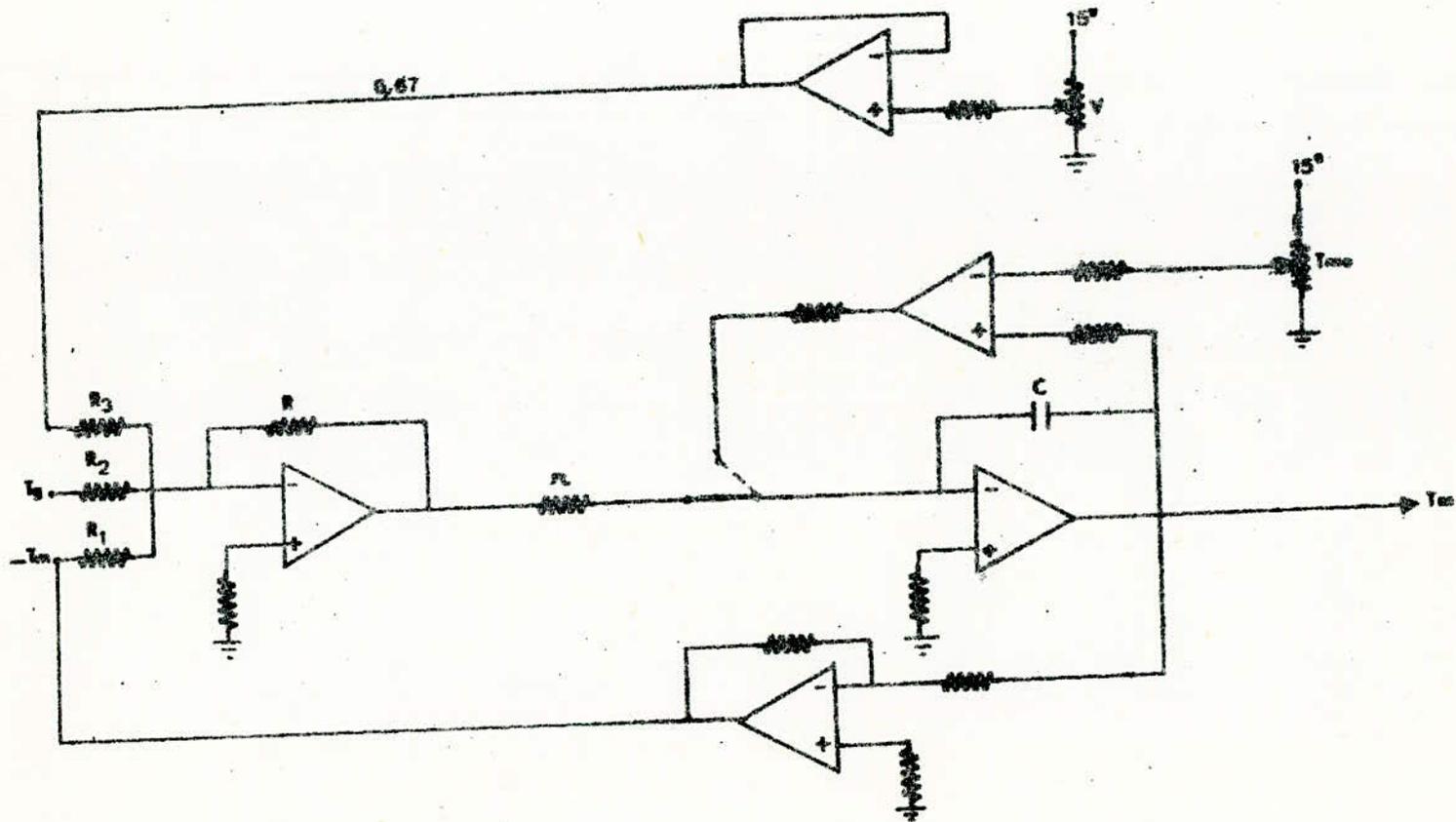


FIGURE V.E.4. RESOLUTION ANALOGIQUE DE L'EQUATION:

$$\frac{1}{1,11} \frac{d^2 m}{dt^2} = 0,23 I_3 - I_m + 0,67$$

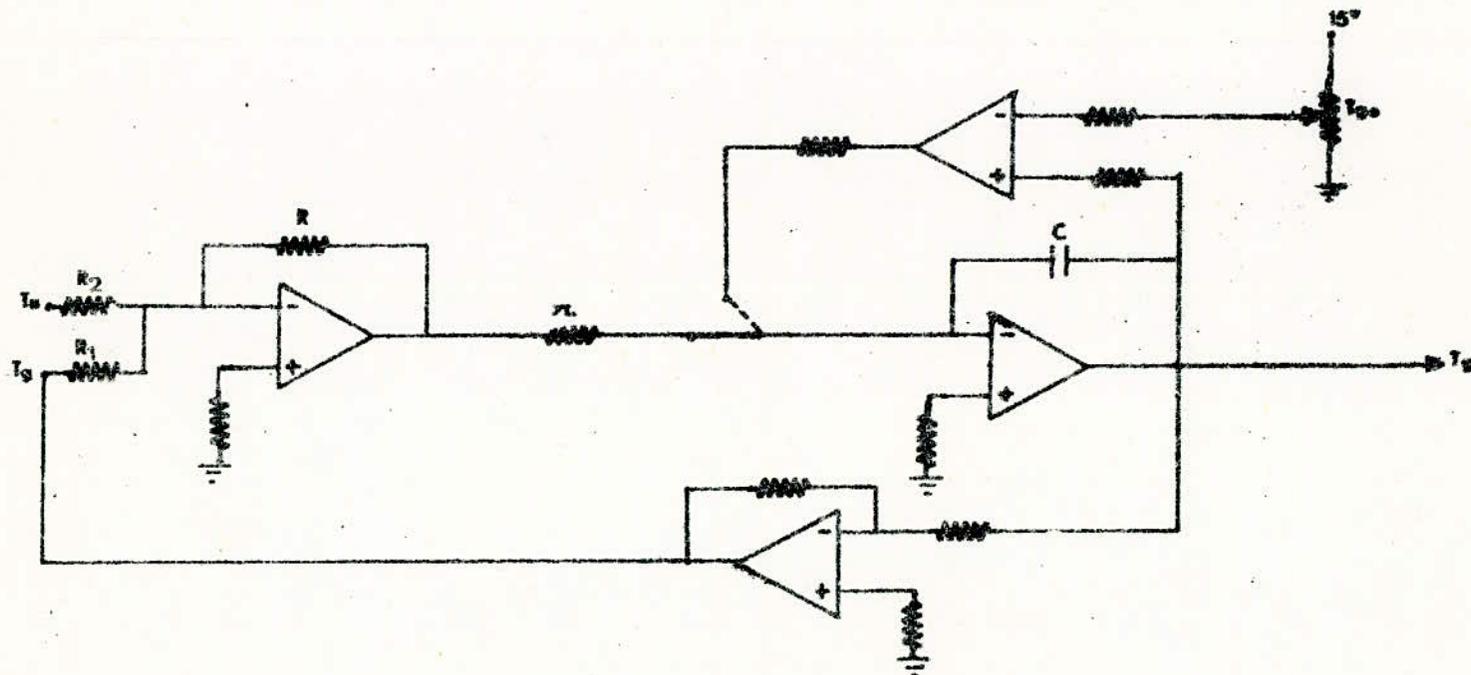


FIGURE V.E.5. RESOLUTION ANALOGIQUE DE L'EQUATION :

$$\frac{1}{3,53} \frac{d^2 g}{dt^2} = t_u - 0,28 t_g$$

BLOC LOGIQUE

Le bloc logique est prévu pour détecter qu'une grandeur mesurée a dépassé un seuil de fonctionnement normal.

Dans ce cas il conviendra d'arrêter le calcul. Le circuit est composé essentiellement de quatre comparateurs, d'un NAND à quatre entrées et d'un système de visualisation de la saturation.

Le principe de fonctionnement d'un tel dispositif est le suivant: Tant que les tensions correspondantes aux grandeurs mesurées sont inférieures à 10V les sorties des comparateurs se trouvent portées à des potentiels positifs limités à + 5V par des diodes Zener placées aux entrées du NAND. La sortie de ce dernier se trouve alors dans l'état zéro de sorte que le transistor T est bloqué.

Lorsque l'une quelconque des tensions correspondantes aux grandeurs mesurées dépasse 10V la tension de sortie du comparateur correspondant devient négative de sorte que la diode Zener placée à sa sortie se sature et porte une entrée du NAND à l'état zéro.

Dans ce cas la sortie du NAND est à l'état 1 ce qui assure la saturation du transistor T et le déclenchement du dispositif de visualisation de la saturation.

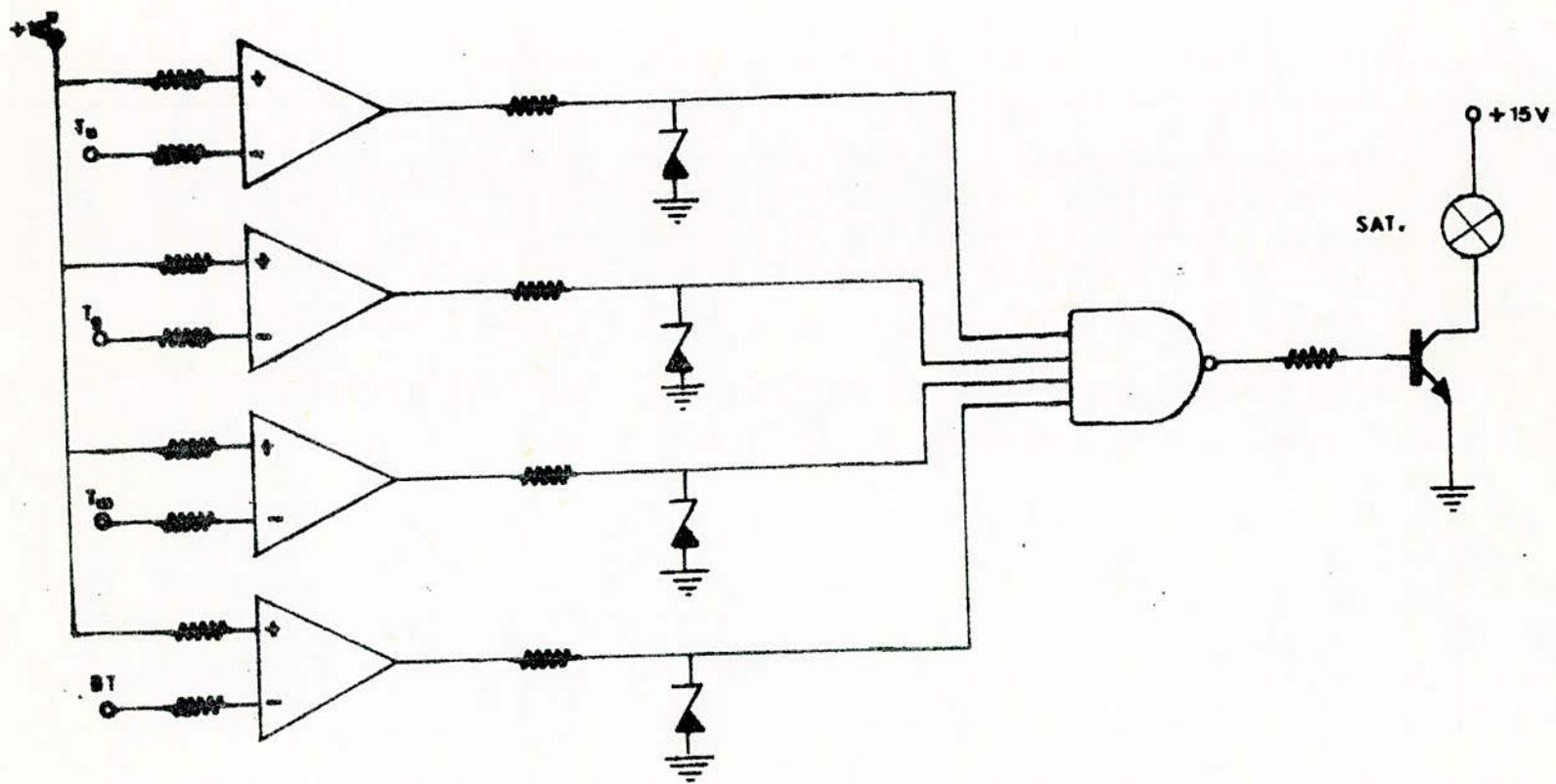


FIGURE V.E6 BLOC LOGIQUE

BASE DE TEMPS

Bien que la table traçante utilisée possède une synchronisation intérieure, il sera souhaitable de pouvoir la déclencher extérieurement. On utilisera pour ce faire une base de temps dont le schéma de principe est donné figure (V.E.7).

Ce circuit est essentiellement composé de 2 comparateurs d'un intégrateur et d'un relais.

Le fonctionnement d'un tel dispositif peut s'expliquer de la manière suivante :

1. Condition initiale .

En position condition initiale, le relais met l'entrée de l'intégrateur sur la position M.CI.

Dans ce cas, le comparateur C_2 court-circuit la capacité d'intégration.

2. Position calcul .

Dans cette position, le relais est sur la position C.M. Supposons qu'à l'instant $t=0$ que nous prenons comme origine des temps, la tension de sortie du comparateur C_1 soit égale à

$$V_A(0) = -V_{CC}$$

Ce qui assure le blocage de D_1 et D_2 et la charge du condensateur à travers R_4 . On obtient alors à la sortie de l'intégrateur inverseur une tension $v(t)$ positive ce qui contribue à l'augmentation du potentiel V_B .

Dés que la tension V_B est légèrement positive, la sortie du comparateur C_1 passe brutalement de $-V_{CC}$ à $+V_{CC}$, ce qui permet la saturation de D_1 et D_2 et la remise à zéro de la base de temps.

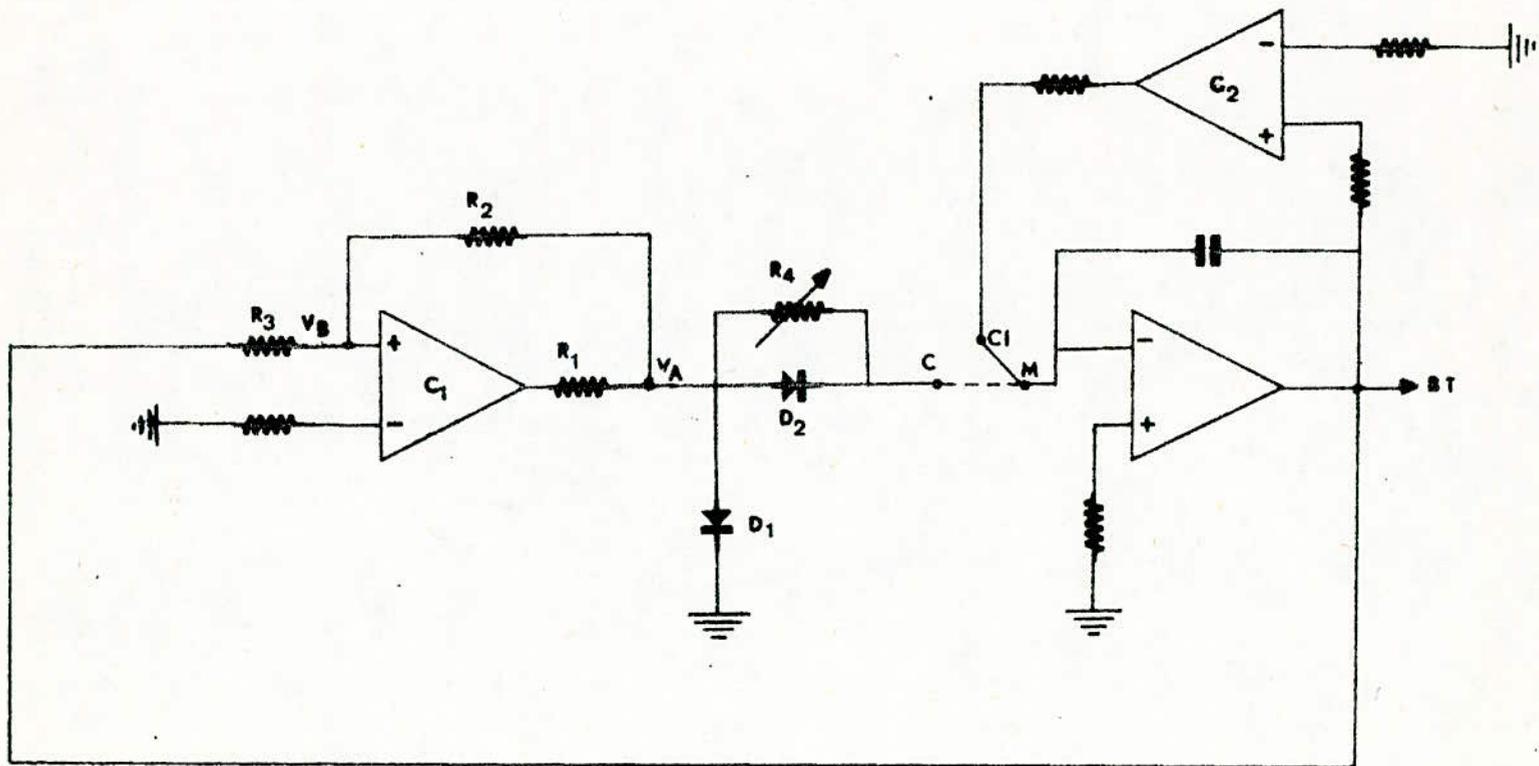


FIGURE V.E7 BASE DE TEMPS

A L I M E N T A T I O N

La figure (V.E.8) donne le schéma complet de l'alimentation.

Le transformateur utilisé fournit à sa sortie deux tensions de 16 volts sous un courant max de 2A.

Le redressement double alternance est obtenu à partir de ponts de diodes du type MDA 970-I qui peuvent supporter une tension inverse de 50V et un courant de sortie 4A.

A la sortie des ponts de diodes, nous avons mis deux capacités en parallèle.

L'une électrochimique de valeur 4700 μ F. pour le filtrage de la tension de sortie.

Sa bande passante étant limitée, nous avons ajouté une autre de 0,68 μ F.

Les régulateurs utilisés sont du type " MC 7815 et 7915 " pour les tensions de \pm 15V et du type " MC 7805 " pour + 5V.

Ce dernier est branché à la sortie du pont . Ces régulateurs sont protégés intérieurement contre les courts circuits.

Les capacités de 0,47 μ F permettent d'atténuer les parasites pour la haute fréquence apparaissant à la sortie des régulateurs.

Les tensions \pm 15V servent à alimenter les ampli-opérationnels, les relais, des différentes lampes de signalisation sont prises sur une charge de 6,8 k Ω .

La **tension** + 5V pour la logique TTL est prise sur une charge de 4,8 k Ω .

La diode Zener branchée sur le régulateur MC.7815 permet d'obtenir une tension + 10V utilisée comme tension de référence dans le bloc logique.

Pour éviter le risque d'apparition d'oscillations toutes les alimentations sont découplées par rapport à la masse.

L'alimentation débite un courant de 500 mA ce qui est largement suffisant pour la consommation de tout l'appareil.

