

1/77

UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

2ex

DEPARTEMENT ELECTRICITE

T1

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
 المكتبة
PROJET DE FIN D'ETUDES
 ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
 BIBLIOTHEQUE

INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

SUJET :

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
CONTROLE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE
 ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
 BIBLIOTHEQUE

1^{ere} partie : NEUTRONIQUE

PROPOSE PAR :
M. KACIMI
A. ZAOUI

ETUDIE PAR :
Mouloud ALLEK
Kader BOUFERRACHE

UNIVERSITE D'ALGER
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
DEPARTEMENT ELECTRICITE



PROJET DE FIN D'ETUDES
INGENIORAT EN ELECTRONIQUE



SUJET :
CONTROLE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE

1^{ere} partie : NEUTRONIQUE

PROPOSE PAR :
M. KACIMI
A. ZAOUI

ETUDIE PAR :
Mouloud ALLEK
Kader BOUFERRACHE

* PROMOTION 1972 - 1977 *

R E M E R C I M E N T S

-----oOo-----

Ce travail a été effectué au Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires au sein de l'équipe " PROJET REACTEUR " sous la direction de Mr M. KACIMI : Docteur troisième cycle Physique, Responsable du Module Electronique Fondamental (Po14) à l'Université d'Alger, Chef de Projet Adjoint dans la Division REACTEURS au C.S.T.N. Qu'il veuille bien trouver ici le témoignage de notre gratitude et de nos sincères remerciements.

Nous remercions Mr SIMES Professeur d'Electronique à l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger d'avoir bien voulu assurer la présidence du Jury.

Nous exprimons également notre reconnaissance à Monsieur M. BENAÏSSA : Docteur en Physique, Chef de Projet Fusion au C.S.T.N, Maître de conférence, pour l'intérêt qu'il a voulu témoigner à notre travail en acceptant de le juger.

Que Mr JARMOT Technicien Supérieur en Electronique trouve ici l'expression de notre profonde gratitude pour les conseils et l'aide précieuse qu'il n'a cessé de nous prodiguer tout au long de la réalisation de cette étude.

Mademoiselle F. YUCEF-EMTOUMI ainsi que Messieurs N. BOUGUECHAL, M. REZIG, B. SAICHI Ingénieurs en Electronique dans la Division REACTEUR ont bien voulu nous faire profiter de l'expérience qu'ils ont acquise dans le domaine de la simulation analogique.

Nous tenons à les remercier sincèrement.

Mr B. BADAOUÏ et Melle F. DJAFER ont assuré la frappe de ce mémoire.

MM A. ABDI, S. ABDI, M. LAZIB ont assuré son tirage.

Le labo de circuits imprimés et le Bureau d'Etudes ont été d'une aide précieuse dans la réalisation des certains travaux de tirage.

Nous les prions de trouver ici l'expression de notre reconnaissance.

A ma mère

A mon père

A mes frères et soeurs

A tous mes amis.

MOULOUD

A ma mère

A mon père

A mes frères et soeurs

A tous mes amis.

KADER

Nul n'ignore, le problème posé à l'heure actuelle par l'énergie.

L'histoire nous montre que, depuis toujours, l'homme a cherché à exploiter toutes les sources d'énergie que la nature lui offrait.

La charbon source d'énergie très utilisée dans le passé a été jugée, à juste titre d'ailleurs, trop polluante.

Elle a de ce fait cédé petit à petit la place au pétrole qui a connu et qui continue de connaître en régime florissant au point qu'on l'a surnommé " l'or noir ".

Les besoins en énergie devenant de plus en plus important, il apparait que les réserves en pétrole vont dans un proche avenir être insuffisantes pour répondre à la demande.

Le développement de la pétrochimie a montré qu'il était beaucoup plus avantageux de transformer le pétrole que de le brûler.

Tout ceci nous permet d'entrevoir que le pétrole va bientôt quitter la science en tant que source d'énergie.

Les quelques lignes qui précèdent nous montrent qu'il est urgent de rechercher une nouvelle source d'énergie.

Trois formes d'énergie apparaissent très prometteuses pour l'avenir

1. l'énergie solaire
2. la fusion
3. la fission

L'énergie solaire constitue une source d'énergie non polluante et serait de ce fait tentante si son stockage ^{ne posait pas des problèmes} ~~présentait des problèmes~~ car qui ne sont pas prêts de trouver une solution à court terme.

Des réalisations timides voient le jour un peu partout dans le monde.

Elle constitue une solution précieuse pour les zones très éloignées des centres.

La fusion est aussi une source d'énergie qui est au même titre que l'énergie solaire est non polluante les problèmes qu'elle pose sont cependant encore loin d'être résolus.

Les pronostics les plus optimistes rejettent sa maîtrise pour les années postérieures à l'an 2000.

La fission est à l'heure actuelle rentrée dans l'ère de l'énergie du fait que nombre de problèmes qu'elle pose~~nt~~ ont trouvé une solution satisfaisante ce qui ne veut pas dire que son utilisation ne présente **aucun** danger : preuves sont les manifestations qui se déroulent un peu partout dans le monde.

La fission est la dislocation d'un noyau lourd fissile, sous l'effet de neutrons incidents.

Elle s'accompagne toujours de l'émission de deux ou trois neutrons et de la libération d'une énergie de l'ordre de 200 MeV.

Par exemple la fission d'un gramme d' ^{235}U libère :

$$\frac{6 \cdot 10^{23}}{235} \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 82 \cdot 10^6 \text{ KJ.}$$

L'interaction neutron - noyaux lourds est caractérisée par une grandeur appelée section efficace dont la valeur est fonction entre autre de l'énergie des neutrons incidents.

L'expérience montre que la section efficace de fission augmente lorsque l'énergie des neutrons diminue, d'où la nécessité d'augmenter la probabilité de fission et réduire la masse d'uranium nécessaire pour entretenir la réaction en chaîne.

Le ralentissement est assuré par le modérateur qui est en général composé de noyaux très légers tels que : le graphite, l'eau légère, l'eau lourde.

Dans le P.W.R le modérateur est de l'eau légère qui joue par la même occasion le rôle de caloporteur qui permet d'évacuer l'énergie libérée par la fission.

L'eau est un bon modérateur mais elle présente l'inconvénient d'être absorbante d'où la nécessité d'enrichir l'uranium.

Dans le cas d'un P.W.R, l'uranium est enrichi à 3%.

Pour empêcher les neutrons de fuir hors du coeur, on entoure le réacteur d'un réflecteur.

La protection biologique dont le matériau de base est en général du béton lourd est destinée à protéger les personnes susceptibles d'être en contact avec le réacteur.

SCHEMA COMPLET D'UNE CENTRALE NUCLEAIRE DE TYPE P.W.R

La figure (I.1) donne le schéma complet d'une centrale nucléaire du type P.W.R.

On y remarque la présence de quatre éléments.

1. La cuve du réacteur qui contient le coeur composé essentiellement des barreaux de combustible et des barres de contrôle le tout baignant dans l'eau légère qui joue à la fois le rôle de modérateur et de caloporteur.

2. Le circuit primaire dont le rôle est d'extraire les calories produites dans le coeur ce qui permet d'assurer le refroidissement correct des éléments combustibles.

3. Les échangeurs ou générateurs de vapeur au nombre de 3 transforment l'énergie transportée par le fluide caloporteur en vapeur qui actionne le turbo-alternateur.

4. Le circuit secondaire utilise la pression délivrée par les générateurs de vapeur pour actionner le turbo-alternateur permettant de fournir

l'énergie au réseau.

Nous avons passé sous silence certains circuits ~~annexe~~ tels que le pressuriseur, le condenseur, le circuit de contrôle volumétrique, les circuits d'aspersion etc... dont le rôle nous parait secondaire.

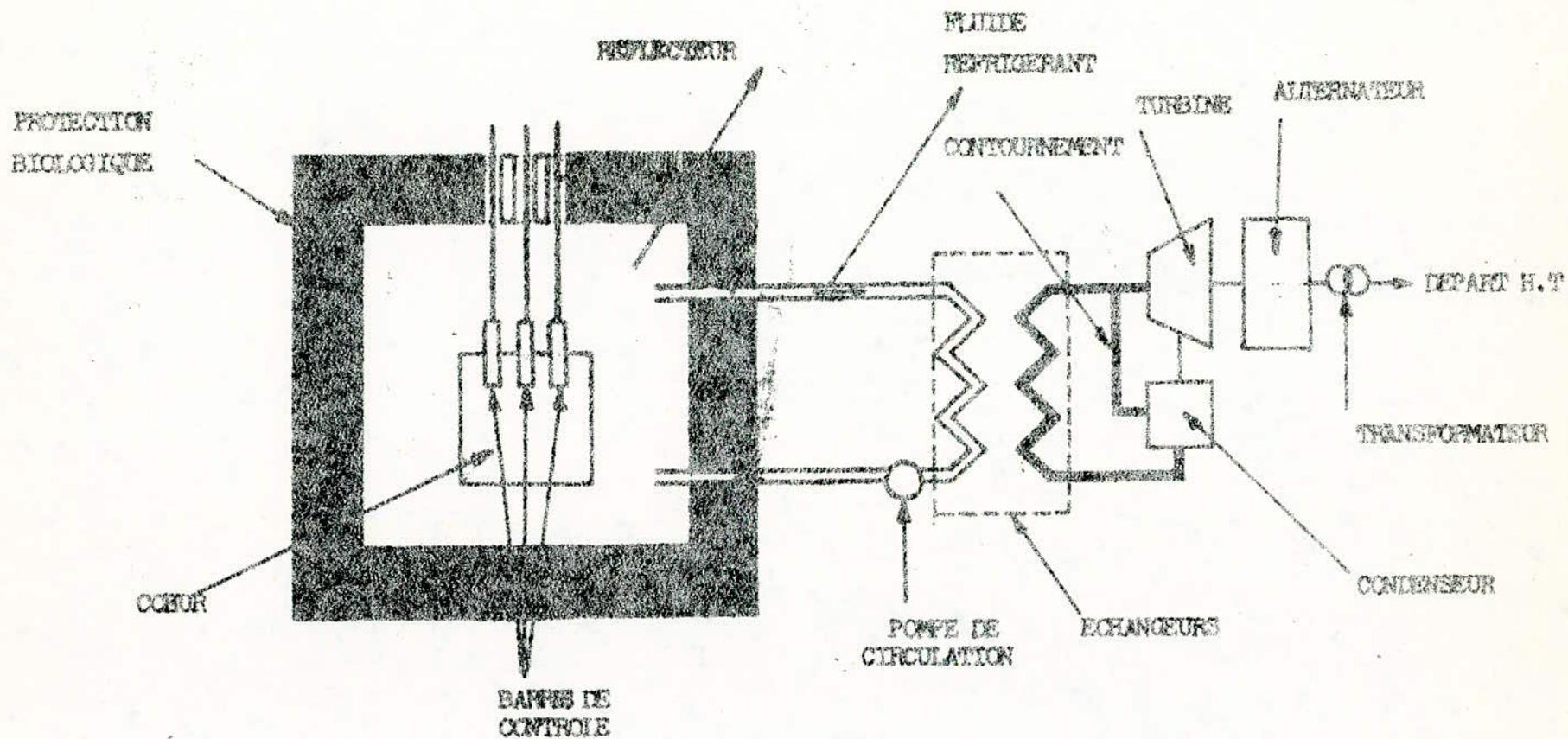


FIGURE I.1

SCHEMA DE PRINCIPE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE

La figure (I.2) montre que la fission donne naissance à

- 1/ Deux à trois neutrons prompts
- 2/ Des fragments de fission
- 3/ Une énergie de 200 MeV.

1/ Les neutrons prompts peuvent être utilisés pour provoquer d'autres fissions, ce qui permet d'entretenir la réaction en chaîne dont la caractéristique principale est le facteur de multiplication effectif k_{eff} défini comme le rapport du nombre de neutrons d'une génération au nombre de neutrons de la génération précédente.

Pour que la réaction en chaîne puisse se maintenir, il faut que le taux de neutrons produits soit égal au taux de fuites et des neutrons absorbés.

Lorsqu'il n'est pas tenu compte des fuites, ce facteur de multiplication peut être défini par la relation

$$k_{\infty} = \eta \cdot \epsilon \cdot p \cdot f.$$

η étant nombre de neutrons produits pour chaque neutron absorbé dans le combustible.

ϵ : le facteur de fissions rapides. Parmi les η neutrons produits certains peuvent produire des fissions d'où l'introduction du facteur ϵ appelé facteur de fissions rapides.

p : le facteur anti-trappe. C'est la probabilité pour que le neutron arrive dans le combustible sans être capturé.

f : le facteur d'utilisation thermique défini comme le rapport du nombre de neutrons absorbés dans le combustible au nombre total de neutrons absorbés par les structures.

Dans un milieu fini tel que le cœur du réacteur, le facteur de multiplication est défini par :

$$k_{\text{eff}} = Pk_{\infty}$$

P étant la probabilité antifuite au niveau thermique .

On voit donc que pour un neutron absorbé on a $\eta p f$. P neutrons qui peuvent à leur tour provoquer d'autres fissions.

Ces neutrons émis directement à partir de la fission en un temps de l'ordre de 10^{-14} s. ont une durée de vie moyenne τ de l'ordre de 10^{-7} s.

Lorsqu'ils sont ralentis jusqu'au niveau thermique celle-ci devient égale à 10^{-3} s.

2/ Les fragments de fission, sont en général excités et instables. Ils peuvent se desexciter en émettant des rayonnements β ou γ . On désigne par précurseurs les produits de fission qui émettent les neutrons retardés. Ces précurseurs sont classés en six groupes. Ils sont caractérisés par leurs concentrations C_i (nombres de noyaux formés par cm^3 s) et leurs constantes de décroissance radioactive λ_i .

Malgré leur faible pourcentage défini par β_i , qui est inférieur à 1% du nombre total, les neutrons retardés sont très utiles dans le contrôle des réacteurs.

Ils contribuent en effet d'augmenter la période du réacteur grandeur définie par la relation :

$$T = \frac{\tau}{\delta k_{\text{eff}}}$$

avec

$$\delta k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} - 1$$

δk_{eff} est appelé facteur de multiplication excédentaire.

L'augmentation de la période entrainera une diminution du facteur de multiplication excédentaire δk_{eff} donc une diminution de la variation de la population neutronique n.

La relation montre qu'au voisinage de la criticalité ($k_{\text{eff}} \sim 1$)

la période T est extrêmement élevée. On définit la réactivité par la relation

$$\rho = \frac{\delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}}$$

ρ est exprimée en "pcm" (pour cent mille) $1 \text{ pcm} = 10^{-5}$

Dans le cas où $k_{\text{eff}} \sim 1$ cette relation peut être approximée par

$$\rho \approx \delta k_{\text{eff}}$$

Les variations de la population neutronique n ainsi que la concentration des précurseurs C_i sont régies par les équations suivantes appelées équations cinétiques

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\tau} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta}{n} - \lambda_i C_i$$

Certains produits de fission possèdent une section efficace d'absorption très élevée. Ils contribuent de ce fait à réduire la population neutronique, on les désigne généralement sous le nom de "poisons". Les poisons les plus redoutables sont le Xénon et le Samarium. Ils sont formés respectivement à partir de l'iode et du prométhium.

Les évolutions de concentration xénon et iode se calculent à l'aide des équations

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_I I + \gamma_2 \Sigma_f \phi - \sigma_2 X \phi - \lambda_2 X$$

$$\frac{dI}{dt} = -\lambda_I I + \gamma_I \Sigma_f \phi$$

avec

- X : concentration du xénon (nombre de noyaux par cm^3)
- I : concentration de l'iode (nombre de noyaux par cm^3)
- ϕ : flux de neutron thermique.
- λ_I : constante radioactive de l'iode
- λ_2 : constante radioactive du xénon
- γ_I : rendement de fission pour l'iode

γ_2 : rendement de fission pour le xénon.

σ_2 : section efficace microscopique de capture de neutron par le xénon

Σ_f : section efficace macroscopique de fission du combustible.

3/ L'énergie libérée par la fission contribue du fait de l'élévation de température qu'elle engendre à modifier certaines caractéristiques du réacteur et agit de ce fait sur la population neutronique.

On caractérise cette effet par un coefficient α dit coefficient de température défini par la relation

$$\alpha = \frac{d\rho}{dT}$$

Ce coefficient est de quelques pcm/°C (1 pcm = 10^{-5})

Si α est négatif le réacteur est stable vis-à-vis de la température.

Si α est positif le réacteur est instable vis-à-vis de la température.

En général la température d'entrée dans le cœur du réacteur T_c de l'eau de réfrigération est maintenue constante.

La température moyenne T_m de l'eau est définie par :

$$T_m = \frac{T_c + T_S}{2}$$

T_S étant la température de sortie. Si Q est le débit massique de l'eau de réfrigération, M la masse d'eau contenue dans le cœur du réacteur et C sa chaleur spécifique, nous avons à tout instant :

$$n = QC(T_S - T_c) + MC \frac{dT_m}{dt}$$

Les lignes qui précèdent montrent que la population neutronique est fonction de plusieurs paramètres tels que : poisons, température, perturbation extérieure.

Il sera donc nécessaire de contrôler à tout instant le réacteur.

On prévoit à cet effet des dispositifs de réglage et de sécurité. Parmi ces dispositifs on distingue :

- Les barres de contrôle formées de matériaux capturant fortement les neutrons. Ces matériaux sont : l'argent, le bore, le cadmium.

Les barres de contrôle sont classées en trois catégories

a/ Les barres de sécurité destinées à stopper rapidement le fonctionnement de la réaction en chaîne.

b/ Les barres de compensation destinées à compenser les évolutions de réactivité à long terme.

c/ Les barres de pilotage destinées à compenser les effets de réactivité à court-terme.

Le mouvement des barres de **pilotage** est régi par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2 \rho_B}{dt^2} + \frac{1}{T} \frac{d \rho_B}{dt} - \frac{A \epsilon}{T} = 0$$

avec :

T : constante de temps du circuit régulateur

A : gain de la boucle de régulation

$\epsilon = n - n_0$, écart de puissance

ρ_B : réactivité due aux barres de contrôle.

Notre étude a pour but de réaliser un simulateur analogique permettant de réguler la population neutronique n à une valeur de consigne n_0 donnée et **quelles que** soient les perturbations qui tendent à faire varier cette population.

Nous nous proposons dans cette première partie de rappeler les éléments de physique indispensables pour aborder les différents aspects du contrôle des réacteurs.

CHAPITRE II NOTIONS FONDAMENTALES

I. INTRODUCTION

II. PHENOMENES PRINCIPAUX

- 1 - Capture radiative
- 2 - Fission
- 3 - Corps fissiles
- 4 - Corps fertiles
- 5 - Nombre de neutrons émis
- 6 - Energie libérée par la fission
- 7 - Mécanisme de la fission
- 8 - Réaction en chaîne
- 9 - Section efficace
 - a - définition
 - b - variation de la section efficace avec l'énergie des neutrons incidents.
- 10 - Densité neutronique
- 11 - Flux neutronique.

III. DIFFERENTS PARAMETRES

- 1 - Facteur de multiplication
- 2 - Réactivité
- 3 - Période du réacteur
- 4 - Formule des 4 facteurs k_{eff}
 - a - nombre de neutrons émis par neutron absorbé : η
 - b - facteur de fissions rapides : ϵ
 - c - facteur anti-trappe : p
 - d - facteur d'utilisation thermique: f

II. I. NOTIONS FONDAMENTALES.

I. INTRODUCTION.

La collision neutron-noyau lourd peut conduire soit à une capture radiative, soit à une fission.

Nous insisterons dans ce chapitre sur tous les phénomènes liés à la fission.

Nous définirons tous les paramètres qui auront une grande importance dans la suite de notre étude.

II. PHENOMENES PRINCIPAUX

I. Capture radiative

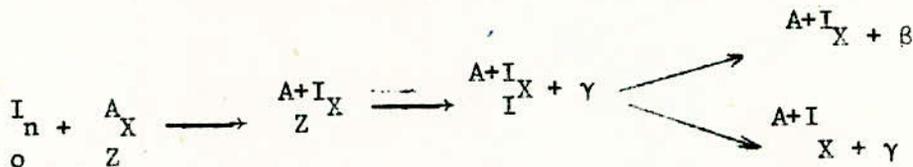
On dit qu'il se produit une capture radiative lorsque lors d'une interaction neutron-noyau, ce dernier capture le neutron.

Cette réaction peut se produire quelle que soit l'énergie du neutron incident.

La capture radiative conduit à la formation d'un noyau excité qui pourra revenir à son état fondamental en émettant des rayonnements dits " gammas de capture ".

Dans le cas où l'isotope formé est instable, il pourra se stabiliser en émettant des rayonnements β ou γ .

La capture radiative a lieu selon le mécanisme suivant :



2. Fission

On dit qu'il se produit une fission lorsque sous l'effet du neutron incident le noyau lourd se partage en deux ou plusieurs fragments de masses atomiques généralement différentes.

La fission binaire est la plus courante. Nous montrerons, qu'elle s'accompagne d'un important dégagement d'énergie; de l'émission de deux ou trois neutrons et de rayonnements " gamma " selon le schéma ci-dessous :

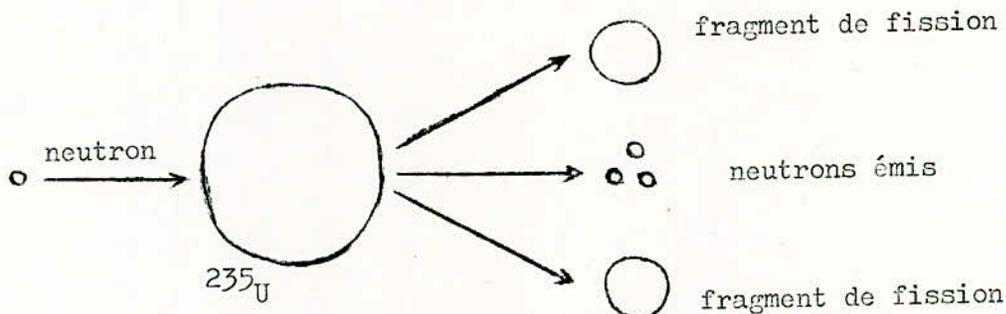


figure II.I

Dans les réacteurs thermiques, les neutrons émis ont initialement une énergie élevée. Ils se ralentissent progressivement par chocs élastiques et inélastiques sur les noyaux du modérateur jusqu'à l'énergie thermique.

3/ corps fissiles

On appelle corps fissiles les corps dont la masse atomique est supérieure à 220 et qui sont susceptibles de subir une fission sous l'effet des neutrons thermiques dont la vitesse est voisine de 2200 m/s et dont l'énergie cinétique est de l'ordre de 0,025 ev. C'est le cas de :

- a. l'Uranium 233
- b. l'Uranium 235
- c. le Plutonium 239
- d. le Plutonium 241

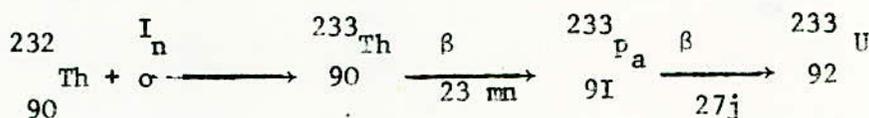
Le seul noyau existant dans la nature est l'Uranium 235.

4/ Corps fertiles

On appelle corps fertiles, les corps susceptibles de donner naissance à des corps fissiles par absorption de neutrons.

C'est le cas du Thorium 232 et de l'Uranium 238.

Le Thorium 232, bombardé par les neutrons engendre un noyau fissile, l'Uranium 233 selon le schéma suivant :



5/ Nombre de neutrons émis

Le nombre moyen de neutrons $\bar{\nu}$ émis lors de la fission est de l'ordre de

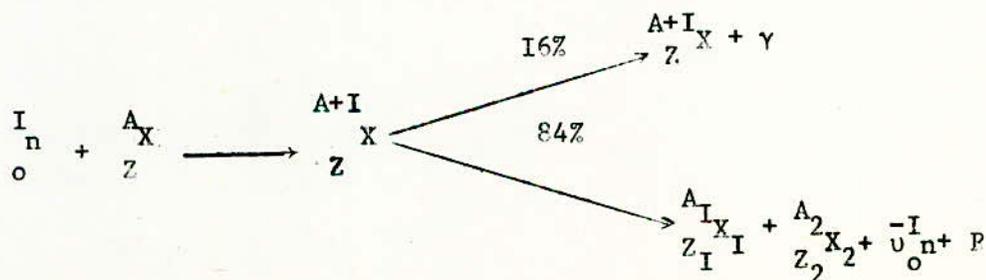
- 2,42 pour l'Uranium 235
- 2,5 pour le Plutonium 239.

6/ Energie libérée par la fission

Elle est de l'ordre de 200 MeV. L'énergie moyenne d'un neutron de fission est voisine de 2 MeV.

7/ Mécanisme de la fission

La fission utilise les phénomènes de capture neutronique.



Le noyau X excité est instable, il pourra se stabiliser soit :

- a - en émettant un rayonnement : γ (16% des cas)
- b - en se divisant en deux fragments de masse atomique plus faible, c'est la fission (84% des cas)

8/ Réaction en chaîne

Les neutrons émis lors de la fission peuvent à leur tour produire d'autres fissions qui donnent naissance à d'autres neutrons et ainsi de suite, c'est ce qu'on appelle la réaction en chaîne.

Le rôle du réacteur nucléaire est d'entretenir un tel phénomène. Dans un milieu de dimensions finies tel que le coeur du réacteur, les neutrons émis ne sont pas tous utilisables, certains peuvent être capturés par les structures, d'autres peuvent fuir hors du coeur.

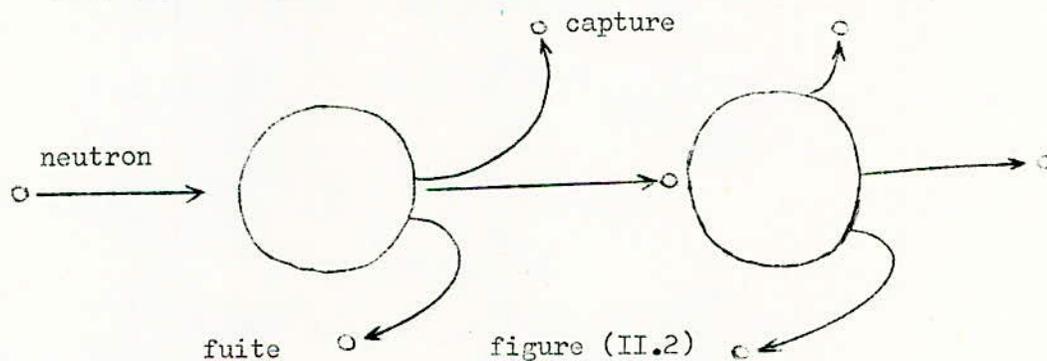


figure (II.2)

9/ Section efficace

a. définition

La notion de section efficace est très importante en neutronique.

Elle définit la probabilité pour qu'une particule interagisse avec une cible contenant une densité N de noyaux.

Cette grandeur peut être définie comme suit : soit un élément de surface $dS = I \text{ cm}^2$, perpendiculaire à la direction de propagation du neutron incident.

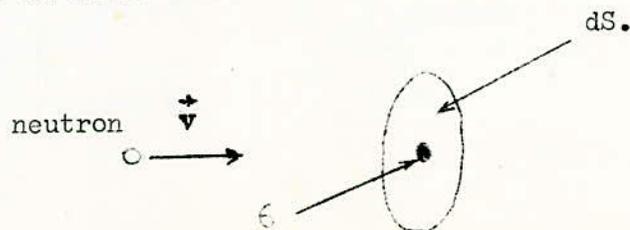


figure (II.3)

Dans cet élément nous avons un noyau de surface δ . La probabilité pour que le neutron interagisse avec le noyau est :

$$P = \frac{\delta}{d_S} = \sigma \quad (\text{II.1})$$

σ est appelée la section efficace microscopique. Elle s'exprime en barns

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Lorsque nous avons un obstacle contenant une densité N de noyaux, la probabilité pour qu'il y ait interaction entre le neutron et l'obstacle est :

$$P = N\sigma = \Sigma \quad (\text{II.2})$$

Σ est appelée la section efficace macroscopique. Elle s'exprime en cm^{-1} .

Σ peut s'écrire sous la forme

$$\Sigma = \Sigma_d + \Sigma_a \quad (\text{II.3})$$

avec

$$\Sigma_d = \Sigma_d \text{ élastique} + \Sigma_d \text{ inélastique} \quad (\text{II.4})$$

$$\Sigma_a = \Sigma_{\text{capture}} + \Sigma_{\text{fission}} \quad (\text{II.5})$$

Σ_d est la section efficace macroscopique de diffusion.

Σ_a est la section efficace macroscopique d'absorption.

b. Variation de la section efficace avec l'énergie des neutrons incidents.

La section efficace de diffusion est pratiquement indépendante de l'énergie des neutrons incidents. Celle de fission dépend fortement de l'énergie et est généralement supérieure à celle de capture.

La courbe (Fig. II.4) donnant la variation de $\sigma_T = f(E)$ peut être approximée par la courbe $\sigma_f = f(E)$.

On distingue trois régions bien distinctes

a - Aux hautes énergies, la section efficace est pratiquement constante.

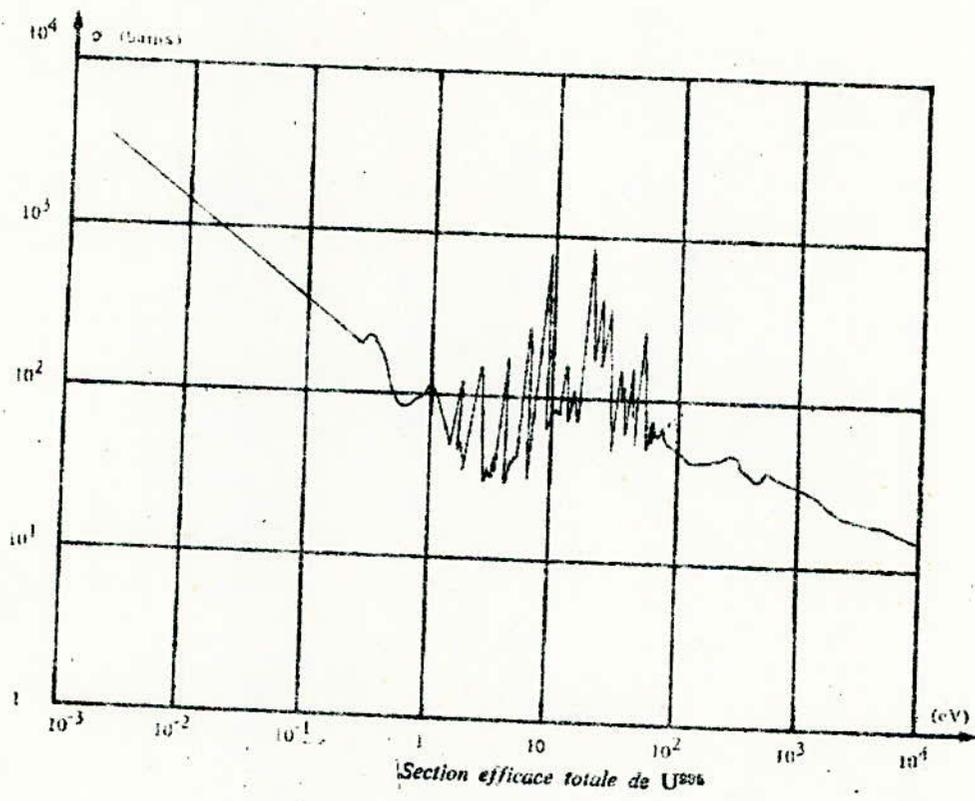


Figure (II.4)

b - Aux énergies moyennes (zône épithermique) nous avons des pics de résonance pour une série de valeurs discrètes de l'énergie.

c - Aux faibles énergies (zône thermique). Celle varie comme

$$\frac{I}{\sqrt{E}} \approx \frac{I}{v} .$$

La figure (II.4) montre que la section efficace de fission augmente lorsque l'énergie des neutrons incidents diminue.

Nous pouvons conclure qu'un neutron de faible énergie a une probabilité plus élevée de provoquer une fission qu'un neutron d'énergie élevée, d'où la nécessité de ralentir les neutrons au niveau thermique pour augmenter le taux de fission.

IO/ Densité neutronique

La densité neutronique est le nombre de neutron contenus à un instant donné dans un volume unité.

II/ Flux neutronique

Le flux neutronique est défini par le produit de la densité neutronique n par la vitesse des neutrons v .

$$\phi = nv \quad (\text{II.5})$$

ϕ s'exprime en neutrons/cm²s.

III/ DIFFERENTS PARAMETRES

I/ Facteur de multiplication

On définit le facteur de multiplication K comme le rapport du nombre de neutrons utiles d'une génération au nombre de neutrons utiles de la génération précédente :

$$K = \frac{n(t + \tau)}{n(t)} \quad (\text{II.6})$$

τ étant la durée de vie moyenne du neutron (temps séparant sa naissance et sa disparition).

Trois cas peuvent se présenter

a - $K > 1$, la relation (II.6) montre alors que le nombre de neutrons augmente d'une génération à l'autre.

Ceci peut rendre le réacteur incontrôlable.

On dit que le système est surcritique.

$b - K = 1$, le nombre de neutrons reste constant.

C'est le cas le plus intéressant pour un réacteur nucléaire.

On dit que le système est critique.

$c - K < 1$, le nombre de neutrons diminue d'une génération à l'autre.

Le système est sous-critique.

En milieu infini où les neutrons n'ont aucune possibilité de s'échapper hors du cœur on définit le facteur de multiplication infini K_{∞} .

Dans la pratique, la réaction a lieu dans un milieu fini, on définit alors un facteur de multiplication effectif k_{eff} .

Ces deux coefficients sont liés par la relation.

$$k_{eff} = PK_{\infty} \quad (II.7)$$

P étant la probabilité anti-fuite, on définit un facteur de multiplication excédentaire par la relation suivante :

$$\delta k_{eff} = k_{eff} - 1 \quad (II.8)$$

2 Réactivité

La réactivité est définie par la relation

$$\rho = \frac{\delta k_{eff}}{k_{eff}} = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (II.9)$$

Pour un système voisin, de la criticalité ($k_{eff} \approx 1$), la réactivité peut être confondue avec le facteur de multiplication excédentaire δk_{eff} .

Les variations de réactivité sont très faibles et s'expriment en cent millièmes que l'on note " pcm " (pour cent mille).

3/ Période du réacteur

La période du réacteur est définie par la relation

$$T = \frac{\tau}{\delta k_{eff}} \quad (II.10)$$

τ varie de 10^{-3} s (neutrons thermiques) jusqu'à 10^{-7} s (neutrons rapides).

La variation du nombre de neutrons d'une génération à l'autre

est :

$$\Delta n = n(k_{eff} - 1) = n \delta k_{eff} \quad (II.II)$$

La durée de vie du neutron étant très faible, de l'ordre de la millièème de seconde, nous pouvons écrire que :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{dn}{dt} = \frac{n \delta k_{eff}}{\tau} \quad (II.I2)$$

En considérant qu'à l'instant $t = 0$ nous avons $n(0)$ neutrons, on aura après intégration :

$$n = n(0)e^{t/T} \quad (II.I3)$$

Le nombre de neutrons augmente exponentiellement d'une génération à l'autre.

Dans le cas particulier où $k > 1$, pour un bon contrôle du réacteur, il faudra avoir T très grande.

Prenons l'exemple suivant :

$$k_{eff} = 1,005$$
$$\tau = 10^{-3} \text{ s.}$$

En une seconde nous aurons :

$$n = 150n_0$$

Nous remarquons donc une variation importante de la population neutronique ce qui peut rendre le réacteur incontrôlable.

Nous montrerons cependant que l'émission des neutrons retardés augmente considérablement la période ce qui permet un contrôle aisé du réacteur.

4/FORMULE DE 4 FACTEURS

a/ nombre de neutrons émis par neutron absorbé : η

Ce nombre est toujours inférieur au nombre de neutrons émis par fission .

Relation entre η et ν .

La probabilité de fission est proportionnelle à σ_f , celle d'absorption est proportionnelle à σ_a .

On pourra donc écrire :

$$\frac{\eta}{\sigma_f} = \frac{\nu}{\sigma_a}$$

Comme

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c \quad (\text{II.15})$$

Il s'ensuit que :

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c} \quad (\text{II.16})$$

En faisant intervenir les sections efficaces macroscopique, nous aurons :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_f + \Sigma_c} \quad (\text{II.17})$$

b/ Facteur de fissions rapides : ϵ

Un neutron absorbé par le combustible produit η neutrons parmi lesquels certains ont une énergie suffisante pour produire des fissions.

On caractérise cet effet par l'introduction du facteur ϵ appelé facteur de fission rapide.

Nous aurons donc $\eta\epsilon$ neutrons par neutron absorbé.

c/ Facteur anti-trappe : p

Lorsque les neutrons commencent à se ralentir, certains arrivés dans la zone épithermique peuvent subir des captures par résonance.

On définit alors la probabilité pour qu'un neutron arrive dans le combustible sans être capturé par un coefficient p dit facteur anti-trappe.

d/ Facteur d'utilisation thermique : f

Parmi les neutrons arrivant dans le combustible, seule une partie sera utilisée.

On définit un facteur d'utilisation thermique f qui fixe le nombre de neutrons utilisés.

Le nombre total de neutrons capturés par le combustible sera :

$$\eta \epsilon p f$$

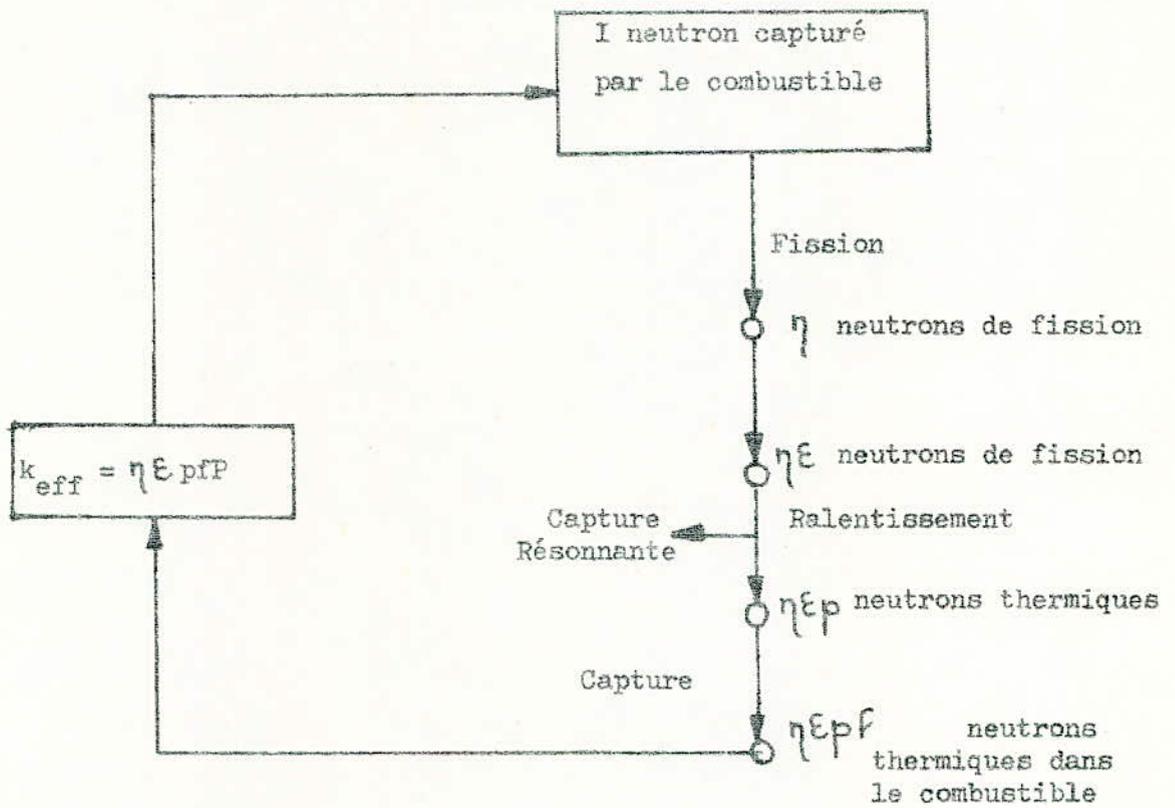


figure II5

Le raisonnement précédent nous montre que pour un neutron absorbé au début de la génération considérée, le nombre de neutrons susceptibles d'être absorbés à la fin de la génération est de $\eta p f$.

Nous avons donc par définition dans un milieu infini.

$$k_{\infty} = \eta p f$$

Dans un milieu fini, la relation précédente doit être corrigée pour tenir compte des probabilités de fuite.

On doit dans ce cas caractériser le milieu par k_{eff} .

La relation liant k_{∞} et k_{eff} est fixée par l'expression II.7

CHAPITRE III DIFFUSION CINÉTIQUE

I. INTRODUCTION

II. DIFFUSION

II. 1 - Diffusion élastique

II. 2 - Diffusion inélastique

II. 3 - Loi de FICK

II. 3. 1 - Courant neutronique J_-

II. 3. 2 - Courant neutronique J_+

II. 4 - Equation de diffusion

III. EQUATIONS CINÉTIQUES DU REACTEUR

III. 1 - But de la cinétique

III. 2 - Equations cinétiques en négligeant l'influence des neutrons retardés.

III. 3 - Equations cinétiques en tenant compte des neutrons retardés.

III. 4 - Equation de NORDHEIM.

III. 5 - Durée de vie moyenne d'un neutron.

III. DIFFUSION, CINÉTIQUEIII. I/ INTRODUCTION

Les neutrons émis lors de la fission doivent être ralentis par le modérateur, jusqu'à l'énergie thermique.

Avant d'être absorbés par le combustible, ces neutrons peuvent subir un grand nombre de chocs, on dit qu'ils diffusent.

Nous nous proposons d'étudier dans ce chapitre la loi de FICK, l'équations de diffusion. Nous introduirons la cinétique des réacteurs et nous établirons les équations cinétiques.

Nous terminerons enfin en étudiant l'influence des neutrons retardés sur la période du réacteur.

Dans les réacteurs thermiques, les neutrons de fission se ralentissent progressivement en subissant des chocs sur les noyaux du modérateur. Ils passent ainsi d'une énergie de l'ordre de 2 MeV à une énergie voisine de l'élection volt.

Le comportement d'un neutron thermique est identique à celui d'une molécule dans un gaz.

Si le neutron subit un grand nombre de collisions avant d'être absorbé, on dit qu'il diffuse.

III.II.1 Diffusion élastique

On dit qu'il y'a diffusion élastique lors d'un choc neutron-noyau lorsque l'énergie cinétique et la quantité de mouvement de l'ensemble se conservent.

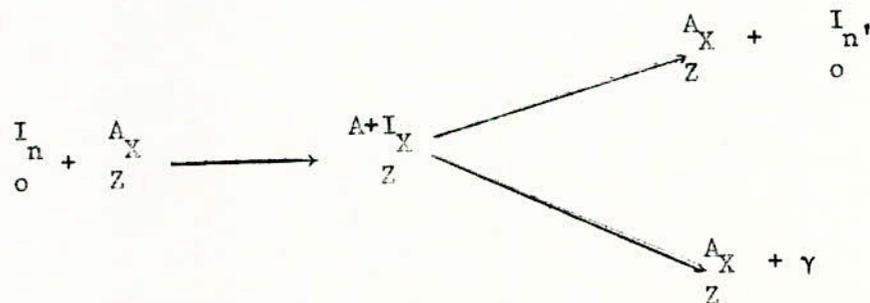
La diffusion élastique obeit au schéma suivant :



III. II.2 Diffusion inélastique

La diffusion inélastique ne peut avoir lieu que pour une énergie du neutron incident de l'ordre d'une certaine de KeV contrairement à la diffusion élastique qui peut avoir lieu quelle que soit l'énergie du neutron incident.

Un tel mécanisme obeit au schéma suivant :



Le noyau absorbe le neutron incident et le libère avec une énergie moindre il se trouve excité du fait de l'énergie cédée par le neutron. Il pourra se stabiliser en émettant des rayonnements γ

III.II.3/ Loi de FICK

Le libre parcours moyen λ est la distance moyenne parcourue par le neutron entre deux chocs successifs.

Il s'exprime par la relation :

$$\lambda = \langle \bar{x} \rangle = \frac{1}{\Sigma} \quad (\text{III.I})$$

Σ étant la section efficace macroscopique du milieu .

La probabilité de franchir la distance x sans subir de choc est :

$$P(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}} = e^{-\Sigma x} \quad (\text{III.2})$$

La loi de FICK permet de calculer le courant de diffusion. Cependant, celle-ci présente beaucoup de difficultés.

Nous sommes donc amenés à faire certaines hypothèses simplificatrices.

On suppose que :

- a/ le milieu est infini
- b/ la diffusion est isotrope
- c/ le flux est indépendant du temps et varie lentement avec la position.

Considérons un élément de surface dS au centre du repère Oxyz dans le plan oxy figure (III.I).

Chaque neutron traversant dS a auparavant subi un choc diffusant.

Les neutrons qui passent du demi espace $z < 0$ au demi espace $z > 0$ ont donc subi un choc dans le demi espace $z < 0$ et réciproquement

Nous allons calculer le courant neutronique J - correspondant au demi espace supérieur et $J +$ correspondant au demi espace inférieur.

Le courant total de diffusion sera alors la somme algébrique de ces deux courants

$$J_d = J+ - J- \quad (\text{III.3})$$

III.II.3I Courant neutronique $J-$

- Le nombre de neutrons diffusés dans dv est $\Sigma_s \phi dv$

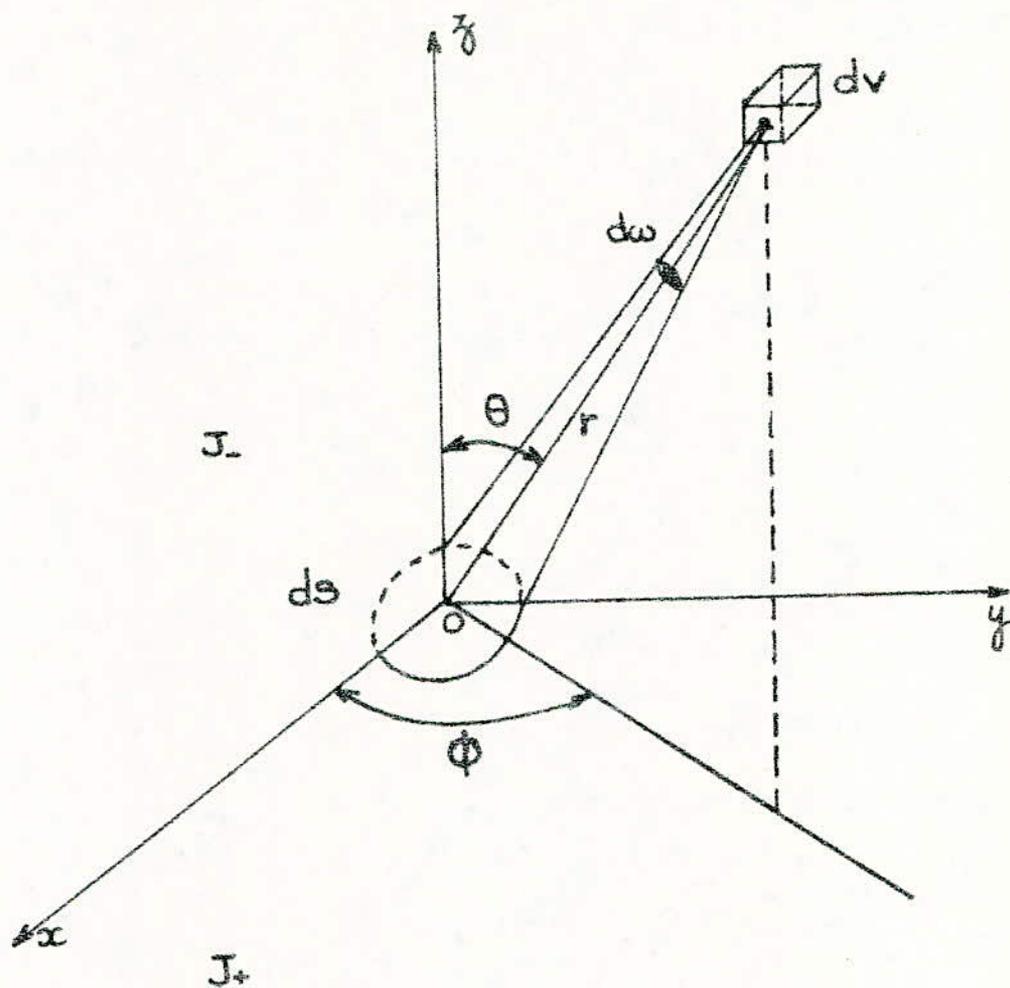


Figure (III1)
 COURANT de DIFFUSION

- La fraction de neutrons pouvant franchir dS est :

$$\Sigma_s \phi dv \frac{\cos \theta dS}{4\pi r^2}$$

- Ceux traversant dS sont ceux qui n'ont subi aucun choc, soit :

$$\Sigma_s \phi \frac{\cos \theta dS}{4\pi r^2} e^{-\Sigma_s r} dv$$

Le vecteur position \vec{r} est défini par ses composantes en coordonnées sphériques

$$\vec{r} \begin{cases} x = r \sin \theta \cos \phi \\ y = r \sin \theta \sin \phi \\ z = r \cos \theta \end{cases}$$

Le courant neutronique total sera :

$$J \cdot dS = \iiint_V \Sigma_s \phi \frac{\cos \theta dS}{4\pi r^2} e^{-\Sigma_s r} dv \quad (\text{III.4})$$

avec

$$0 < \theta < \pi/2$$

$$0 < \phi < 2\pi$$

$$0 < r < +\infty$$

(III.5)

et

$$dv = r^2 \sin \theta d\phi d\theta dr$$

(III.6)

Compte tenu de (III.5) et (III.6), nous aurons :

$$J = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{+\infty} e^{-\Sigma_s r} \phi(r) dr \quad (\text{III.7})$$

Si l'on suppose que le flux ϕ varie lentement en fonction de la position, on peut écrire son développement de Mac laurin au voisinage de l'origine sous la forme :

$$\phi(r) = \phi_0 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_0 z \quad (\text{III.8})$$

Dans la relation (III.7), seul le terme en z reste car ρ ne contient pas ϕ . Nous aurons donc :

$$J_- = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta d\theta \int_0^\infty e^{-\Sigma_s r} \left[\phi_0 + r \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \cos\theta \right] dr \quad (\text{III.9})$$

(III.9) peut se décomposer en une somme de deux intégrales

$$J_- = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty \phi_0 e^{-\Sigma_s r} \sin\theta \cos\theta d\phi d\theta dr + \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 r e^{-\Sigma_s r} \cos^2\theta \sin\theta d\phi d\theta dr$$

$$J_- = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \phi_0 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta d\theta \int_0^\infty e^{-\Sigma_s r} dr + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos^2\theta \sin\theta d\theta \int_0^\infty r e^{-\Sigma_s r} dr$$

(III.10)

Un calcul style d'intégrale nous donne les résultats suivants :

$$\int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi ;$$

$$\int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta d\theta = \frac{1}{2} ;$$

$$\int_0^\infty e^{-\Sigma_s r} dr = \frac{1}{\Sigma_s} ;$$

$$\int_0^{2\pi} \cos^2\theta \sin\theta d\theta = \frac{1}{3}$$

$$\int_0^\infty r e^{-\Sigma_s r} dr = \frac{1}{\Sigma_s^2}$$

Compte tenu de ces résultats, la relation (III.10) s'écrit :

$$J_- = \frac{\phi_0}{4} + \frac{1}{6\Sigma_s} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad (\text{III.12})$$

III.II.32 Courant neutronique J+

En procédant de la même manière pour le courant neutronique J+, nous aurons :

$$\pi/2 < \theta < \pi$$

$$0 < \phi < 2\pi$$

$$0 < r < +\infty$$

$$J+ = \frac{\phi_0}{4} - \frac{I}{6\Sigma_s} \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_0 \quad (\text{III.I3})$$

finalement, le courant de diffusion sera :

$$Jd = J+ - J- = - \frac{I}{3\Sigma_s} \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_0 \quad (\text{III.I4})$$

On appelle constante de diffusion D le rapport :

$$D = \frac{I}{3\Sigma_s} \quad (\text{III.I4 bis})$$

Le courant de diffusion s'écrira donc :

$$Jd = - D \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_0 = - D \text{ grad } \phi \quad (\text{III.I4 ter})$$

III.II.4/ EQUATION DE DIFFUSION

Nous allons établir dans ce paragraphe le bilan neutronique dans un volume v.

Soit $\frac{\partial n}{\partial t}$ la vitesse de variation de la population neutronique dans un volume élémentaire dv.

$$\text{Celle-ci est égale } \frac{\partial n}{\partial t} = \text{Production} - \text{fuite} \quad (\text{III.I6})$$

Le taux de production dans dv est égal à :

$$\int_{(v)} S dv$$

S étant le terme source.

III.7

Le taux de pertes par absorption dans dv est égal à :

$$\int_{(v)} \Sigma_a \phi dv$$

Le taux de fuite (nombre de neutrons sortant) sera égal à

$$\int_{(S)} \vec{J} \cdot \vec{n} dS$$

\vec{n} est la normale extérieure à la surface S .

Le bilan (III.16) s'exprime par la relation

$$\int_{(v)} \frac{\partial n}{\partial t} dv = \int_{(v)} S dv - \int_{(v)} \Sigma_a \phi dv - \int_{(S)} \vec{J} \cdot \vec{n} dS \quad (\text{III.16 bis})$$

D'après la formule d'OSTROGRADSKY, nous pouvons écrire que :

$$\int_{(S)} \vec{J} \cdot \vec{n} dS = \int_{(v)} \text{div} \vec{J} dv \quad (\text{III.16 ter})$$

Le volume étant quelconque, la relation (III.16) s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \Sigma_a \phi - \text{div} \vec{J} \quad (\text{III.17})$$

Comme

$$\vec{J} = -D \overrightarrow{\text{grad}} \phi \quad (\text{III.18})$$

Si D est constante, nous aurons :

$$\text{div} \vec{J} = -D \Delta \phi \quad (\text{III.19})$$

$\Delta \phi$ étant le laplacien de ϕ .

Compte tenu de (III.19), la relation (III.17) s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \Sigma_a \phi + D \Delta \phi \quad (\text{III.20})$$

Comme

$$\phi = nv. \quad (\text{III.20 bis})$$

ϕ étant le flux neutronique et v la vitesse des neutrons, nous aurons :

$$D\Delta\phi - \Sigma_a\phi + S = \frac{1}{v} \frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (\text{III.21})$$

En régime permanent où le flux ϕ est constant, nous aurons :

$$D\Delta\phi - \Sigma_a\phi + S = 0 \quad (\text{III.22})$$

Dans un milieu infini la disparition de $\Sigma_a\phi$ neutrons entraîne la création de $k_\infty\Sigma_a\phi$ neutrons/cm³s.

Le terme source S s'écrit donc :

$$S = k_\infty\Sigma_a\phi \quad (\text{III.23})$$

(III.22) et (III.23) donnent :

$$D\Delta\phi + k_\infty\Sigma_a\phi - \Sigma_a\phi = 0 \quad (\text{III.24})$$

relation qui peut s'écrire sous la forme :

$$D\Delta\phi + \Sigma_a\phi(k_\infty - 1) = 0 \quad (\text{III.25})$$

On définit la longueur de diffusion L par la relation

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \quad (\text{III.25 bis})$$

Ce qui donne

$$L^2\Delta\phi + (k_\infty - 1)\phi = 0 \quad (\text{III.26})$$

En divisant par L^2 (III.26) devient :

$$\Delta\phi + \frac{k_\infty - 1}{L^2} \phi = 0 \quad (\text{III.27})$$

On définit le Laplacien matière B^2 par la relation :

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2} \quad (\text{III.27 bis})$$

L'équation de diffusion s'écrit donc sous la forme :

$$\Delta\phi + B^2\phi = 0 \quad (\text{III.28})$$

$$\frac{k_{\infty}}{1+L^2B^2} = 1 \quad (\text{III.29})$$

En comparant (III.29) avec la relation :

$$k_{\text{eff}} = Pk_{\infty} = 1 \quad (\text{III.30})$$

Il vient

$$P_1 = \frac{1}{1+L^2B^2} \quad (\text{III.30 bis})$$

P_1 étant la probabilité anti-fuite au niveau thermique.

EQUATIONS CINÉTIQUES DU REACTEURIII. III 1/ But de la cinétique

La puissance d'un réacteur nucléaire en fonctionnement peut varier sous l'effet de différents facteurs tel que :

- a/ L'effet température
- b/ Les poisons
- c/ Les barres de contrôle.

La cinétique s'intéresse aux variations de cette puissance, lorsque le facteur de multiplication K varie.

 III. III 2/ Equations cinétiques en négligeant l'influence des neutrons retardés.

Le schéma d'une fission est donné par la figure (III.2)

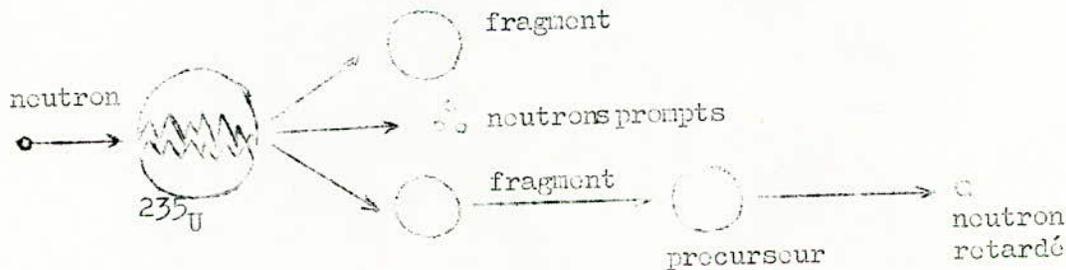


figure (III.2)

Les neutrons prompts sont émis immédiatement après la fission (10^{-14} s) par les fragments ayant un excès de neutrons.

Les neutrons retardés ne sont pas émis directement par les fragments de fission initiaux mais par certains produits obtenus par désintégration β^- .

Ces produits sont appelés précurseurs. Le nombre de neutrons retardés est relativement faible par rapport au nombre de neutrons prompts (moins de 1%).

Nous allons commencer notre étude en faisant abstraction des neutrons retardés.

L'équation de diffusion s'écrit :

$$D\Delta\phi - \Sigma_a\phi + S = \frac{1}{v} \frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (\text{III.2I})$$

Dans un milieu infini, nous avons vu que S pouvait s'écrire sous la forme :

$$S = k\infty\Sigma_a\phi \quad (\text{III.23})$$

Dans un milieu fini, on définit la probabilité anti-fuite au court du ralentissement P_2 par la relation

$$P_2 = e^{-B^2 r} \quad (\text{III.3I})$$

r étant l'âge de fermi

Compte tenu de (III.23) et (III.3I) la relation (III.2I) s'écrit :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\phi}{\partial t} = D\Delta\phi - \Sigma_a\phi + k\infty\Sigma_a\phi e^{-B^2 r} \quad (\text{III.32})$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\phi}{\partial t} = D\Delta\phi + \Sigma_a\phi (k\infty e^{-B^2 r} - 1) \quad (\text{III.33})$$

En divisant (III.33) par Σ_a , nous aurons :

$$\frac{1}{\Sigma_a v} \frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{D}{\Sigma_a} \Delta\phi + \phi (k\infty e^{-B^2 r} - 1) \quad (\text{III.34})$$

comme

$$\tau = \frac{1}{\Sigma_a v} \quad (\text{III.34 bis})$$

et

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \quad (\text{III.34 ter})$$

τ étant la durée de vie moyenne des neutrons thermiques et L la longueur de diffusion.

Nous aurons donc :

$$\tau \frac{\partial\phi}{\partial t} = L^2 \Delta\phi + (k\infty e^{-B^2 r} - 1)\phi \quad (\text{III.35})$$

Nous avons supposé au premier paragraphe que ϕ était indépendant du temps et variait lentement avec la position.

On pose :

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}) g(t) \quad (\text{III.36})$$

Les relations (III.35) et (III.36) donnent :

$$\tau \phi(\vec{r}) \frac{\partial g(t)}{\partial t} = L^2 g(t) \Delta \phi(\vec{r}) + (k_{\infty} e^{-B^2 r} - I) \phi(\vec{r}) g(t) \quad (\text{III.37})$$

En divisant par $\phi(\vec{r}, t)$, nous aurons :

$$\frac{\tau}{g(t)} \frac{\partial g(t)}{\partial t} = L^2 \frac{\Delta \phi(\vec{r})}{\phi(\vec{r})} + (k_{\infty} e^{-B^2 r} - I) \quad (\text{III.38})$$

En tenant compte de la relation

$$\Delta \phi + B^2 \phi = 0 \quad (\text{III.28})$$

(III.38) devient alors :

$$\frac{\tau}{g(t)} \frac{\partial g(t)}{\partial t} = k_{\infty} e^{-B^2 r} - (I + L^2 B^2) \quad (\text{III.39})$$

qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\tau}{I + L^2 B^2} \cdot \frac{I}{g(t)} \frac{\partial g(t)}{\partial t} = \frac{k_{\infty} e^{-B^2 r}}{I + L^2 B^2} - I \quad (\text{III.40})$$

On pose :

$$\theta = \tau P_1$$

avec

$$P_1 = \frac{I}{I + L^2 B^2}$$

comme

$$k_{\text{eff}} = P_1 P_2 k_{\infty}$$

avec

$$P_2 = e^{-B^2 r}$$

(III.40) devient :

$$\frac{\theta}{g(t)} \frac{\partial g(t)}{\partial t} = k_{\text{eff}} - 1 = \delta k_{\text{eff}} \quad (\text{III.41})$$

Après intégration, la relation (III.41) s'écrit :

$$g(t) = c e^{\frac{\delta k t}{\theta}} \quad (\text{III.42})$$

Compte tenu de (III.36) on a :

$$\phi(\vec{r}, t) = c \phi(\vec{r}) e^{\frac{\delta k t}{\theta}} \quad (\text{III.43})$$

relation qui s'écrit sous la forme :

$$\phi(\vec{r}, t) = c \phi(\vec{r}) e^{t/T} \quad (\text{III.44})$$

avec

$$T = \frac{\theta}{\delta k} \quad (\text{III.44 bis})$$

T est la période du réacteur.

Avant la perturbation δk , on a

$$\phi_0(\vec{r}) = c \phi(\vec{r}) \quad (\text{III.44 ter})$$

Nous aurons finalement

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi_0(\vec{r}) e^{t/T} \quad (\text{III.45})$$

Nous voyons que lorsque la période T est faible, le flux croît considérablement d'où la nécessité d'augmenter la période pour permettre un bon contrôle du réacteur.

Nous verrons que l'émission des neutrons retardés permet d'obtenir ce résultat

III.III 3/ Equations cinétiques en tenant compte des neutrons retardés

Nous avons vu au chapitre II que, le facteur de multiplication k_{eff} est donné par la relation

$$k_{\text{eff}} = \frac{n(t + \tau)}{n(t)}$$

C'est-à-dire que si à l'instant t , nous avons une densité neutronique $n(t)$ nous aurons $k_{\text{eff}} n(t)$ à l'instant $t + \tau$

Désignons par β le pourcentage de neutrons retardés par rapport au nombre total.

Les $k_{\text{eff}} n(t)$ neutrons se divisent en deux parties

$$a - (1-\beta) k_{\text{eff}} n(t) \text{ neutrons prompts}$$

$$b - \beta k_{\text{eff}} n(t) \text{ neutrons retardés}$$

On classe les neutrons retardés en six groupes moyens suivant la période de leurs précurseurs. Leurs principaux paramètres sont :

$$\lambda_i = \text{période de décroissance radioactive}$$

$$\beta = \sum \beta_i = \text{fraction totale de neutrons retardés.}$$

Dans notre étude, nous considérerons un seul groupe.

En une seconde, il se formera $\frac{\beta}{\tau} k_{\text{eff}} n(t)$ noyaux de précurseurs.

Soit c la concentration du précurseur (nombre de noyaux formés

par $\text{cm}^3 \text{ s}$).

Le nombre de noyaux qui se désintègrent pour ce dernier est :

$$\lambda c$$

En faisant le bilan :

$$\frac{dc}{dt} = \text{production} - \text{pertes.}$$

nous aurons :

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\beta k_{\text{eff}} n(t)}{\tau} - \lambda c \quad \text{(III.46)}$$

Le nombre de noyaux formés étant $\frac{\beta k_{\text{eff}} n(t)}{\tau}$ ($\frac{n}{3}$ $\text{cm}^3 \text{ s}$)

Le nombre de noyaux désintégrés étant λc

Au temps $t + \tau$, nous avons $\beta k_{\text{eff}} n(t)$ neutrons retardés et $(1 - \beta)k_{\text{eff}} n(t)$ neutrons prompts.

Pendant l'intervalle de temps τ on aura :

$\tau \lambda c$ neutrons retardés qui apparaissent d'où

$$n(t + \tau) = k_{\text{eff}} (1 - \beta) n(t) + \tau \lambda c \quad (\text{III.47})$$

τ étant généralement très faible, nous pouvons faire l'approximation suivante :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{n(t + \Delta t) - n(t)}{\Delta t} = \frac{n(t + \tau) - n(t)}{\tau} \quad (\text{III.48})$$

Les relations (III.47) et (III.48) donnent :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{\text{eff}} (1 - \beta) - 1}{\tau} n(t) + \lambda c \quad (\text{III.49})$$

Au voisinage de la criticalité

$$k_{\text{eff}} \sim 1$$

$$\delta k_{\text{eff}} \sim \rho$$

nous aurons les équations cinétiques suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dc}{dt} = \frac{\beta}{\tau} n - \lambda c \end{array} \right. \quad (\text{III.50})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\tau} n(t) + \lambda c \end{array} \right. \quad (\text{III.51})$$

Pour les six groupes de précurseurs, nous montrerons que les équations sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dc}{dt} = \beta_i \frac{n}{\tau} - \lambda_i c \end{array} \right. \quad (\text{III.52})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\tau} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i \end{array} \right. \quad (\text{III.53})$$

III.4/ Equation de NORDHEIM

Pour bien contrôler le réacteur, nous devons à tout instant connaître sa période T .

Il est également très intéressant de connaître la relation liant à la réactivité ρ .

Celle-ci se déduit des équations cinétiques et s'appelle l'équation de NORDHEIM.

$$\text{Posons } n = n_0 e^{\omega t} = n_0 e^{t/T} \quad (\text{III.54})$$

$$c = c_0 e^{\omega t} = c_0 e^{t/T} \quad (\text{III.55})$$

$$\text{avec } T = \frac{1}{\omega} \quad (55 \text{ bis})$$

En remplaçant les deux relations (III.54) et (III.55) dans (III.50) et (III.51) nous aurons :

$$\rho \omega = \frac{\rho - \beta}{\tau} n_0 + \lambda c_0$$

$$c_0 \omega = \beta / \tau n_0 - \lambda c_0$$

Tirons c_0 de (57) et reportons cette valeur dans (56), nous obtenons :

$$\omega = \frac{\rho - \beta}{\tau} + \frac{\beta \lambda}{\tau(\omega + \lambda)}$$

De cette expression, on peut tirer la relation liant la réactivité et la période

$$\rho = \omega \tau + \frac{\beta \omega}{\omega + \lambda} = \frac{\tau}{T} + \frac{\beta}{1 + \lambda T} \quad (59)$$

III.5/ Durée de vie moyenne d'un neutron

Pour des réactivités assez faibles, nous avons vu que la période était importante, nous pourrions donc négliger 1 devant λT dans la relation (59)

Nous aurons alors

$$\rho = \frac{1}{\tau} (\tau + \beta / \lambda)$$

$$T = \frac{1}{\rho} (\tau + \beta / \lambda) \quad (60)$$

Par comparaison avec la relation $T = \frac{l}{v}$, on définit une durée de vie moyenne τ^* par la relation :

$$\tau^* = \tau + \beta/\lambda \quad (\text{III.61})$$

En général, $\tau \ll \beta/\lambda$

La période T peut donc se mettre sous la forme :

$$T = \frac{\beta}{\lambda v} \quad (\text{III.62})$$

Considérons les valeurs numériques suivantes :

$$\beta = 10^{-2}$$

$$\frac{l}{v} = 10^{-8}$$

$$\tau = 10^{-3} \text{ s}$$

Le calcul nous donne :

$$\tau^* \approx 0,15$$

Nous voyons donc que les neutrons retardés permettent d'augmenter la durée de vie moyenne effective β/λ par rapport à τ .

Chapitre IV. DYNAMIQUE DES REACTEURS.

IV. I/ Empoisonnement par les produits de fission.

IV. II. A/ Empoisonnement Xénon.

- 1) Introduction
- 2) Evolution de l'iode I35
- 3) Evolution du Xénon
- 4) Pic Xénon

IV. I. B./ Empoisonnement Samarium.

- 1) Introduction
- 2) Evolution du prométhium et du Samarium.

IV. I. C/ Phénomènes dus aux poisons

- I) Antiréactivité ρ_p
 - I.a/ Antiréactivité ρ_X due au Xénon
 - I.b/ Antiréactivité ρ_S due au Samarium
 - I.c/ Antiréactivité globale.

IV. II. Effet température

- 1) Introduction
- 2) Effet de température du modérateur.
- 3) Effet doppler.

IV. I. EMPOISONNEMENT D'UN REACTEUR PAR LES PRODUITS
DE FISSION

INTRODUCTION

Au cours du fonctionnement d'un réacteur, il se forme des produits de fission dont l'accumulation peut avoir des conséquences néfastes.

Ces éléments possèdent des sections efficaces d'absorption aux neutrons thermiques très élevées et peuvent de ce fait conduire à un accroissement des pertes neutroniques : c'est la raison pour laquelle on les appelle " poisons ".

Les poisons les plus redoutables sont :

- 1) le Xénon
- 2) le Samarium.

Le schéma de la figure IV.I précise les lois de filiation radioactive de ces 2 corps.

Du fait que les durées de vie des produits de fission tels que le ^{135}Te et le ^{149}Nd sont très faibles par rapport à celles de ^{135}I et ^{149}Pm respectivement, on pourra considérer que l'iode et le promethium sont produits directement à partir de la fission.

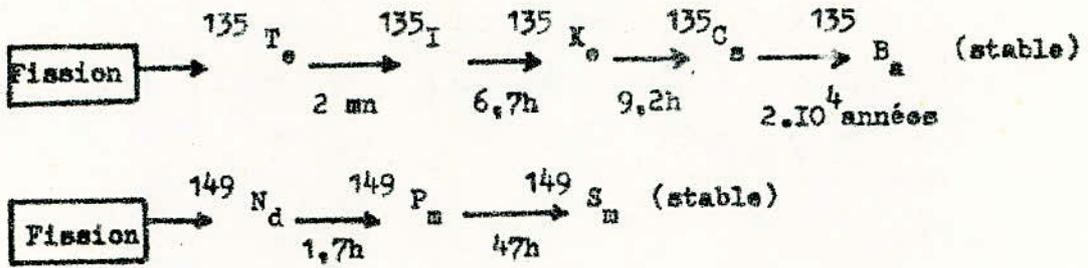


Fig : IV.1

Lois de filiation radioactive du " Xénon " et du " Samarium "

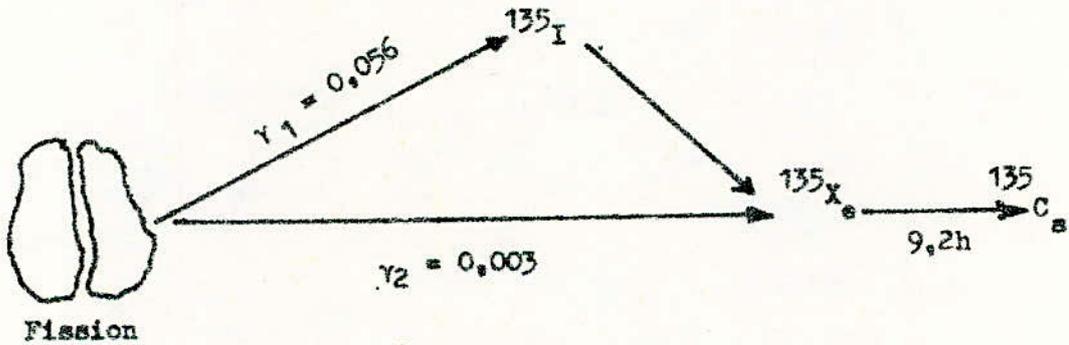


Fig : IV.2

Schéma de formation du " Xénon "

IV. I. A. EMPOISONNEMENT XENONIV. I. A. I) INTRODUCTION

Le Xénon I^{135} est un noyau instable dont le schéma de formation est donné figure IV.2

Ce schéma montre que l'évolution de la concentration en Xénon dépend de celle de l'iode.

Nous commencerons donc par étudier la variation de la concentration en iode ce qui nous permettra d'en déduire celle du Xénon.

IV. I. A. 2) Evolution de l'iode I^{135} .

La loi d'évolution de I^{135} s'obtient en faisant le bilan des créations et des disparitions de l'iode.

La vitesse de formation de l'iode est proportionnelle au nombre de fissions thermiques qui ont lieu dans le combustible par seconde, soit $\Sigma_f \cdot \phi$.

La vitesse de formation de I^{135} l'iode s'écrit donc $\gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \phi$: étant le rendement de fission de l'iode (5,6 %).

La disparition de l'iode se fait :

- soit par désintégration avec la vitesse : $\lambda_I \cdot I$
 λ_I étant la constante radioactive de l'iode
 I la concentration de l'iode.

- soit par absorption de neutrons thermiques avec un taux de $\sigma_I \cdot \phi \cdot I$ par cm^3 et par seconde.

σ_I étant la section efficace microscopique de I
pour les neutrons thermiques.

La vitesse d'évolution de la concentration de l'iode s'écrit donc

$$\frac{dI}{dt} = \text{créations} - \text{pertes} \quad (\text{IV.1})$$

ce qui donne :

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \lambda_I \cdot I - \sigma_I \cdot \phi \cdot I \quad (\text{IV.2})$$

avec

$$\lambda_I = 2,9 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

$$\sigma_I = 7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\gamma_I = 0,056$$

Les valeurs numériques précédentes montrent que le terme $\sigma_I \cdot \phi \cdot I$ est négligeable devant $\lambda_I \cdot I$ même pour de très hauts flux.

On pourra donc simplifier l'expression (IV.2) qui devient alors

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \lambda_I \cdot I \quad (\text{IV.3})$$

IV. I. A. 3) Evolution du Xénon.

Un raisonnement analogue au précédent nous permettra de déterminer la loi d'évolution du Xénon.

Le Xénon provient :

- soit de la fission
- soit de la désintégration radioactive de l'iode.

* La vitesse de création du Xénon vaut $\gamma_X \Sigma_f \phi$
celle correspondant à la désintégration radioactive de l'iode
est égale à : $\lambda_I \cdot I$

Le Xénon disparaît :

- soit par absorption de neutrons
- soit par désintégration radioactive.

* La vitesse de disparition du Xénon par absorptions des neutrons thermiques est égale à : $\sigma_{ax} \cdot \phi \cdot X$.

σ_{ax} : étant la section efficace microscopique d'absorption du Xénon.

X : étant la concentration du Xénon.

Celle relative à la désintégration radioactive du Xénon vaut : $\lambda_x \cdot X$.

λ_x : étant la constante radioactive du Xénon.

La vitesse d'évolution de la concentration du Xénon est donc donnée par l'expression :

$$\frac{dX}{dt} = (\lambda_I \cdot I + \gamma_x \cdot \Sigma_f \cdot \phi) - (\lambda_x \cdot X + \sigma_{ax} \cdot X \cdot \phi) \quad (\text{IV.4})$$

IV.I.A 4) PIC XENON

Un effet important de l'effet Xénon est que sa loi d'évolution se poursuit même lorsque le réacteur est arrêté.

Ceci est dû au fait que l'une des sources du ^{135}Xe est la désintégration radioactive de l'iode ^{135}I .

Or même à l'arrêt du réacteur, l'iode continue à se désintégrer.

Du fait que le flux neutronique devient très faible, les captures thermiques n'existent pratiquement pas.

On en déduit alors :

a) qu'il n'y a plus de production du Xénon par capture thermique dans le combustible.

b) qu'il n'y a plus de disparition des noyaux de Xénon sous l'effet des neutrons thermiques.

L'effet (b) est plus prépondérant car la disparition du Xénon ne se fera plus par désintégration radioactive alors que la production se poursuit parallèlement à la désintégration de l'iode jusqu'à épuisement.

La durée de vie du ^{135}Xe est plus importante que celle de l'iode.

La formation du Xénon est plus rapide que son élimination. Par conséquent la loi d'évolution de la concentration du Xénon après l'arrêt du réacteur est donnée par la fig. (IV.3)

IV. I. B. Empoisonnement Samarium

IV. I. B. I. Introduction.

Le Samarium est un noyau stable dont le schéma de formation est donné figure (IV.4)

IV. I. B. 2. Evolution de la concentration du promethium et du Samarium.

Le même raisonnement que le précédent nous permet d'écrire:

$$\frac{dP}{dt} = \gamma_p \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \lambda_p \cdot P \quad (\text{IV.5}) \text{ pour le promethium.}$$

$$\frac{dS}{dt} = \lambda_p \cdot P - \sigma_s \cdot S \cdot \phi \quad (\text{IV.6}) \text{ pour le Samarium.}$$

où P : étant la concentration du prométhium

S : étant la concentration du Samarium.

λ_p : la constante radioactive du prométhium

λ_s : la constante radioactive du Samarium.

$\gamma_p \approx 1,4\%$: le rendement de fission du prométhium

σ_s : la section efficace microscopique d'absorption du Samarium.

On suppose que σ_p est négligeable.

IV. I. C. Phénomènes liés aux poisons

IV. I. C. I Antiréactivité ρ poison.

Dans la mesure où nous supposons que l'accumulation des poisons ne modifie que le facteur d'utilisation thermique f à l'exclusion de tous les autres coefficients.

Evolution de la
Concentration
du Xenon apres
l'arrêt du
reacteur

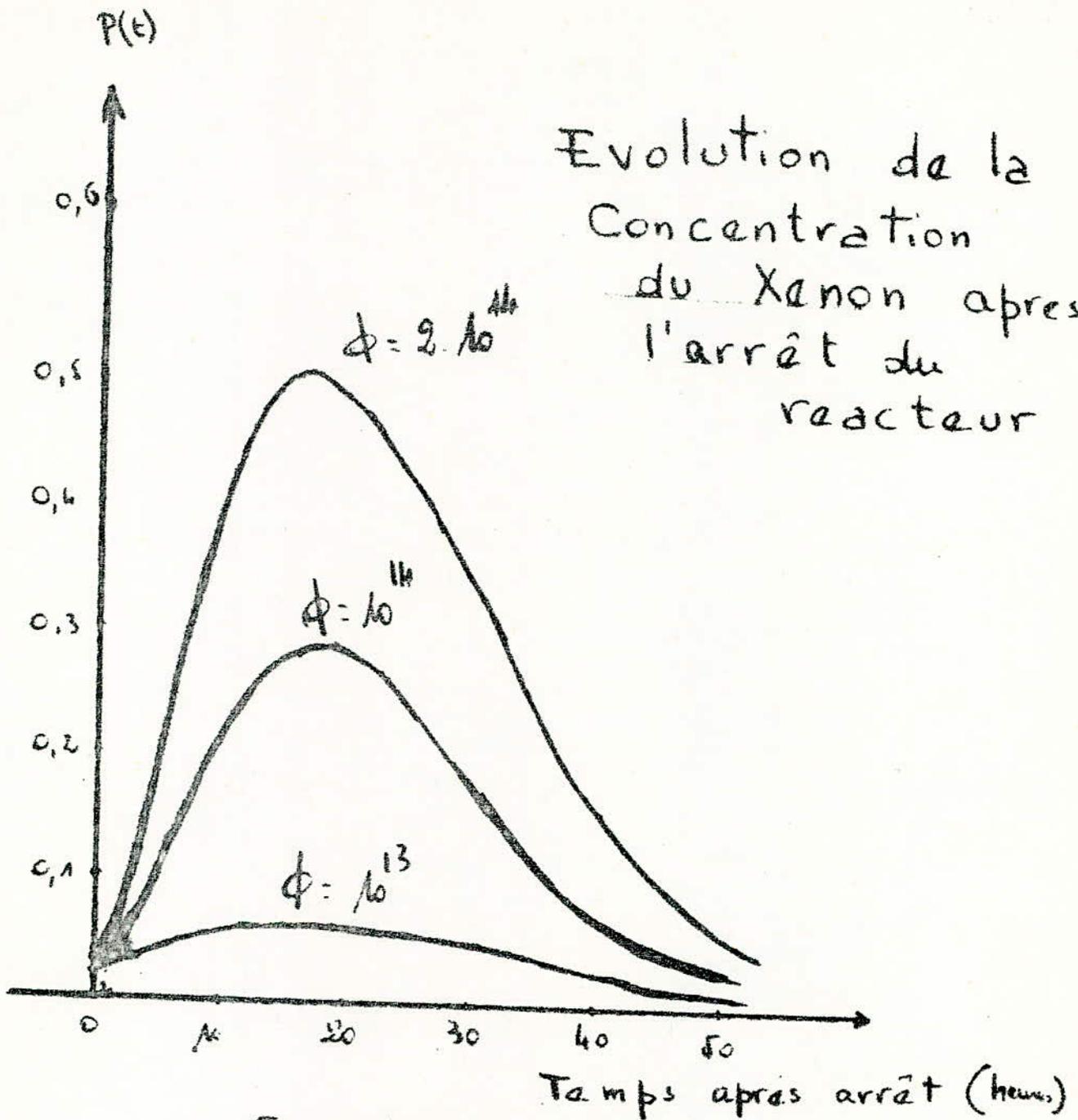


fig: IV. 3

La grandeur f est donnée par la relation

$$f = \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}} \quad (\text{IV.7})$$

Σ_{am} : étant la section efficace macroscopique d'absorption du modérateur.

En présence des poisons, la grandeur f est modifiée comme suit :

$$f' = \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am} + \Sigma_{ap}} \quad (\text{IV.8})$$

Σ_{ap} : étant la section efficace macroscopique d'absorption des poisons.

En régime critique, la réactivité ρ est nulle. si $\Delta\rho_p$ représente la variation de réactivité en présence de poisons; on pourra alors écrire à la criticalité.

$$\Delta\rho_p = \rho_p - \rho = \rho_p \quad (\text{IV.9})$$

Comme $k_{\text{eff}} = 1$, en régime critique, on pourra donc écrire :

$$\rho_p = \frac{k'_{\text{eff}} - 1}{k'_{\text{eff}}} \quad (\text{IV.10})$$

k'_{eff} étant le facteur de multiplication effectif en présence des poisons.

Du fait que les poisons n'agissent que sur le facteur f , on pourra donc écrire :

$$k_{\text{eff}} = k_{\infty} = \eta \epsilon p f \quad (\text{IV.11})$$

$$k'_{\text{eff}} = k'_{\infty} = \eta \epsilon p f' \quad (\text{IV.12})$$

Ce qui donne

$$\frac{k'_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = \frac{k'_{\infty}}{k_{\infty}} \quad (\text{IV.I3})$$

Comme en régime critique : $k_{\text{eff}} = 1$, on aura :

$$k'_{\text{eff}} = \frac{k'_{\infty}}{k_{\infty}} = \frac{f'}{f} \quad (\text{IV.I4})$$

Ce qui donne :

$$\rho_p = \frac{k'_{\infty} - k_{\infty}}{k'_{\infty}} = \frac{f' - f}{f'} \quad (\text{IV.I5})$$

k_{∞} étant le facteur de multiplication en milieu infini compte tenu des poisons.

Les équations (IV.7) et (IV.8) nous donne :

$$\rho_p = - \frac{\Sigma_{\text{ep}}}{\Sigma_{\text{ac}} + \Sigma_{\text{am}}} = \frac{\Sigma_{\text{ap}} / \Sigma_{\text{ac}}}{1 + \frac{\Sigma_{\text{am}}}{\Sigma_{\text{ac}}}} \quad (\text{IV.I6})$$

Σ_{ac} : étant la section efficace macroscopique d'absorption dans le combustible.

Compte tenu de (IV.7) et de (IV.II) ; on tire

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p \frac{\Sigma_{\text{ac}}}{\Sigma_{\text{ac}} + \Sigma_{\text{am}}} \quad (\text{IV.I7})$$

Comme

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_{\text{f}}}{\Sigma_{\text{ac}}} \quad (\text{IV.I8})$$

Σ_{f} étant la section efficace macroscopique de fission il s'ensuit que :

$$k_{\infty} = \nu \epsilon p \frac{\Sigma_{\text{f}}}{\Sigma_{\text{ac}} + \Sigma_{\text{am}}} \quad (\text{IV.I9})$$

d'où

$$\Sigma_{ac} + \Sigma_{am} = v \epsilon p \frac{\Sigma_f}{k_{\infty}} \quad (\text{IV.20})$$

les relations (IV.II) et (IV.I9) donnent alors

$$\rho_p = - \frac{\Sigma_{ap} / \Sigma_f}{v \epsilon p} \quad (\text{IV.21})$$

La recherche de $\Sigma_{ap} = N_p \cdot \sigma_{ap}$ permet d'évaluer l'anti-réactivité due aux poisons.

IV. I. C. I. a/ Antiréactivité ρ_x due au Xénon

L'évolution de la concentration du Xénon est régie par le système :

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \lambda_I \cdot I \\ \frac{dX}{dt} = \gamma_X \cdot \Sigma_f \cdot \phi + \lambda_I \cdot I - \lambda_X \cdot X - \sigma_{ax} \cdot X \cdot \phi \end{cases} \quad (\text{IV.22})$$

A l'équilibre; c'est-à-dire en régime permanent, la concentration de l'iode et du Xénon sont constantes d'où

$$\frac{dI}{dt} = 0 ; \quad \frac{dX}{dt} = 0$$

Le système (IV.22) donne alors les concentrations d'équilibre. I_0 et X_0 de l'iode et du Xénon respectivement.

$$I_0 = \frac{\gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \phi}{\lambda_I}$$

$$X_0 = \frac{\gamma_X \cdot \Sigma_f \cdot \phi + \lambda_I \cdot I}{\lambda_X + \sigma_x \phi} = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \cdot \Sigma_f \cdot \phi}{\lambda_X + \sigma_x \phi} \quad (\text{IV.23})$$

On démontre que l'on a toujours

$$\sigma_x \cdot \phi > \lambda_x \quad (\text{IV.24})$$

Ce qui donne

$$X_o = \frac{(\gamma_I + \gamma_x) \Sigma_f}{\sigma_x} \quad (\text{IV.25})$$

Comme la section efficace macroscopique est définie par la relation:

$$\Sigma_x = \sigma_x \cdot X = (\gamma_I + \gamma_x) \Sigma_f \quad (\text{IV.26})$$

On en déduit en remplaçant Σ_p par Σ_x et ρ_p par ρ_x que :

$$\rho_x = - \frac{\gamma_I + \gamma_x}{\nu_p \epsilon} \quad (\text{IV.27})$$

IV. I. C. I. b/ Antiréactivité ρ_s due au Samarium

A l'équilibre, les équations (IV.5) et (IV.5) donnent

$$\frac{dP}{dt} = 0 \implies \lambda_p \cdot P_o = \gamma_p \cdot \Sigma_f \cdot \phi_o \quad (\text{IV.28})$$

$$\frac{dS}{dt} = 0 \implies \lambda_p \cdot P_o = \sigma_s \cdot S \cdot \phi_o \quad (\text{IV.29})$$

On obtient la concentration d'équilibre S_o du Samarium :

$$S_o = \frac{\gamma_p \cdot \Sigma_f}{\sigma_s} \quad (\text{IV.30})$$

donc

$$S \cdot \sigma_s = \gamma_p \cdot \Sigma_f \quad (\text{IV.31})$$

comme

$$\Sigma_s = \sigma_s \cdot S \quad (\text{IV.32})$$

il vient :

$$\Sigma_s = \gamma_p \cdot \Sigma_f \quad (\text{IV.33})$$

IV.II

d'où

$$\rho_s = - \frac{\gamma_p}{\nu p \epsilon} \quad (\text{IV.34})$$

I. C. I. c Antiréactivité globale.

L'antiréactivité due au Xénon et au Samarium s'écrit finalement :

$$\rho_s = \rho_x + \rho_s = - \frac{\gamma_I + \gamma_x + \gamma_p}{\nu p \epsilon} \quad (\text{IV.35})$$

IV. I. C. 2/ Empoisonnement.

L'empoisonnement est défini comme étant le rapport entre le nombre de neutrons absorbés par le poison au nombre total de neutrons absorbés par le combustible.

$$\begin{aligned} \text{Empoisonnement} &= \frac{\text{Neutrons absorbés par le poison}}{\text{Neutrons absorbés dans le combustible}} \\ &= \frac{\Sigma_{ap}}{\Sigma_{ac}} \quad (\text{IV.36}) \end{aligned}$$

d'où l'on déduit une relation liant l'empoisonnement et l'antiréactivité :

$$\frac{\text{Empoisonnement}}{\text{antiréactivité}} = I + \frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{ac}} \quad (\text{IV.37})$$

En faisant l'approximation ($\Sigma_{am} \ll \Sigma_{ac}$), on aboutit à l'égalité des deux concepts d'empoisonnement et d'antiréactivité.

IV. II. Effet de température.

IV. II. I. Introduction.

Lorsqu'un réacteur est en fonctionnement, l'uranium et le modérateur sont chacun à une certaine température.

Si la puissance varie, il en résultera des variations de température d'où découleront certaines conséquences neutronique dont dépendra la sécurité du réacteur.

L'effet température est du au fait que la réactivité est le produit de plusieurs paramètres dépendants plus au moins de la température.

L'expérience montre que :

- la durée de vie moyenne d'un neutron τ varie très peu avec T.
- la constante radioactive λ ainsi que le pourcentage de neutron retardés β sont indépendants de T.
- le facteur de multiplication effectif : k_{eff} dépend étroitement de T.

On caractérise cet effet par un coefficient α_T dit coefficient de température défini par la relation

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \quad (\text{IV.38})$$

si $\alpha_T < 0 \longrightarrow$ le réacteur est stable vis-à-vis de la température.

si $\alpha_T > 0 \longrightarrow$ le réacteur est instable.

On suppose que seules les températures du combustible et du modérateur varient :

comme

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \quad (\text{IV.39})$$

on en déduit

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} = -\frac{1}{k_{\text{eff}}^2} \cdot \frac{dk_{\text{eff}}}{dT} \quad (\text{IV.40})$$

Or $k_{\text{eff}} \propto I$, on peut donc écrire :

$$\alpha_T = \frac{I}{k_{\text{eff}}} \cdot \frac{dk_{\text{eff}}}{dT} \quad (\text{IV.41})$$

comme

$$k_{\text{eff}} = P_I P_2 k_{\infty} \quad (\text{IV.42})$$

avec

$$P_I = \frac{I}{I + L^2 B^2} \quad (\text{IV.43})$$

$$P_2 = e^{-B^2 \tau} \quad (\text{IV.44})$$

on en déduit que

$$\alpha_T = \frac{I}{P_I P_2 k_{\infty}} \cdot \frac{d}{dT} (P_I P_2 k_{\infty}) \quad (\text{IV.45})$$

en développant, on obtient :

$$\alpha_T = \frac{I}{k_{\infty}} \frac{dk_{\infty}}{dT} + \frac{I}{P_I} \frac{dP_I}{dT} + \frac{I}{P_2} \frac{dP_2}{dT} \quad (\text{IV.46})$$

On définit trois facteurs de température partiels :

$$\alpha_T (k_{\infty}) = \frac{I}{k_{\infty}} \cdot \frac{dk_{\infty}}{dT} = \frac{I}{\eta} \frac{d\eta}{dT} + \frac{I}{P} \frac{dP}{dT} + \frac{I}{f} \frac{df}{dT} + \frac{I}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT} \quad (\text{IV.47})$$

$$\alpha_T (P_I) = \frac{I}{P_I} \frac{dP_I}{dT} = - \frac{B^2 L^2}{I + L^2 B^2} \left[\frac{I}{L^2} \frac{dL^2}{dT} + \frac{I}{B^2} \frac{dB^2}{dT} \right] \quad (\text{IV.48})$$

$$\alpha_T (P_2) = \frac{I}{P_2} \cdot \frac{dP_2}{dT} = - B^2 \tau \left[\frac{I}{2} \frac{d\tau}{dT} + \frac{I}{B^2} \frac{dB^2}{dT} \right] \quad (\text{IV.49})$$

d'où finalement :

$$\alpha_T = \alpha_T (\eta) + \alpha_T (P) + \alpha_T (f) + \alpha_T (\epsilon) + \alpha_T (P_I) + \alpha_T (P_2) \quad (\text{IV.50})$$

Expérimentalement, on montre que :

$\alpha_T (\eta)$ est négatif ou faiblement positif

$\alpha_T (P)$ est négatif et élevé : 10^{-4} à 10^{-3}

$\alpha_T (f)$: est positif et faible

$\alpha_T (\epsilon)$ est négligeable.

$\alpha_T (F_I)$ et $\alpha_T (P_2)$ sont négatifs et faibles.

On distingue deux effets de température principaux :

- effet de température du modérateur
- effet doppler ou effet de température du combustible.

IV. II. 2) Effet de température du modérateur

Cet effet est dû au fait que si la température augmente, il se produit :

- une dilatation du combustible entraînant une éjection du modérateur hors du coeur. Ce qui entraîne une réactivité négative par sous-modération.

- une diminution de densité du modérateur accentuant la sous-modération entraînant à son tour une diminution du nombre de noyaux de modérateur par cm^3 .

- Cependant, l'ejection du modérateur entraîne une ejection du bore soluble d'où diminution des captures et réactivité positive.

On est donc amené à déterminer une concentration limite en bore au delà de laquelle ce dernier effet deviendrait prépondérant; entraînant un effet de température modérateur positif

En début de cycle, la concentration de bore est maximale environ 1200 pcm, ce qui donne un coefficient de température modérateur de l'iode de - 5 pcm/°C à puissance normale.

En fin de cycle, la concentration est très faible, ce qui entraîne un coefficient de température de l'ordre de - 40 pcm/°C.

IV. II. 3 EFFET DOPPLER

L'élévation de température augmente la vitesse d'agitation des noyaux. Or on sait que la probabilité de réaction est liée à la vitesse neutron-noyau.

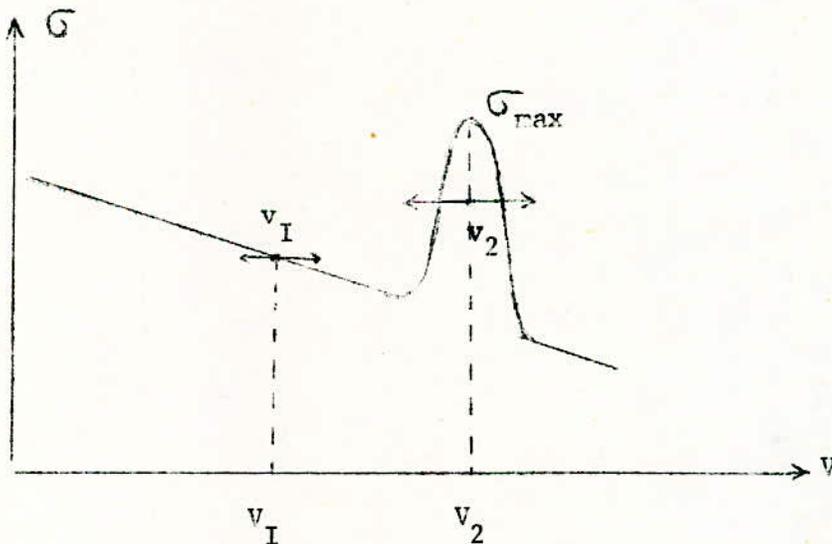


figure (IV.4)

Soit un corps dont la section efficace est représenté par la figure (IV.4).

IV.I6

Considérons un neutron de vitesse V_I et le noyau cible agité d'une vitesse $\pm v_I$. σ étant à peu près constante entre $V_I + v_I$ et $V_I - v_I$; la probabilité de réaction noyau-neutron est peu modifiée par la vitesse d'agitation du noyau.

Considérons maintenant un neutron de vitesse V_2 . Dans la gamme de vitesse autour de V_2 , le corps considéré présente un " pic de résonance ".

La valeur de σ varie et devient importante.

Si la vitesse d'agitation du noyau oscille entre $-v_2$ et $+v_2$, la vitesse relative neutron noyau, au lieu d'être V_2 oscillera entre $V_2 + v_2$ et $V_2 - v_2$.

σ pour un neutron de vitesse V_2 réacteur froid est égale à σ_{max} .

Pour un réacteur chaud, elle chutera automatiquement.

En pratique tout revient à diminuer les pics de résonances :

- le max sera moins important
- la bande de résonance plus large.

Cet effet s'appelle : Effet Doppler.

INTRODUCTION.

V. I. Fonctions de transfert.

V. I. I) Fonction de transfert d'un réacteur de puissance nulle.

2) Fonction de transfert des effets poisons.

3) Fonction de transfert de l'effet température.

4) Fonction de transfert des barres.

5) Fonction de transfert totale.

V. II. Efficacité des barres.

V. III. Stabilité de la boucle de pilotage.

INTRODUCTION.

La puissance d'un réacteur le fonctionnement dépend de plusieurs facteurs.

Les uns internes tels que :

- l'échauffement des structures
- l'empoisonnement par le Xénon et le Samarium.

Les autres externes tels que :

- la modification de la structure du coeur.

Pour compenser tous ces effets, on utilisera les barres de contrôle.

Dans ce chapitre, nous nous proposons :

- d'établir les fonctions de transfert des différents facteurs.
- d'étudier l'efficacité des barres de contrôle.
- ensuite d'étudier la stabilité de la boucle de pilotage.

V. I. Fonctions de transfert.

I. Fonction de transfert d'un réacteur de puissance nulle.

Les équations cinétiques pour un seul groupe de neutrons sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\tau} n(t) + \lambda c \\ \frac{dc}{dt} = \beta \frac{n}{\tau} - \lambda c \end{array} \right. \quad (V.I)$$

La fonction de transfert sera définie autour d'un point de fonctionnement.

$$\begin{array}{l} c = c_0 \\ n = n_0 \end{array} \quad (V.2)$$

Correspondant au régime critique c'est-à-dire : $\rho_0 = 0$

Les conditions initiales sont :

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{t=0} = 0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{dc}{dt} \right)_{t=0} = 0 \quad (V.3)$$

D'après (V.I) on tire :

$$\frac{\beta n_0}{\tau} = \lambda c_0 \quad (V.4)$$

ce qui donne :

$$c_0 = \frac{\beta}{\lambda \tau} n_0 \quad (\text{V.5})$$

Le point de repos étant ainsi défini, superposons une excitation sinusoïdale de réactivité d'amplitude faible égale à $\Delta\rho$. On aura :

$$\begin{cases} c = c_0 + \Delta c \\ n = n_0 + \Delta n \\ \rho = \rho_0 + \Delta\rho = \Delta\rho \end{cases} \quad (\text{V.6})$$

Compte tenu de (V.1) et (V.6)

on obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} (n_0 + \Delta n) = \frac{\Delta\rho - \beta}{\tau} (n_0 + \Delta n) + \lambda (c_0 + \Delta c) \end{array} \right. \quad (\text{V.7})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} (c_0 + \Delta c) = \frac{\beta}{c} (n_0 + \Delta n) - \lambda (c_0 + \Delta c) \end{array} \right. \quad (\text{V.8})$$

En faisant les approximations suivantes :

$$\Delta n \Delta\rho \ll 1$$

$$\beta \ll 1$$

Les équations (V.7) et (V.8) deviennent en tenant compte de la relation (V.5)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} (\Delta n) = \frac{n_0 \Delta\rho}{\tau} - \beta \frac{\Delta n}{\tau} + \lambda \Delta c \end{array} \right. \quad (\text{V.9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} (\Delta c) = \frac{\beta}{\tau} \Delta n - \lambda \Delta c \end{array} \right. \quad (\text{V.10})$$

En remplaçant $\frac{d}{dt}$ par l'opérateur de Laplace " p " ; le système ci-dessus devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} p \Delta n = \frac{n_0}{\tau} \Delta\rho - \frac{\beta}{\tau} \Delta n + \lambda \Delta c \end{array} \right. \quad (\text{V.11})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p \Delta c = \frac{\beta}{\tau} \Delta n - \lambda \Delta c \end{array} \right. \quad (\text{V.12})$$

La relation (V.12) donne :

$$\Delta c = \frac{\beta \Delta n}{\tau(p+\lambda)} \quad (\text{V.13})$$

En faisant (V.13) dans (V.II), on tire

$$p \Delta n = \frac{n_0}{\tau} \Delta \rho - \frac{\beta}{\tau} \Delta n + \frac{\lambda \beta \Delta n}{\tau(p+\lambda)} \quad (V.14)$$

relation qui peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta n \left[p + \frac{\beta}{\tau} \left(1 - \frac{\lambda}{p+\lambda} \right) \right] = \frac{n_0}{\tau} \Delta \rho \quad (V.15)$$

ou encore

$$\frac{\Delta n}{n_0 \Delta \rho} = \frac{1}{\tau p} \left[\frac{1}{1 + \frac{1}{\tau} \frac{\beta}{(p+\lambda)}} \right] \quad (V.16)$$

Cette fonction dite de transfert normalisée peut s'écrire

$$\frac{\Delta n}{n_0 \Delta \rho} = \frac{1}{\tau} \frac{p + \lambda}{p \left[p + \lambda + \frac{\beta}{\tau} \right]} \quad (V.17)$$

avec $p = j\omega$

$$\left| \frac{\Delta n}{n_0 \Delta \rho} \right| = \left| \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\lambda + j\omega}{j\omega \left(\lambda + \frac{\beta}{\tau} + j\omega \right)} \right| \quad (V.18)$$

Pour ω très faible, on aura :

$$p + \lambda = \lambda + j\omega \approx \lambda$$

(V.17) donne

$$\frac{n}{n_0 \Delta \rho} = \frac{1}{\tau} \left[\frac{\lambda}{p \left(\lambda + \frac{\beta}{\tau} \right)} \right] = \frac{1}{p} \cdot \frac{\lambda}{\lambda \tau + \beta} \quad (V.19)$$

Pour de faibles fréquences, la fonction de transfert présente une pente de -6 dB/oct et un déphasage de -90° .

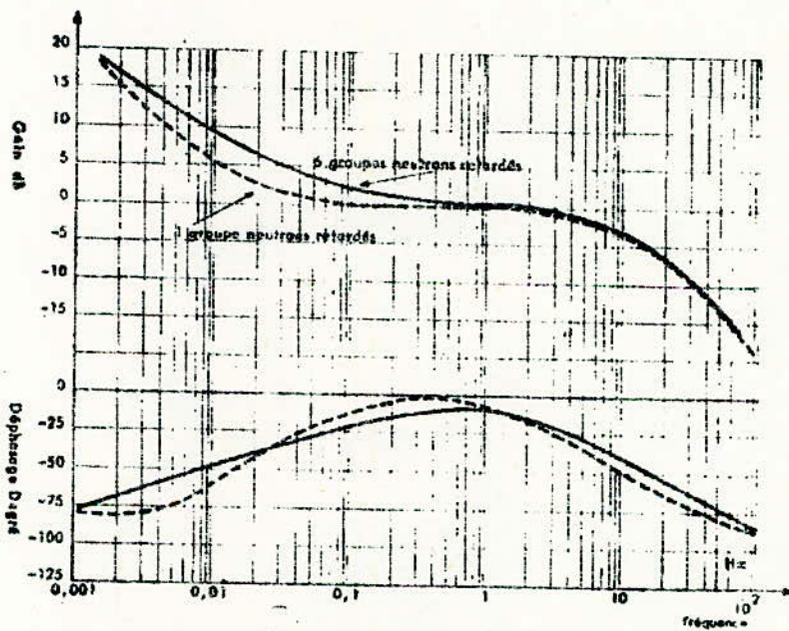
Pour des valeurs élevées de ω

$$p + \lambda = p$$

(V.17) donne alors

$$\frac{\Delta n}{n_0 \Delta \rho} = \frac{1}{\tau p + \beta} \quad (V.20)$$

On constate que la fonction de transfert présente une pente de -6 dB/oct .



Fonction de transfert d'un réacteur
calculée à partir d'un seul groupe de neutrons retardés.

En faisant l'approximation $\beta \gg \lambda\tau$ dans (V.17)

On obtient :

$$\frac{\Delta n}{n_0 \Delta \rho} = \frac{p + \lambda}{p\tau \left(p + \frac{\beta}{\tau}\right)} \quad (\text{V.21})$$

Pour $\lambda < \omega < \frac{\beta}{\tau}$ la relation (V.18) donne

$$\left| \frac{\Delta n}{n_0 \Delta \rho} \right| = \left| \frac{\lambda + j\omega}{j\omega \tau \left(j\omega + \frac{\beta}{\tau}\right)} \right| \approx \frac{I}{\beta} \quad (\text{V.22})$$

Compte tenu de ce qui précède on constate que le gain ne dépend que de β .

Il s'ensuit qu'un réacteur de puissance nulle où n'interviennent ni les poisons, ni la température peut être représenté par le schéma de la figure (V.2)

V.1.2 Fonction de transfert des effets poisons

Si l'on se restreint à l'empoisonnement Xénon. La boucle à considérer sera celle représentée fig (V.3).

Les équations régissant l'évolution du Xénon sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{di}{dt} = \gamma_I \phi - \lambda_I \cdot i \end{array} \right. \quad (\text{V.23})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = \gamma_X \cdot \phi + \lambda_I \cdot i - \lambda_X \cdot x - \sigma_{ax} \cdot \phi \end{array} \right. \quad (\text{V.24})$$

x et i étant les variables réduites définies par les relations :

$$x = \frac{X}{\Sigma_f} \quad (\text{V.25}) \quad i = \frac{I}{\Sigma_f} \quad (\text{V.26})$$

La fonction de transfert du Xénon se définit au voisinage du point de repos :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi = \phi_0 \\ x = x_0 \\ i = i_0 \end{array} \right. \quad (\text{V.27})$$

sous l'effet d'une perturbation, les grandeurs x , i et ϕ subissent de légers accroissements et deviennent égaux à

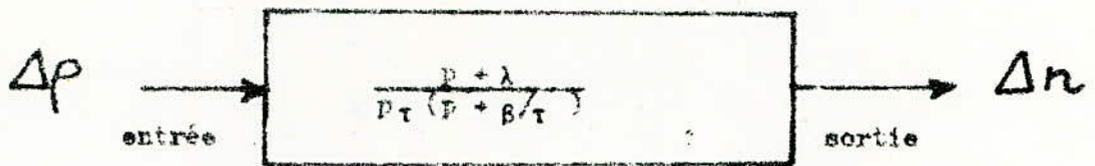


Fig.V.2

Fonction de transfert d'un réacteur de puissance nulle.

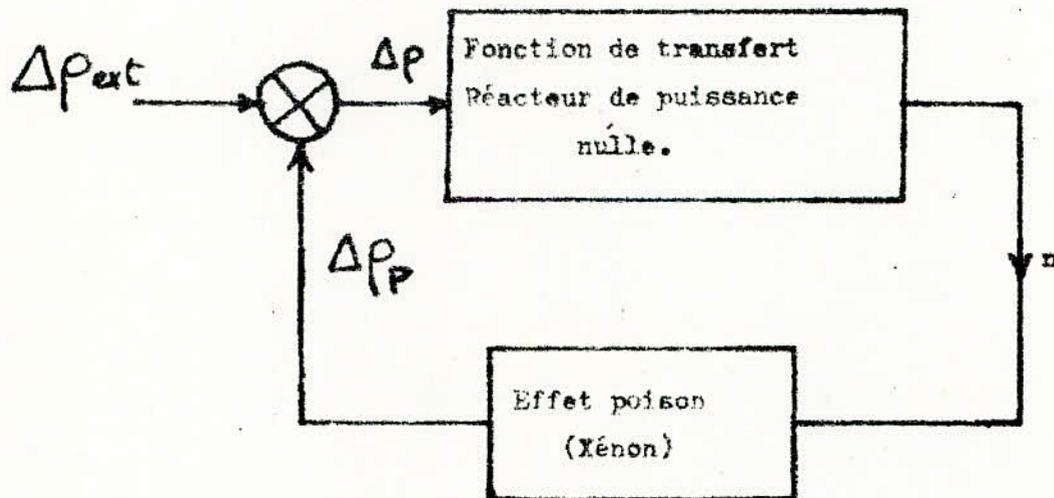


Fig.V.3

Fonction de transfert des effets poisons.

$$\begin{cases} x = x_0 + \Delta x \\ i = i_0 + \Delta i \\ \phi = \phi_0 + \Delta \phi \end{cases} \quad (\text{V.28})$$

En posant $\frac{d}{dt} = p$, on aura :

$$\begin{cases} p(i_0 + \Delta i) = \gamma_I \cdot (\phi_0 + \Delta \phi) - \lambda_I \cdot (i_0 + \Delta i) \\ p(x_0 + \Delta x) = \gamma_x (\phi_0 + \Delta \phi) + \lambda_I (i_0 + \Delta i) - \lambda_x (x_0 + \Delta x) \end{cases} \quad (\text{V.29})$$

$$- \sigma_{ax} (x_0 + \Delta x) (\phi_0 + \Delta \phi) \quad (\text{V.30})$$

d'où la fonction de transfert :

$$\frac{\Delta x}{\Delta \phi} = \frac{\gamma_I \lambda_I + (\gamma_x - \sigma_{ax} x_0) (p + \lambda_I)}{(p + \lambda_x + \sigma_{ax} \phi_0) (p + \lambda_I)} \quad (\text{V.31})$$

le système (IV.23) donne

$$\begin{cases} i_0 = \frac{\gamma_I \phi_0}{\lambda_I} \\ x_0 = \left(\frac{\gamma_I + \gamma_x}{\lambda_x + \sigma_{ax} \phi_0} \right) \phi_0 \end{cases} \quad (\text{V.32})$$

Les valeurs des constantes sont données par :

$$\lambda_I = 2,9 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda_x = 2,09 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

$$\gamma_I = 6,1 \cdot 10^{-2}$$

$$\gamma_x = 3 \cdot 10^{-3}$$

$$\sigma_{ax} = 2,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

Posons

$$\phi = k n$$

(V.33)

k étant une constante proportionnelle au volume V du réacteur.

Il vient :

$$\Delta\phi = k \cdot \Delta n \quad (\text{V.34})$$

d'où

$$\frac{\Delta x}{\Delta\phi} = \frac{\Delta x}{k \cdot \Delta n} = \frac{\gamma_I \cdot \lambda_I + (\gamma_x - \sigma_{ax} x_o) (p + \lambda_I)}{(p + \lambda_x - \sigma_{ax} \phi_o) (p + \lambda_I)} \quad (\text{V.35})$$

l'antiréactivité du Xénon étant définie par la relation

$$\rho = x \cdot \sigma_{ax} \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_c} \quad (\text{V.36})$$

On tire

$$\Delta\rho = \sigma_{ax} \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_c} \cdot \Delta x \quad (\text{V.37})$$

comme

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta n} = \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta n} \quad (\text{V.38})$$

On en déduit finalement la fonction de transfert de l'effet poison.

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta n} p = k \sigma_{ax} \frac{\Sigma_f}{\Sigma_c} \cdot \frac{\gamma_I \lambda_I + (\gamma_x - \sigma_{ax} x_o) (p + \lambda_I)}{(p + \lambda_I + \sigma_{ax} \phi_o) (p + \lambda_I)} \quad (\text{V.39})$$

V.II.3/ Fonction de transfert de l'effet température

Pour l'étude de cette fonction, on considère le schéma de la figure
(V.4)

Pour établir la fonction de transfert relative à la température, on est amené à faire certaines hypothèses simplificatrices.

On admettra que :

1. La température T_e d'entrée dans le coeur est constante.

2. L'on ne tiendra compte que du coefficient de température relatif au modérateur α_T supposé négatif :

$$\alpha_T = \alpha_m$$

3. La température moyenne de l'eau est égale à :

$$T_m = \frac{T_e + T_s}{2} \quad (\text{V.40})$$

Si Q est le débit massique de l'eau de réfrigération

C la chaleur spécifique

M la masse d'eau contenue dans le coeur du réacteur.

Nous avons à tout instant :

$$\dot{n} = QC (T_s - T_e) + MC \frac{dT_m}{dt} \quad (\text{V. 41})$$

Lorsque le réacteur est stable

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

ce qui nous donne

$$\dot{n}_0 = QC (T_{s0} - T_e) \quad (\text{V.42})$$

avec

$$T_{m0} = \frac{T_{s0} + T_e}{2} \quad (\text{V.43})$$

Sous l'effet d'une perturbation quelconque, les grandeurs T_s , T_m , \dot{n} varient autour de leur valeur d'équilibre.

$$\begin{cases} T_s = T_{s0} + \Delta T_s \\ T_m = T_{m0} + \Delta T_m \\ \dot{n} = \dot{n}_0 + \Delta \dot{n} \end{cases} \quad (\text{V.44})$$

Pour définir la fonction de transfert liée aux circuits thermiques et au coefficient de température α_m ; on pourra partir de l'équation (V.41) qui s'écrit :

$$(n_o + \Delta n) = QC (T_{so} + \Delta T_s - T_e) + MC \frac{d}{dt} (T_{mo} + \Delta T_m) \quad (V.45)$$

comme

$$\Delta \rho_T = \alpha_m \Delta T_m \quad (V.46)$$

Compte tenu de l'équation (V.42) et en posant $\frac{d}{dt} = p$, on obtient :

$$n_o + \Delta n = QC \cdot T_{so} + QC \cdot \Delta T_s - QC T_e + MC p T_{mo} + MC p \Delta T_m \quad (V.47)$$

relation qui s'écrit sous la forme :

$$\Delta n = QC \Delta T_s + MCp(T_{mo} + \Delta T_m) \quad (V.48)$$

Or

$$MCp(T_{mo} + \Delta T_m) = MC \frac{d}{dt} (T_{mo} + \Delta T_m) = MC \frac{d}{dt} \Delta T_m = MCp \Delta T_m \quad (V.49)$$

ce qui donne :

$$\Delta n = QC \Delta T_s + MC p \Delta T_m \quad (V.50)$$

En tenant compte de la relation

$$\Delta T_s = 2 \Delta T_m \quad (V.51)$$

On obtient :

$$\Delta n = (2QC + MC p) \Delta T_m \quad (V.52)$$

On tire alors la fonction de transfert relative à l'effet température :

$$\boxed{\frac{\Delta \rho_T}{\Delta n} = \frac{\alpha_m / 2QC}{1 + \frac{M}{2Q} p}} \quad (V.53)$$

Relation qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\Delta \rho_T}{\Delta n} = \frac{B}{1 + \zeta p} \quad (\text{V.53 bis})$$

$$\zeta = \frac{H}{2Q} \quad \text{étant la constante de temps}$$

$$B = \frac{\alpha_m}{2QC}$$

V. II.4. Fonction de transfert des barres.

Le rôle des barres est de maintenir la puissance du réacteur constante malgré les perturbations qui tendent à faire varier la réactivité.

Si l'on négligera les effets poisons et les effets température. La boucle à considérer est celle de la figure (V.5).

On utilisera la régulation à action intégrale qui tiendra compte de l'évolution de la réactivité au cours du temps.

Le signal $n - n_0$ est transformé en écart de puissance $\epsilon = n - n_0$ qui sera amplifié. Celui-ci va commander la vitesse des barres par un moteur de constante de temps T . On agit enfin sur les barres par la commande à action intégrale.

A étant le gain de l'amplificateur

$$\frac{I}{1 + Tp} \quad \text{est la fonction de transfert du moteur}$$

$\frac{I}{p}$ représente la commande à action intégrale.

La fonction de transfert du régulateur sera donc

$$\boxed{\frac{\Delta \rho_B}{\epsilon} = \frac{A}{p(I + Tp)}} \quad (\text{V.54})$$

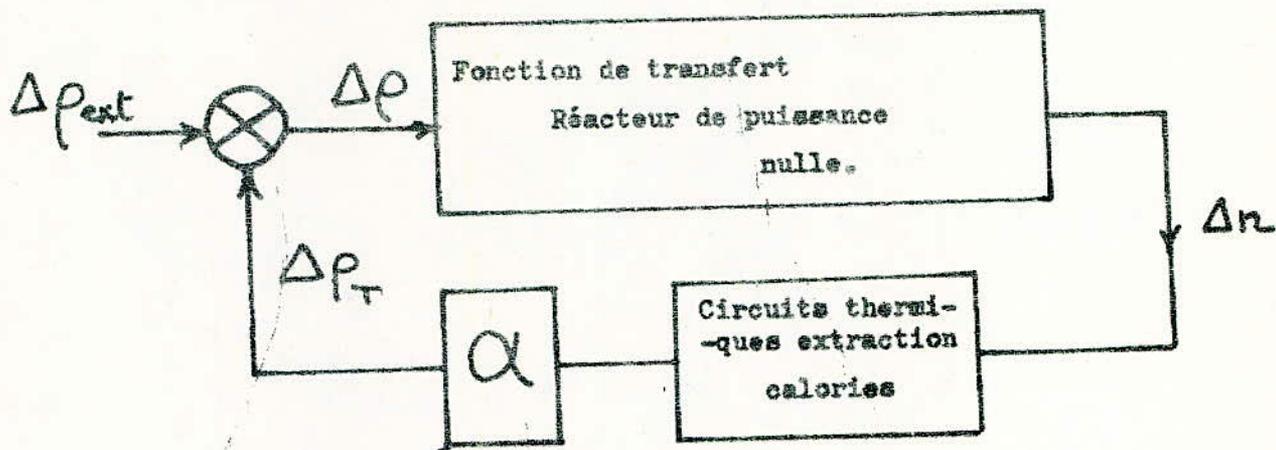


Fig. V.4

Fonction de transfert de l'effet température.

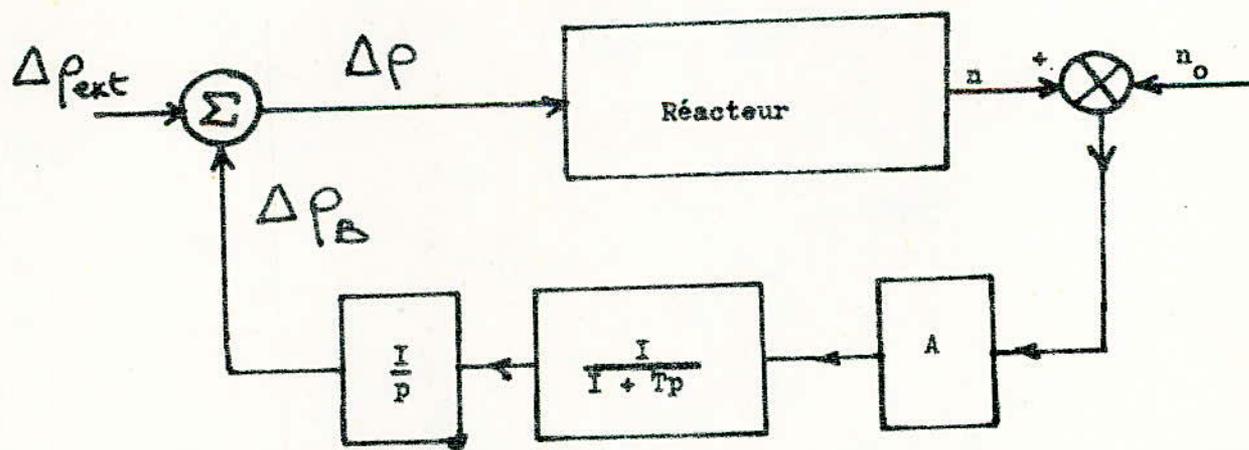


Fig. V.5

Fonction de transfert des barres.

5/ Fonction de transfert totale

La fonction de transfert totale étant très difficile à établir, nous l'exposerons dans cette étude sous une forme simplifiée.

a/ Fonction de transfert d'un réacteur de puissance nulle

La fonction de transfert d'un réacteur de puissance nulle est donnée par la relation :

$$F(p) = \frac{\Delta n}{\Delta p} = \frac{p + \lambda}{p\tau \left(p + \frac{\beta}{T}\right)} \quad (V.55)$$

b/ Fonction de transfert des poisons

La fonction de transfert des poisons est donnée par la relation suivante:

$$F_I(\tau) = \frac{\Delta p p}{\Delta n} = K \frac{\gamma_I \lambda_I + (\gamma_x - \sigma_{ax} x_o) (p + \lambda_I)}{(p + \lambda_x + \sigma_{ax} \phi_o) (p + \lambda_I)} \quad (V.56)$$

avec

$$K = k \cdot \sigma_{ax} \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}} \quad (V.57)$$

c/ Fonction de transfert de la température

La fonction de transfert de la température est donnée par la relation :

$$F_2(p) = \frac{\Delta p_T}{\Delta n} = \frac{B}{I + \zeta p} \quad (V.58)$$

avec

$$B = \frac{\alpha_T}{200}$$

$$\zeta = \frac{M}{20}$$

d/ Fonction de transfert des barres.

La fonction de transfert des barres est donnée par la relation :

$$F_3(p) = \frac{\Delta p_B}{e} = \frac{\Lambda}{p(I + T_p)} \quad (V.59)$$

e/ Fonction de transfert totale.

Les figures (V.6); (V.7); (V.8) et (V.9) nous donnent :

$$G_I(p) = \frac{F(p)}{I + F(p) F_I(p)} \quad (V.60)$$

$$G_2(p) = \frac{G_I(p)}{I + G_I(p) F_2(p)} = \frac{\frac{F(p)}{I + F_I(p) F(p)}}{I + \frac{F(p)}{I + F_I(p) F(p)} F_2(p)} = \frac{F(p)}{I + F(p) F_I(p) + F(p) F_2(p)} \quad (V.61)$$

$$G_2(p) = \frac{F(p)}{I + F(p) F_I(p) + F(p) F_2(p)} \quad (V.61 \text{ bis})$$

$$G_3(p) = \frac{\frac{F}{I + F(F_I + F_2)}}{I + \frac{F_3 F}{I + F(F_I + F_2)}} = \frac{F}{I + F(F_I + F_2) + F_3 F} = \frac{F}{I + F(F_I + F_2)} \quad (V.62)$$

finalement on aura :

$$G_3(p) = \frac{F(p)}{I + F(p) [F_I(p) + F_2(p) + F_3(p)]} \quad (V.62 \text{ bis})$$

V.III Efficacité des barres de contrôle.

Les barres de contrôle sont constituées de matériaux dont les sections efficaces de capture sont très importantes, (cadmium; carbure de bore; hafnium etc....).

On peut les classer en trois catégories

* barres de pilotages : destinées à compenser les évolutions de réactivité à court terme.

* barres de compensation : destinées à compenser les évolutions de réactivité à long terme.

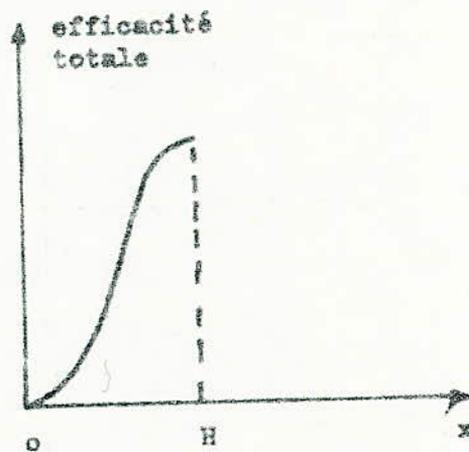
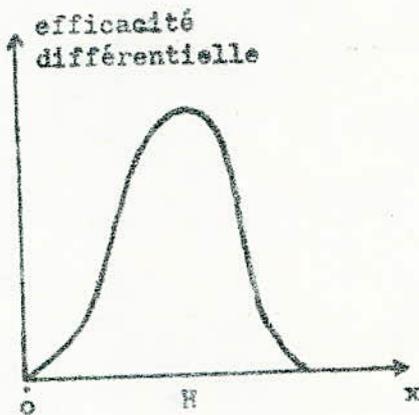
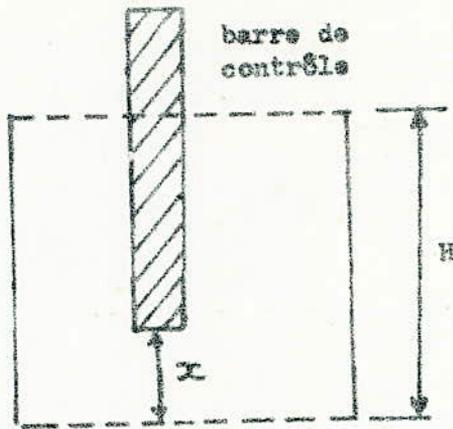


Fig : V.10

Efficacité totale et différentielle d'une barre de contrôle en fonction de sa position dans le coeur de la pile.

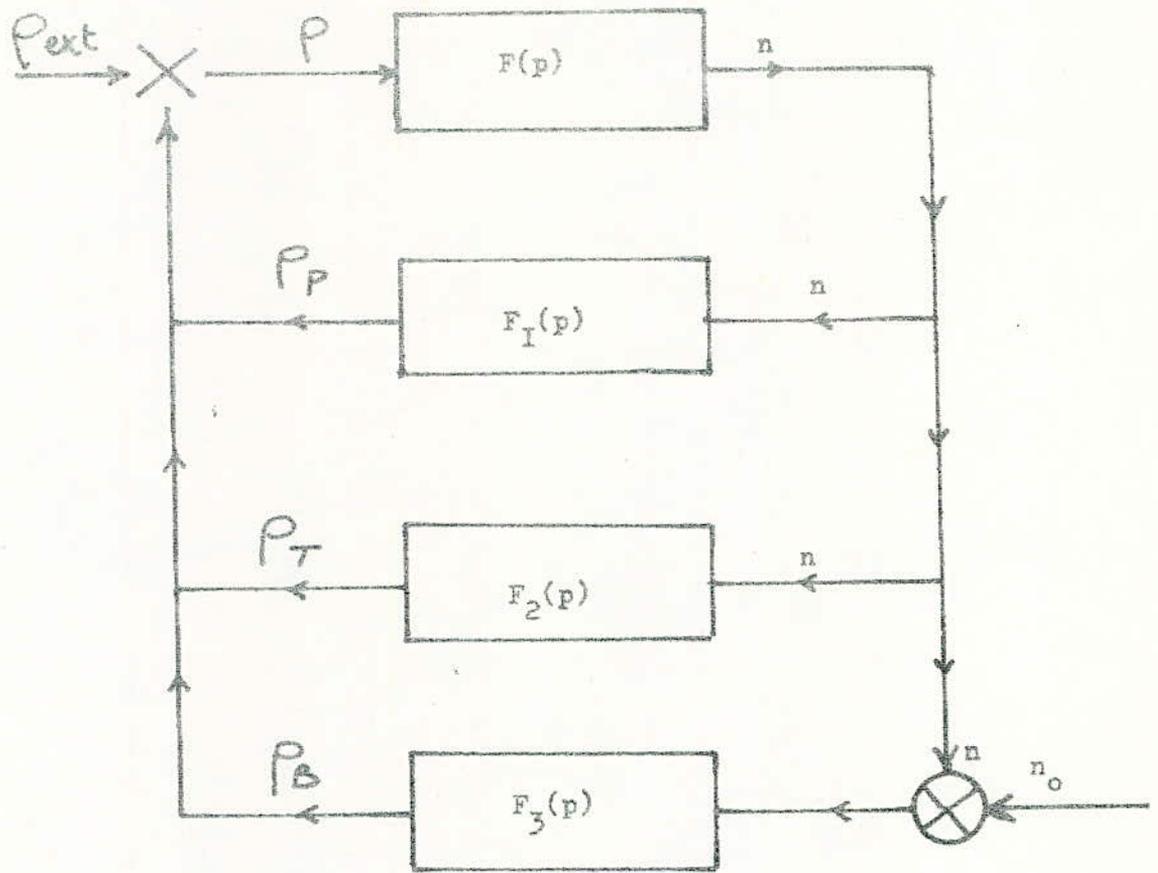


Fig. V. 6

Fonction de transfert totale.

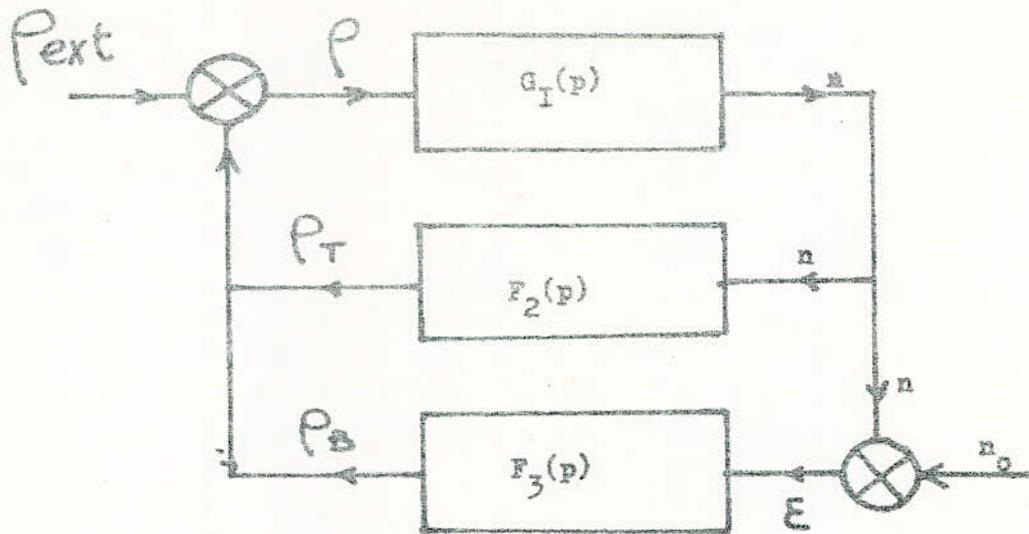


Fig.V.7

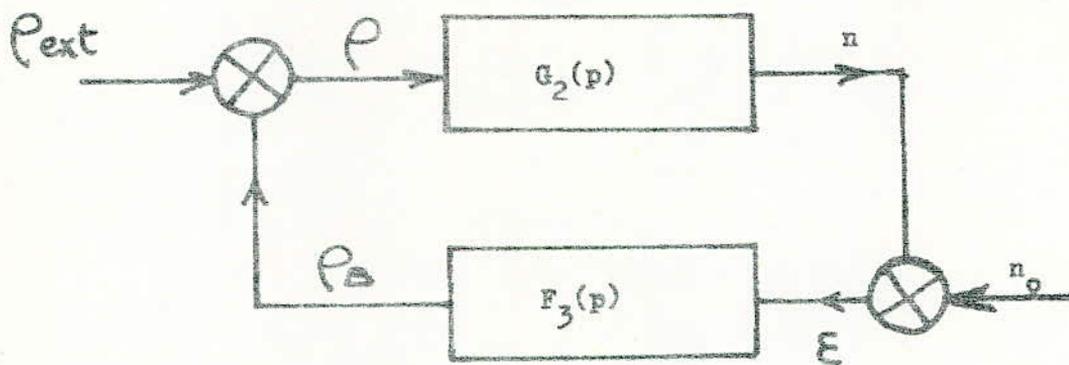


Fig.V.8

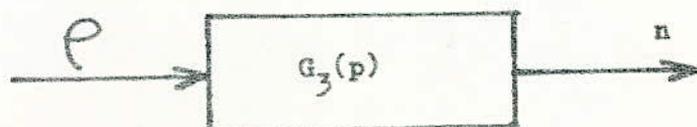


Fig.V.9

* barres de sécurité : destinées à arrêter instantanément le réacteur.

On admettra que la relation entre la position de la barre et la réactivité liée à celle-ci est linéaire

$$\rho_B = k' x$$

Les barres de contrôle permettent d'assurer le démarrage, l'arrêt du réacteur et la régularisation du niveau de puissance autour d'une valeur donnée.

Au point de vue sécurité, lorsque les barres sont enfoncées dans le coeur, le réacteur deviendra sous-critique.

On peut représenter globalement le schéma de commande sans tenir compte de l'effet poison et température par la figure (V.II)

La figure montre que le réacteur et le régulateur constituent une boucle.

Le but de ce pilotage est de maintenir constante la puissance du réacteur avec une certaine précision malgré les perturbations (d'origines internes ou externes) qui peuvent faire varier la réactivité.

On insère entre l'entrée et la sortie du réacteur une chaîne de régulation qui commande les barres de contrôle, de façon à annuler l'écart entre la puissance du réacteur et la puissance de consigne.

V. III. STABILITE DE LA BOUCLE DE PILOTAGE

Pour avoir une idée de la stabilité de la boucle de pilotage autour du point de fonctionnement, on utilisera le critère de NYQUIST.

La fonction de transfert du réacteur est donnée par la relation (V.I7)

$$\frac{\Delta n}{n_0 \Delta \rho} = \frac{I}{\tau} \frac{p + \lambda}{p(p + \lambda + \frac{\beta}{\tau})}$$

On pose :

$$r = \lambda + \frac{\beta}{\tau}$$

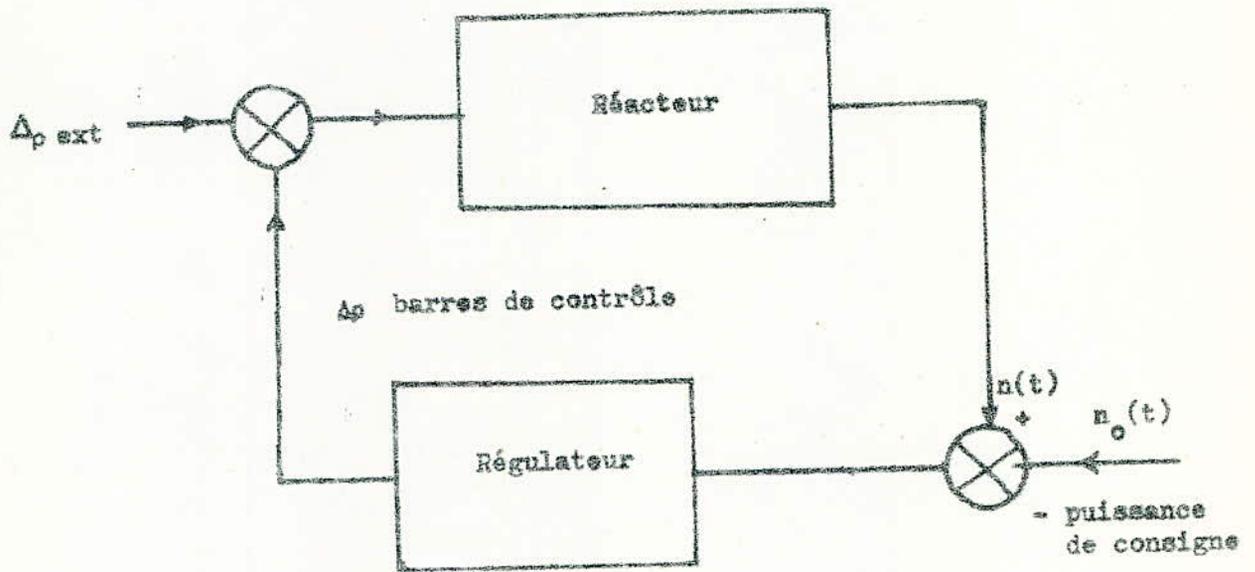


Fig : V.11

Pilotage automatique des réacteurs à puissance constante.

Nous aurons alors

$$\frac{\Delta n}{n_0 \Delta p} = \frac{I}{\tau} \frac{p + \lambda}{p(p + r)} \quad (\text{V.63})$$

La condition de stabilité est que le gain en boucle ouverte n'entoure pas le point (-1) du diagramme de NYQUIST.

Dans le cas contraire, la boucle sera le siège d'oscillations entretenues ou divergentes.

Le gain total sera donné par la relation :

$$G = \frac{A}{p(I + T_p)} \frac{p + \lambda}{\tau p(p + r)} \quad (\text{V.64})$$

qui s'écrit sous la forme :

$$G = \frac{A}{\tau} \frac{p + \lambda}{p^2(I + T_p)(p + r)} \quad (\text{V.65})$$

Considérons les valeurs numériques suivantes

$$G = 65, 45, 15 \text{ dB}$$

$$\omega = 1 \text{ rd/s}$$

$$T = 1 \text{ s et } T = 0,1 \text{ s}$$

Les courbes amplitude phase sont données par les figures (V.15) et (V.16)

On constate que dans les deux cas, le gain à 1 rd/s devra être inférieur à 35 dB pour que la boucle soit stable.

Si celui-ci doit être supérieur à 35 dB, il faut modifier la forme de la courbe au point (-1) qui correspond à des pulsations voisins de 30 rd/s.

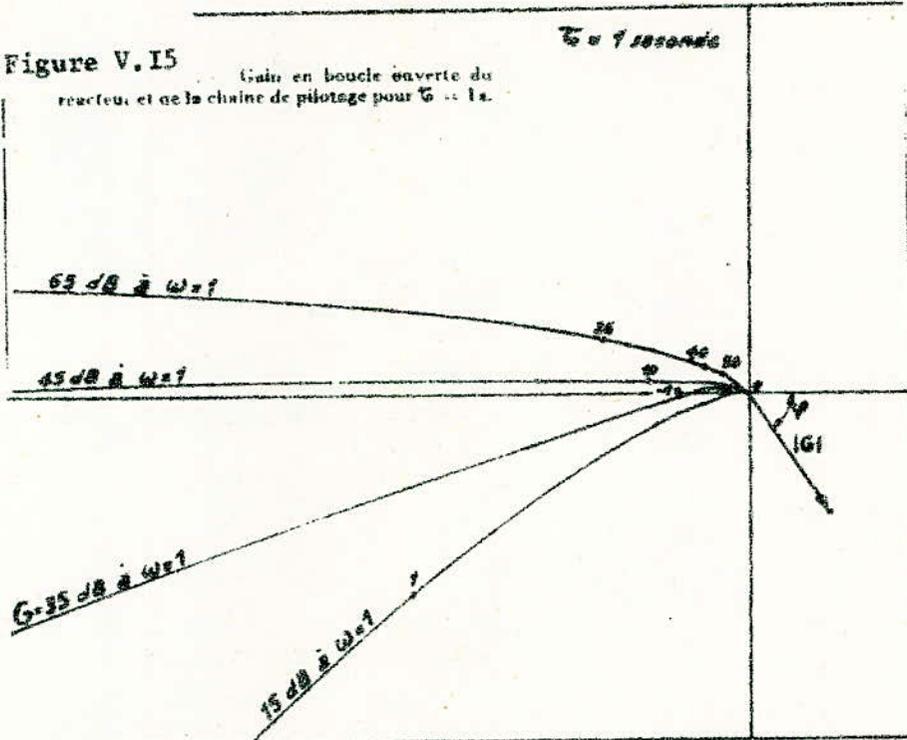
Pour cela, on devra modifier la fonction de transfert en boucle ouverte. On l'obtient facilement par un réseau à avance de phase.

Un simple moteur commandé par un signal d'erreur de la forme $n - n_0$ convient donc pour réguler et régler la puissance d'un réacteur.

Figure V.15

Gain en boucle ouverte du réacteur et de la chaîne de pilotage pour $T = 1s$.

$T = 1$ seconde



$T = 0.1$ seconde

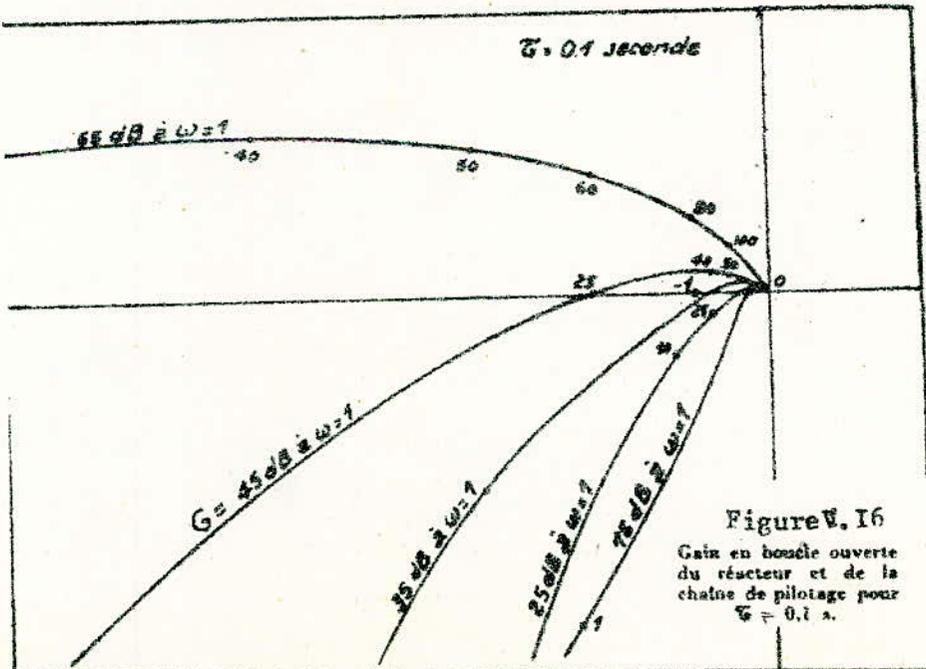


Figure V.16

Gain en boucle ouverte du réacteur et de la chaîne de pilotage pour $T = 0.1 s$.

UNIVERSITE D'ALGER
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
DEPARTEMENT ELECTRICITE

1/77

2 ex
T2
1

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكشوفة
PROJET DE FIN D'ETUDES
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHEQUE
INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

SUJET :

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
CONTROL D'UN REACTEUR NUCLEAIRE
المكشوفة
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHEQUE

2^{eme} partie : ELECTRONIQUE 1

PROPOSE PAR:
M. KACIMI
A. ZAOUI

ETUDIE PAR:
Mouloud ALLEK
Kader BOUFERRACHE

UNIVERSITE D'ALGER
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
DEPARTEMENT ELECTRICITE



PROJET DE FIN D'ETUDES
INGENIORAT EN ELECTRONIQUE



SUJET :
CONTROLE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE

2^{eme} partie : ELECTRONIQUE

PROPOSE PAR :
M. KACIMI
A. ZAOUI

ETUDIE PAR :
Mouloud ALLEK
Kader BOUFERRACHE

* PROMOTION 1972 - 1977 *

AMPLI OPERATIONNEL

BIBLIOGRAPHIE SOMMAIRE

1. J. Mil man and C. C. Halkias
Integrated Electronics : Analog and Digital Circuits and
Systems Mc. Graw - Hill (1972)
2. R. DUGEHAULT
Applications Pratiques de l'Amplificateur Opérationnel
E.T.S.F (1975)
3. R. DUGEHAULT
L'Amplificateur opérationnel: cours pratique d'utilisation
E.T.S.F (1975)
4. G.B. RUTKOWSKI
HAND BOOK of integrated circuit operation and amplifiers
Prentice Hall Inc New Jersey (1975)
5. H. LILEN
Principes applications des circuits intégrés linéaires
Edition Radio (1968)
6. R. DAMAYE
L'Amplificateur opérationnel, principes et applications
Editions Radio (1972).
7. J.P. OEMICHEN
Emploi rationnel des circuits intégrés.
Edition Radio (1974)

8. J.F. GAZIN

Manuel d'application C.I.L

Tome 1 : Les ampli opérationnels

Tome 2 : Les régulateurs de tension

Tome 3 : Filtres actifs à ampli op

9. J.W. WAIT; L.P HUELSMAN; G.A. KORN

Introduction to operational Amplifier : theory and applications

Mc Graw Hill (1975)

10. G.D. BISHOP

Linear electronic circuits and systems Macmillan Basis Books
in electronics (1974)

INTRODUCTION

Le fonctionnement d'un réacteur nucléaire dépend de façon très complexe de plusieurs phénomènes étroitement liés entre eux de sorte que toute action sur l'un quelconque des paramètres caractérisant le fonctionnement d'un tel ensemble se traduit par une modification d'une ou de plusieurs grandeurs dont dépend le comportement ultérieur de l'ensemble.

Etant donné que l'interaction entre ces différentes grandeurs n'est connue que d'une façon plus au moins approchée et que toute action incontrôlée sur le réacteur risque d'avoir des conséquences néfastes il conviendra donc de prévoir un système permettant le contrôle du réacteur.

On conçoit, cependant, que quel que soit le degré de sûreté atteint par le système de contrôle, on ne pourra pas " s'amuser " à agir sur un paramètre pour voir le résultat.

Un moyen très commode et très pratique à la fois pour étudier la réponse d'un réacteur à une perturbation est le simulateur.

Un simulateur est un dispositif électronique qui permet de résoudre de façon analogique ou numérique les équations régissant le fonctionnement d'un réacteur.

Il pourra donc être à même de fournir instantanément l'évolution de toutes les grandeurs utiles.

Un tel appareil peut être d'une grande utilité pour l'expérimentateur.

Nous avons, en ce qui nous concerne, étudié et réalisé un simulateur analogique permettant le " CONTROLE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE ".

Nous avons utilisé des " ampli op ", opérateurs électroniques permettant la résolution d'équations différentielles régissant l'évolution d'un réacteur.

Afin d'assurer le fonctionnement automatique du simulateur nous lui avons adjoint un bloc logique qui permet de synchroniser toutes les étapes de fonctionnement.

Notre simulateur est composé de 6 parties.

1. Le 1^o bloc simule les équations cinétiques.
2. Le 2^o bloc simule les effets de l'empoisonnement du réacteur par le Xénon
3. Le 3^o bloc simule les effets de la température.
4. Le 4^o bloc simule la réponse des barres de contrôle.
5. Le bloc logique assure la synchronisation des étapes de fonctionnement du simulateur.
6. L'alimentation.

I - GENERALITES SUR L'AMPLI OP IDEAL

Nous nous proposons d'étudier de manière très succincte ce que l'on entend par ampli op idéal.

Notre étude sera faite en quatre étapes qui se répartissent ainsi :

- I. A. ETUDE GENERALE DE L'AMPLI OP
- I. B. COMPARATEURS
- I. C. MONTAGES FONDAMENTAUX
- I. D. CONSTITUTION D'UN AMPLI OP

I.A. ETUDE GENERALE DE L'AMPLI OP IDEAL

Un ampli op idéal est caractérisé par

1. un gain en tension G_v infini
2. une impédance d'entrée Z_e infinie
3. une impédance de sortie Z_s nulle
4. une bande passante B infinie
5. une insensibilité absolue à toute variation de température
6. une tension de sortie nulle en l'absence de signal d'entrée.

La figure I.A.I donne le schéma symbolisant un ampli op

On y remarque la présence de

- A. deux entrées E_1 et E_2 destinées à recevoir les signaux d'entrée v_{e1} et v_{e2}
1. l'entrée E_1 notée (-) est dite "inverseuse" car tout signal qui lui est appliqué donne naissance à une tension de sortie déphasée de 180° par rapport au signal d'entrée v_{e1} .
 2. l'entrée E_2 marquée (+) est dite "non inverseuse" car tout signal qui lui est appliqué donne naissance à un signal de sortie en phase avec le signal d'entrée.
- D. d'une sortie unique S destinée à recueillir le signal de sortie v_s .
- C. de deux pôles permettant la polarisation de l'ampli op
1. l'un des pôles noté $+V_{CC}$ est destiné à recevoir la tension continue positive de polarisation $+V_{CC}$
 2. l'autre marqué $-V_{EE}$ est prévu pour recevoir la tension continue négative de polarisation $-V_{EE}$.

Les deux tensions $+V_{CC}$ et $-V_{EE}$ sont généralement égales en valeur absolue.

Des valeurs de l'ordre d'une dizaine de volts sont courantes.

Notons tout de suite qu'il ne faudra en aucun cas confondre les entrées E_1 et E_2 notés (+) et (-) respectivement et les pôles marqués $+V_{CC}$ et $-V_{EE}$.

Les entrées E_1 et E_2 sont destinées à recevoir les signaux à étudier alors que les pôles $+V_{CC}$ et $-V_{EE}$ sont prévus pour recevoir les tensions continues de polarisation.

Toute erreur de ce type conduit presque irrémédiablement à la destruction immédiate de l'ampli op.

D. des électrodes supplémentaires sont en général prévues pour assurer

1. soit la compensation des tensions d'off-set
2. soit la compensation en fréquence.

Ces deux points importants seront étudiés plus loin au chapitre IV.

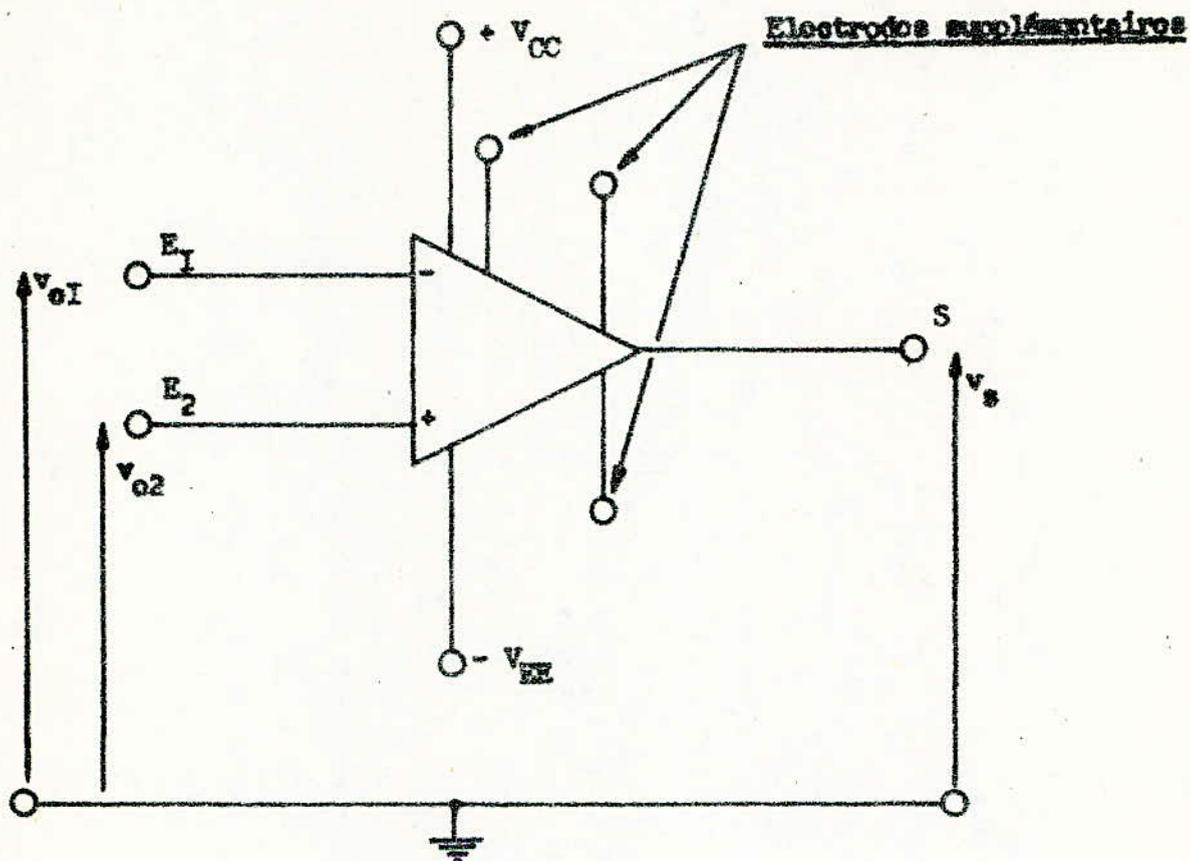


Fig. I.A.I : Schéma symbolisant un ampli op.

I.B. COMPAREURS

Comme nous l'avons signalé plus haut les tensions continues d'alimentation $+V_{CC}$ et $-V_{EE}$ sont en général limitées à une dizaine de Volts.

Il s'ensuit que la tension de sortie V_S ne peut en aucun cas dépasser le domaine $(+V_{CC}; -V_{EE})$.

Dans le cas particulier où

$$V_{CC} = -V_{EE} = 15V \quad (\text{I.B.1})$$

La tension de sortie est limitée à ± 15 V.

Si l'on tient compte du gain infini de l'ampli op, on pourra montrer que les deux entrées A et B de l'ampli op représenté figure I.B.1 sont au même potentiel, c'est-à-dire que l'on pourra écrire

$$V_A = V_B \quad (\text{I.B.2})$$

Cette remarque ~~extrêmement~~ importante dans la suite nécessite quelques explications supplémentaires.

Pour fixer les idées, considérons l'exemple numérique suivant

$$V_{CC} = -V_{EE} = 15V \quad (\text{I.B.3})$$

$$G_v = 100.000 \quad (\text{I.B.4})$$

Dans ce cas la tension de sortie ne peut dépasser

$$V_S \text{ max} = \pm 15V \quad (\text{I.B.5})$$

La tension d'entrée maximale $V_e \text{ max}$ permettant d'obtenir $V_S \text{ max}$ est donnée par la relation

$$V_e \text{ max} = V_A - V_B = \frac{V_S \text{ max}}{G_v} \quad (\text{I.B.6})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$V_e \text{ max} = V_A - V_B = \pm 150\mu V \quad (\text{I.B.7})$$

Une telle valeur est assez faible pour que l'on puisse admettre avec une très bonne approximation que

$$V_A = V_B \quad (\text{I.B.8})$$

Cette propriété extrêmement importante est très largement utilisée en électronique dans les comparateurs notamment.

Le comparateur est un dispositif qui **compare** une tension variable $v(t)$ à une tension de référence v_R fixe comme le montre la figure (I.B.2)

Le fonctionnement d'un tel circuit peut s'expliquer comme suit.

Tant que la tension d'entrée $v(t)$ est inférieure à la tension de référence v_R le signal

$$\epsilon = v - v_R \quad (\text{I.B.9})$$

appliqué entre les deux entrées A et B est négatif.

Nous montrerons plus loin que dans le cas de la figure (I.B.2) le gain G_v est négatif.

Dans ce cas la tension de sortie

$$V_S = \epsilon \cdot G_v$$

Ce qui donne compte tenu du gain élevé G_v

$$V_S = + V_{cc}$$

dès que $v(t)$ dépasse v_R le signal

$$\epsilon' = v(t) - v_R$$

devient positif

Dans ce cas la tension de sortie devient égale à

$$V'_S = - V_{EE}$$

La figure (I.B.3) précise le fonctionnement d'un comparateur.

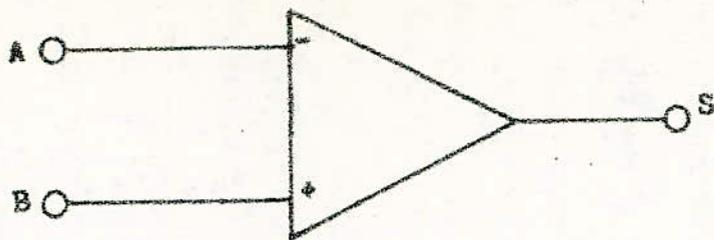


Fig I.B.1 : Dans un ampli op idéal $V_A = V_B$

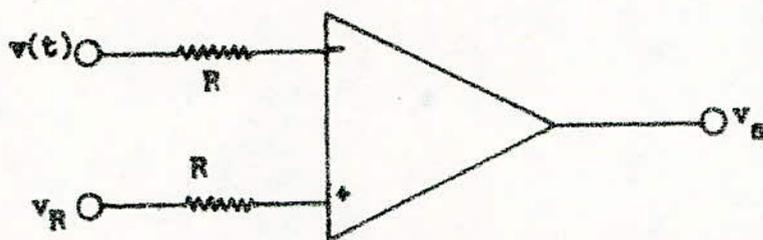


Fig I.B.2 : Schéma de principe d'un comparateur.

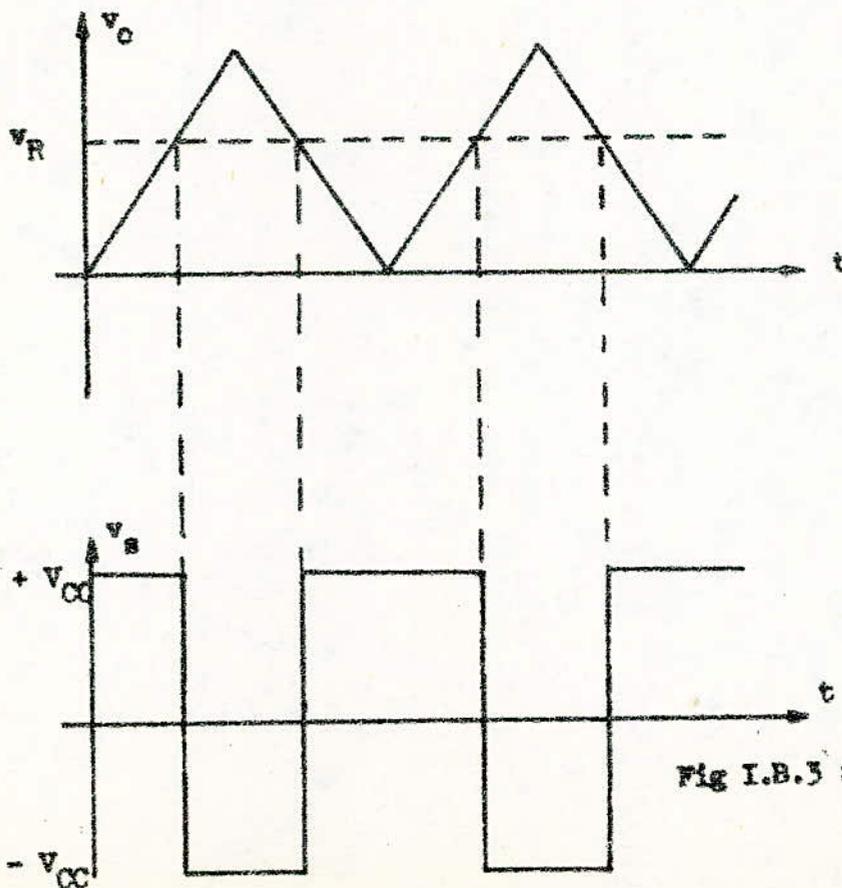


Fig I.B.3 : Fonctionnement d'un comparateur.

I.C. MONTAGES FONDAMENTAUXI.C.I INTRODUCTION

L'ampli op est généralement ~~monté~~ selon l'un des deux montages donnés figures I.C.1 et I.C.2 dénommés respectivement montage inverseur et montage non inverseur.

L'étude de tels circuits se simplifie de façon remarquable si l'on tient compte de ce qui a été dit plus haut

En particulier :

1. Etant donné le gain élevé d'un ampli op, nous savons que les potentiels des points A et B sont égaux c'est-à-dire que l'on peut écrire

$$V_A = V_B \quad (\text{I.C.1})$$

2. Du fait de son impédance d'entrée élevée, on pourra admettre qu'il passe le même courant dans R_1 et R_2

I.C.2. ETUDE DE L'AMPLI INVERSEUR

Si l'on se reporte à la figure (I.C.1) et si l'on tient compte de la relation (I.C.1), on pourra écrire $V_A = V_B = V_M$.

On dit pour cette raison que le point A constitue une masse **virtuelle**.

On a de même

$$V_s = V_S - V_M = V_S - V_A \quad (\text{I.C.2})$$

Soit compte tenu de la loi d'Ohm

$$V_s = -R_2 i \quad (\text{I.C.3})$$

De même, on pourra écrire

$$V_e = V_E - V_M = V_E - V_A \quad (\text{I.C.4})$$

Soit compte tenu de la loi d'Ohm

$$V_e = R_1 i \quad (\text{I.C.5})$$

Les relations (I.C.3) et (I.C.5) donnent immédiatement le gain en tension

$$G_v = \frac{V_s}{V_e} = - \frac{R_2}{R_1} \quad (\text{I.C.6})$$

Le signe (-) justifie l'appellation d'ampli inverseur donnée à ce montage.

Ce montage est très **couramment** utilisé dans la pratique

I.C.3. ETUDE DE L'AMPLI NON INVERSEUR

On pourra écrire comme précédemment du fait que V_B est égal à V_A et qu'il passe le même courant i dans R_1 et R_2

$$V_e = V_B - V_M = V_A - V_M \quad (\text{I.C.7})$$

Soit compte tenu de la loi d'Ohm

$$V_e = - R_1 i \quad (\text{I.C.8})$$

De même

$$V_s = V_S - V_M \quad (\text{I.C.9})$$

Soit compte tenu de la loi d'Ohm

$$V_s = - (R_1 + R_2) i \quad (\text{I.C.10})$$

Les relations (I.C.8) et (I.C.10) donnent le gain en tension

$$G_V = \frac{V_s}{V_e} = \frac{R_1 + R_2}{R_1}$$

On constate que ce gain est positif d'où l'appellation d'ampli non inverseur donnée à ce montage.

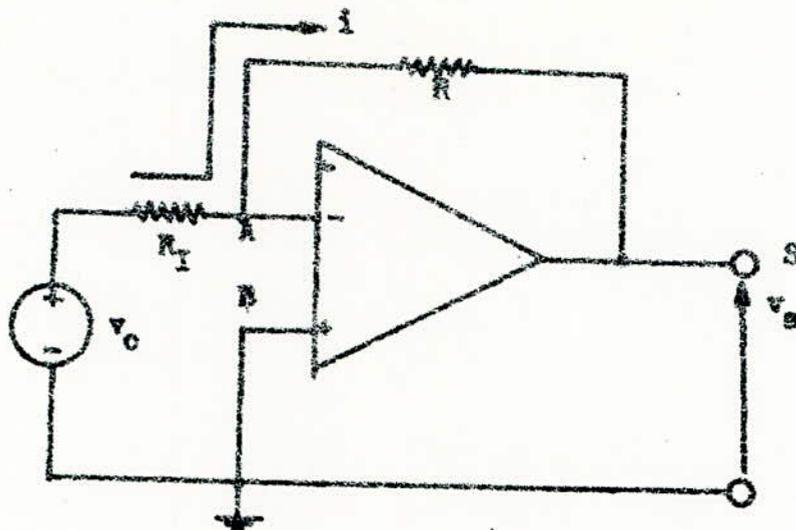


Fig. I.C.1 Ampli inverseur : $v_s = -\frac{R}{R_I} v_c$

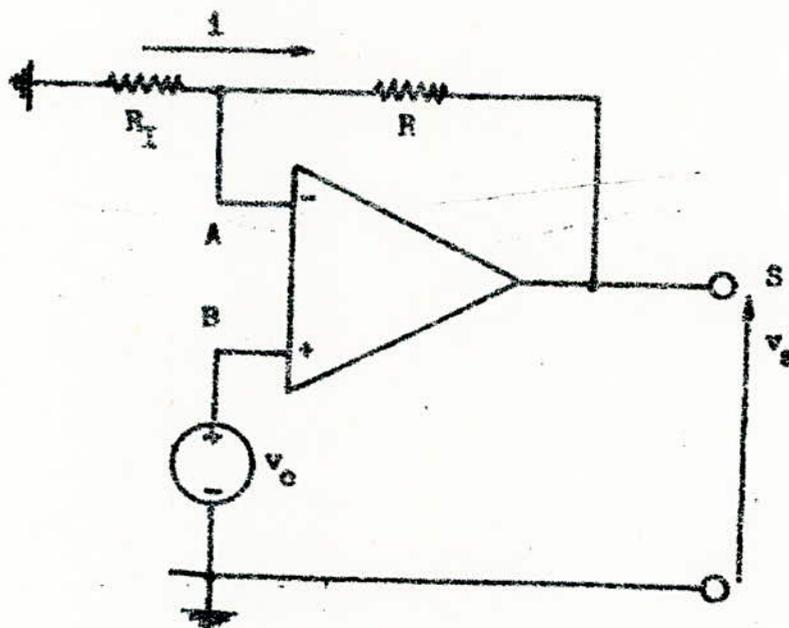


Fig. I.C.2 Ampli non-inverseur : $v_s = \frac{R + R_I}{R_I} v_c$

I.D. CONSTITUTION D'UN AMPLI OP

D'une façon générale un ampli op est composé de quatre étages montés en cascade comme le montre la figure I.C.I

1. un étage différentiel d'entrée muni de deux entrées E_1 et E_2 et de deux sorties S_1 et S_2
2. un étage différentiel intermédiaire possédant deux entrées E'_1 et E'_2 et une sortie unique S'_2
3. un étage adaptateur du type émetteur-suiveur
4. un étage de sortie jouant le double rôle de translateur de niveau et d'ampli de sortie symétrique de type push-pull série.

Nous reviendrons en détail sur la constitution de chaque étage au chapitre suivant où nous nous proposons de faire l'étude détaillée d'un ampli op du type MC 1530

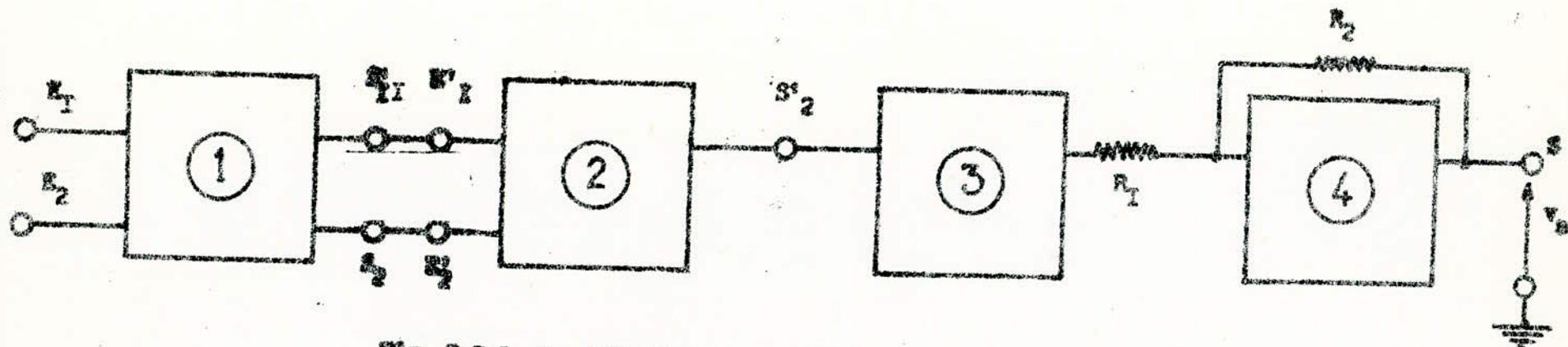


Fig. 1.8.1. Constitution d'un ampli op.

1. Ampli différentiel d'entrée
2. Ampli différentiel intermédiaire
3. Ampli facteur-suiveur
4. Ampli push-pull...

II. ETUDE D'UN AMPLI DIFFERENTIEL

Cellule de base de tout ampli op, l'ampli différentiel présente certaines caractéristiques très intéressantes que nous nous proposons d'étudier dans ce chapitre.

La figure II.1 donne le schéma de principe d'un tel dispositif.

Nous montrerons plus bas que la résistance d'émetteurs R_E devra avoir une valeur élevée pour que l'ampli puisse fonctionner correctement.

C'est la raison pour laquelle l'ampli différentiel est dénommé "Long tailed pair" dans la littérature anglosaxonne ; ce qui signifie "paire à longue queue" pour rappeler la valeur élevée de R_E . Dans la pratique R_E est remplacée par une source à courant constant.

Nous nous proposons d'étudier en détail

- I. La source à courant constant du point de vue statique et dynamique.
2. L'ampli différentiel du point de vue statique et dynamique.
3. La fonction de transfert d'un ampli différentiel.

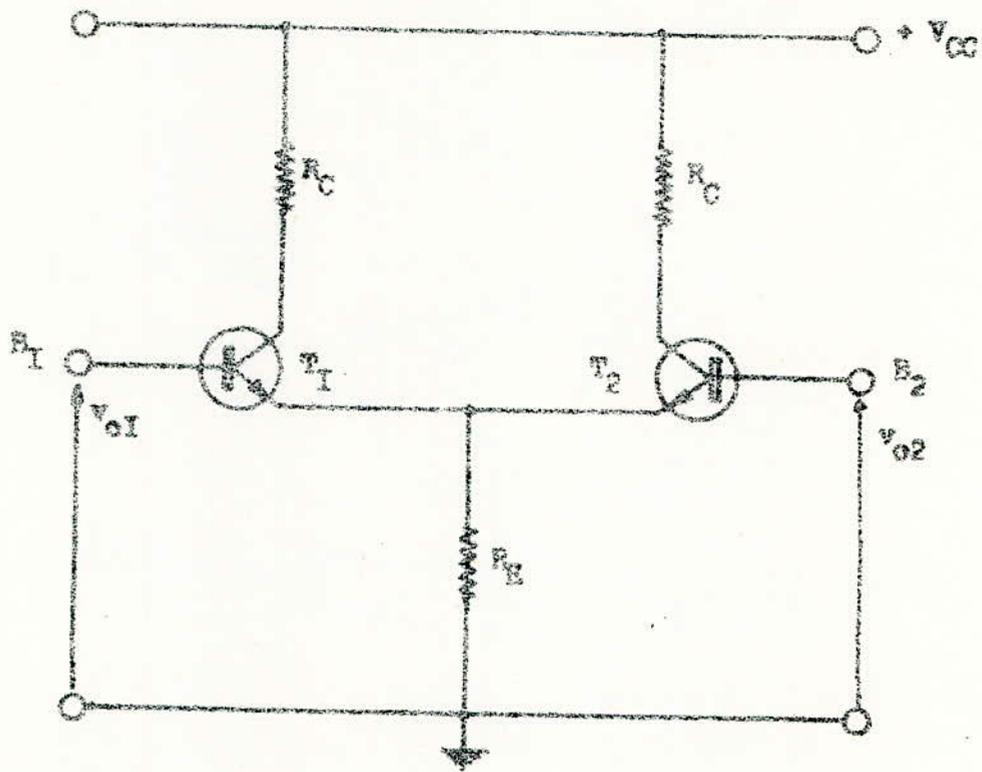


Fig. II.1 : Schéma de principe d'un ampli différentiel.

II. A. ETUDE D'UNE SOURCE A COURANT CONSTANT

II.A.1. INTRODUCTION

Le paragraphe suivant nous montrera que pour obtenir un fonctionnement correct d'un ampli différentiel, il faut donner à R_E une valeur très élevée.

Nous avons signalé que le montage de la figure II.I ne permet pas d'obtenir le résultat désiré.

Nous allons montrer que la polarisation par une source à courant constant permet d'obtenir une résistance équivalente R_E très élevée.

La figure (II.A.1) donne le schéma de principe d'une source à courant constant couramment utilisé dans la pratique.

Nous nous proposons d'en faire l'étude en deux étapes

- d'une part du point de vue statique
- d'autre part du point de vue dynamique

II.A.2. ETUDE STATIQUE DE LA SOURCE DE COURANT

Si l'on admet que le courant I_{E3} est négligeable devant le courant passant dans les éléments R_4 ; R_5 ; D_1 ; D_2 , la loi de Kirchhoff nous permet d'écrire

$$R_3 I_{E3} + V_{BE3} = V_D + \frac{R_4}{R_4 + R_5} (V_{EE} - V_D) \tag{II.A.1}$$

relation permettant d'obtenir le courant I_0 délivrée par la source.

On a en effet

$$I_0 = I_{E3} = \frac{1}{R_3} \left\{ \frac{R_4}{R_4 + R_5} V_{EE} + \frac{R_5}{R_4 + R_5} V_D - V_{BE3} \right\} \tag{II.A.2}$$

Il apparait alors clairement que si l'on prend

(II.A.2)

$$V_{BE3} = \frac{R_5}{R_4 + R_5} V_D \quad (II.A.3)$$

on obtient

$$I_o = \frac{R_4}{R_3 (R_4 + R_5)} V_{EE} \quad (II.A.4)$$

Le courant I_o est alors constant.

Du fait que la tension V_{BE3} est du même ordre de grandeur que la tension aux bornes d'une diode, on déduit qu'il faut utiliser deux diodes pour satisfaire la relation (II.A.3).

Nous verrons plus loin l'effet de la température sur la valeur de I_o .

II.A.3. ETUDE DYNAMIQUE DE LA SOURCE A COURANT CONSTANT

La figure (II.A.2) donne le schéma équivalent de la source de courant en régime dynamique dans le cas où les diodes D_1 et D_2 sont supposés idéales.

Posons

$$R = R_4 // R_5 + h_{11} \quad (II.A.5)$$

$$R' = h_{22}^{-1} + R // R_3 \quad (II.A.6)$$

$$i_b = - \frac{R_3}{R + R_3} i \quad (II.A.7)$$

Nous obtenons alors le schéma de la figure (II.A.3) qui donne

$$v = - \beta h_{22}^{-1} i_b + R' i \quad (II.A.8)$$

d'où, compte tenu de la relation (II.A.7)

$$v = \left[\frac{\beta h_{22}^{-1} R_3}{R + R_3} + R' \right] i \quad (II.A.9)$$

Fig. II.A.1

Schéma de principe d'une source à courant constant.

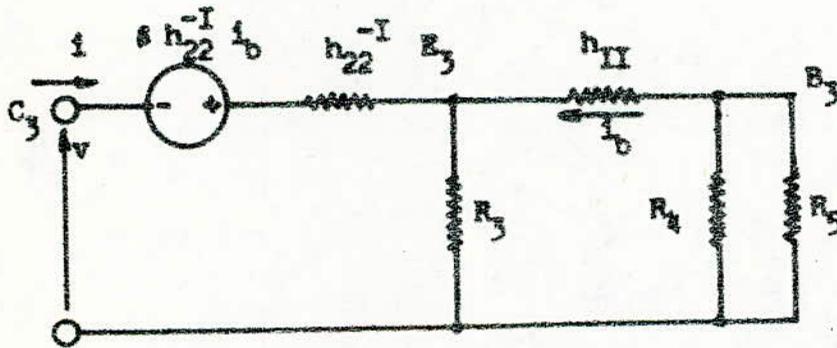
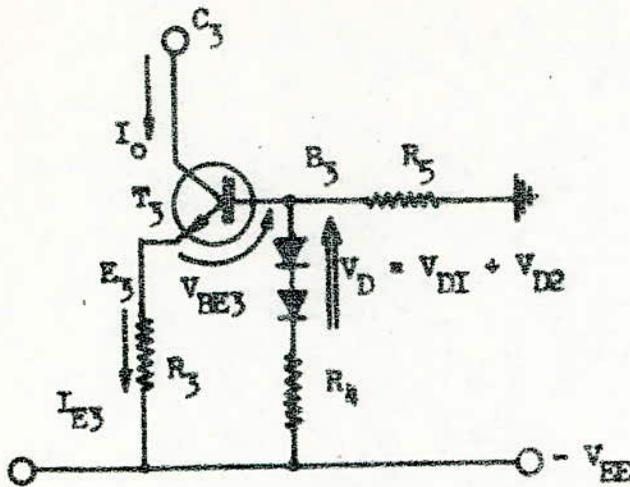


Fig. II.A.2 Schéma équivalent de la source à courant constant dérivée Fig II.A.1

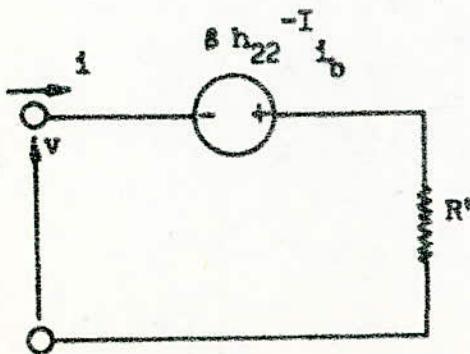


Fig. II.A.3 Schéma équivalent à celui de la fig. II.A.2

$$R = h_{II} + R_4 // R_5; R' = h_{22}^{-I} + R // R_3$$

II. B. ETUDE DYNAMIQUE D'UN AMPLI DIFFERENTIELII.B. 1. INTRODUCTION

La figure (II.B.1) donne le schéma équivalent en régime dynamique de l'ampli différentiel représenté figure (II.1.).

Nous avons supposé les deux transistors identiques et nous avons fait l'approximation

$$h_{22} = h_{I2} = 0 \quad (\text{II.B.1})$$

Les lois de KIRCHHOFF nous donnent

$$v_{s1} = -\beta R_C i_1 \quad (\text{II.B.2})$$

$$v_{s2} = -\beta R_C i_2 \quad (\text{II.B.3})$$

$$v_{e1} = h_{11} i_1 + R_E (\beta + 1) (i_1 + i_2) \quad (\text{II.B.4})$$

$$v_{e2} = h_{11} i_2 + R_E (\beta + 1) (i_1 + i_2) \quad (\text{II.B.5})$$

ce qui nous permet d'écrire

$$v_{s2} - v_{s1} = \beta R_C (i_1 - i_2) \quad (\text{II.B.6})$$

$$v_{e1} - v_{e2} = h_{11} (i_1 - i_2) \quad (\text{II.B.7})$$

La figure (II.B.1) montre qu'il est possible de distinguer deux **gains en tension**.

1. un gain

$$G_v = \frac{v_{s2} - v_{s1}}{v_{e1} - v_{e2}} \quad (\text{II.B.8})$$

égal au rapport entre la tension différentielle de sortie ($v_{s2} - v_{s1}$) et la tension différentielle d'entrée ($v_{e1} - v_{e2}$).

Ce gain en tension constitue une grandeur importante dans l'étude de l'étage différentiel d'entrée équipant un ampli op.

Nous avons en effet signalé que l'étage d'entrée possède deux entrées et deux sorties.

2. Un gain

$$G'_v = \frac{v_{s1}}{v_{e1} - v_{e2}} \quad (\text{II.B.9})$$

égal au rapport entre la tension existant à l'une des sorties S_1 par exemple et la tension différentielle d'entrée $(v_{e1} - v_{e2})$.

Il va de soi qu'il est possible de déterminer un gain

$$G''_v = \frac{v_{s2}}{v_{e1} - v_{e2}} \quad (\text{II.B.10})$$

si l'on considère la sortie S_2 .

Les gains G'_v et G''_v sont intéressants dans les cas d'un étage différentiel intermédiaire équipant un ampli op.

Nous avons en effet signalé que cet étage possède deux entrées et une sortie unique.

Le gain en tension G_v peut être directement obtenu à partir des relations (II.B.6) et (II.B.7) qui donnent

$$G_v = \frac{\beta R_c}{h_{11}} \quad (\text{II.B.II})$$

Pour obtenir G'_v il suffira d'exprimer la tension v_{s1} en fonction de la différence $(v_{e1} - v_{e2})$

La relation (II.B.4), nous donne

$$i_2 = \frac{v_{e1} - \{h_{11} + (\beta + 1) R_E\} i_1}{(\beta + 1) R_E} \quad (\text{II.B.I2})$$

Soit compte tenu de (II.B.2)

$$i_2 = \frac{\beta R_c v_{e1} + \{h_{11} + (\beta + 1) R_E\} v_{s1}}{\beta (\beta + 1) R_E R_c} \quad (\text{II.B.I3})$$

En combinant les relations (II.B.2); (II.B.7); (II.B.I3), il vient

$$v_{e1} - v_{e2} = -h_{11} \left[\frac{\beta R_C v_{e1} + \{h_{11} + 2(\beta + 1)R_E\} v_{s1}}{\beta (\beta + 1) R_E R_C} \right] \quad (\text{II.B.I4})$$

d'où l'on tire

$$v_{s1} = - \frac{\beta (\beta + 1) R_E R_C}{h_{11} \{h_{11} + 2(\beta + 1)R_E\}} (v_{e1} - v_{e2}) - \frac{\beta R_C}{h_{11} + (2\beta + 1)R_E} v_{e1} \quad (\text{II.B.I5})$$

relation que l'on peut écrire sous la forme générale suivante

$$v_{s1} = A_d(v_{e1} - v_{e2}) + A_c v_{e1} \quad (\text{II.B.I6})$$

Les paramètres A_d et A_c définis par les relations

$$A_d = - \frac{\beta (\beta + 1) R_E R_C}{h_{11} \{h_{11} + (2\beta + 1)R_E\}} \quad (\text{II.B.I7})$$

$$A_c = - \frac{\beta \cdot R_C}{h_{11} + (2\beta + 1) R_E} \quad (\text{II.B.I8})$$

Sont dénommés respectivement gain différentiel et gain en mode commun.

La relation (II.B.I6) montre que la tension de sortie v_{s1} dépend non seulement de la différence ($v_{e1} - v_{e2}$) mais aussi de la tension v_{e1} .

Pour rendre la tension v_{s1} indépendante de v_{e1} il suffira de réduire au maximum la grandeur A_c .

Ce résultat peut être obtenu en donnant à R_E une valeur élevée.

Etant donné que les valeurs de V_{CC} et de V_{EE} sont généralement **limitées** à une dizaine de volts, on en déduit que le montage de la figure (II.1) ne permet pas d'obtenir des valeurs élevées de R_E

Nous avons montré au paragraphe (II.A) qu'il est possible d'obtenir des résistances équivalentes R_{E} très élevées en remplaçant la résistance R_{E} du montage de la figure (II.1) par une source à courant constant.

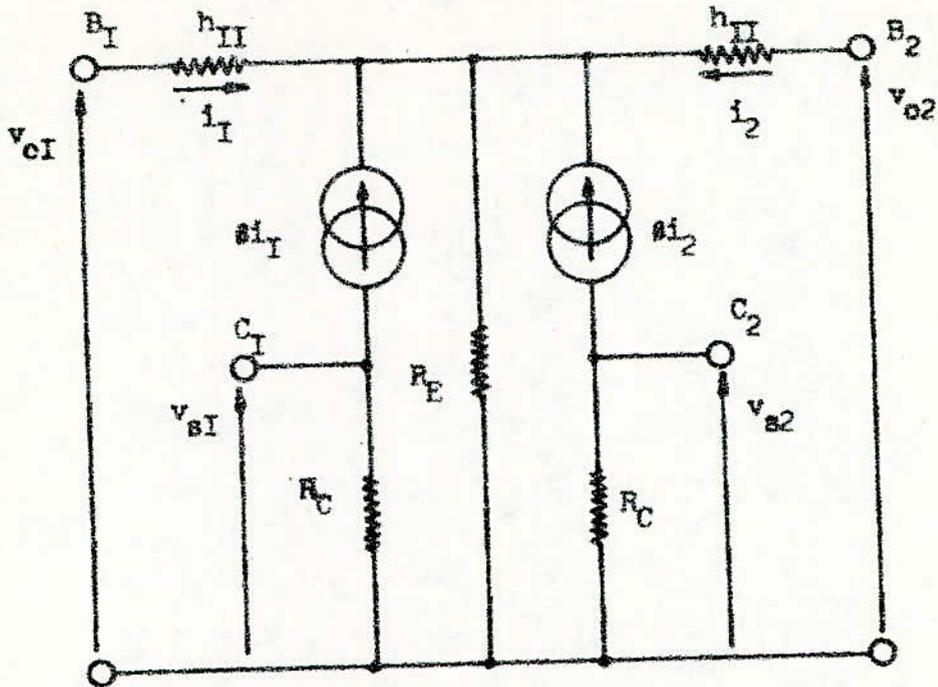


Fig II.B.I : Schéma équivalent d'un ampli différentiel.

II.C.1 CARACTERISTIQUES DE TRANSFERT D'UN AMPLI DIFFERENTIEL.II.C.1 INTRODUCTION

L'étude des caractéristiques de transfert d'un ampli différentiel nous permettra de tirer quelques conclusions intéressantes.

Considérons le schéma d'un ampli différentiel donne figure II.C.1.

Nous supposerons qu'un tel ampli est alimenté par une source à courant constant I_o .

Dans ce cas, on a

$$I_o = I_{E1} + I_{E2} \quad (\text{II.C.1})$$

$$V_{B1} - V_{B2} = V_{BE1} - V_{BE2} \quad (\text{II.C.2})$$

L'étude des diodes et transistors nous a montré que l'on peut écrire :

$$I_{E1} = \beta I_s \exp\left(e \frac{V_{BE1}}{kT}\right) \quad (\text{II.C.3})$$

$$I_{E2} = \beta I_s \exp\left(e \frac{V_{BE2}}{kT}\right) \quad (\text{II.C.4})$$

β étant le gain en courant statique des transistors T_1 et T_2 que nous supposerons identiques.

I_s est le courant de saturation

T la température absolue.

k la constante de Boltzmann.

La relation (II.C.1) peut se mettre sous la forme

$$I_{E1} = \frac{I_o}{1 + \frac{I_{E2}}{I_{E1}}} \quad (\text{II.C.5})$$

Soit compte tenu de (II.C.2); (II.C.3); (II.C.4) et (II.C.5)

$$I_{E1} = \frac{I_o}{1 + \exp\left\{-e \frac{(V_{B1} - V_{B2})}{kT}\right\}} \quad (\text{II.C.6})$$

L'expression de I_{E2} peut être obtenue de façon similaire.

On montre alors que

$$I_{E2} = \frac{I_o}{1 + \exp \left\{ \frac{e(V_{B2} - V_{B1})}{k T} \right\}} \quad (\text{II.C.7})$$

II.C.2. FONCTION DE TRANSFERT

Les équations (II.C.6) et (II.C.7) nous permettent de tracer les fonctions de transfert normalisées

$$\frac{I_{C1}}{I_a} = f \left\{ \frac{e(V_{B1} - V_{B2})}{k T} \right\} \quad (\text{II.C.8})$$

$$\frac{I_{C2}}{I_o} = g \left\{ \frac{e(V_{B2} - V_{B1})}{k T} \right\} \quad (\text{II.C.9})$$

La courbe (II.C.2) donne ces fonctions de transfert.

La relation (II.C.6) montre que la pente g est telle que

$$g = \frac{dI_{C1}}{d(V_{B1} - V_{B2})} = \frac{I_o \frac{e}{kT} \exp \left\{ - \frac{e(V_{B1} - V_{B2})}{k T} \right\}}{\left| 1 + \exp \left\{ - \frac{e(V_{B1} - V_{B2})}{k T} \right\} \right|^2} \quad (\text{II.C.10})$$

Cette relation montre que la **pente** maximale est obtenue pour une tension V_{B1} égale à V_{B2} soit

$$g_{\max} = \left\{ \frac{d I_{C1}}{d(V_{B1} - V_{B2})} \right\}_{V_{B1} = V_{B2}} = \frac{I_o}{\frac{4kT}{e}} \quad (\text{II.C.11})$$

La caractéristique de transfert donnée figure (II.C.2) montre que

1. L'ampli différentiel est un très bon limiteur.

On remarque en effet que lorsque le module de $(V_{B1} - V_{B2})$ excède un seuil V_0 égal à

$$V_0 = \frac{4 \cdot kT}{e} \quad (\text{II.C.I2})$$

dont la valeur est voisine de 100 mV à la température ambiante, le courant de sortie et par conséquent la tension de sortie reste pratiquement constante.

2. L'ampli différentiel se conduit comme un élément linéaire dans une zone étroite.

On montre qu'il est possible d'augmenter la zone de fonctionnement linéaire en insérant une résistance R_e de faible valeur dans les émetteurs T_1 et T_2 .

La présence de la résistance additionnelle R_e permet d'augmenter la résistance d'entrée.

On montre cependant qu'elle contribue à réduire le gain différentiel A_d .

Un faible valeur de R_e permet de réaliser un bon compromis entre l'augmentation de la zone linéaire et celle de la résistance d'entrée d'une part et la diminution du gain A_d d'autre part.

Les valeurs couramment utilisées sont comprises entre 50 Ω et 100 Ω

3. La pente g de l'ampli différentiel est proportionnelle à I_0 .
comme le signal de sortie est aussi proportionnel à g , il s'ensuit qu'il est possible de faire varier le gain de l'ampli différentiel en modifiant I_0 .
Une telle propriété est très largement utilisée dans le contrôle automatique du gain.

4. La relation (II.C.I0) montre que le courant de sortie I_{C1} est égal au produit de la tension d'entrée $\Delta(V_{B1} - V_{B2})$ et la pente g laquelle est proportionnelle à I_0 .

Il s'ensuit que l'ampli différentiel peut être utilisé comme

- mélangeur
- multiplicateur de fréquence
- modulateur
- démodulateur.

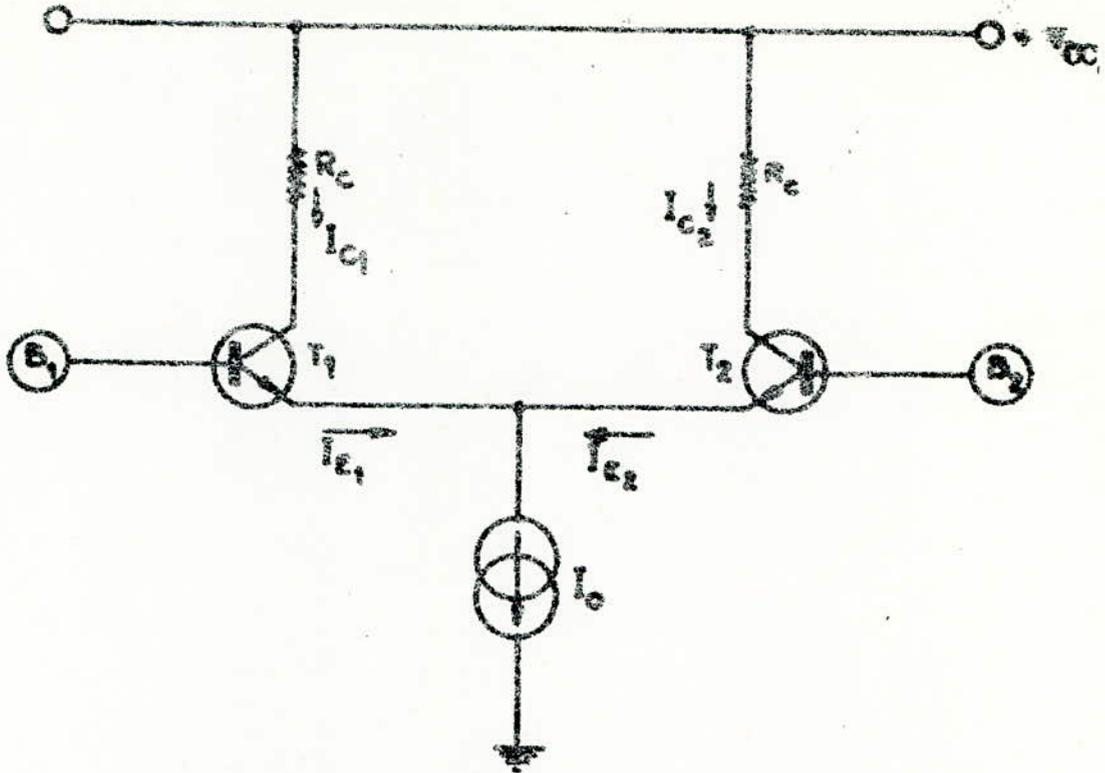


Fig II.C.1 : Ampli différentiel

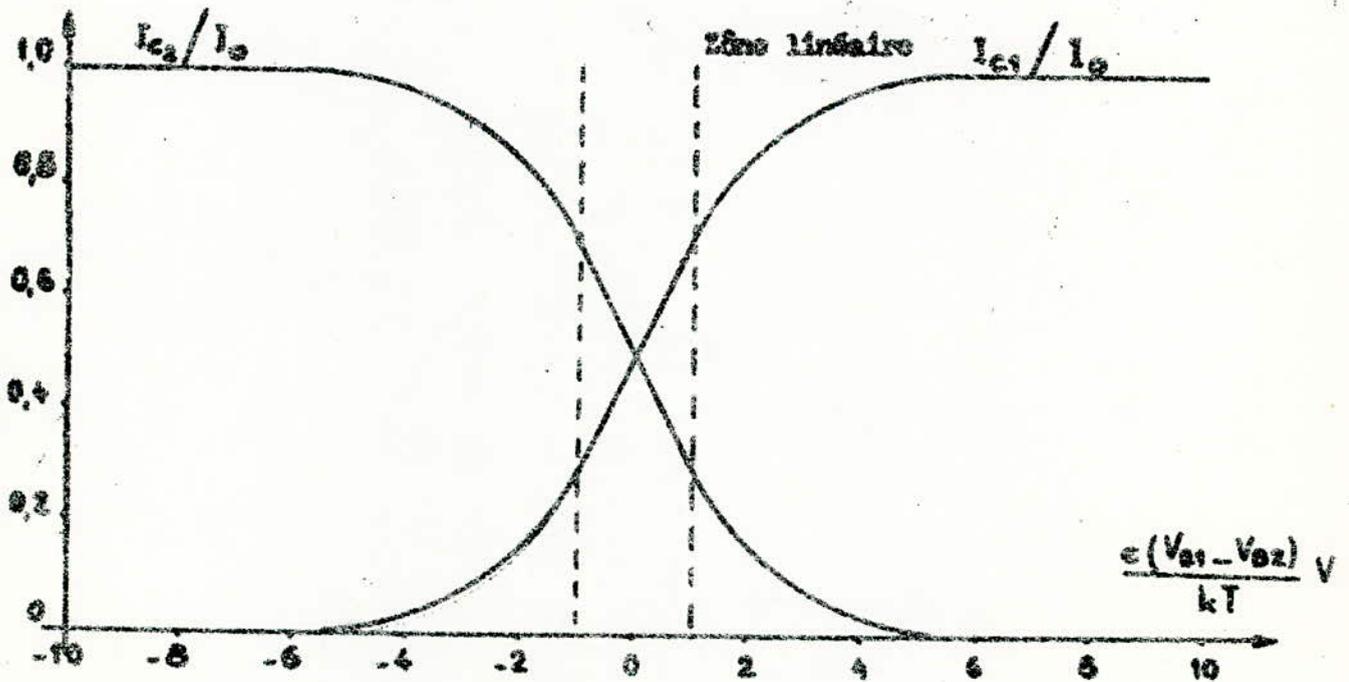


Fig II.C.2 : Fonction de transfert d'un ampli différentiel.

GENERALITES

Afin d'avoir une idée plus précise sur la constitution d'un ampli op, nous nous proposons d'étudier en détail l'ampli op du type MCI530 dont le schéma général est donné figure III.I

Nous admettrons que les tensions directes aux bornes des diodes V_D ainsi que les tensions base-émetteur V_{BE} des transistors valent 0,7 V et que les tensions collecteur-émetteur V_{CE} des transistors saturés V_{CE} valent 0,2V.

Nous admettrons de plus que les courants de base des transistors sont négligeables devant les autres courants mis en jeu.

De telles approximations sont généralement très justifiées.

Notre étude sera faite en cinq étapes qui se repartissent ainsi.

III. A. Etude de l'étage différentiel d'entrée

III. B. Etude de l'étage différentiel intermédiaire

III. C. Etude de l'étage émetteur suiveur

III. D. Etude de l'étage de sortie

III. E. Etude dynamique de l'ampli op MCI530

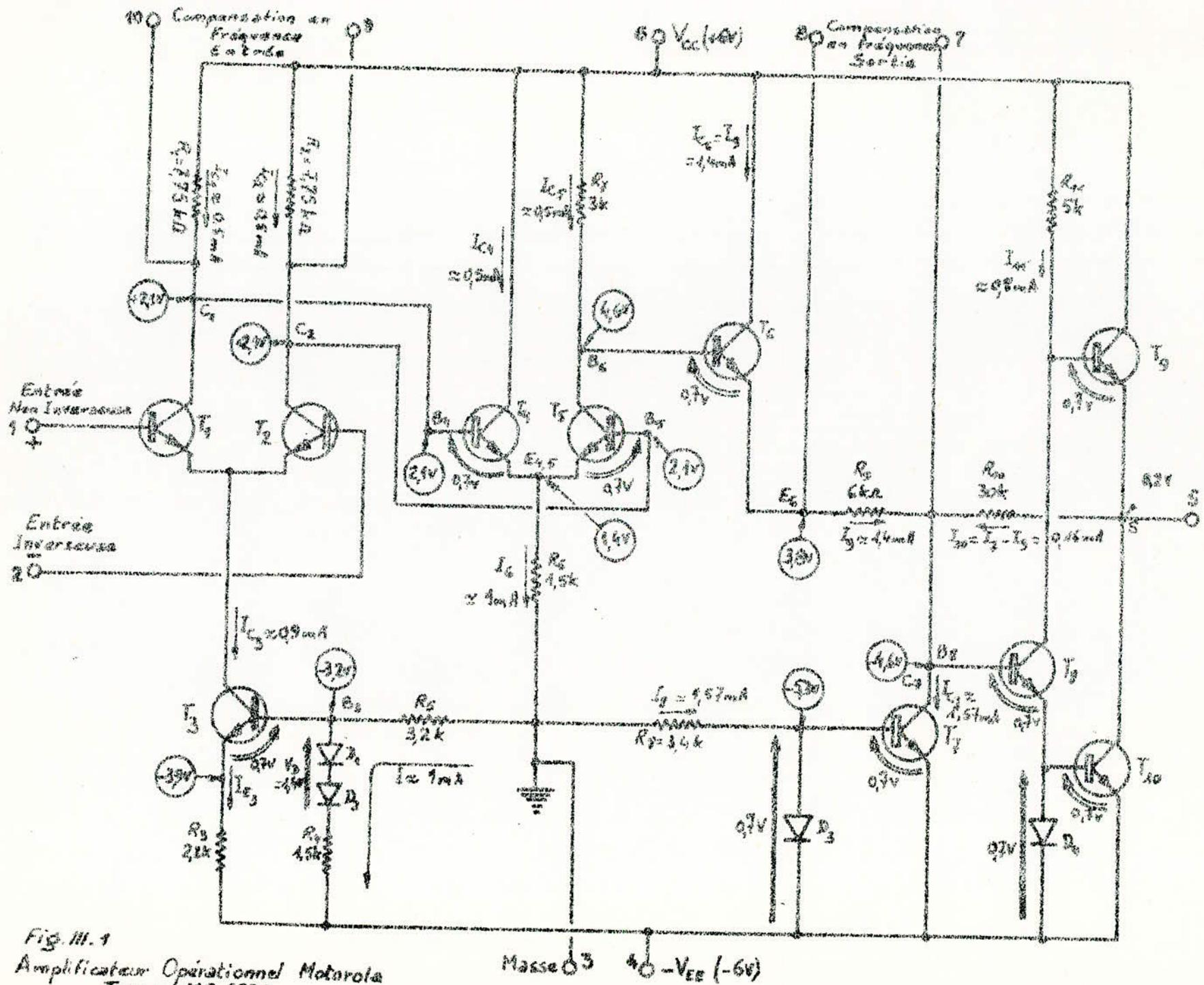


Fig. III. 1
 Amplificateur Opérationnel Motorola
 Type: MC 1530

III. A. I. INTRODUCTION

La figure III.A.I donne le schéma de l'ampli différentiel équipant l'ampli op MCI530.

Les éléments R_3 ; R_4 ; R_5 ; D_1 ; D_2 et T_3 constituent la source à courant constant dont l'étude a été faite au chapitre II.

L'étude de l'étage d'entrée sera faite en deux étapes.

- Nous commencerons d'abord, par étudier la source à courant constant.
- Nous passerons, ensuite, à l'étude de l'ampli différentiel proprement dit.

III. A. 2. ETUDE DE LA SOURCE A COURANT CONSTANT

Commençons par calculer le courant I circulant dans les éléments R_4 ; R_5 ; D_1 ; D_2 .

$$\text{On a } I = \frac{V_{EE} - V_D}{R_4 + R_5} \quad (\text{III.A.1})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$I = 0,98 \text{ mA} \quad (\text{III.A.2})$$

La tension de la base V_{B3} du transistor T_3 par rapport à la masse est donnée par la relation.

$$V_{B3} = - R_5 I \quad (\text{III.A.3})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$V_{B3} = - 3,2 \text{ V} \quad (\text{III.A.4})$$

La tension V_{E3} de l'émetteur de T_3 par rapport à la masse s'en déduit puisque

$$V_{E3} = - V_{B3} - V_{BE3} \quad (\text{III.A.5})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$V_{E3} = - 3,9 \text{ V} \quad (\text{III.A.6})$$

Le courant d'émetteur I_{E3} du transistor T_3 est donc égal à

$$I_{E3} = \frac{V_{E3} + V_{EE}}{R_3} \quad (\text{III.A.6})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$I_{E3} = 0,95 \text{ mA} \quad (\text{III.A.7})$$

On en déduit le courant constant I_{C3} qui alimente les deux transistors T_1 et T_2 constituant l'ampli différentiel d'entrée.

III.A.3. ETUDE DE L'AMPLI DIFFERENTIEL D'ENTREE

Analysons maintenant l'ampli différentiel d'entrée en supposant que ce dernier est alimenté par une source à courant constant I_0 dont la valeur est de 0,95 mA.

Les deux transistors T_1 et T_2 étant en général identiques, leurs courants collecteurs I_{C1} et I_{C2} sont égaux à

$$I_{C1} = I_{C2} = \frac{I_{C3}}{2} = 0,5 \text{ mA} \quad (\text{III.A.8})$$

Les chutes de tension dans R_{C1} et R_{C2} s'en déduisent puisque

$$R_{C1} \cdot I_{C1} = R_{C2} \cdot I_{C2} = 3,9 \text{ V} \quad (\text{III.A.9})$$

Les tensions collecteurs V_{C1} et V_{C2} de T_1 et T_2 par rapport à la masse sont donc égaux à

$$V_{C1} = V_{C2} = V_{CC} - 3,9 \text{ V} = 2,1 \text{ V} \quad (\text{III.A.10})$$

Nous montrerons plus loin que l'ampli op doit pouvoir amplifier le plus fidèlement possible des signaux variant de part et d'autre de la masse.

Il convient donc tout les transistors T_1 et T_2 constituant l'ampli différentiel d'entrée ne soient jamais ni bloqués ni saturés.

La source à courant constant a pour effet de maintenir le potentiel des émetteurs de T_1 et T_2 à une valeur voisine de la masse assurant ainsi un fonctionnement correct de l'étage d'entrée.

Dans le cas particulier où

$$h_{22}^{-1} = 20k\Omega \quad (\text{II.A.10})$$

$$h_{11} = 11k\Omega \quad (\text{II.A.11})$$

$$R_4 = 1,4k\Omega \quad (\text{II.A.12})$$

$$R_5 = 3,2k\Omega \quad (\text{II.A.13})$$

$$\beta = 100 \quad (\text{II.A.14})$$

$$R_3 = 2,2k\Omega \quad (\text{II.A.15})$$

On tire l'impédance d'entrée équivalente

$$R_E = \frac{v}{i} = \beta \frac{h_{22}^{-1} R_3}{P + R_3} + R' \quad (\text{II.A.16})$$

ce qui donne compte tenu des valeurs numériques

$$R_E = 0,5M\Omega \quad (\text{II.A.17})$$

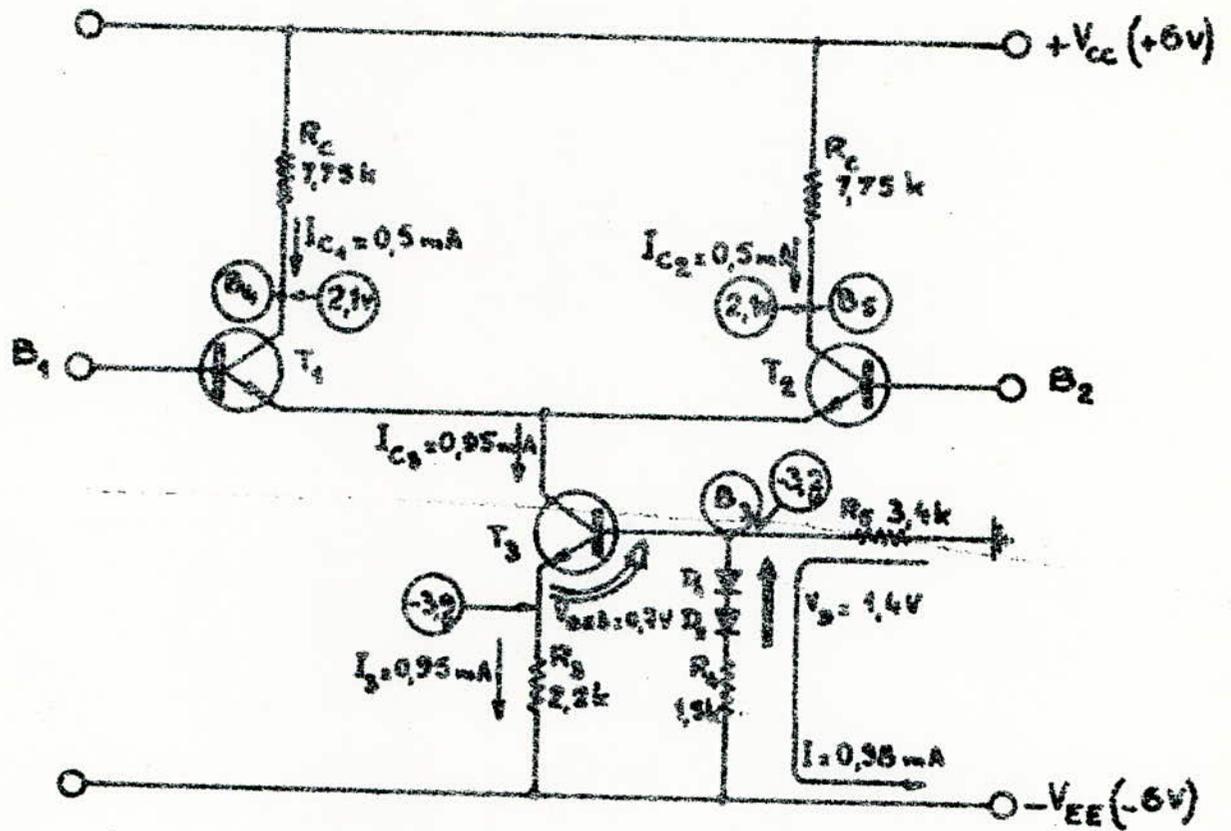


Fig III.A.I : Ampli différentiel d'entrée équipant le MC 1530

La figure III.B.I donne le schéma de l'ampli différentiel intermédiaire équipant l'ampli op MCI530.

On remarquera au passage que ce dispositif possède deux entrées en B_4 et B_5 et une seule sortie en C_5 .

Le rôle de la résistance R_6 est très important.

L'étude faite au paragraphe précédent nous a montré que les transistors T_4 et T_5 possèdent une forte composante continue à leurs entrées puisque

$$V_{B4} = V_{B5} = 2,1 \text{ V} \quad (\text{III.B.I})$$

Pour éviter toute déformation du signal transmis par l'ampli différentiel intermédiaire, il est nécessaire que les transistors T_4 et T_5 ne soient jamais ni bloqués ni saturés.

Pour ce faire il suffit de remonter le potentiel des émetteurs des transistors T_4 et T_5 à une valeur voisine de

$$V_{E4} = V_{E5} = V_{B4} - V_{BE4} = V_{B5} - V_{BE5} \quad (\text{III.B.2})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$V_{E4} = V_{E5} = 1,4 \text{ V} \quad (\text{III.B.3})$$

Un tel potentiel est dû à la chute de tension dans R_6 parcourue par un courant

$$I_6 = \frac{V_{E4}}{R_6} \quad (\text{III.B.4})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$I_6 = 0,9 \text{ mA} \quad (\text{III.B.5})$$

Les deux transistors T_4 et T_5 étant généralement identiques, leurs courants collecteurs sont égaux à

$$I_{C4} = I_{C5} = \frac{I_6}{2} = 0,45 \text{ mA} \quad (\text{III.B.6})$$

La chute de tension dans R_7 est donc égale à

$$R_7 \cdot I_{C5} = 3 \cdot 0,45 = 1,35 \text{ V} \quad (\text{III.B.7})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$V_{C5} = V_{B6} = 4,65 \text{ V}$$

(III.B.9)

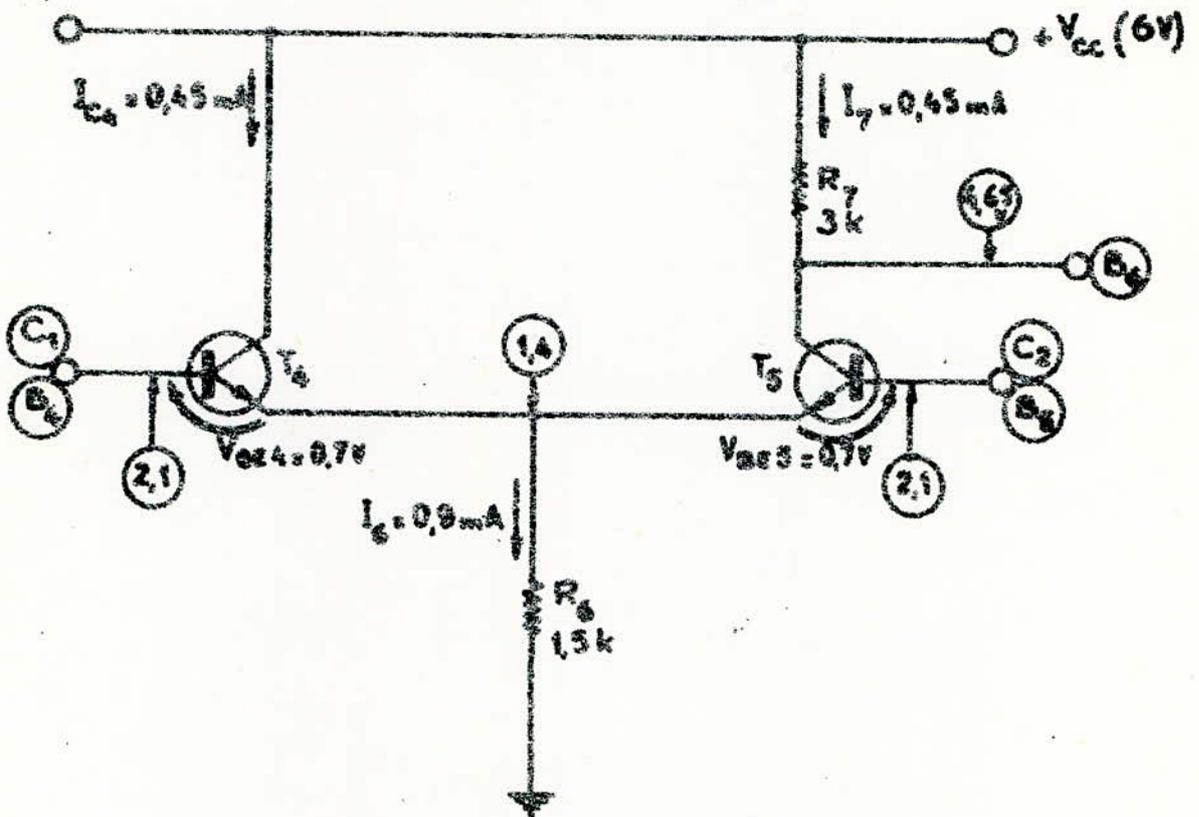


Fig III.B.I : Ampli différentiel intermédiaire équipé
 la NE 1530

III.C. ETUDE DE L'ETAGE EMETTEUR SUIVEUR

Le paragraphe précédent nous a montré que le transistor T_6 possède une forte composante continue à son entrée B_6 .

Une telle tension est, en général, nuisible du fait que l'on désire obtenir une tension nulle à la sortie de l'ampli op en l'absence de tout signal d'entrée.

Il sera donc nécessaire de réduire la composante continue présente à l'entrée de l'étage différentiel intermédiaire.

Ceci est assuré par les étages suivants.

Nous nous proposons, d'étudier l'étage émetteur suiveur équipant l'ampli op MC 1530.

La figure III.C.I donne le schéma de principe d'un tel étage assuré par T_6 et alimenté par une source à courant constant constituée par les éléments R_8 ; D_3 ; T_7 .

Le courant T_9 circulant dans R_9 pourra être calculé facilement en remarquant que $I_9 =$

$$I_9 = \frac{V_{E6} - V_{B8}}{R_9} \quad (\text{III.C.I})$$

comme

$$V_{E6} = V_{B6} - V_{BE6} \quad (\quad (\text{III.C.2})$$

soit

$$V_{E6} = 3,95 \text{ V} \quad (\text{III.C.3})$$

De même la tension V_{B8} de la base de T_8 est donnée par la relation.

$$V_{B8} = V_{BE8} + V_{D4} + V_{EE} \quad (\text{III.C.4})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$V_{B8} = - 4,6 \text{ V} \quad (\text{III.C.5})$$

d'où l'on tire d'après (III.C.I); (III.C.3) et (III.C.5)

$$I_9 = 1,4 \text{ mA} \quad (\text{III.C.6})$$

Nous allons à présent étudier la source à courant constant constituée par R_8 ; D_3 et T_7 .

Nous nous proposons de montrer que

$$I_8 = I_{C7} \quad (\text{III.C.7})$$

Pour ce faire nous allons montrer l'équivalence des schémas donnés figures (III.C.2) et (III.C.3).

On remarquera tout d'abord que le transistor T est monté en diode.

On a alors

$$V_{BE} = V_D = V_{BE7} \quad (\text{III.C.8})$$

On notera que le courant collecteur I_C de T est donné par

$$I_C = I_8 - (I_B + I_{B7}) \quad (\text{III.C.9})$$

comme

$$I_8 = \frac{V_{EE} - V_{BE}}{R_8} \quad (\text{III.C.10})$$

Dans le cas où

$$V_{BE} < V_{EE} \quad (\text{III.C.11})$$

$$I_8 > I_B + I_{B7} \quad (\text{III.C.12})$$

La relation (III.C.9) se simplifie pour donner

$$I_C = I_8 = \frac{V_{EE}}{R_8} \quad (\text{III.C.13})$$

Dans la mesure où les transistors T et T_7 sont identiques, on déduit que leur courant collecteur I_C et I_{C7} sont égaux du fait que d'après la figure (III.C.3) leur tension base-émetteur sont égales.

Dans ce cas on tire d'après la relation (III.C.13)

$$I_{C7} = I_C = I_8 = \frac{V_{EE}}{R_8} \quad (\text{III.C.14})$$

Ce qui donne d'après les valeurs numériques

$$I_{C7} = 1,56 \text{ mA} \quad (\text{III.C.I5})$$

Si l'on tient compte du fait que le courant de base I_8 de T_8 est négligeable devant le courant I_{C7} de T_7 on tire

$$I_{IO} = I_{C7} - I_9 \quad (\text{III.C.I6})$$

Soit

$$I_{IO} = 0,16 \text{ mA} \quad (\text{III.C.I7})$$

La tension de sortie V_S est alors égale à

$$V_S = V_{B8} + R_{IO} \cdot I_{IO} \quad (\text{III.C.I8})$$

Soit compte tenu des valeurs numériques

$$V_S = 0,2V \quad (\text{III.C.I9})$$

On montre donc ainsi que la composante continue présente à l'entrée de l'étage émetteur-suiveur a été diminuée.

La résultat final auquel on est arrivé est évidemment très approximatif.

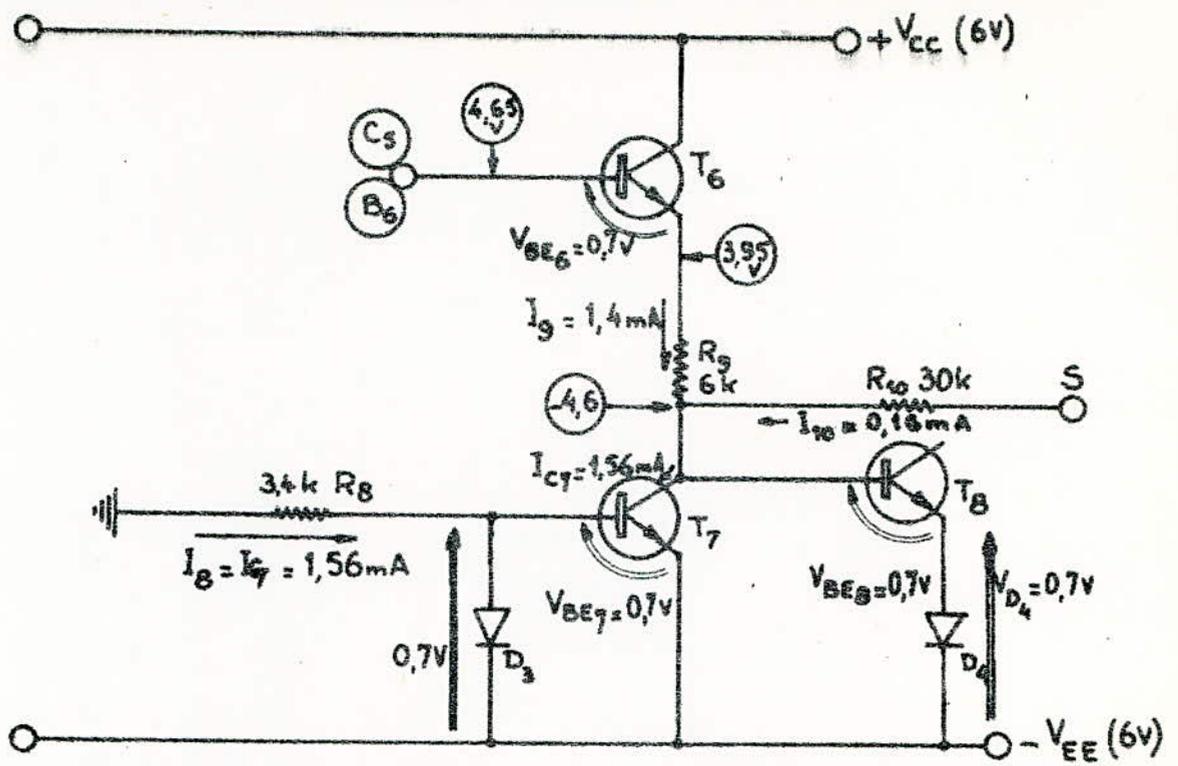


Fig. III.C.1 : Etage émetteur-suiveur équipant le MC 1530.

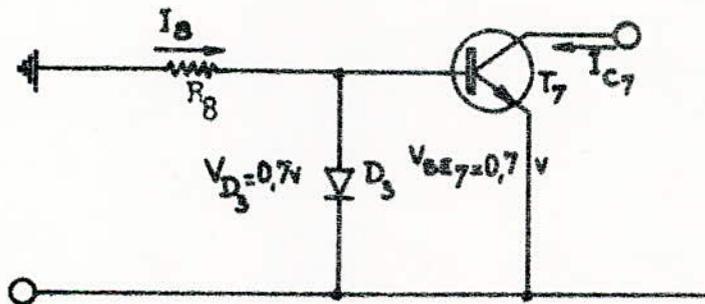


Fig. III.C.2 : Source à courant constant alimentant T_6

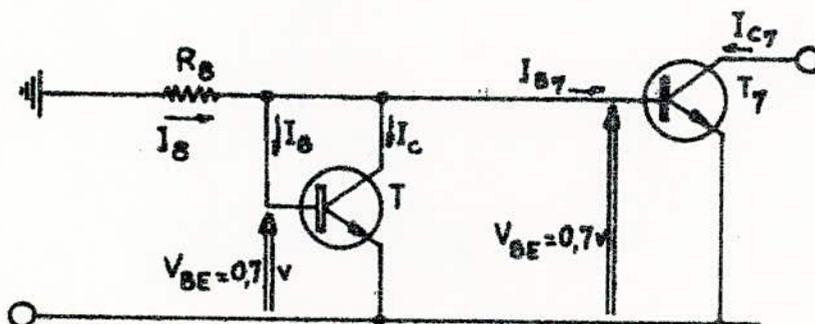


Fig. III.C.3 : Source à courant constant équivalente à la source de la figure (III.C.2).

III.D.

ETUDE DE L'ETAGE DE SORTIE

L'étage de sortie du MCI530 est constitué par un push-pull du type série composé par les transistors T_9 et T_{10} commandés par le transistor T_8 qui joue le rôle de déphaseur.

L'étage de sortie permet de sortir à basse impédance un signal symétrique par rapport à la masse.

Dans le cas idéal, la tension de sortie doit être nulle lorsque la tension différentielle d'entrée ($V_{e1} - V_{e2}$) est nulle.

En fait il n'en est jamais ainsi du fait de la dispersion des β et de V_{BE} des transistors.

Nous étudierons, plus loin, les moyens de compenser les tensions résiduelles dites tensions d'off-set résultant de ces dispersions.

Nous nous proposons d'étudier la réponse de l'étage de sortie à une excitation v_6 que nous supposerons sinusoïdale pour des raisons de commodité.

Pour ce faire nous nous reporterons à la figure (III.D.I) dans laquelle

V_{C6} constitue la composante continue présente sur l'émetteur de T_6 .

I_{C7} est le courant constant délivré par la source à courant constant étudiée au chapitre (III.C).

L'étude de la réponse de l'étage de sortie au signal v_6 peut se faire en considérant l'effet de l'alternance positive puis celui de l'alternance négative.

L'alternance positive de v_6 contribue à augmenter le potentiel de base de T_8 ainsi que celui de l'émetteur de ce dernier.

L'augmentation du potentiel de base de T_8 tend à rendre ce dernier plus conducteur ce qui se traduit par une diminution du potentiel de C_8 et par voie de conséquence celui de B_9 .

Le transistor T_9 tend donc à se bloquer.

L'augmentation du potentiel de E_6 entraîne celle de E_{I0} ce qui contribue à rendre T_{I0} plus conducteur entraînant une diminution du potentiel de C_{I0} d'où une diminution de la tension de sortie v_s .

Lorsque l'amplitude de v_6 est élevée le transistor T_9 pourra se bloquer pendant que T_{I0} se sature.

Dans ce cas la composante négative de la tension de sortie sera égale à

$$v_{s \max} (-) = -V_{EE} + V_{CEI0 \text{ sat.}} \quad (\text{III.D.1})$$

On pourra montrer de façon similaire que l'alternance négative de v_6 conduit à bloquer T_{I0} et à saturer T_9 .

On montrera alors que l'amplitude maximale de l'alternance positive de sortie est égale à

$$v_{s \max} (+) = V_{CC} - V_{CE9 \text{ sat.}} \quad (\text{III.D.2})$$

Il s'ensuit que l'amplitude crête-à-crête du signal de sortie est égale à

$$v_s \text{ c-à-c} = (V_{EE} + V_{CC}) - (V_{CE9 \text{ sat.}} + V_{CEI0 \text{ sat.}})$$

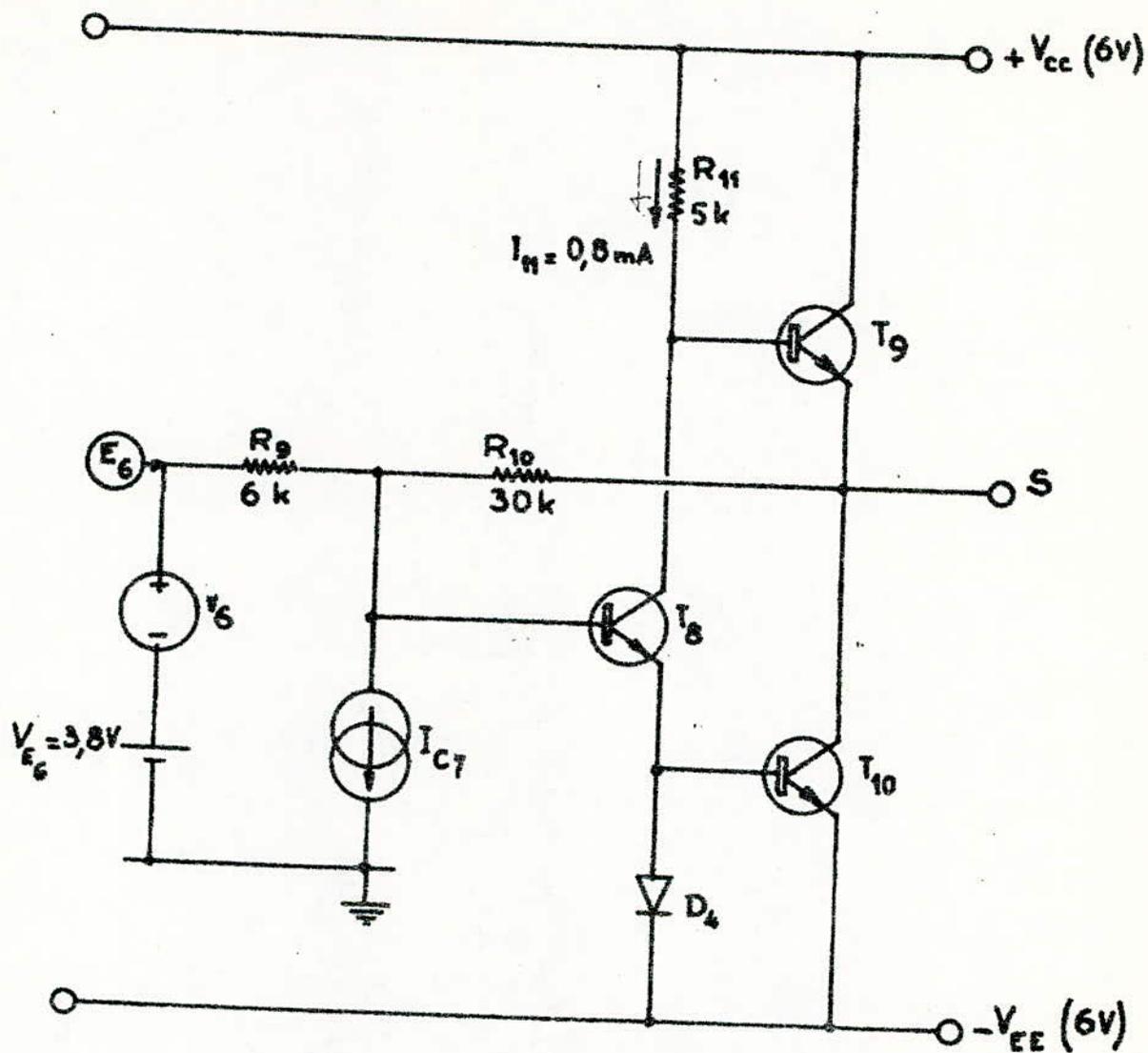


Fig. III.D.I : Etage de sortie équipent le MC 1530.

AMPLI OP DANS LES OPERATIONS LINEAIRES

Nous nous proposons d'étudier en détail le rôle des ampli Op dans les opérations **linéaires**.

Notre étude sera faite en dix étapes qui se répartissent ainsi :

- I - AMPLI INVERSEUR
- II - AMPLI NON-INVERSEUR
- III - AMPLI DE DIFFERENCE
- IV - AMPLI A GAIN VARIABLE
- V - INTEGRATEUR
- VI - DERIVATEUR
- VII - RESOLUTION D'EQUATIONS DIFFERENTIELLES
- VIII - AMPLI DE COURANT
- IX - CONVERTISSEUR COURANT-TENSION
- X - CONVERTISSEUR TENSION-COURANT

I. AMPLI INVERSEUR

I.1. INTRODUCTION

La figure (I.1) donne le schéma de principe d'un ampli op monté en inverseur.

Un tel montage est très utilisé dans la pratique.

Dans la mesure où l'ampli op est supposé idéal, on pourra admettre que

1. du fait du gain infini de l'ampli, le point A constitue une masse virtuelle
2. du fait de l'impédance d'entrée infinie de l'ampli, il passe le même courant i dans R_I et R_L .

Dans ce cas, on pourra écrire :

$$v_s = v_S - v_M = v_S - v_A = - R i \quad (I.1)$$

$$v_e = v_E - v_M = v_E - v_M = R_I i \quad (I.2)$$

d'où l'on tire le gain en tension G_v de l'ampli op

$$G_v = \frac{v_s}{v_e} = - \frac{R}{R_I} \quad (I.3)$$

Le signe (-) indique bien qu'il y'a un déphasage de 180° entre le signal d'entrée v_e et celui de sortie v_s : d'où le nom d'inverseur donné à ce montage.

On remarquera au passage que pour obtenir un ampli de gain variable, il suffira de remplacer R par un potentiomètre ce qui peut être utile dans certains cas.

Dans la pratique on prévoit toujours une résistance

$$R' = \frac{R_I R}{R_I + R} \quad (I.4)$$

entre l'entrée non **inverseuse** B et la masse comme le montre la figure (I.2) afin de minimiser l'effet du courant de décalage à l'entrée.

Le circuit précédent peut être utilisé de plusieurs façons différentes que nous verrons dans la suite.

I.2. AMPLI INVERSEUR A GAIN ELEVE

Pour obtenir des gains élevés avec le montage de la figure (I.1), on peut être conduit à donner à R des valeurs très élevées et à réduire considérablement la valeur de R_I .

Ceci n'est pas sans présenter un inconvénient certain du fait que

1. La réduction de R_I contribue à réduire l'impédance d'entrée du montage.

Dans la pratique on admet qu'une valeur honnête de R_I est de l'ordre d'une dizaine de $k\Omega$.

2. Du fait de la présence des capacités parasites élevées qui existent aux bornes de R il n'est pas recommandé de donner celle-ci une valeur élevée.

On si l'on désire avoir un gain de -1000 par exemple, on montre qu'il faut donner une valeur de 10 M Ω à R dans le cas où l'on se fixe R_I à 10k Ω .

Une telle valeur est considérable.

Pour pallier cet inconvénient a recourt au montage donné figure (I.3).

Dans le cas où l'ampli op utilisé peut être supposé idéal, on pourra admettre

1. que le point A constitue une masse virtuelle

2. qu'il passe le même courant dans R_I et R.

Dans ce cas, on pourra écrire

$$v_e = v_E - v_A = R_I i \quad (I.5)$$

$$v_3 = v_C - v_M = v_C - v_A = R_3 i_3 = -R i \quad (I.6)$$

$$v_s = v_3 - R_2 i_2 \quad (I.7)$$

ce qui donne

$$v_3 = -\frac{R}{R_I} v_e \quad (I.8)$$

$$i_2 = i - i_3 \quad (I.9)$$

soit compte tenu de (I.5); (I.6); (I.8) et (I.9)

$$i_2 = \frac{v_e}{R_I} + \frac{R}{R_I R_3} v_e \quad (I.10)$$

Les relations (I.5) et (I.7) donnent, compte tenu des résultats (I.8) et (I.10)

$$G_V = \frac{v_s}{v_e} = \frac{R}{R_I R_3} \left\{ R_2 + R_3 + \frac{R_2 R_3}{R} \right\} \quad (I.11)$$

En général on s'arrange pour que

$$R_3 < R_2 < R \quad (\text{I.12})$$

On obtient alors une expression approchée du gain

$$G_v = \frac{R (R_2 + R_3)}{R_1 R_3} \quad (\text{I.13})$$

Cette relation montre qu'un gain de -1000 pourra être obtenu avec des valeurs suivantes

$$R = 100k \ \Omega \quad (\text{I.14})$$

$$R_1 = 10k \ \Omega \quad (\text{I.15})$$

$$R_2 = 1k \ \Omega \quad (\text{I.16})$$

$$R_3 = 10 \ \Omega \quad (\text{I.17})$$

I.3 CIRCUIT SOMMATEUR INVERSEUR

Le circuit de la figure (I.4) permet de faire la somme des tensions d'entrée v_{ei} .

En supposant l'ampli op idéal on pourra admettre que

1. le point A constitue une masse **virtuelle**
2. le courant i passant dans la résistance de contre réaction R est égal à la somme des courants passant dans les résistances R_i .

Dans ce cas, on pourra écrire

$$v_s = - R i \quad (\text{I.18})$$

$$i = i_1 + i_2 + \dots + i_i \quad (\text{I.19})$$

$$v_{e1} = R_1 i_1 \quad (\text{I.20})$$

$$v_{e2} = R_2 i_2 \quad (\text{I.21})$$

$$\dots \dots \dots$$

$$v_{ei} = R_i i_i \quad (\text{I.22})$$

ce qui donne

$$v_s = - R \left\{ \frac{v_{e1}}{R_1} + \frac{v_{e2}}{R_2} + \dots + \frac{v_{ei}}{R_i} \right\} \quad (I.23)$$

Si l'on désire réaliser un circuit permettant de faire la somme des tensions d'entrée v_i , il suffira de prendre

$$R = R_1 = R_2 = \dots = R_i \quad (I.24)$$

Dans ce cas, la relation (I.23) s'écrit sous la forme

$$v_s = - (v_{e1} + v_{e2} + \dots + v_{ei}) \quad (I.25)$$

expression qui n'est autre chose que la **somme** au signe (-) près des tensions d'entrée v_{ei} .

Afin de minimiser l'effet des courants de décalage à l'entrée, il faudra prévoir une résistance

$$R' = R // R_1 // R_2 // \dots // R_i \quad (I.26)$$

entre l'entrée non inverseuse B et la masse.

I.4 CIRCUIT PERMETTANT DE MULTIPLIER UNE SOMME PAR UN COEFFICIENT DONNE

Pour réaliser un circuit permettant de multiplier une somme par un facteur k quelconque, il suffira de prendre

$$R = k R_1 = k R_2 = \dots = k R_i \quad (I.27)$$

Dans ce cas la relation (I.23) donne

$$v_s = - k (v_{e1} + v_{e2} + \dots + v_{ei}) \quad (I.28)$$

expression qui n'est autre chose que la somme des tensions d'entrée v_i multipliée par le facteur $-k$.

I.5. CIRCUIT PERMETTANT D'EFFECTUER UNE MOYENNE

Si l'on désire effectuer une moyenne entre les tensions d'entrée v_{ei} , il suffira de prendre

$$R = \frac{R_1}{k} = \frac{R_2}{k} = \dots = \frac{R_i}{k} \quad \text{avec } i = 1; 2 \dots k \quad (I.I9)$$

Dans ce cas la relation (I.23) donne

$$v_s = - \left\{ \frac{v_{e1} + v_{e2} + \dots + v_{ek}}{k} \right\} \quad (\text{I.30})$$

expression qui n'est autre chose que la moyenne entre les tensions d'entrée v_{ei} .

I.6. AMPLI INVERSEUR

La figure (I.4) donne le schéma de principe d'un ampli inverseur très utilisé dans la pratique.

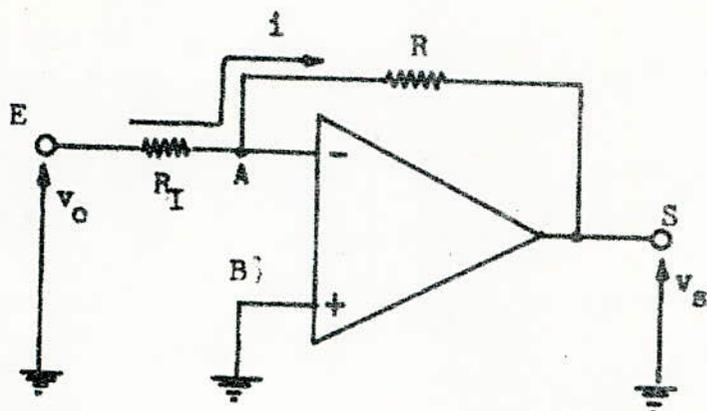


Fig. I.1 : Ampli inverseur.

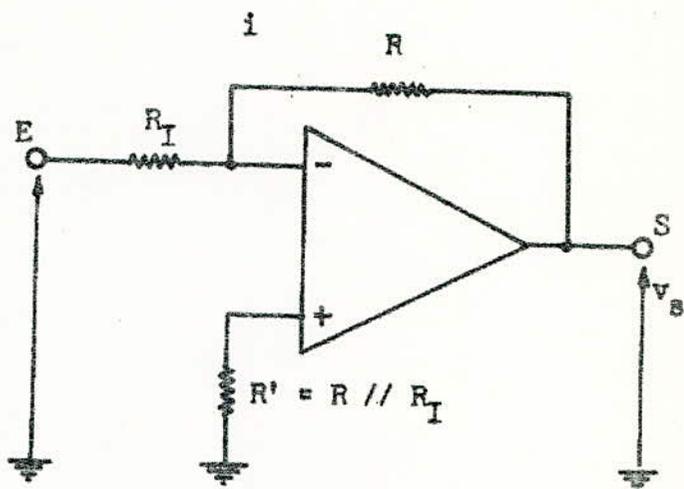


Fig. I.2 : Ampli inverseur avec correction du courant de décalage.

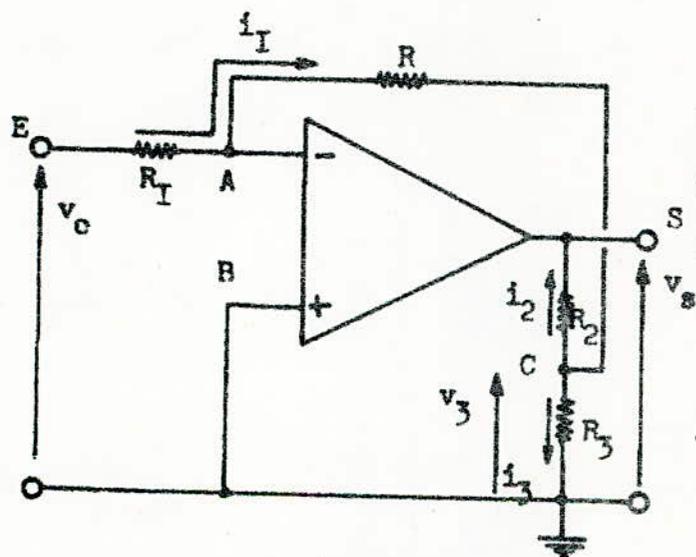


Fig. I.3 : Ampli inverseur à grand gain.

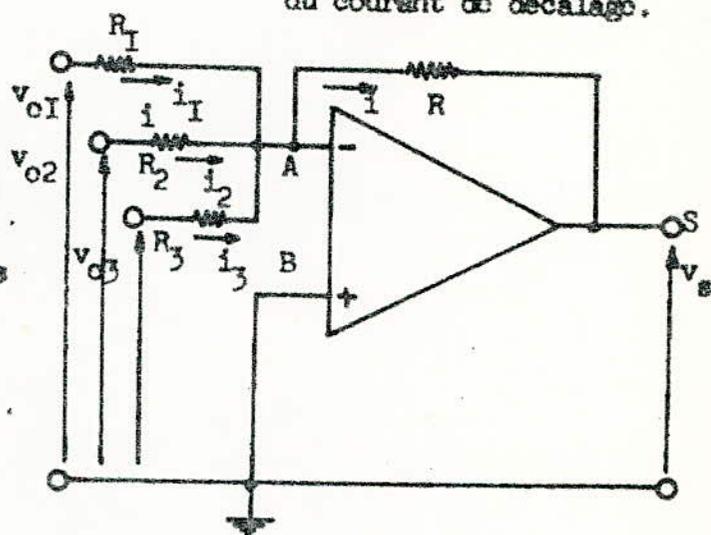


Fig. I.4 : Circuit sommateur inverseur.

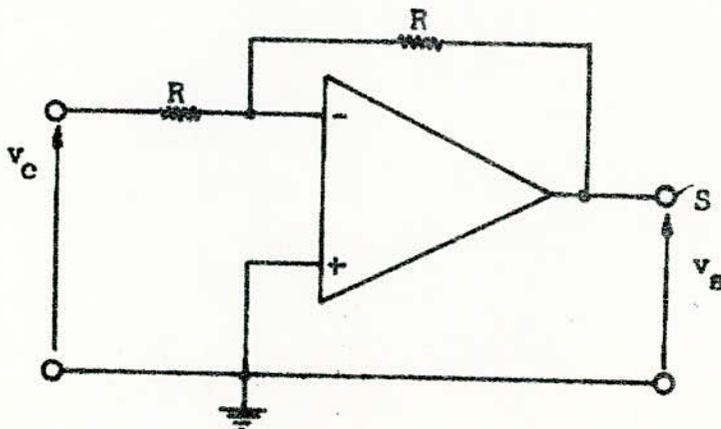


Fig. I.5 : Ampli inverseur.

II. AMPLI NON INVERSEUR

II. I. AMPLI NON INVERSEUR.

Si l'on estime que le déphasage de 180° introduit par l'ampli inverseur étudié précédemment est gênant, on pourra utiliser l'ampli non-inverseur dont le schéma de principe est donné figure II.I.

Dans la mesure où l'ampli op utilisé peut être supposé idéal, on pourra admettre

- I. que le potentiel du point A est égal à celui de B
2. qu'il passe le même courant i_I dans R_I et R.

On pourra alors écrire

$$v_e = v_B = v_A = - R_I i \quad (\text{II.1})$$

$$v_s = - (R_I + R) i \quad (\text{II.2})$$

d'où le gain en tension

$$G_V = \frac{R + R_I}{R_I} \quad (\text{II.3})$$

On remarquera que ce gain est positif d'où l'appellation d'ampli non-inverseur donnée à ce circuit.

II.2. AMPLI SUIVEUR

L'ampli non-inverseur peut être utilisé en ampli-suiveur comme le montre le schéma de la figure (II.2)

L'ampli op étant supposé idéal, on pourra écrire

$$v_e = v_B = v_A = v_s \quad (\text{II.4})$$

La tension de sortie suit fidèlement celle d'entrée.

On pourra montrer qu'un tel ampli possède une très forte impédance d'entrée.

Il pourra donc être utilisé comme étage tampon entre une source ayant une forte impédance interne et une charge de faible valeur assurant un rôle d'adaptateur.

II.3. AMPLI SOMMATEUR NON INVERSEUR

L'ampli dont le schéma de principe est donné figure (II.3) peut être utilisé pour faire la somme des tensions v_{e1} et v_{e2} .

En effet si l'ampli op utilisé est supposé idéal, on pourra admettre

1. qu'il passe le même courant i_I dans R et R_I .
2. que la somme des courants ($i_I + i_2$) est nulle.

Dans le cas où

$$R = R' = R_I = R_2 \quad (\text{II.5})$$

On pourra écrire

$$v_B = \frac{v_s}{2} \quad (\text{II.6})$$

comme

$$i_I = -i_2 \quad (\text{II.7})$$

il vient

$$\frac{v_{e1} - \frac{v_s}{2}}{R} = - \frac{(v_{e2} - \frac{v_s}{2})}{R} \quad (\text{II.8})$$

soit

$$v_s = v_{e1} + v_{e2} \quad (\text{II.9})$$

relation qui n'est autre que la somme des tensions d'entrées.

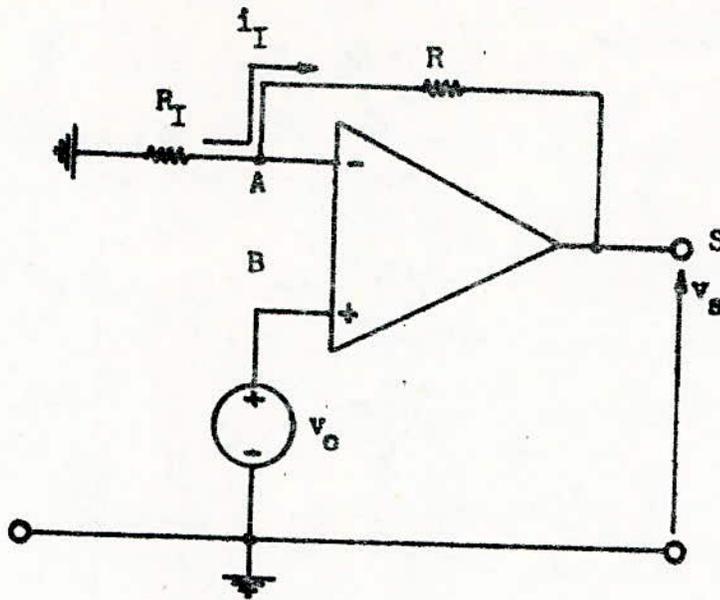


Fig. II.1 : Ampli non-inverseur

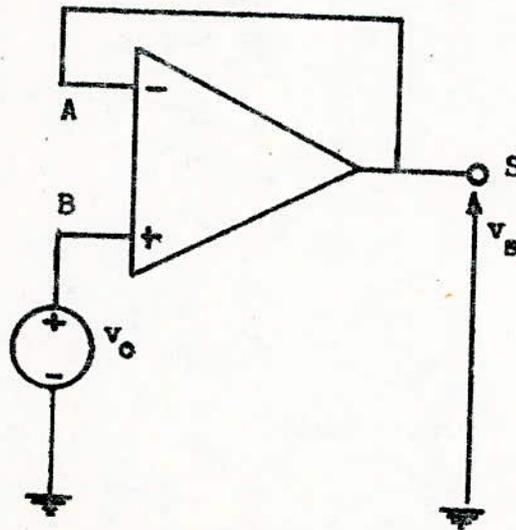


Fig. II.2 : Ampli suiveur.

AMPLIFICATEUR DE DIFFERENCE

On a souvent besoin de faire la différence de deux nombres.

Nous allons montrer que par un choix judicieux des résistances R ; R_I ; R_2 ; R_3 , il est possible d'obtenir la différence des deux tensions d'entrées v_{e2} et v_{eI} à l'aide du montage donné figure (III.I).

Dans la mesure où l'ampli op utilisé est idéal, on pourra admettre

- I. qu'il passe le même courant i_I dans R et R_I et le même courant i_2 dans R_2 et R_3 .
2. que le potentiel du point A est égal à celui du point B.

Dans ce cas, on tire d'après la loi d'Ohm

$$i_I = \frac{v_{eI} - v_s}{R + R_I} \quad (III.1)$$

$$v_A = v_B = \frac{R_3}{R_2 + R_3} v_{e2} \quad (III.2)$$

comme

$$v_s = -R i_I + v_A \quad (III.3)$$

Il vient, compte tenu de (III.1); (III.2) et (III.3)

$$v_s = - \frac{R (v_{eI} - v_s)}{R + R_I} + \frac{R_3}{R_2 + R_3} v_{e2} \quad (III.4)$$

expression qui peut s'écrire sous la forme

$$v_s = \frac{v_s - v_{eI}}{I + \frac{R}{R_I}} + \frac{I}{I + \frac{R_2}{R_3}} v_{e2} \quad (III.5)$$

Cette relation montre que si l'on choisit les résistances telles que

$$\frac{R_I}{R} = \frac{R_2}{R_3} \quad (III.6)$$

On obtient :

$$v_s = (v_{e2} - v_{eI})$$

expression qui n'est autre chose que la différence entre les deux tensions v_{e2} et v_{eI} d'où l'appellation d'ampli de différence donnée à ce montage.

Il est très souvent utile de disposer d'un ampli de gain variable.

Nous avons montré au chapitre I que le schéma de la figure (I.1) permet d'obtenir un gain variant de 0 à $-\frac{R}{R_I}$.

Dans la mesure où l'on désire obtenir un gain variant soit en valeur positives, soit en valeur négatives, on pourra utiliser le montage de la figure (IV.1) dans lequel on a

$$0 < k < 1 \quad (IV.1)$$

Dans la mesure où l'on peut supposer que l'ampli utilisé est idéal, on pourra admettre

1. qu'il passe le même courant i_i dans R et R_I
2. que le potentiel du point A est égal à celui du point B.

Dans ce cas, on pourra écrire

$$i_I = \frac{v_{eI} - v_s}{R + R_I} \quad (IV.2)$$

$$v_A = v_B = k v_e \quad (IV.3)$$

comme

$$v_s = -R i_I + v_A \quad (IV.4)$$

il vient, compte tenu de (IV.2) et (IV.4)

$$v_s = -\frac{R (v_{eI} - v_s)}{R + R_I} + k v_e \quad (IV.5)$$

expression qui donne le gain en tension

$$G_V = \frac{v_s}{v_e} = \frac{k (R + R_I) - R}{R_I} \quad (IV.6)$$

Si l'on tient compte du fait que k varie entre 0 et 1, on déduit que le gain varie

1 - entre une valeur négative

$$G_V(-) = - \frac{R}{R_I} \quad (\text{IV.7})$$

obtenue lorsque k est nul

2 - et une valeur positive

$$G_V(+) = I \quad (\text{IV.8})$$

obtenue lorsque k est égal à l'unité.

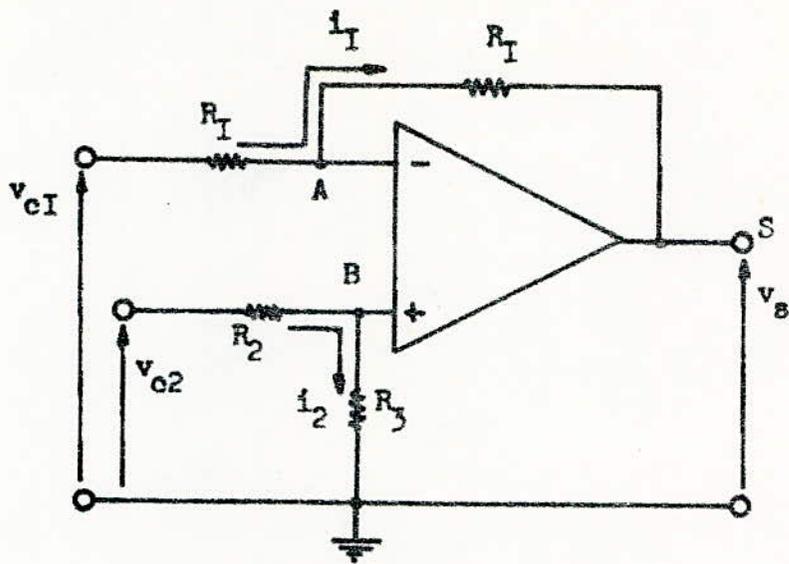


Fig. III.I : Ampli de différence.

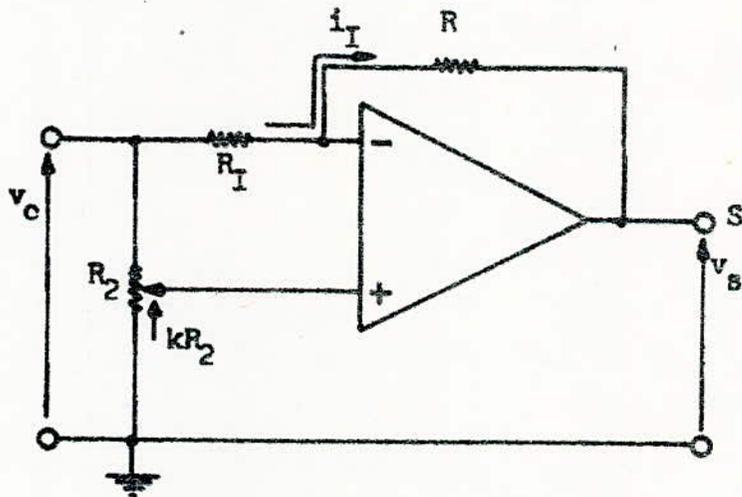


Fig. IV.I : Ampli à gain variable.

V. INTEGRATEURV.I. INTRODUCTION

La possibilité d'intégrer un signal avec précision est d'une importance capitale en électronique.

Nous montrerons que l'intégrateur est la cellule de base de tout calculateur analogique.

Il est très utilisé dans la résolution d'équations différentielles entre autre.

La figure V.I en donne le schéma de principe.

Dans la mesure où l'ampli op utilisé peut être supposé idéal, on pourra admettre

1. que le point A constitue une masse virtuelle.
2. qu'il passe le même courant i dans R et C.

On pourra alors écrire

$$v_e = Ri \quad (V.1)$$

$$i = -C \frac{dv_s}{dt} \quad (V.2)$$

d'où

$$v_e = -RC \frac{dv_s}{dt} \quad (V.3)$$

soit

$$v_s = -\frac{1}{RC} \int v_e dt \quad (V.4)$$

ou encore

$$v_s = -\frac{1}{RC} \int_0^t v_e dt + v_s(0) \quad (V.5)$$

$v_s(0)$ étant la charge du condensateur à l'instant initial.

La relation (V.5) pourra se simplifier dans le cas où l'on donne à la constante de temps RC la valeur unité.

Ce résultat pourra être obtenu en prenant par exemple

$$R = I \text{ M}\Omega \quad (\text{V.6})$$

$$C = I \text{ }\mu\text{F}$$

On pourra alors écrire

$$v_s = - \int_0^t v_e \cdot dt + v_s(0) \quad (\text{V.8})$$

expression qui n'est autre chose que l'intégrale du signal d'entrée v_e au signe (-) près et à la constante $v_s(0)$ près.

La relation (V.8) montre que l'intégrale de v_e dépend de la condition initiale $v_s(0)$.

Il conviendra, donc, dans la pratique, de prévoir un dispositif permettant de fixer la constante $v_s(0)$ à une valeur désirée.

V.2. MONTAGE PRATIQUE

La figure (V.2) donne le schéma de principe d'un intégrateur couramment utilisé dans la pratique.

Le fonctionnement d'un tel dispositif peut s'expliquer comme suit

- I. dans un premier stade, on commence par mettre les inverseurs en position (0 - 1) ce qui permet de fixer la valeur de la constante $v_s(0)$
2. dans un deuxième stade, on commute les inverseurs en position (0 - 2) ce qui permet d'obtenir l'intégrale de v_e .

Les inverseurs sont en général des dispositifs électroniques tels que transistors, circuits logiques; relais etc....

V.3. CAUSES D'ERREURS DANS UN INTEGRATEUR

L'intégrateur est sujet à plusieurs effets nuisibles.

Il y'a

- I. d'une part les tensions continues d'off-set qui peuvent être intégrées et donner naissance à un signal parasite pouvant aller jusqu'à saturer l'intégrateur en l'absence de tout signal d'entrée.

2. d'autre part le courant de décalage à l'entrée et les courants de polarisation.

Ces courants passant dans la capacité d'intégration donnent naissance à un signal parasite pouvant aller jusqu'à saturer l'intégrateur en l'absence de tout signal d'entrée.

Il s'ensuit que sous les effets conjugués des deux causes d'erreurs précédemment citées, il peut en résulter un signal d'erreur pouvant saturer l'ampli en l'absence de signal d'entrée.

Il faudra donc compenser au mieux les signaux parasites qui en résultent.

L'effet de la tension de décalage sera minimisé en compensant l'off-set.

L'effet du courant de décalage et des courants de polarisation pourra être minimisé par l'insertion d'une résistance R en parallèle sur une capacité C entre l'entrée non-inverseuse et la masse et en augmentant la capacité d'intégration C au dépend de la résistance R et ce pour une constante de temps donnée.

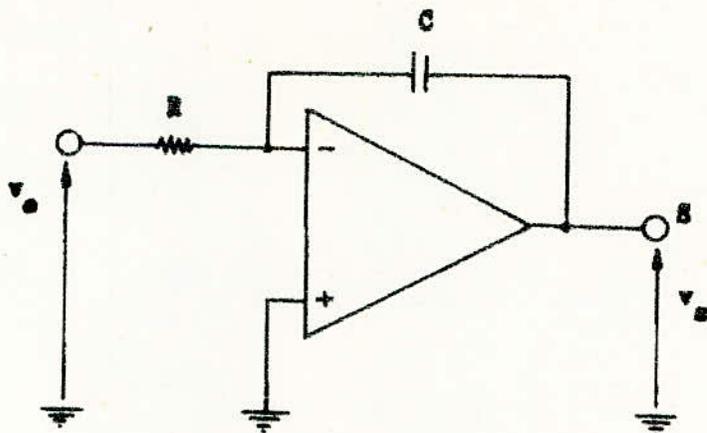


FIG. V.1 : INTEGRATEUR

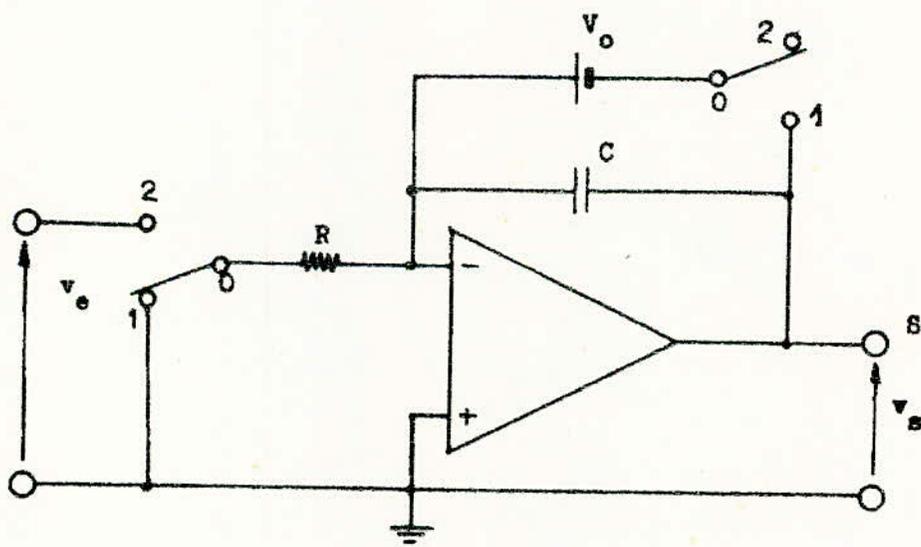


FIG. V.2 : INTEGRATEUR AVEC DISPOSITIF PERMETTANT DE FIXER
LES CONDITIONS INITIALES.

VI. LE DERIVATEUR

On obtient un circuit différentiel en intervertissant la résistance R et le condensateur C contenus dans le montage intégrateur.

On aboutit alors au schéma de la figure (VI.I).

Dans le cas où l'ampli op utilisé peut être supposé idéal, on pourra admettre

1. que le point A constitue une masse virtuelle,
2. qu'il passe le même courant i dans R et C

On pourra alors écrire

$$i = C \frac{dv_c}{dt} \quad (\text{VI.1})$$

$$v_s = - Ri \quad (\text{VI.2})$$

soit

$$v_s = - RC \frac{dv_c}{dt} \quad (\text{VI.3})$$

relation qui montre bien que la tension de sortie est proportionnelle à la dérivée du signal d'entrée.

On montre que dans la pratique le montage de la figure (VI.I) présente une fâcheuse tendance à l'oscillation hautes fréquences (H.F) et est instable.

1. Les oscillations H.F viennent du fait que le gain de l'étage.

$$G_v = \frac{v_s}{v_c} = j \omega R \quad (\text{VI.4})$$

augmente avec la fréquence entraînant une amplification importante du bruit H.F propre à l'ampli.

2. L'instabilité vient du fait lorsque la fréquence augmente le gain en boucle fermée $j \omega R$ augmente et peut couper la courbe donnant le gain en boucle ouverte.

On sait alors qu'il se produit des oscillations si le point de rencontre A est tel que la décroissance du gain en boucle ouverte est supérieure 6dB/octave au point A

C'est ce qui est indiqué figure (VI.2).

Il conviendra donc de modifier la courbe de réponse de l'étage afin de réduire son gain aux hautes fréquences.

Ceci est obtenu en shuntant la résistance R par une capacité C' et en mettant une résistance R' en série avec le condensateur C , on obtient alors le schéma de la figure (IV.3).

Le montage n'agit plus en vrai dérivateur

Il fonctionne en dérivateur aux basses fréquences et comme intégrateur aux hautes fréquences.

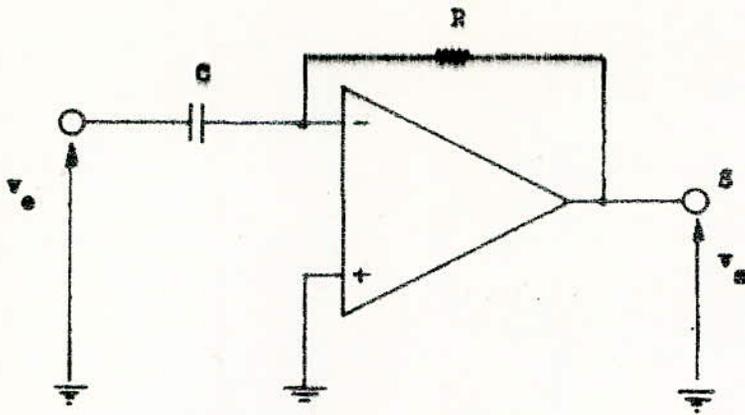


FIG. VI.1 : DERIVATEUR

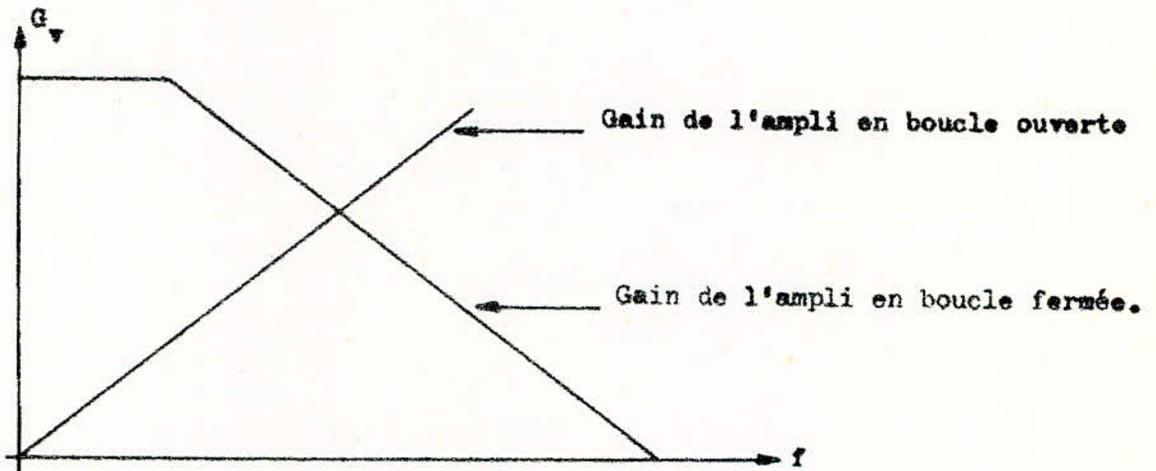


FIG.VI.2 : Schéma donnant le gain en boucle ouverte et en boucle fermée d'un ampli op monté en dérivateur.

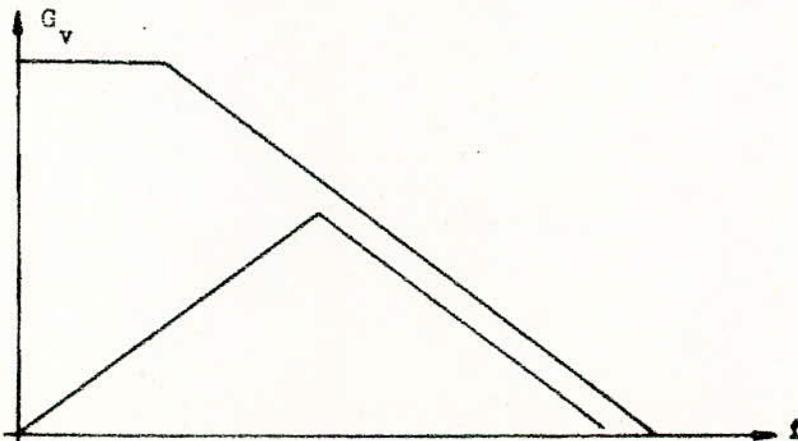


FIG. VI.3 : Correction de la courbe de réponse en boucle fermée.

VII. RESOLUTION D'EQUATIONS DIFFERENTIELLES

VII. I. INTRODUCTION

Les ampli op sont très utilisés dans la résolution d'équations différentielles.

Nous nous proposons d'étudier un circuit permettant de résoudre une équation différentielle du second ordre à coefficients constants avec un second nombre fonction quelconque du temps du type.

$$a \frac{d^2 y}{dt^2} + b \frac{dy}{dt} + cy = f(t) \quad (\text{VII.I})$$

Posons $A = \frac{I}{a}$ (VII.2)

$$B = \frac{b}{a} \quad (\text{VII.3})$$

$$C = \frac{c}{a} \quad (\text{VII.4})$$

il vient

$$\frac{dy^2}{dt^2} = Af(t) - B \frac{dy}{dt} - C y \quad (\text{VII.5})$$

Nous allons montrer que le circuit dont le schéma est donné figure (VII.I) permet d'en donner la solution.

Le circuit fonctionne de la façon suivante :

A l'instant initial tous les commutateurs sont mis sur la position (0 - 1)
On fixe alors les conditions initiales pour les intégrateurs.

Les résistances aux entrées non inverseuses sont prévues pour minimiser les effets des courants de décalage à l'entrée.

Pour passer en mode calcul il suffira de basculer les commutateurs dans la position (0 - 2).

Nous allons montrer qu'il est alors possible d'obtenir la solution de l'équation (VII.I)

Admettons que la fonction $\frac{d^2 y}{dt^2}$ soit disponible en (I)

Dans ce cas l'intégrateur I_1 dont la constante de temps RC a été choisie égale à l'unité et la charge initiale de C_1 égale à zéro donne la fonction $(-\frac{dy}{dt})$ en (II)

La fonction $(-\frac{dy}{dt})$ est appliquée :

- d'une part à l'intégrateur I_2 dont la constante de temps RC a été choisie égale à l'unité et la charge initiale de C_2 égale à zéro. Ceci nous permet d'obtenir la fonction y au point (III)
- d'autre part au sommateur Σ_1 qui reçoit en même temps la fonction $f(t)$.

Compte tenu des gains ce sommateur donne en (IV) la somme

$$\left\{ -A f(t) + B \frac{dy}{dt} \right\}$$

Les fonctions y et $\left\{ -A f(t) + B \frac{dy}{dt} \right\}$ précédemment obtenues en (III) et (IV) respectivement sont appliquées au sommateur Σ_2 dont les gains sont convenablement choisis.

On obtient à la sortie (V) du sommateur Σ_2 la fonction

$$\left\{ A f(t) - B \frac{dy}{dt} - cy \right\}$$

Si l'on tient compte de l'équation (VII.I) on montre alors que la supposition faite initialement et concernant la disponibilité de la fonction

$$\frac{dy^2}{dt^2} \text{ au point (I) est légitime.}$$

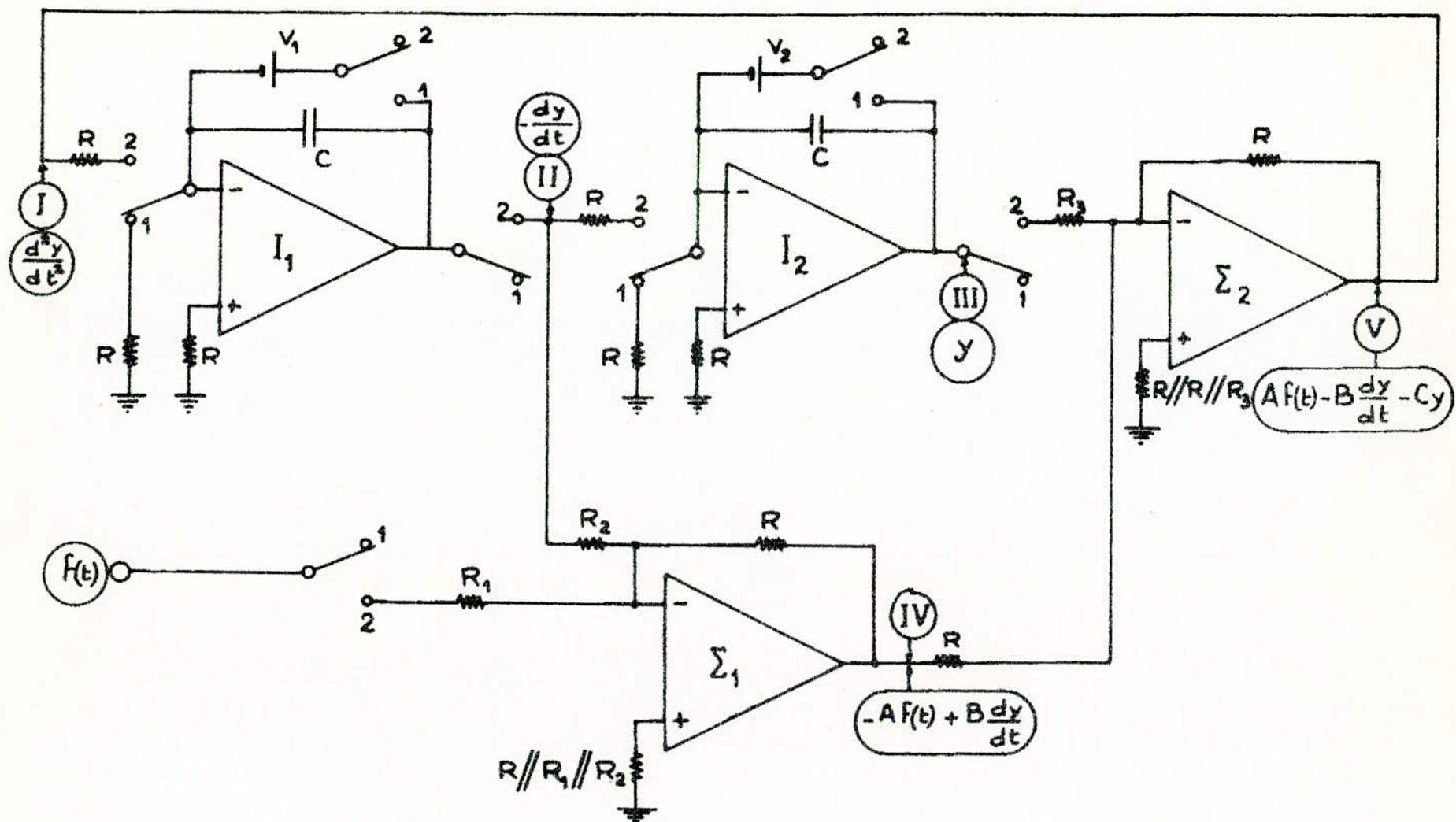


Fig. VII.I. Résolution d'une équation différentielle du 2^o ordre.

Amplifier un courant est très courant en électronique.

Nous allons montrer que cette amplification peut être effectuée à l'aide d'un ampli op.

La figure VIII.I donne le schéma de principe d'un ampli de courant utilisant un ampli op.

Dans la mesure où l'ampli op utilisé peut être supposé idéal, on pourra admettre que le courant d'entrée n passe entièrement dans R et que le point A constitue une masse virtuelle.

Dans ce cas, on pourra écrire

$$v_C = -Rn = R_I (n - i_L) \quad \text{(VIII.1)}$$

d'où

$$i_L = \frac{R + R_I}{R_I} n \quad \text{(VIII.2)}$$

relation qui montre bien que le courant d'entrée est multiplié par le facteur

$$k = \frac{R + R_I}{R_I} \quad \text{(VIII.3)}$$

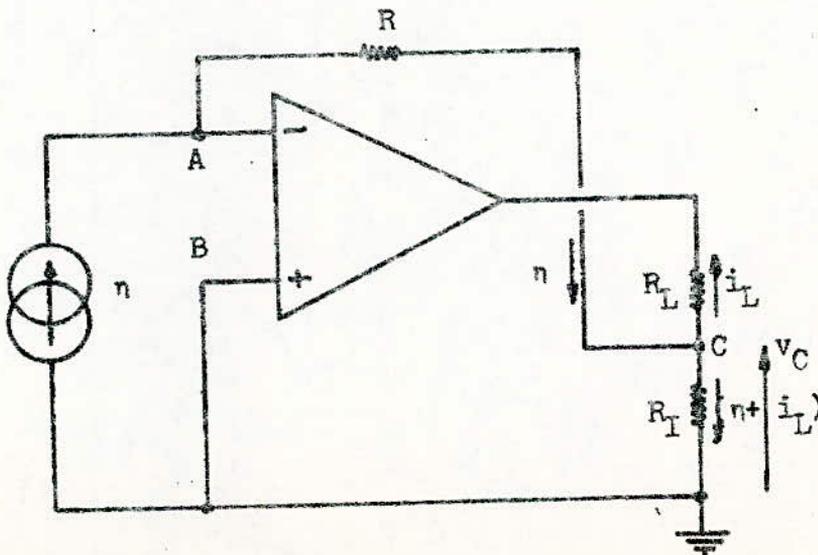


Fig. VIII.I : Ampli de Courant

IX. CONVERTISSEUR COURANT - TENSION

Certains dispositifs électroniques tels que les cellules photo-électriques et les photomultiplicateurs possèdent la propriété de fournir un courant n indépendant de la charge qui leur est connectée.

Il pourra alors être intéressant dans certains cas de transformer le courant n en une tension qui lui est proportionnelle.

On utilise pour ce faire un convertisseur courant - tension dont la figure (IX.I) donne un schéma de principe.

Dans le cas où l'ampli utilisé est supposé idéal, on pourra admettre.

- I. que le point A constitue une masse virtuelle.
2. que le courant n ~~passse~~ **passse** entièrement dans la résistance de contre réaction R.

On pourra alors écrire

$$v_S = v_S - v_A = - Rn \quad (\text{IX.I})$$

On constate que la tension de sortie est proportionnelle au courant n .

Il peut être intéressant dans certains cas de shunter la résistance R par une capacité C dont le rôle est de réduire le bruit hautes fréquences qui peut affecter le montage .

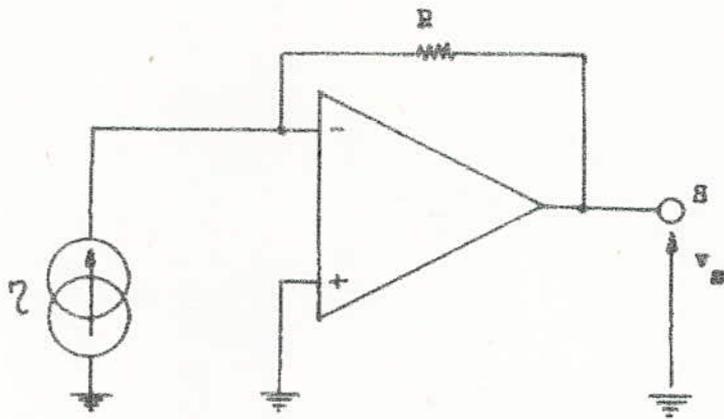


Fig. IX.1 : CONVERTISSEUR COURANT-TENSION

X. CONVERTISSEUR TENSION - COURANT

X.I. INTRODUCTION

Il est souvent nécessaire en électronique de transformer une tension v en un courant qui lui est proportionnel.

C'est le cas par exemple en télévision où les bobines de déflections doivent être commandées en courant.

On aura alors recours à un convertisseur tension-courant.

Nous allons montrer qu'il existe deux moyens simples de convertir une tension en un courant qui lui est proportionnel selon que la charge est flottante ou non.

X.2. CAS OU LA CHARGE EST FLOTTANTE.

Dans le cas où la charge ne possède aucun point à la masse, on pourra utiliser comme convertisseur tension-courant le circuit dont le schéma de principe est donné figure (X.I).

Dans le cas où l'ampli op utilisé peut être supposé idéal, on pourra admettre.

1. que le potentiel en A est égal au potentiel B donc égal à la tension d'entrée v_e .

2. qu'il passe le même courant i_L dans la charge Z_L et la résistance R.

On pourra alors écrire

$$v_e = v_A = R i_L \quad (X.I)$$

d'où

$$i_L = \frac{v_e}{R} \quad (X.2)$$

On remarquera que le courant i_L est indépendant de la charge Z_L .

X.3. CAS OU LA CHARGE POSSEDE UNE BORNE A LA MASSE

Dans le cas où l'une des bornes de la charge est à la masse, on pourra utiliser comme convertisseur le circuit dont le schéma de principe est donné figure (X.2).

Dans le cas où l'ampli op utilisé peut être supposé idéal, on pourra admettre

I. que le potentiel du point A est égal au potentiel du point B.

2. qu'il passe le même courant i_I dans R et R_I et que le courant i_2 est égal à la somme des courants i_L et i_3 .

La figure (X.3) nous permet d'écrire

$$i_I = \frac{v_s - v_e}{R_I + R} \quad (X.3)$$

d'où l'on tire

$$v_A = v_e + R_I \frac{v_s - v_e}{R + R_I} \quad (X.4)$$

De même la figure (X.4) nous donne

$$v_B = Z_L i_L \quad (X.5)$$

$$i_3 = \frac{Z_L}{R_3} i_L \quad (X.6)$$

$$i_2 = \left(I + \frac{Z_L}{R_3} \right) i_L \quad (X.7)$$

d'où l'on tire

$$v_s = \left\{ Z_L + R_2 \left(I + \frac{Z_L}{R_3} \right) \right\} \quad (X.8)$$

Ecrivons que

$$v_A = v_B \quad (X.9)$$

Les relations (X.4); (X.5); (X.8) nous

$$Z_L(R + R_I)i_L = Rv_e + R_I \left\{ Z_L + R_2 \left(I + \frac{Z_L}{R_3} \right) \right\} \quad (X.10)$$

relation qui se simplifie pour donner

$$\left\{ RZ_L - R_I R_2 \left(I + \frac{Z_L}{R_3} \right) \right\} i_L = Rv_e \quad (X.11)$$

Prenons

$$R_1 R_2 = R R_3 \quad (\text{X.I2})$$

Il vient

$$R_3 i_L = - v_e \quad (\text{X.I3})$$

ou encore

$$i_L = - \frac{v_e}{R_3} \quad (\text{X.I4})$$

On remarque, une fois de plus, que i_L est indépendant de la charge Z_L

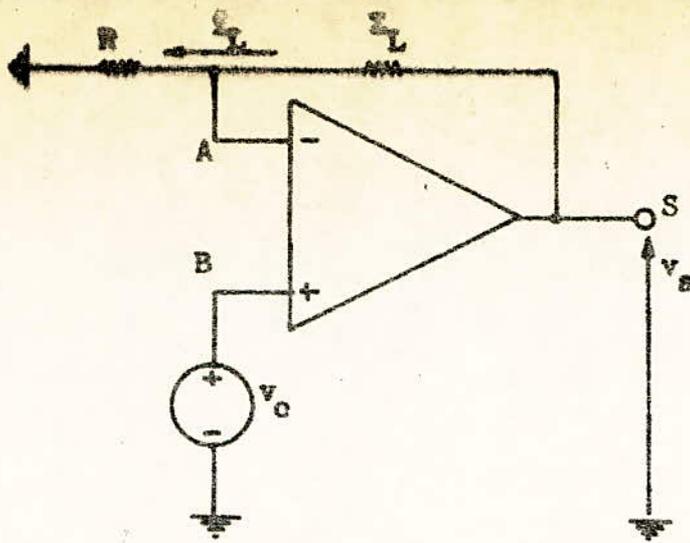


Fig. X.1 : Convertisseur tension-courant dans le cas d'une charge flottante

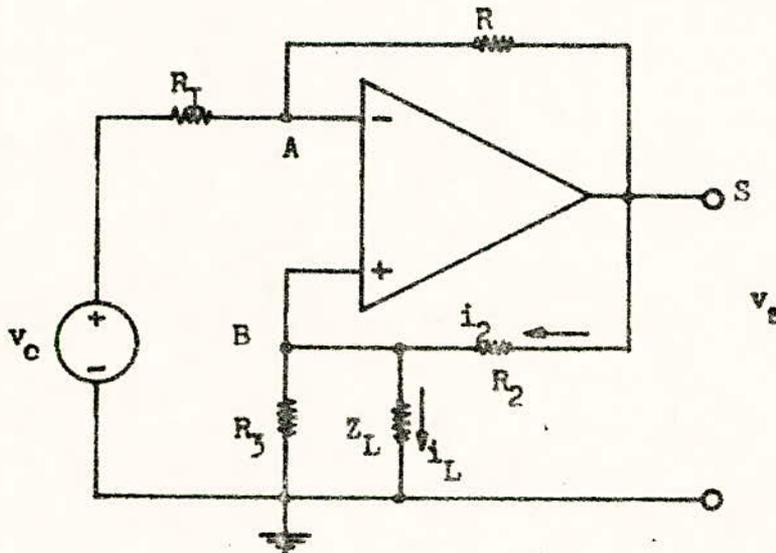


Fig. X.2 : Convertisseur tension-courant dans le cas d'une charge ayant un point à la masse.

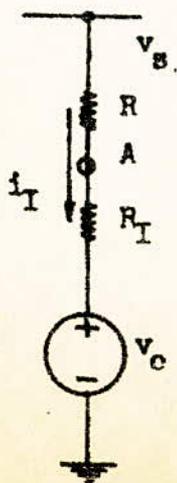
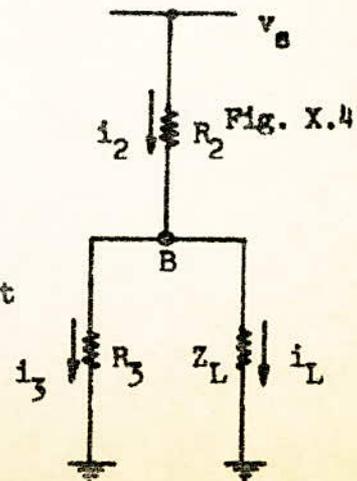


Fig. X.3 :

Les figures (X.3) et (X.4) sont issues de la figure (X.2)





UNIVERSITE D'ALGER

1/77

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE

2 ex
T2
2

PROJET DE FIN D'ETUDES

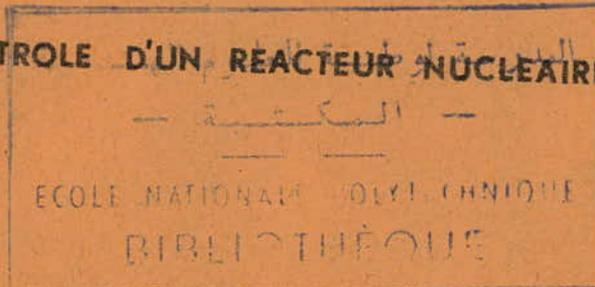


INGENIORAT EN ELECTRONIQUE



SUJET :

CONTROLE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE



2^{eme} partie : ELECTRONIQUE 2

PROPOSE PAR:
M. KACIMI
A. ZAOUI

ETUDIE PAR:
Mouloud ALLEK
Kader BOUFERRACHE

BIBLIOGRAPHIE SOMMAIRE

1. H. LILEN
Circuits Intégrés Numériques
Editions Radio (1975)

2. J.P OEMICHEN
Emploi rationnel des circuits intégrés.
Editions Radio (1974)

3. R. DAMAYE
Logique électronique et circuits intégrés numériques
Editions Radio (1975)

4. R. DAMAYE
Circuits de logique
Editions Radio (1972)

5. Millman and Halkias
Integrated electronics
Mc GRAN-HILL (1972)

6. H.V. MALM STADT AND C.G. ENKE
W.A. BENJAMIN, Inc (1968)

GENERALITES.

La T.T.L ou Transistor - Transistor - Logic a été et demeure la logique qui a connu et qui continue à connaître le plus grand succès sur le marché mondial du semi-conducteur.

Il existe trois types de T.T.L.

I. La T.T.L classique comprenant trois versions

I. a - La T.T.L normale couramment connus sous la sigle 54/74.

I. b - La T.T.L rapide dénommée T.T.L 54H/74H.

I. c - La T.T.L faible consommation ou T.T.L 54L/74L.

2. La T.T.L SCHOTTKY comprenant deux versions.

2. a - La T.T.L SCHOTTKY rapide 54S/74S

2. b - La T.T.L SCHOTTKY faible consommation 54LS/74LS.

3. La T.T.L " 3 états ".

D'une façon générale ~~tous~~ les circuits logiques possèdent un certain nombre de caractéristiques parmi lesquelles deux jouent un rôle important.

Il s'agit

I. de la puissance P dissipée

2. du temps de propagation t_p grandeur égale au temps qui sépare le moment où le signal de commande est appliqué à l'entrée et l'instant où la décision logique est prise en sortie.

On comprendra que les constructeurs doivent s'attacher à réduire le plus possible ces deux paramètres.

C'est d'ailleurs les valeurs de ces derniers qui différencient la plupart des familles de logiques.

Nous donnons à titre indicatif un tableau où sont résumées les valeurs de ces deux grandeurs pour toutes les séries constituant la famille T.T.L.

SERIES	Puissance (mW)	Temps de propag(ns)
54/74	10	10
54H/74H	22	6
54L/74L	1	33
54S/74S	20	3
54LS/74LS	2	9,5

Comme en D.T.L ou Diode - Transistor - Logic, le circuit de base réalisé en T.T.L est le NAND.

Rappelons que le NAND n'est autre chose qu'un circuit AND complémenté.

Il possède plusieurs entrées et une sortie unique.

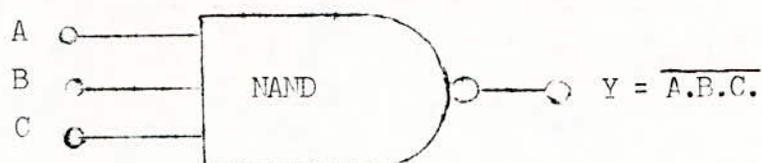
La figure I en donne le schéma symbolique ainsi que la table de vérité.

On constate que

1. La sortie d'un NAND est dans l'état **haut** dès que l'une quelconque de ses entrées est dans l'état bas.
2. La sortie d'un NAND n'est dans l'état bas que si et seulement si toutes ses entrées sont simultanément dans l'état haut.

Nous nous proposons de faire l'étude de la T.T.L en 3 étapes.

1. Dans un premier chapitre nous étudierons en détail le T.T.L classique.
2. Dans un deuxième chapitre nous passerons à l'étude de la T.T.L 3°états.
3. Nous finirons l'étude de la T.T.L par l'étude de la T.T.L SCHOTTKY qui sera envisagée dans le troisième chapitre.



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

Figure 1

Table de vérité d'un NAND à 3 entrées.

I.A. LA T.T.L CLASSIQUEI.A.I. GENERALITES

Comme il a été précisé dans l'introduction, la T.T.L classique comprend **trois** versions.

1. La T.T.L normale du type 54/74.
2. La T.T.L rapide du **type** 54H/74H.
3. La T.T.L faible consommation du type 54L/74L.

Nous nous proposons de faire l'étude de la T.T.L classique en deux étapes.

1. Dans un premier stade, nous entreprendrons l'étude détaillée d'un NAND de la série 54/74 qui est de loin la plus populaire.

2. Nous passerons ensuite en revue les autres NAND constituant la famille T.T.L.

Nous montrerons d'ailleurs que tous les NAND dont est composée cette famille ont été étudiés par les constructeurs afin d'améliorer.

1. Soit la consommation
2. Soit le temps de propagation.

I.A.2 SCHEMA DE PRINCIPE D'UN NAND DE LA SERIE 54/74

La figure I.2 donne le schéma de principe d'une porte NAND de la série 54/74 couramment utilisée dans la pratique.

L'ensemble formé par les éléments T_3 et T_4 est dénommé "Totem - Pole".

Ce vocable désigne un monument indien où sont superposés plusieurs figurines.

On remarquera au passage que la disposition de T_3 et T_4 donne bien l'image d'un tel édifice puisque pour reprendre l'expression de J. MILLMANN et C.C. HAL-KIAS dans leur remarquable ouvrage intitulé "Integrated Electronics" paru aux éditions Mc GRAW-HILL en 1972 "The Transistor T_3 sits upon T_4 ".

Nous montrerons que le Totem -pole présente des avantages certains dans le cas de charges capacitives.

Il ne présente cependant un inconvénient majeur dû au fait qu'il ne permet pas de réunir les sorties de plusieurs NAND entre-elles.

Nous montrerons alors comment la logique "3 états" permet de palier cet inconvénient.

Le transistor multiémetteurs T_I pourrait à première vue être assimilé aux diodes existant aux entrées de la D.T.L.

En fait, nous verrons, qu'il fonctionne de façon très particulière.

Nous verrons qu'il joue un grand rôle dans la réduction du temps de propagation.

La diode D se trouvant en sortie permet d'assurer le blocage de T_3 lorsque les transistors T_2 et T_4 sont saturés et que la sortie se trouve dans l'état bas.

Nous verrons qu'elle contribue à réduire le signal de sortie lorsque la sortie se trouve dans l'état haut.

Dans le cas où cette réduction constitue un inconvénient, on pourra déplacer la diode D et l'intercaler entre le collecteur de T_2 et la base de T_3 .

C'est ce qui est fait dans la logique SUHLI SYLVANIA UNIVERSAL HIGH LEVEL LOGIC qui sera étudiée au chapitre I.B.

On pourra même dans ce dernier cas remplacer la diode par un transistor ce qui permet d'améliorer le temps propagation.

La résistance R_3 est prévue pour limiter le courant maximal débité par T_3 .

Le rôle de la résistance R_4 est de bloquer T_4 lorsque T_2 est bloqué

Ceci se comprend aisément du fait que lorsque T_2 est bloqué il véhicule toujours un courant I_{CEO} dont la valeur pourra être suffisante pour débloquent T_4 .

La résistance R_4 dont la valeur est voisine du $k\Omega$ est prévue pour dévier cet éventuel courant vers la masse assurant le blocage effectif de T_4 .

Nous montrerons au chapitre I.B que cette résistance R_4 peut être remplacé par un transistor T'_4 .

Ceci aura pour effet d'améliorer la courbe de réponse du NAND.

C'est ce qui est fait dans la porte MTTL.III présentée par MOTOROLA dont l'étude sera faite au chapitre I.B.

I.A.3 FONCTIONNEMENT D'UN NAND DE LA SERIE 54/74

I.A.3. a - INTRODUCTION.

Le fonctionnement du NAND donné figure I.2 pourra s'expliquer de façon très simple si l'on tient compte du fait que :

1. la tension base-émetteur V_{BEsat} d'un transistor au silicium saturé est de l'ordre de 0,7V

Dans ce cas la tension collecteur-émetteur V_{CEsat} est très faible de l'ordre de quelques dixième de volt.

2. La tension directe V_D aux bornes d'une diode au silicium conductrice est de l'ordre de 0,7V.

3. Un transistor au silicium commence à conduire lorsque sa tension base-émetteur V_{BE} est supérieure à 400mV.

De plus du fait que la sortie d'un NAND se trouve dans l'état haut dès que l'une de ses entrées est dans l'état bas et dans l'état bas lorsque toutes ses entrées se trouvent simultanément dans l'état haut, nous conviendrons de désigner par :

1. état haut celui dans lequel la sortie est dans l'état haut.
2. état bas celui dans lequel la sortie est dans l'état bas.

Les constructeurs précisent que pour la série 54/74

1. l'entrée se trouve dans l'état haut lorsque la tension d'entrée est au moins égale à 2V et dans l'état bas lorsque sa tension d'entrée est inférieure à 0,8V.

2. La sortie se trouve dans l'état haut lorsque la tension de sortie est supérieure à 2,4 V et dans l'état bas lorsque la tension de sortie est inférieure à 0,4 V.

Ainsi si l'on tient compte de ce qui a été dit plus haut, et si l'on considère que la jonction collecteur-base de T_1 peut être assimilée à une diode PN normale, on montre que les transistors T_2 et T_4

1. sont saturés lorsque la tension de base de T_I

$$V_{BI \text{ sat.}} = V_{BE4 \text{ sat.}} + V_{BE2 \text{ sat.}} + V_{CBI \text{ sat.}}$$

est de l'ordre de 2,1 V.

2. sont bloqués lorsque la tension de base de T_I

$$V_{BI \text{ bloc}} = V_{BE4 \text{ bloc}} + V_{BE2 \text{ bloc}} + V_{CBI \text{ bloc}}$$

est inférieur à 1,2 V.

$V_{BE4 \text{ bloc}}$; $V_{BE2 \text{ bloc}}$; $V_{CBI \text{ bloc}}$ étant respectivement les tensions correspondant au blocage de T_4 ; T_2 et de la jonction base-collecteur de T_I .

Ces rappels et précisions nous permettront d'étudier le fonctionnement du NAND

1. d'une part lorsque sa sortie est dans l'état haut

2. d'autre part lorsque sa sortie est dans l'état bas.

I.A.3. b - FONCTIONNEMENT DU NAND DANS L'ETAT HAUT

I.A.3. b - I. GENERALITES

Considérons le cas où l'une quelconque **A** des entrées du NAND est dans l'état bas conformément à la figure I.3 et montrons que sa sortie se trouve dans l'état haut.

La base de T_I étant alimentée à partir de V_{CC} à travers R_I se trouve portée à un potentiel positif.

La tension d'entrée v_e étant pratiquement nulle, la jonction émetteur-base correspondant à l'entrée A est conductrice ce qui limite le potentiel de base de T_I , V_{BI} à une valeur de l'ordre de 0,7 V.

Une telle tension est insuffisante pour faire conduire la jonction base-collecteur de T_I et les transistors T_2 et T_4 .

Un courant I_I circulant alors dans R_I et la jonction base-émetteur de T_I est fourni à la source d'excitation.

On constate **ainsi** que la source de commande doit être capable d'absorber le courant I_I pour pouvoir porter l'entrée A dans l'état bas.

La source de commande extrait donc dans ce cas du courant du NAND. C'est la raison pour laquelle on dit que le T.T.L est une logique à extraction de courant.

C'est d'ailleurs le cas de la D.T.L.

Le courant

$$I_I = \frac{V_{CC} - V_{BEI}}{R_I}$$

est de l'ordre de 1 mA dans le cas du NAND donné figure I.2.

Les constructeurs indiquent que I_I est de 1,6 mA pour la série 54/74.

I.A.3. b-2 . INTERACTION DES ENTREES

Que se passe-t-il si l'entrée A étant initialement dans l'état bas on venait à porter l'entrée B dans l'état bas?

Dans ce cas le courant I_I va se **répartir** entre les sources d'excitation qui attaquent les entrées A et B.

On constate ainsi que le courant passant dans A est fonction de l'état des autres entrées.

Ce phénomène d'interaction entre les entrées peut, dans certains, être une source de perturbation.

On devra alors prévoir des étages intermédiaires appelés " buffer " entre les entrées du NAND et les sources d'excitation.

Les buffers sont des dispositifs qui consomment un courant indépendant de la tension de commande.

I.A.3. b-3. ROLE DE T_1 DANS LA REDUCTION DU TEMPS DE PROPAGATION.

L'étude du transistor nous a permis de montrer que lorsqu'il passe un courant I_1 dans la jonction base-émetteur de T_1 la jonction base-collecteur de ce même transistor peut véhiculer un courant dans le sens collecteur-base.

Nous allons montrer qu'un tel effet est très intéressant car il permet de réduire le temps de propagation.

Supposons en effet que juste avant de porter l'entrée A dans l'état bas celle-ci se trouvait dans l'état haut.

Dans ce cas nous montrerons au chapitre suivant que le transistor T_2 est saturé.

Il se produit alors une accumulation de porteurs minoritaires dans la base.

Lorsqu'on porte l'entrée A dans l'état bas il passe un courant I_1 dans la jonction base-émetteur de T_1 .

L'effet transistor signalé précédemment permet une évacuation rapide des porteurs minoritaires stockés dans la base de T_2 ce qui assure sa désaturation rapide entraînant une diminution du temps de propagation.

I.A.3.b -4. ROLE DES DIODES D'ECRETAGE OU DE PROTECTION

Nous avons signalé que la T.T.L est caractérisée par des transitions très rapides de l'ordre de quelques ns.

A ces fréquences l'inductance des connections peut être suffisante pour donner naissance à des surtensions $L \frac{di}{dt}$ non négligeables pouvant conduire à des oscillations parasites d'amplitude suffisamment élevée pour provoquer l'apparition de signaux logiques aléatoires perturbant le fonctionnement du NAND.

Les diodes placées aux entrées du NAND sont prévues pour écrêter les surtensions dues aux transitions brusques.

En plus de ce rôle d'écrêtage ces diodes jouent un rôle de protection.

En effet lorsque une entrée du NAND effectue une transition de l'état haut vers l'état bas le front de descente peut engendrer une tension négative d'amplitude Δv supérieure à 2V en module.

Dans le cas où les entrées non utilisées du NAND sont portées au potentiel V_{CC} elles doivent être bloquées sous l'effet de la tension inverse

$$V_I = V_{CC} + |\Delta v|$$

Une telle tension peut ainsi dépasser 5V dans le cas où V_{CC} est égal à 5V.

Les constructeurs précisent que les jonctions base-émetteurs de T_I supportent difficilement des tensions supérieures à 5V.

Ainsi une transition de l'état haut vers l'état bas peut conduire à la destruction du transistor T_I en l'absence de diodes de protection dont le rôle est de bloquer toute composante négative.

I.A.3. c. FONCTIONNEMENT DU NAND DANS L'ETAT HAUT

I.A.3.c.I - GENERALITES

Supposons que toutes les entrées du NAND se trouvent simultanément dans l'état haut conformément au schéma de la figure I.4 et montrons que la sortie se trouve nécessairement dans l'état bas.

Dans ce cas toutes les jonctions émetteurs-base de T_I sont bloquées.

Un courant I'_I est alors transmis à la base de T_2 à travers la résistance R_I et la jonction collecteur-base de T_I .

Un tel courant doit être suffisant pour saturer T_2 ce qui entraîne la saturation de T_4 .

La tension de sortie égale à $V_{CE4 \text{ sat}}$ se trouve alors dans l'état bas.

La fiche technique des NAND de la série 54/74 précise que

1. Le transistor T_4 peut absorber un courant maximal de 16 mA.
2. Les jonctions base-émetteurs de T_I bloquées sont parcourues par un cou-

Pour assurer le fonctionnement correct du NAND lorsque sa sortie se trouve dans l'état bas il faudra que T_2 et T_4 soient saturés et T_3 bloqué.

Nous allons montrer que cette situation est rendue possible grâce à la présence de la diode D.

En effet lorsque les transistors T_2 et T_4 sont saturés, le collecteur de T_2 et par conséquent la base de T_3 se trouve portée à un potentiel

$$V_{F3} = V_{BE4 \text{ sat.}} + V_{CE2 \text{ sat.}}$$

voisin de 0,9V si l'on considère que $V_{BE4 \text{ sat.}}$ est égal à 0,7 et $V_{CE2 \text{ sat}}$ égal à 0,2V.

En l'absence de la diode D la tension base-émetteur V_{BE3} de T_3

$$V_{BE3} = V_{E3} - V_{CE4 \text{ sat}}$$

est voisine de 0,7V.

Une telle tension est suffisante pour assurer la saturation de T_3 .

Ainsi en l'absence de D les transistors T_3 et T_4 sont saturés simultanément.

Il circule de ce fait un courant

$$I = \frac{V_{CC} - V_{CE3 \text{ sat.}} - V_{CE4 \text{ sat.}}}{R_3}$$

de l'ordre de 35 mA dans le cas du NAND étudié ce qui est excessif.

Une étude similaire montrerait qu'en présence de la diode D la somme des tensions aux bornes de D et de la jonction base-émetteur de T_3 est égal à 0,7 V.

Une telle tension est insuffisante pour faire conduire T_3 et la diode D qui restent de ce fait simultanément bloqués.

Il est aisé de montrer que l'on aboutirait au même résultat si l'on plaçait la diode D entre le collecteur de T_2 et la base de T_3 .

Ceci permet d'augmenter le niveau de sortie du NAND dans l'état haut.

On pourra même dans ce dernier cas remplacer la diode par un transistor ce qui aura pour effet d'augmenter la vitesse du NAND ainsi que sa consommation.

Ces points seront examinés au chapitre I.B. lors de l'étude de la famille T.T.L classique.

I.A.4. FONCTION DE TRANSFERT D'UN NAND DE LA SERIE 54/74I.A.4. a - INTRODUCTION

L'étude précédente nous a montré que la sortie du NAND de la figure I.2 possède deux états bien définis.

Une étude plus détaillée nous permettra de montrer qu'en fait il en est autrement.

Nous nous proposons d'étudier l'évolution de la tension de sortie v_s en fonction de la tension d'entrée v_e ce qui nous permettra de mettre en évidence l'existence d'un certain nombre de phénomènes qui se produisent dans le fonctionnement d'un NAND de la série 54/74.

Nous allons montrer qu'il existe trois zones de fonctionnement distinctes selon la valeur de la tension d'entrée v_e

1. $v_e < 0,7 \text{ V}$
2. $0,7 \text{ V} < v_e < 1,4 \text{ V}$
3. $v_e > 1,4 \text{ V}$.

I.A.4.b - PREMIERE ZONE

D'après ce qui a été dit au paragraphe I.A.3, nous savons que lorsque la tension d'entrée est inférieure à 0,7 V la tension de base de T_I est inférieure à 1,4 V.

Dans ce cas la jonction base-émetteur de T_I est conductrice alors que la jonction base-collecteur de ce même transistor est bloquée.

Il s'ensuit que les transistors T_2 et T_4 sont bloqués alors T_3 est conducteur.

La sortie se trouve alors dans l'état haut.

I.A.4.c - DEUXIEME ZONE

Lorsque la tension d'entrée v_e atteint le seuil de 0,7 la tension de base de T_I est voisine de 1,4 V.

Dans ce cas le transistor T_2 commence à conduire.

La résistance R_4 étant élevée le courant d'émetteur I_{E2} de T_2 est insuffisant pour débloquent T_4 .

T_3 est toujours conducteur.

La conduction de T_2 entraîne la diminution du potentiel de son collecteur V_{C2} et par voie de conséquence la diminution du potentiel de la base de T_3 .

Ce dernier transistor fonctionnant en émetteur-suiveur voit sa tension d'émetteur V_{E3} suivre la diminution du potentiel de E_3 .

La tension de **sortie** diminue donc en fonction de la chute de tension dans R_2 .

On assiste à un coude dans la fonction de transfert comme le montre la figure I.5.

I.A.4. d - TROISIEME ZONE

Lorsque la tension d'entrée v_e atteint le seuil de 1,4 V, le potentiel de base V_{BI} de T_I est voisin de 2,1 V.

Dans ce cas les deux transistors T_2 et T_4 sont conducteurs de même que T_3 et T_I .

La tension de sortie passe brusquement à l'état bas.

On assiste alors à une situation anormale.

Du fait que, tous les transistors sont conducteurs, le courant total consommé par le NAND passe brutalement de quelques mA à une trentaine de mA pour retomber ensuite à une valeur voisine de 5mA comme le montre la figure I.6.

La brusque variation de courant consommé se comporte comme une impulsion parasite et peut même engendrer un fonctionnement anormal du NAND.

C'est la raison pour laquelle il est conseillé de **découpler** soigneusement les alimentations au moyen de condensateurs de quelques dizaines de nF.

Il va sans dire que les alimentations doivent être prévues pour répondre à ce brusque appel de courant.

I.A.4. e - AMELIORATION DE LA COURBE DE REPONSE D'UN NAND

Si l'on désire éliminer le coude qui apparaît dans la fonction de transfert du NAND il suffira d'éviter la conduction de T_2 tant que la tension base-émetteur V_{BE4} de T_4 est insuffisante pour faire conduire ce dernier.

C'est ce qui est fait par MOTOROLA dans les NAND de série MTL.III dont le schéma de principe est donné figure I.7.

Un tel circuit fonctionne de la façon suivante :

Tant que la tension d'entrée v_e n'a pas atteint le seuil de 1,4 V le transistor T'_4 reste bloqué entraînant le blocage de T_2 .

La tension de sortie se trouve dans toujours dans l'état haut.

Ce n'est que lorsque le seuil de 1,4 V est atteint que le transistor T'_4 conduit assurant la saturation de T_2 et T_4 .

D'où une amélioration de la courbe de réponse qui devient conforme à la figure I.8.

I.A.5 INTERET DU TOTEM-POLE DANS LE CAS DE CHARGES CAPACITIVES

Nous avons fait l'étude du NAND à partir du circuit de la figure I.2.

Il est facile de montrer que le circuit de la figure I.9 peut être utilisé comme NAND.

En effet si une des entrées du NAND se trouve dans l'état bas; la diode base-émetteur de T_I est conductrice alors que la diode base-émetteur de ce dernier est bloquée entraînant le blocage du transistor de sortie T.

Dans ce cas la sortie se trouve dans l'état haut.

De même, si toutes les entrées du NAND se trouvent dans l'état haut, les diodes base-émetteurs de T_I sont bloquées alors que la diode base-émetteur de ce dernier est conductrice ce qui conduit à saturer le transistor de sortie T.

Dans ce cas la sortie se trouve dans l'état bas.

On pourrait alors se demander pourquoi on utilise un schéma plus complexe tel que celui donné figure I.2 pour remplir la même fonction.

Nous allons montrer, qu'en fait, le NAND doté d'un Totem -pôle est nettement plus efficace que celui de la figure I.9 surtout dans le cas fréquent de charges capacitives.

Considérons à cet effet le cas où le transistor de sortie T de la figure I.9 est chargé par une capacité C.

En toute rigueur, nous savons que même en l'absence de capacité C, il faudra considérer les capacités parasites collecteur-émetteur de T.

Etudions la réponse d'un tel circuit dans le cas où la tension de sortie passe de l'état bas vers l'état haut.

Dans ce cas le transistor T étant bloqué, la capacité C se charge à travers la résistance R avec une constante de temps.

$$\tau = RC$$

Vu les valeurs de R et C, ceci peut conduire à des retards prohibitifs.

On pourrait penser qu'il suffirait de réduire la valeur de la résistance R pour diminuer τ .

En fait on montre que ceci n'est pas sans présenter certains inconvénients pour ne pas dire des inconvénients certains.

En effet diminuer R contribue à augmenter inévitablement la dissipation du transistor T lorsque celui-ci se trouve dans l'état bas.

Nous savons que dans ce cas, la résistance R sert à limiter le courant maximal circulant dans le transistor T.

Le Totem-pôle permet de réaliser des résistances de sortie d'une dizaine d'Ohm lorsque la sortie est dans l'état bas et une centaine d'Ohm lorsque la sortie se trouve dans l'état haut.

On constate ainsi que le NAND à Totem-pôle permet de résoudre de façon élégante le problème posé par les charges capacitives.

Notons pour terminer que le circuit de la figure I.2 paraît être de réalisation plus délicate que celle du circuit donné figure I.9

Ceci serait effectivement le cas si l'on devait entreprendre la réalisation d'un NAND à l'aide de composants discrets.

On montre cependant qu'en technique intégrée il est aussi facile de réaliser le circuit de la figure I.2 que celui de la figure I.9.

I.A.6. CHARGE MAXIMALE D'UN NAND DE LA SERIE 54/74

I.A.6. a - INTRODUCTION

Nous nous proposons de montrer que la sortie d'un NAND ne peut attaquer qu'un nombre fini de portes NANDS.

Considérons pour ce faire un NAND 1 attaquant un autre NAND 2, conformément au schéma de la figure 10.

I.A.6. b - CHARGE MAXIMALE DANS L'ETAT BAS

Considérons le cas où la sortie du NAND 1 porte l'une quelconque des entrées du NAND 2 au niveau bas.

D'après ce qui précède, nous savons que le NAND 2 débite un courant I'_I de 1,6 mA

Ce courant passant dans R'_I et la jonction base-émetteur de T'_I devra être absorbé par le transistor de sortie T_4 du NAND 1 comme le montre la figure 11.

Le constructeur précise que le transistor de sortie T_4 d'un NAND de la série 54/74 consomme un courant maximum de 16 mA.

Il s'ensuit donc que le nombre $N(o)$ d'entrées du NAND 2 pouvant être portées simultanément dans l'état bas par la sortie du NAND 1 est limité à

$$N(o) = \frac{I_6}{I,6} = 10$$

I.A.6. c - CHARGE MAXIMALE DANS L'ETAT HAUT

Considérons maintenant le cas où la sortie du NAND 1 porte l'une quelconque des entrées du NAND 2 dans l'état haut.

Nous savons, d'après ce qui précède, que le NAND 2 consomme un courant de l'ordre de 40 μ A par entrée comme le montre la figure 12

Une tel courant est fourni par le transistor T_3 du NAND 1.

Le constructeur précise que le transistor d'un NAND de la série 54/74 T₃ peut fournir un courant inférieur ou égal à 5,2 mA.

Il s'ensuit que le nombre N(I) d'entrées du NAND 2 pouvant être portées simultanément dans l'état haut par le NAND 1 est

$$N(I) = \frac{5,2}{0,04} = 130$$

I.A.6. d - CHARGE MAXIMALE D'UN NAND

Il apparait ainsi clairement qu'un NAND de la série 54/74 peut attaquer au plus 10 entrées simultanément.

On dit que sa sortance est de 10.

En général le nombre maximal d'entrées prévues par les constructeurs est de huit par NAND

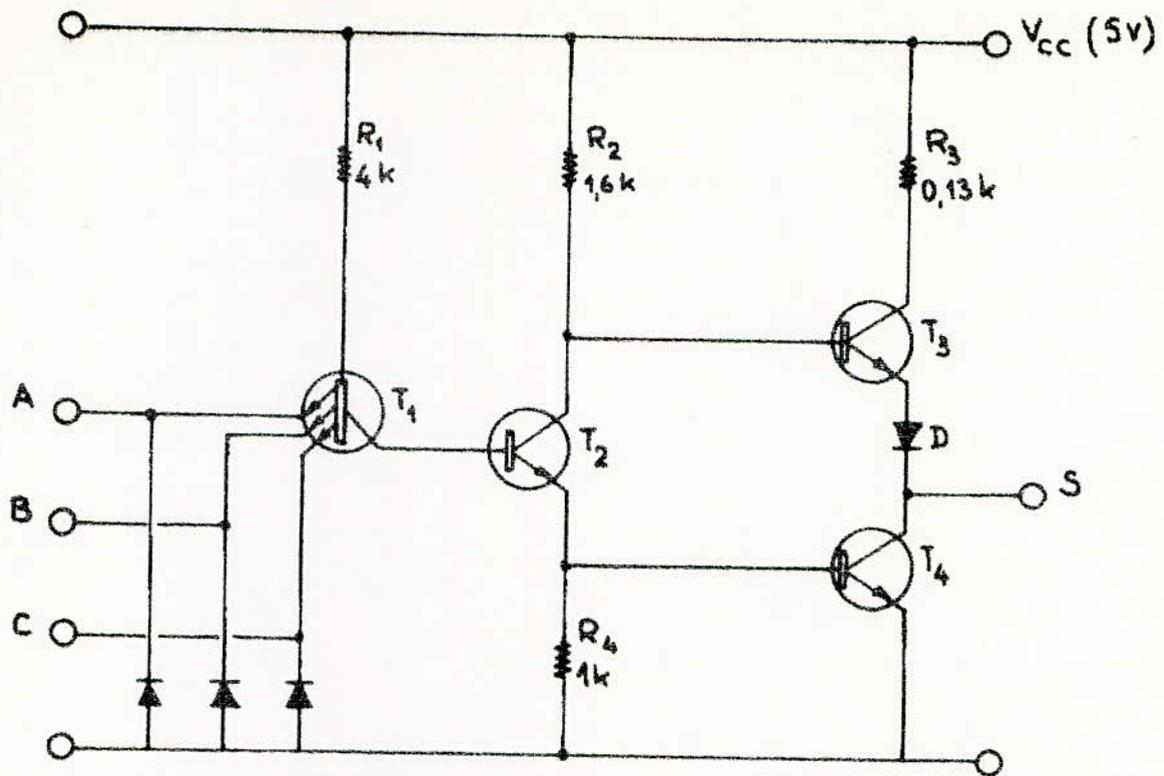


Fig.I.2. Schéma d'un NAND de la série 54/74

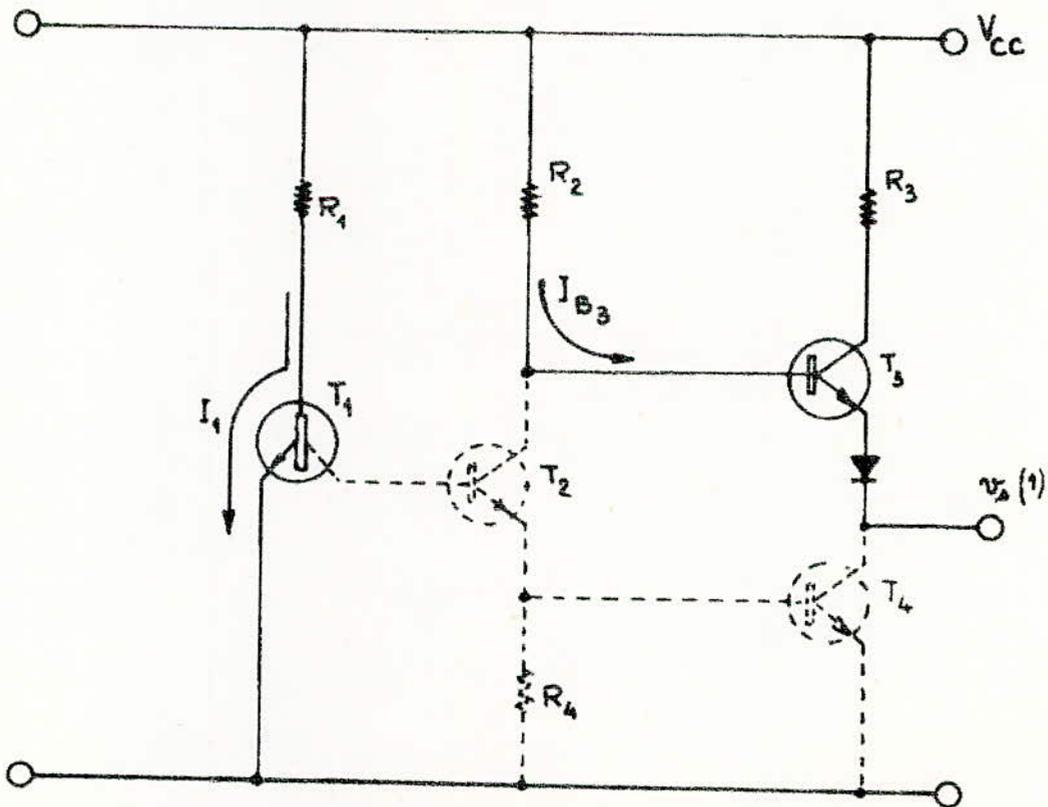


Fig.I.3. NAND dans l'état haut

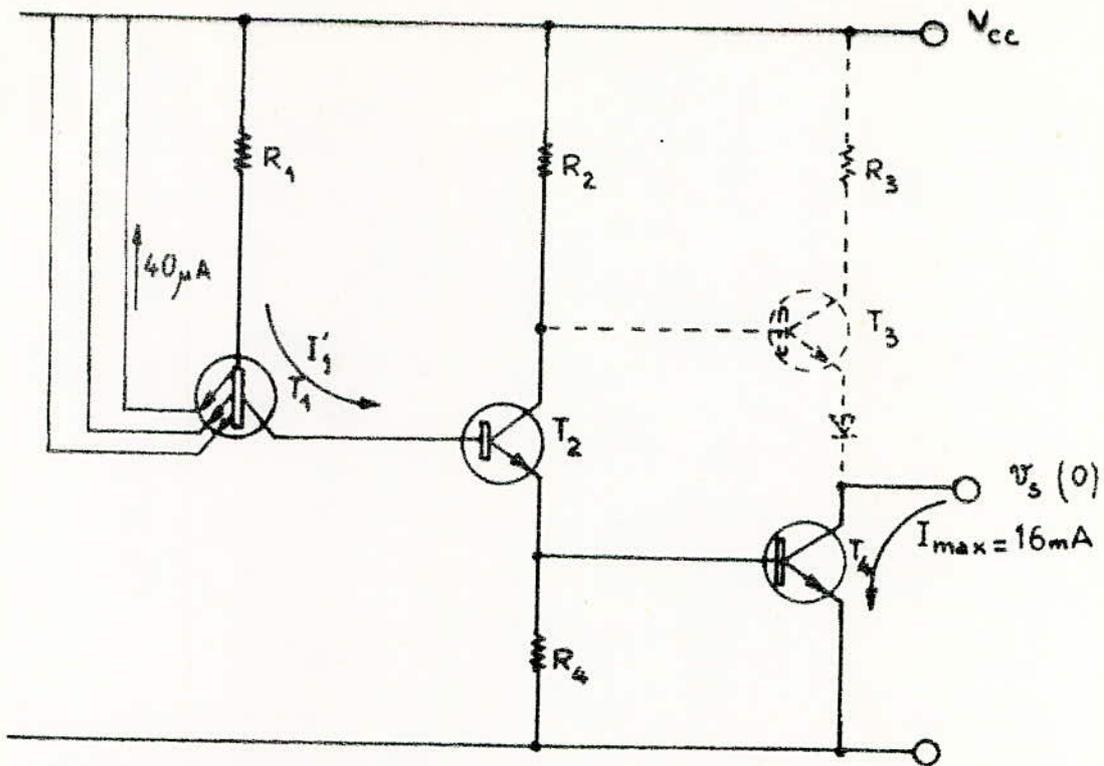


Fig. I.4. NAND dans l'état bas

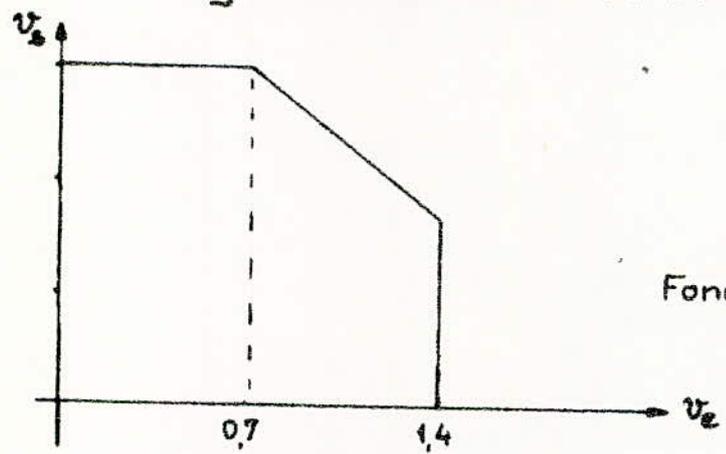


Fig. I.5
Fonction de transfert d'un
NAND 54/74

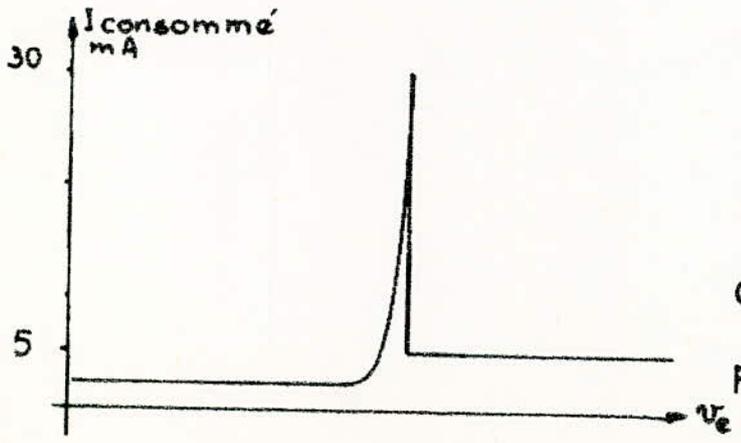


Fig. I.6
Courant total consommé
par le NAND en fonction
de v_e

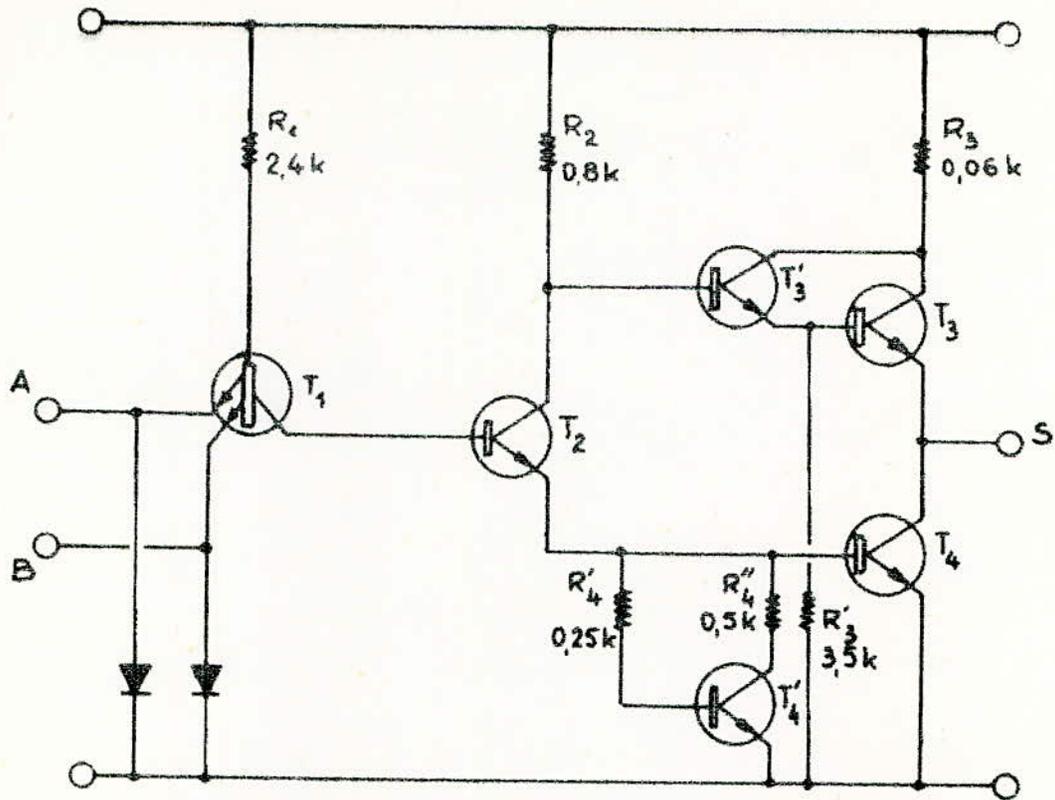


Fig. I.7. NAND MTTL III permettant d'améliorer
 la fonction de transfert du NAND 54/74

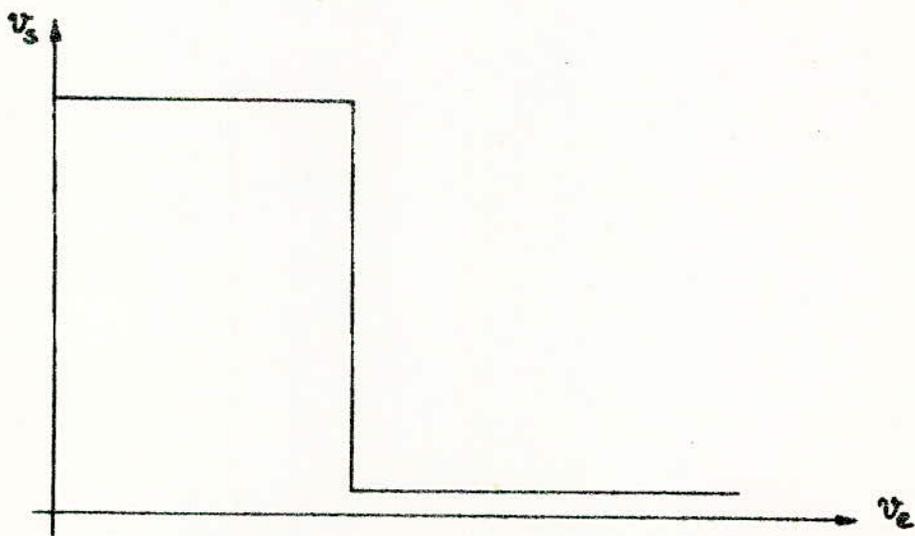


Fig. I.8. Fonction de transfert du NAND MTTL III

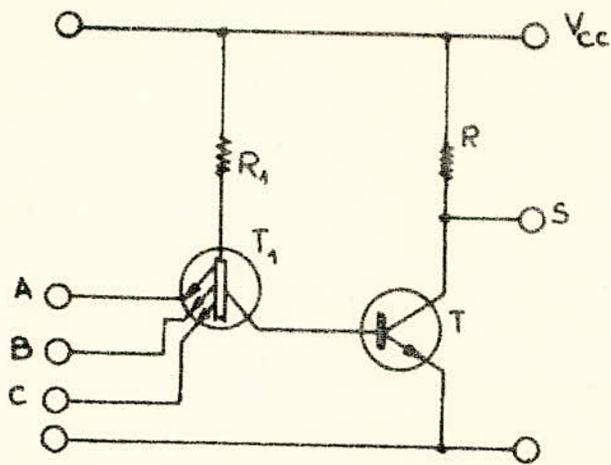


Fig.I.9. Schéma d'un NAND non pourvu de Totem-pôle

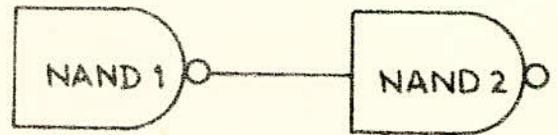


Fig.I.10. Attaque d'un NAND 2 par un NAND 1

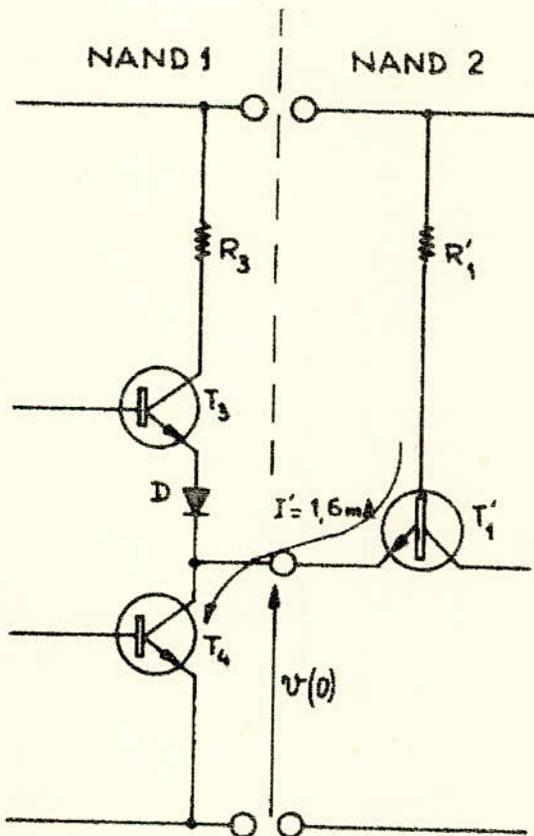


Fig.I.11. Le NAND 1 porte l'entrée du NAND 2 dans l'état bas

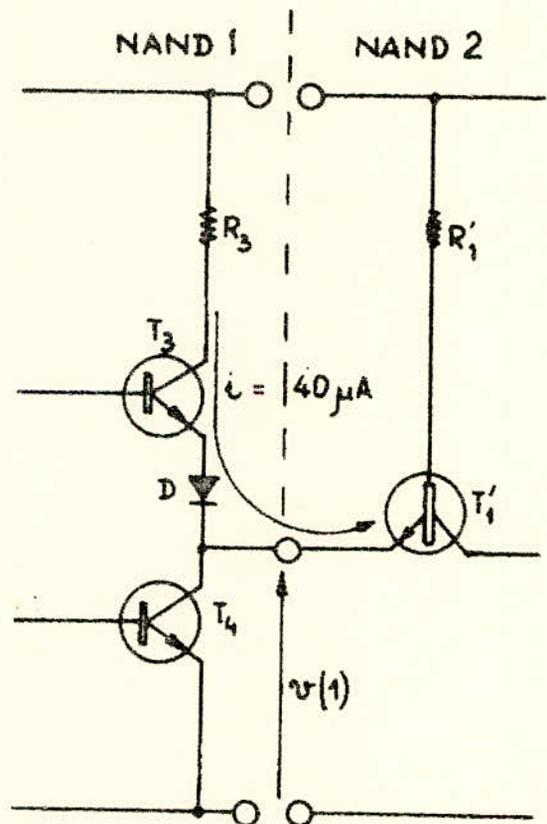


Fig.I.12. Le NAND 1 porte l'entrée du NAND 2 à l'état haut

I.B. LA FAMILLE T.T.L CLASSIQUEI.B.I. INTRODUCTION

Nous nous proposons de passer en revue les différentes portes réalisées en T.T.L classique.

Nous verrons que toutes ses portes dérivent de la T.T.L classique
Les différences entre toutes ces portes résidentes

- soit dans la position de la diode D qui est d'ailleurs souvent remplacée par un transistor.

- soit dans les valeurs des résistances

I.B.2. PORTE PHEONIX

La porte " Pheonix " dont le schéma de principe est donné figure I.B.I est l'une des premières portes réalisée par la firme Texas.

On remarquera que le Darlington constitué par T_3 et T'_3 a pris la place du transistor T_3 et de la diode D qui figuraient dans le circuit d'un Nand de la série 54/74.

La porte pheonix est caractérisée par

1. une puissance consommée de 20 mW contre 10 mW pour un NAND de la série 54/74
2. un temps de propagation de 13 ns. contre 10 ns pour un NAND de la série 54/74.

I.B.3. PORTE NAND DE LA SERIE 54L/74L DITE FAIBLE CONSOMMATION

Pour réduire la consommation d'un NAND de la série 54/74 il suffit d'augmenter les résistances contenues dans les circuits de la série 54/74.

C'est ce qui est fait dans le NAND de la série 54L/74L dit NAND faible consommation dont le schéma de principe est donné figure I.B.2.

Une telle porte est caractérisée par

1. une puissance consommée de 1 mW contre 10 mW pour un NAND de la série 54/74.
2. un temps de propagation de 33 ns contre 10 ns pour un NAND de la série 54/74.

I. B. 4. PORTE NAND DE LA SERIE 54H/74H DITE RAPIDE

La porte NAND du type 54H/74H dite rapide dont le schéma de principe est donné figure I. B. 3, ressemble à la porte phoenix.

Seules les valeurs des éléments permet de différencier ces deux types de portes.

Le NAND de la série 54H/74H est caractérisé par

- I. Une consommation de 22mW contre 10mW pour un NAND de la série 54/74.

Rappelons que la porte NAND de la série phoenix dissipe 20mW .

2. Un temps de propagation de 6ns contre 10ns pour un NAND de la série 54/74.

I. B. 5. NAND DE LA SERIE SUHL (Sylvania Universal High Level Logic)

Il existe deux types de portes " Sylvania Universal High Level Logic ".

- I. La SUHL I dont le schéma de principe est donné figure I. B. 4.

On remarquera que seule la position de la diode D permet de différencier le NAND de la série 54/74 et le NAND de la série SUHL I.

La porte SUHL I est caractérisée par

- I. une puissance consommée de 15mW contre 10mW un NAND de la série 54/74.

2. Un temps de propagation de 12ns contre 10ns pour un NAND de la série 54/74.

2. la SUHL.2 dont le schéma de principe est donné figure I. B. 5

Une telle porte constitue la version rapide de la série SUHL. I.

La diode D du NAND SUHL. I a été remplacée par le transistor T'_3 plus rapide.

La porte SUHL. II est caractérisée par

1. une puissance consommée de $22\mu W$ contre $10\mu W$ pour un NAND de la série 54/74.
2. un temps de propagation de 6ns contre 10ns pour un NAND de la série 54/74.

I.B.6. PORTE NAND DU TYPE MOTOROLA

La firme MOTOROLA a lancé sur le marché trois types de portes dénommés M.T.T.L.I; M.T.T.L.II, M.T.T.L.III.

1. La porte M.T.T.L.I dont le schéma de principe est donné figure I.B.6 est semblable à la porte de la série 54/74 aux valeurs des éléments près.
2. La porte M.T.T.L.II dont le schéma de principe est donné figure I.B.7 est semblable à la porte de la série SUHL.I.
3. La porte M.T.T.L.III dont le schéma de principe est donné figure I.B.8 a été introduite par MOTOROLA pour supprimer le coude existant dans la fonction de transfert du NAND de la série 54/74.

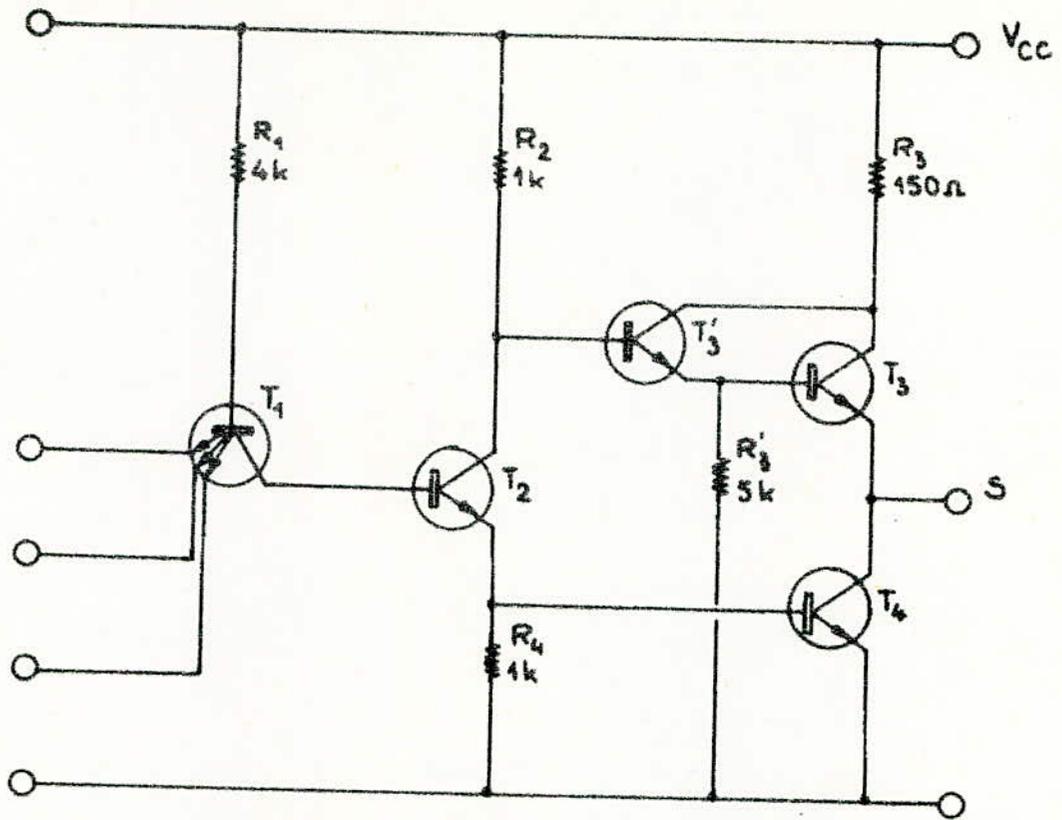


Fig. 1.B.1. Porte Phoenix de Texas

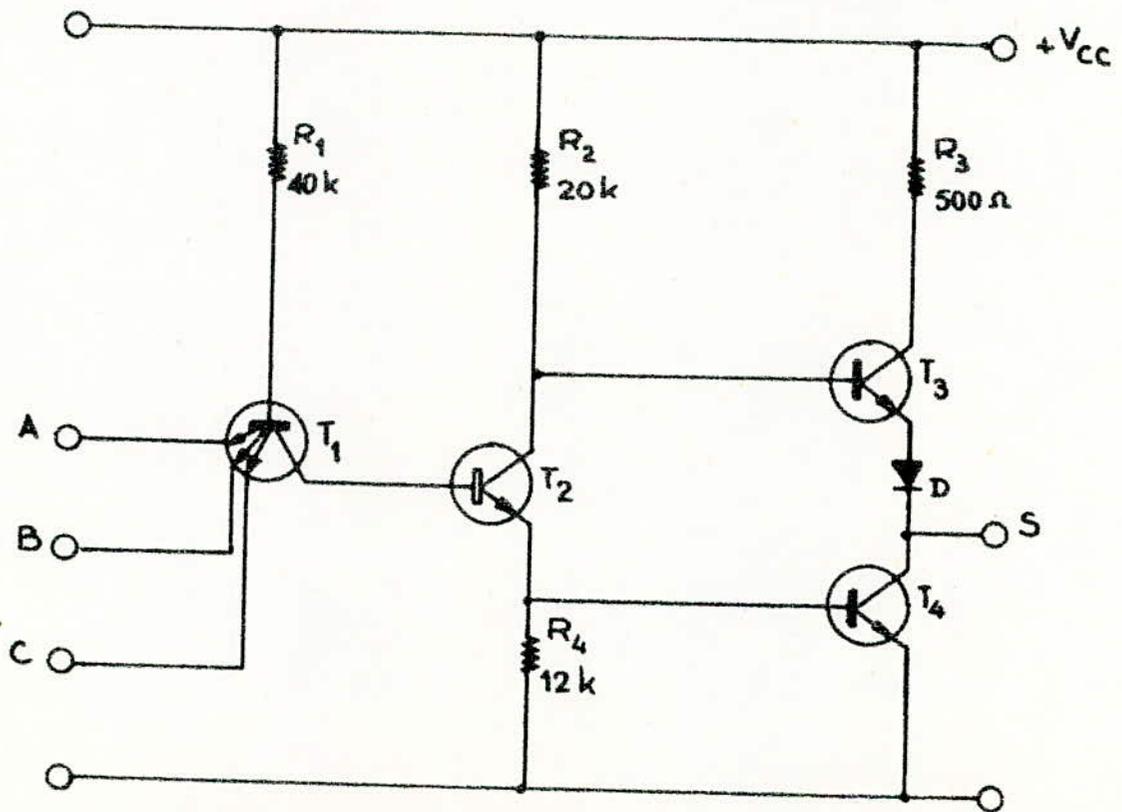


Fig. 1.B.2: Serie 54L/74L Faible Consommation

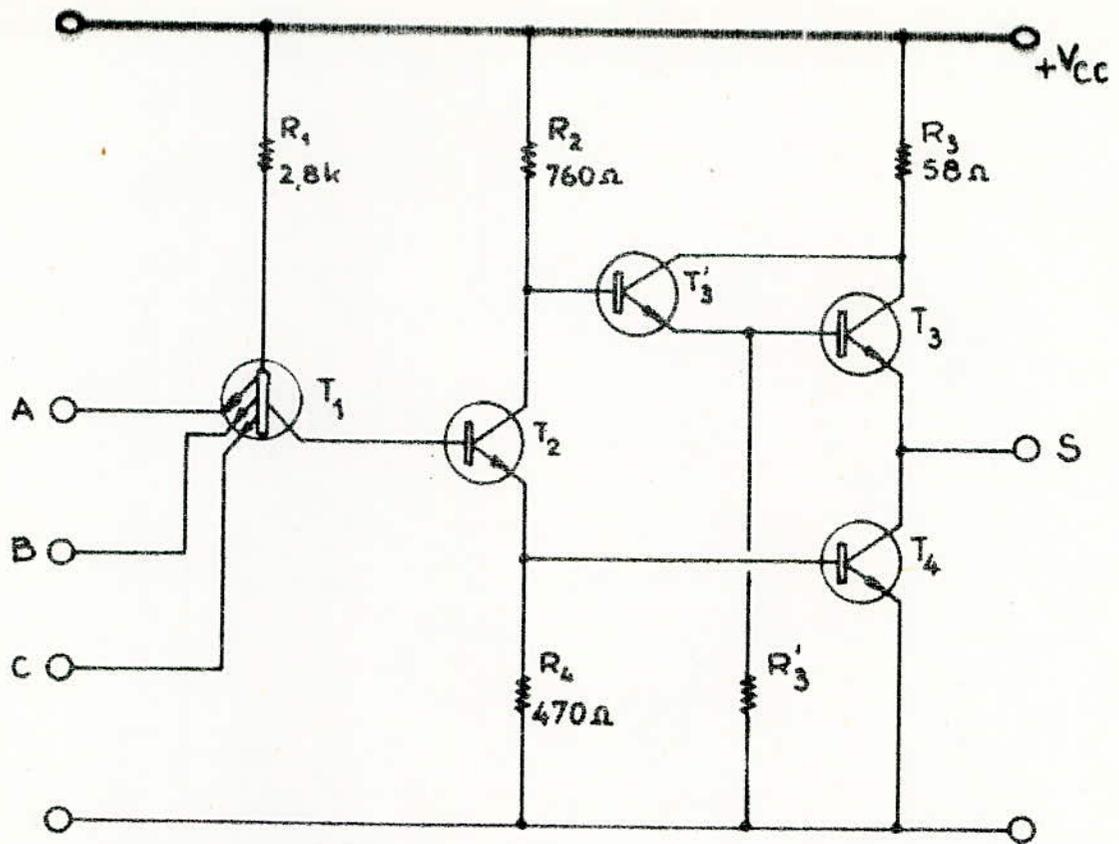


Fig. I.B.3. Série 54H / 74H

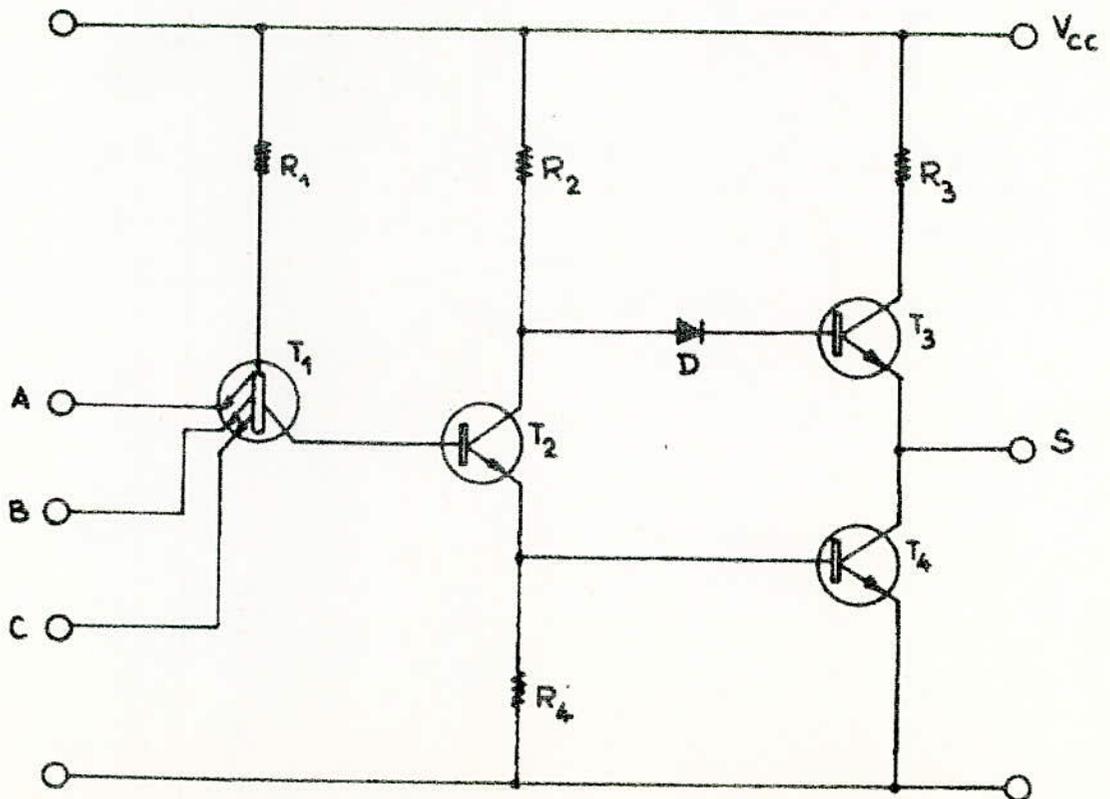


Fig. I.B.4. Série SUHLI

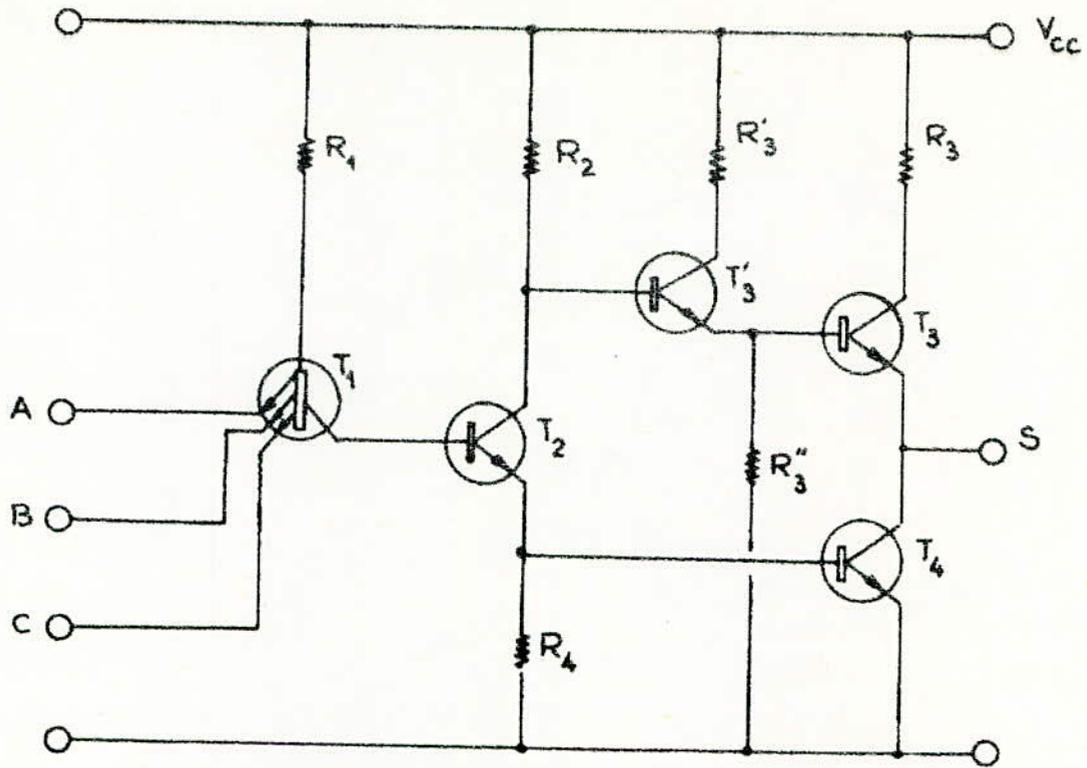


Fig.I.B.5.

S.U.H.L. II

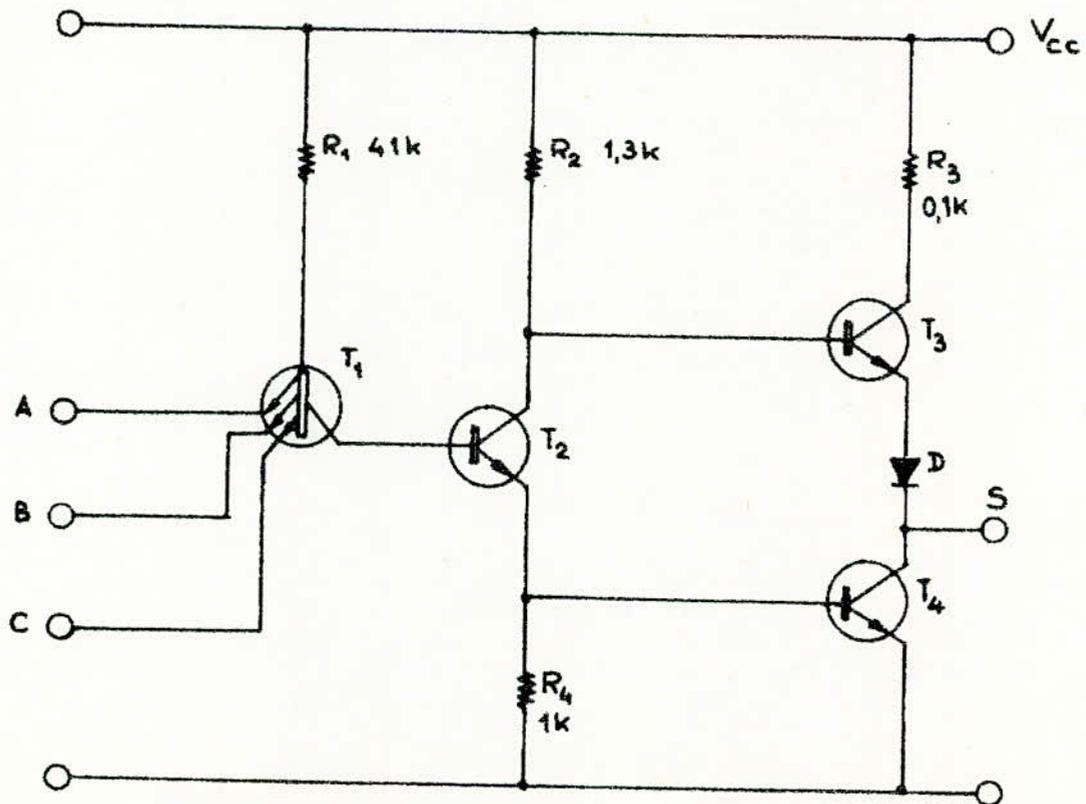


Fig.I.B.6.

M.T.T.L. I

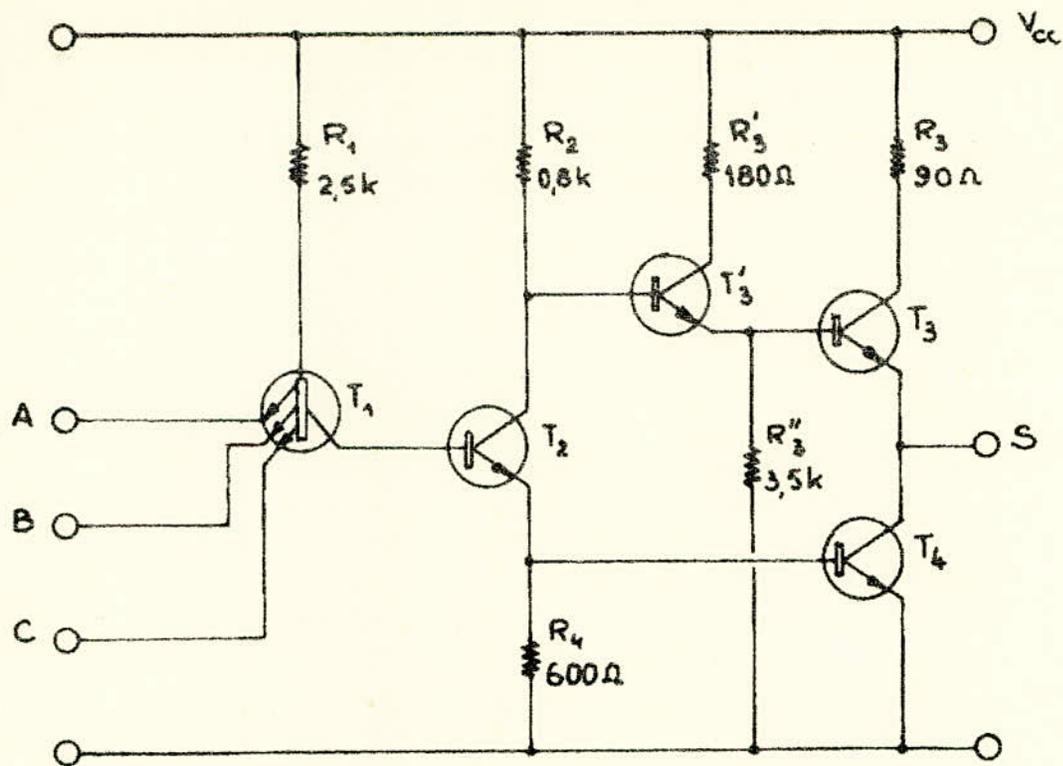


Fig. I.B.7.

M.T.T.L. II

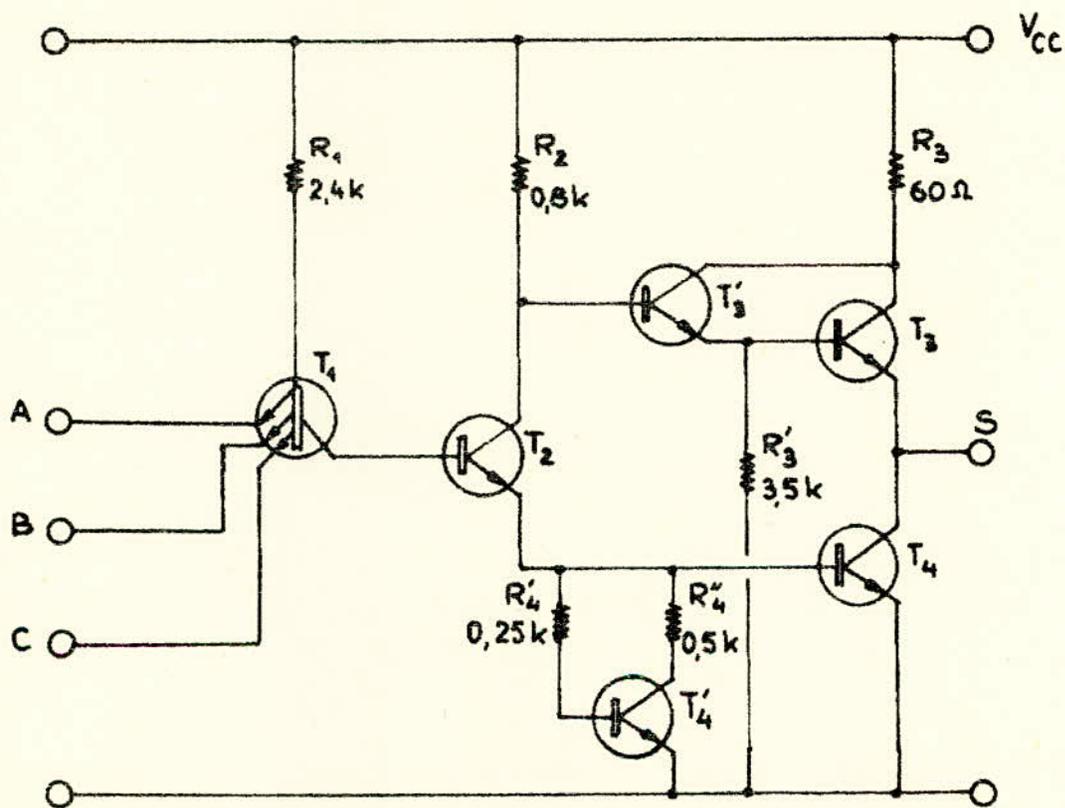


Fig. I.B.8.

M.T.T.L. III

II. T.T.L 3 ETATSII.A. INTRODUCTION

Nous avons insisté, lors du premier chapitre, sur les avantages inhérents au Totem -pôle.

Nous avons cependant signalé deux inconvénients liés à sa présence

1. le premier est dû au fait que l'un des transistors T_3 et T_4 constituant l'étage de sortie est toujours conducteur.

Nous avons même mis l'accent sur le fait que, lors d'une transition d'un état vers l'autre, les deux transistors se trouvent simultanément conducteurs ce qui se traduit par une forte pointe de consommation pouvant donner naissance à une perturbation parasite.

2. Le deuxième est le fait qu'il est impossible de relier les sorties de plusieurs NAND entre elles.

Ceci peut s'expliquer facilement.

Considérons, à cet effet, deux NAND dont les sorties reliées sont dans deux états différents.

Dans ce cas le NAND ayant sa sortie dans l'état haut pourra injecter un courant important dans la sortie du NAND ayant sa sortie dans l'état Bas.

Il en résultera la destruction du deuxième NAND.

C'est pour palier les deux inconvénients précédents que la firme "National Semiconductor" a lancé sur le marché en 1970 une logique dite logique 3 états dont nous allons étudier le fonctionnement.

II.B. PORTE T.T.L 3 ETATS

La figure II.1 donne le schéma de principe d'une porte " 3 états ".

On constatera que mis à part la présence du transistor T_5 cette porte ressemble à certaines portes constituant la famille T.T.L classique précédemment étudiées.

On remarquera

- I. une entrée A réservée à l'entrée des informations
2. une entrée B dite entrée " disable " ou entrée de déconnection dont le rôle sera précisé dans la suite.

II.C. FONCTIONNEMENT DE LA PORTE T.T.L 3 ETATS.

II.C.I. INTRODUCTION

Nous allons montrer que

- I. si l'entrée B est dans l'état haut, les deux transistors T_3 et T_4 de sortie sont bloqués simultanément de sorte que l'état de l'entrée A n'aura aucune influence sur l'état de la sortie qui se trouve de ce fait " en l'air ".
2. si l'entrée B est dans l'état bas, la porte fonctionne de la même façon qu'une porte T.T.L classique.

II.C.2. CAS OU L'ENTREE B EST DANS L'ETAT HAUT

Supposons que l'entrée B se trouve dans l'état haut.

Dans ce cas le transistor T_5 est saturé de sorte que la tension $V_{CE5 \text{ sat}}$ est pratiquement nulle.

Ceci aura deux effets.

- I. L'entrée C du transistor T_1 est dans l'état bas quel que soit l'état de l'entrée A.

Le courant de base de T_2 est par conséquent nul ce qui assure le blocage de T_2 et T_4 .

2. La diode D conduit à la saturation du fait que sa cathode est portée à un potentiel $V_{CE5 \text{ sat}}$ voisin de 0,2V et que son anode est portée à un potentiel positif puisque cette dernière est reliée à v_{CC} par R_2 .

Elle contribue donc à faire chuter le potentiel de base de T_3 à une valeur voisine de 0,9 V.

Une telle tension est insuffisante pour faire conduire T_3 et T_3

et ce d'autant plus que le potentiel de l'émetteur de T_3 est à un potentiel élevé du fait que T_4 est bloqué.

On constate donc que dans le cas considéré la sortie S du NAND se trouve complètement " en l'air " et qu'aucune information A ne peut être transmise en sortie.

II.C.3. CAS OU L'ENTREE B EST DANS L'ETAT BAS

Il est facile de montrer que si l'entrée B est dans l'état haut le transistor T_5 et la diode D sont bloqués.

Dans ce cas la porte fonctionne comme les portes T.T.L classiques précédemment étudiées.

II.D. INTERET DE LA LOGIQUE T.T.L 3 ETATS

Supposons que l'on relie les sorties de n NAND.

La sortie commune est appelée " BUS ".

Envoyons un signal permettant de mettre les entrées " disable " de (n-1) portes dans l'état haut.

Dans ce cas tout se passe comme si seule la n^{ème} porte restante dont l'entrée " disable " est dans l'état bas peut transmettre des informations sur le " BUS ".

La commande envoyée à l'entrée A de cette porte est dite " commande de validation " dite aussi " Chip enable " c'est-à-dire validation de circuit. On utilise aussi le terme " chip select " ou selection de boîtier.

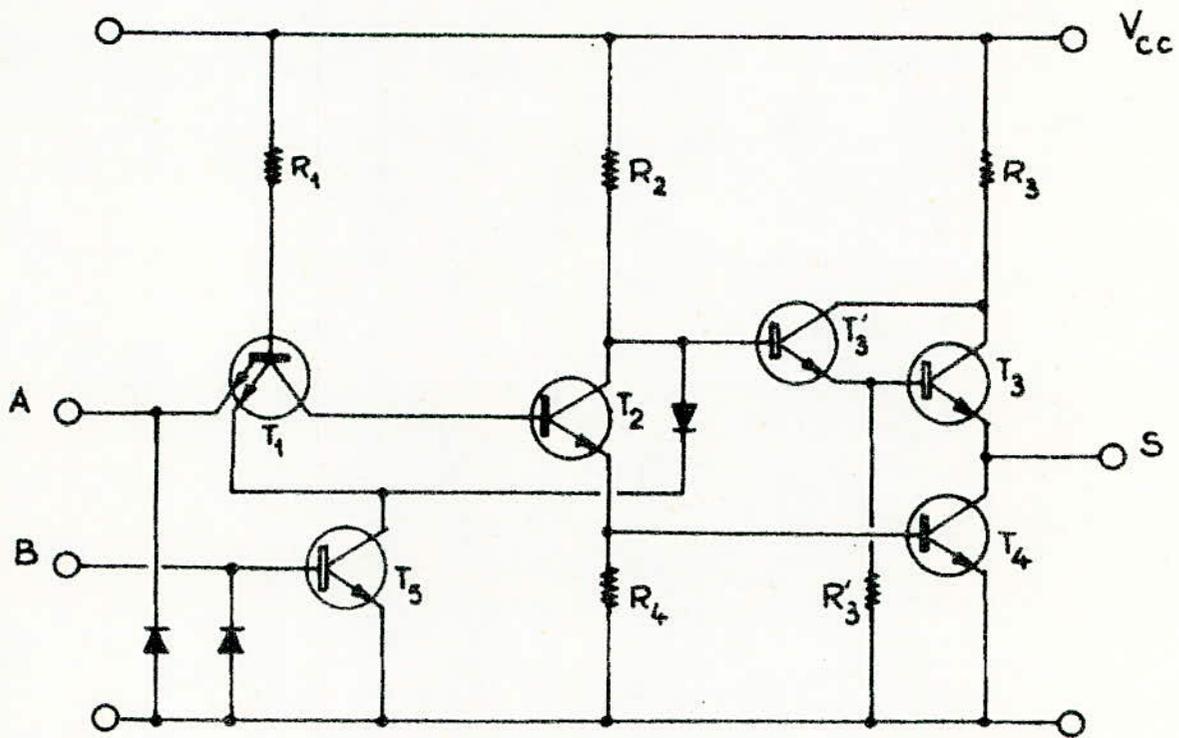


Fig. II.1. Porte T.T.L. 3 Etats

III.A. INTRODUCTION

La famille T.T.L classique étudiée au chapitre I est dite T.T.L " saturée " du fait que certains transistors fonctionnent à saturation .

Nous avons signalé plus haut que la base d'un transistor saturé emmagasine des porteurs minoritaires injectés par le collecteur qui joue alors le rôle d'émetteur .

Si l'on désire bloquer un tel transistor il faudra donc évacuer les minoritaires ce qui nécessite un certain temps fonction entre autre de la durée de vie des minoritaires .

Ce retard augmente nécessairement le temps de propagation .

C'est pourquoi on dit que la T.T.L classique est une logique " lente " .

Pour réduire le temps de propagation on a d'abord songé à doper le silicium à l'or .

L'expérience montre cependant que cette réduction se fait au détriment du gain en courant ce qui réduit la vitesse de passage de l'état bloqué à l'état conducteur .

Il restait donc un seul moyen pour sortir de ce dilemme : éviter la saturation des transistors .

C'est ce qui est fait dans .

- I. La logique E.C.L
2. La logique SCHOTTKY .

Nous nous proposons d'étudier la deuxième catégorie de logique qui permet de réduire le temps de propagation à 3ns contre 10ns pour la T.T.L 54/74 .

II.B. DIODE SCHOTTKY

La diode SCHOTTKY est constituée d'une jonction métal semi-conducteur . Ce dernier étant faiblement dopé .

La chute de tension directe passe à 300 mV pour une diode SCHOTTKY contre 700 mV pour une diode P.N normale.

III.C. MONTAGE DE BAKER

BAKER a imaginé en 1956 un montage assez astucieux permettant d'éviter la saturation d'un transistor au silicium.

Son montage dont la figure (III.1) donne le schéma de principe consiste à monter une diode au germanium entre la base et le collecteur d'un transistor au silicium.

Le fonctionnement d'un tel dispositif peut s'expliquer comme suit :

Lorsque on envoie un signal positif sur la base du transistor, le potentiel de son collecteur chute à une valeur de l'ordre de quelques dixième de V.

Dans ce cas la diode au germanium devient conductrice et tend à maintenir la tension base-émetteur de T à une valeur légèrement plus élevée que 300 mV .

Cette tension est insuffisante pour saturer T.

III.D. TRANSISTOR SCHOTTKY

Intégrer une diode au germanium sur le silicium n'est pas chose facile alors qu'une telle intégration est très réalisable avec une diode SCHOTTKY.

On obtient ainsi un composant appelé transistor SCHOTTKY dont le schéma de principe est donné figure (III.2).

III.E. PORTE SCHOTTKY

La figure (III.3) donne le schéma de principe d'une porte T.T.L SCHOTTKY.

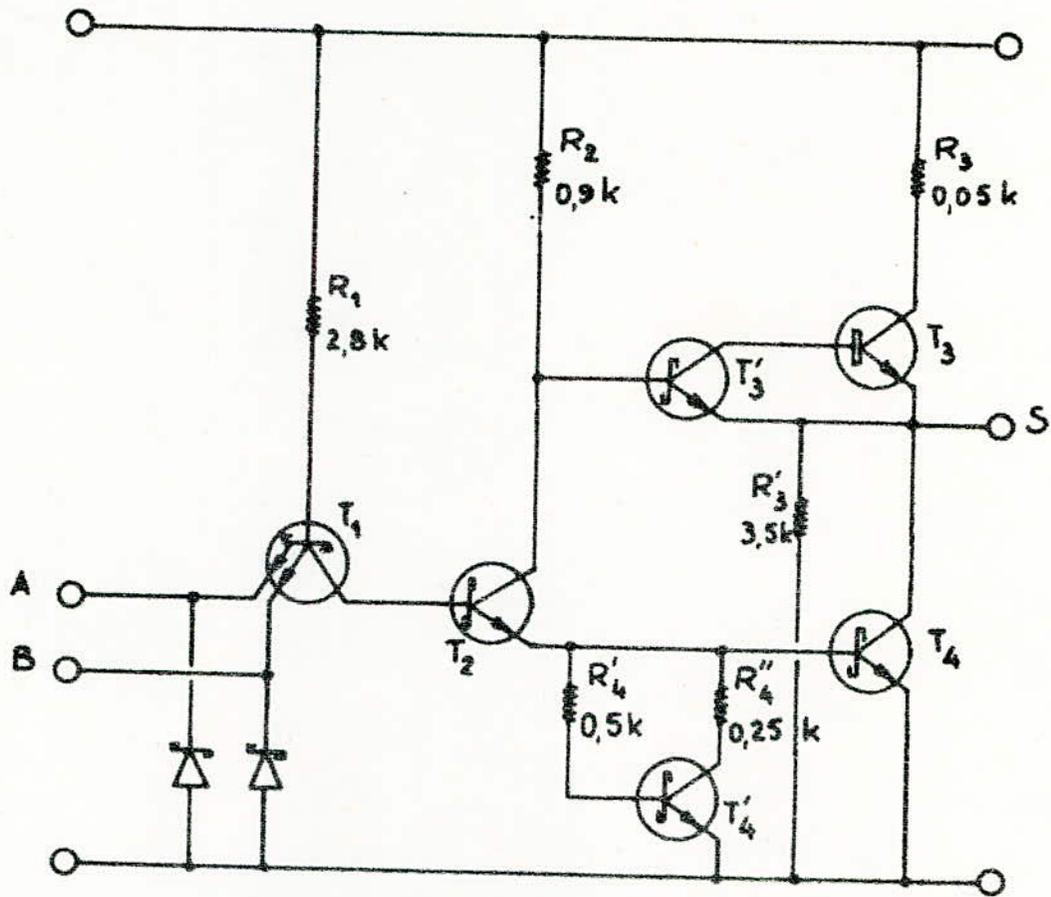


Fig. III.3. Porte NAND Schottky

Diode au Germanium

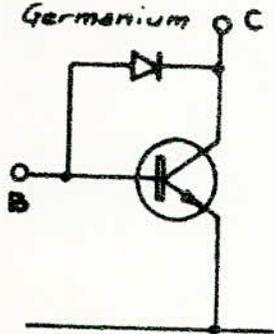


Fig. III.1

Montage de BAKER

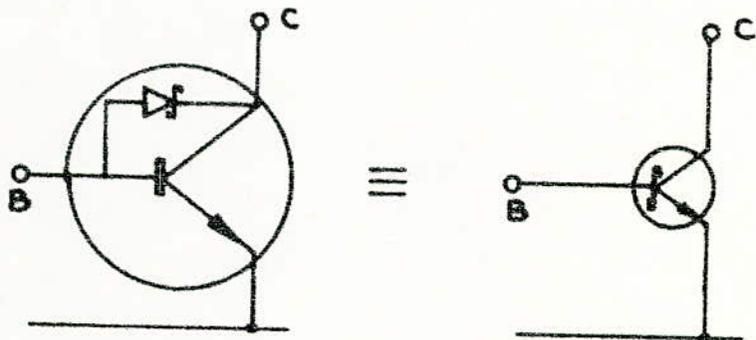


Fig. III.2

Transistor Schottky

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons simuler toutes les équations qui ont été démontrées dans la partie neutronique.

I.1- EQUATIONS CINÉTIQUES

Pour un seul groupe de neutrons retardés les équations cinétiques sont :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\tau} n + \lambda c \quad (I.1)$$

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\beta}{\tau} n - \lambda c \quad (I.2)$$

avec :

n : densité neutronique

ρ : réactivité totale

β : fraction totale de neutrons retardés

c : concentration du précurseur (densité des émetteurs de neutrons retardés)

τ : durée de vie moyenne des neutrons.

λ : constante de décroissance radioactive du précurseur.

Tous ces coefficients et ces variables ont été définis dans la partie neutronique.

Les valeurs des constantes λ et β sont données par :

$$\beta = \Sigma \beta_i = 638 \text{ pcm}$$

$$\lambda = 7,6 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Nous prendrons la valeur de τ égale à :

$$\tau = 10^{-3} \text{ s}$$

I.2

Les équations (I.1) et (I.2) s'écrivent alors sous la forme :

$$\frac{dn}{dt} = 10^3 \rho n - \frac{638 \cdot 10^{-5}}{10^{-3}} n + 7,6 \cdot 10^{-2} c \quad (I.3)$$

$$\frac{dc}{dt} = \frac{638 \cdot 10^{-5}}{10^{-3}} n - 7,6 \cdot 10^{-2} c \quad (I.4)$$

Un calcul simple nous donne les équations suivantes :

$$\frac{dn}{dt} = 10^3 \rho n - 6,38n + 0,076c \quad (I.5)$$

$$\frac{dc}{dt} = 6,38n - 0,076c \quad (I.6)$$

I. EQUATIONS MACHINE

Pour que les équations (I.5) et (I.6) donnant la variation de la densité neutronique et la concentration du précurseur en fonction du temps soient similaires, il faudra transformer ces équations physiques en équations machine en faisant des changements d'échelle convenables.

Pour un flux neutronique variant de $10^{13}n/cm^2s$ à $10^{15}n/cm^2s$, nous pourrions déduire la plage de variation de n en prenant une vitesse de 2200 m/s. Cette plage sera :

$$4,5 \cdot 10^7 n/cm^3 < n < 4,5 \cdot 10^9 n/cm^3$$

On choisira la puissance nominale de fonctionnement n_0 égale à :

$$n_0 = 4 \cdot 10^8 n/cm^3$$

On adoptera le changement d'échelle suivant :

$$4 \cdot 10^8 n/cm^3 \text{ pour } 1 \text{ volt.}$$

il s'ensuit que :

$$n = 4 \cdot 10^8 n \text{ machine}$$

La variable n est la puissance réelle en neutrons/cm³.

La variable n_m est la puissance simulée en volt correspondant à un tour du potentiomètre.

La puissance maximum n_{max} correspond donc à une tension de 10 volts.

2 - VALEURS INITIALES

On suppose qu'à l'instant initial, nous avons :

$$\frac{dn}{dt} = 0 \quad n = n_0 \quad (I.7)$$

$$\frac{dc}{dt} = 0 \quad c = c_0 \quad (I.8)$$

La valeur de n_0 est égale à :

$$n_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^3$$

2I. Détermination de c_0

En tenant compte de (I.7) et (I.8), la relation (I.6) donne :

$$c_0 = \frac{6,38}{0,076} n_0 \approx 84 n_0 \quad (I.9)$$

$$c_0 = 3,36 \cdot 10^{10} \text{ noyaux/cm}^3 \text{s}$$

Le changement d'échelle pour la concentration sera donc :

$$c = 3,36 \cdot 10^{10} c_{\text{machine}}$$

Nous adopterons également le changement d'échelle suivant pour la réactivité totale ρ

$$\rho = 10^{-2} \rho_{\text{machine}}$$

Les équations machine seront :

$$\frac{dn_m}{dt} = 10^{-2} \rho_{\text{machine}} n_m - 6,38 n_m + 6,38 c_m \quad (I.10)$$

$$\frac{dc_m}{dt_m} = 0,076n_m - 0,076c_m. \quad (I.II)$$

3 - SCHEMA ANALOGIQUE

Le schéma analogique simulant l'évolution en fonction du temps de la densité neutronique et de la concentration du précurseur est donné à la figure (I.I).

La densité neutronique n est obtenue par intégration de $-\frac{dn}{dt}$ qui est la somme algébrique de n , c et ρ_n affectés de leurs coefficients respectifs.

Le produit ρ_n est obtenu à l'aide d'un multiplicateur.

De la même façon la concentration du précurseur est obtenue par intégration de $-\frac{dc}{dt}$ qui est la somme algébrique de c et n affectés de leurs coefficients respectifs.

La figure (I.2) donne le schéma de principe où toutes les valeurs des éléments utilisés sont indiquées.

Lorsque les interrupteurs sont en position "AM", nous serons en mode "CALCUL".

Pour avoir la valeur initiale de n_0 ou de c_0 , il suffira de se mettre en position "AB".

Dans ce cas, un comparateur a été prévu pour annuler l'écart entre la variable et la valeur de référence de telle manière à avoir les valeurs initiales désirées.

Ces dernières sont rapidement appliquées à l'amplificateur avec une constante de temps $RC = 0,1$ s.

Les interrupteurs sont des relais commandés par le circuit logique.

Le gain d'un amplificateur opérationnel étant proportionnel à sa résistance de contre réaction, nous avons mis en série avec cette dernière pour les sommateurs des résistances ajustables de valeurs 2,2K et 25k afin d'obtenir les coefficients voulus.

Nous avons prévu aussi des comparateurs pour n et c afin de détecter la saturation.

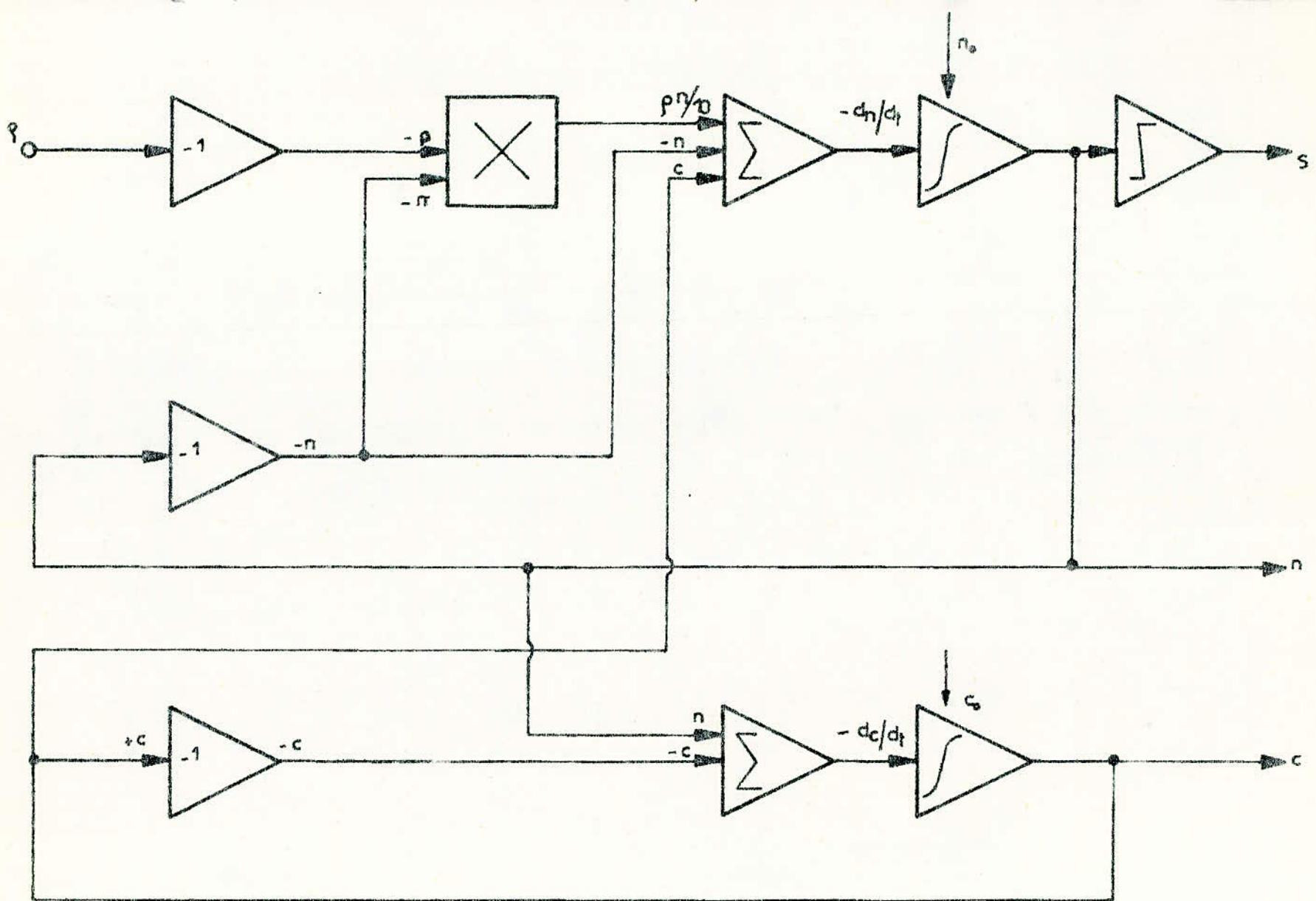


Figure I1. SIMULATION ANALOGIQUE DES EQUATIONS

$$dn/dt = 10pn - 7,8n + 76c$$

$$dc/dt = 0,076n - 0,076c$$

Fig (12) SIMULATION ANALOGIQUE des EQUATIONS CINETIQUES

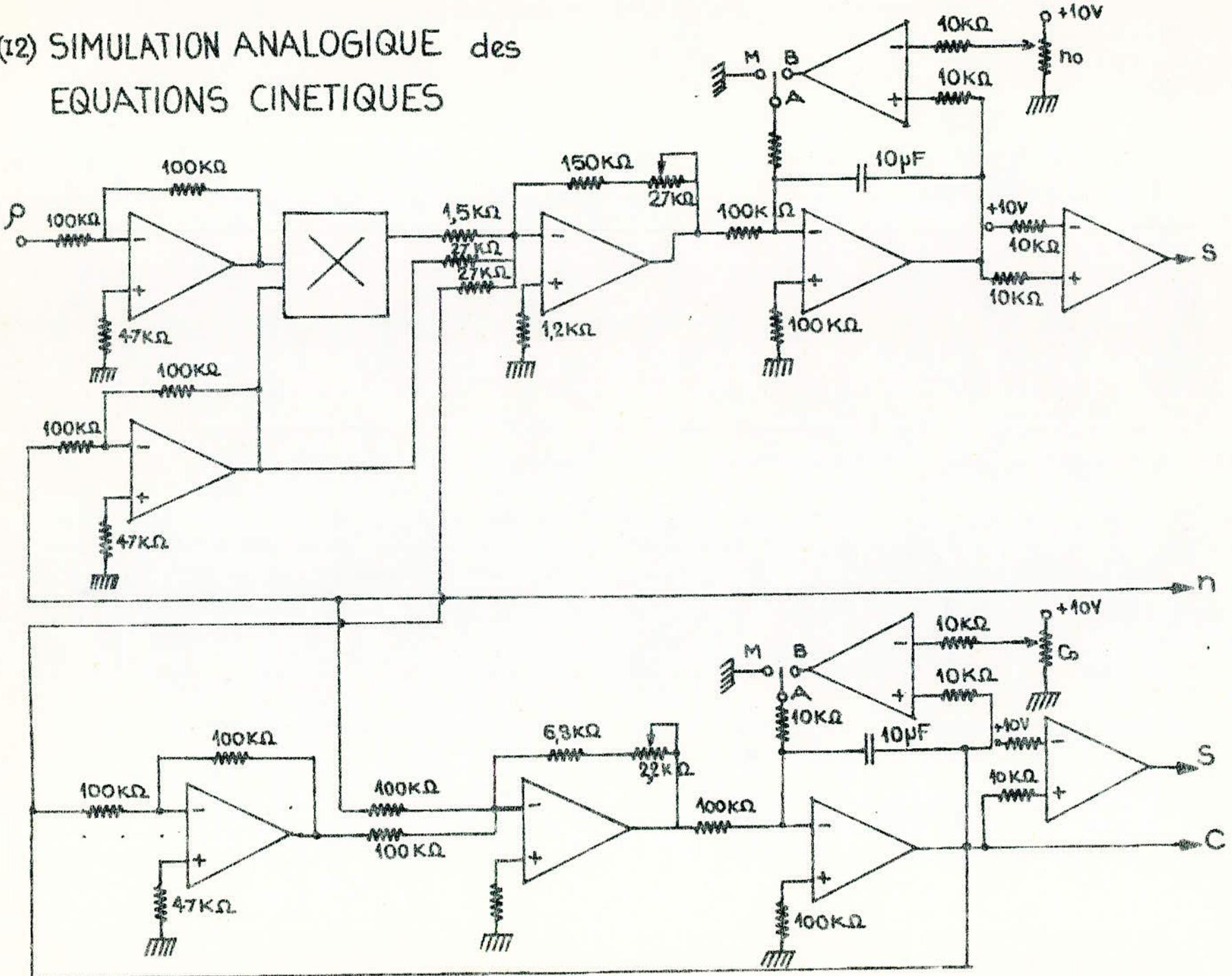
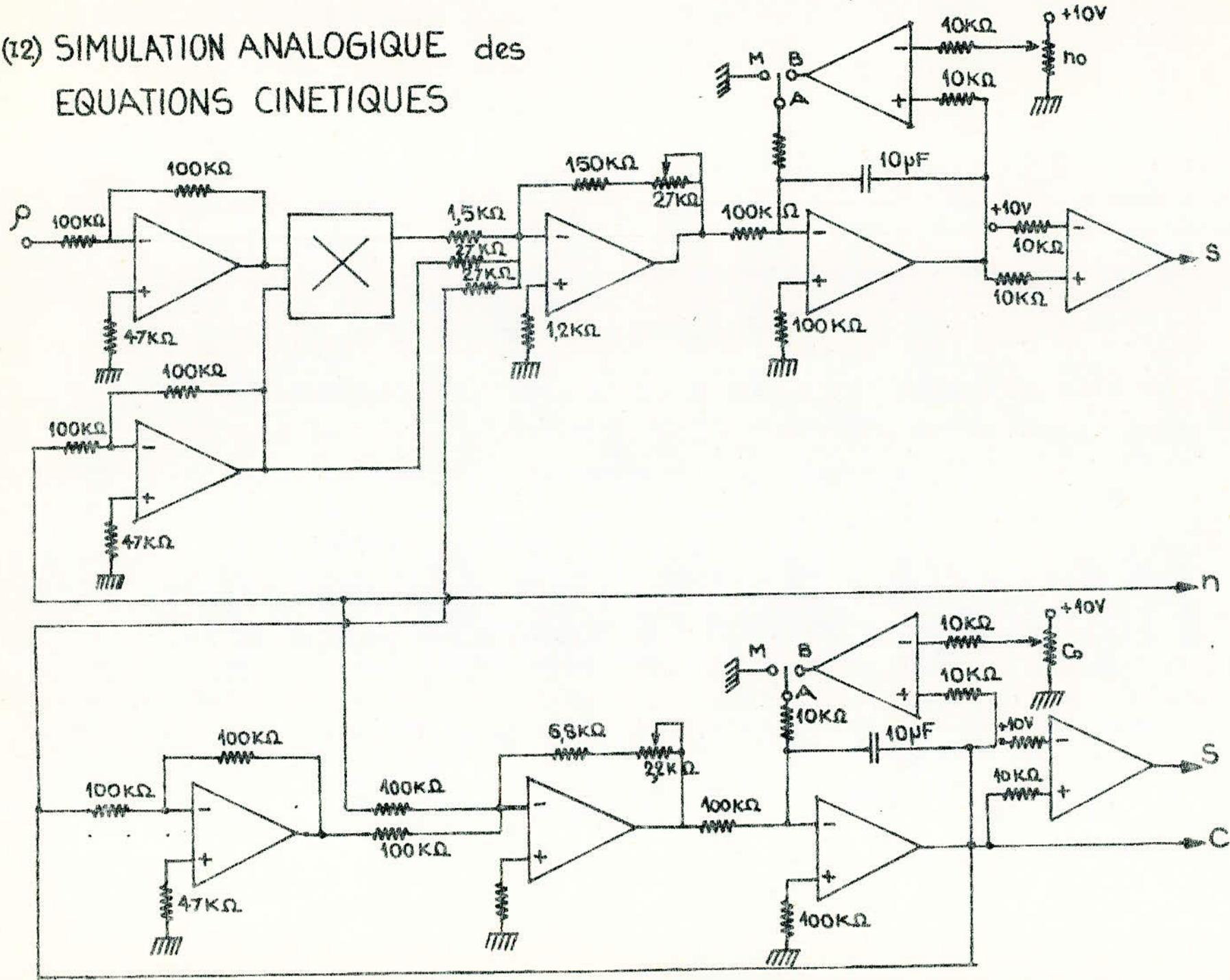


Fig (12) SIMULATION ANALOGIQUE des EQUATIONS CINETIQUES



I.2.

SIMULATION ANALOGIQUE DES BARRES DE CONTROLE

Les barres de compensation qui tiennent compte de l'évolution de réactivité à long terme étant difficiles à simuler, on tiendra compte que des barres de pilotage et de sécurité.

I.2.a/ BARRES DE PILOTAGE

Le mouvement des barres de pilotage et la réactivité totale sont regis par les équations suivantes :

$$\frac{d^2 \rho_{b3}}{dt^2} + \frac{1}{T} \frac{d\rho_{b3}}{dt} - \frac{A\varepsilon}{T} = 0 \quad (I.I3)$$

$$\rho = \rho_b + \rho_p + \rho_t + \rho_s + \rho_e \quad (I.I4)$$

Les variables et les constantes physiques contenus dans équations précédentes sont définies comme suit :

T : constante de temps du circuit régulateur

A : gain de la boucle

$\varepsilon = n - n_0$, écart de puissance

ρ_b : réactivité due aux barres de contrôle

ρ_p : " due aux poisons

ρ_t : " due à la température

ρ_s : " due aux barres de sécurité

ρ_e : " de perturbation

Les valeurs des constantes A et T sont données par :

$$A = 100 \text{ pcm/s}$$

$$T = 0,1 \text{ s}$$

1. EQUATIONS MACHINE

Pour avoir des équations facilement simulables, on transforme les équations réelles en équations " machine " en effectuant les changements de variables suivant s :

I.6

$$A \text{ machine} = 10^{-2} A \quad (\text{I.15})$$

$$\epsilon \text{ machine} = 10^{+2} \epsilon \quad (\text{I.16})$$

$$\rho \text{ machine} = 10^{+2} \rho \quad (\text{I.17})$$

En tenant compte de (I.15), (I.16), (I.17) et des valeurs des constantes A et T, les équations (I.13) et (I.14) s'écrivent sous la forme :

$$0,01 \frac{d\rho_b}{dt} + 0,1 \frac{d\rho_b}{dt} - 0,1\epsilon = 0 \quad (\text{I.18})$$

$$\rho = \rho_b + \rho_p + \rho_t + \rho_s + \rho_e \quad (\text{I.19})$$

En multipliant (I.18) par 10^{+2} , on aura les équations " machine " suivantes :

$$\frac{d^2 \rho_b}{dt^2} + 10 \frac{d\rho_b}{dt} = 10\epsilon \quad (\text{I.18 bis})$$

$$\rho = \rho_b + \rho_p + \rho_t + \rho_s + \rho_e \quad (\text{I.19 bis})$$

2. AFFICHAGE DES VALEURS INITIALES

On suppose qu'à l'instant $t = 0$

$$\rho_b = \frac{d\rho_b}{dt} = 0 \quad (\text{I.20})$$

La réactivité due aux barres ainsi que leur vitesse sont nulles.

Ceci nous permet d'écrire d'après (I.18 bis)

$$n = n_0$$

n_0 étant la puissance nominale de fonctionnement.

3 - SCHEMA ANALOGIQUE

Le schéma analogique simulant l'évolution en fonction du temps de la réactivité due aux barres de contrôle et de la réactivité totale est donné à la figure (I.1)

I.7

C'est une équation différentielle du second ordre.

La réactivité ρ_b est obtenue par une double intégrale de $\frac{d^2 \rho_b}{dt^2}$ qui est la somme algébrique de c et $\frac{d\rho_b}{dt}$ affectées du même coefficient.

La réactivité totale ρ est obtenue à l'aide d'un sommateur et d'un inverseur.

La figure (I.2) donne le schéma avec les valeurs de tous les éléments utilisés.

De la même façon que pour les équations cinétiques, nous avons prévu un comparateur permettant de détecter la saturation de ρ_b , ainsi que des résistances ajustables de valeurs $2,2k\Omega$ en contre réaction sur les sommateurs pour régler les coefficients de c et de $\frac{d\rho_b}{dt}$ à une valeur égale à 10.

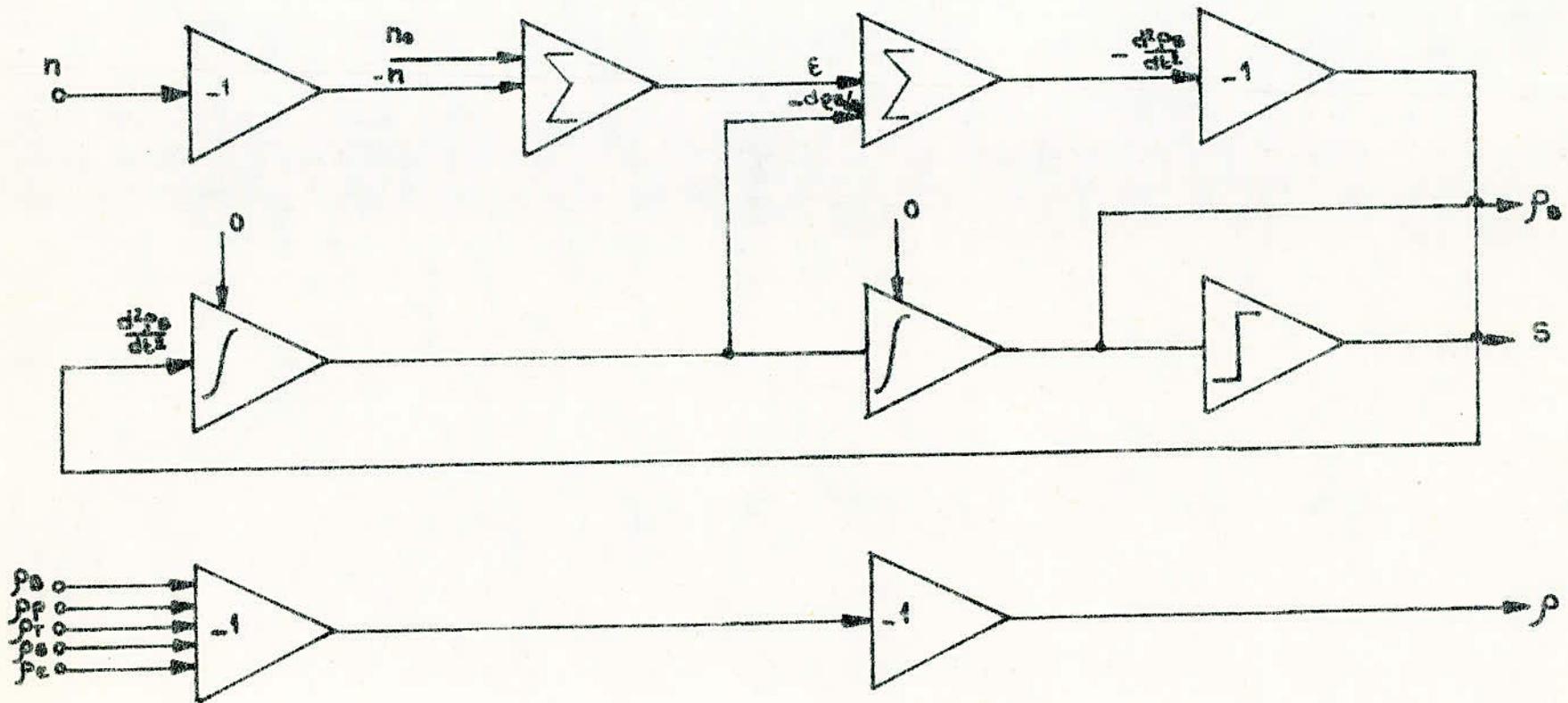


Figure 13
 SIMULATION ANALOGIQUE des EQUATIONS

$$\frac{d^2 p_0}{dt^2} + 10 \frac{dp_0}{dt} = 10 \epsilon$$

$$p = p_0 + p_1 + p_2 + p_3 + p_4$$

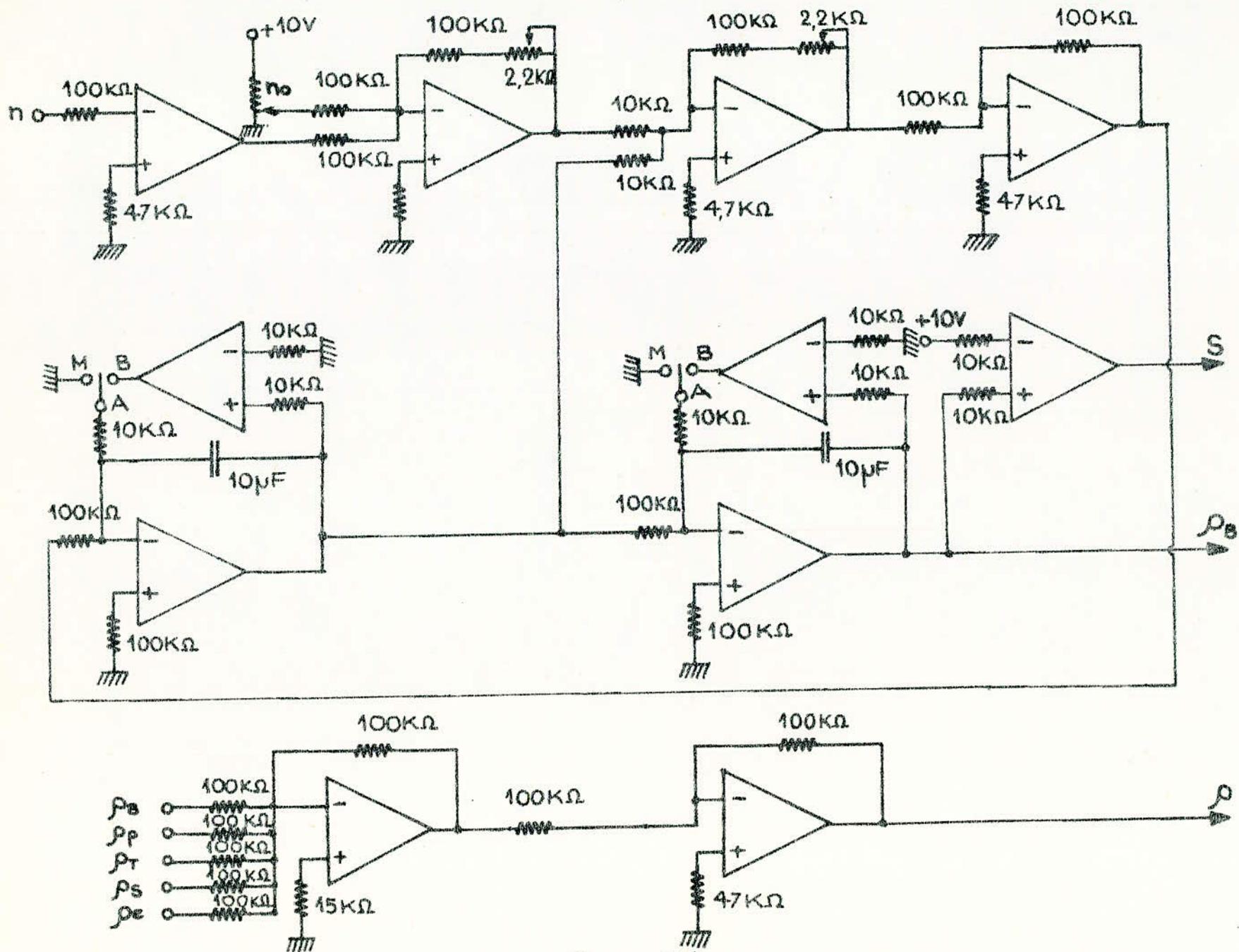


Figure (I4)
SIMULATION ANALOGIQUE des BARRES de PILOTAGE

I.2. b. SIMULATION DES BARRES DE SECURITE ...

Les barres de sécurité n'interviennent que lorsque la puissance n_{\max} est dépassée. Celle-ci sera fixée à l'aide d'un milliampèremètre.

Si $n < n_{\max}$: seules les barres de pilotage travaillent

Si $n > n_{\max}$: les barres de sécurité agissent rapidement.

La valeur moyenne de la densité neutronique est égale à :

$n_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^3$ pour 1 volt qui sera fixée par un potentiomètre 10 tours, sachant que la plage de variation du flux neutronique s'étale de $10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$. jusqu'à $10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$.

Le bloc fonctionnel est celui de la figure (I.5)

Le schéma électronique est représenté figure (I.6)

La valeur de ρ_S sera fixée à :

$$\rho_S = - 10 \ 000 \text{ pcm.}$$

Lorsque n dépasse n_{\max} ; la tension de sortie de l'ampli " opérationnel" sera de $- 12^V$; la diode devient passante; ce qui permet aux barres de sécurité de fonctionner.

La diode utilisée est la " OA 202 ".

* elle supporte une tension de 150 V en inverse

* elle laisse passer un courant de 30 mA.

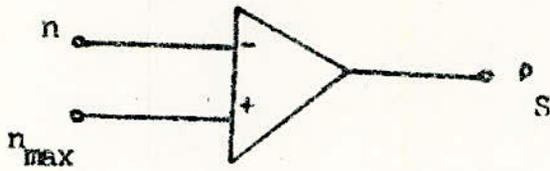


Figure I.5

Schéma Synoptique des "Barres de Sécurité".

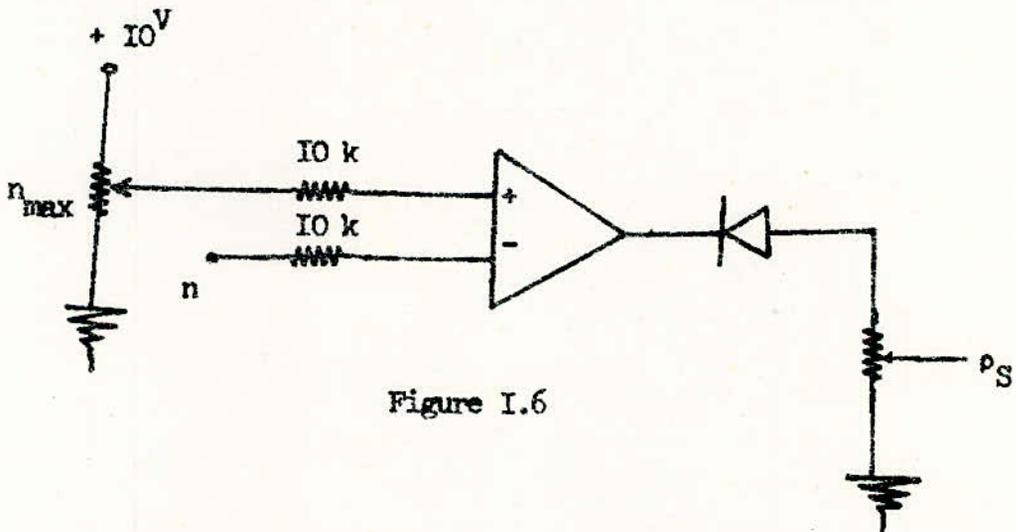


Figure I.6

Simulation Analogique des l'Equation des Barres de Sécurité.

I.3. SIMULATION DES " EQUATIONS TEMPERATURE "

Les équations qui régissent l'évolution de la puissance neutronique n et de la réactivité ρ en fonction de la température sont données par les expressions suivantes :

$$kn = 0C (T_S - T_e) + MC \frac{dT_e}{dt} \quad (I.21)$$

$$\rho_T = \alpha_m \Delta T_m$$

avec

$$T_m = \frac{T_S + T_e}{2} \quad (I.22)$$

et

$$\Delta T_m = \frac{\Delta T_S}{2} = \frac{T_S - T_{SO}}{2} \quad (I.23)$$

d'où

$$\frac{dT_m}{dt} = \frac{dT_S}{2dt} \quad (I.24)$$

Compte tenu des relations précédentes, le système (I.21) s'écrit :

$$\frac{MC}{2} \frac{dT_S}{dt} = kn - 0C (T_S - T_e) \quad (I.25)$$

$$\rho_T = \frac{\alpha_m}{2} (T_S - T_{SO})$$

avec

$$T_e = 286^\circ\text{C}$$

$$T_{SO} = 302^\circ\text{C}$$

$$Q = 60\,000 \text{ m}^3/\text{h} = 1,66 \cdot 10^7 \text{ cm}^3/\text{s}$$

$$M = 240 \text{ m}^3 = 2,4 \cdot 10^8 \text{ cm}^3$$

$$C = 1 \text{ cal/g}^\circ\text{C} = 4,18 \cdot 10^7 \text{ ergs/g}^\circ\text{C} : \text{Chaleur spécifique du fluide réfrigérant étant rapporté à l'eau.}$$

La grandeur k contenue dans l'expression (I.21) est reliée à la puissance P par la relation :

$$P = kn \quad (I.26)$$

I.II

Comme

$$P = \Sigma_f \cdot Q \cdot V \cdot E \quad (I.27)$$

Ou encore

$$P = N \cdot \sigma_f \cdot n \cdot v \cdot V \cdot E \quad (I.28)$$

il vient :

$$k = N \cdot \sigma_f \cdot v \cdot V \cdot E \quad (I.29)$$

Σ_f : étant la section efficace macroscopique de fission du combustible.

N : le nombre de noyaux par cm^3

σ_f : la section efficace microscopique de fission du combustible.

v : la vitesse moyenne des neutrons thermiques soit 2200 m/s.

V : le volume de l'eau dans le réacteur

E : l'énergie libérée par une fission soit 200 MeV comme le combustible employé est de l'uranium 238 enrichi à 3%, la valeur du nombre de noyaux par cm^3 s'obtient par la formule :

$$N = \frac{N_A \cdot 3 \times m_c}{A_g \times 100 \times V_c} \quad (I.30)$$

Relation dans laquelle

N_A : représente le nombre d'Avogadro soit $6,02 \cdot 10^{23}$

m_c : la masse totale du combustible soit 80 tonnes

A_g : la masse atomique de l'uranium soit 238

V_c : le volume du combustible.

Dans un P.W.R, le combustible est sous forme de **pastilles** d'oxyde d'uranium empilées dans des tubes de " Zircalloy " (alliage de Zirconium) de longueur égale à la hauteur du cœur (environ 4 m) et de diamètre égal à 10 mm environ et de masse volumique voisine de $18,11 \text{ g/cm}^3$.

La masse totale de combustible dans le réacteur étant de 80 tonnes, il s'ensuit que le volume total de combustible contenu dans le réacteur est égal à :

$$V_c = \frac{m_c}{d} = \frac{8 \cdot 10^7}{18,11} \neq 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^3 \quad (\text{I.31})$$

On en déduit alors la densité moyenne d'uranium 235 :

$$N = \frac{6,02 \times 10^{23} \times 3 \times 8 \times 10^7}{238 \times 100 \times 5 \cdot 10^6} = 0,85 \cdot 10^{21} \text{ noyaux/cm}^3.$$

Le volume de modérateur contenu dans la cuve d'un P.W.R est voisin de 24 m^3 soit $24 \cdot 10^6 \text{ cm}^3$.

Comme

$$\sigma_f = 585 \text{ barns} = 5,85 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-2}$$

$$v = 2200 \text{ m/s} = 2,2 \cdot 10^5 \text{ cm/s.}$$

$$E = 200 \text{ MeV} = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ egs.}$$

Il vient compte tenu de ce qui précède :

$$k = 8,4 \cdot 10^8 \text{ egs. cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

ce qui nous permet d'écrire le système (I.25) sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_S}{dt} = \frac{2k}{MC} n - \frac{2C}{M} (T_S - T_e) \\ \rho_T = \frac{\alpha m}{2} (T_S - T_{SO}) \end{array} \right. \quad (\text{I.32})$$

soit

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_S}{dt} = 1,68 \cdot 10^{-7} n - 0,14 (T_S - T_e) \\ \rho_T = \frac{\alpha m}{2} (T_S - T_{SO}) \end{array} \right. \quad (\text{I.33})$$

$$\text{Posons : } \rho \text{ réel} = 10^{-2} \rho \text{ machine}$$

$$T \text{ réel} = 10^2 T \text{ machine}$$

$$\alpha \text{ réel} = 10^{-4} \alpha_m \text{ machine}$$

$$n \text{ réel} = 4 \cdot 10^8 n \text{ machine.}$$

il vient finalement :

$$\left\{ \begin{array}{l} 10^2 \frac{dT_S}{dt} = 1,68 \cdot 10^{-7} \cdot h \cdot 10^8 n - 0,14 \cdot 10^2 (T_S - T_e) \\ 10^{-2} \rho_T = 10^{-4} \cdot \frac{\alpha_m}{2} \cdot 10^{+2} (T_S - T_{SO}) \end{array} \right. \quad (I.35)$$

soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{dT_S}{dt} \right)_m = 0,67 n - 0,14 (T_S - T_e) \\ \rho_{T_m} = \frac{\alpha_m}{2} (T_S - T_{SO}) \end{array} \right. \quad (I.36)$$

Les températures d'entrée et de sortie T_e et T_{SO} seront fixées à l'aide d'un potentiomètre 10 tours.

Le bloc fonctionnel permettant de simuler ce système est donné figure (I.7).

Le schéma électronique complet est représenté figure (I.8).

La grandeur $(T_S)'$ est obtenue à l'aide d'un sommateur à gain réglable inversement proportionnel à la masse M du fluide réfrigérant.

La grandeur ρ_T s'obtient à l'aide d'un sommateur de gain réglable dépendant celui-ci du coefficient de température α_m défini ci-dessus.

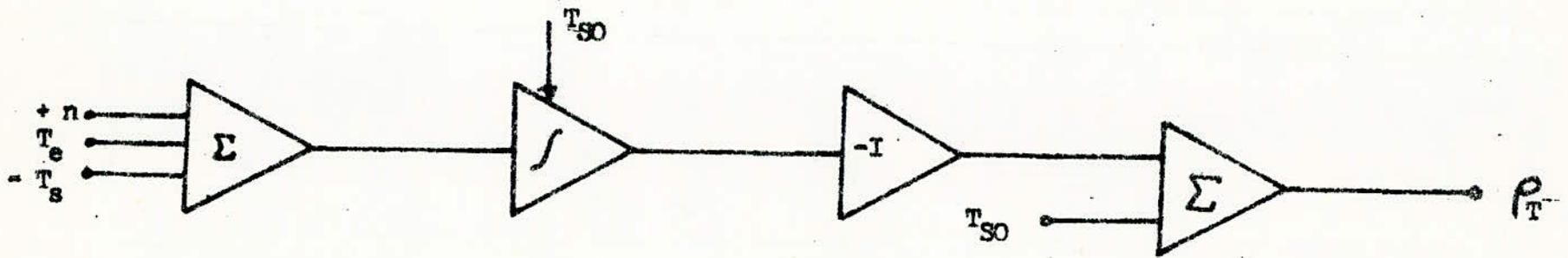


Figure (I.7)

Simulation Analogique des Equations Temperature

$$\left(\frac{dT_S}{dt}\right)_m = 0,67 n - 0,14 T_S + 40$$

$$(P_T)_m = 0,5 a_m T_S - 151 a_m$$

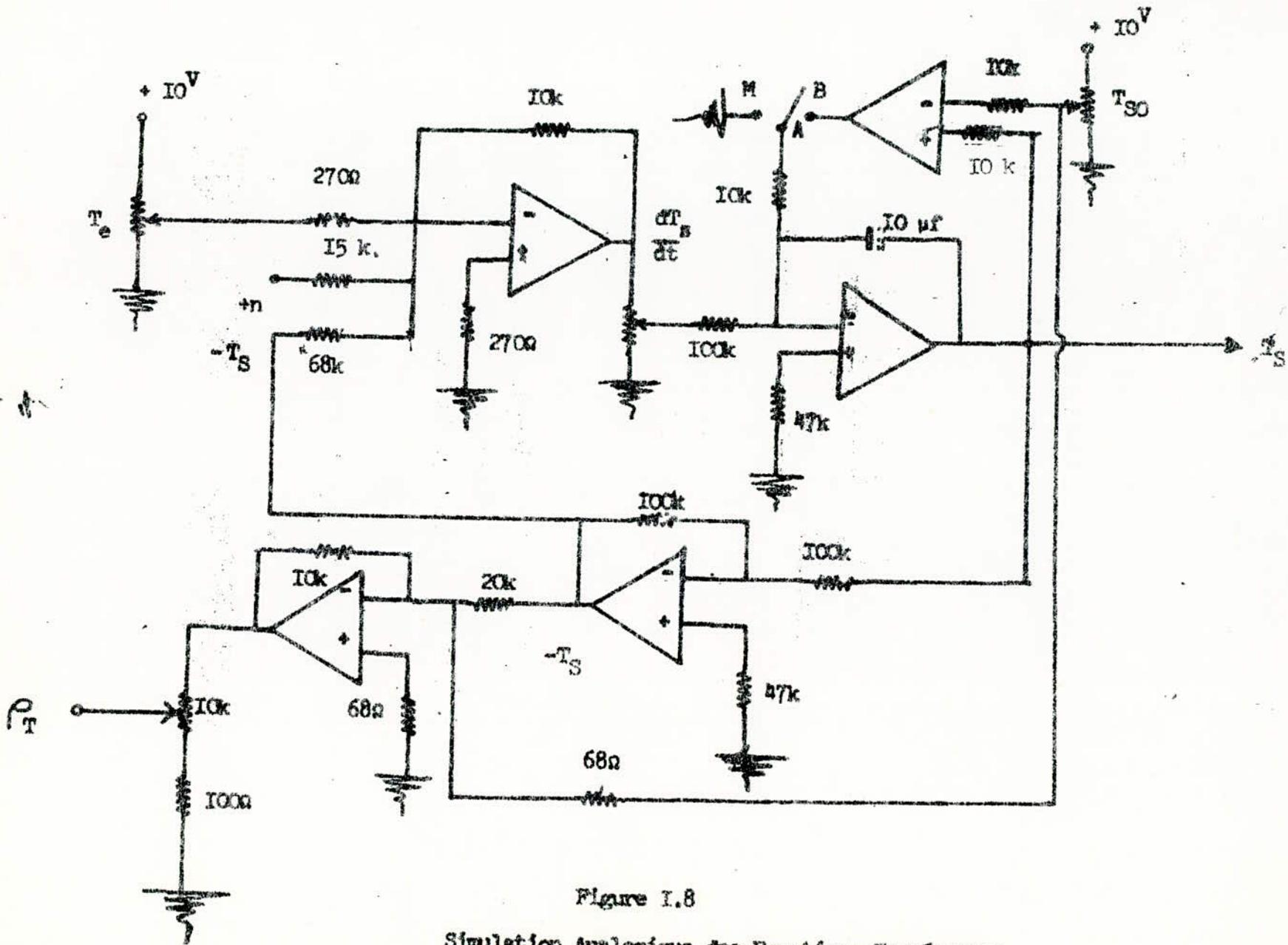


Figure I.8

Simulation Analogique des Equations Temperature.

I.4. SIMULATION DE " L'EQUATION DES POISONS "

L'évolution de l'antiréactivité " Xénon " pour les différentes phases de fonctionnement d'un réacteur.

- a - en marche.
- b - après arrêt
- c - au redémarrage.

est donnée par la figure (I.9)

Après arrêt du réacteur, on y remarque la présence d'un rebondissement dû au " pic Xénon ". A cet effet l'antiréactivité produite peut être tel que tous redémarrage du réacteur soit rendu impossible après un certain temps. C'est la raison pour laquelle dans un réacteur en fonctionnement, on aura intérêt à éviter tout arrêt prolongé, sauf en cas de nécessité.

Cette figure montre que :

1) lors d'un premier démarrage, l'antiréactivité introduite par les poisons varie de 0 à 4000 pcm.

Lors d'un fonctionnement prolongé, la valeur maximale est obtenue au bout de 48 heures. Ce maximum ne dépend pas du flux neutronique.

2) Après arrêt du réacteur, on constate la présence d'un rebondissement. Le pic dont la valeur dépend du flux est atteint au bout d'un certain temps lui-même fonction du flux neutronique.

3) Après redémarrage, la concentration Xénon reprend sa valeur d'équilibre.

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'effet de l'antiréactivité produite par le Xénon sur la population neutronique.

L'effet " poison " étant un effet à long terme, alors que l'évolution neutronique est un effet instantané, il apparaît clairement que seules les barres de compensation peuvent être mises en oeuvre pour compenser un tel effet.

Or dans notre étude, l'effet de ces barres n'étant pas pris en compte, il nous est apparu intéressant d'étudier " l'effet des poisons "

$\rho : 4 \cdot 10^{-3} \text{ pcm/cm}$

$\phi = 6 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$

FIGURE (1.9)

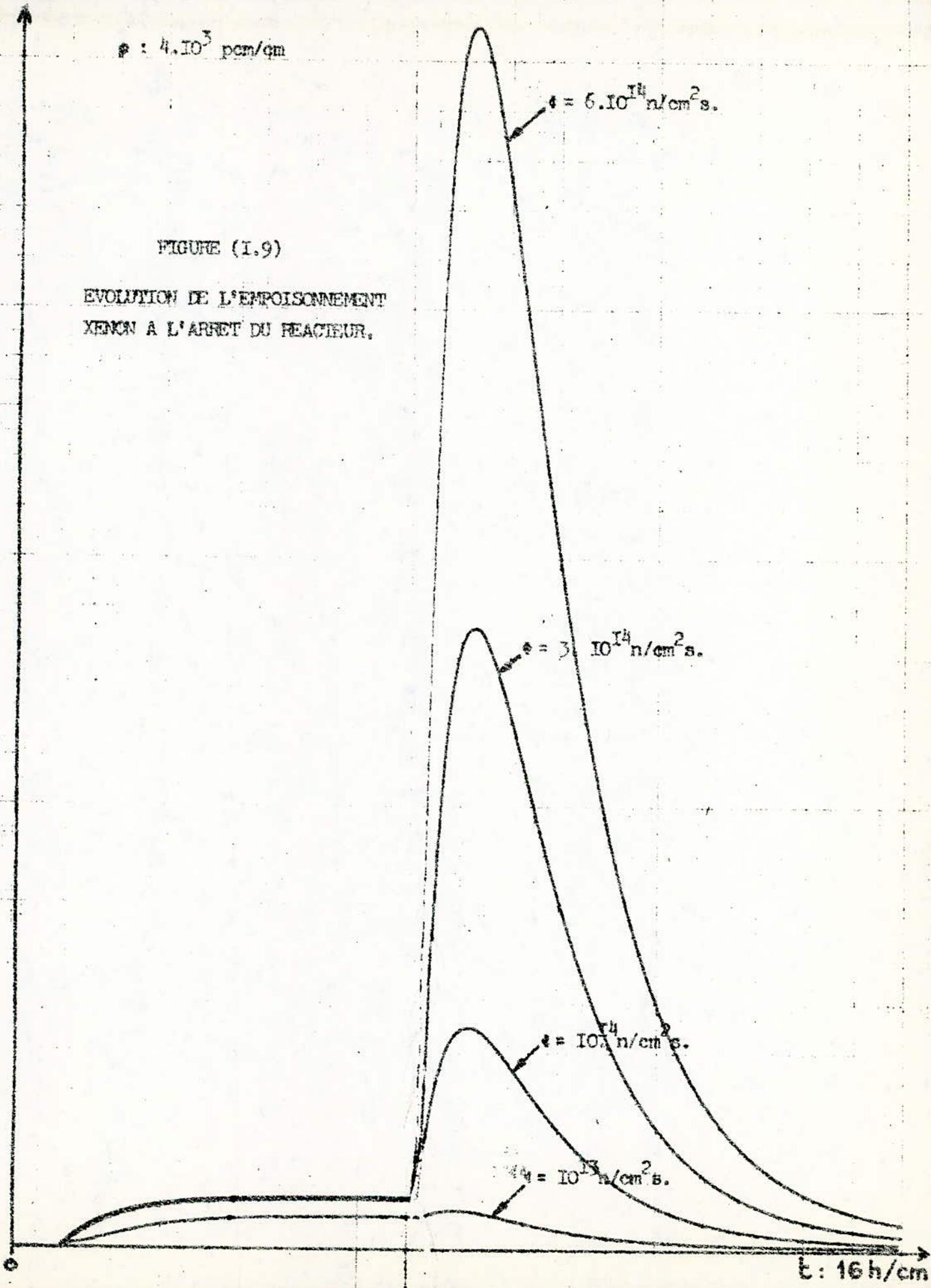
EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT
XENON A L'ARRET DU REACTEUR.

$\phi = 3 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$

$\phi = 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$

$\phi = 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$

$t : 16 \text{ h/cm}$



sur les barres de réglage dans les zones où l'antiréactivité varie très rapidement.

Les seules zones intéressantes sont celles qui correspondent :

- 1) au premier démarrage de pente très lente indépendante du flux.
- 2) Lors d'un arrêt de pente variable : fonction du flux.

Pour $\phi = 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$. on a : $a = 0,17 \text{ pcm/s}$

$$\phi = 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \longrightarrow a = 0,55 \text{ pcm/s.}$$

$$\phi = 6 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \longrightarrow a = 1,66 \text{ pcm/s.}$$

Pour simplifier notre étude; nous avons admis qu'autour d'un point de fonctionnement donné; caractérisé par une antiréactivité ρ_0 et un temps t_0 ; l'antiréactivité ρ_p varie linéairement en fonction du temps suivant la loi : $\rho_p = \rho_0 + at$ (I. 34)

L'antiréactivité produite par le Xénon est définie par la relation :

$$\rho_x = \frac{X \cdot \sigma_2}{\Sigma_n} = x \cdot \sigma_2 \frac{\Sigma_f}{\Sigma_n} \quad (\text{I.35})$$

x : étant la variable universelle pour tous les réacteurs à uranium.

$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_n}$: caractéristique définie d'un réacteur nucléaire

$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_n}$ est compris entre 0,5 et 0,7.

La plage de variation du flux neutronique s'étale de

$$\phi = 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \text{ jusqu'à } 10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}.$$

Pour $\phi_{\text{max}} = 10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ et pour les valeurs des variables suivantes :

$$x_{\max} = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}.$$

$$\sigma_2 = 2,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_n} = 0,5$$

On déduit :

$$\rho_{\max} = 0,1$$

Ce qui donne en p.c.m le résultat suivant :

$$\rho_{\max} = 0,1 \cdot 10^5 \text{ pcm} = 10^4 \text{ pcm}.$$

Pour $\phi_{\min} = 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ et pour les valeurs des variables suivantes :

$$x_{\min} = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}.$$

$$\sigma_2 = 2,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$$

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_n} = 0,5$$

il vient

$$\rho_{\min} = 0,028$$

Ce qui donne en p. c. m.

$$\rho_{\min} = 2800 \text{ pcm}.$$

Le flux neutronique moyen permettant le fonctionnement du réacteur a été fixé à :

$$\phi_0 = 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}.$$

Ce qui donne pour

$$x_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_2 = 2,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_n} = 0,5$$

il vient :

$$\rho_0 = 0,04$$

En pcm, on aura : $\rho_0 = 4000$ pcm.

En réalité, après l'arrêt du réacteur, il se produit un rebondissement du pic Xénon, mais aussi on constate un second phénomène qui est l'accumulation du Samarium.

Ce second phénomène étant faible devant le premier, on n'y tient pas compte.

I.4.1 EQUATION MACHINE

Pour que l'équation physique (I.34) soit simulable, transformons la en équation machine en adoptant un changement de variable adéquat.

$$t_{\text{réel}} = t_{\text{machine}}$$

$$a_{\text{réel}} = 10^{-1} a_{\text{machine}}$$

$$\rho_{\text{réel}} = 10^{-2} \rho_{\text{machine}}$$

La vitesse de libération de réactivité a exprimée en réactivité/seconde dépend du flux neutronique.

$$10^{-2} \rho_p = 10^{-1} a t + 10^{-2} \rho_0$$

d'où

$$\rho_p = 10 a t + \rho_0$$

(I.36)

I.4.3 schéma synoptique.

Le schéma synoptique permettant de simuler l'équation des poisons est celui de la figure (I.10)

Son schéma électronique est représenté figure (I.11)

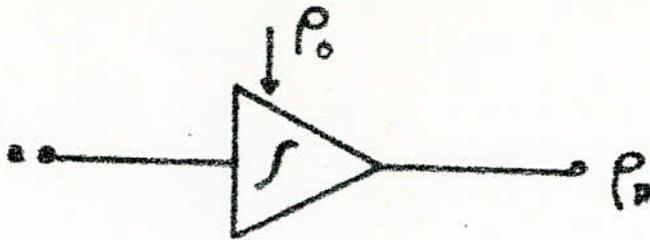


Figure I.I0

Simulation Analogique de l'équation des " Poissons "

$$p_p = p_o + at$$

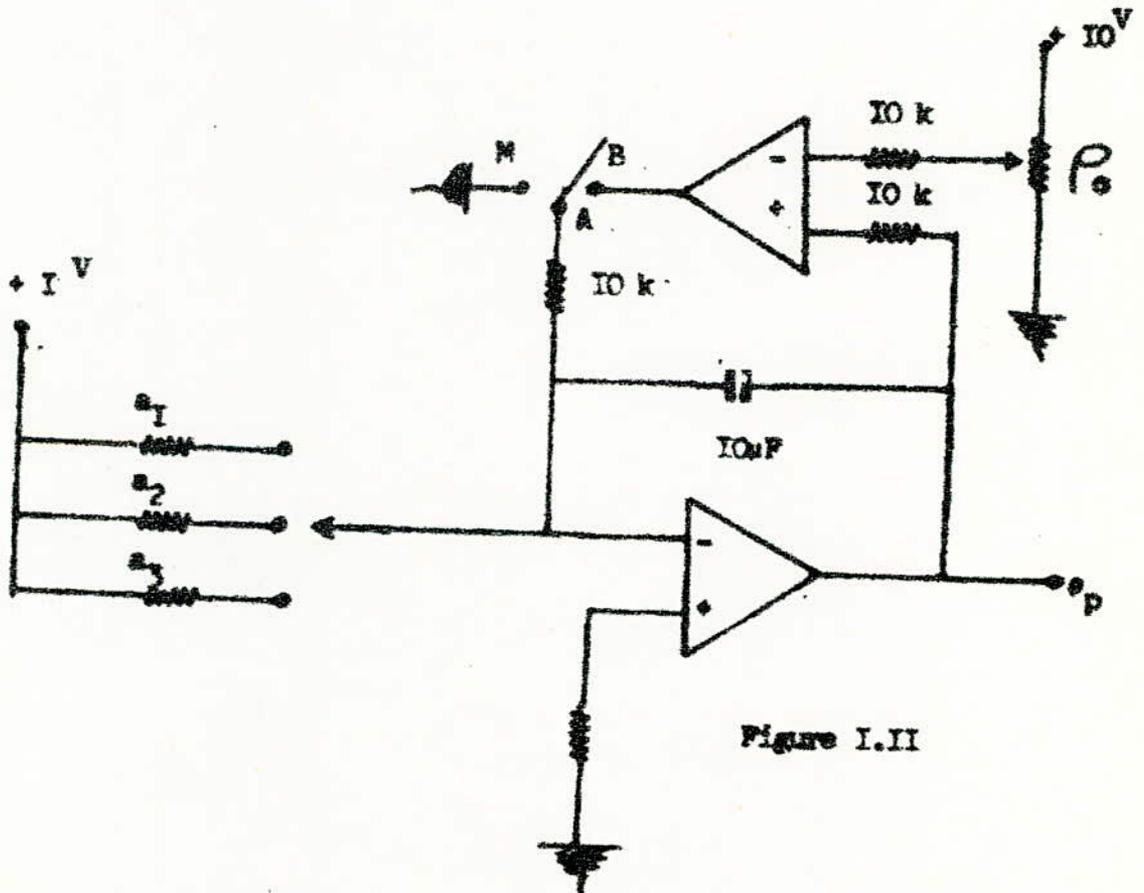


Figure I.II

Simulation Analogique de l'équation des " Poissons "

$$p_p = p_o + 10 at$$

II. I/ CIRCUIT LOGIQUE

Les dispositifs électroniques d'automatisme ou de calcul sont essentiellement constitués par des circuits élémentaires remplissant les principales fonctions logiques.

Nous avons prévu un bloc logique qui nous permet d'automatiser toutes les étapes de calcul, telles que :

- a - mise en conditions initiales des intégrateurs
- b - mise en phase calcul
- c - commande de la base de temps
- d - commande de la plume de la table traçante.

Ce bloc logique comporte un monostable SN74121 de la série TTL. Ce monostable A est commandé par un échelon de travail positif T. Cet échelon commande le démarrage de la rampe de la base de temps. Afin de permettre l'enregistrement de toute la courbe, le calcul commence lorsque le monostable revient à sa position initiale, jusqu'au moment où apparaît le signal de saturation S. Pendant toute la durée de l'impulsion Q, tous les intégrateurs sont mis en conditions initiales. La variable logique $\bar{T} + S$ commande la plume de la table traçante. La remise à zéro de la base de temps se fait par l'intermédiaire de la variable logique \bar{S} . Le diagramme temporel des différentes fonctions logiques est donné par la figure II.1.

La durée de l'impulsion du monostable est déterminée par la relation:

$$t = 0,7RC$$

Son schéma de brochage et sa table de vérité sont donnés par la figure II.2.

Dans notre cas, on utilise l'entrée non inversée B puisque le déclenchement se fait par un échelon positif. Les entrées A_1 et A_2 sont utilisables quand l'attaque se fait par un échelon négatif.

Le schéma de principe est représenté à la figure II.3. Si parmi les variables n, c, β, T, ρ où la base de temps dépasse la tension de saturation fixée à 10v, la tension à la sortie des comparateurs est limitée par la diode zener à -0,6v. Comme l'une des entrées du NAND est au niveau logique 0, à sa sortie nous aurons 1. Le NAND utilisé est du type SN7430. Son schéma de brochage est représenté à la figure II.5.

II.2

Les variables logiques $\bar{T} + Q$ et $\bar{T} + S$, commandant respectivement le relais calcul et la plume sont obtenues à l'aide de NAND à deux entrées du type SN7400.

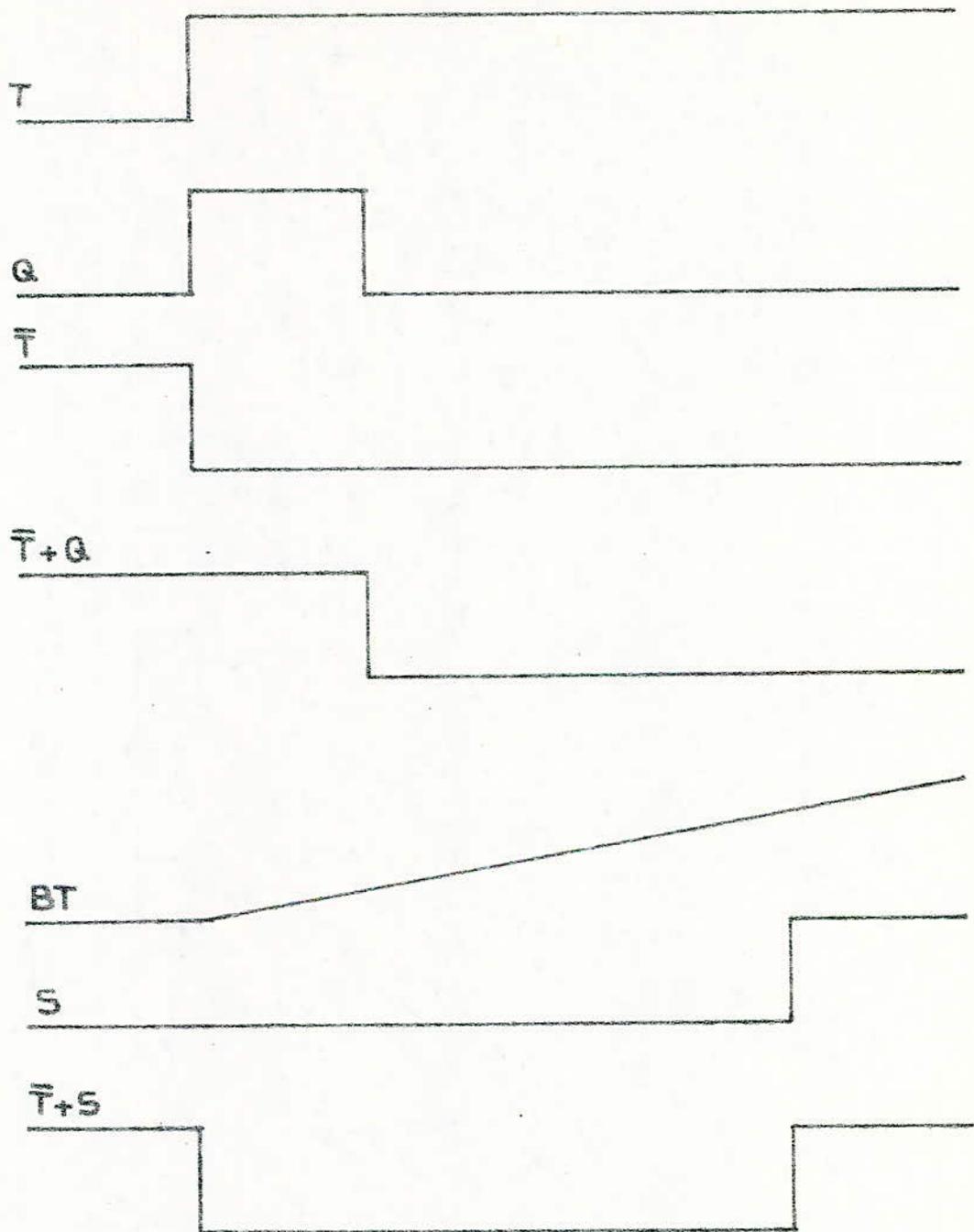
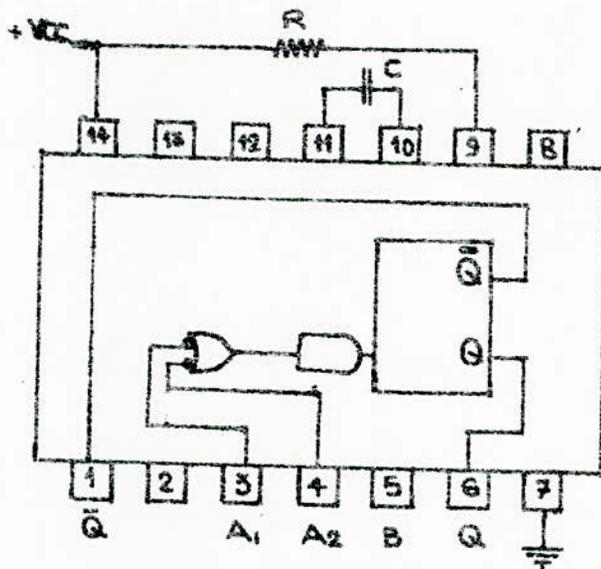


Figure II
 DIAGRAMME TEMPOREL des
 FONCTIONS LOGIQUES



SCHEMA de BROCHAGE

ENTREES			SORTIES	
A ₁	A ₂	B	Q	Q̄
L	X	H	L	H
X	L	H	L	H
X	X	L	L	H
H	H	X	L	H
H	↓	H	⌋	⌋
↓	H	H	⌋	⌋
↓	↓	H	⌋	⌋
L	X	↑	⌋	⌋
X	L	↑	⌋	⌋

TABLE de VERITE

Figure II2

MONOSTABLE "SN74121"

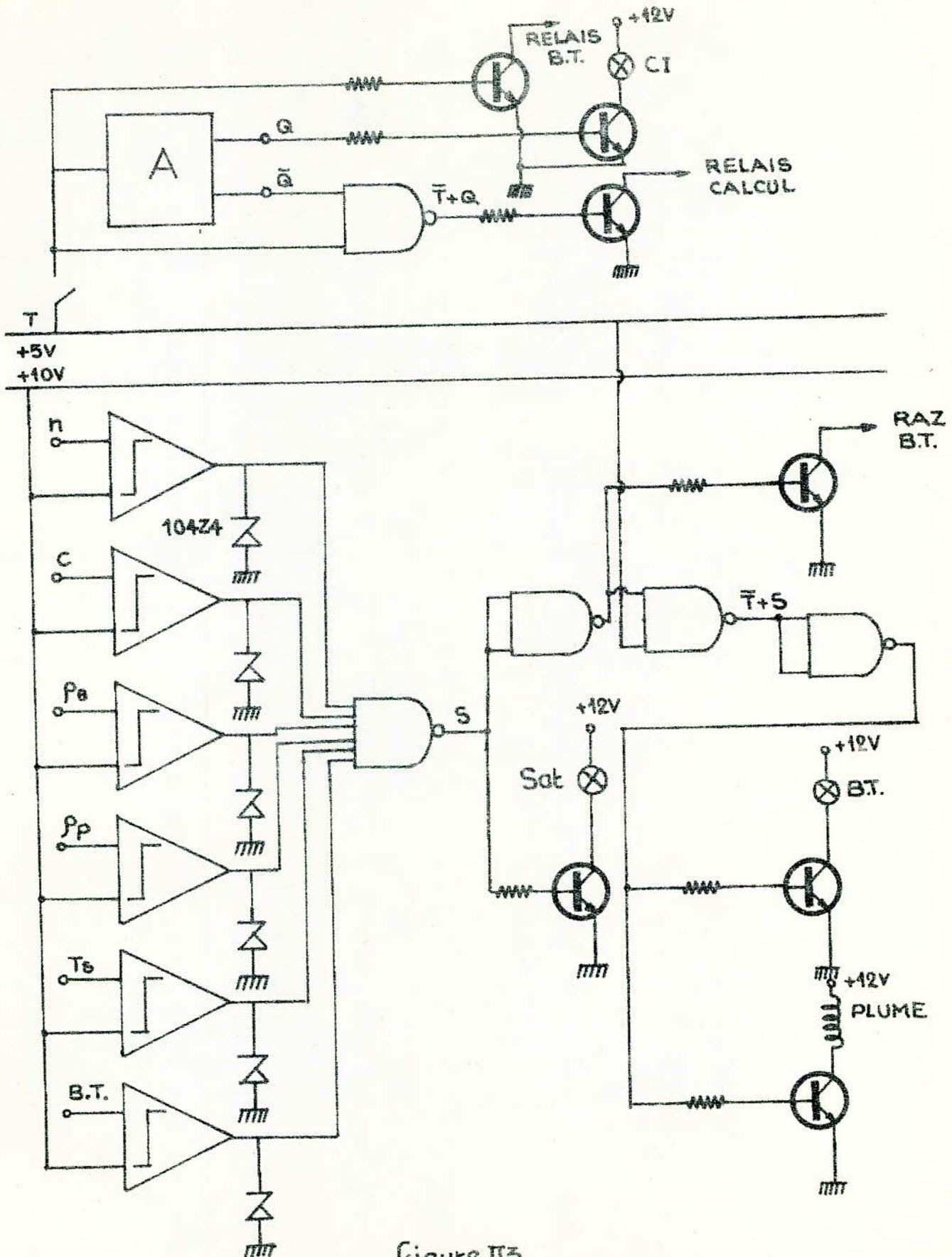


Figure II3
LOGIQUE de COMMANDE

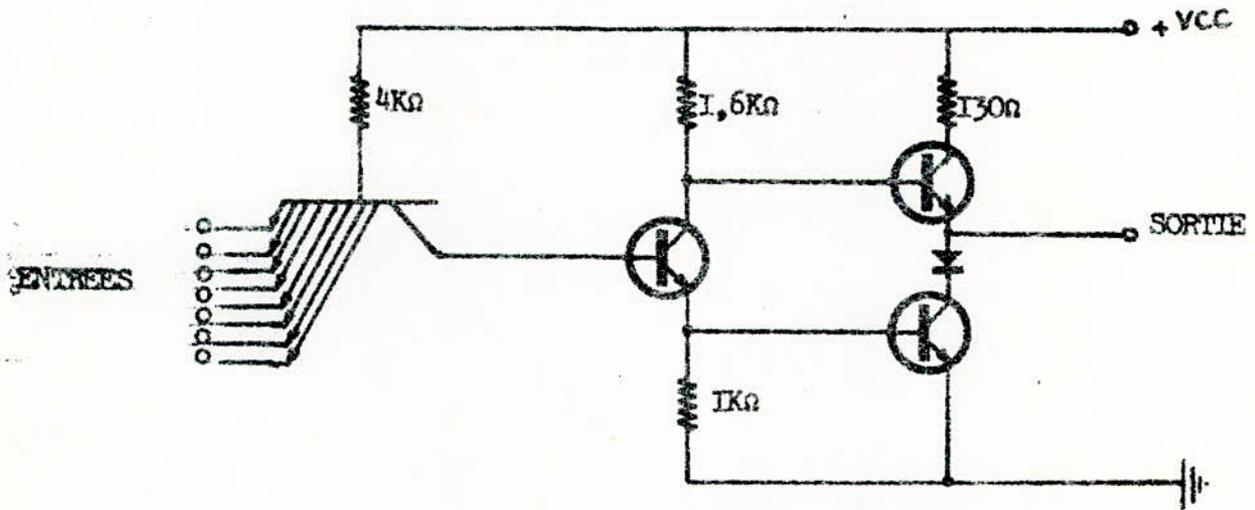
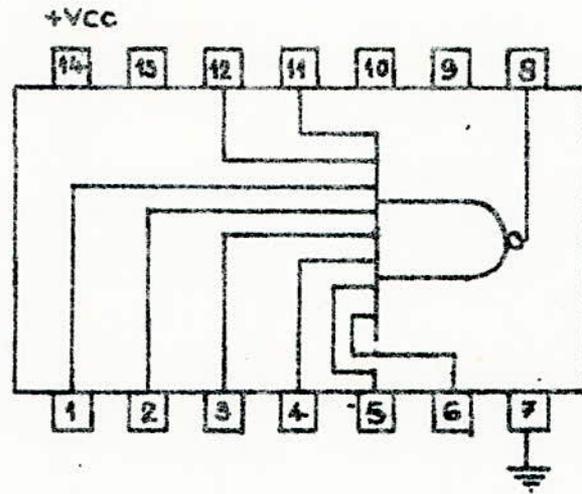


Figure II.4

NAND " 7430 "

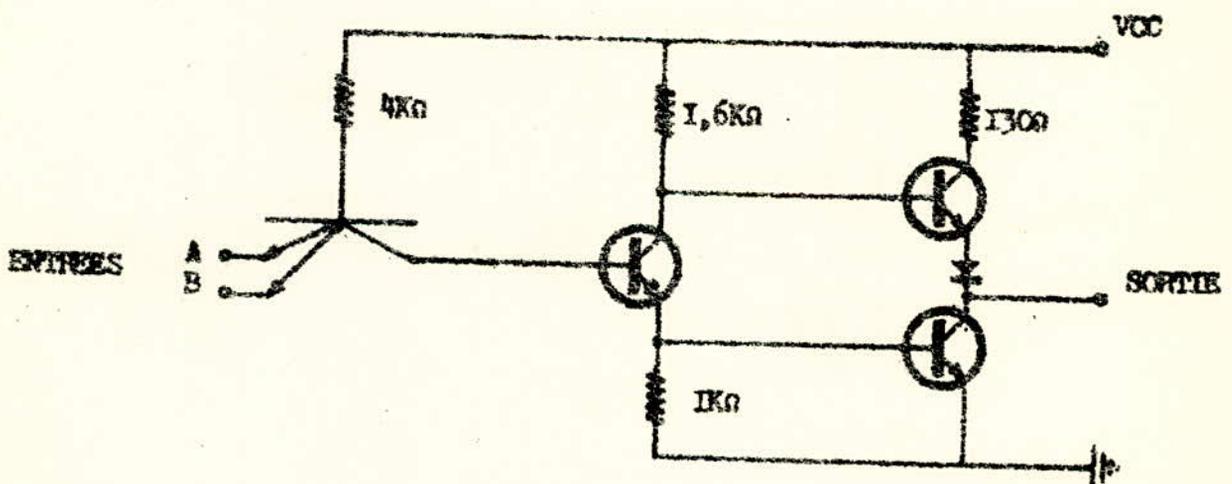
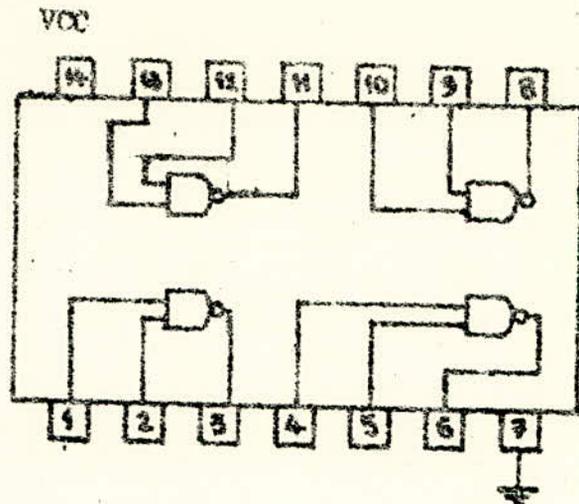


Figure II.5

NAND " 317400 "

II.3

II. 2 - BASE DE TEMPS

La table traçante utilisée possède une synchronisation intérieure. Dans le cas où nous voulons la déclencher extérieurement, on utilisera une base de temps dont le schéma est représenté à la figure (II.6).

C'est un amplificateur opérationnel monté en intégrateur.

En position attente, (k') est fermé, la capacité de IOu F se décharge rapidement avec une constante de temps de C.I.s, (k) est en position AM.

En position calcul, le relais " conditions initiales " est alimenté, (k) est en position AB, (k') est ouvert, la tension d'entrée fixée par le potentiomètre de IOk sera alors intégrée par l'amplificateur opérationnel.

Les intégrateurs se saturent aux environs de IOv. Pour plus de sécurité on prévoit une saturation au bout d'une vingtaine de seconde de fonctionnement ce qui est largement suffisant pour le déroulement des différentes phases de calcul.

Nous pouvons facilement déduire la pente de la rampe qui est de 0,5 v/s. La tension à fixer à l'entrée sera donc de 0,5v.

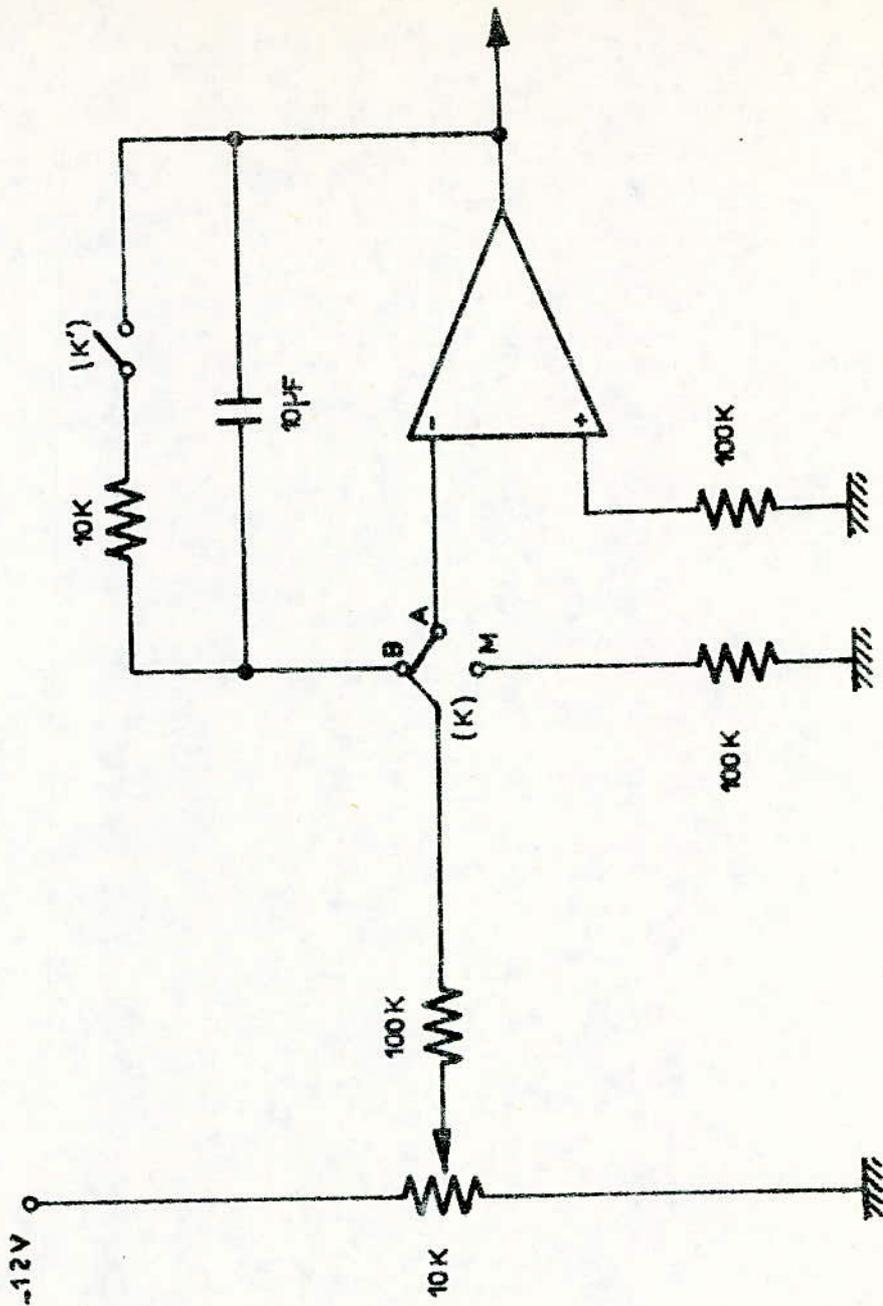


FIGURE II 6
BASE de TEMPS

II.4

II.3 - ALIMENTATION

La figure (II.7) 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 de 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 7812 " pour les tensions de \pm 12v et du type " MC 7805 " pour + 5v.

Ce dernier est branché à la sortie du pont. Ces régulateurs sont protégés intérieurement contre les court circuits.

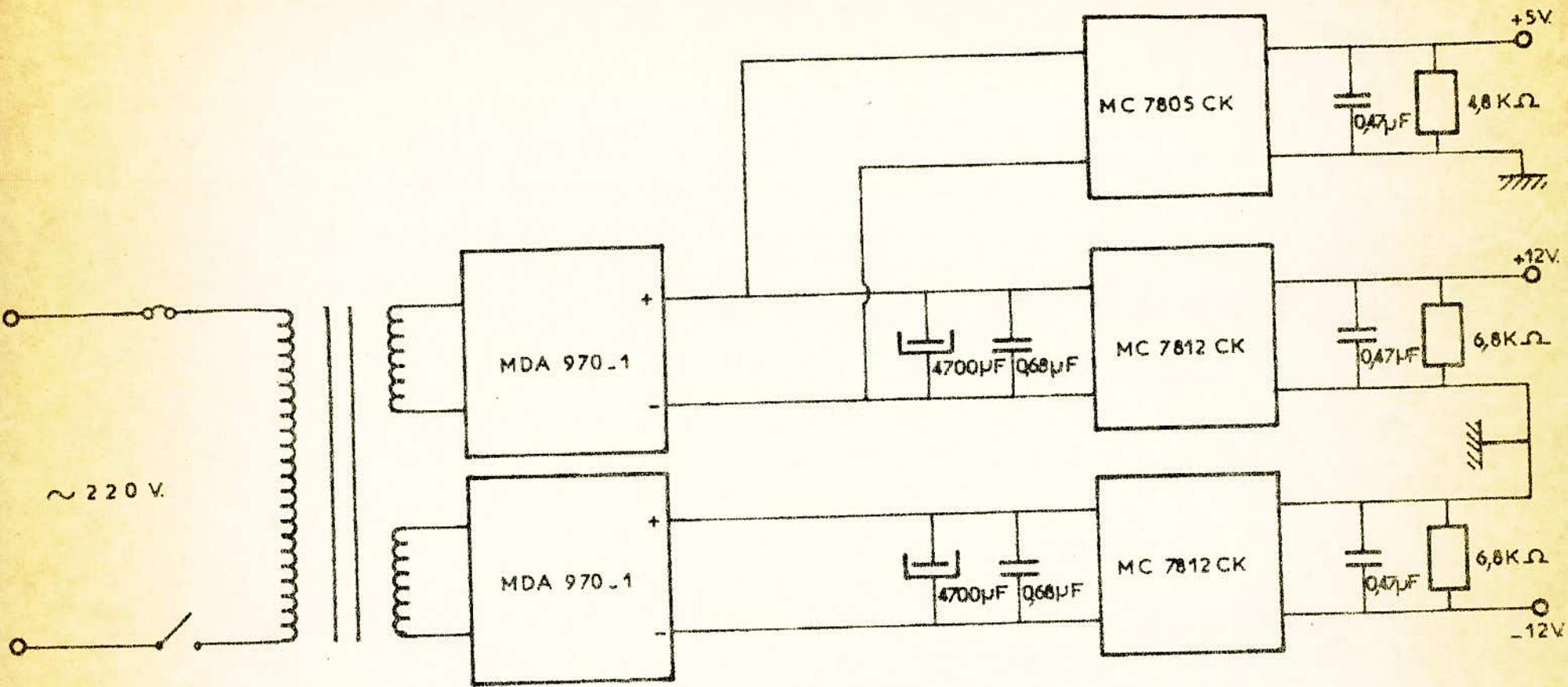
Les capacités de 0,47 μ F permettent d'atténuer les parasites pour la haute fréquence apparaissant à la sortie des régulateurs.

Les tensions \pm 12v servant à alimenter les ampli opérationnels, les relais, les différentes lampes de signalisation sont prises sur une charge de 6,8k Ω .

La tension + 5v pour la logique TTL est prise sur une charge de 4,8k Ω .

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 toute l'appareil, sans le bloc logique TTL.



-Figure II 7-
-ALIMENTATION-