

ÉVALUATION DES PARAMÈTRES CINÉTIQUES DES RÉACTEURS NUCLÉAIRES APPLICATION AUX COMBUSTIBLES MIXTES

THÈSE N° 1230 (1994)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

CHRISTIAN DECURNEX

DEA de Physique des réacteurs nucléaires de l'Université de Paris XI
originaire de Vullierens (VD)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. J. Ligou, rapporteur
Dr P. A. Haldy, corapporteur
Dr C. Maeder, corapporteur
Dr J. M. Paratte, corapporteur
Dr R. Sanchez, corapporteur

Lausanne, EPFL
1994



A parrain

A pépé

TABLES DES MATIÈRES

ABSTRACT - RÉSUMÉ	1
INTRODUCTION	3
I LE RECYCLAGE DU PLUTONIUM ET LES COMBUSTIBLES MOX	7
I.1 L'élément plutonium	7
I.1.1 Composition isotopique du plutonium	8
I.1.2 La fission du plutonium	10
I.1.3 Radioactivité du plutonium	12
I.1.4 Les paramètres des neutrons retardés	13
I.2 Le recyclage du plutonium	14
I.2.1 Taux de combustion des assemblages retraités	15
I.2.2 La fabrication du MOX	17
I.3 Études de fonctionnement et de sécurité	19
I.3.1 Le coefficient Doppler	21
I.3.2 Le coefficient de température du modérateur	21
I.3.3 Effet xénon	22
I.3.4 Efficacité des barres de contrôle	22
I.3.5 Neutrons retardés et temps de génération	22
I.4 Conclusions des études sur l'utilisation du plutonium dans les REP	24
II LA CINÉTIQUE DES RÉACTEURS - APPROCHE CLASSIQUE	25
II.1 L'équation de transport	25
II.1.1 Les mélanges d'isotopes	28
II.1.2 Les milieux hétérogènes	29
II.2 L'équation de la diffusion	30
II.3 Traitement numérique du transport et de la diffusion	31
II.4 Régime stationnaire	34
II.5 Cinétique des réacteurs nucléaires	37
II.5.1 Flux adjoint	37
II.5.2 Développement des équations de la cinétique	39
II.5.3 L'évaluation "standard" du taux effectif de neutrons différés	42
II.5.4 L'évaluation "standard" du temps de génération	43

III	NOUVELLE MÉTHODE DE CALCUL DES PARAMÈTRES CINÉTIQUES	45
III.1	Théorie des perturbations	45
III.2	Calcul du taux effectif de neutrons retardés	47
III.3	Calcul du temps de génération	50
III.4	Mise en oeuvre de la méthode dans les codes stationnaires classiques	52
III.4.1	Calcul de cellule	52
III.4.2	Calcul de l'assemblage	52
	Méthode des "poids et spectre"	54
III.4.3	Calcul de l'ensemble du réacteur	55
	A) Taux effectif de neutrons retardés du réacteur	55
	B) Temps de génération du réacteur et cinétique spatiale	56
	C) Le mode fondamental	57
	D) Ajustement cinétique	58
IV	LE RÉACTEUR CROCUS ET DES PROBLÈMES DE VALIDATION	63
IV.1	Description succincte du réacteur CROCUS	63
IV.2	Théorie du transport - le système ELCOS	68
IV.2.1	Calcul de cellule	69
IV.2.2	Calcul d'assemblage	69
IV.3	Théorie de la diffusion	72
IV.3.1	Discrétisation spatiale	72
IV.3.2	Conditions aux limites	75
IV.3.3	La méthode des directions alternées	78
IV.4	Régime stationnaire du réacteur CROCUS	79
IV.5	Paramètres de cinétique ponctuelle de CROCUS	82
IV.5.1	Factorisation du calcul du β_{eff} : "poids et spectre"	83
IV.5.2	Sensibilité des résultats à la perturbation α	83
IV.5.3	Sensibilité des résultats à la précision sur le k_{eff}	85
IV.5.4	Comparaison avec la méthode classique	86
IV.5.5	Sensibilité du β_{eff} aux données fondamentales des n retardés	89
IV.5.6	Sensibilité du Λ aux vitesses moyennes de groupes fins	89
IV.5.7	Sensibilité à la structure des groupes en énergie	90
IV.5.8	Comparaison avec des expériences	92
IV.5.9	Simulation du plutonium dans CROCUS	93

V	LE RÉACTEUR DE PUISSANCE BEZNAU II ET LE RECYCLAGE DU PLUTONIUM	95
V.1	Modélisation du coeur de Beznau II	98
V.1.1	Calcul d'évolution	101
V.1.2	Interpolations pour les calculs tridimensionnels	101
V.1.3	Calculs tridimensionnels	102
V.2	Paramètres cinétiques des assemblages	104
V.2.1	Le β_{eff} des assemblages	109
V.2.2	Les vitesses moyennes des assemblages	113
V.3	Paramètres cinétiques du coeur de Beznau	117
	CONCLUSIONS	121
	ANNEXE A	125
	ANNEXE B	135
	BIBLIOGRAPHIE	139
	REMERCIEMENTS	143
	CURRICULUM VITÆ	145

ABSTRACT

In reactor physics, a high degree of accuracy has been achieved regarding the calculation of steady-state reactors but the time dependent problems have not been so deeply investigated. Of course, many point (or space) kinetics programs have been developed, but the data they require are not always available and furthermore, the procedures needed to calculate these kinetic parameters are sometimes not clearly established.

A new method, called the « α perturbation», is proposed for the calculation of kinetic parameters. The adjoint fluxes are no longer necessary so that, standard codes devoted to steady state reactors can be used after minor modifications. Moreover, the usual procedures of group condensation and homogenization are discussed regarding the "kinetic information" which must be saved. The EPFL critical assembly CROCUS is proposed as a benchmarking tool and the influence on kinetic parameters of the plutonium recycling in the Beznau II nuclear power plant is analyzed.

RÉSUMÉ

La cinétique est sans doute le chapitre de la physique des neutrons qui a été le plus négligé. Les grands centres nucléaires ont surtout mis l'accent sur le développement de méthodes très sophistiquées permettant de prévoir au mieux le comportement en régime stationnaire des coeurs de réacteur (configurations critiques, rechargements, "aplatissement" des puissances, etc.). Ce choix des priorités est historiquement justifié, mais conduit à une situation paradoxale: lorsqu'on a besoin de connaître les paramètres cinétiques d'un réacteur, il faut se contenter le plus souvent de recettes qui ont plus de vingt ans.

La méthode que nous présentons, appelée «perturbation α », permet de calculer les paramètres cinétiques à l'aide de codes numériques résolvant uniquement l'équation directe. L'absence de stratégie claire pour le calcul des paramètres cinétiques d'un réacteur, qui n'est jamais homogène, est l'occasion d'énoncer précisément les procédures de calcul nécessaires dans chaque étape usuelle du calcul d'un coeur de réacteur.

La configuration simple du réacteur CROCUS permet de valider expérimentalement nos méthodes mais également de les comparer à la méthode classique avec les flux adjoints. Nous analysons ensuite le recyclage du plutonium dans la centrale nucléaire de Beznau II. L'influence du MOX est facilement perceptible mais les paramètres cinétiques demeurent tout à fait acceptables pour des chargements d'environ 20% en combustibles mixtes.

INTRODUCTION

La fission - c'est-à-dire l'éclatement - des noyaux lourds sous l'action des neutrons est la source de l'énergie libérée dans les réacteurs nucléaires. En Suisse, 40% de l'électricité provient de cette source d'énergie. La plupart des réacteurs nucléaires actuels sont de type «thermiques» - c'est-à-dire qu'ils fonctionnent avec des neutrons relativement lents - et "brûlent" principalement de l'uranium. Dans ce type de réacteur, on n'utilise qu'une petite partie de l'uranium naturel (0.7%), mais on produit un élément intéressant: le plutonium. En effet, ce dernier peut également fissionner. A l'avenir, le bon sens voudrait que l'on généralise la construction de réacteurs d'un autre type, les «rapides», qui permettent de mieux utiliser le potentiel de l'uranium naturel et, avec le plutonium, d'arriver à la surgénération.

Le retard dans le développement des réacteurs rapides engendre une accumulation de plutonium provenant du recyclage du combustible des réacteur thermiques. Les exploitants des centrales à eau légère (le plus répandu des réacteur thermiques) ont la volonté d'utiliser à grande échelle des combustibles mixtes uranium-plutonium. Il en découle de nouveaux problèmes à résoudre pour les ingénieurs et physiciens.

La neutronique, ou physique des neutrons est l'analyse et la mise en équation des différents phénomènes gouvernant la population des neutrons. Par l'étude de leur cheminement et de leur multiplication dans un coeur de réacteur, elle permet d'aboutir au calcul des conditions d'une réaction en chaîne contrôlée.

La cinétique des réacteurs nucléaires est le traitement de l'équation de transport neutronique dépendant du temps. L'étude numérique s'effectue dans le cadre de la théorie multigroupe. On définit des grandeurs telles que la vitesse moyenne des neutrons d'un groupe et on parle alors de «cinétique spatiale». Certaines hypothèses autorisent également l'élaboration d'une théorie plus simple, la «cinétique ponctuelle», pour laquelle des paramètres cinétiques globaux peuvent être déterminés à partir de calculs en régime stationnaire. Ces paramètres, dits effectifs, sont le taux de neutrons retardés (ou différés) β_{eff} , la réactivité ρ et le temps de génération Λ . La détermination du taux effectif de neutrons retardés revêt une importance particulière pour la sécurité lors de la conception et/ou du dimensionnement des réacteurs, car ce paramètre détermine la transition entre le comportement lent (contrôlable) et prompt du réacteur.

4 Introduction

La détermination de ces grandeurs "effectives" est délicate puisque, rigoureusement, elle nécessite la connaissance, pour tout le spectre d'énergie considéré, des distributions spatiales et angulaires des flux directs et adjoints. Le calcul des flux adjoints, qui nécessite des conditions aux limites particulières, est un calcul itératif indépendant de la résolution de l'équation directe. Les grandeurs effectives sont obtenues à l'aide de codes numériques résolvant l'équation du bilan neutronique en théorie du transport, ou de diffusion, devant comporter "l'option" adjointe, ce qui n'est pas toujours le cas.

C'est en fait la détermination des paramètres cinétiques des centrales utilisant du combustible mixte qui a initié cette recherche. Dans ce cadre, une difficulté supplémentaire à l'évaluation des paramètres cinétiques (β_{eff} en particulier) est la présence de plusieurs isotopes fissiles avec leurs caractéristiques nucléaires propres; certains comme le plutonium conduisant à une cinétique plus "rapide".

La recherche d'une nouvelle méthode de détermination des paramètres cinétiques a suscité un grand intérêt auprès des experts du PSI (Paul Scherrer Institut, Villigen) et de la DSN (Division principale de la Sécurité des installations Nucléaires). La DSN finance partiellement cette thèse et désire que nous lui fournissions un outil permettant le calcul des paramètres cinétiques des réacteurs commerciaux.

La méthode que nous proposons permet de calculer ces paramètres grâce à des codes numériques standard résolvant uniquement l'équation directe. Cette méthode utilisera les mêmes hypothèses que la méthode classique, c'est à dire la théorie des perturbations et l'hypothèse adiabatique. En conséquence, tous les codes normalement destinés à l'étude des régimes stationnaires pourront fournir aussi, après des modifications mineures, des paramètres cinétiques indispensables aux études de sécurité. Il faut bien sûr disposer de quelques données nucléaires supplémentaires. Nous espérons ainsi obtenir un double gain, de temps et de simplicité.

Avec CROCUS, nous allons montrer le bien fondé de la méthode proposée, si bien que ce réacteur apparaîtra comme un dispositif expérimental permettant de valider les codes cinétiques nécessaires aux études de sécurité.

Un réacteur n'est jamais homogène, comme il est supposé dans les ouvrages traitant la cinétique, et c'est une raison supplémentaire à l'élaboration d'une nouvelle stratégie. Le calcul complet d'un réacteur requiert généralement plusieurs étapes. Nous allons définir les procédures de calcul des paramètres cinétiques dans chacune d'elle.

Le recyclage du plutonium dans la centrale nucléaire de Beznau II sera le cadre d'une application à grande échelle de nos méthodes.

Pour la cinétique spatiale, nous allons également introduire de nouveaux développements concernant le calcul des vitesses moyennes des neutrons de groupes larges. Il s'agira d'une procédure d'«ajustement cinétique» tenant compte de l'information détaillée, telle que l'hétérogénéité des assemblages et l'énergie. A notre connaissance, cette tentative comble un vide dans les procédures de condensation définies en neutronique.

Après avoir présenté le champ de ce travail, décrivons l'organisation de ce document:

- Au chapitre I, nous allons présenter et discuter certains aspects du recyclage du plutonium. Nous décrirons les différences principales entre les réacteurs utilisant du combustible standard et ceux utilisant des combustibles mixtes. Cette revue bibliographique nous permettra de cerner et de montrer l'opportunité des objectifs de la recherche.

- Le chapitre II sera consacré à l'approche classique de la cinétique des réacteurs. Après avoir introduit certaines notations, nous montrerons l'intérêt des flux adjoints en cinétique. Ensuite, nous illustrerons la difficulté de calcul des paramètres cinétiques par la méthode classique.

- Notre méthode de calcul sera présentée en détail au chapitre III. Tous les développements nécessaires au calcul complet du coeur seront discutés. Enfin, nous définirons une «philosophie cinétique» de condensation des vitesses moyennes de groupe.

- L'étude détaillée de notre méthode sera effectuée au chapitre IV, avec le calcul du réacteur CROCUS. Les résultats seront confrontés à ceux de la méthode classique. Une validation expérimentale sera également proposée. L'influence des spectres d'émission des neutrons retardés, de la structure des groupes de neutrons, etc. sera discutée.

- Au chapitre V, les paramètres cinétiques du réacteur Beznau II seront calculés. Les résultats obtenus seront comparés à ceux du constructeur. Une analyse de l'importance du plutonium sera en outre proposée.

- Finalement, nous tirerons les conclusions générales de ce travail.

En annexe sont regroupées des informations complémentaires qui n'avaient pas leur place dans le corps du texte. On trouvera en particulier un résumé en anglais de ce travail qui a été présenté dans une conférence internationale.

CHAPITRE I

LE RECYCLAGE DU PLUTONIUM ET LES COMBUSTIBLES MOX

Seules des quantités infimes de plutonium se trouvent dans la nature mais il apparaît lors de la "combustion" de l'uranium dans les centrales nucléaires. Les isotopes du plutonium peuvent être fissiles et d'ailleurs les fissions in-situ du plutonium contribuent de manière significative à la production d'énergie dans les centrales nucléaires actuelles. Des quantités de plutonium s'accumulent dans les combustibles irradiés et on peut envisager la réutilisation de ce plutonium en effectuant le retraitement des combustibles après leur séjour dans le réacteur. Il s'agit de séparer le plutonium et l'uranium non brûlé des autres transuraniens et des produits de fission. L'utilisation du plutonium de recyclage peut être envisagée dans les réacteurs à neutrons rapides mais également dans les réacteurs à neutrons thermiques. L'implantation de nouveaux réacteurs à neutrons rapides n'étant pas encore envisagée, la combustion du plutonium dans les réacteurs à neutrons thermiques permet de mieux utiliser les ressources naturelles et de contrôler les stocks de plutonium.

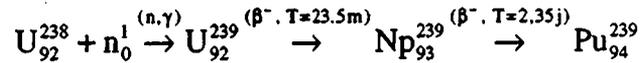
Nous allons tout d'abord passer en revue les différentes caractéristiques du recyclage du plutonium. En particulier, nous nous focaliserons sur l'utilisation des combustibles mixtes uranium-plutonium dans les réacteurs thermiques à uranium enrichi et eau pressurisée. Nous examinerons d'une part, les différences neutroniques du plutonium et de l'uranium et d'autre part, les coeurs mixtes par rapport aux coeurs chargés uniquement d'uranium.

I.1 - L'ÉLÉMENT PLUTONIUM

Le plutonium est un élément chimique formé de 94 protons et, pour l'isotope principal de nombre de masse 239, de 145 neutrons. Tous les isotopes du plutonium ont bien sûr les mêmes propriétés chimiques et c'est par leurs décroissances radioactives et caractéristiques nucléaires qu'ils diffèrent. Le Pu^{239} a une période relativement "courte" de 24110 ans. Seul le Pu^{244} présente une période très longue de $8.26 \cdot 10^7$ ans et a été retrouvé à l'état de trace dans des roches du précambrien aux États-Unis d'Amérique [7]. L'existence aujourd'hui des autres isotopes provient donc de l'activité humaine.

Dans les réacteurs, le plutonium s'obtient à partir d'une capture neutronique de l'uranium 238 qui devient uranium 239. Cet isotope de l'uranium est radioactif et produit tout d'abord du

neptunium 239 par désintégration β^- avec une période de 23.5 minutes, puis du plutonium 239, également par désintégration β^- avec une période de 2.355 jours. Voici une représentation symbolique de cette réaction fondamentale dans le "cycle" du plutonium:



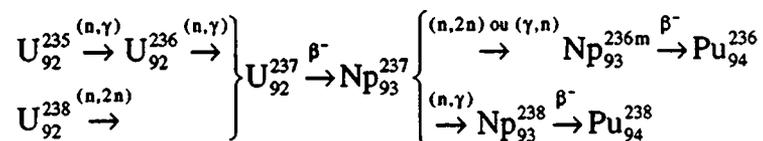
Le plutonium est un métal dur, blanc argenté, chimiquement semblable à l'aluminium, le magnésium ou l'uranium. A l'état pur, le plutonium a une densité de 19.9 g/cm³ et un point de fusion à 640 °C. Le dioxyde de plutonium PuO₂ est la forme utilisée dans les réacteurs nucléaires et présente un point de fusion à 2390 °C. Il est mélangé avec du dioxyde d'uranium UO₂ pour former les combustibles mixtes UO₂-PuO₂ appelés combustibles MOX pour **Mixed OX**ide.

D'autres caractéristiques chimiques et mécaniques du plutonium et de ses composés sont données dans [6], [7] et [8].

I.1.1 - Composition isotopique du plutonium

Le plutonium produit dans les réacteurs nucléaires est un mélange d'isotopes. Par captures neutroniques d'autres nuclides sont en effet créés à partir du Pu²³⁹: Pu²⁴⁰, Pu²⁴¹ et Pu²⁴² ainsi que divers éléments transuraniens. Un schéma des différentes réactions est représenté dans la figure I.1.

De faibles quantités de Pu²³⁶ et de Pu²³⁸ apparaissent également. Dans les réacteurs thermiques, ils sont formés principalement par les réactions suivantes



La composition isotopique du plutonium d'un assemblage placé dans un réacteur dépend de la composition isotopique initiale de l'uranium et des conditions d'irradiation (temps de séjour dans le réacteur, flux dans le réacteur, spectre énergétique des neutrons). Pour un type de réacteur donné, on peut définir une variable temporelle intéressante permettant de définir l'irradiation; il s'agit du taux de combustion ou "burnup", souvent exprimé en MWj/t. Cette grandeur est reliée à l'intégrale temporelle du flux auquel le combustible est soumis. Pour un assemblage dans un réacteur à eau pressurisée, on obtient typiquement les caractéristiques résumées dans le tableau I.1 en fonction du taux de combustion et de la concentration initiale d'uranium [9].

Figure I.1 Chaîne d'évolution de l'uranium dans les réacteurs nucléaires. Principales réactions.

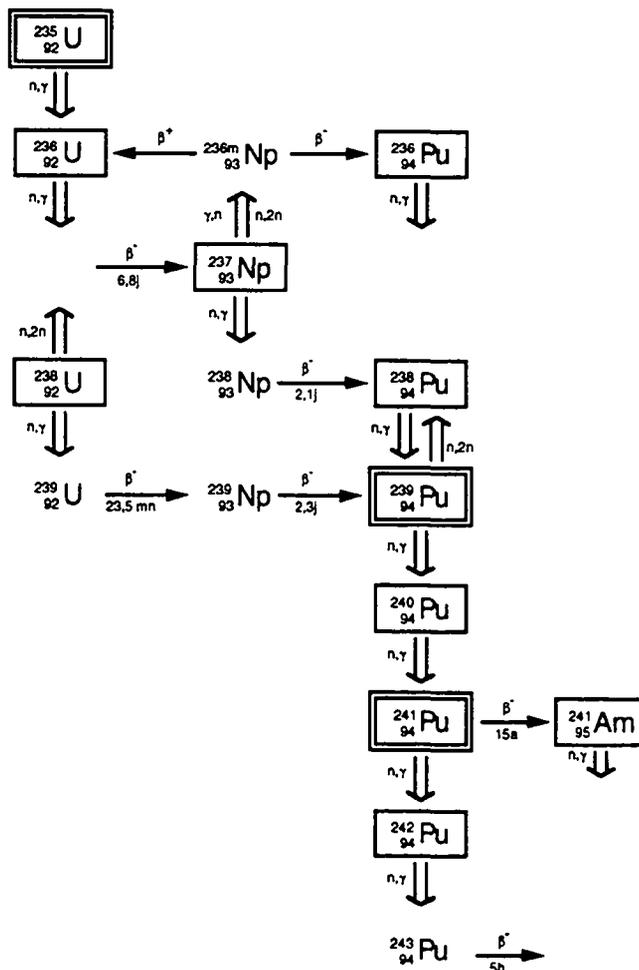


Tableau I.1 Composition isotopique du plutonium d'assemblages irradiés immédiatement après déchargement.

Cycle $\text{U}^{235} / \text{U}$ initial	burnup GWj/t	Pu^{236}	Pu^{238}	Pu^{239}	Pu^{240}	Pu^{241}	Pu^{242}
		ppm	%	%	%	%	%
3.25%	33	12	1.26	56.62	23.18	13.86	4.73
3.70%	43	15	1.97	52.55	24.09	14.73	6.22
4.40%	53	20	2.74	50.37	24.15	15.16	7.06

I.1.2 - La fission du plutonium

Comme l' U^{233} et l' U^{235} , les isotopes impairs du plutonium sont fissiles avec des neutrons thermiques. Dans un réacteur, il s'agit du Pu^{239} et du Pu^{241} . Le Pu^{238} et le Pu^{240} sont fertiles et produisent, par capture neutronique, respectivement le Pu^{239} et Pu^{241} . Le Pu^{236} et le Pu^{242} sont des "absorbeurs" de neutrons.

Le nombre de neutrons produits lors de la fission $\bar{\nu}$ dépend de l'énergie du neutron incident. Aux énergies thermiques, environ 2.5 neutrons par fission sont émis. Le facteur de reproduction η est plus grand pour le plutonium ($\eta = 2.06$ pour l' U^{235} et 2.10 pour le Pu^{239}). Ce facteur est encore meilleur pour les neutrons rapides ($\eta = 2.33$ pour le spectre de SUPERPHENIX). A ces énergies, le nombre de neutrons engendrés est également supérieur ($\bar{\nu}=2.9$ neutrons par fission).

Il est donc possible de remplacer avantageusement l' U^{235} dans un réacteur thermique par du Pu^{239} et du Pu^{241} . La quantité de plutonium requise pour parvenir aux mêmes résultats va dépendre non seulement de ses caractéristiques nucléaires, telles que les différentes sections efficaces de réactions, mais également de la distribution spatiale du plutonium dans l'assemblage et dans le réacteur. C'est l'objet de la gestion du coeur.

Dans un réacteur à eau légère, on arrive approximativement à 1.3 atomes de plutonium fissile par atome d' U^{235} . En effet, malgré un facteur de reproduction η plus important, il faut tenir compte de l'importante capture de neutrons thermiques par le Pu^{240} ((n, γ), résonance à 1.05 eV).

Aux énergies thermiques, les sections efficaces d'absorption et de fission du Pu^{239} sont plus élevées que celles de l' U^{235} (Figures I.2, I.3 et I.4). A l'énergie thermique (0.025 eV ou $v = 2200$ m/s) la section efficace microscopique de fission du Pu^{239} est de 742.5 barn alors que celle de l' U^{235} est de 582.2 barn.

Figure I.2 Section efficace microscopique d'absorption de l' U^{235} .
barn

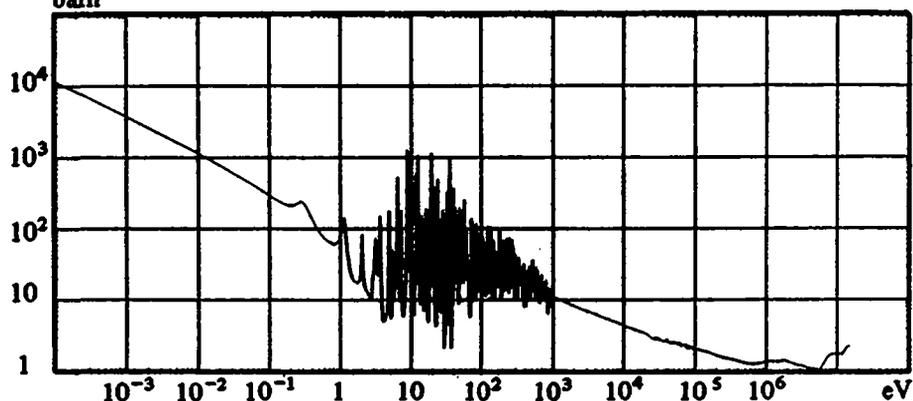


Figure I.3 Section efficace microscopique d'absorption du Pu^{239} .

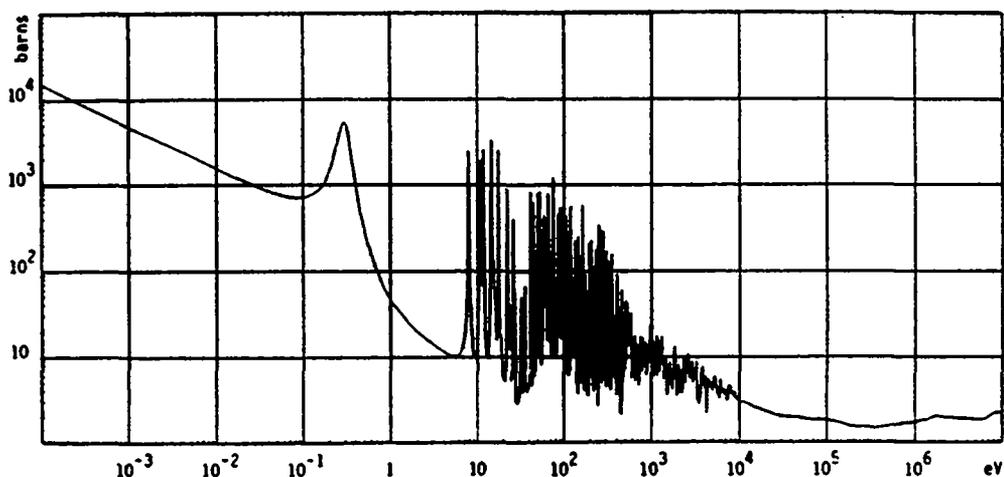


Figure I.4 Quelques sections efficaces microscopiques des isotopes du plutonium et de l'uranium dans le domaine thermique [barn].

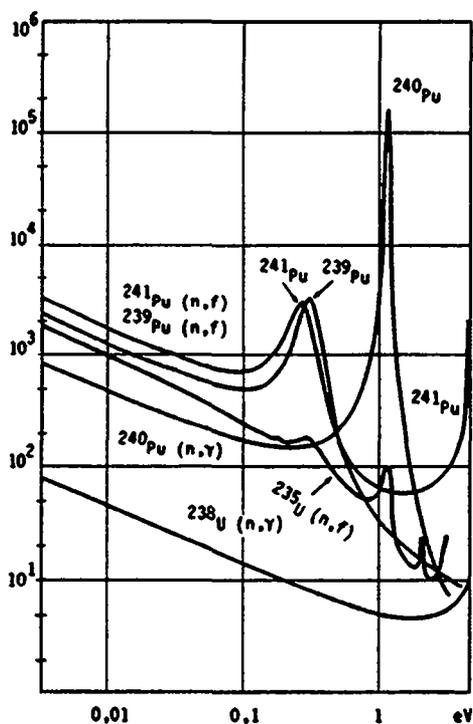


Figure I.5 Répartition des produits de fission induite par un neutron thermique pour les isotopes U^{233} , U^{235} et Pu^{239} .

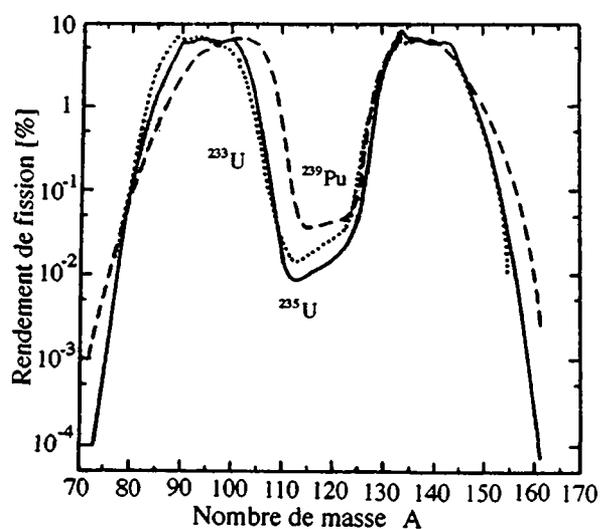


Tableau I.2 Énergie moyenne libérée lors de la fission (neutrons thermiques pour l' U^{235} , Pu^{239} et Pu^{241} , neutrons rapides pour l' U^{238}).

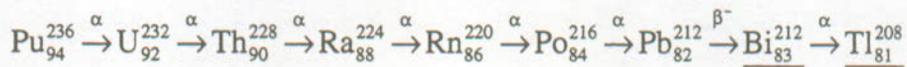
Noyau	U^{235}	U^{238}	Pu^{239}	Pu^{241}
E [MeV/fission]	201.7 ± 0.6	205.0 ± 0.9	210.0 ± 0.9	212.4 ± 1.0

La répartition des fragments de fission diffère légèrement de celle de l'uranium ([19-20] Figure I.5). Finalement, l'énergie moyenne produite lors d'une fission du plutonium est plus

élevée que celle de l'uranium. Les valeurs suivantes sont proposées dans le tableau I.2 (des références [4] et [17]). Ces deux dernières caractéristiques n'ont guère d'importance pratique (sauf pour les fractions de neutrons retardés qui découlent de la répartition des fragments de fission. Ce problème est abordé plus loin).

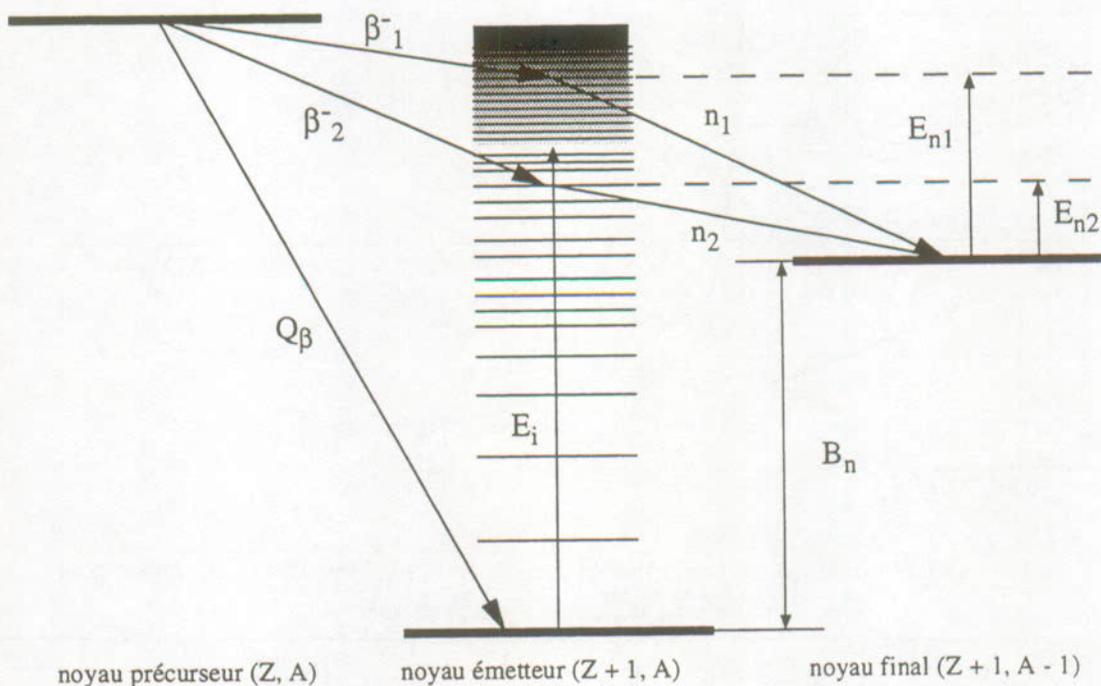
I.1.3 - Radioactivité du plutonium

Les isotopes importants du plutonium dans les réacteurs sont tous des émetteurs α à l'exception du Pu^{241} qui est un émetteur β^- et produit l'américium 241. L'accumulation de plutonium irradié engendre des émissions γ gênantes provenant de l' Am^{241} mais également des γ de haute énergie provenant du bismuth 212 et du thallium 208 qui sont des descendants du Pu^{236} qui n'apparaît heureusement qu'en faible quantité (tableau I.1). Voici un schéma de l'apparition des ces deux isotopes:



La toxicité et le comportement biologique du plutonium sont décrits dans la littérature [10-16].

Figure I.6 Schéma symbolique de l'émission des neutrons retardés.



I.1.4 - Les paramètres des neutrons retardés

Le taux de neutrons retardés β est la fraction de neutrons qui n'apparaissent pas directement lors de la fission mais lors du processus de désexcitation d'un produit de fission secondaire (Figure I.6). Les noyaux **précurseurs** (primaires) de neutrons retardés sont caractérisés par une constante de décroissance λ . A ce jour, on a identifié plus de 270 noyaux émetteurs de neutrons retardés [18] regroupés généralement en 6 groupes de constantes de décroissances λ différentes.

Le point important est que le taux de neutrons retardés du Pu^{239} est **plus faible** que celui de l' U^{235} . On l'exprime le plus souvent en pour-cent-mille ou pcm. Les données pour les principaux isotopes fissiles et fertiles sont reportées dans les tableaux I.3 et I.4 d'après [3] et [4].

Tableau I.3 Paramètres des neutrons retardés pour l' U^{235} et Pu^{239} .

Désintégration	λ [1/s]	τ [s] $\tau=1/\lambda$	$T_{1/2}$ [s]	β_i [pcm]	
				U^{235}	Pu^{239}
$\text{Br}^{87} \xrightarrow{\beta^-} \text{Kr}^{87} \xrightarrow{n_0^1} \text{Kr}^{86}$	0.0124	80.6	55.7	21	7
$\text{I}^{137} \xrightarrow{\beta^-} \text{Xe}^{137} \xrightarrow{n_0^1} \text{Xe}^{136}$	0.0305	32.8	22.7	142	63
Diverses chaînes de désintégrations regroupées	0.111	9.0	6.2	128	45
	0.301	3.3	2.3	257	69
	1.14	0.88	0.61	75	18
	3.01	0.33	0.23	27	9

Tableau I.4 Taux globaux de neutrons retardés des isotopes fissiles et fertiles les plus courants.

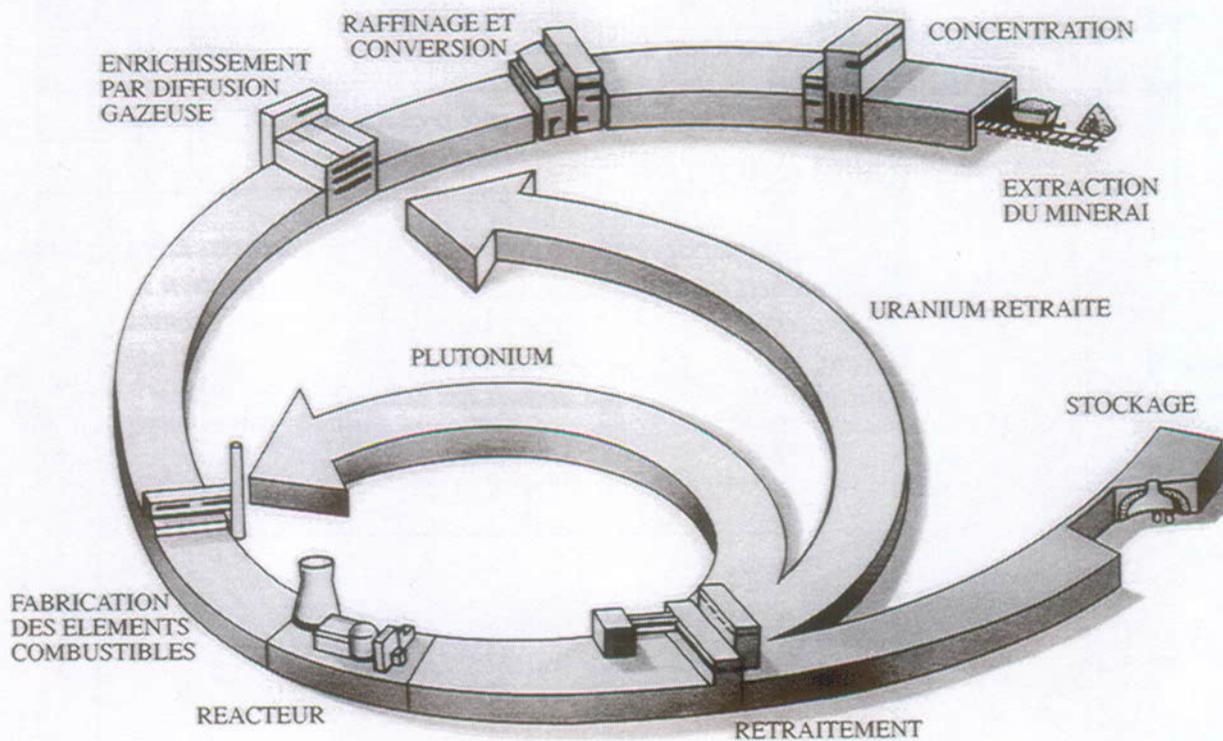
Noyau fissile	$\beta = \sum \beta_i$ [pcm]
U^{235}	650
U^{238}	1480
U^{233}	270
Pu^{239}	210
Pu^{240}	270
Pu^{241}	490
Th^{232}	2030

I.2 - LE RECYCLAGE DU PLUTONIUM

Le plutonium produit lors de la combustion de l'uranium au sein d'un réacteur nucléaire représente donc une source potentielle d'énergie. Pour exploiter ce plutonium, il faut toutefois résoudre quelques problèmes. En effet, sa réutilisation implique d'extraire le plutonium des assemblages uranium après leur séjour en pile et de le séparer des autres produits; c'est à dire de retraiter les combustibles irradiés.

Le retraitement avant stockage définitif est en lui-même un problème complexe engendrant différents aspects comme les problèmes de toxicité, de criticité et aussi celui de la non-prolifération de la matière fissile. Un retraitement plus poussé que l'actuel permettrait de trier les déchets en fonction de leurs dangers potentiels ou même de leur intérêt (Tc^{99}). La figure I.7 représente symboliquement les différentes étapes du cycle du combustible et en particulier son retraitement. On peut déjà remarquer que le plutonium ne nécessite pas d'usine d'enrichissement puisqu'il est extrait par voie chimique.

Figure I.7 Cycle de l'uranium avec recyclage.



L'option du retraitement n'a pas été retenue par tous les pays exploitant des centrales nucléaires. Pour des raisons stratégiques ou économiques, les États-Unis d'Amérique ne dispose pas d'usine de retraitement. Les aspects économiques du retraitement sont évoqués notamment dans les références [6] et [21].

La France, la Belgique, l'Allemagne, le Japon et la Suisse retraitent leur combustible et peuvent donc envisager la réutilisation du plutonium.

Nous avons brièvement vu les caractéristiques neutroniques du plutonium. Pour le recyclage, nous devons encore considérer d'autres aspects que nous allons aborder maintenant.

I.2.1 - Taux de combustion des assemblages retraités

Le tableau I.5 (d'après [6]) donne les compositions isotopiques des combustibles irradiés pour des assemblages frais et après irradiation.

La quantité de plutonium disponible dans les assemblages augmente avec le taux de combustion mais sa "qualité" diminue au travers de sa composition isotopique. Le Pu^{238} produit de la chaleur par émission α , d'où certaines utilisations particulières (Pacemaker). Le Pu^{240} et le Pu^{242} sont des "absorbeurs" de neutrons, mais le premier a l'avantage de produire du Pu^{241} fissile. Leur concentration augmente avec le taux de combustion des assemblages et demande donc une concentration initiale de plutonium plus grande pour les assemblages plutonium réalisé avec du combustible retraité après avoir atteint un plus grand taux de combustion.

La production de plutonium dans le réacteur cesse dès la fin de l'irradiation et la décroissance radioactive devient le phénomène prépondérant. La quantité de Pu^{239} , avec une période de 24110 ans, ne va pas être modifiée de manière significative mais par contre, celle de Pu^{241} , avec sa période de 14.4 ans, le sera. Ce dernier engendre, par désintégration β^- , l' Am^{241} qui est un absorbeur de neutrons et un émetteur de γ .

Après déchargement du coeur, le combustible irradié évolue donc et sa qualité se détériore légèrement car le nombre de noyaux fissiles diminue alors que celui des noyaux absorbeurs augmentent comme le montre le tableau I.6.

Tableau I.5 Combustible uranium de réacteur à eau légère - composition d'une tonne en poids et en proportion de la masse totale d'uranium - combustible frais et irradié

	U ²³⁵		U ²³⁶		U ²³⁸		U total		Pu ²³⁸		Pu ²³⁹		Pu ²⁴⁰		Pu ²⁴¹		Pu ²⁴²		Am ²⁴¹		Pu tot		Pu/Pu tot ° [%]		
	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%	kg	%		kg*	%
3.25% U ²³⁵	32.5	3.25	0.0	0.0	967.5	96.75	1000	1000	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
33000 MWj/t	8.84	0.92	3.91	0.41	943.72	98.67	956.47	956.47	0.12	1.26	5.4	56.62	2.21	23.18	1.32	13.86	0.45	4.73	0.03	0.35	0.03	0.35	9.54	9.54	0.99
3.70 % U ²³⁵	37.0	3.70	0.0	0.0	963.0	96.3	1000	1000	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
43000 MWj/t	7.6	0.8	4.81	0.51	932.5	98.69	944.91	944.91	0.21	1.97	5.72	52.55	2.62	24.09	1.6	14.73	0.68	6.22	0.05	0.44	0.05	0.44	10.89	10.89	1.14
4.40 % U ²³⁵	44.0	4.4	0.0	0.0	956.0	95.6	1000	1000	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
53000 MWj/t	7.68	0.82	5.94	0.64	919.83	98.54	933.44	933.44	0.33	2.74	6.07	50.37	2.91	24.15	1.83	15.16	0.85	7.06	0.06	0.51	0.06	0.51	12.05	12.05	1.27

* Pu total + Am
 ° Pu total + Am + U total

Tableau I.6 Évolution temporelle de la concentration isotopique de plutonium d'un combustible irradié de réacteur à eau légère [6].

Années après déchargement	Composition du plutonium [%]						
	Pu ²³⁸	Pu ²³⁹	Pu ²⁴⁰	Pu ²⁴¹	Pu ²⁴²	Pu tot	Am ²⁴¹
0	1.26	56.62	23.18	13.86	4.73	99.65	0.35
2	↓	↓	↓	12.44	↓	98.23	1.77
5				10.52		96.31	3.69
10				8.28		94.07	5.93
15				1.26		56.62	23.18

Bien que cela ne pose pas de problèmes particuliers pour l'utilisation du plutonium en réacteur, le coût du retraitement, le transport et le stockage en sont fortement influencés. Tous ces facteurs montrent l'intérêt d'un retraitement rapide et de l'usage du plutonium dans un réacteur ordinaire plutôt qu'un stockage en attendant une mise en oeuvre dans un réacteur rapide.

I.2.2 - La fabrication du MOX

La quantité de plutonium créée dans un combustible standard est d'environ 1% en poids avec environ 70% d'isotopes fissiles (tableau I.5). Cette matière, récupérée lors du retraitement, constitue la partie fissile des nouveaux combustibles MOX (avec, dans une moindre mesure, l'U²³⁵). Le combustible obtenu, qui ne nécessite pas d'enrichissement, doit être le plus "équivalent" possible au combustible standard.

Pour assurer la compatibilité des assemblages MOX avec les assemblages uranium, le dimensionnement est fait dans les mêmes limites thermodynamiques et mécaniques. La conception est donc identique sauf pour le matériau fissile. En particulier, on utilise la même géométrie et les mêmes matériaux de structures.

Pour simplifier et minimiser les coûts de fabrication, de transport et stockage, on préfère concentrer le plutonium dans un minimum de crayons et il est donc avantageux de constituer des assemblages comportant uniquement des crayons MOX.

Le combustible MOX frais contient en moyenne 5 à 7% de plutonium (fissile et fertile). Pour le complément, la France utilise l'uranium appauvri provenant de l'usine d'enrichissement [22] alors que l'Allemagne, qui alimente les réacteurs suisses, utilise de l'uranium naturel (HANAU [24]).

Au déchargement, la concentration en plutonium d'un assemblage MOX est encore de 3 à 5%. On peut également envisager de retraiter à leur tour les combustibles MOX. La faisabilité du retraitement du combustible MOX a été étudiée [31].

Un coeur de réacteur à eau pressurisée est généralement constitué d'un réseau continu d'assemblages. A l'interface de deux assemblages on assiste à une remontée du flux de neutrons thermiques qui peut conduire à l'apparition d'un "pic" de puissance. Lors de l'utilisation de combustibles d'un seul type (tout uranium ou tout plutonium) avec un enrichissement unique dans tous les crayons, cette remontée de la puissance demeure acceptable.

Au contraire, dans les coeurs mixtes, on peut avoir un trop grand pic de puissance à l'interface d'assemblages MOX et standard. Dans un spectre typique de réacteur à eau pressurisée, le Pu^{239} et le Pu^{240} ont une section efficace d'absorption environ deux fois plus grande que l' U^{235} . Plus le spectre est mou dans l'assemblage uranium, plus le gradient de flux thermique est important à l'interface et dans les crayons périphériques de l'assemblage MOX. Cela entraîne un pic de puissance inacceptable en regard des contraintes mécaniques et thermodynamiques. On peut toutefois partiellement éviter ce problème par l'adoption de 2 ou 3 enrichissements différents dans les assemblages MOX.

Dans un assemblage MOX, les crayons périphériques ont donc un enrichissement plus faible qu'au centre de l'assemblage. Ainsi à l'interface de l'assemblage MOX et de l'assemblage standard, le gradient du flux thermique sera plus faible. Deux critères indépendants déterminent la conception des assemblages MOX:

- Du point de vue pratique, la distribution de puissance dans l'assemblage MOX entouré d'assemblages standard doit être aplatie en utilisant un minimum d'enrichissements différents et une bonne disposition des différents crayons.
- Le taux de combustion maximal atteint dépend de l'enrichissement initial moyen en plutonium.

Le procédé de fabrication d'un combustible de type MOX est décrit en détail dans les références [22, 23, 24] et des analyses de ce combustible irradié ont été effectuées (dégagement de gaz, migration des produits de fission) [25, 26].

I.3 - ÉTUDES DE FONCTIONNEMENT ET DE SÉCURITÉ

De grandes quantités de plutonium vont être disponibles dans un proche avenir. Il y a différentes politiques:

- Stocker le plutonium pour son utilisation future dans un réacteur à neutrons rapides. Bien que ce type de réacteur doive être encore amélioré, il s'agit là de la meilleure utilisation que l'on puisse faire du plutonium, puisqu'on bénéficie alors de la surgénération.
- Charger le plutonium dans les réacteurs à eau légère. Ce sont les réacteurs les plus répandus. On peut alors effectuer un chargement partiel ou total en combustible mixte.
- Charger le plutonium dans un réacteur à neutrons thermiques spécialement adapté. Ce type de réacteur serait à développer.

Étant donné le nombre de réacteurs à eau légère déjà installés, la deuxième solution semble s'imposer, pourvu que les études de sécurité l'autorisent. De toute manière, les différentes alternatives ne s'excluent pas entre elles et il n'y a pas de contraintes à utiliser le plutonium dans les centrales existantes.

Des études théoriques [27, 32, 33] ont été menées sur le pilotage et la sécurité des réacteurs à eau légère fonctionnant avec des combustibles mixtes. Le but de ces études était de répondre aux questions suivantes:

- Le comportement stationnaire et accidentel d'un réacteur utilisant des assemblages MOX est-il différent d'un réacteur fonctionnant uniquement avec des assemblages standard ?
- Quelle est la quantité maximale de plutonium que l'on peut insérer dans un réacteur sans imposer des restrictions d'utilisation et des modifications importantes ?
- Les procédures d'homologation vont-elles être affectées par l'utilisation des combustibles mixtes ?

Il ressort de ces études qu'un recyclage des MOX à raison de 20 à 30% des assemblages du cœur n'engendre pas de problèmes particuliers. Depuis, ces études théoriques ont été confirmées par des expériences effectuées sur des réacteurs commerciaux [28, 29].

Ce n'est pas très étonnant qu'il y ait peu de différences entre un réacteur utilisant des combustibles standard et mixtes. En effet, il faut savoir que, dans un cœur de réacteur

thermique "standard", composé uniquement d'assemblages uranium, le plutonium produit in-situ par l' U^{238} dégage en moyenne 30% de la puissance totale du réacteur. Dans un réacteur complètement chargé avec des assemblages MOX, la fraction de puissance due au plutonium serait en moyenne de 85%, le reste provenant des fissions de l' U^{235} (0.7% de l'uranium naturel) et de l' U^{238} (neutrons rapides). Le tableau I.7 donne des valeurs plus précises pour le début du cycle (BOC pour **B**eginning **O**f **C**ycle) et à la fin du cycle (EOC pour **E**nd **O**f **C**ycle) pour des coeurs standard et mixte.

Tableau I.7 Fraction de la puissance produite par la fission des isotopes du plutonium dans un réacteur à eau pressurisée au cycle d'équilibre (taux de combustion à la décharge: 33000 MWj/t) d'après [27].

	coeur "standard"	coeur 30% MOX
BOC	24%	44%
EOC	44%	58%

On voit donc que l'on est déjà confronté au problème du plutonium dans les réacteurs classiques.

Pour alléger l'écriture on introduira diverses abréviations caractérisant différents états du réacteur. Nous avons déjà vu les désignations BOC et EOC qui signifient respectivement début et fin du cycle, c'est à dire le début et la fin de l'irradiation d'un chargement. Le renouvellement du combustible se fait généralement tous les ans et les assemblages séjournent dans le coeur pendant 3 ou 4 ans; ceci conduit à un rechargement par tiers ou par quart du coeur.

Nous allons désigner par **HFP** (pour **H**ot **F**ull **P**ower) l'état du réacteur à puissance nominale, **HZP** (pour **H**ot **Z**ero **P**ower) l'état du réacteur en température mais à puissance nulle et enfin **CZP** (pour **C**old **Z**ero **P**ower), l'état du réacteur froid et à puissance nulle. Dans l'état HFP, les barreaux combustibles sont à une température moyenne d'environ 700°C, alors que la température de l'eau modératrice est typiquement de 300°C. Dans l'état HZP, la température du combustible est la même que celle du modérateur, généralement un peu inférieure à la température du modérateur de l'état HFP (environ 280°C).

En rappelant les principaux paramètres de sécurité, nous allons examiner les différences entre un coeur standard et un coeur mixte.

I.3.1 - Le coefficient Doppler

L'effet Doppler conduit à un élargissement des résonances avec la température, donc à une augmentation de l'absorption pendant le ralentissement. Il est lié à la vitesse d'agitation thermique des noyaux présentant des résonances, tel que l' U^{238} , donc, en pratique à la température du combustible. Puisque la chaleur est produite au sein même de celui-ci, c'est l'effet le plus rapide et il est impératif qu'il corresponde à un coefficient de température négatif pour rendre le réacteur stable.

C'est pratiquement toujours le cas dans les réacteurs thermiques standard. Dans un coeur mixte, la présence d'isotopes résonnants du plutonium accentue l'effet Doppler et, généralement, le coefficient Doppler est encore plus négatif.

En régime stationnaire, un coeur mixte est donc plus stable qu'un coeur standard. Par contre, lors d'un passage de l'état HFP à HZP, la température du combustible chute et il s'en suit une "injection" de réactivité. Celle-ci est plus importante pour un coeur mixte mais la différence est faible; les barres de contrôle utilisées pour compenser l'injection de réactivité d'un coeur standard suffisent largement pour un coeur mixte.

I.3.2 - Le coefficient de température du modérateur

Le coefficient de température du modérateur est défini comme le changement de réactivité lorsqu'on modifie d'un degré la température du modérateur. Les deux principaux paramètres qui influence ce coefficient sont la modification de la densité de l'eau, lié à l'élévation de température, et le durcissement du spectre énergétique des neutrons.

Généralement, une diminution de la densité de l'eau va conduire à une moins bonne modération. En effet, les réseaux des coeurs des réacteurs à eau pressurisée sont dimensionnés de manière à obtenir un rapport volume modérateur - volume combustible plus faible que l'idéal. Le réseau est dit sous-modéré et une diminution de la densité du modérateur accentue encore le phénomène de sous-modération, d'où un coefficient négatif, ce qui contribue à la stabilité du coeur.

Par contre, si le pilotage est effectué au moyen de bore soluble, dont la densité diminue au même titre que celle de l'eau, l'absorption des neutrons va être diminuée. On doit donc fixer une concentration maximale de bore pour ne pas obtenir globalement un coefficient de température positif. Dans un coeur mixte, la présence de plutonium durcit le spectre énergétique par rapport à un coeur standard. L'efficacité du bore est donc plus faible car il entre en compétition avec un combustible plus absorbant.

Les études ont montré que le coefficient de température du modérateur d'un coeur mixte était généralement plus négatif que celui d'un coeur standard.

Lors du passage de HFP à HZP, la chute de température du modérateur est généralement d'environ 16 à 20°C pour un réacteur de 900 MWe. Les études ont montré que 20 à 30% de marge de réactivité supplémentaire est nécessaire pour contrôler un coeur 100% MOX. C'est donc une limitation de l'utilisation des MOX dans les réacteurs thermiques classiques.

I.3.3 - Effet xénon

De même que pour le bore, le durcissement du spectre énergétique des neutrons diminue l'importance du xénon dans un coeur mixte.

I.3.4 - Efficacité des barres de contrôle

Encore une fois, dans un coeur mixte, la présence de plutonium plus absorbant que l'uranium, diminue l'efficacité des barres de commande.

On peut améliorer l'efficacité des grappes de commande en adoptant une stratégie particulière de chargement et par exemple, en évitant de placer des grappes de commande dans les assemblages MOX. Cela restreint toutefois les possibilités de gestion du coeur.

I.3.5 - Neutrons retardés et temps de génération

Les paramètres cinétiques tels que le taux effectif de neutrons retardés β_{eff} et le temps de génération Λ sont importants dans l'analyse des transitoires rapides. La détermination du β_{eff} revêt une importance particulière pour la sécurité lors de la conception et/ou du dimensionnement des réacteurs, car ce paramètre détermine la transition entre le comportement lent (contrôlable) et prompt du réacteur. L'éjection accidentelle de grappes de commande dans un coeur mixte peut conduire plus rapidement à une cinétique prompt. Toutefois, bien que la conception et le fonctionnement d'un réacteur soient influencés par ce risque, rappelons que ce n'est pas ce type d'accident qui est pris comme référence pour les réacteurs à eau légère, mais la perte du liquide caloporteur. Dans ce dernier type d'accident, les paramètres des neutrons retardés ne jouent pas un rôle si important.

Tableau I.8 Paramètres cinétiques de centrales à eau pressurisée.

	Taux effectif de neutrons retardés β_{eff} [pcm]		Temps de génération Λ [μ s]	
	BOC	EOC	BOC	EOC
Études CEA/Edf [34]				
coeur UO ₂	650	570	25	24.5
30% MOX	590	530	21.5	21.0
70% MOX	500	490	16	16.5
Études KWU [35]				
UO ₂		576		24.1
37% MOX		502		20.3
100% MOX		442		14.3
Études Belgonucléaire [36]				
UO ₂	630	560	17.4	18.3
30% MOX	561	519	15.0	15.7
70% MOX	479	470	11.8	12.7

Le taux de neutrons retardé β du plutonium étant plus faible que celui de l'uranium, le taux effectif β_{eff} d'un coeur MOX est plus faible que celui d'un coeur uranium. Le temps de génération Λ d'un coeur MOX est également plus faible en raison de l'augmentation des absorptions dues au plutonium. Le tableau I.8 donne un aperçu des différentes évaluations de ces paramètres par divers auteurs. On peut mentionner que l'on trouve dans la littérature peu d'évaluations de ces paramètres cinétiques et que ce sera l'objet de cette thèse de les déterminer grâce à une nouvelle méthode de calcul.

I.4 - CONCLUSIONS DES ÉTUDES SUR L'UTILISATION DU PLUTONIUM DANS LES RÉACTEURS À EAU PRESSURISÉE

Les études évoquées ci-dessus n'ont pas montré de restrictions majeures à l'utilisation du plutonium sous forme d'assemblages d'oxydes mixtes MOX dans les **réacteurs à eau pressurisée existants**. Depuis ces études, plusieurs réacteurs commerciaux ont d'ailleurs exploité favorablement ces combustibles. Ces réacteurs ont comporté jusqu'à 30% d'assemblages MOX (Beznau II [29]). Des chargements comportant 40% d'assemblages MOX vont bientôt être autorisés pour le réacteur Beznau II.

Si la faisabilité scientifique et technique est établie, le choix du recyclage du plutonium demeure dépendant de critères économiques et politiques.

Beaucoup de travaux peuvent être effectués encore pour rapprocher les comportements des coeurs standard et mixtes (pics de puissance, marges de réactivités et flexibilité de la gestion du combustible). Les cycles de transition et les conditions extrêmes de fonctionnement doivent également être étudiées de manière approfondie.

Dans les études de sécurités, le problème le plus critique est l'incertitude liée aux paramètres pris en considération. Certains de ces paramètres relèvent de la thermohydraulique et ne sont pas directement dépendant du plutonium. Par contre, les paramètres cinétiques tels que le taux de neutrons différés β_{eff} et le temps de génération Λ sont liés directement à la quantité de plutonium chargée dans le réacteur.

La recherche d'une nouvelle méthode de détermination des paramètres cinétiques présente un intérêt nouveau dès lors qu'on envisage l'utilisation de combustible MOX dans les réacteurs nucléaires. Avec les combustibles MOX, une difficulté supplémentaire à l'évaluation des paramètres cinétiques est la présence, en quantité substantielle, de plusieurs isotopes fissiles avec des caractéristiques nucléaires différentes.

CHAPITRE II

LA CINÉTIQUE DES RÉACTEURS

APPROCHE CLASSIQUE

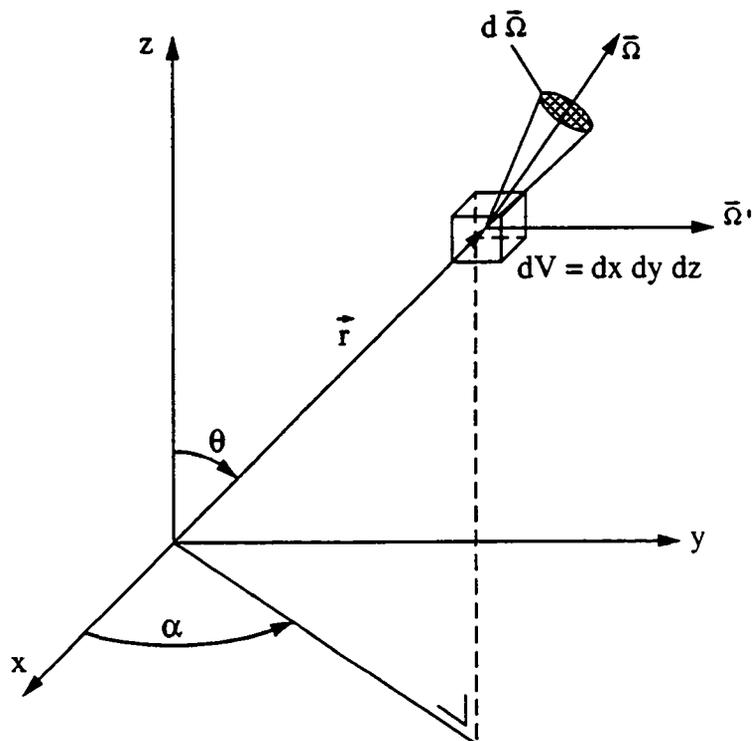
II.1 - L'ÉQUATION DE TRANSPORT

L'équation de transport (ou de Boltzmann) qui fournit les distributions spatiales des neutrons en fonction de leur énergie, de leur position, de leur direction et du temps est démontrée dans la littérature [1][2][4][38][39]. Nous rappellerons les principales hypothèses de la théorie du transport.

- *Les particules sont considérées comme des points.* Cette hypothèse est valable si la longueur d'onde associée à la particule est petite par rapport aux distances atomiques. Dans un réacteur, les particules ont un libre parcours moyen de plusieurs distances interatomiques. Elles peuvent être décrites de manière adéquate par leur position et leur vitesse.
- *Les interactions particules - particules sont négligées.* Cette hypothèse est très justifiée car la densité neutronique dans les réacteurs est faible comparée à celle du milieu, même gazeux. Même dans un réacteur thermique opérant à un flux de 10^{16} neutrons par cm^2 et par seconde, la densité de neutrons est inférieure à 10^{11} neutrons par cm^3 alors que la densité atomique pour les solides, est de l'ordre de 10^{22} noyaux par cm^3 . De plus, les sections efficaces d'interaction neutron-neutron sont faibles.
- *Les particules voyagent en ligne droite entre les collisions.* Les neutrons et les rayonnement γ ne sont pas chargés et ne sont donc pas influencés par les forces électromagnétiques. Les forces nucléaires de courte portée peuvent être considérées comme des collisions. Pour les neutrons, ce sont les collisions avec les noyaux qu'il faut considérer. Pour le rayonnement γ , ce sont les collisions avec les noyaux (photoréactions) mais surtout avec les électrons atomiques (effets photoélectrique et Compton, etc.).
- *Les collisions neutroniques peuvent être considérées comme ponctuelles* car le rayon d'action des forces nucléaires est de l'ordre de 10^{-12} cm alors que les distances parcourues entre deux collisions peuvent atteindre quelques centimètres.

- *Les propriétés du milieu sont isotropes.* Cette hypothèse est généralement correcte pour les matériaux utilisés dans les réacteurs.
- *Les propriétés des noyaux (sections efficaces) et la composition du milieu sont connues et généralement indépendantes du temps, à moins de l'être explicitement précisés.* Si la densité de particules devient suffisamment grande, les fissions ou autres réactions nucléaires peuvent causer une augmentation de la température du milieu qui engendre des modifications de la densité atomique et des sections efficaces dans les résonances (effet Doppler). L'apparition de nouveaux nuclides peut également modifier les caractéristiques d'un milieu. Cependant, ces phénomènes ne sont généralement pas traités explicitement lors des calculs neutroniques. Pour les prendre en compte, les codes neutroniques doivent être couplés à des codes d'évolution et de thermohydraulique.

Figure II.1 Le volume élémentaire $dVdE d\vec{\Omega}$ dans l'espace des phases à 6 dimensions (dE n'est pas représenté).



Limitons nous désormais aux neutrons. La grandeur que l'on veut déterminer sera la fonction-densité appelée flux angulaire définie dans le volume élémentaire $dE d\vec{\Omega}$. Elle se rattache à la densité de particules par l'expression:

$$\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \cdot v$$

où v est la vitesse. Dans ces conditions, $n \cdot dE d\vec{\Omega} dV$ représente le nombre de particules contenues dans le volume dV (autour de r), dans la tranche d'énergie dE (autour de E) et dans l'angle solide $d\vec{\Omega}$ (autour de $\vec{\Omega}$) (figure II.1).

L'équation de transport neutronique pour la cinétique peut s'écrire [1][2]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi = H_s \phi + H_f^p \phi + \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^I \lambda_i C_i(\vec{r}, t) \chi^i(E) + q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (\text{II.1})$$

à laquelle il faut associer l'équation d'évolution des précurseurs (i) où C_i représente leur concentration.

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \lambda_i C_i = H_f^i \phi \quad (i = 1, 2, \dots, I) \quad (\text{II.2})$$

Le deuxième membre de (II.1) correspond aux émissions au sens large alors que le deuxième membre de (II.2) représente le taux de formation du précurseur (i) résultant de la fission. Enfin, q représente les sources extérieures (connues à l'avance).

On rappelle que la section efficace totale contient toutes les réactions:

$$\begin{aligned} \Sigma_t &= \Sigma_a + \Sigma_s + \dots \\ \Sigma_t &\text{ section efficace totale} \\ \Sigma_a &\text{ section efficace d'absorption (fissions incluses)} \\ \Sigma_s &\text{ section efficace de diffusion (élastique et inélastique)} \end{aligned}$$

Nous allons expliciter les différents opérateurs.

Dans les expressions suivantes, les variables (\vec{r}, t) seront omises pour alléger l'écriture, mais les variables $(E, \vec{\Omega})$ seront maintenues, car les opérateurs "physiques" agissent sur elles. L'opérateur de diffusion s'exprime de façon générale.

$$H_s \phi = \int_0^{E_0} dE' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}) \phi(\vec{\Omega}', E') \quad (\text{II.3})$$

L'opérateur de fission s'écrit:

$$H_f^p \phi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{E_0} dE' \chi^p(E, E') [1 - \beta(E')] v \Sigma_f(E') \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \phi(\vec{\Omega}', E') \quad (\text{II.4})$$

Intégré sur $\vec{\Omega}'$, le terme $v \Sigma_f \phi$ représente le nombre total de neutrons de fission créés par des neutrons d'énergie E' , et la multiplication par $[1 - \beta(E')]$ permet de ne retenir que les neutrons

prompts. Le facteur $1/4\pi$ exprime l'isotropie de l'émission de ces neutrons (hypothèse très justifiée), alors que χ^p caractérise leur spectre normalisé:

$$\int_0^{E_0} dE \chi^p(E, E') = 1 \quad (\text{II.5})$$

Il dépend surtout de l'énergie d'émission E et peu de l'énergie du neutron incident E' . Cette dernière est souvent négligée dans les codes de calcul de réacteurs. En toute rigueur, le spectre χ^p a une nature matricielle. Enfin, E_0 représente une borne supérieure au delà de laquelle aucun neutron ne peut être observé.

Faisant appel aux mêmes données nucléaires, le taux de production de noyaux précurseurs qui intervient dans (II.2), s'écrit:

$$H_f^i \phi = \int_0^{E_0} dE \beta^i(E) \nu \Sigma_f(E) \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \phi(\bar{\Omega}, E) \quad (\text{II.6})$$

On a bien sûr:

$$\beta(E) = \sum_{i=1}^I \beta^i(E) \quad \int_0^{E_0} dE \chi^i(E) = 1 \quad (\text{II.7})$$

II.1.1 - Les mélanges d'isotopes

En pratique, on peut être confronté à des mélanges d'isotopes fissiles. Les bibliothèques de données nucléaires vont nous fournir les grandeurs microscopiques pour chaque isotope (m). Dans (II.4), on doit remplacer l'expression:

$$\chi^p(E, E') [1 - \beta(E')] \nu \Sigma_f(E')$$

par

$$\sum_m \chi^{p(m)}(E, E') [1 - \beta^{(m)}(E')] \nu \Sigma_f^{(m)}(E') \quad (\text{II.8})$$

Pour retrouver la structure initiale, il y a forcément une part d'arbitraire dans la décomposition en trois facteurs de la dernière expression. La façon la plus naturelle d'opérer est de poser:

$$\beta(E') = \sum_m \beta^{(m)}(E') \frac{\nu \Sigma_f^{(m)}(E')}{\nu \Sigma_f(E')} \quad (\text{II.9a})$$

$$\chi^p(E', E) = \sum_m \chi^{p(m)}(E', E) \frac{[1 - \beta^{(m)}(E')] \nu \Sigma_f^{(m)}(E')}{[1 - \beta(E')] \nu \Sigma_f(E')} \quad (\text{II.9b})$$

$$v\Sigma_f(E') = \sum_m v\Sigma_f^{(m)}(E') \quad (\text{II.9c})$$

L'expression (II.9.a) indique que la valeur β d'un mélange est obtenue en pondérant les β de chaque isotope par la production correspondante $v\Sigma_f$ de neutrons de fissions. On ne peut généralement pas éviter ce genre de pondération dans les études de cinétique car les divers isotopes (fissiles et fertiles) peuvent avoir de fortes valeurs de β associées à des faibles valeurs de $v\Sigma_f$ et vice-versa (un bel exemple est fourni par le mélange $U^{235} + U^{238}$). Les fractions partielles β^i s'obtiennent de la même façon. La pondération des spectres (II.9b) est presque identique à la précédente car $\beta \ll 1$.

II.1.2 - Les milieux hétérogènes

Dans ce qui précède, les mélanges sont supposés homogènes, alors que les réacteurs ne le sont pas. Les codes de préparation des données nucléaires doivent déterminer la distribution fine du flux dans chaque cellule et homogénéiser les données. En notant $\bar{\Phi}_z(E)$ le flux scalaire moyen dans la zone (z), les valeurs homogénéisées s'écrivent:

$$v\Sigma_f^{(m)}(E) = \frac{\sum_z V_z \bar{\Phi}_z(E) N_{m,z} v\sigma_f^{(m,z)}(E)}{\sum_z V_z \bar{\Phi}_z(E)} \quad (\text{II.10})$$

avec $N_{m,z}$ qui représente la densité atomique de l'isotope (m) dans la zone (z) et V_z , le volume correspondant.

La suite des calculs s'effectue comme précédemment. Les codes habituels fournissent des sections efficaces macroscopiques "homogénéisées", suivant la procédure indiquée ci-dessus. Ils fournissent $v\Sigma_f(E)$, mais si l'on veut pouvoir calculer les β et χ^p pondérés suivant (II.9), il faut aussi leur demander les valeurs $v\Sigma_f^{(m)}(E)$ pour chaque isotope fissile.

La définition générale des χ^p , χ^i et β^i en fonction de (E,E') est peu rencontrée dans la littérature qui traite rarement la dépendance en fonction de l'énergie des neutrons incidents. En effet, cela est justifié dans les études des régimes stationnaires et peu restrictif dans les études de cinétique usuelles.

Toutes les données peuvent dépendre de (\bar{r}, t) , y compris χ et β au travers des relations de pondération (II.9). Un réacteur est constitué de plusieurs zones d'enrichissement différent et donc le rapport entre les différents isotopes fertiles et fissiles dépendra de \bar{r} (sinon de t, évolution du combustible).

II.2 - L'ÉQUATION DE LA DIFFUSION

Comme on peut le constater, le nombre de variables pour un réacteur est important et on est amené quelquefois à résoudre les problèmes au moyen d'une théorie plus simple dite de la diffusion. Encore une fois, la démonstration de cette théorie est faite dans la littérature [4][5] et nous rappellerons simplement les hypothèses supplémentaires qui aboutissent à sa formulation.

On considère des variables intégrées sur $\bar{\Omega}$. La grandeur exprimant la population de neutrons est le flux scalaire Φ . On définit ainsi:

$$\begin{aligned}\Phi(\bar{r}, E, t) &= \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \phi(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t) \\ Q(\bar{r}, E, t) &= \int_{4\pi} d\bar{\Omega} q(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t) \\ \bar{J}(\bar{r}, E, t) &= \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega} \phi(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t)\end{aligned}\tag{II.11}$$

où \bar{J} est le courant neutronique.

La théorie de la diffusion repose sur la loi (approchée) de Fick:

$$\bar{J}(E) = -D(E) \cdot \bar{\nabla} \Phi(E)\tag{II.12}$$

Les conditions de validité de la loi de Fick, et donc de la théorie de la diffusion, sont:

- Dans le milieu considéré, les absorptions sont faibles devant les diffusions.
- La diffusion est à peu près isotrope.
- Il faut se placer à quelques libres parcours moyens des interfaces entre zones ou de sources localisées.
- Le courant \bar{J} ne varie pas de façon appréciable avec le temps.

L'équation de la diffusion peut être obtenue en intégrant l'équation (II.1) sur $\bar{\Omega}$ et en utilisant la loi de Fick (II.12):

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\bar{r}, E, t)}{\partial t} - \bar{\nabla} \cdot D(\bar{r}, E) \bar{\nabla} \Phi + \Sigma_t(\bar{r}, E) \Phi = H_s \Phi + H_f^p \Phi + \sum_{i=1}^I \lambda_i C_i(\bar{r}, t) \chi^i(E) + Q(\bar{r}, E, t)\tag{II.13}$$

Les différents opérateurs de cette équation se définissent de la manière suivante:

$$H_s \Phi = \int_0^{E_0} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(E') \quad (\text{II.14})$$

$$H_f^p \Phi = \int_0^{E_0} dE' \chi^p(E', E) [1 - \beta(E')] \nu \Sigma_f(E') \Phi(E') \quad (\text{II.15})$$

où $\Sigma_s(E' \rightarrow E)$ est obtenu en intégrant $\Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega})$ sur $\vec{\Omega}$.

L'équation de désintégration de précurseurs (II.2) n'a pas lieu d'être modifiée si l'on remplace $\int d\vec{\Omega} \phi$ par Φ . Les différents développements concernant les mélanges d'isotopes et les milieux hétérogènes restent valables.

La théorie de la diffusion repose donc sur une loi approchée valable dans les milieux fortement diffusant: $\Sigma_a \ll \Sigma_t$; les flux, au voisinage des frontières séparant des zones très différentes, ne sauraient être obtenus avec précision. Nous verrons plus loin que la théorie de la diffusion peut être plus discutable en présence de ralentissement.

II.3 - TRAITEMENT NUMÉRIQUE DU TRANSPORT ET DE LA DIFFUSION

La complexité des équations nous obligent à utiliser des méthodes numériques (calcul par ordinateur) pour trouver des solutions. On doit transformer la nature intégrodifférentielle des équations en un système d'équations algébriques. La procédure la plus directe consiste à évaluer la grandeur $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ pour certaines valeurs discrètes des variables $(\vec{r}_i, \vec{\Omega}_j, E_k, t_1)$. On peut aussi développer la solution cherchée en série de fonctions orthogonales connues. Ces méthodes ainsi que d'autres sont développées abondamment dans la littérature [1][4][38].

Malheureusement, même transformée sous forme algébrique, la taille des équations à résoudre demeure très importante. Par exemple, un système de 100x100x100 points dans l'espace (x, y, z), de 10 points en énergie et de 10 directions engendre 10^8 équations algébriques pour chaque intervalle de temps ! Cela demeure énorme, même pour les meilleurs ordinateurs actuels. Ensuite cette discrétisation brutale est très mal adaptée à l'énergie (à cause des résonances).

Généralement, pour calculer un coeur de réacteur nucléaire, on va répartir les neutrons en groupes d'énergie: on se donne G+1 bornes en énergie

$$E_0 \cong 15 \text{ MeV}, E_1, E_2, \dots, E_{G-1}, E_G = 0$$

définissant G groupes, le groupe g étant constitué de neutrons d'énergie comprise entre E_{g-1} et E_g .

En théorie multigroupe, on définit le flux angulaire ϕ_g dans le groupe g comme:

$$\phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t) = \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \phi(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t) \quad (\text{II.16})$$

et le flux scalaire du groupe g est défini de manière analogue. On définit également des sections efficaces par groupe. L'équation du transport (II.1) devient:

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t)}{\partial t} + \bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \phi_g + \Sigma_{t,g} \phi_g = (H_s \phi)_g + (H_f^p \phi)_g + \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^I \lambda_i C_i(\bar{r}, t) \chi_g^i + q_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t) \quad (\text{II.17})$$

L'équation (II.2) ne change pas. Les nouveaux opérateurs sont définis de la manière suivante:

$$(H_s \phi)_g = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \Sigma_s(h \rightarrow g, \bar{\Omega}' \cdot \bar{\Omega}) \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (\text{II.18})$$

$$(H_f^p \phi)_g = \frac{1}{4\pi} \sum_{h=1}^G \chi_g^p(h) [1 - \beta_h] (v \Sigma_f)_h \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (\text{II.19})$$

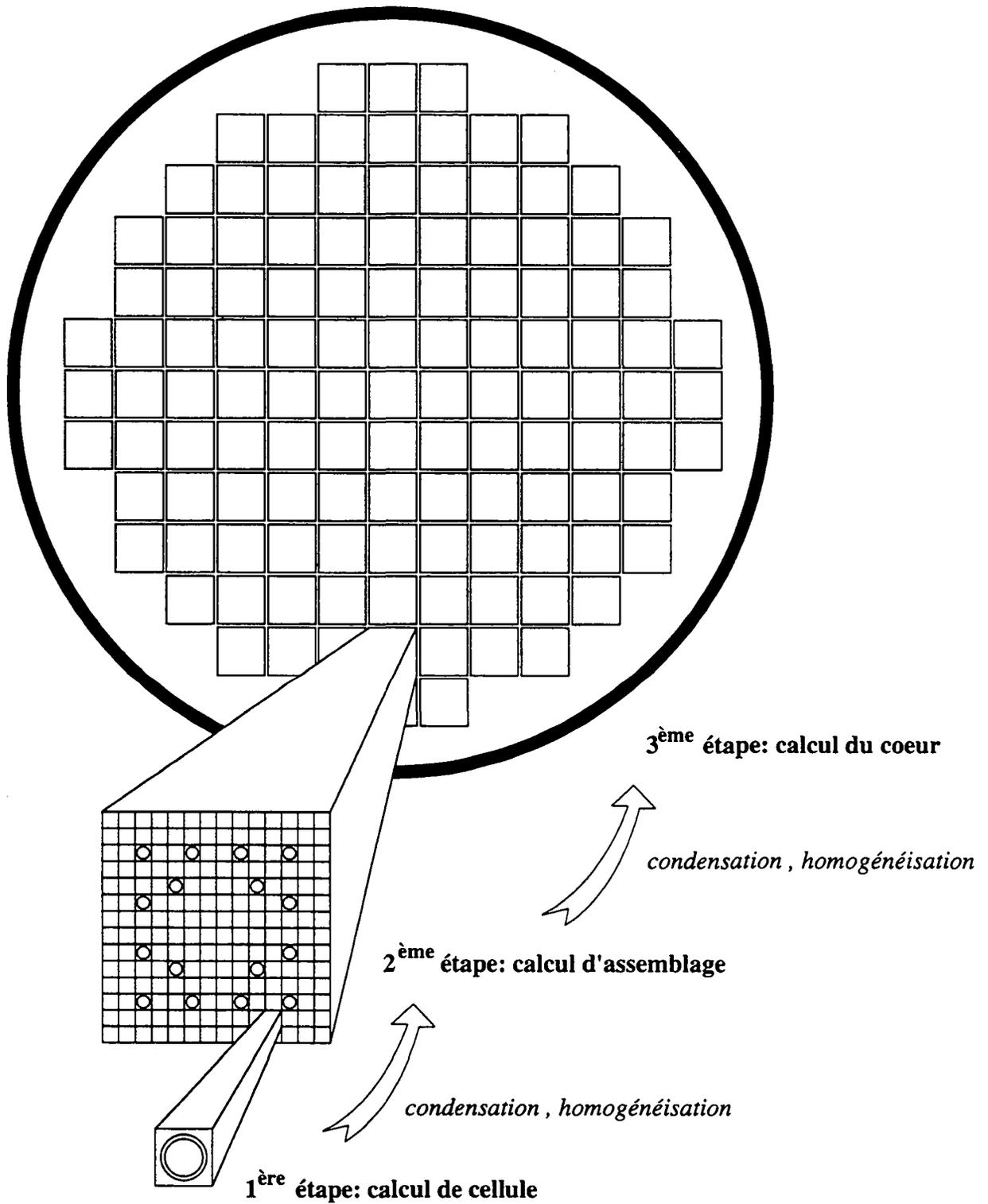
$$H_f^i \phi = \sum_{h=1}^G \beta_h^i (v \Sigma_f)_h \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (\text{II.20})$$

$$\sum_{g=1}^G \chi_g^p(h) = 1 \quad \sum_{g=1}^G \chi_g^i = 1 \quad (\text{II.21})$$

Sans entrer dans les détails, les nouvelles sections efficaces (en g et h) s'obtiennent à partir des précédentes en assurant la conservation du taux de réaction dans chaque groupe et en choisissant des fonctions poids [5]. Dans le cadre de la théorie multigroupe, on peut facilement se faire une idée de la validité de la loi approchée de Fick. En effet, elle devient encore plus discutable. Dans chaque groupe, il apparaît une section efficace de déplacement $\Sigma_{R,g}$ qui caractérise les neutrons qui vont d'un groupe à un autre. Cette section efficace joue le rôle de Σ_a et la condition de validité devient: $(\Sigma_R + \Sigma_a) \ll \Sigma_t$, ce qui implique que la diffusion dans le groupe $\Sigma_s(g \rightarrow g)$ soit importante, autrement dit que les groupes d'énergie soient assez larges (même si les milieux sont faiblement absorbants).

En théorie du transport, on est amené à faire également des approximations vis à vis des variables angulaires.

Figure II.2 Les différentes étapes du calcul stationnaire d'un réacteur.



II.4 - RÉGIME STATIONNAIRE

En régime stationnaire, comme $\partial\phi/\partial t=0$ et $\partial C_i/\partial t=0$, on peut éliminer les $\lambda_i C_i$ et on obtient une nouvelle forme de l'équation de transport (les sources extérieures sont nulles):

$$\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}) + \Sigma_{t,g} \phi_g = (H_s \phi)_g + (H_r \phi)_g \quad (\text{II.22})$$

avec un nouvel opérateur de production, incluant simplement les neutrons retardés, définit de la manière suivante:

$$\begin{aligned} (H_r \phi)_g &= (H_r^p \phi)_g + \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^I \chi_g^i (H_r^i \phi) \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_{h=1}^G \chi_g(h) (\nu \Sigma_f)_h \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \phi_h(\bar{\Omega}') \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

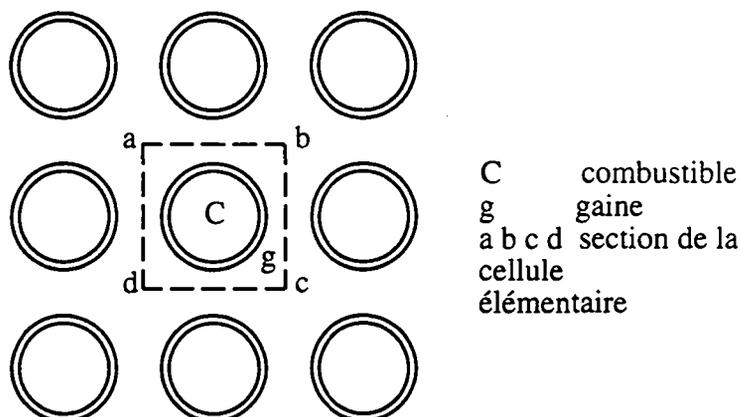
$\chi_g(h)$ représente le spectre total de fission:

$$\begin{aligned} \chi_g(h) &= (1 - \beta_h) \chi_g^p(h) + \sum_{i=1}^I \beta_h^i \chi_g^i \\ \sum_{g=1}^G \chi_g(h) &= 1 \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

Le calcul d'un réacteur est réalisé en plusieurs étapes. On débute avec une structure géométrique simple en traitant le plus finement possible l'aspect énergétique et angulaire pour terminer par la géométrie complexe du réacteur, mais avec un nombre réduit de groupes d'énergie et de directions $\bar{\Omega}_j$. Chaque étape devant fournir des bonnes valeurs de départ à la suivante. Une méthode habituelle utilisée dans ce travail se décompose en trois étapes (figure II.2):

1. *Calcul de la cellule (crayon combustible+gaine+modérateur) en théorie du transport, en géométrie à une dimension avec un grand nombre de groupes d'énergie (figure II.3). Cette étape qui implique un réseau infini de barreaux identiques, comprend notamment le traitement des résonances. On homogénéise ensuite la cellule pour obtenir des caractéristiques nucléaires moyennées sur l'ensemble de la cellule. On condense alors les groupes d'énergie de neutrons pour l'étape suivante.*

Figure II.3 Géométrie du calcul de cellule.



2. *Calcul de l'assemblage en théorie du transport, en géométrie à deux dimensions cartésiennes, avec un nombre intermédiaire de groupes d'énergie G1 (7 à 20, mais la seule limite est fixée par l'étape précédente) .* Différentes techniques numériques peuvent être utilisées, notamment l'expansion sur les polynômes de Legendre, les méthodes S_N ou les probabilités de collision. A la fin du calcul, on homogénéise et condense l'ensemble de l'assemblage pour l'étape suivante.
3. *Calcul du coeur entier en théorie de la diffusion, en géométrie à trois dimensions cartésiennes et un petit nombre de groupes G2 (de 2 à 4).* Différentes méthodes de traitement sont encore possibles.

Préalablement, il faut disposer de données nucléaires de base telles que les sections efficaces microscopiques des différents isotopes présents dans le réacteur. Elles peuvent être obtenues à partir des bibliothèques de données telles que ENDF [41][42] et JEF [44].

En pratique, il n'est pas facile d'itérer dans le cas général sur une donnée du problème pour remplir la condition critique et pratiquement tous les codes numériques opèrent de la façon suivante: on remplace l'équation (II.22) par:

$$L\phi = \frac{1}{k} H_f \phi \tag{II.25}$$

avec l'opérateur de "déplacement" exprimé de la façon suivante:

$$(L\phi)_g = \bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \phi_g + \Sigma_{i,g} \phi_g - (H_s \phi)_g \tag{II.26}$$

et on cherche k et ϕ (problème aux valeurs propres). Ensuite, on modifie le système de façon à obtenir $k=1$, c'est à dire à retrouver l'état "physique". Le plus souvent, on agit sur le nombre de neutrons émis par fission ν , qui est divisé par le k obtenu après un premier calcul.

En intégrant (II.25) sur les directions et en sommant sur tous les groupes d'énergies, on obtient l'équation de bilan:

$$\bar{\nabla} \cdot \sum_g \bar{\mathbf{J}}_g + \sum_g \Sigma_{t,g} \Phi_g - \sum_g \Sigma_{s,g} \Phi_g = \frac{1}{k} \sum_g (\nu \Sigma_f)_g \Phi_g$$

où les deux derniers termes découlent des définitions de $H_s \phi$ et $H_t \phi$, et où l'on a introduit dans chaque groupe les quantités:

$$\Phi_g = \int d\bar{\Omega} \phi_g(\bar{\Omega}) \quad \text{flux scalaire}$$

$$\bar{\mathbf{J}}_g = \int d\bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega} \phi_g(\bar{\Omega}) \quad \text{courant net}$$

En intégrant sur le volume du système et en appliquant le théorème de Gauss au premier terme, on peut montrer que:

$$k = \frac{S_f}{A + F} \quad (\text{II.27})$$

avec

$$\begin{aligned} S_f &= \int_{\text{coeur}} dV \sum_{g=1}^G (\nu \Sigma_f)_g \Phi_g && \text{sources de fission} \\ A &= \int_{\text{coeur}} dV \sum_{g=1}^G \Sigma_{a,g} \Phi_g && \text{absorptions} \\ F &= \int_{\text{surface}} dS \bar{\mathbf{n}} \cdot \sum_{g=1}^G \bar{\mathbf{J}}_g && \text{fuites} \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

On voit que k est le rapport du nombre total de neutrons de fission (prompts et différés) créés dans le système au nombre total de neutrons perdus, par absorption et fuites: c'est le facteur de multiplication effectif k du réacteur. En toute rigueur, cette dernière affirmation est à nuancer, car les grandeurs S_f , A et F sont calculées à partir de flux ϕ qui sont solutions de (II.22), équation qui n'a de sens que pour $k=1$. En pratique cependant, pour autant que ces deux états soient assez proches, ils peuvent correspondre à des solutions ϕ telles que l'affirmation soit correcte. D'ailleurs ϕ intervient dans (II.27) à la fois au numérateur et au dénominateur et qu'à travers des sommations (sur $\bar{\Omega}$, g , $\bar{\mathbf{r}}$) ce qui réduit d'autant l'importance de l'approximation.

II.5 - CINÉTIQUE DES RÉACTEURS NUCLÉAIRES

Bien que démontrée dans la littérature [1][3][37], nous allons examiner en détail la cinétique des réacteurs nucléaires, car elle sera le cadre principal de notre travail. Nous utiliserons la théorie du transport exprimée sous forme multigroupe car c'est celle utilisée dans la pratique. Nous allons tout d'abord introduire la notion de flux adjoint. Son utilité apparaîtra par la suite.

II.5.1 - Flux adjoint

Le flux adjoint (ou fonction importance) est solution de l'équation adjointe à celle du problème direct stationnaire avec $k=k^+=1$. On peut exprimer ces équations sous la forme condensée suivante:

$$L_0 \phi_0 = H_{f0} \phi_0 \quad (\text{II.29a})$$

$$L_0^+ \phi_0^+ = H_{f0}^+ \phi_0^+ \quad (\text{II.29b})$$

avec les opérateurs définis par:

$$(L_0 \phi_0)_g = \bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \phi_{0,g} + \Sigma_{t,g} \phi_{0,g} - (H_s \phi_0)_g \quad (\text{II.30})$$

$$(L_0^+ \phi_0^+)_g = -\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \phi_{0,g}^+ + \Sigma_{t,g} \phi_{0,g}^+ - \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \Sigma_s(g \rightarrow h, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}') \phi_{0,h}^+(\bar{\Omega}') \quad (\text{II.31})$$

$$(H_{f0}^+ \phi_0^+)_g = \frac{1}{4\pi} (v \Sigma_f)_g \sum_{h=1}^G \chi_h(g) \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \phi_{0,h}^+(\bar{\Omega}') \quad (\text{II.32})$$

Les opérateurs adjoints figurant dans (II.29b) se définissent très simplement à partir des opérateurs initiaux. Il suffit de transposer toutes les matrices (diffusion et fission) et en outre $\bar{\Omega}$ doit être changé en $-\bar{\Omega}$ pour passer de L à L^+ . Enfin, pour que cette dernière recette soit valable, il faut que sur la frontière extérieure (S) du système isolé (il l'est toujours, à condition de le prendre assez grand), les conditions suivantes soient satisfaites:

$$\begin{cases} \phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}) = 0 & \text{pour } \bar{n} \cdot \bar{\Omega} < 0 \\ \phi_g^+(\bar{r}, \bar{\Omega}) = 0 & \text{pour } \bar{n} \cdot \bar{\Omega} > 0 \end{cases} \quad \text{et } \bar{r} \in (S)$$

autrement dit les flux **directs entrants** sont nuls ainsi que les flux **adjoints sortants**. La 1^{ère} condition est évidente, et la 2^{ème}, qui n'est pas restrictive puisque les flux adjoints n'ont pas un

sens physique très précis, peut trouver néanmoins une justification avec la notion "d'importance" des neutrons [4].

On peut remarquer que dans le cas où les neutrons ne font que se ralentir (pas de diffusion vers les groupes d'énergie supérieures $E \gg kT$), les opérateurs de disparition L ou L^+ sont particulièrement simples: La matrice de diffusion H_s de l'équation directe dans (II.30) est de type "triangulaire inférieure" ($h \leq g$), c'est pour cette raison que les codes numériques multigroupes débutent les itérations avec le premier groupe $g=1$, ce qui évite d'itérer lorsque les émissions de neutrons de fissions sont connues. La matrice de diffusion adjointe dans (II.31) est alors du type "triangulaire supérieure" et on résoudra les équations en partant de $g=G$.

L'opérateur de production est simplement modifié en inversant les indices h et g du spectre de fission et de la section efficace de fission. Notons que dans l'opérateur adjoint, nous avons un "pseudo-spectre de fission adjoint" qui est la section efficace de fission s'étalant jusqu'à l'énergie thermique et une "pseudo-section efficace de fission adjointe" qui est le spectre de fission qui, lui, est important pour les premiers groupes.

La théorie adjointe est développée dans la littérature [1][4][43] et nous ne reviendrons pas sur les propriétés de cette théorie. Rappelons simplement la définition des opérateurs adjoints [43]:

$$\int \psi(x) A^* \psi^+(x) dx = \int \psi^+(x) A \psi(x) dx \quad (\text{II.33})$$

où dx est l'élément de volume de l'espace des phases. On retiendra la notation condensée empruntée à la mécanique quantique:

$$\langle f | A g \rangle = \langle g | A^* f \rangle \quad (\text{II.34})$$

avec dans notre cas

$$\langle f_1 | A f_2 \rangle \equiv \int_{\text{coeur}} dV \sum_{g=1}^G \int_{4\pi} d\bar{\Omega} f_{1,g}(A f_{2,g}) \quad (\text{II.35})$$

II.5.2 - Développement des équations de la cinétique

On introduit une quantité $P(t)$ définie par:

$$P(t) = \int_{\text{coeur}} dV \sum_{g=1}^G \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \phi_{0,g}^+(\bar{r}, \bar{\Omega}) \frac{1}{v_g} \phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t) = \left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \phi \right. \right\rangle \quad (\text{II.36})$$

où v_g est la vitesse des neutrons associée au groupe g .

$P(t)$, qui est sans dimensions, représente le nombre "effectif" de neutrons présents dans le coeur à l'instant t pondéré par une fonction poids ϕ_0^+ . On verra que ce choix permet d'aboutir aux équations classiques de la cinétique. Si $\phi_{0,g}^+(\bar{r}, \bar{\Omega}) = 1$ pour tout g , $P(t)$ représente alors exactement la population de neutrons du réacteur.

Pour distinguer clairement l'aspect amplitude de l'aspect forme du flux, on définit une fonction "forme" de la manière suivante:

$$\phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t) = P(t) \psi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t) \quad (\text{II.37})$$

Il n'y a aucune restriction puisque ϕ et ψ comportent le même nombre de variables. Nous appelons:

- facteur d'amplitude, la fonction $P(t)$, définie par (II.36)
- facteur de forme, la fonction $\psi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t)$.

Remarquons qu'au travers des expressions (II.36) et (II.37), il vient:

$$P(t) = \left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \phi \right. \right\rangle = \left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \psi \right. \right\rangle P(t)$$

Et qu'ainsi, même si $\psi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t)$ est en général dépendant du temps,

$$\left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \psi \right. \right\rangle = 1, \text{ pour tout } t \quad (\text{II.38})$$

Cette décomposition a un intérêt uniquement si le facteur de forme ψ a un meilleur comportement dans le temps que le flux ϕ . Autrement dit, l'essentiel des variations du flux dans le temps est pris en compte par le facteur d'amplitude $P(t)$. C'est bien le cas, puisque d'après (II.38), ψ est borné.

En portant (II.37) dans les équations (II.17) et (II.2), écrites sous forme condensée, on obtient:

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial \psi_g}{\partial t} + \left[(L\psi)_g + \frac{\dot{P}}{P} \frac{\psi_g}{v_g} \right] = (H_f^p \psi)_g + \frac{1}{P} \left[\sum_{i=1}^I \lambda_i C_i \frac{\chi_g^i}{4\pi} + q_g \right] \quad (\text{II.39a})$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \lambda_i C_i = P (H_f^i \psi) \quad (i = 1, 2, \dots, I) \quad (\text{II.39b})$$

Si P est connu, (II.39a) a la même forme que (II.17), tout se passe comme si une section efficace d'absorption $\frac{1}{v} \frac{\dot{P}}{P}$ était ajoutée à la section efficace totale.

Associions l'équation adjointe d'un état critique de référence (II.29b) à notre système (II.39). Nous multiplions (II.39a) par $\phi_0^+(\vec{r}, \vec{\Omega})$ et (II.29b) par $\psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$. Après intégration sur le volume du coeur, sur toutes les directions et en sommant sur les groupes d'énergie, les équations (II.39a) et (II.29b) donnent:

$$\left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right. \right\rangle + \langle \phi_0^+ | L \psi \rangle + \left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \psi \right. \right\rangle \frac{\dot{P}}{P} = \langle \phi_0^+ | H_f^p \psi \rangle + \frac{1}{P} \left\{ \sum_{i=1}^I \lambda_i \left\langle \phi_0^+ \left| C_i \frac{\chi^i}{4\pi} \right. \right\rangle + \langle \phi_0^+ | q \rangle \right\}$$

$$\langle \psi | L_0^* \phi_0^+ \rangle = \langle \psi | H_{f_0}^* \phi_0^+ \rangle$$

Soustrayons membre à membre les deux dernières expressions et éliminons les opérateurs adjoints en utilisant la propriété (II.34). Il vient:

$$\left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right. \right\rangle + \left\langle \phi_0^+ \left| \frac{1}{v} \psi \right. \right\rangle \frac{\dot{P}(t)}{P(t)} = \langle \phi_0^+ | (H_f^p - H_{f_0}) \psi \rangle - \langle \phi_0^+ | (L - L_0) \psi \rangle$$

$$+ \frac{1}{P(t)} \left\{ \sum_{i=1}^I \lambda_i \left\langle \phi_0^+ \left| C_i \frac{\chi^i}{4\pi} \right. \right\rangle + \langle \phi_0^+ | q \rangle \right\} \quad (\text{II.40a})$$

Pour les précurseurs, nous multiplions (II.39b) par $\chi_g^i \phi_0^+(\vec{r}, \vec{\Omega})$. Après intégration sur le volume du coeur, sur toutes les directions et en sommant sur les groupes d'énergie, on obtient:

$$\left\langle \phi_0^+ \frac{\chi^i}{4\pi} \left| \frac{\partial C_i}{\partial t} \right. \right\rangle + \lambda_i \left\langle \phi_0^+ \frac{\chi^i}{4\pi} \left| C_i \right. \right\rangle = \left\langle \phi_0^+ \frac{\chi^i}{4\pi} \left| H_f^i \psi \right. \right\rangle P \quad (i = 1, 2, \dots, I) \quad (\text{II.40b})$$

H_f^p , H_f^i , L , C_i et ψ dépendent bien sûr du temps.

Grâce à la normalisation de la fonction amplitude (II.38), le premier terme de l'équation (II.40a) s'annule.

Compte tenu de tout ceci, (II.40a) et (II.40b) conduisent à l'expression bien connue des équations de la cinétique:

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda} P + \sum_{i=1}^I \lambda_i \bar{C}_i + \bar{Q} \quad (\text{II.41a})$$

$$\frac{d\bar{C}_i}{dt} = \frac{\beta_{\text{eff}}^i}{\Lambda} P - \lambda_i \bar{C}_i \quad (i = 1, 2, \dots, I) \quad (\text{II.41b})$$

avec les paramètres cinétiques suivants:

$$\rho(t) = \frac{\langle \phi_0^+ | \Delta H_f \psi \rangle - \langle \phi_0^+ | \Delta L \psi \rangle}{F}, \text{ réactivité "dynamique"}, \quad (\text{II.42})$$

$$\beta_{\text{eff}}^i(t) = \frac{\langle \phi_0^+ | \frac{\chi^i}{4\pi} H_f^i \psi \rangle}{F}, \text{ taux effectif de neutrons retardés du groupe (i)} \quad (\text{II.43})$$

$$\beta_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^I \beta_{\text{eff}}^i, \text{ taux effectif de neutrons retardés}, \quad (\text{II.44})$$

$$\Lambda(t) = \frac{\langle \phi_0^+ | \frac{1}{v} \psi \rangle}{F}, \text{ temps de génération}, \quad (\text{II.45})$$

$$\bar{C}_i(t) = \frac{\langle \phi_0^+ | \frac{\chi^i}{4\pi} C_i \rangle}{\Lambda F}, \text{ nombre effectif de précurseurs}, \quad (\text{II.46})$$

$$\bar{Q}(t) = \frac{\langle \phi_0^+ | q \rangle}{\Lambda F}, \text{ source extérieure effective}. \quad (\text{II.47})$$

Où nous avons posé:

$$\Delta L = L(t) - L_0 \quad \text{et} \quad \Delta H_f = H_f(t) - H_{f0}$$

et en remarquant que:

$$H_f^i \psi = H_f \psi - \sum_{i=1}^I \frac{\chi^i(E)}{4\pi} H_f^i \psi$$

Nous avons divisé tous les termes des équations (II.40) par un paramètre $F(t)$. Le choix de F est arbitraire car, dans les équations de la cinétique, c'est toujours un rapport $(\rho - \beta)/\Lambda$ ou β/Λ qui intervient. On aurait pu aussi bien poser $F=1$, mais par un choix judicieux de F , on parvient à trouver un sens physique aux paramètres cinétiques. Comme nous le verrons plus loin, il est intéressant de choisir le paramètre F comme:

$$F(t) = \langle \phi_0^* | H_r \psi \rangle \quad (\text{II.48})$$

Le jeu d'équations (II.41) tel qu'il a été développé n'est pas complet. Malgré les apparences, on ne peut l'identifier aux équations de la cinétique ponctuelle. En effet, on n'évite pas la résolution d'une équation de cinétique spatiale en ψ (II.39a) au lieu de ϕ initialement. A ce stade, on n'a pas progressé (sauf que numériquement ψ a un meilleur comportement que ϕ) mais on peut aller plus loin si l'on adopte l'hypothèse adiabatique qui revient à poser

$$\psi_g + \phi_g^*(\bar{r}, \bar{\Omega}, t) \quad (\text{II.49})$$

où ϕ^* est solution d'une équation "stationnaire" du type de (II.25) mais dépend du temps par les données nucléaires.

La cinétique ponctuelle est encore plus restrictive et consiste à choisir la factorisation:

$$\psi_g + \phi_{0,g}(\bar{r}, \bar{\Omega}) \quad (\text{II.50})$$

où ϕ_0 est encore solution d'une équation stationnaire du type (II.25) mais à l'état critique ($k=1$).

II.5.3 - L'évaluation "standard" du taux effectif de neutrons différés

La détermination classique du taux effectif de neutrons retardés β_{eff} d'un réacteur passe par la résolution de deux problèmes stationnaires, l'un direct et l'autre adjoint. Il s'agit donc de résoudre deux problèmes aux valeurs propres distincts. Il est nécessaire de disposer d'un code de calcul permettant de résoudre les deux équations de la forme de (II.25) et (II.29b).

Siemens/KWU [45] propose une méthode basée sur un code de résolution de l'équation de la diffusion directe et adjointe à 4 groupes de neutrons en géométrie cartésienne à 3 dimensions. L'expression utilisée est la suivante (théorie de la diffusion à 4 groupes):

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\sum_{i=1}^6 \sum_j p_i^j \int_{\text{coeur}} dV \sum_{g=1}^4 \Phi_{0,g}^+ \chi_g^{i,j} \sum_{h=1}^4 \beta_h^{i,j} (v\Sigma_f^j)_h \Phi_{0,h}}{\int_{\text{coeur}} dV \sum_j \sum_{g=1}^4 \Phi_{0,g}^+ \chi_g^j \sum_{h=1}^4 (v\Sigma_f^j)_h \Phi_{0,h}} \quad (\text{II.51})$$

avec (j) qui représente les différents isotopes fissiles (U^{235} , U^{238} , Pu^{239} et Pu^{241}): p_i^j est la fraction de retardés provenant du groupe de précurseurs (i) de l'isotope (j) et $\chi_g^{i,j}, \beta_h^{i,j}$ sont les constantes des assemblages obtenues directement à partir de la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-IV [42]. Les calculs sont effectués avec 4 groupes d'énergie de neutrons car on ne peut distinguer la différence entre spectres d'émission des neutrons prompts et

retardés avec le découpage usuel en 2 groupes de neutrons. Cette expression est conforme à (II.44) (et les définitions associées (II.43) et (II.48)) si l'on prend pour le facteur de forme ψ , la valeur de référence des flux (II.50).

Cette méthode, reposant pourtant sur la théorie élémentaire de la diffusion, représente de coûteux calculs et n'est pas utilisée à chaque cycle d'un réacteur. Après avoir effectué un calcul complet sur un coeur de référence, KWU introduit un "facteur importance" défini de la manière suivante:

$$I = \beta_{\text{eff}} / \bar{\beta} \quad (\text{II.52})$$

avec

$$\bar{\beta} = \frac{\sum_j \beta^j \int_{\text{coeur}} dV \sum_{g=1}^G (v\Sigma_f^j)_g \Phi_{0,g}}{\int_{\text{coeur}} dV \sum_j \sum_{g=1}^G (v\Sigma_f^j)_g \Phi_{0,g}} \quad (\text{II.53})$$

Une fois connu le facteur I pour le coeur de référence, il est utilisé pour tous les cycles et il n'est plus nécessaire de connaître les flux adjoints. On évalue alors seulement (II.53) avec un code de diffusion à 2 groupes de neutrons. Il s'agit toutefois d'une "grosse" approximation.

Des comparaisons entre cette méthode et notre nouvelle méthode directe seront effectuées sur le réacteur commercial Beznau II au chapitre V. A cette occasion, nous commenterons les approximations de la méthode décrite ci-dessus.

II.5.4 - L'évaluation "standard" du temps de génération

Pour l'évaluation du temps de génération, on se place dans le cadre précédent, mais un problème supplémentaire apparaît avec la notion de vitesses moyennes des groupes de neutrons. L'expression donnant le temps de génération s'écrit (théorie de la diffusion à 4 groupes):

$$\Lambda = \frac{\int_{\text{coeur}} dV \sum_{g=1}^4 \Phi_{0,g}^+ \frac{1}{v_g} \Phi_{0,g}}{\int_{\text{coeur}} dV \sum_j \sum_{g=1}^4 \Phi_{0,g}^+ \chi_g^j \sum_{h=1}^4 (v\Sigma_f^j)_h \Phi_{0,h}} \quad (\text{II.54})$$

Généralement on obtient les vitesses moyennes des groupes larges (G2) en effectuant une moyenne de l'inverse de vitesses de groupes fins (G1) selon l'expression suivante:

$$\frac{1}{v_G} = \frac{\int_{\text{coeur}} dV \sum_{g \in G} \frac{1}{v_g} \Phi_{0,g}}{\int_{\text{coeur}} dV \sum_{g \in G} \Phi_{0,g}} \quad (\text{II.55})$$

G appartient aux groupes larges G2.

Contrairement aux sections efficaces, cette condensation des vitesses ne repose pas sur des considérations "physiques". Si bien que d'autres méthodes sont employées pour obtenir des vitesses de groupes. On peut obtenir le spectre fin moyen de la distribution énergétique des neutrons dans la cellule que l'on substitue aux flux fins dans l'expression (II.55). KWU [45] propose une méthode encore plus approximative à 4 groupes de neutrons: il utilise des vitesses moyennes calculées dans un absorbeur en $1/v$ (B^{10}) avec des facteurs correctifs dans chaque groupe. La détermination des corrections empiriques n'est pas clairement définie dans [45].

En toute rigueur, on a besoin des flux adjoints. En effet, c'est l'introduction de la fonction "amplitude", qui nous a permis d'aboutir à la cinétique ponctuelle. Henry [1] a démontré cette approche en théorie monocinétique et en milieu homogène. La fonction "amplitude" s'exprime alors:

$$P(t) = \int_{\text{coeur}} dV \int_0^{E_0} dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \phi_0^+(\bar{r}, \bar{\Omega}, E) \frac{1}{v(E)} \phi(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t)$$

Nous avons proposé une méthode multigroupe. Si l'on rapproche la définition de Henry et notre définition multigroupe de la fonction "amplitude" (II.36) et que l'on utilise les définitions multigroupes usuelles des flux directs et adjoints ((II.16) et une expression analogue pour le flux adjoint), on voit immédiatement que les vitesses multigroupes doivent s'écrire:

$$\frac{1}{v_g(\bar{r}, t)} = \frac{\int_{4\pi} d\bar{\Omega} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi_0^+(\bar{r}, \bar{\Omega}, E) \frac{1}{v(E)} \phi(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t)}{\int_{4\pi} d\bar{\Omega} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi_0^+(\bar{r}, \bar{\Omega}, E) \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t)} \quad (\text{II.56})$$

Comme pour la condensation des sections efficaces, on ne connaît pas a priori les distributions exactes $\phi(\bar{r}, \bar{\Omega}, E, t)$ et $\phi_0^+(\bar{r}, \bar{\Omega}, E)$. On est amené à faire des approximations sur ces grandeurs. Il demeure que l'expression (II.56) est meilleure que (II.55).

Au chapitre suivant, nous développerons une nouvelle méthode pour la détermination du temps de génération et des vitesses moyennes de groupes. A cette occasion, nous introduirons une «philosophie cinétique» de la condensation des vitesses.

CHAPITRE III

NOUVELLE MÉTHODE DE CALCUL DES PARAMÈTRES CINÉTIQUES

Tout d'abord, nous allons démontrer l'intérêt de la définition de F (II.48) ainsi que d'autres propriétés en introduisant la théorie des perturbations. Par ailleurs, cette dernière nous servira pour le développement de notre méthode de calcul.

III.1 - THÉORIE DES PERTURBATIONS

Définissons deux états "stationnaires" d'un réacteur exprimé par les équations (chapitre II):

$$L\phi = \frac{1}{k} H_f \phi \quad (\text{III.1a})$$

$$L_0^* \phi_0^* = H_{f_0}^* \phi_0^* \quad (\text{III.1b})$$

où le second état est un état critique de référence ($k=k^+=1$) dont nous avons retenu la forme adjointe. On notera que (III.1a) et (III.1b) s'appliquent à deux états différents ($H_f \neq H_{f_0}$, $L \neq L_0$). Multiplions (III.1a) par ϕ_0^* et (III.1b) par ϕ . En sommant sur tous les groupes d'énergies, en intégrant sur le volume et sur toutes les directions, il vient, après soustraction:

$$\langle \phi_0^* | L\phi \rangle - \langle \phi | L_0^* \phi_0^* \rangle = \frac{\langle \phi_0^* | H_f \phi \rangle}{k} - \langle \phi | H_{f_0}^* \phi_0^* \rangle \quad (\text{III.2})$$

A l'aide de la définition des opérateurs adjoints (II.34), on peut simplifier cette expression et obtenir une définition du facteur de multiplication effectif:

$$k = \frac{\langle \phi_0^* | H_f \phi \rangle}{\langle \phi_0^* | L\phi \rangle + \langle \phi_0^* | (H_{f_0} - L_0) \phi \rangle} \quad (\text{III.3})$$

Si les deux états sont identiques ($H_f = H_{f_0}$, $L = L_0$), on voit immédiatement que $k=1$ comme attendu.

On peut également exprimer la réactivité sous la forme:

$$\rho = \frac{k-1}{k} = \frac{\langle \phi_0^+ | \Delta H_f \phi \rangle - \langle \phi_0^+ | \Delta L \phi \rangle}{\langle \phi_0^+ | H_f \phi \rangle} \quad (\text{III.4})$$

avec les perturbations définies par:

$$\begin{aligned} \Delta L &= L - L_0 \\ \Delta H_f &= H_f - H_{f0} \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

Lorsque les deux états sont identiques, on s'aperçoit que le numérateur est nul et la réactivité aussi. Notons que les perturbations ne sont pas forcément petites.

Cette nouvelle définition de ρ peut paraître inutile puisqu'on peut la calculer directement avec une équation du type de (III.1a). Elle présente toutefois un intérêt numérique: la précision est plus grande car les variations des sections efficaces qui se traduisent par ΔH_f , ΔL apparaissent explicitement dans la définition de la réactivité. D'autre part, avec l'expression (III.4), on voit également l'intérêt de la définition de F (II.48) utilisée pour les paramètres de la cinétique. En particulier, les définitions des réactivités sont très voisines. Enfin, comme nous allons le voir par la suite, elle nous permettra de développer notre méthode d'évaluation des paramètres cinétiques.

La théorie des perturbations du premier ordre permet de s'affranchir du calcul du deuxième état pour autant que ρ soit petite. C'est à dire, pour autant que les variations de H_f et L soient petites. On remplace alors ϕ par ϕ_0 . Dans ce cas, ρ s'exprime:

$$\rho = \frac{\langle \phi_0^+ | \Delta H_f \phi_0 \rangle - \langle \phi_0^+ | \Delta L \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ | H_f \phi_0 \rangle} \quad (\text{III.6})$$

Il suffit dans ce cas de connaître les flux directs et adjoints de l'état de référence. Pour toutes les autres perturbations, on n'aura pas à refaire les calculs de transport (ou de diffusion), ce qui est évidemment intéressant.

Grâce à ces définitions, nous allons développer notre méthode de calcul pour les différents paramètres cinétiques: le taux effectif de neutrons retardés β_{eff} , le temps de génération Λ et les vitesses moyennes de groupe v_g . Ces travaux ont été présentés lors d'une récente conférence internationale de l'European Nuclear Society intitulée "Reactor Physics and Reactor Computations" [40]. Une copie de l'article présenté se trouve en annexe A.

III.2 - CALCUL DU TAUX EFFECTIF DE NEUTRONS RETARDÉS β_{eff}

Rappelons que le taux effectif de neutrons retardés du groupe de précurseurs (i) dans le cadre de la théorie du transport multigroupe s'exprime de la manière suivante (chapitre II):

$$\beta_{eff}^i = \frac{\left\langle \phi_0^+ \left| \frac{\chi^i}{4\pi} H_f^i \psi \right. \right\rangle}{\left\langle \phi_0^+ \left| H_f \psi \right. \right\rangle} \quad (\text{III.7})$$

Considérons maintenant trois états différents du réacteur: un premier état critique ($k=1$) gouverné par l'équation (III.1b), un second état gouverné par l'équation (III.1a) et un troisième état, très proche du second, caractérisé par un paramètre α .

La perturbation consiste à modifier le spectre de fission dans tout le réacteur par une valeur proportionnelle aux grandeurs caractéristiques des neutrons retardés, soit leur spectre d'émission χ^i et leur fraction β^i . Dans (III.1a), on remplace l'opérateur de production H_f (II.23) par un nouvel opérateur $H_f' = H_f'(\alpha)$ que nous définissons par:

$$(H_f' \phi)_g^i = \frac{1}{4\pi} \sum_{h=1}^G (\chi_g^i(h) - \alpha \chi_g^i \beta_h^i) (v \Sigma_f)_h \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (\text{III.8})$$

On relèvera toute l'opportunité de conserver la nature matricielle du spectre de fission car le nouvel opérateur est fortement dépendant du groupe de neutrons incidents h et du groupe d'émission g .

En conservant le même opérateur de disparition L , on peut exprimer le nouveau facteur de multiplication à partir de (III.3):

$$k' = \frac{\left\langle \phi_0^+ \left| H_f' \phi' \right. \right\rangle}{\left\langle \phi_0^+ \left| L \phi' \right. \right\rangle + \left\langle \phi_0^+ \left| (H_{f0} - L_0) \phi' \right. \right\rangle} \quad (\text{III.9})$$

Si l'on se place dans le cadre de la théorie des perturbations du premier ordre, on peut ignorer la différence entre les flux perturbés et non perturbés et poser que $\phi = \phi'$ (mais l'opérateur de production reste différent $H_f' \neq H_f$). A partir des expressions (III.3) et (III.9), on trouve alors aisément que:

$$\frac{k' - k}{k} = \frac{\left\langle \phi_0^+ \left| \delta H_f \phi \right. \right\rangle}{\left\langle \phi_0^+ \left| H_f \phi \right. \right\rangle} \quad (\text{III.10})$$

avec la définition, inspirée de l'équation (III.8), suivante:

$$\delta H_f = H_f' - H_f = -\alpha \frac{\chi^i}{4\pi} H_f^i$$

L'équation (III.10) peut être écrite sous la forme:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{k - k'}{k} \right) = \frac{\left\langle \phi_0^+ \left| \frac{\chi^i}{4\pi} H_f^i \phi \right. \right\rangle}{\left\langle \phi_0^+ \left| H_f \phi \right. \right\rangle} \quad (\text{III.11})$$

Le deuxième terme de l'expression (III.11) est très semblable à la définition du taux effectif de neutrons retardés β_{eff}^i (III.7). Il subsiste toutefois une différence car le flux ϕ de notre expression (III.11) est solution d'une équation stationnaire du type de (III.1a) alors que le facteur de forme ψ est solution d'une équation spatio-temporelle du type de (II.39a). Cette réserve peut être levée si l'on considère l'hypothèse adiabatique (Chapitre II). Après substitution de $\psi(\bar{r}, t)$ par $\phi(\bar{r})$, les deuxièmes membres des équations (III.7) et (III.11) sont équivalents, d'où:

$$\beta_{\text{eff}}^i = \left(\frac{k(0) - k^i(\alpha)}{\alpha k(0)} \right)_{\alpha \rightarrow 0} = - \left. \frac{k^i(\alpha)}{k^i(\alpha)} \right|_{\alpha=0} \quad (\text{III.12})$$

où l'on a posé $k(0) = k$ et $k^i(\alpha) = k'$ pour souligner la dépendance en α .

En pratique, l'intérêt de ce formalisme est immédiat et évident. Par un code numérique résolvant l'équation stationnaire directe, on calcule le facteur de multiplication $k(0)$ du réacteur dans un premier état non perturbé, puis le facteur de multiplication $k^i(\alpha)$ du réacteur dans un état perturbé par la formule (III.8) et on obtient à partir de (III.12) le taux effectif de neutrons retardés β_{eff}^i .

Le calcul des flux adjoints n'est donc plus nécessaire et de plus, pour calculer le cas du réacteur perturbé, on démarre les itérations extérieures en partant de la solution du cas non perturbé, ce qui diminue le nombre d'itérations.

En pratique, en présence de plusieurs isotopes, les β_h^i considérés dans l'expression (III.7) sont les taux de neutrons retardés calculés comme indiqués par la formule (II.9a), ce qui requiert la connaissance des sections efficaces macroscopique de fission $\nu \Sigma_f^{(m)}$ de chaque isotope présent.

Numériquement, si α est trop grand, la théorie des perturbations n'est plus applicable et (III.12) n'a plus de sens. Si, au contraire, α est trop petit (comme on le souhaite), les deux valeurs propres sont trop proches l'une de l'autre et les incertitudes numériques faussent le

résultat. Heureusement, la valeur $\beta_{\text{eff}}^i(\alpha)$ obtenue est relativement constante sur un large domaine de valeurs de α comme nous le verrons au chapitre suivant.

On peut calculer le taux effectif global de neutrons retardés β_{eff} , soit en sommant chaque β_{eff}^i obtenus comme on vient de le voir, soit directement. On remplace alors la perturbation $\alpha\chi_g^i\beta_h^i$ par une nouvelle du type:

$$\alpha \sum_{i=1}^I \chi_g^i \beta_h^i \quad (\text{III.13a})$$

ou

$$\alpha \bar{\chi}_g^d \beta_h \quad \text{avec} \quad \beta_h = \sum_{i=1}^I \beta_h^i \quad (\text{III.13b})$$

où apparaît le spectre moyen d'émission des neutrons retardés $\bar{\chi}_g^d$ (d pour delayed).

La première méthode est en principe meilleure mais les résultats sont voisins.

La contribution de chaque isotope peut également être calculée en utilisant les $\beta_h^{i(m)}$ ou $\beta_h^{(m)}$ appropriés. Avec la même remarque que précédemment, le calcul du β_{eff} global peut être effectué directement ou en sommant les contributions des différents isotopes fertiles et fissiles. Cette caractéristique est intéressante pour analyser le recyclage du plutonium.

Cette méthode repose donc sur le choix judicieux d'une faible perturbation du cas stationnaire (pas forcément critique). Le résultat désiré est obtenu en comparant les valeurs propres du cas stationnaire étudié et du cas perturbé. Cette démarche, appelée "**perturbation α** ", est indépendante de la théorie utilisée pour résoudre l'équation du bilan neutronique (transport ou diffusion). Une généralisation de cette méthode peut être envisagée pour d'autres paramètres cinétiques comme le temps de génération Λ .

Les codes numériques résolvant seulement les équations stationnaires directes peuvent donc fournir le taux effectif de neutrons retardés β_{eff} du réacteur considéré à condition de disposer des données nucléaires de bases sur les neutrons retardés. On remarque qu'il est aussi nécessaire de disposer des sections efficaces macroscopiques de fission de chaque isotope fertile ou fissile.

III.3 - CALCUL DU TEMPS DE GÉNÉRATION Λ

Nous procédons comme pour le taux effectif de neutrons retardés. Tout d'abord, exprimons le temps de génération Λ tel que démontré au chapitre précédent:

$$\Lambda(t) = \frac{\langle \phi_0^+ | \frac{1}{v} \psi \rangle}{\langle \phi_0^+ | H_f \psi \rangle} \quad (\text{III.14})$$

Comme pour le taux effectif de neutrons retardés, nous allons prendre trois états différents du réacteur. Les deux premiers sont définis comme précédemment et le dernier est proche du deuxième: considérons maintenant une perturbation qui consiste à ajouter uniformément au réacteur (réflecteurs compris) un poison en $(1/v)$. En d'autres termes, on choisit un nouvel opérateur $L' = L'(\alpha)$ que nous définissons par:

$$(L' \phi)_g = \left(\left[L + \frac{\alpha}{v} \right] \phi \right)_g = \bar{\Omega} \cdot \bar{V} \phi_g + \left(\Sigma_{t,g} + \frac{\alpha}{v_g} \right) \phi_g - (H_s \phi)_g \quad (\text{III.15})$$

On peut exprimer la réactivité du troisième état à partir de l'expression (III.4):

$$\rho' = \frac{\langle \phi_0^+ | \Delta H_f \phi' \rangle - \langle \phi_0^+ | \Delta L' \phi' \rangle}{\langle \phi_0^+ | H_f \phi' \rangle} \quad (\text{III.16})$$

en remarquant tout de suite que $H_f' = H_f$ et que $\Delta H_f' = \Delta H_f$.

Une nouvelle fois, on peut substituer le flux ϕ' par le flux ϕ si l'on se place dans le cadre de la théorie des perturbation du premier ordre. A partir des réactivités des deuxième (III.4) et troisième états (III.16), il vient:

$$\rho - \rho' = \frac{\langle \phi_0^+ | \delta L \phi \rangle}{\langle \phi_0^+ | H_f \phi \rangle} \quad (\text{III.17})$$

avec

$$\delta L = \Delta L' - \Delta L = L' - L = \frac{\alpha}{v}$$

On écrit alors l'équation (III.17) sous la forme:

$$\frac{\rho - \rho'}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{k'} - \frac{1}{k} \right) = \frac{\langle \phi_0^+ | \frac{1}{v} \phi \rangle}{\langle \phi_0^+ | H_r \phi \rangle} \quad (\text{III.18})$$

Avec les mêmes hypothèses (hypothèse adiabatique) que pour le taux effectif de neutrons retardés, on voit que les deuxièmes membres des équations (III.14) et (III.18) sont identiques. Le temps de génération s'exprime sous la forme:

$$\Lambda = \left[\frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{k_v(\alpha)} - \frac{1}{k_v(0)} \right) \right]_{\alpha \rightarrow 0} \quad (\text{III.19})$$

avec $k_v(0) = k$ et $k_v(\alpha) = k'$ pour souligner la dépendance en α .

A nouveau, si α est trop grand, la théorie des perturbations n'est plus applicable. Si, au contraire, α est trop petit, une perte de chiffres peut apparaître. Heureusement, la valeur Λ obtenue est relativement constante sur un large domaine de valeurs de α comme nous le verrons au chapitre suivant.

Notons immédiatement que nous pouvons également produire des résultats partiels. Par exemple, si l'on effectue la perturbation uniquement dans les groupes rapides, on aura la contribution de ces derniers au temps de génération. Comme nous le verrons plus loin, cela représentera un avantage que nous exploiterons pour la détermination des vitesses moyennes de groupe de neutrons.

Comme pour le β_{eff} , les codes numériques résolvant seulement les équations stationnaires directes peuvent fournir le temps de génération Λ du réacteur considéré. Il suffit de disposer des vitesses moyennes de groupes fins.

III.4 - MISE EN OEUVRE DE LA MÉTHODE DANS LES CODES STATIONNAIRES CLASSIQUES

Nous avons déjà mentionné au chapitre précédent l'approche en 3 étapes qui permet de calculer un réacteur dans son ensemble (figure II.2). Nous allons maintenant décrire les procédures de calcul des paramètres cinétiques et introduire de nouveaux développements basés sur nos méthodes de perturbation α .

III.4.1 - Calcul de cellule

Dans la cellule, il n'y a pas lieu de définir des grandeurs cinétique effective. On doit par contre générer les taux de neutrons retardés β_h^i de la cellule homogénéisée selon une expression du type de (II.9a). Ces valeurs seront fonction des différents isotopes présents, en particulier si le réacteur a déjà fonctionné, de tous les isotopes fissiles créés par l'irradiation.

Pour déterminer ces grandeurs, on doit disposer des différentes caractéristiques nucléaires des isotopes. Les bibliothèques de données nucléaires nous fournissent en particulier, pour chaque isotope, les sections efficaces de fission $\sigma_f(E')$, le nombre de neutrons prompts par fission $\nu^p(E')$, le nombre de neutrons retardés par fission $\nu^d(E')$, les différentes fractions des groupes de neutrons retardés p_i (usuellement 6 groupes), la constante de décroissance des précurseurs de neutrons retardés λ_i et les spectres d'émission des neutrons prompts $\chi^p(E, E')$ et retardés $\chi^i(E)$. Après interprétation des ces valeurs, on peut générer les grandeurs $\beta^i(E')$ par isotope fissile. Finalement, par interpolation, on obtient des données multigroupes pour chaque isotope β_h^i , $\chi_g^p(h)$ et χ_g^i .

On voit donc qu'à ce niveau aucun calcul supplémentaire de transport (ou de diffusion) n'est nécessaire.

Enfin, lors du calcul des assemblages, pour le calcul du temps de génération et la cinétique spatiale, on doit déterminer les vitesses moyennes v_g dans chaque groupe d'énergie g . Nous reviendrons sur la détermination de ces vitesses.

III.4.2 - Calcul de l'assemblage

C'est à ce niveau que l'on propose de calculer un taux effectif de neutrons retardés β_{eff} . Comme nous l'avons vu, la méthode de détermination du β_{eff}^i est indépendante de la théorie utilisée (transport ou diffusion). L'application numérique s'effectue généralement en théorie du transport multigroupe avec un nombre de groupe $G1$ compris entre 7 et 20.

L'énergie moyenne des neutrons prompts est d'environ 2 MeV alors que celle des neutrons retardés se situe entre 0.2 et 0.6 MeV suivant le groupe considéré. Même avec 15 groupes d'énergies, les groupes peuvent être larges surtout dans le domaine où sont émis les neutrons retardés. Pour les calculs stationnaires, la discrétisation est généralement plus fine dans le domaine thermique que dans le domaine épithermique (lequel est traité finement au niveau de la cellule seulement). Pour les calculs de β_{eff} , il faut prêter une attention particulière au découpage énergétique dans le domaine 0.1 - 2 MeV. Au besoin, il faut augmenter le nombre de groupes G1. Nous étudierons plus en détail ce type de problème dans le cas du réacteur CROCUS au chapitre suivant.

L'obtention du temps de génération Λ n'a pas un grand intérêt pour un assemblage, mais son calcul est possible. Le cas du réacteur CROCUS est particulier car on le considère dans son entier comme un seul assemblage, il n'y a pas à considérer la troisième étape. Pour le réacteur CROCUS, le temps de génération se calcule donc à ce niveau. On applique directement la méthode décrite précédemment (III.15 & III.18) en utilisant les vitesses de groupes condensées à partir du calcul de cellule.

Pour le temps de génération, on doit aussi veiller à avoir une bonne description énergétique du domaine d'énergie sensible. Il s'agit du domaine thermique où l'on observe les plus grands flux et les vitesses les plus faibles (d'où l'inverse de la vitesse le plus grand). A priori, cette préoccupation coïncide avec le souci du physicien qui résout le cas stationnaire d'un réacteur thermique. On étudiera tout de même l'influence de la discrétisation dans le domaine thermique sur le temps de génération de CROCUS.

Précisons toutefois que ce n'est pas la méthode qui est mise en cause par le découpage énergétique. L'évaluation des paramètres cinétiques par la méthode classique des flux adjoints engendre les mêmes contraintes. D'une manière générale il faut vérifier que les structures de groupes qui sont satisfaisantes pour les calculs en régime stationnaire conviennent aussi pour l'évaluation des paramètres cinétiques.

Si notre méthode de calcul du β_{eff} semble convenir au point de vue précision et présenter des avantages de simplicité et de temps de calcul, il faut néanmoins préciser que la méthode conduit à une perturbation α de l'opérateur de fission qui a une structure matricielle (III.8). La plupart des codes de résolution de l'équation stationnaire d'un réacteur ne possède pas cette option et utilisent plutôt un "vecteur" de fission χ_g à la place de $\chi_g(h)$.

En pratique, il est plus simple de conserver le module de transport (diffusion) de calcul d'assemblage tel quel et de procéder en deux temps. Nous avons donc développé une méthode approximative permettant de s'affranchir de cette difficulté.

Méthode des "poids et spectre"

Pour évaluer le β_{eff} de l'assemblage, nous allons procéder en deux étapes. Dans un premier temps, on va poser $\chi_g^i = \chi_g^p = \chi_g$; les neutrons retardés sont émis avec le même spectre énergétique que les prompts. Le nouvel état perturbé se trouve alors caractérisé par (III.8):

$$(\mathbf{H}_f \phi)_g^i = \frac{1}{4\pi} \chi_g \sum_{h=1}^G (1 - \alpha \beta_h^i) (\nu \Sigma_f)_h \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (\text{III.20})$$

Comme précédemment, on calcule deux états proches du réacteur et, à l'aide des facteurs de multiplication obtenus, on détermine la grandeur

$$\beta_{\text{eff}}^{i0} = \left(\frac{k(0) - k^i(\alpha)}{\alpha k(0)} \right)_{\alpha \rightarrow 0} \quad (\text{III.21})$$

où β_{eff}^{i0} représente le taux effectif de neutrons retardés du groupe (i) avec l'hypothèse $\chi_g^i = \chi_g$.

La nature vectorielle du spectre de fission est préservée, ainsi que celle de la section efficace de fission. C'est cette dernière que l'on modifie en soustrayant la valeur $\alpha \beta_h^i$. Le résultat obtenu, que nous appelons «poids», tient compte de tous les effets à l'exception des différences entre les spectres d'émission des neutrons prompts et retardés.

Étudions maintenant l'effet de «spectre» et remplaçons β_h^i dans (III.8) par la valeur précédente de β_{eff}^{i0} constante dans tout le système étudié. La nouvelle perturbation s'écrit:

$$(\mathbf{H}_f \phi)_g^i = (\chi_g - \alpha \chi_g \beta_{\text{eff}}^{i0}) \frac{1}{4\pi} \sum_{h=1}^G (\nu \Sigma_f)_h \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (\text{III.22})$$

qui détermine un facteur de multiplication k' perturbé et le β_{eff}^i final (III.12).

Il revient au même de poser:

$$\beta_{\text{eff}}^i = \beta_{\text{eff}}^{i0} \cdot X^i \quad (\text{III.23})$$

avec

$$X^i = \left(\frac{k(0) - k^X(\alpha)}{\alpha k(0)} \right)_{\alpha \rightarrow 0} \quad (\text{III.24})$$

où β_{eff}^{i0} est remplacé par l'unité dans (III.22). On notera qu'ici la nature vectorielle des spectres est également préservée.

En pratique, on peut évaluer l'effet de spectre de chaque groupe de neutrons retardés et obtenir ainsi le taux effectif de neutrons retardés par groupe de retardés β_{eff}^i . On peut aussi effectuer un calcul de l'effet de spectre moyen pour tous les groupes de retardés.

En utilisant les expressions (III.21), (III.23) et (III.24), on peut ainsi déterminer le β_{eff} sans avoir à effectuer des calculs avec un spectre de fission de nature matricielle. Pour cela, nous avons dû séparer les deux effets «poids» et «spectre».

La validation de cette procédure sera effectuée quantitativement en théorie de la diffusion appliquée au réacteur CROCUS. L'implémentation de la méthode avec le «spectre matriciel de fission» est en effet plus simple dans ce type de code. Comme la méthode des «poids et spectre», comparée à la méthode avec une matrice de fission, donne des résultats satisfaisants, elle sera utilisée dans le code de transport.

III.4.3 - Calcul de l'ensemble du réacteur

Ces calculs s'effectuent dans le cadre de la théorie de la diffusion à 3 dimensions cartésiennes avec un nombre de groupes G_2 de 2 à 4. En toute rigueur, on peut prendre n'importe quel nombre de groupes en respectant la limite $G_2 \leq G_1$.

A) Taux effectif de neutrons retardés β_{eff} du réacteur

Pour l'évaluation du taux effectif de neutrons retardés du réacteur β_{eff} , dans la troisième étape du calcul, nous disposons comme données des taux effectifs de neutrons retardés d'assemblages β_{eff}^{ass} calculés à l'étape précédente.

Si le calcul du réacteur s'effectue avec deux groupes d'énergie de neutrons, on peut vraiment poser $\chi_g^i = \chi_g$. Ce spectre de fission unique vaut 1 dans le premier groupe et 0 dans le deuxième groupe. Nous n'avons donc pas d'effet de spectre à considérer ici.

Considérons l'état perturbé du réacteur défini par l'opérateur de production suivant (théorie de la diffusion):

$$(H_f' \Phi)_g^{ass} = \chi_g (1 - \alpha \beta_{eff}^{ass}) \sum_{h=1}^G (v \Sigma_f)_h \Phi_h \quad (III.25)$$

analogue à (III.20).

On notera que dans les calculs de diffusion chaque maille correspond à un assemblage. Donc $(v \Sigma_f)_h$ et β_{eff}^{ass} dépendent de r . On obtiendra ainsi deux valeurs du facteur de multiplication, ce qui nous permet encore une fois de déterminer le paramètre recherché par

$$\beta_{\text{eff}} = \left(\frac{k(0) - k(\alpha)}{\alpha k(0)} \right)_{\alpha \rightarrow 0} \quad (\text{III.26})$$

Des comparaisons avec d'autres résultats seront effectuées à propos du réacteur Beznau II pour le cycle à l'équilibre.

B) Temps de génération Λ du réacteur et cinétique spatiale

Pour le calcul du temps de génération du réacteur entier Λ , la connaissance de la valeur pour chaque assemblage Λ^{ass} , que nous pouvons évaluer à l'étape précédente, n'est pas utile. Il faut disposer des vitesses moyennes de groupe.

Généralement, les sections efficaces macroscopiques à deux groupes dans chaque assemblage sont obtenues par condensation de sections efficaces obtenues à l'étape précédente avec un plus grand nombre de groupes. Si la condensation de ces sections ne suscite pas de problème particulier (il suffit de conserver le taux de réaction constant), il n'en est pas de même des vitesses "moyennes" de groupes. Il n'y a pas de critères évidents pour produire de bonnes valeurs moyennes. Au chapitre précédent, on a montré qu'il est nécessaire de disposer des flux adjoints (II.56).

Dans les calculs de cellules et d'assemblages, nous avons volontairement occulté ce problème. Comme le nombre de groupes est élevé, leur largeur est "faible" et la valeur moyenne de la vitesse obtenue est toujours relativement bonne quelle que soit la manière d'effectuer la condensation de 70 à G1 groupes. Par contre, pour les calculs à deux groupes de neutrons, on est en présence de groupes larges et le problème est plus crucial.

Pour obtenir le temps de génération du réacteur ou pour effectuer des calculs de cinétique spatiale, on a besoin de "bonnes" vitesses moyennes pour des groupes larges; il nous faut produire plus d'information lors du calcul des assemblages et tenter de définir une «philosophie cinétique» de la condensation des vitesses.

Définissons deux groupes larges (G2=2, les neutrons épithermiques et thermiques) pour le calcul du réacteur. Nous allons chercher leur contribution Λ_1 et Λ_2 au temps de génération de chacun des assemblages. Dans celle-ci, on applique la perturbation (III.15) aux groupes fins (G1) qui appartiennent au premier groupe large (neutrons rapides). L'opérateur ainsi défini s'écrit:

$$(L' \phi)_g = \begin{cases} \left[\left(L + \frac{\alpha}{v} \right) \phi \right]_g & g \in \text{groupes fins rapides} \\ (L \phi)_g & g \notin \text{ " } \end{cases} \quad (\text{III.27})$$

A l'aide de (III.19), on obtient ainsi Λ_1 . La contribution Λ_2 des neutrons thermiques est calculée de la même manière et on trouve (à l'aide de la théorie des perturbations du premier ordre):

$$\Lambda = \Lambda_1 + \Lambda_2 \quad (III.28)$$

En parallèle, procédons à un autre raisonnement:

C) Le mode fondamental

Le calcul du flux est un problème très complexe où la variable espace intervient de deux façons: en tant qu'argument du flux et en tant qu'argument des sections efficaces. Il y a donc deux aspects du problème d'espace. Un réacteur peut être considéré comme constitué de zones homogènes de grandes dimensions (devant la distance parcourue par les neutrons). Bien que subsistent les problèmes d'interfaces, il est intéressant d'admettre que la dépendance spatiale apparaît uniquement dans un facteur simple. Tout se passe alors comme si on avait un milieu infini et homogène dépendant d'un paramètre supplémentaire: c'est ce qu'on appelle le "mode fondamental" [4][5].

Dans ces conditions et en théorie de la diffusion, le flux scalaire dans une zone homogène (ou homogénéisée) a la même distribution spatiale pour tous les groupes de neutrons et peut s'écrire:

$$\Phi_g(r) = \tilde{\varphi}_g(B^2)f(B^2, r) \quad (III.29)$$

avec $f(B^2, r)$, solution de:

$$\Delta f + B^2 f = 0$$

où f apparaît donc comme une combinaison de fonctions du type $e^{-i\tilde{B}r}$. On peut noter que cette théorie est excellente dans le cas des réacteurs homogènes où $B^2 > 0$ est fixé par leur taille et surtout connu à l'avance. Dans tous les autres cas, B^2 est tout simplement un paramètre de **courbure** qui peut être négatif (zones pauvres).

Après substitution de (III.29) dans les équations multigroupes de diffusion (II.13), toutes en régime stationnaire, on obtient le système:

$$-D_g(B^2)B^2\tilde{\varphi}_g(B^2) - \Sigma_{tg}\tilde{\varphi}_g(B^2) + \sum_{h=1}^G \Sigma_s(h \rightarrow g)\tilde{\varphi}_h(B^2) + \chi_g\tilde{S} = 0 \quad (III.30)$$

avec les sources \tilde{S} qui se définissent comme:

$$\tilde{S} = \sum_{g=1}^G (v\Sigma_f)_g \tilde{\varphi}_g(B^2) / k \quad (\text{III.31})$$

et qui ne dépendent pas de l'espace. En posant $\tilde{S}=1$, on peut obtenir toutes les informations de la zone pour un B^2 donné et on n'a plus d'itération extérieure. On peut de plus itérer sur le B^2 pour réaliser $k=1$; c'est ce que l'on fait souvent dans les calculs stationnaires des assemblages.

D) Ajustement cinétique

Revenons maintenant à notre calcul de temps de génération d'assemblage et plaçons nous désormais dans le cadre de la théorie de la diffusion, sans diffusion vers les groupes d'énergie supérieure (upscattering), et supposons que l'assemblage ait déjà été homogénéisé (ce que l'on doit faire de toute façon). On définit le nouveau système d'équations inspiré du mode fondamental (III.30). Après perturbation α (III.15), on obtient par exemple:

$$(\Sigma_{Rg} + \Sigma_{ag} + D_g B^2 + \frac{\alpha}{v_g}) \tilde{\varphi}_g(\alpha) = \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_s(h \rightarrow g) \tilde{\varphi}_h(\alpha) + \chi_g \quad (\text{III.32})$$

$$k(\alpha) = \sum_{g=1}^G (v\Sigma_f)_g \tilde{\varphi}_g(\alpha) \quad (\text{III.33})$$

Où l'on a omis seulement la dépendance en B^2 pour alléger l'écriture.

Le terme Σ_R a la signification usuelle de section efficace de déplacement ($\Sigma_{s,g} - \Sigma_s(g \rightarrow g)$). On voit immédiatement que l'état stationnaire correspond à $\alpha=0$. On déduit alors $\tilde{\varphi}_g(0)$ et $k(0)$. On peut itérer sur B^2 pour obtenir $k(0) = 1$. Dans ce cas, l'expression usuelle du temps de génération s'écrit (voir III.19):

$$\Lambda = -\dot{k}(0) = -\sum_{g=1}^G (v\Sigma_f)_g \dot{\tilde{\varphi}}_g(0) \quad (\text{III.34})$$

$$\text{avec } \dot{\tilde{\varphi}} \equiv \left(\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=0}$$

Le calcul des temps de génération devient ici totalement explicite.

En théorie à 1 groupe, on voit immédiatement que (III.32) et (III.33) s'écrivent:

$$(\Sigma_a + DB^2 + \frac{\alpha}{v}) \tilde{\varphi}(\alpha) = 1$$

$$k(\alpha) = v\Sigma_f \tilde{\varphi}(\alpha) = \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_a + DB^2 + \frac{\alpha}{v}}$$

Avec la définition (III.34) on obtient l'expression bien connue du temps de génération [2][5] des théories simples:

$$\Lambda = \frac{1}{v(\Sigma_a + DB^2)} = \frac{1}{v \cdot v\Sigma_f}$$

Revenons à la théorie multigroupe. Dérivons (III.32) par rapport à α et posons $\alpha=0$, on obtient:

$$(\Sigma_{ag} + \Sigma_{Rg} + D_g B^2) \dot{\bar{\varphi}}_g(0) + \frac{1}{v_g} \bar{\varphi}_g(0) = \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_s(h \rightarrow g) \dot{\bar{\varphi}}_h(0) \quad (\text{III.35})$$

On constate que, partant de $\bar{\varphi}_1(0)$, on peut connaître successivement les valeurs de $\bar{\varphi}_g(0)$ et $\dot{\bar{\varphi}}_g(0)$ avec les expressions (III.32) et (III.35); le temps de génération Λ s'obtient alors à l'aide de (III.34). On voit qu'il est une fonction linéaire des $1/v_g$. On peut l'exprimer de la manière suivante:

$$\Lambda = \sum_{g'=1}^G \frac{a_{g'}}{v_{g'}} \quad (\text{III.36})$$

On va chercher à obtenir les valeurs des coefficients $a_{g'}$ indépendamment des vitesses de groupes $v_{g'}$. Pour avoir les coefficients $a_{g'}$, on peut opérer de la manière suivante:

- On pose $1/v_g = 0$ dans tous les groupes, sauf pour $g=g'$, où on pose $1/v_g = 1$. On définit alors un nouveau système à résoudre à g' fixe, qui remplace (III.35), sous la forme suivante:

$$(\Sigma_{ag} + \Sigma_{Rg} + D_g B^2) \bar{\varphi}_g^{g'} + \delta_{gg'} \bar{\varphi}_g(0) = \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_s(h \rightarrow g) \bar{\varphi}_h^{g'} \quad (\text{III.37})$$

où les $\bar{\varphi}_g(0)$ sont connus (état non perturbé).

$$a_{g'} = - \sum_{g=1}^G (v\Sigma_f)_g \bar{\varphi}_g^{g'} > 0 \quad (\text{III.38})$$

avec

$$\bar{\varphi}_g^{g'} = \dot{\bar{\varphi}}_g(0) \quad (\text{III.39})$$

Le système (III.37) et (III.38) doit être résolu G fois pour déterminer tous les $a_{g'}$.

Dans le cas usuel à deux groupes de neutrons, on obtient pour le premier groupe ($g'=1$, III.37):

$$\begin{aligned}(\Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2) \tilde{\varphi}_1^1 + \tilde{\varphi}_1 &= 0 \\ (\Sigma_{a2} + D_2 B^2) \tilde{\varphi}_2^1 &= \Sigma_R \tilde{\varphi}_1^1\end{aligned}$$

d'où (III.38):

$$a_1 = \frac{\tilde{\varphi}_1}{\Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2} \left[v \Sigma_{f1} + \frac{v \Sigma_{f2} \Sigma_R}{\Sigma_{a2} + D_2 B^2} \right] = \tilde{\varphi}_1$$

puisque $k(0)=1$ (III.31, III.35).

et pour le deuxième groupe ($g'=2$, III.37):

$$\begin{aligned}(\Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2) \tilde{\varphi}_1^2 &= 0 \\ (\Sigma_{a2} + D_2 B^2) \tilde{\varphi}_2^2 + \tilde{\varphi}_2 &= \Sigma_R \tilde{\varphi}_1^2\end{aligned}$$

on voit immédiatement que $\tilde{\varphi}_1^2 = 0$ et on exprimera a_2 (III.38):

$$a_2 = \frac{v \Sigma_{f2} \tilde{\varphi}_2}{\Sigma_{a2} + D_2 B^2}$$

Pour deux groupes, le temps de génération s'exprime donc analytiquement sous la forme:

$$\Lambda = \frac{a_1}{v_1} + \frac{a_2}{v_2} \quad (\text{III.40a})$$

avec

$$a_1 = \frac{1}{\Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2} \quad (\text{III.40b})$$

$$a_2 = \frac{v \Sigma_{f2} \Sigma_R}{(\Sigma_{a2} + D_2 B^2)^2 (\Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2)} = \frac{1}{\Sigma_{a2} + D_2 B^2} \left[\frac{v \Sigma_{f2} \Sigma_R}{v \Sigma_{f1} (\Sigma_{a2} + D_2 B^2) + v \Sigma_{f2} \Sigma_R} \right] \quad (\text{III.40c})$$

que l'on obtient à l'aide des équations (III.32) pour $\alpha=0$, exprimées à deux groupes:

$$\begin{aligned}(\Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2) \tilde{\varphi}_1 &= 1 \\ (\Sigma_{a2} + D_2 B^2) \tilde{\varphi}_2 &= \Sigma_R \tilde{\varphi}_1\end{aligned}$$

La comparaison des expressions (III.40a) et (III.28) va nous conduire à notre «philosophie cinétique» de condensation des vitesses moyennes:

Au niveau du calcul d'assemblage, on a vu comment obtenir les temps de génération partiels par notre méthode de "perturbation α " (III.19 & III.27). A ce même niveau, nous allons également calculer les sections efficaces macroscopiques homogénéisées à deux groupes de neutrons. Ces dernières grandeurs, qui peuvent être obtenues par une pondération "standard" avec les flux sur tout l'assemblage, nous permettent de calculer les coefficients a_1 et a_2 . On peut identifier alors les différents membres des expressions (III.40a) et (III.28) et obtenir les vitesses moyennes des groupes larges selon bien évidemment:

$$v_1 = \frac{a_1}{\Lambda_1} \text{ et } v_2 = \frac{a_2}{\Lambda_2}$$

où Λ_1 et Λ_2 contiennent toute l'information détaillée concernant les assemblages (hétérogénéité, groupes fins, etc.). On appellera "**ajustement cinétique**" la procédure décrite ci-dessus par opposition à la condensation standard de pondération par les flux de l'inverse des vitesses. Tout le monde s'accorde sur les condensations de sections efficaces basées sur la conservation des taux de réaction. Pour les vitesses, lors d'une condensation, il semble donc logique de **conserver les temps de génération** constants puisque ces paramètres jouent un rôle primordial dans les études de cinétiques.

Finalement, le temps de génération du réacteur s'obtient par une méthode de "perturbation α " (III.19) où l'on introduit les vitesses moyennes d'assemblages "ajustées" pour chacun des groupes larges. Ces vitesses peuvent être utilisées également pour la cinétique spatiale. C'est d'ailleurs dans le cadre de cette dernière que l'on doit trouver les meilleurs problèmes de validation pour les vitesses ajustées.

Avec les expressions (III.37) et (III.38), on peut étendre la procédure décrite ci-dessus à n'importe quel nombre de groupes ($2 < G_2 < G_1$). Pour calculer les vitesses moyennes des G_2 groupes, outre les sections efficaces homogénéisées à G_2 groupes, on doit produire les temps de génération partiels: $\Lambda = \Lambda_1 + \Lambda_2 + \dots + \Lambda_{G_2}$ dans chacun des assemblages, par une procédure de type "perturbation α ". Il est clair que les temps de calculs seront vite prohibitifs si $G_2 \gg 2$, car G_2+1 calculs de transport au moins sont nécessaires pour chaque assemblage.

On obtient ainsi des vitesses moyennes de groupes dépendant des assemblages puisque le spectre fin n'est pas le même dans chaque assemblage. On pourrait rencontrer une discontinuité des vitesses des neutrons à l'interface de deux mailles, impliquant une discontinuité des densités neutroniques (ϕ/v) puisque les flux sont supposés usuellement continus. En fait, il faut se rappeler que ce sont des vitesses moyennes sur tout l'assemblage

qui, au niveau du calcul 3D, peuvent être considérées comme représentatives d'un "noeud" du réacteur. La même remarque s'applique aux flux qui sont calculés au centre des mailles.

Il faut également se souvenir que le mode fondamental s'applique à un milieu homogène de grandes dimensions et que la théorie de la diffusion devient caduque avec un nombre de groupes trop grand (voir Chap II.3). On peut toutefois s'affranchir du sens donné précédemment à la correction en $D_g B^2$ qui représente simplement les fuites macroscopiques pour le groupe g .

Au chapitre V des comparaisons seront effectuées entre les vitesses et temps de génération obtenus pour le coeur de la centrale de Beznau II.

CHAPITRE IV

LE RÉACTEUR CROCUS

ET DES PROBLÈMES DE VALIDATION

IV.1 - DESCRIPTION SUCCINCTE DU RÉACTEUR CROCUS

Le réacteur CROCUS de l'EPFL est un assemblage critique à eau légère constitué de deux réseaux à pas carré disposés de façon concentrique. L'eau sert de modérateur mais également de réflecteur. Sa partie combustible peut être approximativement représentée par un cylindre de 1 m de hauteur dont l'axe est vertical. La criticité est atteinte en ajustant le niveau d'eau dans la cuve du réacteur. Deux types de barreaux de combustible sont utilisés:

- Dans la partie centrale, 336 crayons d'oxyde d'uranium (UO_2) enrichi à 1.8%.
- Dans la zone périphérique, 172 crayons d'uranium métallique (U_m) enrichi à 0.947%.

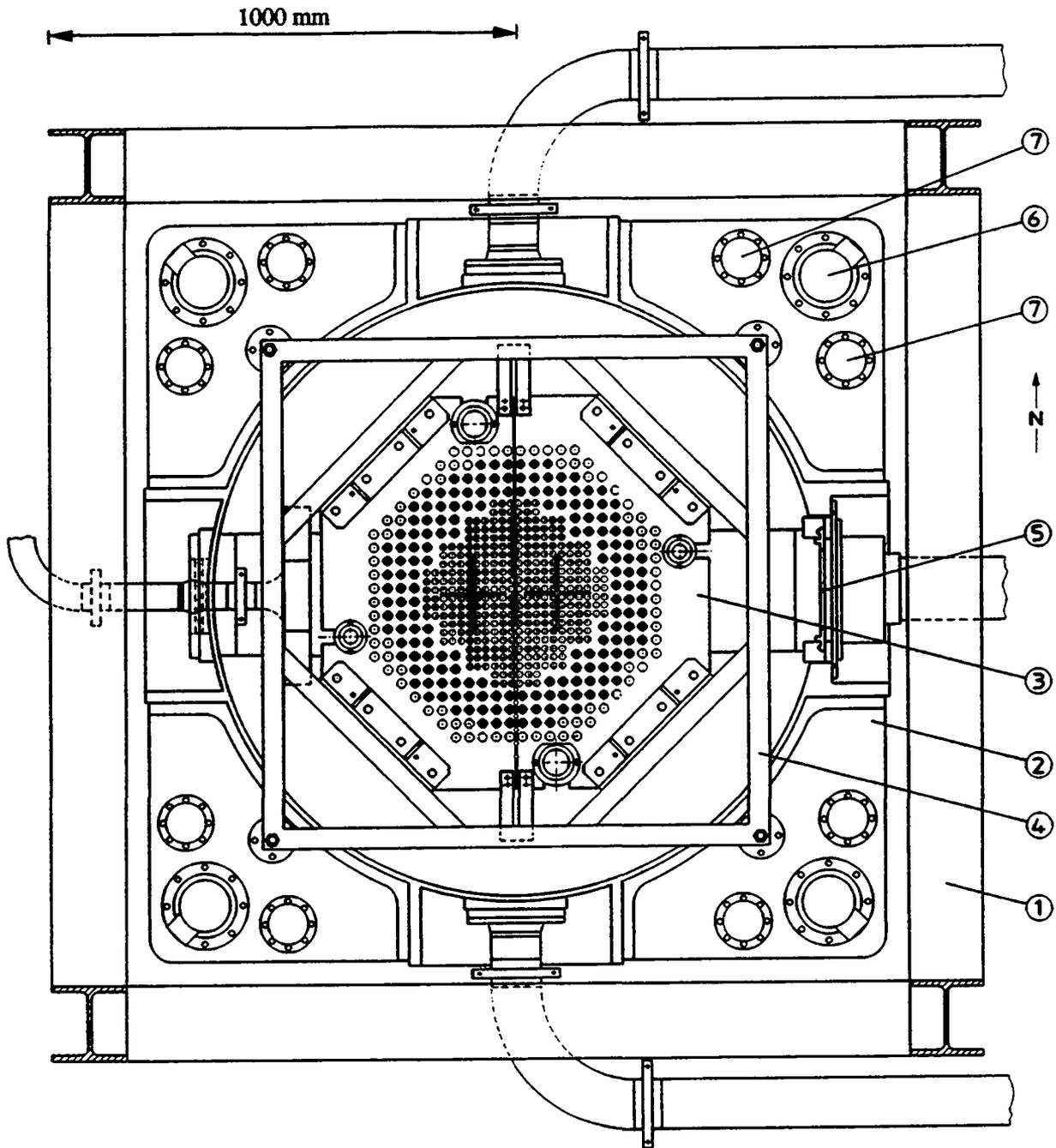
Les crayons combustibles sont gainés d'aluminium. La température est de 20°C dans tous les matériaux. Les figures IV.1 et IV.2 représentent le réacteur CROCUS dans son ensemble et la figure IV.3 représente une cellule type (combustible-gaine-modérateur). Le tableau IV.1 donne les caractéristiques des cellules UO_2 et U_m . Une description très détaillée de l'installation est fournie dans [46][47][48].

Tableau IV.1 Paramètres des cellules du réacteur CROCUS.

	réseau UO_2	réseau U_m
Diamètre du combustible D_u [mm]	10.51747	17.0
Diamètre extérieur de la gaine D_{Ge} [mm]	12.60	19.35
Diamètre intérieur de la gaine D_{Gi} [mm]	10.90	17.35
Pas du réseau P [mm]	18.37	29.17
Densité du combustible [g/cm^3]	10.55553	18.6945

Ce réacteur permet de valider les codes pour les réacteurs à eau légère. Sa géométrie relativement simple permet de le considérer comme un seul assemblage et donc, de le calculer seulement en deux étapes: calcul de cellule et calcul d'assemblage en utilisant uniquement la théorie du transport.

Figure IV.1 Plan du réacteur CROCUS.



- | | |
|--------------------------------------|-----------------------|
| ① structure métallique | ⑤ déversoir |
| ② cuve du réacteur | ⑥ vanne de sécurité |
| ③ grille supérieure | ⑦ détecteur de niveau |
| ④ cadre de support grille supérieure | |

Figure IV.2 SCRAM du réacteur CROCUS ! Les barres de sécurité chutent et l'eau est bien visible. Au fond, sur le bord de la cuve, on remarque le déversoir qui, en fonctionnement normal, règle la hauteur d'eau désirée.

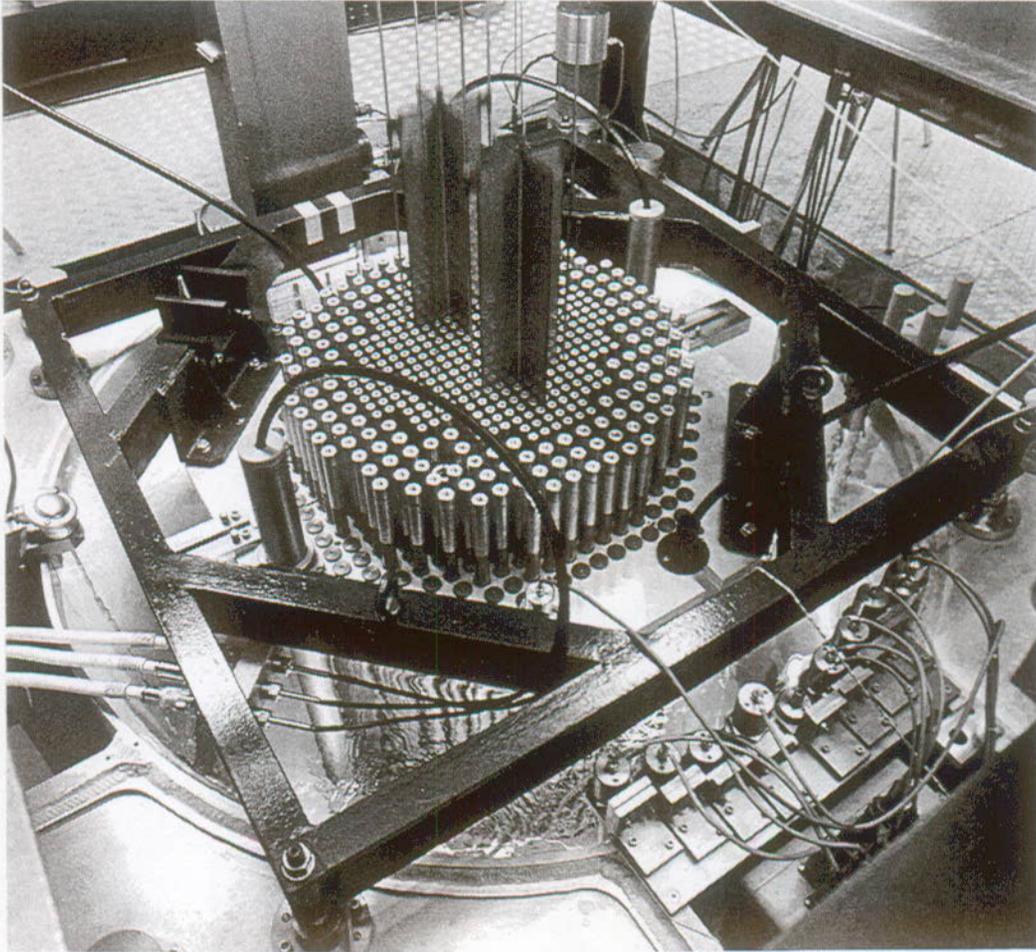
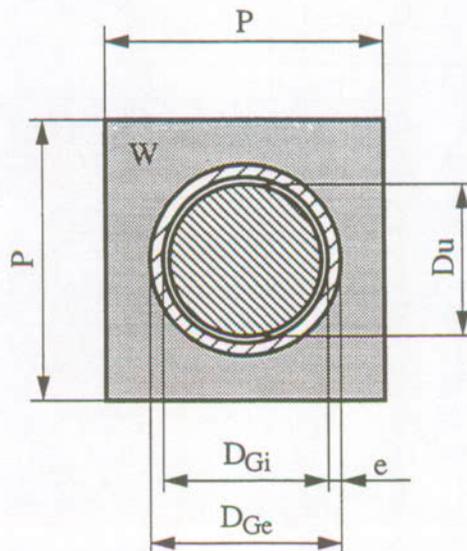


Figure IV.3 Une cellule type de CROCUS.



Pour le calcul d'assemblage, il peut être modélisé par un cylindre et on peut résoudre son équation critique à une dimension. Toutefois pour être convenablement décrit, on doit considérer au moins un quart du cœur selon une géométrie (x,y) comme le représente la figure IV.4. Nous avons utilisé une discrétisation spatiale en 31x31 ou 18x18 points. Du fait de la symétrie par rapport à la première bissectrice, les discrétisations des variables x et y sont identiques mais les mailles ne sont pas nécessairement carrées. Parmi les 31 (18) droites horizontales (verticales), certaines, que nous appellerons "lignes", correspondent à un changement de la largeur (hauteur) de maille. Ainsi entre deux lignes consécutives se trouvent des mailles identiques comme indiqué sur le tableau IV.2 où P1 et P2 représentent respectivement les pas de réseaux UO_2 et U_m .

Figure IV.4 Discrétisation spatiale du réacteur CROCUS (1/4 du cœur).

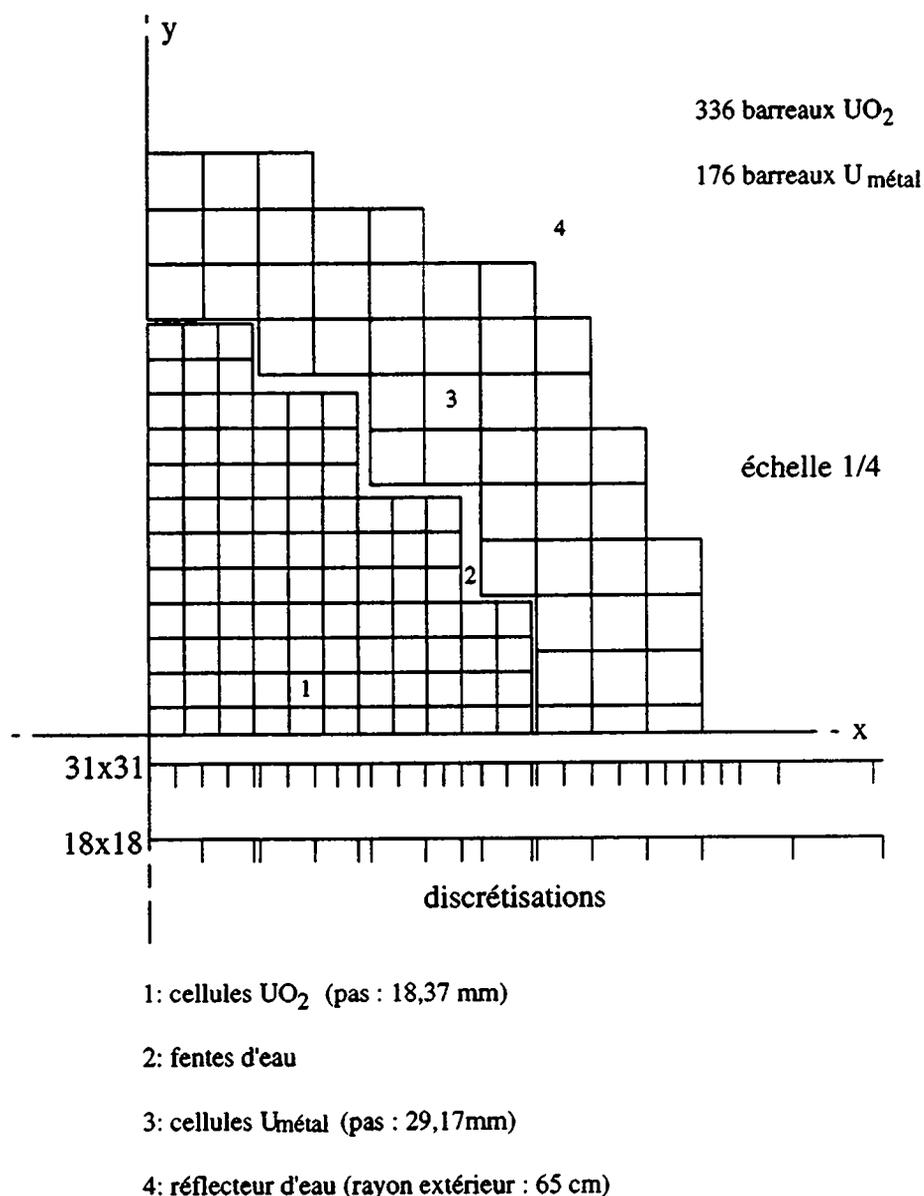


Tableau IV.2 Position des lignes de mailles pour les deux discrétisations du réacteur
CROCUS - P1=1.837 cm (pas du réseau UO_2), P2=2.917 cm (U_m).

Position de la ligne [cm]	ligne n° (31 mailles)	nb/taille des mailles entre les lignes [cm]	ligne n° (18 mailles)	nb/taille des mailles entre les lignes [cm]
0.0	0	-	0	-
5.511=3*P1	4	4/1.37775	2	2/2.7555
5.834=2*P2	5	1/0.323	3	1/0.323
8.751=3*P2	7	2/1.4585	4	1/2.917
11.022=6*P1	9	2/1.1355	5	1/2.271
11.668=4*P2	10	1/0.646	6	1/0.646
14.585=5*P2	12	2/1.4585	7	1/2.917
16.533=9*P1	14	2/0.9740	8	1/1.9480
17.502=6*P2	15	1/0.969	9	1/0.969
20.207=11*P1	17	2/1.3525	10	1/2.7050
20.419=7*P2	18	1/0.212	11	1/0.212
26.253=9*P2	22	4/1.4585	13	2/2.917
29.170=10*P2	25	3/0.97233	14	1/2.917
31.170	27	2/1.0	-	-
33.170	28	1/2.0	-	-
48.170	31	3/5.0	18	4/4.75

Des problèmes de validation ont été définis dans le cadre de la théorie de la diffusion, comme dans celle du transport. Nous avons donc utilisé et/ou développé les deux types de code que nous décrivons maintenant.

IV.2 - THÉORIE DU TRANSPORT - LE SYSTÈME ELCOS

Nous disposons du système de codes de calcul stationnaire des réacteurs à eau légère (ELCOS: **EIR LWR COde System**) développé à l'Institut Paul Scherrer (PSI) [49][50]. Il consiste en un ensemble de 4 programmes en langage FORTRAN:

- ETOBX** (**ENDF/B TO BOXER**) interprète et met en forme les sections efficaces à partir des bibliothèques de données nucléaires du type de ENDF/B et produit une librairie de sections efficaces pour BOXER.
- BOXER** effectue le calcul de cellule à 70 groupes et le calcul d'assemblage à G1 groupes en transport à deux dimensions cartésiennes. Il peut aussi effectuer des calculs d'évolution des assemblages. Par contre, il ne possède pas d'option "adjointe".
- CORCOD** produit des interpolations des données homogénéisées et condensées en quelques groupes (le plus souvent G2=2) obtenus à l'aide de BOXER. Ces interpolations sont utilisées pour le calcul de l'ensemble du réacteur en trois dimensions.
- SILWER** traite le réacteur dans son ensemble. Il résout l'équation de la diffusion neutronique couplée à la thermohydraulique. Des calculs d'évolution du combustible peuvent également être effectués.

La librairie de sections efficaces pour BOXER, produite par ETOBOX [57], est basée sur la bibliothèque JEF-1 [44] pour les principaux isotopes de l'uranium et du plutonium ainsi que pour l'hydrogène et sur la bibliothèque ENDF/B-IV [51] pour les autres nuclides. Pour les isotopes non résonnants, les sections efficaces sont générées en 70 groupes d'énergies. Dans JEF, les résonances des sections efficaces (résolues et non résolues) sont exprimées par exemple à l'aide de paramètres de Breit & Wigner. Dans ETOBOX, pour la diffusion, la capture et la fission des isotopes tels que l' U^{235} et l' U^{238} , dans le domaine de résonance compris entre 1.3 et 907 eV, la librairie contient une liste de points, jusqu'à 8000, en fonction de la léthargie. Les résonances non résolues contiennent également la section efficace de dilution. Au dessus de 907 eV, toutes les résonances (résolues et non résolues) sont intégrées par groupe pour trois valeurs de température ($T=20, 450$ et 1100 °C) et quatre valeurs de section efficace de dilution [4, p. 118] ($\sigma_e=10, 100, 1000$ et ∞ barn). Pour l'hydrogène dans l'eau, les matrices de diffusion thermique sont obtenues à partir des noyaux de diffusion $S(\alpha, \beta)$ de Van Hove [53], donnés par la bibliothèque JEF-1.

IV.2.1 - Calcul de cellule

Grâce à la description des sections efficaces en léthargie, dans le domaine des résonances résolues, BOXER effectue les calculs d'absorption résonnante par une méthode de probabilités de collision à deux régions. Au dessus de 907 eV, on procède par interpolation en température et section efficace équivalente. On obtient ainsi le jeu complet de sections efficaces à 70 groupes pour les calculs de cellule. Pour chaque type de cellules défini dans l'assemblage, on calcule les flux dans les différentes zones de la cellule par une résolution de l'équation intégrale de transport en géométrie cylindrique (probabilités de collision). La vraie géométrie de la cellule (carrée) est prise en compte par une modification du facteur Dancoff [50]. Les cellules sont calculées avec des conditions aux limites de réflexion ou avec des courants entrants fixés. Des sections efficaces moyennes pour toute la cellule sont alors obtenues par pondération avec les flux et les volumes des zones. Ensuite, le spectre en mode fondamental est déterminé par un calcul prenant en compte l'approximation B_1 (limitation à l'ordre 1 sur le développement de $\Sigma_s(\Omega \cdot \Omega')$, sans faire d'approximation sur les flux) pour la cellule homogénéisée en 70 groupes. Pour les matériaux homogènes, tels que le réflecteur (à l'opposé des cellules), les sections efficaces à 70 groupes sont obtenues à partir du calcul en théorie du transport à 1 dimension cartésienne. La géométrie vraie, souvent compliquée, est transformée en une plaque équivalente par conservation de la longueur moyenne de la corde (théorème de Cauchy: $\langle x \rangle = 4V/S$; l'épaisseur de la plaque vaut la moitié de la longueur moyenne de la corde).

IV.2.2 - Calcul d'assemblage

Toujours dans BOXER, les sections efficaces sont alors condensées en un nombre réduit de groupes (en pratique $G_1=7$ à 20, mais en tout cas $G_1 \leq 70$) en s'appuyant sur les spectres fins de cellule. Les sections efficaces d'absorption et de fission, ainsi que la matrice de diffusion isotrope, sont pondérées avec les flux, tandis que la section efficace totale et la matrice de diffusion anisotrope sont pondérées avec les courants.

Pour le calcul de la géométrie (x,y) détaillée, on dispose de deux modules distincts. D'une part la résolution en théorie de la diffusion (module CODIFF) et d'autre part la résolution en théorie du transport selon la méthode QP_1 (module QP1). Pour réduire le temps de calcul, il est possible de les utiliser à la suite, CODIFF fournissant une première approximation des flux pour QP1.

La méthode QP_1 [52] est basée sur la théorie intégrale du transport. A l'interface de deux mailles voisines, la continuité des courants est garantie. Dans chaque quadrant, le flux

angulaire est développé sur les harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre 1. Il est supposé fonction linéaire de l'espace sur la face d'une maille. La diffusion est traitée linéairement anisotrope (approximation P_1) avec correction de transport en P_2 . La méthode QP_N peut être interprétée comme une généralisation à deux dimensions cartésiennes de l'approximation DP_N . Cette approximation se prête très bien au calcul des réseaux à pas carrés des réacteurs à eau légère.

Dans le module QP1, le spectre de fission est considéré comme indépendant de l'énergie incidente (groupe incident) et est traité comme un vecteur χ_g . Pour le calcul des paramètres cinétiques, on a conservé cette structure et implanté la méthode des "poids et spectre".

Les itérations du calcul en théorie du transport à deux dimensions peuvent être effectuées sur plusieurs paramètres, au choix [54]:

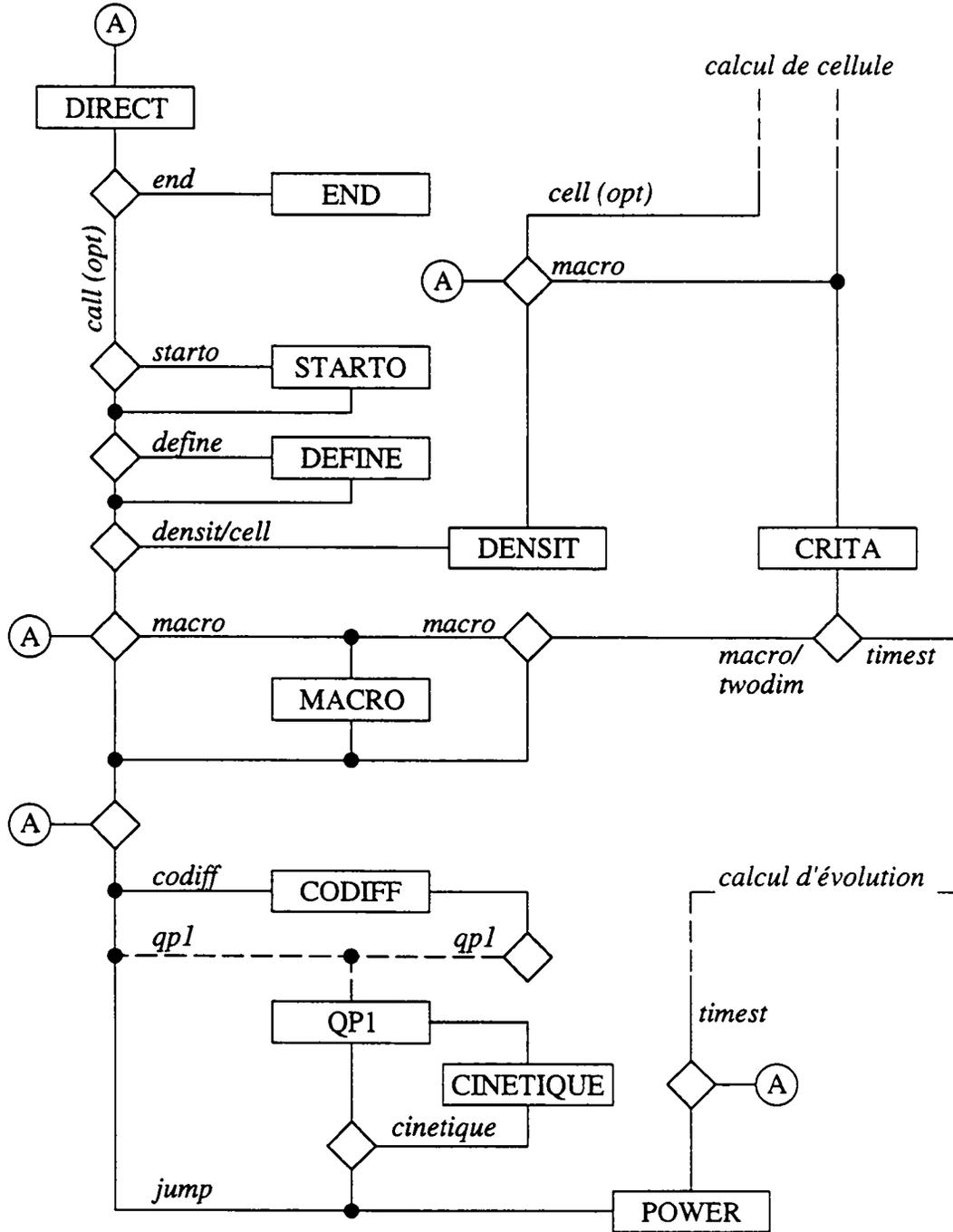
- Source fixe (pas de variation du k_{eff}).
- Itérations sur le k_{eff} avec un laplacien $B^2(B_g^2)$ donné.
- Itérations sur la densité d'un poison (k_{eff} donné).
- Itérations sur le laplacien B^2 (k_{eff} donné).
- Itérations sur l'albédo (k_{eff} donné).

Après le calcul en théorie du transport à deux dimensions, BOXER génère un jeu de sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur tout l'assemblage et condensées à quelques groupes (généralement $G=2$) pour les calculs finaux en trois dimensions. BOXER peut également effectuer des calculs d'évolution du combustible. Toutefois ces deux dernières possibilités ne sont pas utiles pour le réacteur CROCUS. Elles seront nécessaires pour le calcul du réacteur Beznau II. Nous les présenterons au chapitre suivant.

Pour le calcul des paramètres cinétiques, l'implémentation a été réalisée principalement dans le programme BOXER. Un programme supplémentaire a été écrit pour interpréter les données des bibliothèques relatives aux neutrons retardés. Ce module peut être intégré à ETOBOX (il est prévu de le faire). Il produit une librairie supplémentaire pour les données "cinétiques". La figure IV.5 représente un organigramme du programme BOXER avec le module cinétique.

Les données nécessaires aux neutrons retardés sont tirées de JEF-1 [44] pour l' U^{238} , le Pu^{239} , Pu^{240} et Pu^{241} et de JEF-1 et/ou ENDF/B-VI [18][41] pour l' U^{235} .

Figure IV.5 Organigramme (simplifié) de BOXER avec la modification pour le calcul des paramètres cinétiques. Pour des détails sur chaque module, on peut se reporter à la référence [54].



IV.3 - THÉORIE DE LA DIFFUSION

A l'aide du calcul de cellule de BOXER, nous avons généré un jeu de sections efficaces macroscopiques pour la diffusion. BOXER nous a également fourni les taux de neutrons retardés par groupe, isotopes et zones $\beta_h^{i(m)}$.

Nous avons développé 4 différents programmes FORTRAN de résolution de l'équation stationnaire de la diffusion, en théorie multigroupe et en milieu hétérogène. Chacun permet de calculer les flux directs et adjoints, ainsi que la possibilité de définir une matrice de fission $\chi_g(h)$:

- Code à une dimension en géométrie quelconque, en différences finies, par une méthode de Gauss ou de double balayage FBSM (Forward Elimination Backward Substitution Method) [60].
- Code à deux dimensions en géométrie cylindrique (r, z).
- Code à deux dimensions en géométrie cartésienne (x,y).
- Code à trois dimensions en géométrie cartésienne (x,y,z).

Pour la résolution numérique des trois derniers cas, nous avons utilisé une méthode pseudo-temporelle, dite des "directions alternées" [61][62] et dans l'approximation des différences finies. Nous allons développer le formalisme de résolution numérique à 3 dimensions spatiales. Il est alors facile de passer aux cas à deux et une dimensions spatiales.

IV.3.1 - Discrétisation spatiale

Reprenons l'expression de l'équation directe de la diffusion multigroupe stationnaire (II.13 et II.25):

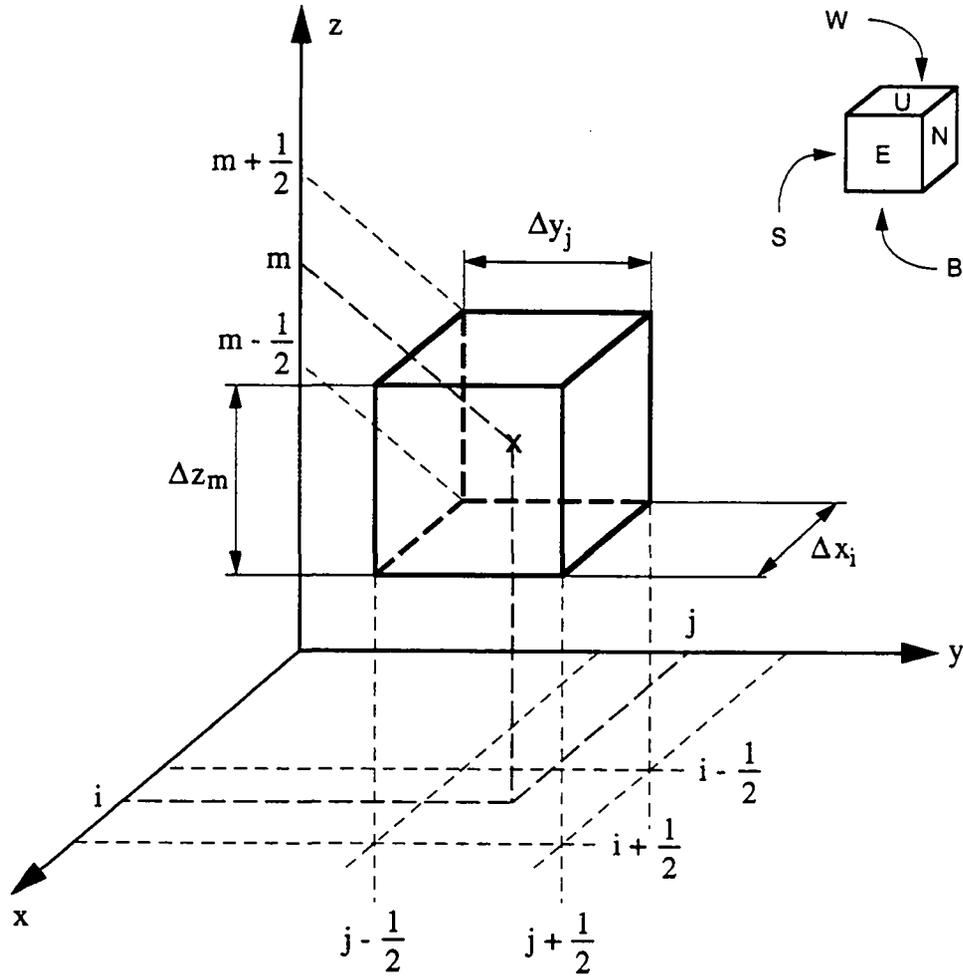
$$\nabla \cdot \bar{J}_g + (\Sigma_{sg} + \Sigma_{Rg})\Phi_g = Q_g \quad (IV.1)$$

avec

$$Q_g = \sum_{h < g} \Sigma_s(h \rightarrow g)\Phi_h + \chi_g \sum_{b=1}^G (v\Sigma_f)_b \Phi_b \quad (IV.2)$$

$$\bar{J}_g = -D_g \bar{\nabla} \Phi_g \quad (IV.3)$$

Figure IV.6 Une maille (i, j, m) de dimensions Δx , Δy , Δz .



On découpe le domaine spatial en mailles (parallélépipèdes rectangles) de dimensions Δx , Δy , Δz (figure IV.6). En intégrant l'équation (IV.1) sur la maille (i, j, m) ainsi définie, on obtient (en omettant g)

$$\begin{aligned}
 & J_x(i+1/2, j, m)\Delta_{yj}\Delta_{zm} - J_x(i-1/2, j, m)\Delta_{yj}\Delta_{zm} + \\
 & J_y(i, j+1/2, m)\Delta_{xi}\Delta_{zm} - J_y(i, j-1/2, m)\Delta_{xi}\Delta_{zm} + \\
 & J_z(i, j, m+1/2)\Delta_{xi}\Delta_{yj} - J_z(i, j, m-1/2)\Delta_{xi}\Delta_{yj} + \\
 & (\Sigma_a + \Sigma_R)(i, j, m)\Phi(i, j, m)\Delta_{xi}\Delta_{yj}\Delta_{zm} = Q(i, j, m)\Delta_{xi}\Delta_{yj}\Delta_{zm}
 \end{aligned} \tag{IV.4}$$

avec les définitions suivantes

$$\begin{aligned}
 \int_{\text{maille}} dV \nabla \cdot \vec{J} &= \int_{\text{maille}} d\vec{S} \cdot \vec{J} = \\
 \int_N dS_N J_x - \int_S dS_S J_x - \int_W dS_W J_y + \int_E dS_E J_y + \int_U dS_U J_z - \int_B dS_B J_z
 \end{aligned}$$

$$J_x(i \pm 1/2, j, m) = \frac{1}{\Delta_{yj} \Delta_{zm}} \int_{y_j - 1/2}^{y_j + 1/2} dy \int_{z_m - 1/2}^{z_m + 1/2} dz J_x(x_{i \pm 1/2}, y_j, z_m)$$

$$\Phi(i, j, m) = \frac{1}{\Delta_{xi} \Delta_{yj} \Delta_{zm}} \int_{x_i - 1/2}^{x_i + 1/2} dx \int_{y_j - 1/2}^{y_j + 1/2} dy \int_{z_m - 1/2}^{z_m + 1/2} dz \bar{J}_x(x_i, y_j, z_m)$$

et des expressions analogues pour les autres termes.

On supposera que le flux moyen sur la maille (i, j, m) est égal au flux au centre. De même, on écrira que le courant moyen sur une des frontières de la maille est égal au courant au centre de cette frontière. En discrétisant l'équation (IV.3), on peut exprimer les courants en fonction des flux dans les mailles adjacentes à la maille (i, j, m) . Il vient par exemple

$$J_x(i + 1/2, j, m) = \frac{2}{\frac{\Delta_{xi}}{D(i, j, m)} + \frac{\Delta_{xi+1}}{D(i + 1, j, m)}} [\Phi(i, j, m) - \Phi(i + 1, j, m)]$$

où l'on tient compte d'une discontinuité possible de D en $(i + 1/2, j, m)$ [60].

Finalement, on obtient un système d'équations pour chaque groupe g

$$H_d \Phi = Q \tag{IV.5}$$

où H_d est une matrice possédant 7 éléments non nuls par ligne. L'opérateur H_d peut s'écrire sous la forme décomposée en une somme de matrices tridiagonales $H_x + H_y + H_z$ définies de la manière suivante

$$(H_x \Phi)_{i,j,m} = \begin{cases} -A_x(i, j, m) \Phi(i + 1, j, m) - C_x(i, j, m) \Phi(i - 1, j, m) \\ + \left[A_x(i, j, m) + C_x(i, j, m) + \frac{1}{3} (\Sigma_a + \Sigma_R) \right] \Phi(i, j, m) \end{cases} \tag{IV.6}$$

avec

$$A_x(i, j, m) = \frac{2\Delta_{xi}}{\frac{\Delta_{xi}}{D(i, j, m)} + \frac{\Delta_{xi+1}}{D(i + 1, j, m)}} \tag{IV.7}$$

$$C_x(i, j, m) = \frac{2\Delta_{xi}}{\frac{\Delta_{xi}}{D(i, j, m)} + \frac{\Delta_{xi-1}}{D(i - 1, j, m)}} \tag{IV.8}$$

et des expressions analogues pour les termes H_y , H_z , A_y , A_z , C_y et C_z . En outre, on a choisi de répartir uniformément la section efficace d'absorption dans les trois directions.

En fait, H_d représente l'opérateur laplacien approché par des différences finies et H_x, H_y, H_z représentent de la même manière les opérateurs différentiels $-\partial/\partial x^2, -\partial/\partial y^2$ et $-\partial/\partial z^2$.

Quant à l'équation adjointe de la diffusion multigroupe stationnaire, elle s'écrit (II.13 et II.29b):

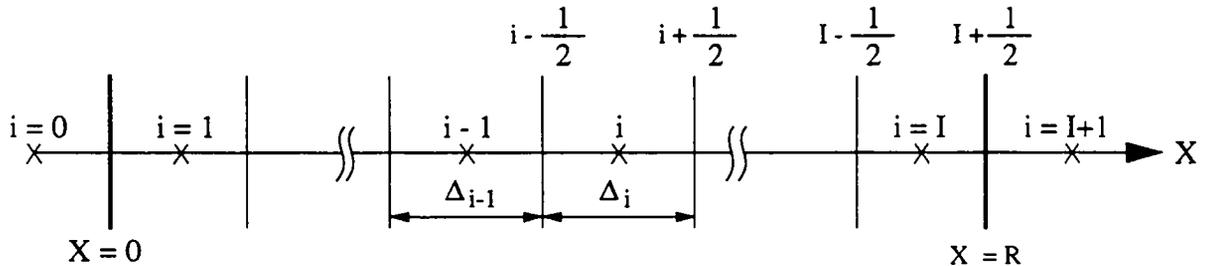
$$\nabla \cdot \bar{J}_g^+ + (\Sigma_{ag} + \Sigma_{Rg})\Phi_g^+ = Q_g^+ \quad (IV.9)$$

avec

$$Q_g^+ = \sum_{h>g} \Sigma_s(g \rightarrow h)\Phi_h^+ + (v\Sigma_f)_g \sum_{h=1}^G \chi_h \Phi_h^+ \quad (IV.10)$$

et une définition identique du courant (équation IV.3). On peut donc développer la même discrétisation spatiale.

Figure IV.7 La discrétisation dans la direction x avec les frontières du système en 0 ($i=1/2$) et R ($i=I+1/2$).



IV.3.2 - Conditions aux limites

Sur la surface extérieure du système (figure IV.7), la condition aux limites peut s'exprimer

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{i+1/2} = \alpha \Phi(I+1/2, j, m)$$

avec

$$\alpha = 0$$

réflexion parfaite

$$\alpha = \frac{1}{d_{ext}}$$

système isolé

la distance d'extrapolation étant définie de la manière suivante

$$d_{\text{ext}} = \frac{0.7104}{\Sigma_1(I+1/2, j, m)}$$

Comme pour le courant en un point quelconque, on discrétise la dérivée sur la surface extérieure. Il vient alors les conditions aux limites du type

$$\Phi(I+1, j, m) = \beta_1 \Phi(I, j, m) \quad (\text{IV.11})$$

avec

$$\beta_1 = \frac{4.2624 \cdot D(I, j, m)}{4.2624 \cdot D(I, j, m) + \varepsilon_1 \Delta_1} \quad (\text{IV.12})$$

$$\varepsilon_1 = 0 \quad \text{réflexion parfaite - albédo} = 1$$

$$\varepsilon_1 = 1 \quad \text{système isolé - albédo} = 0$$

Le même raisonnement s'applique pour $i=1/2, j=1/2, j=J+1/2$, etc. Nous avons la possibilité de préciser une valeur de ε par groupe. Par exemple, en présence de cadmium, cela nous permet d'avoir des conditions aux limites différentes pour les neutrons thermiques et rapides.

Nous avons également développé nos programmes avec la possibilité d'avoir des géométries plus compliquées. Pour le problème à 3 dimensions, la surface extérieure du système n'est pas forcément un parallélépipède rectangle aux faces en $x=1/2$ et $I+1/2, y=1/2$ et $J+1/2$ et $z=1/2$ et $M+1/2$. Cela revient à avoir la dimension I fonction de j et de m, la dimension J fonction de i et de m et la dimension M fonction de i et de j (et $\beta_1 = \beta_1(j, m)$, $\beta_j = \beta_j(i, m)$, $\beta_M = \beta_M(i, j)$, $\beta_{i=1/2} = \beta_{i=1/2}(j, m)$ et ainsi de suite). Par exemple, pour un système avec 3x3x3 mailles représenté à la figure IV.8, où les mailles (3,3,m) sont vides, on obtient un opérateur H_d représenté à la figure IV.9. Le rang du système est de 24 mais la matrice générale contient beaucoup de zéros comme on le voit.

Cette option nous permettra de modéliser correctement le réflecteur cylindrique du réacteur CROCUS ou de décrire la cuve de la centrale nucléaire Beznau II de manière satisfaisante.

Pour l'équation adjointe de la diffusion, les conditions aux limites sont les mêmes car l'opérateur H_d est auto-adjoint (ce n'est pas le cas de l'équation du transport).

IV.3.3 - La méthode des directions alternées

Pour résoudre le système d'équation (IV.5), nous proposons d'adopter une approche pseudo-temporelle. Cela consiste à introduire un "résidu" dans le système considéré

$$\delta(t) + H_d \Phi = Q \quad (\text{IV.13})$$

avec

$$\delta(t) = \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (\text{IV.14})$$

où a est un paramètre arbitraire. Il pourrait être considéré comme les vitesses de groupes pour traiter le problème dépendant du temps.

On effectue alors un processus itératif sur la variable t . On a:

$$\Delta t = t^n - t^{n-1}$$

On a montré [61] que l'on pouvait aboutir à la séquence de résolution suivante:

$$\begin{aligned} \delta^n &= Q - H_d \Phi^n \\ \Delta^{n+1} &= [I + H_x/\omega]^{-1} [I + H_y/\omega]^{-1} [I + H_z/\omega]^{-1} \delta^n \\ \Phi^{n+1} &= \Phi^n + \frac{2}{\omega} \Delta^{n+1} \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

avec

$$\omega = \frac{2}{a\Delta t}$$

Le passage de Φ^n à Φ^{n+1} s'effectue avec une erreur en $O(\Delta t^3)$. On peut montrer que, quelle que soit la valeur de ω , cette méthode est inconditionnellement stable.

La séquence (IV.15) revient à inverser successivement trois matrices tridiagonales. On a ainsi ramené le problème 3D à 3 problèmes 1D pour chaque itération. Pour ceci, on dispose d'une méthode simple telle que celle de Gauss [60].

IV.4 - RÉGIME STATIONNAIRE DU RÉACTEUR CROCUS

Pour le calcul "standard" [58][59] du réacteur CROCUS, dans les calculs à deux dimensions, nous avons adopté une structure à 15 groupes de neutrons représentée au tableau IV.3.

Dans un premier temps, un calcul axial du réseau UO_2 a été effectué pour évaluer le laplacien axial B_z^2 . Il s'agit d'un calcul QP1 à une dimension (direction z) corrigé des fuites radiales en introduisant un laplacien radial selon la formule bien connue:

$$B_r^2 = \left(\frac{2.4048}{R_{\text{ext}}} \right)^2$$

avec R_{ext} , le rayon extrapolé. On utilise le rayon extérieur de la zone métallique plus un "saving" de 5.5 cm. Le niveau d'eau recouvre exactement la partie active du combustible (cote 1 m). Le but de ce calcul est de fournir une bonne valeur de H_{ext} et non, bien sûr, d'estimer le k_{eff} de CROCUS. On ajuste alors un cosinus sur la distribution axiale du réacteur et on obtient une hauteur extrapolée:

$$H_{\text{ext}} = 107.97 \text{ cm}$$

On en déduit alors le laplacien axial:

$$B_z^2 = \left(\frac{\pi}{H_{\text{ext}}} \right)^2 = 8.466 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

ce qui permet de tenir compte une fois pour toutes des réflecteurs axiaux.

Le calcul à deux dimensions est ensuite effectué avec la géométrie à 31x31 points de la figure IV.4. Un réflecteur d'eau d'au moins 19 cm entoure les régions combustibles. Des conditions aux limites noires (albédo nul) sont imposées à la surface extérieure du réflecteur. Lors d'un calcul QP1, le facteur de multiplication obtenu avec une précision de 10^{-5} (10^{-4} sur les flux), après 30 itérations, vaut:

$$k_{\text{eff}} = 1.00137$$

L'expérience montre que le facteur de multiplication pour la cuve pleine d'eau est d'environ $k_{\text{eff}} = 1.00162$. Cet écart avec l'expérience peut être considéré comme très satisfaisant.

Des distributions de neutrons dans le réacteur sont données dans les figures IV.10 et IV.11.

Figure IV.10 Distribution des neutrons du groupe 2 (0.821-3.679MeV) dans le plan du réacteur CROCUS [n/cm^2s^{-1}]. Calcul QP1. Normalisation à 1 kW/litre.

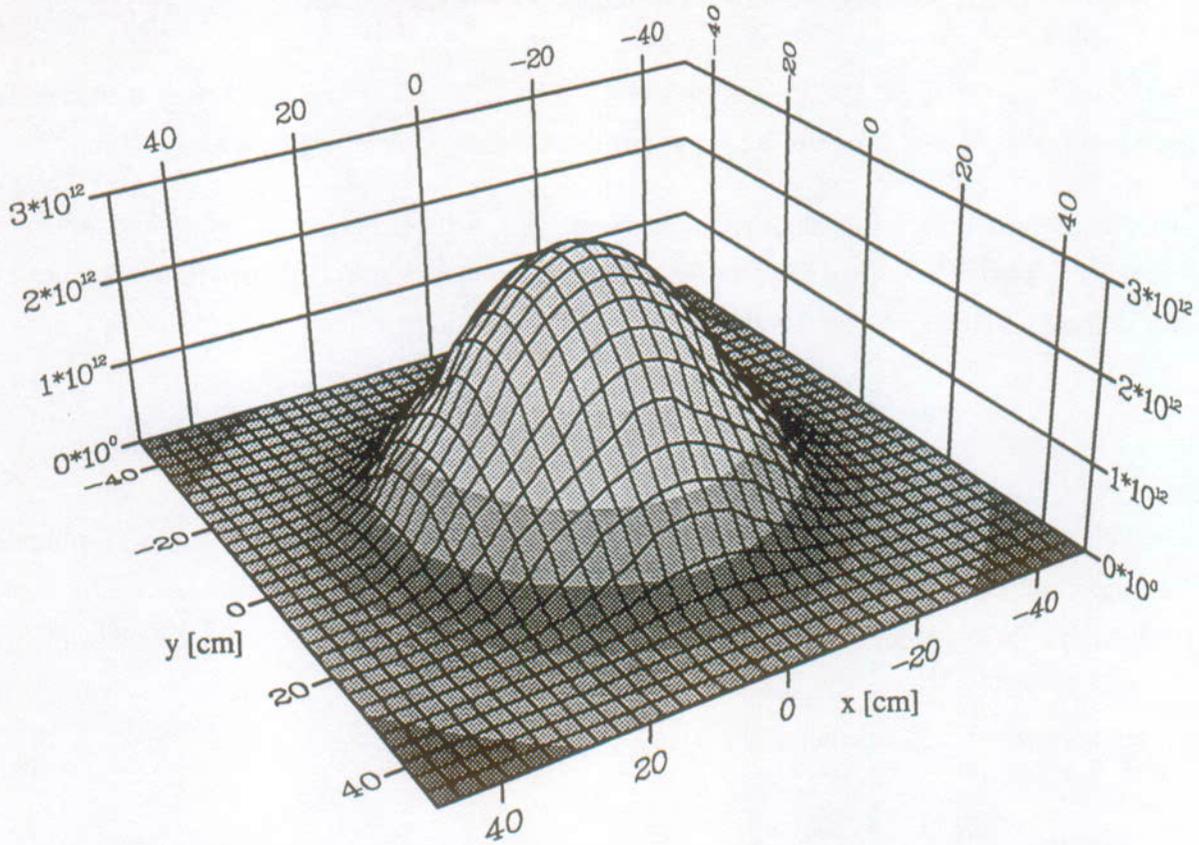


Figure IV.11 Distribution des neutrons du groupe 14 (0.035-0.14 eV) dans le plan du réacteur CROCUS [n/cm^2s^{-1}]. Calcul QP1. Normalisation à 1 kW/litre.

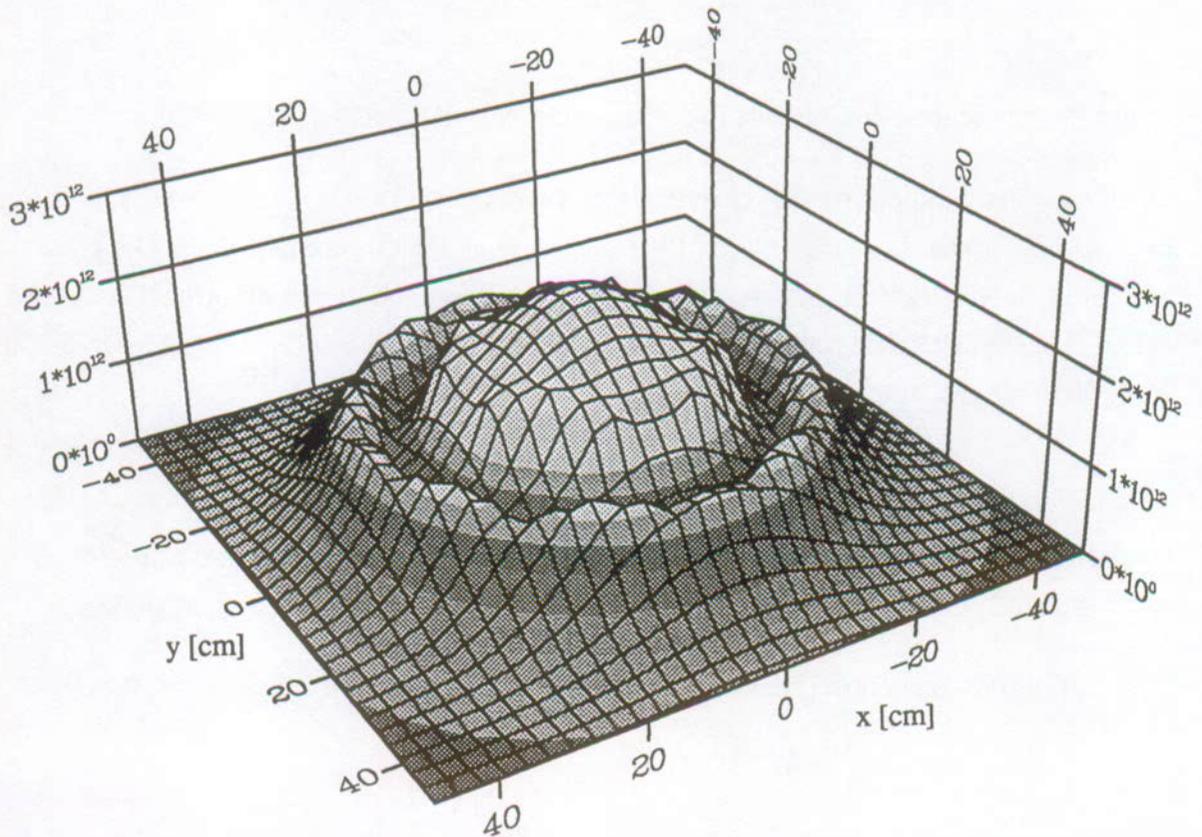


Tableau IV.3 Structure des groupes d'énergie du calcul de cellule et d'assemblage.

Domaine épithermique				Domaine thermique				
Groupe		Limite supérieure (eV)	Condensation (15 groupes)	Groupe		Limite supérieure (eV)	Condensation (15 groupes)	
	1	1.5000 + 7	1	34	1.3	+ 0	10	
	2	1.0000 + 7			35	1.15		+ 0
	3	6.0655 + 6			36	1.123		+ 0
	4	3.6790 + 6	2	37	1.097	+ 0		
	5	2.2310 + 6			38	1.071		+ 0
	6	1.3530 + 6			39	1.045	+ 0	
	7	8.2100 + 5	3	40	1.02	+ 0	11	
	8	5.0000 + 5			41	9.96		- 1
	9	3.0250 + 5			42	9.72		- 1
	10	1.8300 + 5			43	9.5		- 1
	11	1.1100 + 5			44	9.1		- 1
	12	6.7340 + 4			45	8.5		- 1
	13	4.0850 + 4		46	7.8	- 1	12	
	14	2.4780 + 4	4	47	6.25	- 1		
	15	1.5030 + 4			48	5.0		- 1
	16	9.1180 + 3			49	4.0		- 1
	17	5.5300 + 3			50	3.5		- 1
	18	3.5191 + 3			51	3.2	- 1	
	19	2.2394 + 3		52	3.0	- 1	13	
	20	1.4251 + 3		53	2.8	- 1		
	21	9.0690 + 2	5	54	2.5	- 1		
	22	3.6726 + 2			55	2.2	- 1	
	23	1.4873 + 2			56	1.8	- 1	
	24	7.5501 + 1	6	57	1.4	- 1	14	
	25	4.8052 + 1			58	1.0		- 1
	26	2.7700 + 1			59	8.0		- 2
	27	1.5968 + 1	7	60	6.7	- 2		
	28	9.8770 + 0	8	61	5.8	- 2		
	29	4.0 + 0	9	62	5.0	- 2		
	30	3.3 + 0			63	4.2	- 2	
	31	2.6 + 0			64	3.5	- 2	15
	32	2.1 + 0			65	3.0	- 2	
	33	1.5 + 0			66	2.5	- 2	
				67	2.0	- 2		
				68	1.5	- 2		
				69	1.0	- 2		
				70	5.0	- 3		
					1.0	- 5		

IV.5 - PARAMÈTRES DE CINÉTIQUE PONCTUELLE DE CROCUS

Des calculs de transport QP1 "standard" (15 groupes) du réacteur CROCUS donnent les résultats suivants (précision de 10^{-7} sur le k_{eff} et de 10^{-5} sur les flux):

$$\beta_{\text{eff}} = 764.4 \text{ [pcm]}$$

$$\Lambda = 48.1 \text{ [\musec]}$$

en utilisant les méthodes de perturbation α du chapitre III.

Le β_{eff} de chaque isotope peut être évalué. Avec la même discrétisation énergétique et toujours en théorie du transport, on trouve les résultats suivants:

$$\beta_{\text{eff}}^{235} = 663.5 \text{ [pcm]}$$

$$\beta_{\text{eff}}^{238} = 100.9 \text{ [pcm]}$$

Les β_{eff}^i peuvent aussi être calculés séparément mais on peut les obtenir directement en effectuant simplement $\beta_{\text{eff}} \cdot p_i$. En effet, les bibliothèques de données nucléaires donnent une valeur de v_d total ($\beta = v_d/v$) et les p_i (abondance relative du groupe i). Les spectres d'émissions des neutrons retardés χ_g^i sont légèrement différents entre eux, mais on obtient des résultats corrects en prenant leur moyenne $\bar{\chi}_g^d$.

En théorie de la diffusion, on trouve les résultats reportés dans le tableau IV.4. Ils sont cohérents avec les résultats obtenus par la théorie du transport. Mais examinons de plus près les critères qui influencent les résultats obtenus.

Tableau IV.4 Paramètres de cinétique ponctuelle du réacteur CROCUS obtenus à partir de calculs en théorie de la diffusion à 15 groupes de neutrons - précision sur le k_{eff} : 10^{-8} - méthode avec matrice de fission.

	1D - 200 points	2D - 18x18 points	3D - 18x18x21 points
β_{eff} [pcm]	767.6	766.7	768.6
Λ [μsec]	48.3	48.5	48.5
β_{eff}^{235} [pcm]	663.4	662.3	662.8
β_{eff}^{238} [pcm]	104.3	104.4	105.8

IV.5.1 - Factorisation du calcul du β_{eff} : méthode des "poids et spectre"

Au chapitre précédent, nous avons mentionné que la plupart des codes numériques stationnaires supposent que le spectre de fission ne dépend pas de l'énergie des neutrons incidents. La méthode de calcul du β_{eff} , selon l'équation (III.8), ne peut pas être implantée car le nouveau spectre de fission dépend fortement du groupe h . Il est préférable de conserver le module de calcul stationnaire tel quel et d'introduire une factorisation du calcul du β_{eff} , selon la méthode des "poids et spectre" décrite par les équations (III.20) et (III.22).

Tableau IV.5 Comparaison des calcul de β_{eff} du réacteur CROCUS obtenus à partir de calculs en théorie de la diffusion à 15 groupes de neutrons - précision sur le k_{eff} : 10^{-8} - 1D - 200 points.

	Matrice de fission	Poids et spectre
β_{eff}^{235} [pcm]	663.4	$640.5 \cdot 1.035 = 662.9$
β_{eff}^{238} [pcm]	104.3	$100.4 \cdot 1.048 = 105.2$
β_{eff} total [pcm]	767.6	768.2

Une comparaison des deux méthodes a été effectuée en théorie de la diffusion (où l'implantation de la matrice de fission est plus aisée). Elle est reportée dans le tableau IV.5 et la figure IV.12. On constate que la factorisation produit des résultats corrects au pcm près. On adoptera la factorisation "poids" et "effet de spectre" pour les calculs en transport. C'est ce que nous avons supposé pour les résultats QP1 fournis plus haut.

IV.5.2 - Sensibilité des résultats à la perturbation α

Le paramètre de contrôle de la perturbation α est arbitraire, mais nous avons mentionné au chapitre précédent qu'une perte de chiffres peut se produire si α est trop petit. Comme on peut le constater sur les figures IV.13 et IV.14, β_{eff} et Λ sont relativement constants sur plusieurs décades. Si α est trop grand, la théorie des perturbations du premier ordre n'est plus applicable et les résultats n'ont aucune signification. Si α est trop petit, on observe une perte de chiffres. Celle-ci va dépendre de la précision demandée sur le facteur de multiplication effectif k_{eff} .

En pratique, il est aisé de choisir un "bon" paramètre α , de manière à obtenir une perturbation relativement faible pour respecter la théorie des perturbations du premier ordre, mais suffisamment grande pour éviter une perte de chiffre. On cherchera à se placer sur la gauche du "plateau" qui apparaît sur les figures car les temps de calcul sont réduits (le $k(\alpha)$ de l'état perturbé est très rapidement obtenu).

Figure IV.12 Comparaison des calculs de β_{eff} du réacteur CROCUS selon la méthode de calcul en fonction de la précision sur le k_{eff} . Calculs en théorie de la diffusion 1D à 15 groupes de neutrons ($\alpha=0.3$).

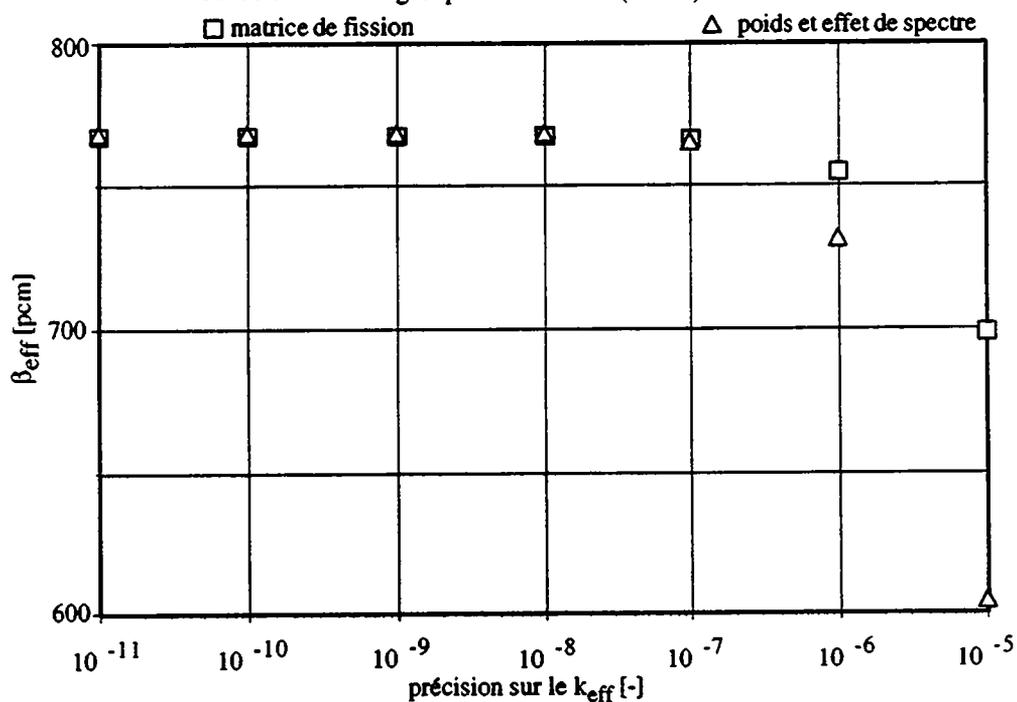


Figure IV.13 β_{eff} du réacteur CROCUS en fonction du paramètre α (matrice de fission). Calculs en théorie de la diffusion 1D à 15 groupes.

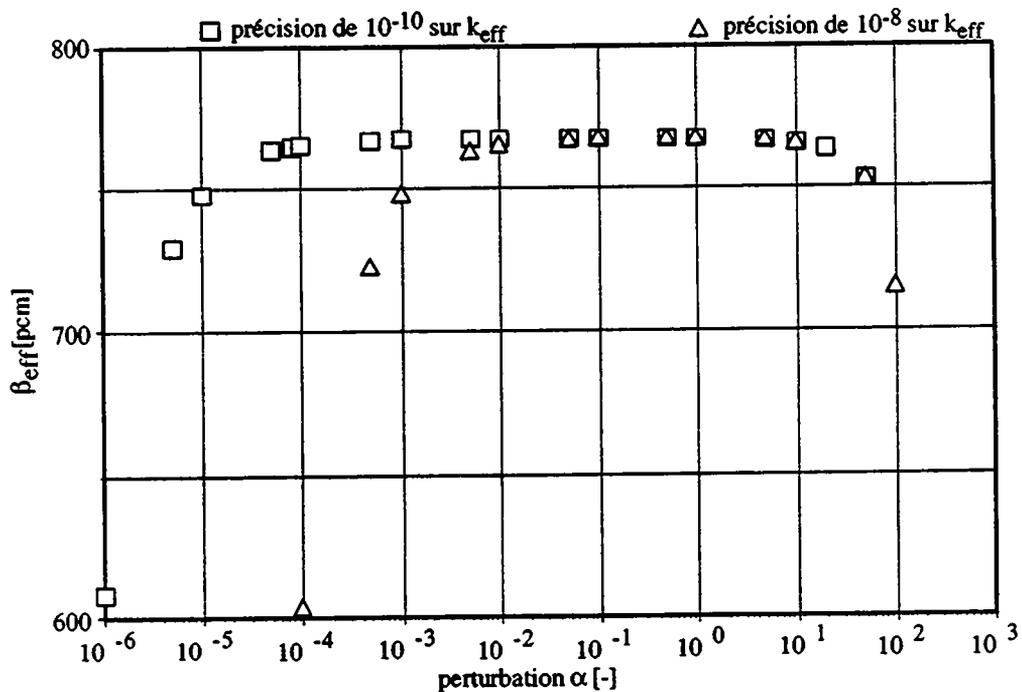
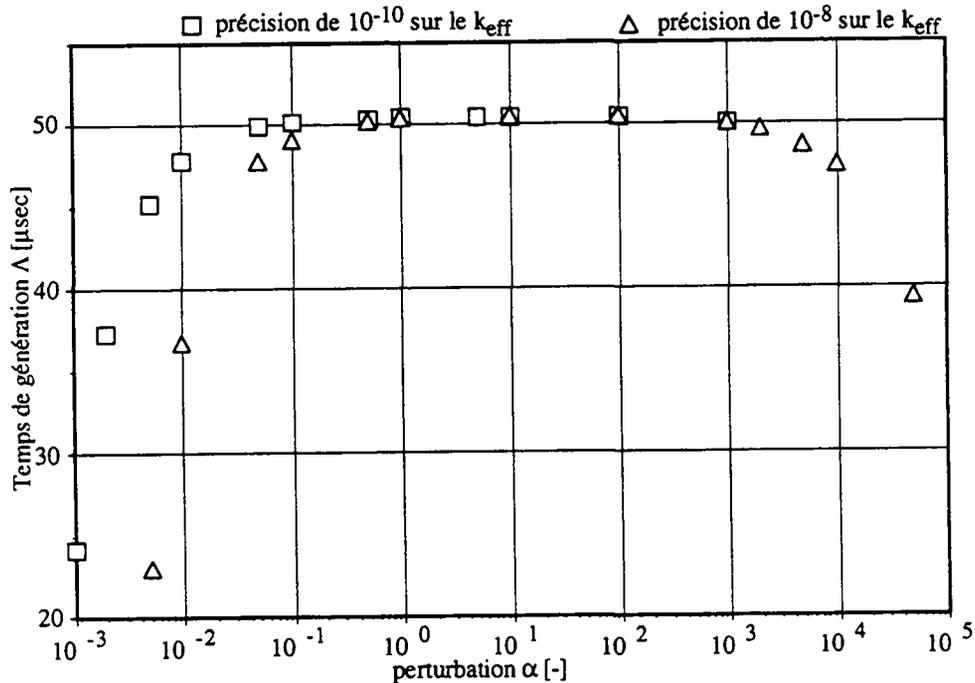


Figure IV.14 Temps de génération Λ du réacteur CROCUS en fonction du paramètre α . Calculs en théorie de la diffusion 1D à 15 groupes.



IV.5.3 - Sensibilité des résultats à la précision sur le k_{eff}

Si l'on désire une certaine précision sur les paramètres cinétiques, on peut évaluer la précision nécessaire sur le k_{eff} . Procédons tout d'abord avec le β_{eff} . A partir de (III.12), on peut exprimer l'erreur engendrée par celle du k_{eff} :

$$\delta\beta_{eff} \cong \frac{1}{\alpha} \frac{k'}{k} \left(\frac{\delta k}{k} - \frac{\delta k'}{k'} \right)$$

On peut exprimer l'erreur relative:

$$\frac{\delta\beta_{eff}}{\beta_{eff}} \cong \frac{1}{\frac{k}{k'} - 1} \left(\frac{\delta k}{k} - \frac{\delta k'}{k'} \right)$$

Étant donné que c'est la valeur absolue qui nous intéresse, pour une précision ϵ , il vient:

$$\left| \frac{\delta\beta_{eff}}{\beta_{eff}} \right| \leq \frac{2}{\left| \frac{k}{k'} - 1 \right|} \left| \frac{\delta k}{k} \right| \leq \epsilon \quad \text{soit que} \quad \left| \frac{\delta k}{k} \right| \leq \frac{\epsilon}{2} \left| \frac{k}{k'} - 1 \right|$$

qui peut encore s'exprimer à l'aide (III.12):

$$\left| \frac{\delta k}{k} \right| \leq \frac{\varepsilon}{2} \frac{\alpha \beta_{\text{eff}}}{|1 - \alpha \beta_{\text{eff}}|}$$

Pour un β_{eff} à peu près connu et un α fixé, on peut déterminer la précision nécessaire sur le k_{eff} pour obtenir une erreur ε sur le β_{eff} . Prenons par exemple $\beta_{\text{eff}}=500$ pcm et $\alpha=0.1$. On voit que pour obtenir le β_{eff} à 1% près, il faut que la précision sur le k_{eff} soit de l'ordre de 10^{-6} .

Le même raisonnement peut être appliqué pour le temps de génération. On exprime alors l'erreur:

$$\delta \Lambda \cong \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\delta k}{k^2} - \frac{\delta k'}{k'^2} \right)$$

A nouveau, on s'intéresse à la valeur absolue de l'erreur relative. Il vient:

$$\left| \frac{\delta \Lambda}{\Lambda} \right| \leq \frac{1}{\alpha \Lambda} \frac{2}{k} \left| \frac{\delta k}{k} \right| \leq \varepsilon \quad \text{soit que} \quad \left| \frac{\delta k}{k} \right| \leq \frac{\varepsilon}{2} \alpha k \Lambda$$

qui nous permet de déterminer la précision nécessaire sur le k_{eff} pour une erreur relative ε sur le temps de génération Λ .

Les figures IV.15 et IV.16 (et aussi IV.12) montrent que, pour obtenir des résultats corrects (proches de ceux de la méthode classique), la précision sur le k_{eff} doit effectivement être relativement grande (10^{-7} à 10^{-9}). Il s'agit en fait de l'erreur sur la convergence et non pas l'erreur réelle sur le k_{eff} . Les résultats numériques sont donc cohérents avec nos prédictions.

Toutefois, le calcul du deuxième état du réacteur peut être fortement accéléré puisque que l'on peut utiliser la distribution de neutrons du premier calcul.

Dans les calculs d'évolution, on peut en outre utiliser, à chaque intervalle de temps, les distributions précédentes pour calculer les nouvelles.

IV.5.4 - Comparaison avec la méthode classique

Pour les calculs des paramètres cinétiques par la méthode classique, où on utilise les flux directs et adjoints, la précision sur le k_{eff} n'a pas besoin d'être aussi grande (par exemple 10^{-5}). Le tableau IV.6 (et aussi les figures IV.15 & IV.16) montre une comparaison entre la méthode classique et notre méthode " α ", en théorie de la diffusion à 1 et 3 dimensions cartésiennes. Les sources de neutrons de fission sont unité pour la première itération extérieure.

Figure IV.15 Λ du réacteur CROCUS en fonction de la précision sur le k_{eff} . Calculs en théorie de la diffusion à 15 groupes de neutrons.

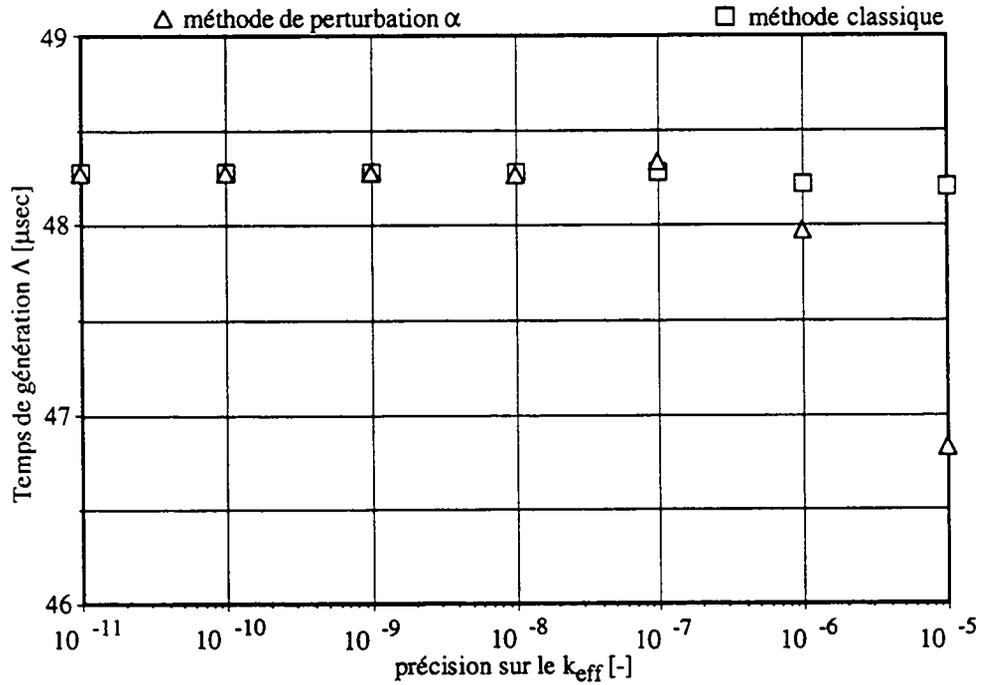
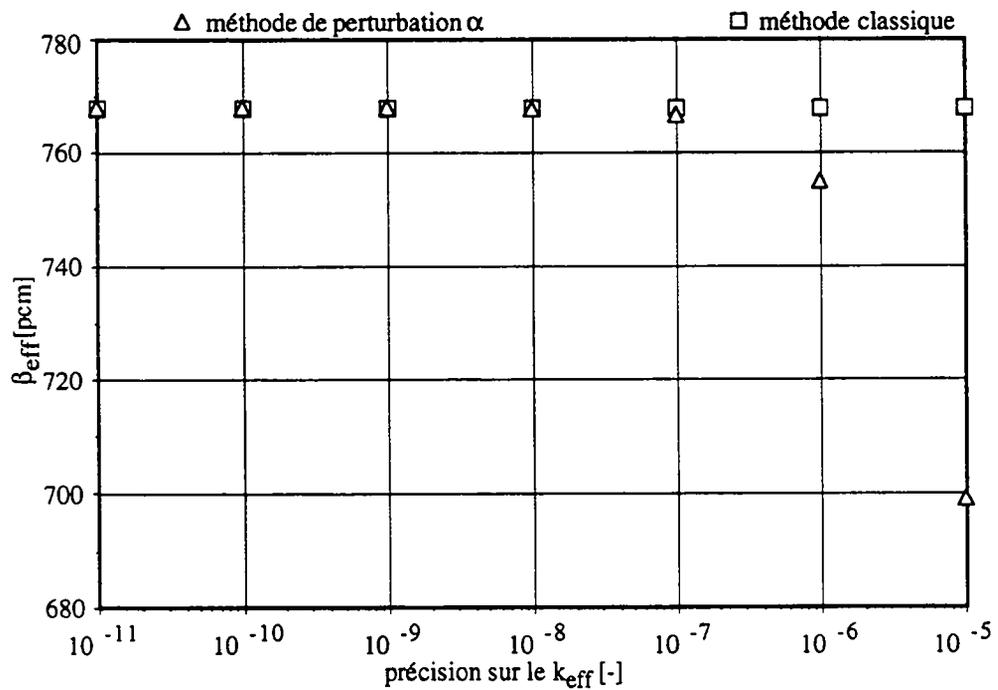


Figure IV.16 β_{eff} du réacteur CROCUS en fonction de la précision sur le k_{eff} . Calculs en théorie de la diffusion 1D à 15 groupes de neutrons.



Par rapport à la méthode classique, on ne voit donc pas de différences significatives. Les temps de calcul sont comparables ou meilleurs dans les calculs à une dimension. De plus, nous avons obtenus les résultats par isotope.

Dans le calcul à trois dimensions, nous avons utilisé la méthode de "poids et spectre" et effectué 5 résolutions de l'équation stationnaire pour le calcul du β_{eff} . Si on ne désire pas les résultats détaillés, on peut réduire le temps de calcul avec seulement 3 résolutions ($k(0)$, $k_{i0}(\alpha)$ et $k_x(\alpha)$). L'utilisation de la méthode " α " avec matrice de fission réduirait probablement encore le temps de calcul avec seulement deux calculs ($k(0)$ et $k(\alpha)$).

Enfin, rappelons que la méthode classique nécessite la résolution de deux équations distinctes alors que notre méthode n'emploie que l'équation directe. Du point de vue de la simplicité, c'est un avantage.

Tableau IV.6 Comparaison entre la méthode classique, par les flux adjoints, et la méthode de perturbation α . Calculs du réacteur CROCUS en théorie de la diffusion à 15 groupes.

	Calcul 1D - 200 points		Calcul 3D - 18x18x21 points	
	méthode classique k_{eff} à 10^{-6}	méthode de perturbation α k_{eff} à 10^{-8}	méthode classique k_{eff} à 10^{-5}	méthode de perturbation α k_{eff} à 10^{-7}
β_{eff} [pcm]	767.9	767.6	768.1	767.5
Λ [μsec]	48.2	48.3	48.6	48.5
Nb d'itérations pour le calcul de ($_$)	39 (k) 167 (k^+)	119 (k(0)) 37 ($k^{235}(\alpha)$) 37 ($k^{238}(\alpha)$) 43 ($k_v(\alpha)$)	82 (k) 192 (k^+)	158 (k(0)) 30 ($k_{i0}^{235}(\alpha)$) 31 ($k_{i0}^{238}(\alpha)$) 35 ($k_x^{235}(\alpha)$) 30 ($k_x^{238}(\alpha)$) 48 ($k_v(\alpha)$)
Temps de calcul [s] sur station de travail HP [®] 710	10.19	8.64	4918.64 (HP [®] 715/33) 457.38 (Cray YMP-M94)	6211.22 (HP [®] 715/33) 583.51 (Cray YMP-M94)

IV.5.5 - Sensibilité du β_{eff} aux données fondamentales des neutrons retardés

Tous nos calculs de β_{eff} utilisent les données nucléaires de base fournies par les bibliothèques. Pour tous les isotopes, nous disposons de plusieurs librairies: ENDF/B-IV et -V, ainsi que JEF-1. Pour l' U^{235} , nous avons en plus des données de ENDF/B-VI.

Pour l' U^{238} , le Pu^{239} , Pu^{240} et Pu^{241} , les données des neutrons retardés sont identiques dans les trois librairies. Par contre, dans la nouvelle version de ENDF/B-VI, on trouve des valeurs légèrement différentes pour l' U^{235} (d'après Brady [18]). Ce sont ces dernières que nous avons utilisées jusqu'à maintenant, mais il est intéressant d'étudier l'influence des données de bases sur le β_{eff} . Le tableau IV.7 compare les β_{eff}^{235} de CROCUS suivant la bibliothèque utilisée. On constate que la variation n'est que de l'ordre du pcm. Elle provient principalement du spectre d'émission des neutrons retardés qui diffère entre JEF-1 et ENDF/B-VI.

Tableau IV.7 Comparaison des calculs de β_{eff} du réacteur CROCUS obtenus à partir de calculs en théorie du transport à 15 groupes de neutrons - précision sur le k_{eff} : 10^{-7} - précision sur les flux: 10^{-5} - 31x31 points.

	Source JEF-1	Source ENDF/B-VI
β_{eff}^{235} [pcm]	665.0	663.5

IV.5.6 - Sensibilité du Λ aux vitesses moyennes des groupes fins

Les vitesses de groupes fins (15 groupes) utilisées jusqu'à ce paragraphe ont été obtenues par une condensation "standard" (II.55) depuis un spectre moyen de réacteur à eau légère à 70 groupes. Dans [47], R. Früh a utilisé le spectre à 70 groupes de chaque zone de CROCUS, obtenant ainsi des valeurs légèrement différentes.

Le tableau IV.8 montre l'influence de la condensation des vitesses sur le temps de génération.

Tableau IV.8 Comparaison des calculs de Λ [μsec] du réacteur CROCUS obtenus à partir de calculs à 15 groupes de neutrons - précision sur le k_{eff} : 10^{-8} pour la diffusion et 10^{-7} pour le transport.

	Vitesses standard	Vitesses selon [47]
diffusion - 1D	48.2	50.4
diffusion - 2D	48.3	50.6
diffusion - 3D	48.5	50.7
transport - 2D	48.1	50.2

IV.5.7 - Sensibilité à la structure des groupes en énergie

Indépendamment de la méthode de calcul des paramètres cinétiques, on a souligné, au chapitre précédent, l'importance de la discrétisation énergétique. Il faut comprendre ce souci car le physicien qui calcule un état stationnaire n'a pas forcément à faire les mêmes choix que celui qui s'intéresse aux paramètres cinétiques. Ces deux choix sont-ils compatibles au sein d'un même calcul ? Est ce que l'on pourra utiliser tel quel le code stationnaire, ou faudra-t-il prendre des précautions particulières quant à la discrétisation énergétique ?

Comme nous l'avons déjà mentionné, le spectre d'émission des neutrons retardés diffère de celui des neutrons prompts. L'énergie moyenne du premier est d'environ 0.5 MeV, alors que celle du deuxième est d'environ 2 MeV.

Le calcul des paramètres effectifs s'effectue dans le module de calcul d'assemblage. Le domaine "sensible" pour les neutrons retardés se trouve entre 0.9069keV-3.679MeV (tableau IV.3). Dans la discrétisation à 15 groupes, les neutrons prompts sont émis principalement dans les trois premiers groupes. Leurs abondances relatives sont respectivement d'environ 14, 62 et 24%. Les neutrons retardés sont émis principalement dans les 2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} groupes et leurs abondances relatives sont de 18, 79.5 et 3% pour l' U²³⁵, 4, 86 et 9% pour l' U²³⁸, 8, 84 et 8% pour le Pu²³⁹ et 6, 85 et 8% pour le Pu²⁴¹. L'effet de spectre va être plus ou moins prononcé suivant l'isotope.

Dans notre cas "standard", on peut espérer que la représentation de l'émission des neutrons retardés en trois groupes est suffisante pour apprécier correctement l'effet de spectre. De même, le domaine thermique est divisé en 6, ce qui doit être également suffisant pour le calcul du Λ .

Pour s'en assurer on a introduit des groupes supplémentaires. Le tableau IV.9 donne des résultats obtenus avec différentes structures énergétiques qui sont détaillées en annexe B.

Tableau IV.9 Paramètres cinétiques en fonction de la discrétisation énergétique. Calculs BOXER/QP1 du réacteur CROCUS - 18x18 points, précision sur le k_{eff} : 10^{-7} , précision sur les flux: 10^{-6} .

Nombre de groupes total - rapides - thermiques	β_{eff} [pcm]	Λ [μ sec]
15 - 9 - 6	764	48.1
19 - 13 - 6 ^a	770	48.1
13 - 10 - 3	770	42.6
16 - 5 - 11	734	50.0
19 - 2 - 17 ^b	709	50.6
28 - 13 - 15	770	50.7
50 - 13 - 37	770	50.8
60 - 23 - 37	778	50.8
8 - 5 - 3	763	42.6
7 - 4 - 3	733	42.6

A la première ligne du tableau IV.9, on trouve les résultats obtenus avec la structure standard. Ensuite, la structure avec 19 groupes est obtenue en divisant le groupe principal d'émissions des neutrons retardés (le 3^{ème}) en 5 nouveaux groupes. Puis, à 13 groupes, la structure est la même dans le domaine rapide que celle à 19 groupes, mais il y a moins de groupes dans les domaines de ralentissement et thermique. On remarque que cela altère le temps de génération mais pas le β_{eff} .

Pour le temps de génération, on a adopté ensuite une structure avec 16 groupes (dont 11 thermiques), puis 19 groupes (17 thermiques). Dans chaque cas, on a réduit le nombre de groupes épithermiques. Le temps de génération varie légèrement mais le β_{eff} devient mauvais.

Comme exemple de calculs "extrêmes", nous donnons ensuite les résultats avec des structures à 28, 50 et même 60 groupes de neutrons. Ces calculs sont relativement "coûteux". Par exemple, le calcul à 60 groupes a nécessité plus de 3600 [sec] sur le Cray YMP-M94 de l'EPFL (machine à 4 processeurs et 4 GB de mémoire centrale). La structure à 60 groupes comporte en particulier 12 groupes de neutrons dans le domaine d'émission des neutrons retardés. Il s'agit probablement de la meilleure estimation du β_{eff} que l'on puisse obtenir avec ELCOS.

^a Discrétisation présentée dans le premier tableau de l'annexe B.

^b Discrétisation présentée dans le deuxième tableau de l'annexe B.

Finalement, on trouve deux calculs avec des structures plus grossières. La structure à 7 groupes est celle utilisée lors des calculs du réacteur Beznau II dans le cadre du programme STARS du PSI [64]. Dans le domaine rapide, elle n'a que deux groupes et ne permet pas de bien distinguer la différence de spectres d'émission entre les neutrons prompts et retardés. L'influence sur le β_{eff} est immédiate. En rajoutant un groupe, on trouve un β_{eff} satisfaisant. Les temps de génération obtenus sont mauvais, mais nous reviendrons sur ce point lors du calcul du réacteur Beznau, au chapitre suivant.

On remarque donc qu'il faut prêter une attention particulière à la structure des groupes de neutrons pour le calcul du β_{eff} . Les calculs stationnaires de réacteur à eau pressurisée sont quelquefois réalisés avec peu de groupes mais pour des considérations de cinétique, il y a lieu d'en rajouter éventuellement un.

IV.5.8 - Comparaison avec des expériences

Expérimentalement, la vérification des grandeurs effectives est délicate. En effet, on ne peut pas mesurer directement la réactivité.

Pour des réactivités positives, on mesure seulement la période stable du réacteur, correspondant à la racine positive de l'équation de Nordheim (après extinction des transitoires, $T=1/\omega$). On peut rattacher la période du réacteur à la réactivité par la relation [5]:

$$\rho = \omega \left(\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{eff}}^i}{\omega + \lambda_i} \right)$$

qui résulte de la résolution des équations de la cinétique ponctuelle (II.41) lorsque ρ et Λ sont constants. Les mesures de période ont été effectuées à de multiples occasions sur le réacteur CROCUS [47][48].

Par les méthodes de neutrons pulsés (réactivités négatives), on observe la plus grande racine en valeur absolue des 7 exponentielles décroissantes. Différentes méthodes de détermination de la réactivité sont proposées dans la littérature et ont été expérimentées sur le réacteur CROCUS [63].

Pour chaque méthode, les paramètres cinétiques β_{eff} et Λ n'apparaissent pas tels quels dans les équations cinétiques, mais toujours sous la forme

$$\frac{\beta_{\text{eff}}^i}{\Lambda}$$

C'est ce qui nous avait permis de choisir arbitrairement le paramètre F dans la définition des paramètres cinétiques (II.48).

Les expériences [48][63] ont montré que les résultats numériques obtenus pour les paramètres cinétiques permettaient d'interpréter de manière plus satisfaisante que par le passé [46] les résultats expérimentaux. Si le temps de génération est de l'ordre de 50 μsec , le β_{eff} du réacteur CROCUS était auparavant estimé à 700 pcm alors qu'aujourd'hui, il est plutôt de l'ordre de 780 pcm.

Toutefois, comme nous n'avons pas mesuré le rapport $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ de la configuration actuelle du réacteur CROCUS (celle calculée dans ce rapport), nous ne pouvons pas donner de comparaison numérique valable.

IV.5.9 - Simulation du plutonium dans CROCUS

Avant d'aborder le réacteur Beznau II avec recyclage, il nous a paru intéressant d'illustrer l'influence du plutonium sur le β_{eff} . On sait en effet que ce noyau fissile est très différent de l' U^{235} dans ce cas. Considérons uniquement le Pu^{239} qui a le plus petit des β .

Le réacteur CROCUS ne contenant pas de plutonium, nous avons supposé que toutes les données nucléaires du plutonium étaient équivalentes à celle de l' U^{235} , à part celles des neutrons retardés pour lesquelles nous utilisons celles du Pu^{239} . Définissons la quantité

$$\zeta = \frac{N^{239}}{N^{235} + N^{239}}$$

avec N, la densité de l'isotope considéré. Avec cette définition, le taux de neutrons retardés du mélange s'exprime à l'aide de (II.9a):

$$\beta_i = \frac{\beta_i^5(1-\zeta)(\nu\Sigma_f^5) + \beta_i^9\zeta(\nu\Sigma_f^5) + \beta_i^8(\nu\Sigma_f^8)}{\nu\Sigma_f^5 + \nu\Sigma_f^8}$$

Le tableau IV.10 illustre l'influence de la position du plutonium dans le réacteur. Rappelons que la zone UO_2 est au centre du coeur, donc de plus grande importance que la zone périphérique U_m . On voit immédiatement l'influence du plutonium et de son importance dans le réacteur.

Tableau IV.10 β_{eff} [pcm] du réacteur CROCUS avec plutonium (simulation). Calculs BOXER/QP1 - 18x18 points, précision sur le k_{eff} : 10^{-6} , précision sur les flux: 10^{-5} .

Nombre de groupe	$\zeta=0$	$\zeta=0.5$ (UO_2)	$\zeta=0.5$ (U_m)	$\zeta=0.5$ partout	$\zeta=1$ partout
15	772.5			541.9	312.3
19	783.6	709.1	595.6	549.8	319.9

CHAPITRE V

LE RÉACTEUR DE PUISSANCE BEZNAU II ET LE RECYCLAGE DU PLUTONIUM

La centrale Beznau II est un réacteur nucléaire d'une puissance thermique de 1130 MW, situé près de Baden (AG). Il s'agit d'un réacteur à eau pressurisée. Son coeur est constitué de 121 assemblages de 14x14 positions. La masse initiale de combustible est d'environ 39 t. La hauteur active des éléments combustibles est de 305 cm. Le renouvellement s'effectue tous les quatre ans, soit un rechargement d'un quart des assemblages à chaque cycle. Le coeur est piloté au moyen de 25 grappes de commande composées d'argent, d'indium et de cadmium. La distribution de flux est mesurée par des chambres à fission placées dans 30 des 121 assemblages. Les assemblages sont fournis par Siemens/KWU depuis 1976. Un programme de recyclage du plutonium a débuté en 1984.

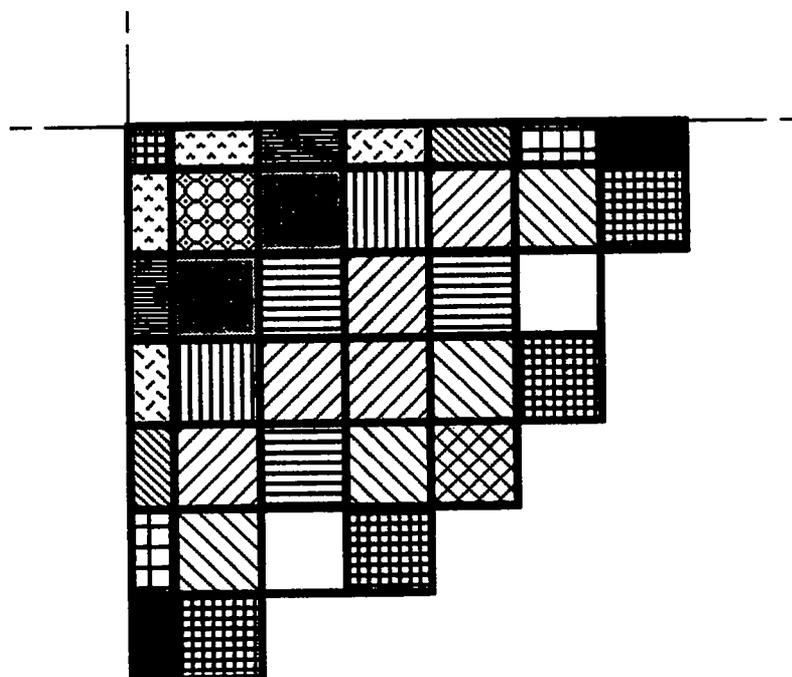
Nous avons analysé le cycle n° 16 qui a débuté le 18 juillet 1987 [66]. Après environ 11 mois, il a accumulé 9159 MWj/t supplémentaires. Son chargement comportait 24 assemblages MOX (environ un cinquième des assemblages du coeur). Les autres assemblages étaient de type standard UO_2 avec des enrichissements initiaux compris entre 3.2 et 3.6% d' U^{235} . Au total, le coeur de Beznau comporte 10 types d'assemblages, dénommés "régions" par KWU. Leur répartition dans le réacteur est représentée dans la figure V.1.

Les assemblages sont représentés dans la figure V.2. Les caractéristiques détaillées des enrichissements des assemblages MOX sont données aux tableaux V.1 et V.2.

Tableau V.1 Enrichissement et masse de métal lourd dans les assemblages MOX frais.

Région	enrichissement en $Pu_{fissile}$ [%]			Masse de métal lourd [kg]	
	moyen	64 crayons périphériques	115 crayons centraux	$U_{naturel}$	Pu (total)
66M	2.77	2.0	3.20	308.8293	11.7933
67M	2.84	2.0	3.31	306.6961	12.9038
68M	2.77	2.0	3.20	308.7548	12.6278
69M	2.77	2.0	3.20	308.6509	12.8349

Figure V.1 Chargement du coeur de Beznau II. Cycle n° 16.



- | | | | |
|---|---|---|---|
|  | région 69M
(2.77% Pu _{fiss})
1 ^{er} cycle |  | région 66
(3.609% U ²³⁵)
3 ^{ème} cycle |
|  | région 67
(3.595% U ²³⁵)
1 ^{er} cycle |  | région 65
(3.485% U ²³⁵)
3 ^{ème} cycle |
|  | région 66
(3.609% U ²³⁵)
1 ^{er} cycle |  | région 66M
(2.77% Pu _{fiss})
4 ^{ème} cycle |
|  | région 68M
(2.77% Pu _{fiss})
2 ^{ème} cycle |  | région 65
(3.485% U ²³⁵)
4 ^{ème} cycle |
|  | région 67
(3.595% U ²³⁵)
2 ^{ème} cycle |  | région 64
(3.501% U ²³⁵)
4 ^{ème} cycle |
|  | région 66
(3.609% U ²³⁵)
2 ^{ème} cycle |  | région 63
(3.500% U ²³⁵)
4 ^{ème} cycle |
|  | région 67M
(2.82% Pu _{fiss})
3 ^{ème} cycle |  | région 10
(3.218% U ²³⁵)
4 ^{ème} cycle |

Figure V.2 Vue schématique des assemblages standard et MOX de Beznau II.

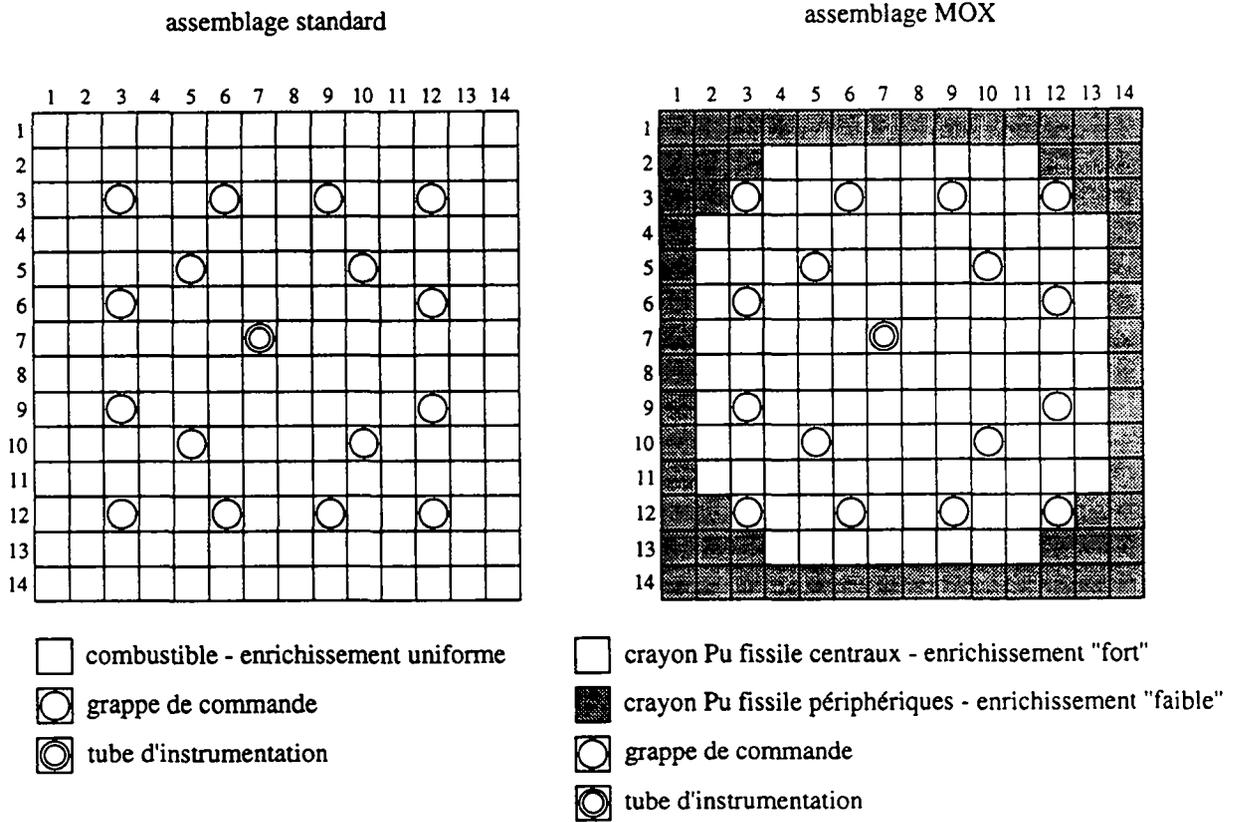


Tableau V.2 Enrichissements isotopiques des assemblages MOX frais.

Région	zone Pu [%]	Enrichissement isotopiques [%]				
		Pu ²³⁸	Pu ²³⁹	Pu ²⁴⁰	Pu ²⁴¹	Pu ²⁴²
66M	2.00	0.6	67.9	21.6	7.4	2.5
	3.20	0.6	68.1	21.7	7.3	2.4
67M	2.00	1.17	61.67	24.82	8.31	4.04
	3.31	1.23	61.43	24.90	8.31	4.13
68M	2.00	1.30	59.45	24.26	10.14	4.84
	3.20	1.44	60.60	24.08	9.16	4.73
69M	2.00	1.66	57.00	25.59	10.25	5.51
	3.20	1.35	60.19	24.80	8.89	4.77

V.1 - MODÉLISATION DU COEUR DE BEZNAU II

Le calcul de l'ensemble du coeur a été effectué avec le système ELCOS (partiellement décrit au chapitre IV). La figure V.3 représente les différentes étapes du calcul comme décrit au chapitre III. Pour réduire les calculs, les 10 types d'assemblages ont été groupés en 5 types de caractéristiques nucléaires semblables (tableau V.3).

Tableau V.3 Modélisation des assemblages (réduction à 5 types - colonne de droite).

Région	Type réel		Type modélisé Enrichissement
	Enrichissement	Nombre	
10	3.128% U ²³⁵	17	3.218%
63	3.500% U ²³⁵	4	3.489%
64	3.501% U ²³⁵	4	
65	3.485% U ²³⁵	24	
66	3.609% U ²³⁵	24	3.602%
67	3.595% U ²³⁵	24	
66M	2.77% Pu _{fiss} (21.7% Pu ²⁴⁰)	4	2.77% Pu _{fiss} (21.7% Pu ²⁴⁰)
67M	2.84% Pu _{fiss} (24.9% Pu ²⁴⁰)	8	2.80% Pu _{fiss} (24.8% Pu ²⁴⁰)
68M	2.77% Pu _{fiss} (24.1% Pu ²⁴⁰)	4	
69M	2.77% Pu _{fiss} (25.1% Pu ²⁴⁰)	8	

Pour le calcul en géométrie (x,y), un quart de l'assemblage a été modélisé selon la figure V.4. Les caractéristiques des matériaux de structure, du tube d'instrumentation, des tubes de guidage des barres de commande ainsi que des grilles de maintien des crayons ont été modélisés. En ce qui concerne ces dernières, on a dilué leur volume sur toute la hauteur de l'assemblage. Le tube d'instrumentation est "centralisé". Les fuites axiales sont prises en compte par un laplacien géométrique B_z^2 estimé.

Figure V.3 Les différentes étapes de calcul du coeur de Beznau II. Chargement du cycle n° 16 avec 24 assemblages MOX et les années d'insertion dans le coeur.

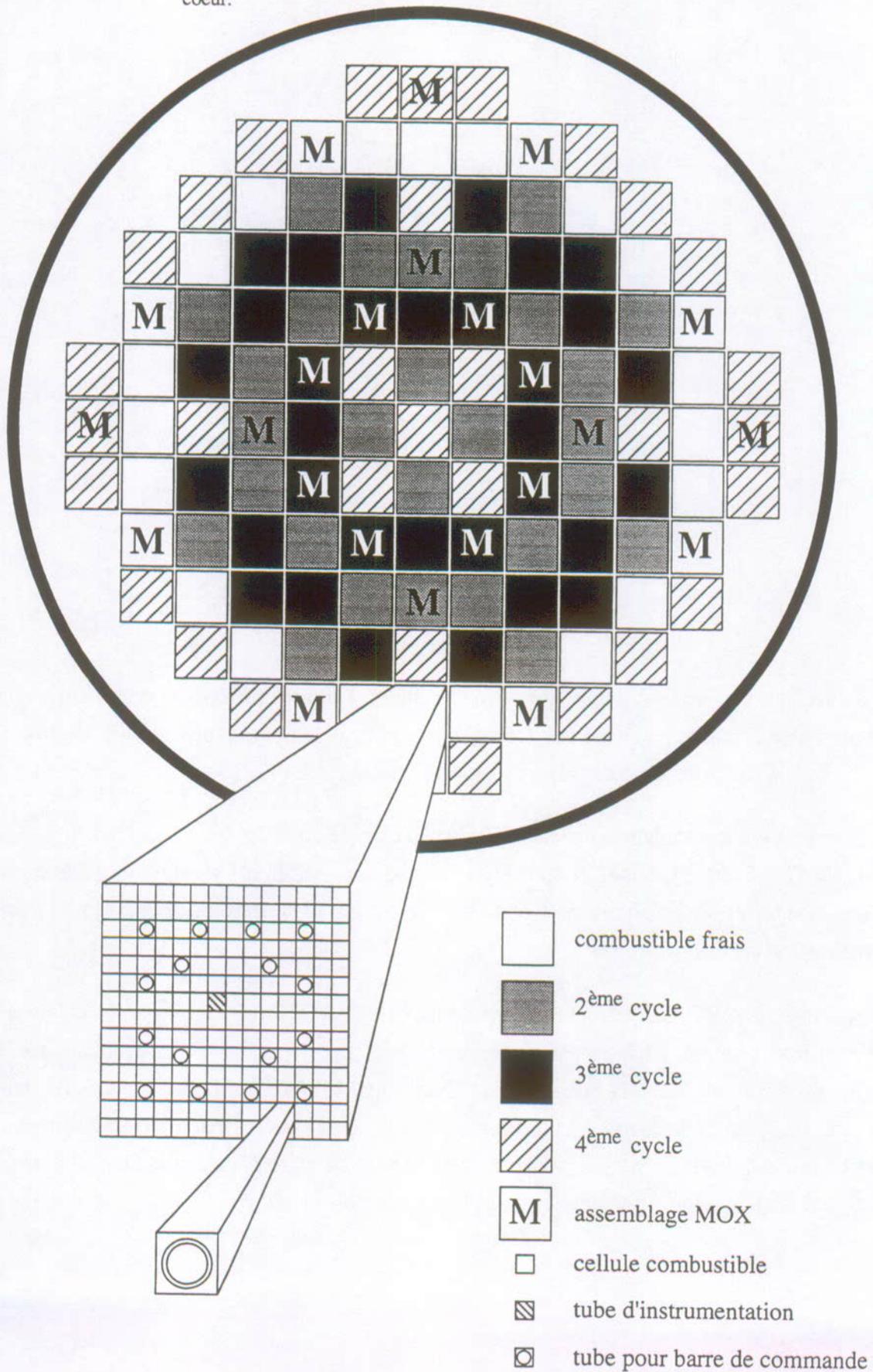
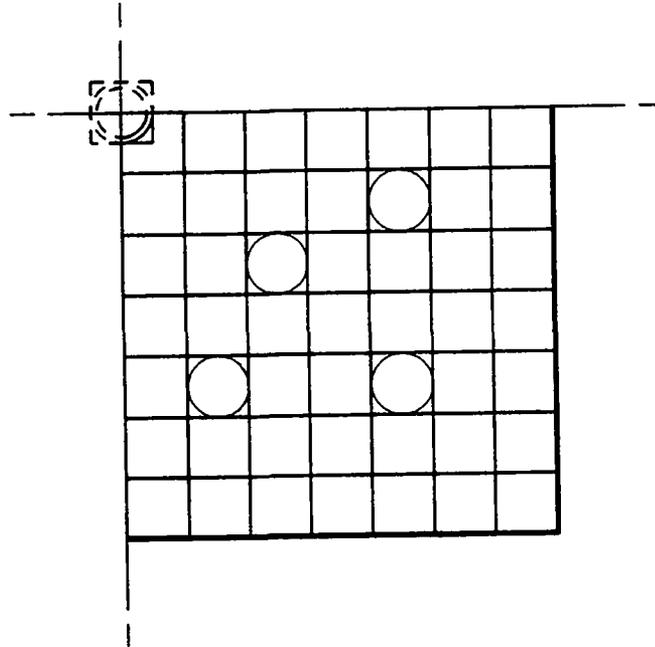


Figure V.4 Modélisation d'un quart d'assemblage pour le calcul de transport en géométrie (x,y). 8x8 crayons avec le tube d'instrumentation "centré".



La structure à 8 groupes de neutrons pour le calcul d'un assemblage est donnée en annexe B (voir aussi le chapitre IV). Pour les calculs cinétiques, nous avons ajouté un groupe par rapport à la structure adoptée par le PSI [64].

Chaque type d'assemblage a été calculé pour 16 taux de combustion: 0, 0.1, 0.5, 1, 2, 4, 6, 10, 14, 18, 22, 26, 30, 34, 38, 42 et 46 GWj/t. Ceci pour les différents paramètres d'état regroupés dans le tableau V.4. Soit au total plus de 720 calculs ! (5 types d'assemblage - 16 taux de combustion - 9 états).

A chaque fois, BOXER effectue un nouveau calcul de cellule complet et le calcul à deux dimensions générant ainsi les paramètres cinétiques β_{eff} , v_1 et v_2 de l'assemblage. Ce "luxe" nous est permis grâce à la puissance du Cray YMP-M94 qui effectue ces calculs dans des temps acceptables (environ 40 [s] par cas pour générer tous les paramètres cinétiques avec précision sur le k_{eff} : 10^{-7} et sur les flux: 10^{-6}). La paramétrisation du problème et la préparation des calculs prennent bien sûr beaucoup plus de temps.

Tableau V.4 Différents paramètres d'état des assemblages.

Densité de puissance [MW/t]	Température de l'eau [°C]	Densité de l'eau [g/cm ³]	Concentration de bore [ppm]	Température moyenne des crayons [°C]
29.36	300	0.72698	0	642
"	"	"	500	"
"	"	"	1000	"
"	280	0.76465	500	622
"	335	0.63508	"	677
"	300	0.76698	"	500
"	"	"	"	700
5.9	"	"	"	364
53.0	"	"	"	970

V.1.1 - Calcul d'évolution

Après le calcul en théorie du transport à deux dimensions, le programme BOXER génère des taux de réactions microscopiques par zones pour les calculs d'évolution du combustible. Pour un intervalle de temps donné (en MWj/t), on calcule la variation des densités des différents nuclides. Pendant cet intervalle de temps, la plupart des sections efficaces sont supposées constantes. Toutefois, pour quelques isotopes et quelques réactions spécifiques, la variation de la section efficace est prise en compte par une formule empirique.

A la fin de chaque intervalle de temps, on produit de nouveaux taux de réactions microscopiques. Elles sont utilisées pour recalculer l'intervalle précédent: Les densités sont finalement calculés par la moyenne des deux calculs (méthode prédicteur-correcteur).

V.1.2 - Interpolations pour les calculs tridimensionnels

Toujours après le calcul de l'assemblage, BOXER génère un jeu de sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur tout l'assemblage et condensées à quelques groupes (généralement G2=2) pour les calculs en trois dimensions.

Le programme CORCOD [55] génère des coefficients d'interpolation des sections efficaces macroscopiques des différents assemblages calculés par BOXER. Les variables pour ces interpolations peuvent être notamment le taux de combustion, la température de l'eau, la température du combustible, la densité de puissance et la concentration de bore soluble dans le modérateur. Le type d'interpolation peut être choisi individuellement pour chaque variable.

V.1.3 - Calculs tridimensionnels

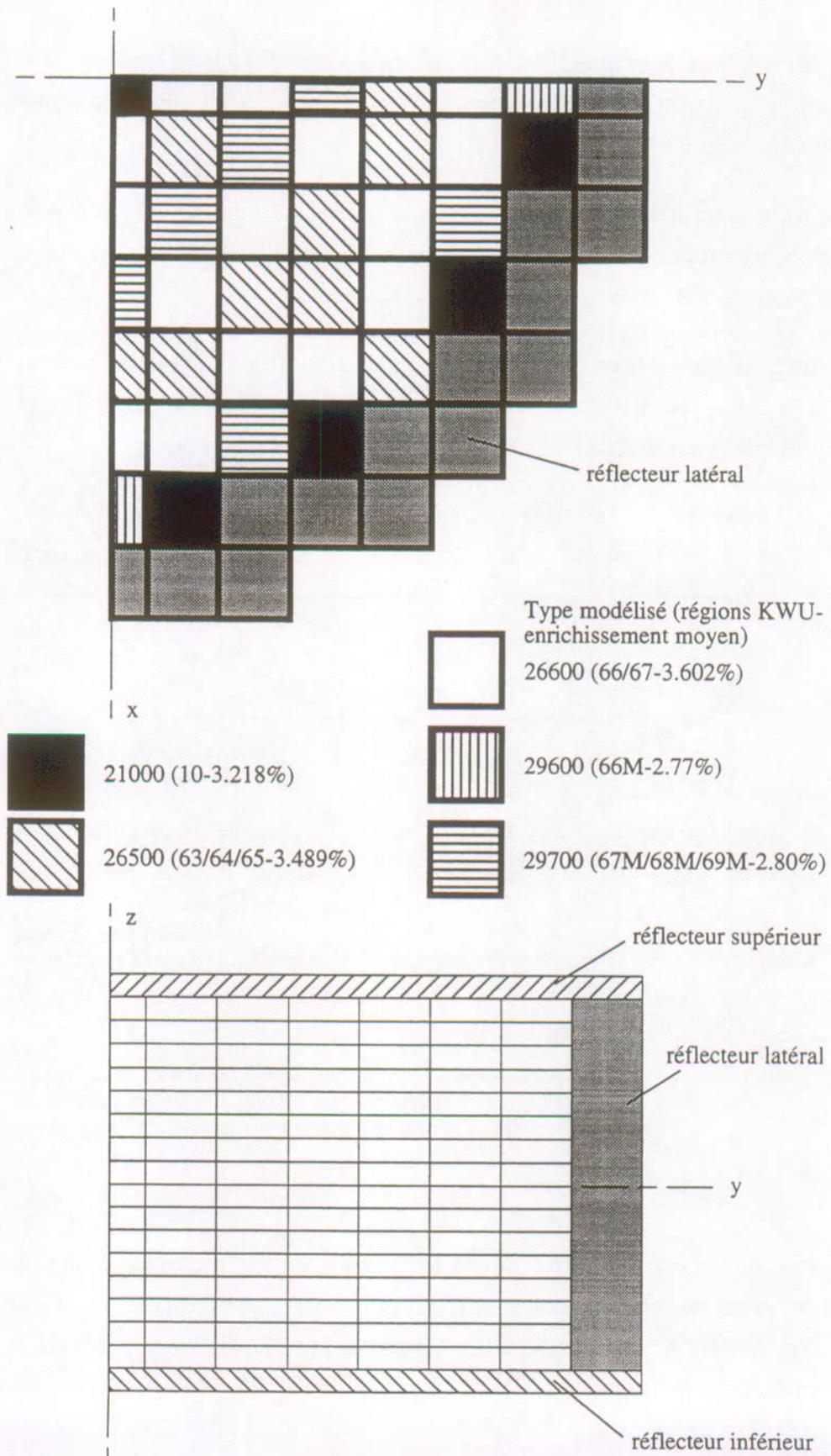
Le programme SILWER [56] effectue les calculs stationnaires de neutronique et thermohydraulique des réacteurs à eau légère avec les réflecteurs modélisés explicitement. La température et la densité du modérateur sont calculées dans chaque noeud.

La distribution de flux est calculée en théorie de la diffusion par une méthode nodale de type "coarse-mesh rebalance" [38, p. 145]. Deux modules sont disponibles: une méthode, limitée à deux groupes, où le flux dans une maille est représenté par des fonctions exponentielles et trigonométriques, et une méthode, à G groupes, où le flux est représenté par des polynômes de Legendre.

La criticité est obtenue en ajustant soit la concentration de bore soluble dans le modérateur, soit la position des barres de contrôle, soit la puissance du réacteur (divers effets). Comme les températures de combustible et modérateur ainsi que les densités dépendent de la puissance, le processus est itératif. On peut traiter l'évolution du combustible en introduisant un intervalle de temps.

Nous avons modélisé un quart du coeur selon la figure V.5 qui contient les nouvelles désignations des types d'assemblages après réduction de leur nombre (tableau V.3). Les taux de combustion des assemblages déjà irradiés ont été fournis en entrée du programme. SILWER a calculé le cycle n°16 complet, par pas d'environ 15 jours, en supposant la puissance constante. La concentration de bore soluble rendant le coeur critique a été déterminée à chaque intervalle.

Figure V.5 Modélisation tridimensionnelle du coeur de Beznau II.

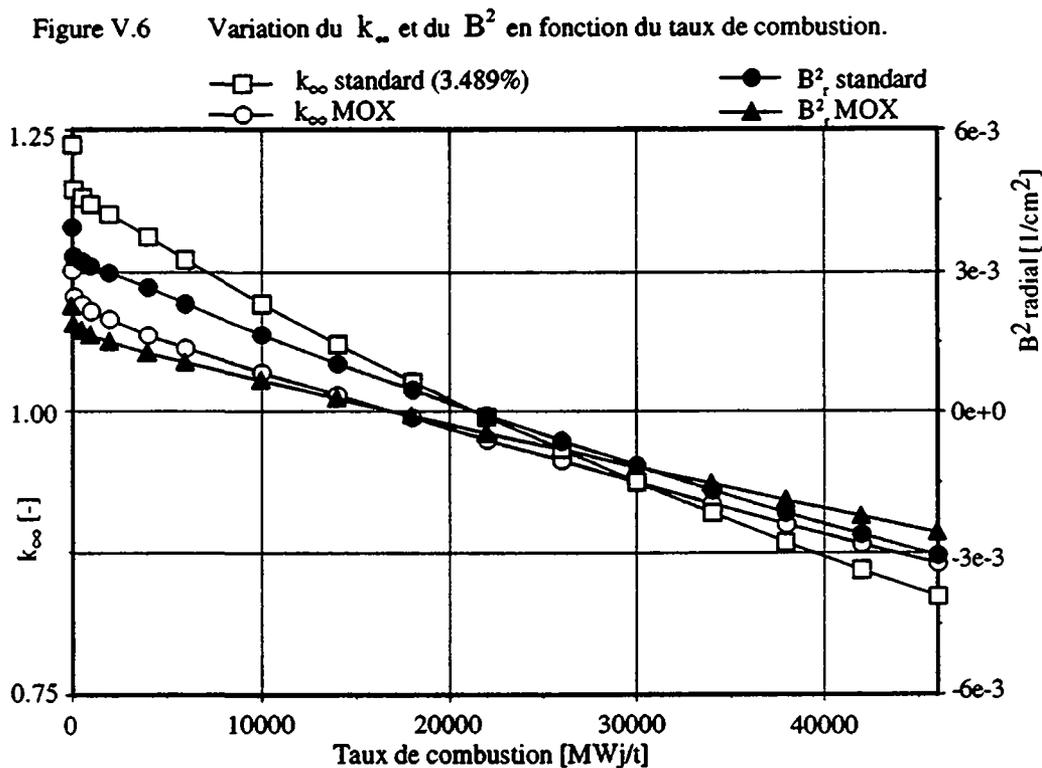


V.2 - PARAMÈTRES CINÉTIQUES DES ASSEMBLAGES

Pour les résultats cinétiques, un critère déterminant est le type de convergence adopté pour la résolution de l'équation de transport stationnaire car il peut considérablement modifier le spectre énergétique.

Usuellement, on itère sur le k_{eff} avec un B^2 axial. Cela revient à calculer une sorte de k_{∞} (corrigé des fuites axiales) de l'assemblage. La figure V.6 montre l'évolution de ce k_{∞} en fonction du taux de combustion pour un B^2_{a} donné.

Une alternative est d'itérer sur le B^2 , par l'adjonction d'un B^2_{r} , pour obtenir $k_{\text{eff}}=1$ (voir aussi la figure V.6). Toutefois cette option est très coûteuse si on l'applique brutalement car elle introduit une super-itération au niveau des calculs de transport (x,y).



Néanmoins, une troisième voie s'offre naturellement par l'utilisation de théories simples. En effet, si, avant de calculer l'assemblage en transport à deux dimensions, on calcule un "bon" B^2 en mode fondamental appliqué à la théorie de la diffusion, on peut accélérer fortement les super-itérations ou même s'affranchir d'itérer sur le B^2 en obtenant directement un k_{eff} suffisamment proche de 1.

Nous homogénéisons ainsi l'assemblage et produisons un jeu de sections efficaces macroscopiques à 2 et à G1 (G1=8) groupes. Un premier B^2 est obtenu par la résolution d'une équation du deuxième degré provenant du formalisme simple à 2 groupes:

$$(\Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2)(\Sigma_{a2} + D_2 B^2) = \nu \Sigma_{f1} + \nu \Sigma_{f2} \Sigma_R$$

Ce sera le B^2 de départ pour la résolution du système à G1 groupes (III.30, mode fondamental):

$$(\Sigma_{a,g} + \Sigma_{R,g} + D_g B^2) \lambda_g = \sum_{h \neq g} \Sigma_s(h \rightarrow g) \lambda_h + \chi_g \sum_{h=1}^{G1} \nu \Sigma_{f,h} \lambda_h$$

Le processus est itératif mais très rapide puisqu'il n'y a pas de variable d'espace. Le B^2 est alors utilisé pour le calcul en transport en deux dimensions sans (ou avec peu de) super-itérations. L'influence sur les paramètres cinétiques est montrée aux figures V.7 et V.8. On voit que la troisième voie donne pratiquement les résultats obtenus en itérant directement dans le module de transport de BOXER (B^2 exact).

Figure V.7 β_{eff} d'un assemblage standard (3.489%). Trois méthodes de convergence pour la résolution de l'équation stationnaire.

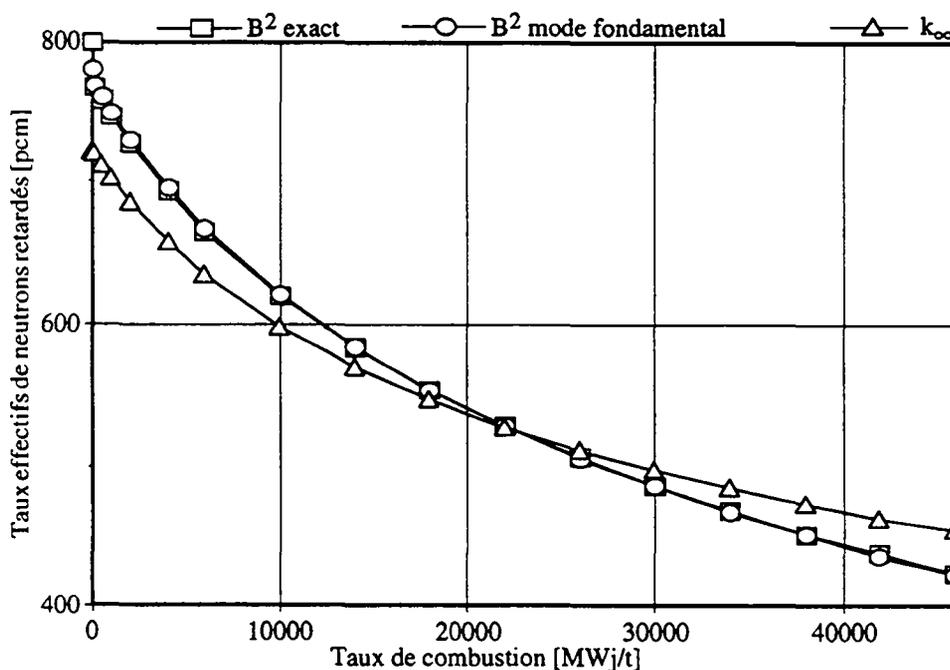
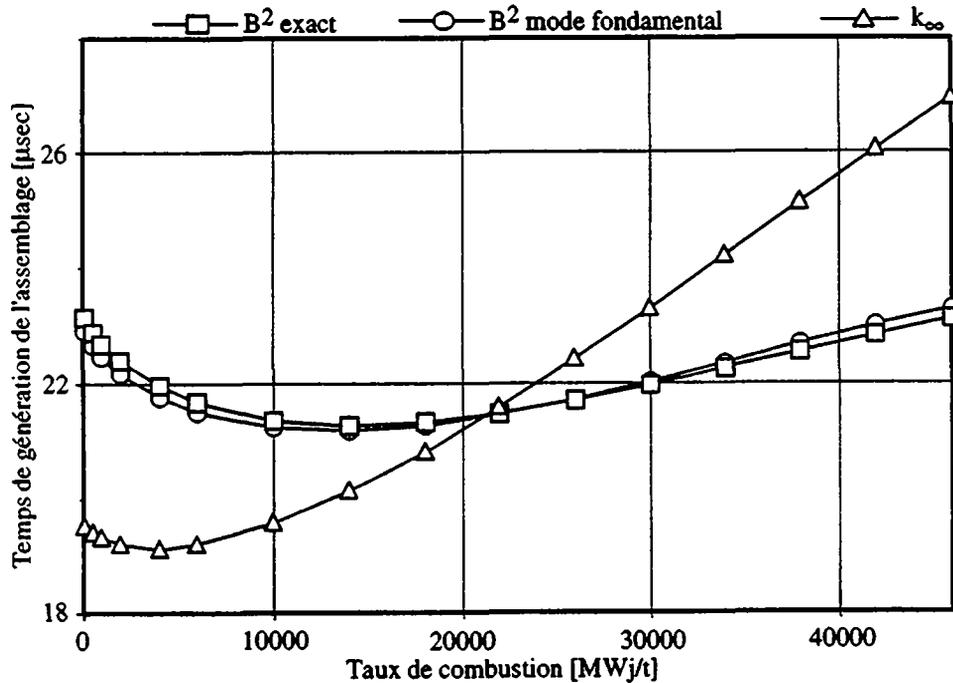


Figure V.8 Δ d'un assemblage standard (3.489%). Trois méthodes de convergence pour la résolution de l'équation stationnaire.



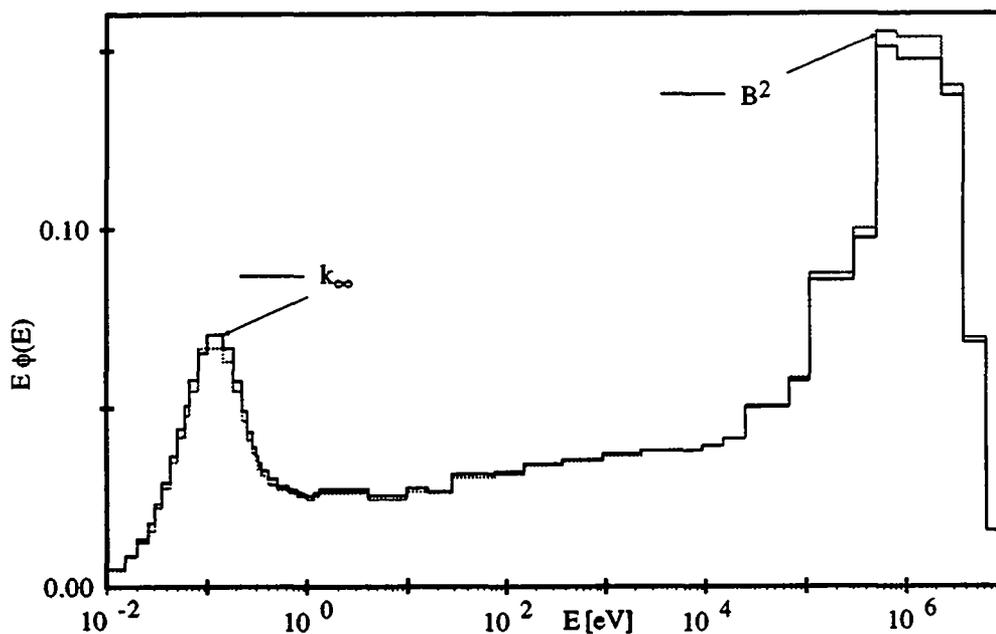
Le type de convergence a également une influence sur les sections efficaces homogénéisées à deux groupes pour le calcul 3D, comme le montre le tableau V.6.

Tableau V.6 Sections efficaces condensées à deux groupes et homogénéisées sur tout l'assemblage. Calcul QP1 - 8 groupes - conditions aux bords de réflexion.

	Type de combustible					
	63/64/65 (3.489%) -> 26500			67M/68M/69M (MOX) -> 29700		
	30000 MWj/t			500 MWj/t		
	B² mode fond.	B² exact	k _∞	B² mode fond.	B² exact	k _∞
Σ_{a1}	0.987e-2	0.987e-2	0.981e-2	1.039e-2	1.038e-2	1.048e-2
$\nu\Sigma_{f1}$	0.510e-2	0.510e-2	0.510e-2	0.797e-2	0.797e-2	0.800e-2
Σ_R	0.175e-1	0.176e-1	0.174e-1	0.166e-1	0.166e-1	0.168e-1
Σ_{a2}	0.966e-1	0.966e-1	0.964e-1	1.710e-1	1.710e-1	1.710e-1
$\nu\Sigma_{f2}$	0.118	0.118	0.117	0.230	0.230	0.230

La figure V.9 illustre l'influence du type de convergence sur le spectre énergétique dans un assemblage standard. Bien que la différence soit perceptible avec la structure à 8 groupes, nous avons reporté des résultats de calculs à 60 groupes; structure avec laquelle la forme du spectre est plus familière.

Figure V.9 Spectre énergétique normalisé dans un assemblage standard (3.489%) pour deux type de convergence. Calcul QP1 60 groupes.



Dans un coeur mixte, les assemblages standard et MOX ne sont pas entourés d'assemblages du même type et de même taux de combustion. Les conditions aux bords sont donc aussi déterminantes pour la forme du spectre énergétique. Pour les MOX, on a montré [65] l'utilité de calculer l'assemblage entouré d'assemblages standard UO_2 d'un taux de combustion moyen (macro-cell model). Des comparaisons ont été effectuées entre les coefficients de réactivité et l'efficacité du bore obtenus pour différentes conditions aux bords: assemblage MOX entouré d'assemblages MOX (reflective boundary model), assemblage MOX entouré d'assemblages standard (macro-cell model) et assemblage MOX entouré d'assemblages de différents types et taux de combustion selon un cas réel (actual surroundings model). Toutefois on rencontre également des assemblages standard entouré partiellement d'assemblages MOX et le même raisonnement peut être appliqué. Les distributions des neutrons dans l'assemblage standard diffèrent avec des conditions aux bords de réflexion et de macro-cell (entouré de MOX). Elles sont représentées aux figures V.10 et V.11.

Pour les paramètres cinétiques, nous avons utilisé des conditions aux bords de réflexion et une correction de fuites macroscopiques au moyen d'un B^2 calculé par la méthode décrite ci-dessus.

Figure V.10 Distribution des neutrons thermiques (groupe 8) dans un quart d'assemblage standard avec conditions aux bords de réflexion [n/cm^2s^{-1}]. Calcul QP1. Normalisation à 1 kW/litre.

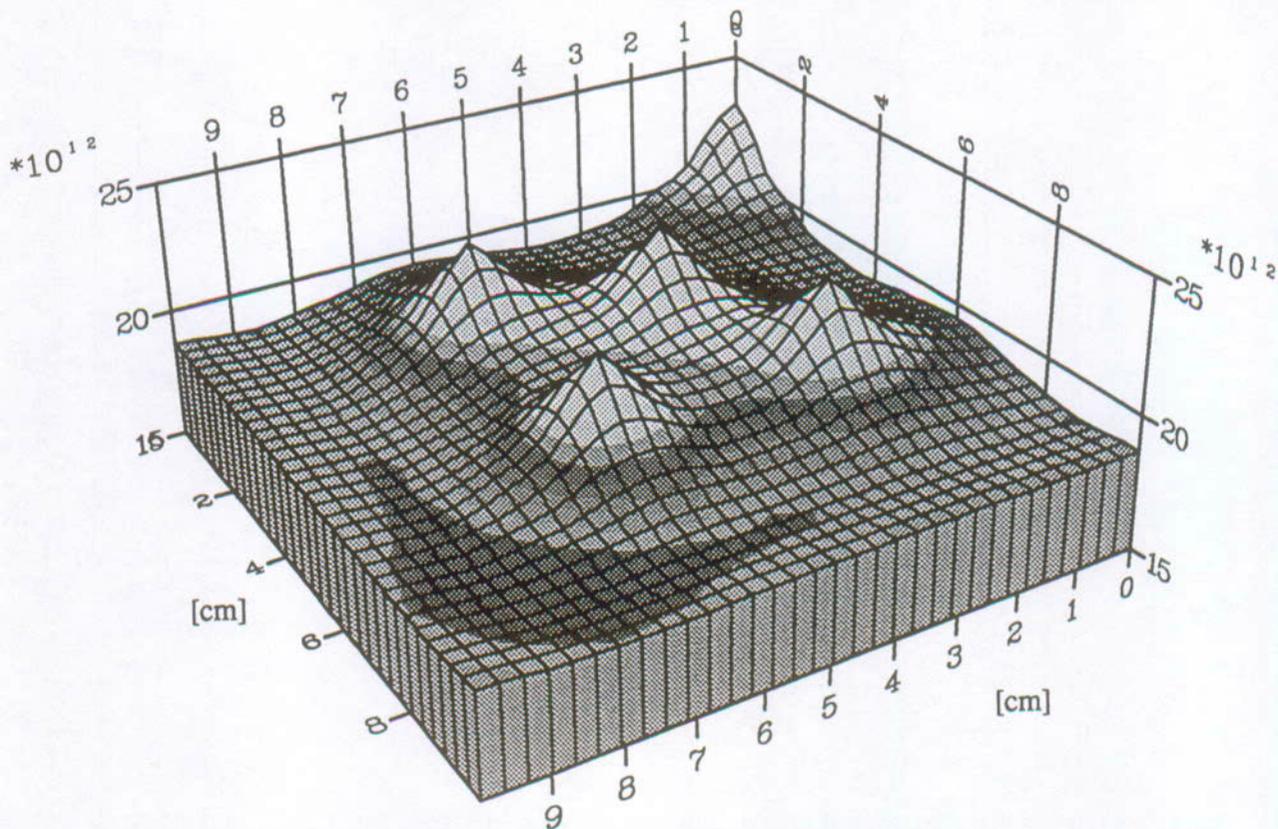
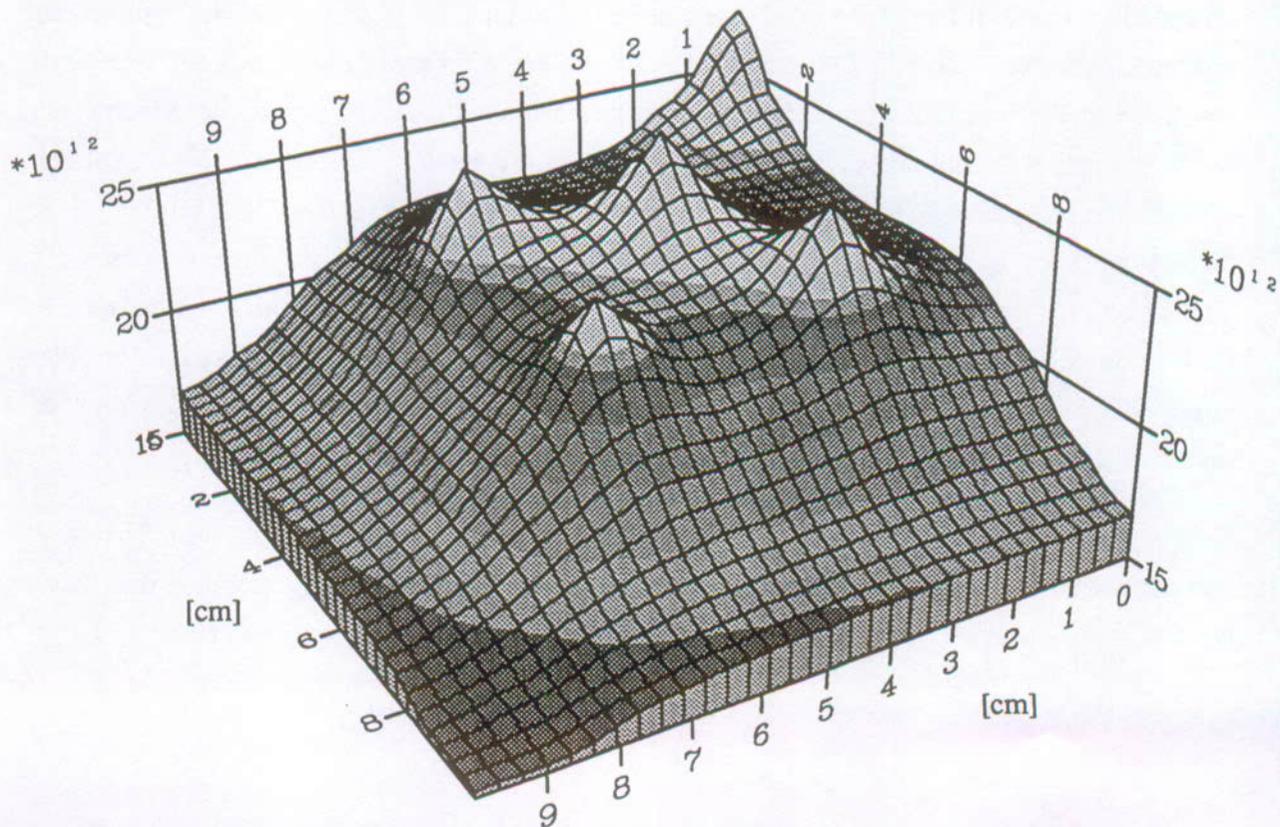


Figure V.11 Distribution des neutrons thermiques (groupe 8) dans un quart d'assemblage standard avec des assemblages MOX adjacents (macro-cell model) [n/cm^2s^{-1}]. Calcul QP1. Normalisation à 1 kW/litre.



V.2.1 - Le β_{eff} des assemblages

La figure V.12 représente le β_{eff} des différents assemblages du coeur de Beznau en fonction du taux de combustion. La figure V.13 présente mieux le β_{eff} des assemblages MOX. Comme attendu, le β_{eff} des assemblages MOX est plus faible que celui des standard mais son comportement en fonction du taux de combustion est particulier.

Figure V.12 β_{eff} des différents types d'assemblages de Beznau en fonction du taux de combustion. Les n° 29600 et 29700 correspondent à des MOX.

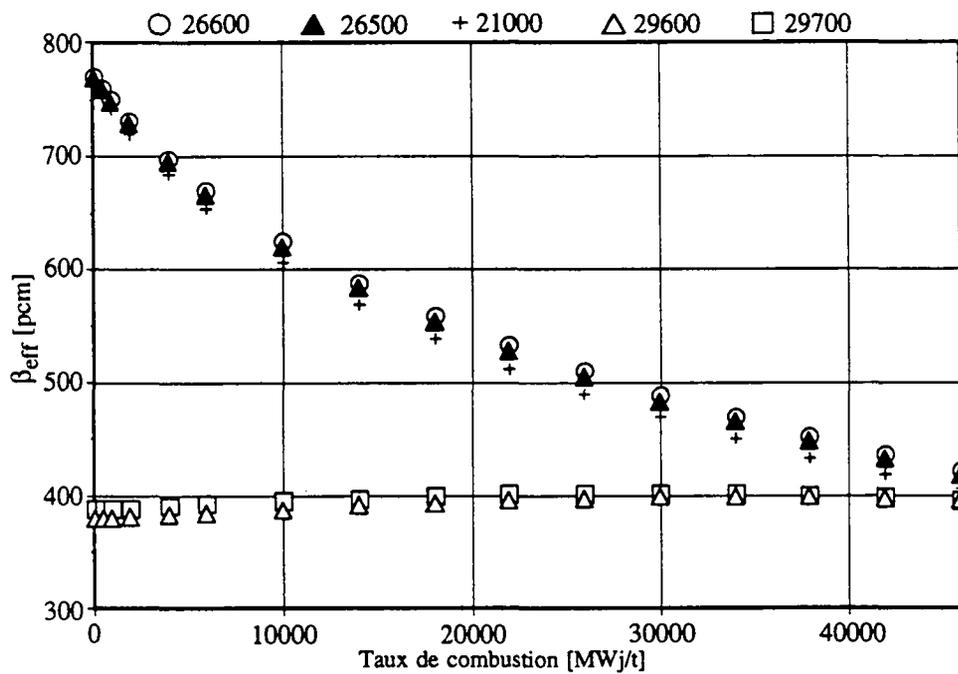


Figure V.13 β_{eff} des assemblages MOX de Beznau en fonction du taux de combustion.

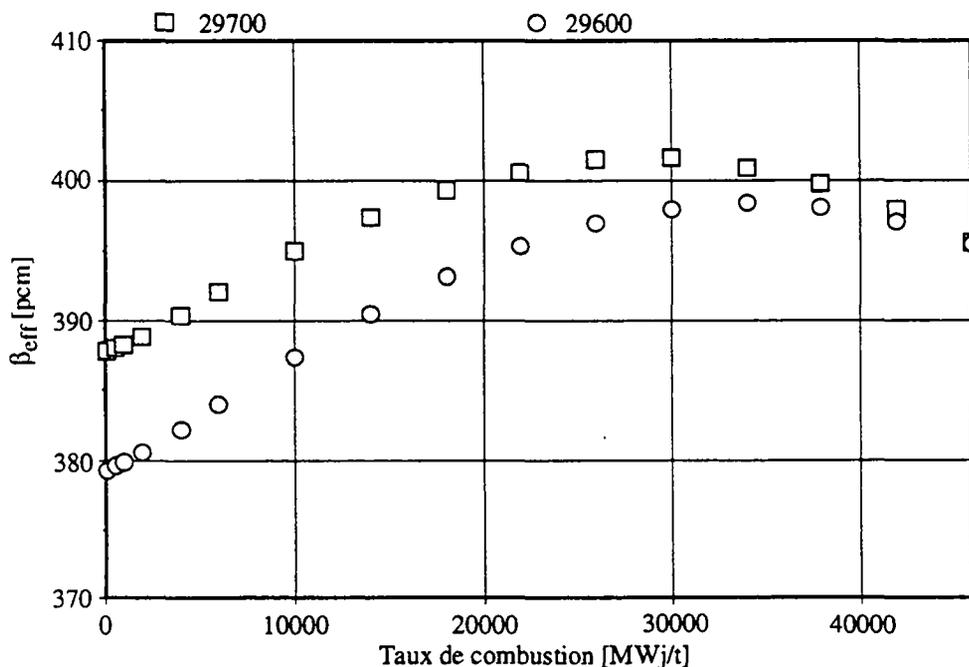


Figure V.14 Contribution au β_{eff} des différents isotopes d'un assemblage standard (3.489%).

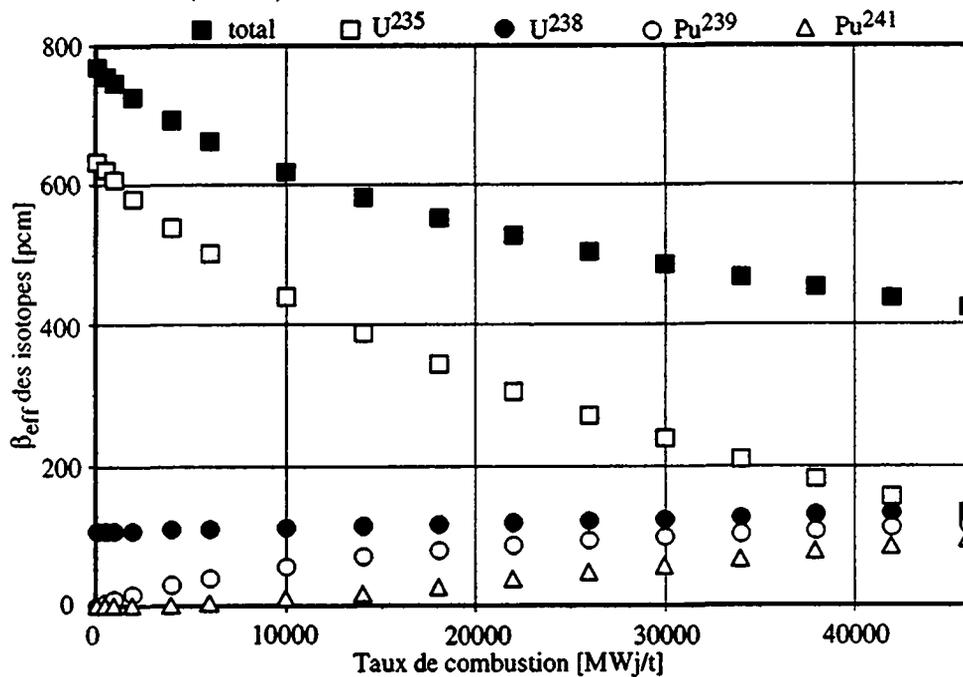
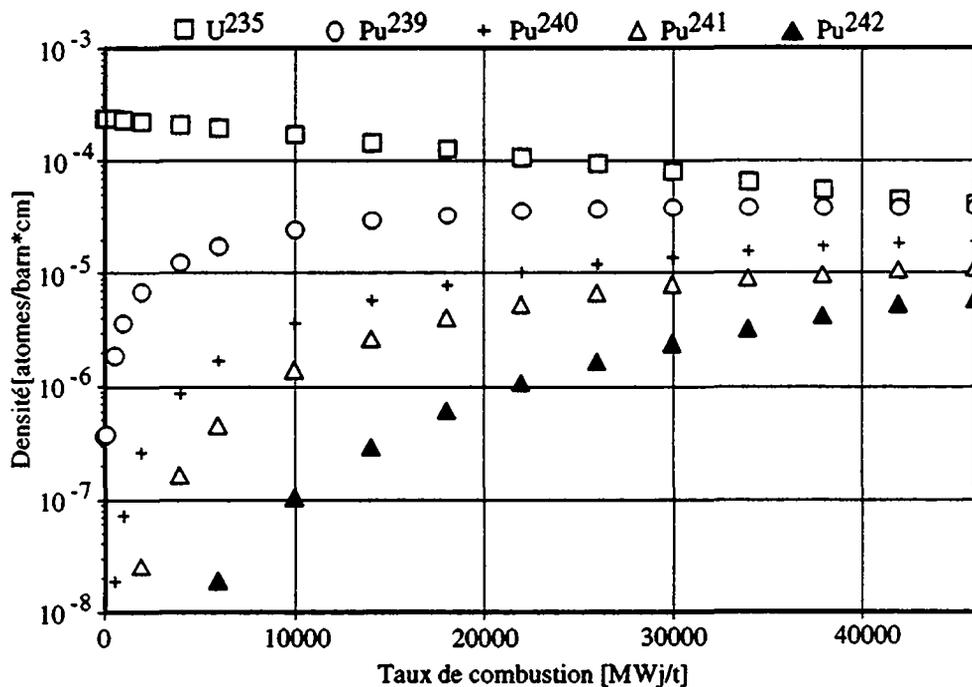


Figure V.15 Concentrations isotopiques moyennes d'un assemblage standard (3.489%).



Il est intéressant de rattacher l'évolution du β_{eff} à chaque isotope (figures V.14 & V.16) et à sa concentration dans l'assemblage (figures V.15 & V.17). Les isotopes considérés dans les calculs cinétiques sont l' U^{235} , l' U^{238} , le Pu^{239} , le Pu^{240} et Pu^{241} . La contribution du Pu^{240} n'est que de l'ordre du pcm.

Figure V.16 Contribution au β_{eff} des différents isotopes d'un assemblage MOX.

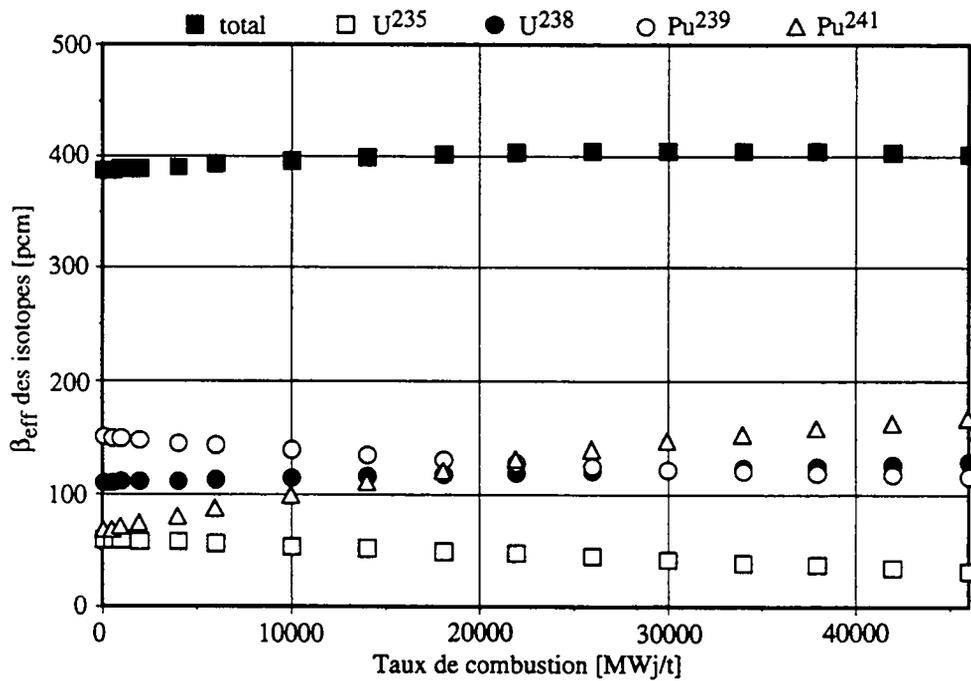
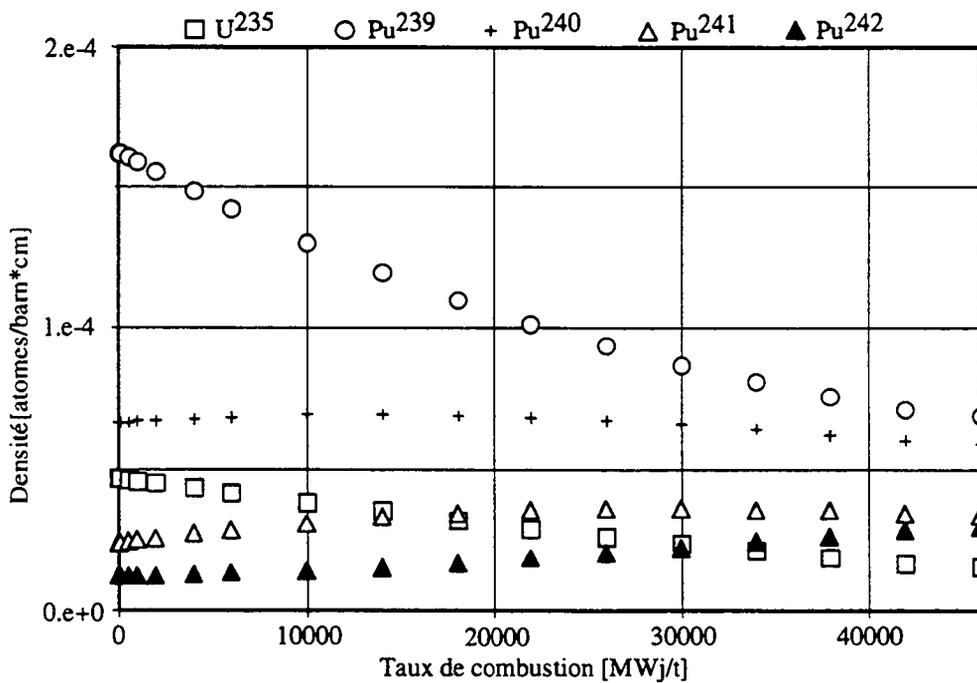


Figure V.17 Concentrations isotopiques moyennes d'un assemblage MOX.



Comme le montre les figures, le β_{eff} des assemblages MOX est moins sensible au taux de combustion que celui des assemblages standard. En effet, dans les assemblages standard, la disparition de l' U^{235} entraîne une diminution du β_{eff} qui n'est pas compensée par l'apparition des plutonium de β plus petit. Par contre, dans les MOX, la contribution de l' U^{235} n'est pas déterminante et c'est l'apparition du Pu^{241} qui compense la disparition du Pu^{239} . Nous n'avons

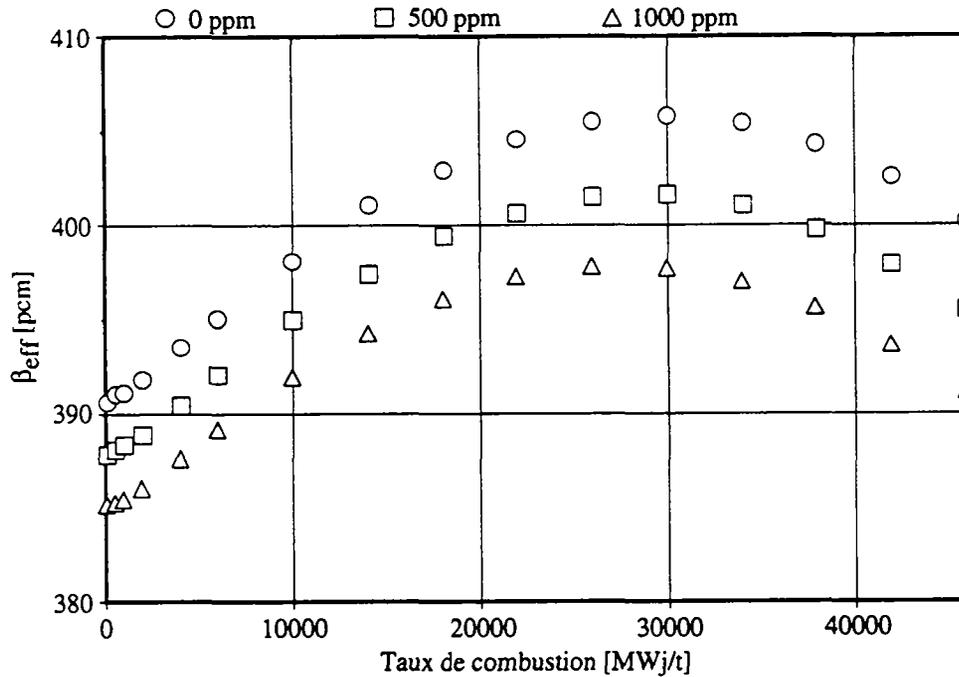
pas tenu compte du Pu^{242} parce que nous n'avions pas les données détaillées de cet isotope. Toutefois, sa concentration ne devient significative que dans les assemblages MOX ayant un fort taux de combustion. Il s'agit d'un isotope fissile par les neutrons rapides, avec un β d'environ 520 pcm. Son importance ne doit pas être beaucoup plus grande que celle du Pu^{240} , tout au plus 5 pcm.

La figure V.18 représente le β_{eff} d'assemblages MOX pour différentes concentrations de bore soluble. Nous avons obtenus le même genre de résultats pour les différents types d'assemblages et les états du réacteur que nous avons étudiés (tableau V.4). Le tableau V.7 donne quelques exemples pour un assemblage standard. De tous ces résultats nous en déduisons toutes les informations nécessaires aux interpolations qui apparaîtront lors des calculs globaux du réacteur (§ V.3).

Tableau V.7 β_{eff} des assemblages pour différents états.

	État	β_{eff} [pcm]
Assemblage standard (3.489%) - 500 MWj/t	0 ppm de bore	769.4
	500 ppm	767.8
	1000 ppm	756.1
Assemblage standard (3.489%) - 10000 MWj/t	500 °C combustible	621.6
	642 °C	619.6
	700 °C	619.0
Assemblage standard (3.489%) - 30000 MWj/t	5.9 MW/t	485.3
	29.36 MW/t	482.8
	53 MW/t	479.9
Assemblage standard (3.489%) - 46000 MWj/t	280°C modérateur	414.7
	300°C	417.3
	335 °C	422.0

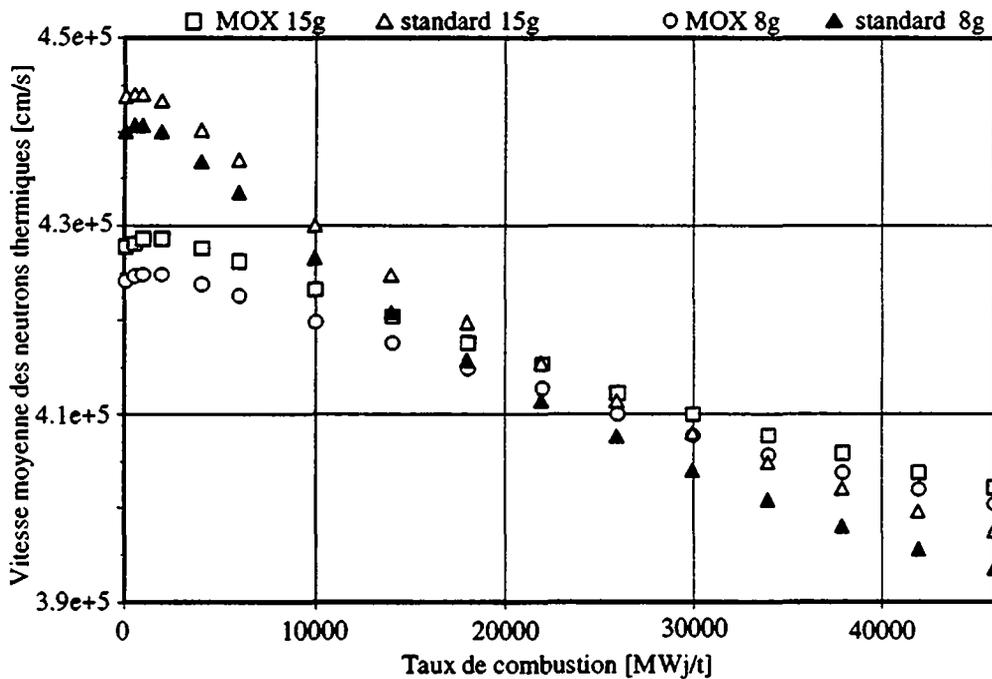
Figure V.18 β_{eff} d'un assemblage MOX pour différentes concentrations de bore soluble.



V.2.2 - Les vitesses moyennes des assemblages

Au chapitre précédent, nous avons montré que pour obtenir des temps de génération corrects, il faut bien décrire le domaine thermique lors du calcul en transport à deux dimensions. Bien que ce ne soit pas le cas avec nos 8 groupes, on obtient tout de même des vitesses moyennes à deux groupes ajustées correctes comme le montre la comparaison avec des calculs à 15 groupes (figure V.19). Les vitesses rapides v_1 sont pratiquement identiques et les vitesses thermiques v_2 font apparaître un écart de l'ordre du % entre les cas à 8 et 15 groupes. Même si le temps de génération global n'est pas très bon à 8 groupes, les résultats partiels permettent un ajustement cinétique convenable.

Figure V.19 Vitesse moyenne de neutrons thermiques (v_2) d'assemblage MOX et standard (3.489%). Calculs QP1. Ajustement cinétique à 15 et 8 groupes.



Les figures V.20 et V.21 montrent l'évolution des vitesses moyennes ajustées à deux groupes des assemblages avec le taux de combustion.

Figure V.20 Vitesse moyenne ajustée des neutrons rapides (v_1) pour différents types d'assemblage en fonction du taux de combustion. Calcul QP1 8 g.

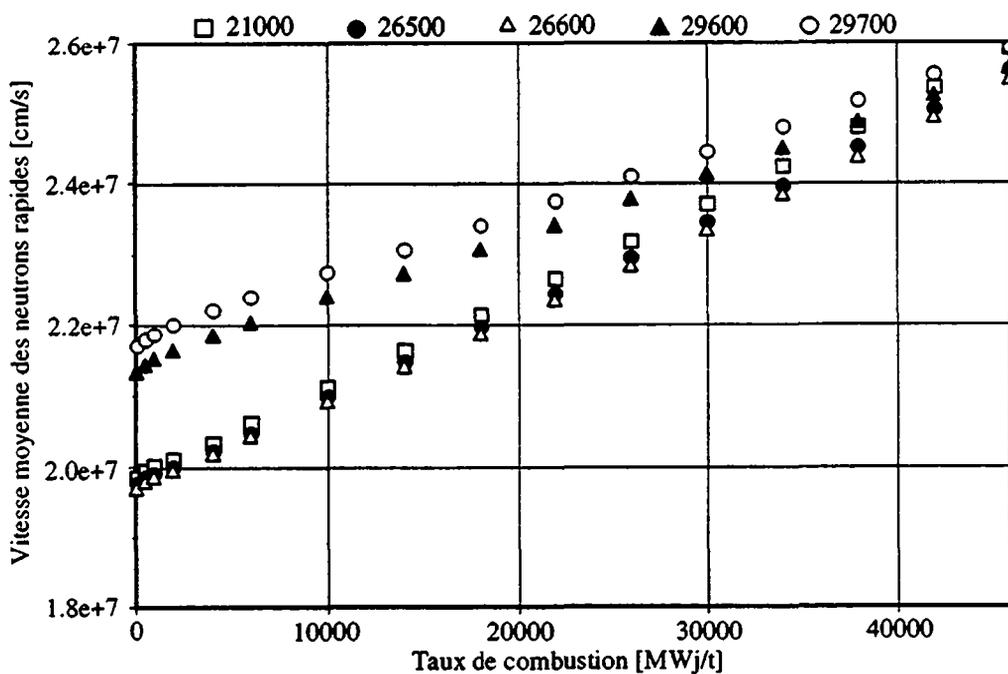
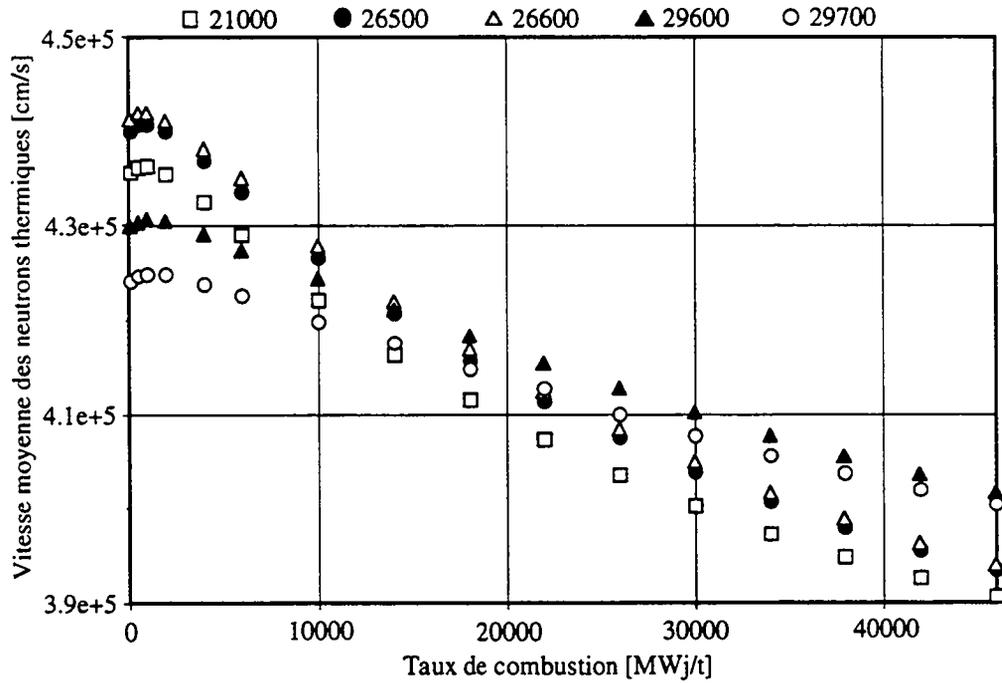
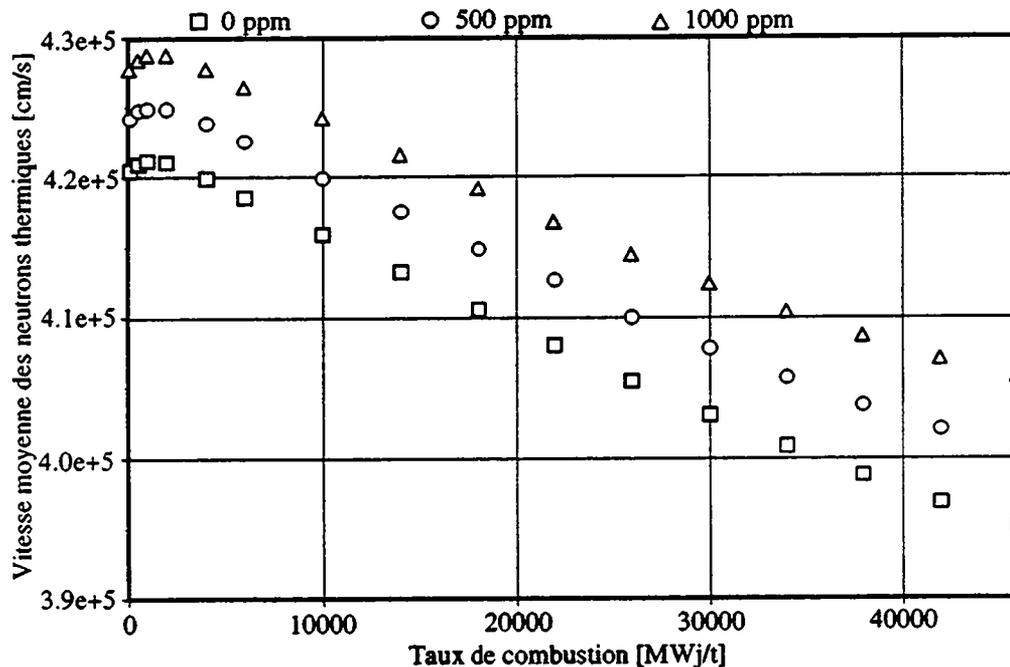


Figure V.21 Vitesse moyenne ajustée des neutrons thermiques (v_2) pour différents types d'assemblage en fonction du taux de combustion. Calcul QP1 8 g.



La figure V.22 illustre l'influence de la concentration de bore soluble. Pour chaque type d'assemblage, nous avons effectué les interpolations sur les vitesses moyennes en fonction du taux de combustion et de la concentration de bore uniquement. Les autres paramètres, tels que les températures et la densité de puissance, n'ont pas été pris en compte car leur importance est faible. On peut remarquer que la variation des vitesses avec la concentration de bore est faible également mais cette concentration change beaucoup entre le début et la fin du cycle, alors que les températures et les densités de puissance restent du même ordre.

Figure V.22 Vitesse moyenne de neutrons thermiques (v_2) d'un assemblage MOX pour différentes concentrations de bore soluble.



Le tableau V.8 compare les vitesses moyennes obtenues, d'une part par notre ajustement cinétique et d'autre part par la méthode classique de pondération de l'inverse des vitesses de groupes fins par le spectre fin associé. Les différences sont comprises dans un intervalle d'environ 20% et il est difficile de dire à ce stade quelles sont les vitesses "correctes" (celle décrivant au mieux le comportement cinétique du réacteur en théorie à deux groupes). Toutefois, les bases physiques de l'ajustement cinétique (conservation du temps de génération) sont meilleures que celles de la méthode standard comme nous l'avons déjà souligné à plusieurs reprises.

Tableau V.8 Vitesses moyennes à deux groupes des assemblages. Comparaison entre les méthodes de condensation. Calcul QP1 à 8 groupes de neutrons.

Type d'assemblage	v_1 & v_2 standard [cm/s]	v_1 & v_2 ajustées [cm/s]
standard, 3.489% U^{235}	$2.46 \cdot 10^7$	$1.96 \cdot 10^7$
500 MWj/t	$4.43 \cdot 10^5$	$4.47 \cdot 10^5$
MOX, 2.8% Pu_{fissile}	$2.50 \cdot 10^7$	$2.46 \cdot 10^7$
30000 MWj/t	$4.61 \cdot 10^5$	$4.13 \cdot 10^5$

V.3 - PARAMÈTRES CINÉTIQUES DU COEUR DE BEZNAU

Le code SILWER a été utilisé pour produire le jeu de sections efficaces à 2 groupes pour chaque noeud correspondant à l'état critique au début et à la fin du cycle. En pratique, on a utilisé les sections efficaces interpolées des assemblages à deux groupes provenant des calculs à 7 groupes du PSI [49]. Ceux-ci contenaient également les données nécessaires aux "réflecteurs" pour lesquels nous n'avons pas à calculer de paramètres cinétiques (eau, plaque de support du coeur, plaque supérieure du coeur, cloisonnage, enveloppe du coeur et cuve). Par contre, dans [49], les 4 assemblages MOX de type 66M (figures V.1 & V.3) n'ont pas été calculés mais représentés par l'assemblage MOX moyen (types 67M/68M/69M). Toutefois l'erreur engendrée est faible car il ne s'agit que de peu d'assemblages ayant des taux de combustion très élevés. A cette occasion, la comparaison des concentrations critiques de bore avec l'expérience avait été concluante. En fait, nous avons effectué les calculs d'assemblages à 8 groupes uniquement pour produire les paramètres cinétiques.

Les calculs cinétiques ont été effectués avec notre programme utilisant la méthode des directions alternées avec les sections efficaces produites par SILWER. Notre programme dispose de l'option adjointe en plus des interpolations des paramètres cinétiques des assemblages. On peut ainsi calculer les paramètres cinétiques par notre méthode " α " et par celle des flux adjoints. Les deux méthodes donnent des résultats identiques.

Le tableau V.9 propose une comparaison entre différents calculs du β_{eff} et du Λ . Pour le temps de génération, nous avons utilisé plusieurs types de vitesses moyennes d'assemblages:

- vitesses d'assemblage par ajustement cinétique d'après le calcul QP1 à 8 groupes.
- vitesses d'assemblage condensées par la méthode standard d'après le calcul QP1 à 8 groupes.
- vitesses identiques dans tout le coeur condensées par la méthode standard d'après le spectre énergétique moyen sur le réacteur à 70 groupes.

Tableau V.9 Paramètres cinétiques du coeur de Beznau II. Le temps de génération calculé par notre méthode est donné avec trois types de vitesses: vitesses ajustées, vitesses condensées et vitesses condensées sur tout le coeur mais obtenues depuis un spectre moyen à 70 groupes.

Beznau II Cycle 16		Méthode directe			Méthode Siemens/KWU
BOC	β_{eff} [pcm]	583.0			571.3
	Λ [μsec]	19.4	18.8	19.7	18
EOC	β_{eff} [pcm]	522.6			525.7
	Λ [μsec]	21.9	20.4	21.2	20

En ce qui concerne le β_{eff} , on peut dire que les résultats sont en bon accord avec ceux de Siemens/KWU. Rappelons que le calcul de KWU est un calcul direct à deux groupes ajusté sur un calcul de référence à 4 groupes avec adjoints (voir chapitre II). KWU n'utilise pas de paramètres effectifs d'assemblage mais les taux de neutrons différés des isotopes U^{235} , U^{238} , Pu^{239} et Pu^{241} (KWU n'utilise pas non plus les données du Pu^{240} et du Pu^{242} - ces isotopes sont toutefois de faible importance). Ces paramètres non effectifs sont pondérés par les sections efficaces macroscopiques des isotopes de chaque assemblage. La concentration de bore soluble, les températures et la densité de puissance ne sont pas (ou pas directement) pris en compte. Nous estimons donc avoir une meilleure valeur de β_{eff} .

L'interprétation des résultats du temps de génération est plus délicate car, quelles que soient les vitesses utilisées, les valeurs sont assez proches. Toutefois, bien que les conséquences sur le temps de génération soient peu importantes, nous pensons qu'elles démontrent que la condensation classique des vitesses depuis 8 groupes est la plus mauvaise.

En effet, nos calculs ajustés donnent presque les mêmes résultats que la supposée "bonne" condensation classique effectuée depuis le spectre fin moyen à 70 groupes. De plus, nous prenons en compte la variation de la concentration du bore soluble.

Pour le temps de génération, KWU utilise des vitesses moyennes constantes sur tout le coeur, obtenue par une méthode empirique très grossière (chapitre II). Leur résultat se rapproche de notre obtenu avec des vitesses condensées depuis 8 groupes par la méthode classique.

Il faudrait définir des problèmes de validation plus "pointus" pour confronter les différentes méthodes de condensation des vitesses moyennes. On pourrait imaginer étudier des problèmes où les flux adjoints interviennent fortement, par exemple en présence d'une source extérieure.

Il faut retenir que nous n'avons besoin que de calculs directs à 2 groupes de neutrons car nous disposons d'interpolations des paramètres cinétiques **effectifs** des assemblages obtenus une fois pour toutes pour chaque type d'assemblage. On peut par conséquent étudier un autre chargement composé des mêmes types d'assemblage sans recourir à de nouveaux calculs de transport à G1 groupes.

Finalement, il est intéressant d'observer l'influence du recyclage du plutonium sur les paramètres cinétiques. Le tableau V.10 comporte les résultats pour deux coeurs dont le chargement théorique est inspiré de celui du cycle n°16 et est représenté par les figures V.23 et V.24 (avec les mêmes taux de combustion initiaux).

Tableau V.10 Paramètres cinétiques de différents chargements.

		Coeur 100% UO ₂	Coeur 90% MOX
BOC	β_{eff} [pcm]	624.6	404.3
	Λ [μ sec]	20.8	13.6
EOC	β_{eff} [pcm]	552.0	
	Λ [μ sec]	23.1	

Comme on pouvait l'imaginer le β_{eff} d'un coeur mixte, tel que le chargement du cycle n°16, n'est pas beaucoup plus faible que celui d'un coeur standard. Par contre, un coeur constitué de 90% d'assemblages MOX conduit à une cinétique sensiblement plus rapide (β_{eff} et Λ). Les valeurs du réacteur sont proches de celles d'un assemblage MOX.

On peut comparer les tableaux V.9 et V.10 avec les données d'autres constructeurs que nous avons reportés au chapitre I (Tableau I.8). En particulier, l'étude de KWU inclut le calcul d'un coeur 100% MOX. Bien qu'il s'agisse d'une centrale de 1300 MWe et que nous n'ayons pas les détails de la configuration étudiée, les deux paramètres cinétiques correspondent assez bien avec notre calcul d'un coeur avec 90% d'assemblages MOX.

Figure V.23 Chargement d'un coeur de type Beznau II avec uniquement des assemblages UO_2 . Taux de combustion initiaux identiques au chargement réel du cycle n°16.

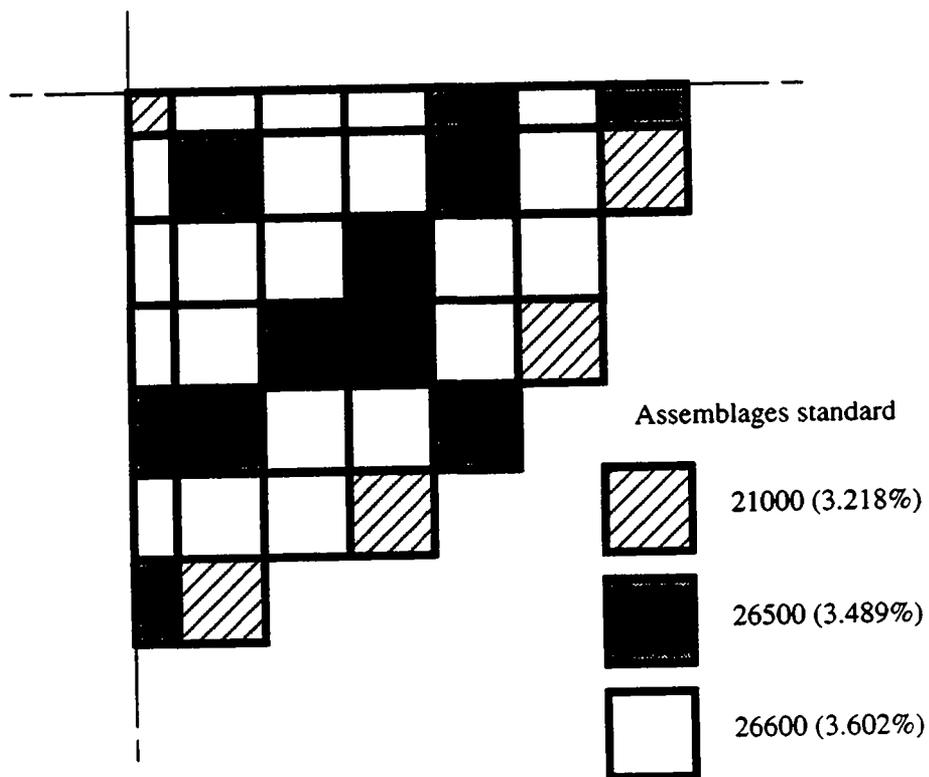
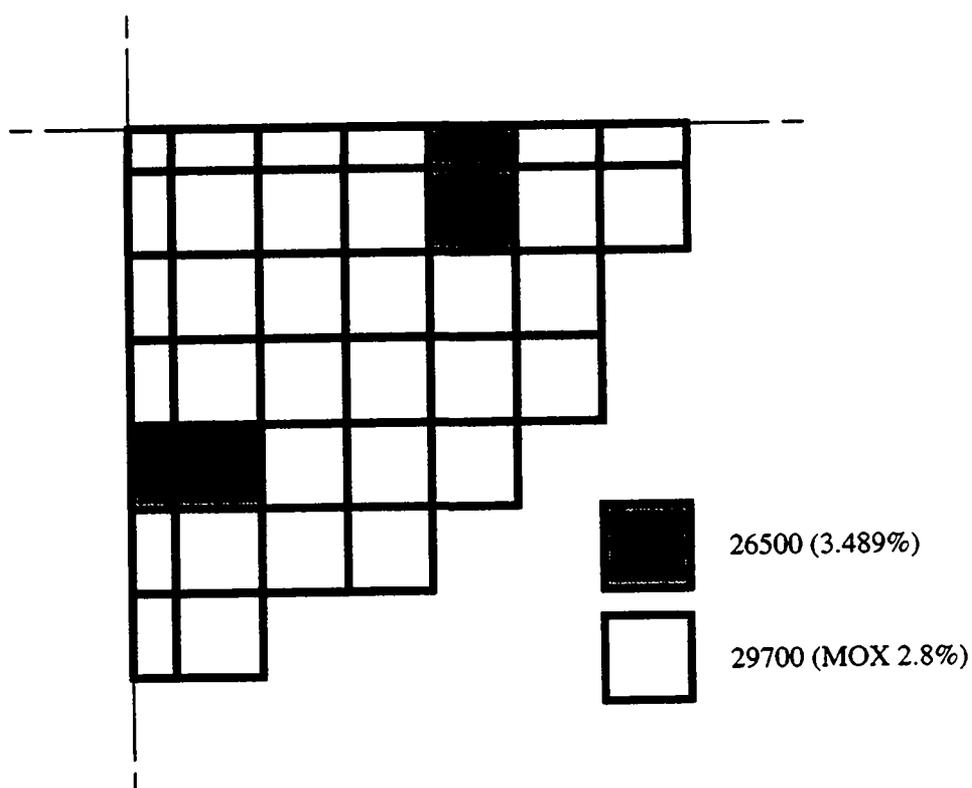


Figure V.24 Chargement d'un coeur de type Beznau II avec 90% d'assemblages MOX. Taux de combustion initiaux identiques au chargement réel du cycle n°16.



CONCLUSIONS

Dans ce travail, nous avons tout d'abord passé en revue les différents aspects du recyclage du plutonium dans les centrales à eau légère. Cet usage du plutonium est à l'origine du projet de développement d'une nouvelle méthode de calcul des paramètres cinétiques.

Ensuite, nous pensons avoir clarifié quelques points de cinétique des réacteurs nucléaires: Nous avons notamment montré que la condensation des vitesses moyennes de groupe de neutrons n'était pas bien établie. Nous avons également précisé la finalité de l'introduction des flux adjoints dans la cinétique ponctuelle. En effet, elle relève de deux considérations indépendantes. D'une part, l'interprétation usuelle [1] qui, dans le cadre de la théorie des perturbations, aboutit à l'usage des flux adjoints comme fonction poids dans la définition de la fonction amplitude (II.36). Ils permettent ainsi de minimiser les erreurs engendrées par les approximations sur les flux et les opérateurs de l'équation stationnaire résolue. Mais, d'autre part, seuls les flux adjoints nous permettent de relier l'expression de la réactivité dynamique (II.42) à la réactivité usuelle (il faut aussi correctement définir le paramètre F).

L'apport principal de ce travail est le développement d'une nouvelle méthode de calcul des paramètres cinétiques des centrales nucléaires. Avec le calcul du réacteur CROCUS, nous avons démontré la validité de nos méthodes de perturbation α . L'originalité est d'éviter la résolution de l'équation adjointe. Il s'agit d'un gain appréciable de simplicité. Pour obtenir des valeurs numériques correctes, le choix du paramètre α est largement arbitraire. Une étude approfondie et abondante des différents paramètres influençant nos méthodes a été effectuée. L'analyse des aspects cinétiques du recyclage du plutonium dans le réacteur Beznau a été l'occasion d'une application "grandeur nature" concluante.

Théoriquement, il n'y a pas de restrictions au calcul des paramètres cinétiques d'autres types de réacteurs. Certaines procédures devraient éventuellement être modifiées au regard des étapes de calcul du réacteur considéré (réacteur à boulets, réacteur à neutrons rapides).

Sur la demande de la DSN, le système de code de calcul stationnaire de réacteurs à eau légère du PSI (ELCOS) intègre maintenant un "module" cinétique et permet donc d'obtenir les paramètres cinétiques de n'importe quelle configuration. Dans BOXER, une amélioration possible serait d'inclure un traitement matriciel du spectre d'émission des neutrons $\chi_g(h)$. Cela permettrait d'implanter la méthode de perturbation α matricielle plus rigoureuse et numériquement plus rapide (un seul calcul perturbé par paramètre cinétique). Les méthodes

de perturbation α peuvent bien sûr être installées dans d'autres systèmes de codes de calcul de réacteur.

Mentionnons encore que tous les programmes du système ELCOS ont été implantés sur les machines Cray de l'EPFL. La puissance de ces ordinateurs permet d'effectuer des calculs stationnaires très rapidement. A cette occasion, une importante modification de la structure informatique du module de transport QP1 a été réalisée permettant ainsi de gagner encore un facteur 2 sur le temps de calcul par rapport à la structure précédente. Cela représentait un intérêt puisque nous avons effectué de nombreux calculs QP1.

Pour évoquer quelques développements futurs, rappelons que dans ce travail, le calcul des paramètres cinétiques a été réalisé pour deux réacteurs à l'état critique. Toutefois comme nous l'avons montré au chapitre III, on compare deux états "stationnaires" très proches l'un de l'autre, mais qui, en toute rigueur, peuvent être loin de la criticité. C'est alors plutôt l'hypothèse adiabatique qui devient discutable. Grâce à nos paramètres effectifs d'assemblage et pour autant que l'on reste dans le domaine de validité de nos interpolations, nous pourrions calculer les paramètres cinétiques d'un réacteur dans un état non critique.

Par exemple, dans les études d'accident, on prend généralement des valeurs de paramètres cinétiques fixes durant toute la séquence étudiée. On choisit alors des valeurs avec des hypothèses prudentes. En cinétique spatiale, les paramètres de cinétique ponctuelle peuvent être utiles pour accélérer les calculs. On pourrait calculer, par perturbations α , les paramètres cinétiques à chaque intervalle de temps, diminuant ainsi les incertitudes (pour autant que l'intégrité du combustible soit préservée, auquel cas il faut de toute façon refaire des calculs microscopiques de cellules et d'assemblages).

Les méthodes de perturbation α pourraient être utilisées pour calculer d'autres effets sur la réactivité sans passer par les flux adjoints. Le choix du α serait soumis aux conditions peu restrictives évoquées plus haut.

Notre travail pourrait également trouver un prolongement avec les projets de systèmes sous-critiques ($k_{\text{eff}} = 0.9 - 0.99$) alimentés par un accélérateur. En effet, dans ce cadre, on étudie la cinétique avec source q . La définition de la source "effective" \bar{Q} (II.47) est très différente de la source proprement dite. Une méthode analogue à ce qu'on a vu permettrait d'éviter le calcul des flux adjoints et d'évaluer \bar{Q} .

Enfin, nous avons introduit une nouvelle philosophie de la condensation des vitesses moyennes de groupes, appelée ajustement cinétique. La conservation du temps de génération conjuguée avec des résultats partiels obtenus par perturbation α sont les bases physiques de cette procédure. A notre connaissance, il n'y avait pas, à ce jour, de critères clairs pour la condensation des vitesses.

Comme pour les sections efficaces, nous avons ainsi défini des vitesses de groupes par assemblage. Par le calcul du temps de génération, elles ont été confrontées aux vitesses obtenues par une pondération de l'inverse des vitesses de groupes fins par le spectre fin de l'assemblage. Toutefois, nous n'avons pas pu tirer de conclusions définitives. Pour démontrer que nos vitesses sont "meilleures", il faudrait se placer soit dans le cadre de la cinétique spatiale soit considérer des assemblages très différents (autres filières de réacteurs).

Nous avons montré que la procédure d'ajustement cinétique peut être étendue à un plus grand nombre de groupes. Encore une fois, la meilleure vérification de ces calculs devrait se trouver dans des problèmes de cinétique spatiale. Un réacteur sous-critique alimenté par un accélérateur pourrait également servir de cadre à cette étude.

ANNEXE A

tiré à part de la publication dans

**Proceedings of the International Conference on
"Reactor Physics & Reactor Computations"
Tel-Aviv, January 23 - 26, 1994
Israel Nuclear Society & European Nuclear Society
504-512**

DIRECT CALCULATIONS OF KINETIC PARAMETERS¹

Ch. DECURNEX, R. FRÜH, J. LIGOU.

Institut de Génie Atomique - Département de Physique

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)

CH-1015 LAUSANNE - Switzerland

ABSTRACT

A new method is proposed for the calculation of kinetic parameters. The adjoint fluxes are no longer necessary so that, standard codes devoted to steady state reactors can be used after minor modifications. Moreover, the usual procedures of group condensation and homogenization are discussed regarding the "kinetic information" which must be saved. The EPFL critical assembly CROCUS is proposed as a benchmarking tool and the influence on kinetic parameters of the plutonium recycling in a nuclear power plant is analyzed.

1. Introduction.

In reactor physics, a high degree of accuracy has been achieved regarding the calculation of steady-state reactors but the time dependent problems have not been so deeply investigated. Of course, many point (or space) kinetics programs have been developed, but the data they require are not always available and furthermore, the procedures needed to calculate these kinetic parameters are sometimes not clearly established.

In practice, the problem is, how to use the detailed results obtained for critical systems? According to most of the theories, one needs not only direct fluxes for each energy group, but also the adjoint fluxes [1, 2] which are not necessarily provided by standard codes. So, the main aim of this paper is to show, how to get the required information by only using a few direct calculations. Moreover, nuclear reactors are never homogeneous as it is assumed in text books dealing with kinetic theory, and this is another reason for developing a new strategy. As already known, it is necessary to introduce several steps in the calculations of a critical reactor. As an example, a three step approach could be:

- 1D calculations of cells through collision probabilities (CP) with many energy groups.
- 2D transport calculations of fuel assemblies with a fewer energy groups (10 to 30).

¹ presented in the International Conference on Reactor Physics and Reactor Computations, Tel Aviv, January 23-26, 1994.

- 3D diffusion calculations of the whole reactor with a restricted number of groups (generally 2).

After each step, one needs a procedure, which defines the data for the next step (group number reduction and homogenization). This condensation procedure based on the conservation of reaction rates provides all required cross sections for each step. This is enough only for steady-state cases but not for kinetic studies in which other considerations must be introduced.

In the next section, we begin with very well known formulations [1, 2] and the new method is introduced after the necessary discussions. In the sect. 3, a practical strategy is defined for LWR reactors with the ELCOS code system [3]. Finally numerical results are given in sect. 4, where most benchmark problems deal with the EPFL zero power CROCUS reactor [4], while the Swiss nuclear power plant BEZNAU II has been chosen to analyze the effects due to the presence of plutonium [5].

2. Theoretical Bases.

In this section one only considers homogenized systems in the framework of neutron transport theory with fluxes depending on space coordinates \bar{r} , directions $\bar{\Omega}$, energy group g and time t . It is convenient to introduce the following definitions:

$$(H_s \phi)_g = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s(h \rightarrow g, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}') \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (1)$$

$$(H_f \phi)_g = \frac{1}{4\pi} \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d\Omega' \chi_g(h) (\bar{\nu} \Sigma_f)_h \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (2a)$$

where the kernels Σ_s and $\chi \cdot \bar{\nu} \Sigma_f$ have the usual meaning. While the scattering operator H_s is quite general, the fission operator H_f is isotropic and the fission spectrum $\chi_g(h)$ depends very little upon h (incident energy). In the same way, one may define H_f^i , the fission operator associated to the delayed neutron group (i), by

$$(H_f^i \phi)_g = \frac{1}{4\pi} \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d\Omega' \chi_g^i \beta_h^i (\bar{\nu} \Sigma_f)_h \phi_h(\bar{\Omega}') \quad (2b)$$

With the above definitions, the transport equations take very compact forms. Critical systems are, for example, governed by the eigenvalue equation:

$$(L\phi)_g = (H_f \phi)_g / k \quad (3a)$$

$$\text{with } (L\phi)_g = \bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \phi_g + \Sigma_{tg} \phi_g - (H_s \phi)_g \quad (3b)$$

where L could be called "the neutron loss operator". One should note that, strictly speaking, Eq (3a) has a physical meaning only when $k=1$. However, if the system is close to criticality, k is a good estimate of the effective multiplication factor. With this formalism, the adjoint problem can be easily formulated for the same critical system:

$$L^+ \phi^+ = H_f^+ \phi^+ / k \quad (4a)$$

$$\text{with } (L^+ \phi^+)_g = -\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \phi_g^+ + \Sigma_{tg} \phi_g^+ - (H_s^+ \phi^+)_g \quad (4b)$$

where the adjoint operators H_f^+ and H_s^+ are obtained through the permutations of energy indices (g, h) and directions $(\bar{\Omega}, \bar{\Omega}')$. In fact, to understand the following analysis, one has only to remember the definition of adjoint operators:

$$\langle \phi_1 | L^+ \phi_2 \rangle = \langle \phi_2 | L \phi_1 \rangle \quad (5)$$

where the scalar products are defined in the phase space $(\bar{r}, \bar{\Omega}, g)$.

2.1 Point Kinetic Theory.

According to the literature and by using the above definitions, the data for the point kinetic equations are given by:

$$\rho = [\langle \phi_0^+ | \Delta H_f \psi \rangle - \langle \phi_0^+ | \Delta L \psi \rangle] / F \quad (6a)$$

$$\bar{\beta}^i = \langle \phi_0^+ | H_f^i \psi \rangle / F \quad (6b)$$

$$\Lambda = \langle \phi_0^+ | \frac{1}{v} \psi \rangle / F \quad (6c)$$

where H_f^i is defined by Eq (2b), while ρ , $\bar{\beta}^i$ and Λ have the usual meaning (reactivity, effective delayed neutron yield and generation time). The time dependent regime under considerations can be seen as the departure from a critical state characterized by the adjoint flux ϕ_0^+ and the data L_0 , H_0 . This departure is induced by modifications of the reactor which can be expressed, in a general way, as $\Delta L = L - L_0$ and $\Delta H_f = H_f - H_{f0}$. To obtain these results from the time dependent transport equations, most authors [1] assume that the fluxes can be approximated by the product of an amplitude factor $P(t)$ (governed by point kinetic equations) and a shape factor $\psi_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$ which appears in the above scalar products. The last point to discuss deals with F , which is still arbitrary, since in point kinetic equations only appear coefficients like $(\rho - \bar{\beta})/\Lambda$ and $\bar{\beta}/\Lambda$. As shown below, it is convenient to set:

$$F = \langle \phi_0^+ | H_f \psi \rangle \quad (6d)$$

and, as the previous ones, this new parameter is allowed to depend upon time.

2.2. Direct Calculations of Kinetic Parameters.

Let us recall rapidly, with the above compact notations, the bases of the perturbation theory. To calculate a reactor in a steady state one must solve the transport (or diffusion) equations:

$$L\phi = H_f\phi/k \quad (7a)$$

$$L_0^+\phi_0^+ = H_{f0}^+\phi_0^+ \quad (7b)$$

where the 2nd one governs a reference critical state and, for convenience, its adjoint form has been retained. If these equations are multiplied by $\langle \phi_0^+ |$ and $\langle \phi |$ respectively, one obtains after subtraction and use of Eq (5):

$$k = \frac{\langle \phi_0^+ | H_f \phi \rangle}{\langle \phi_0^+ | L \phi \rangle + \langle \phi_0^+ | (H_{f0} - L_0) \phi \rangle} \quad (8)$$

Of course, in practice, the calculated eigenvalue k_0 for a critical system will never be unity, so it is assumed in Eqs (7) that the usual adjustment has been made (the \bar{v} 's are divided by k_0 in both, H_{r0} and H_r operators). One can now introduce the proposed method. Let us consider three reactor states: the critical one ($k=1$), another state governed by the Eq (7a) with $k \neq 1$ (non critical reactor) and a third state very close to the 2nd one, characterized by a small parameter α .

One begins with the delayed neutron yields and define the " α state" by introducing the "new fission spectrum":

$$\chi'_g(h) = \chi_g(h) - \alpha \beta_h^i \chi_g^i \quad (9)$$

Let us write Eq (8) for this last state:

$$k' = \frac{\langle \phi_0^+ | H_r \phi' \rangle}{\langle \phi_0^+ | L \phi' \rangle + \langle \phi_0^+ | (H_{r0} - L_0) \phi' \rangle} \quad (10)$$

where $L' = L$, since only H_r has been changed. If α is small enough, one may set, to first order, $\phi' = \phi$ everywhere. Then, from Eqs (8) and (10), one easily finds:

$$(k' - k)/k = \langle \phi_0^+ | \delta H_r \phi \rangle / \langle \phi_0^+ | H_r \phi \rangle$$

According to the Eq (9), one can show that: $\delta H_r = H_r' - H_r = -\alpha H_r^i$, where the fission operators are defined by the Eqs (2), and the last expression can be written as:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{k - k'}{k} \right) = \langle \phi_0^+ | H_r^i \phi \rangle / \langle \phi_0^+ | H_r \phi \rangle$$

If the fluxes of the 2nd state ϕ may be regarded as a good approximation of the shape factors ψ , then, the r.h.s. of the above equation is identical to the effective yields defined by Eqs (6b, 6d). Finally, one must retain, for the so called "adiabatic approximation", the simple recipe:

$$\bar{\beta}^i = \left| \frac{k_i(0) - k_i(\alpha)}{\alpha k_i(0)} \right|_{\alpha \text{ small}} \quad (11)$$

where it has been set $k_i(0) = k$ and $k_i(\alpha) = k'$ to emphasize the α dependence. In principle, the "direct equation" (7a) must be solved only twice, for $\alpha=0$ and $\alpha \neq 0$, giving $k_i(0)$ and $k_i(\alpha)$ the eigenvalue response to the perturbation defined by Eq (9). Since one must only use small α values, a loss of digits could occur. Fortunately, in practice, as it is shown in the next section, $\bar{\beta}^i$ is rather constant over a large α domain.

If v_g is the neutron velocity in the group g , one can define the new perturbation:

$$\Sigma'_{tg} = \Sigma_{tg} + \alpha/v_g \quad (12)$$

giving, in the same way, the generation time Λ :

$$\Lambda = \left| \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{k_v(\alpha)} - \frac{1}{k_v(0)} \right) \right|_{\alpha \text{ small}} \quad (13)$$

3. Implementation of the Proposed Method.

3.1. ELCOS Code System and Delayed Neutron Yields.

Because our calculations have been made with the ELCOS system, developed at PSI [3], its main characteristics will be presented here. However, ELCOS is only an example showing more clearly how to implement in practice the above formalism in existing steady state codes. In the 1st step, cross section libraries (ENDF/B or JEFF) are retrieved and the shielded resonances are incorporated, allowing 70 groups calculations of the microcells (fuel pin + cladding + moderator). After homogenization, a G1 group library is produced as an input for the next step. Usually one takes $G1=15$, although the only restriction is $G1 \leq 70$. At this level one deals with quasi-homogeneous media and the delayed neutron yields, for each group and each microcell, are obtained from the β_m 's of all relevant materials by simply using $(\nu\Sigma_f)_m$ as a weighting factor. Then, for this 1st step, there is no need of extra flux calculations, but, of course, the β 's will generally depend on space variables, since the fuel composition is not uniform across the fuel assembly (box).

In the 2nd step, QP1 transport calculations are performed in each box (x, y geometry). In the QP1 approximation [6], the whole angular domain (4π) is splitted into four subdomains of same size, over which the angular fluxes on the microcell edges are assumed to be a linear function of space and a P1 approximation in angle. In this module, the fission spectrum is, as usual, independent upon incident energies and then $\chi_g(h) = \chi_g$. However, the " α perturbation" defined by Eq (9) destroys this property and, in principle, one should introduce a double index spectrum $\chi_g(h)$ before β calculations. However, it is easier sometimes to keep the chosen module as it is, and to assume, in a first approximation, that delayed and prompt neutrons have the same spectrum. Then, the original structure is preserved, since the perturbation can be written as:

$$\chi_g'(\nu\Sigma_f)_h = \chi_g(\nu\Sigma_f)_h(1 - \alpha\beta_h^i) \quad (9a)$$

So, only the fission cross sections must be changed, giving through the Eq (11), a first estimate $\bar{\beta}^i$ which takes into account both, the spatial distribution of fissile materials in the assembly, and the energy dependence (h) of the β 's. After that, the spectrum effect can be introduced with the 2nd perturbation:

$$\chi_g' = \chi_g - \alpha\bar{\beta}^i\chi_g^i \quad (9b)$$

giving the final effective yield. As shown below with diffusion calculations (sect. 4.1), this kind of factorization gives the expected results. Moreover, it is interesting, from a physical point of view, to know the contribution of two effects which are quite different. Finally, from the above QP1 results, one may obtain the G2 group cross section set needed by the 3D diffusion calculations of the whole reactor. In practice, G2 will be small (usually $G2=2$) and the fission spectra are trivial for broad groups: $\chi_{g1} = 1$ for the first one and $\chi_g = 0$ for $g>1$. So, only the 1st effect (Eq (9a)) must be evaluated. In this 3rd step, the final effective delayed

neutron yield β_{eff} takes into account the β characteristics of each fuel assembly which may be different from one to the other (the fissile content of the boxes is the highest in the outermost zones).

Before going on, one must make a general remark regarding the (x, y) 2D transport calculations of boxes. In all the cases, the axial leakage can be incorporated in the data through a " $D_g B_z^2$ correction", but one has still to make some choice about the boundary conditions. If, as usual, one chooses a "white boundary condition", QP1 will give an eigenvalue k which is far from unity (a fresh fuel assembly could give $k \approx 1.2!$). With a " DB^2 correction", which represents the macroscopic leakages, one may force this eigenvalue to be unity. Since QP1 is only used to produce normalized fine spectra, only rough estimates of B^2 are needed. Moreover, very cheap "fundamental mode" calculations can accelerate the B^2 iterations so that only 1 or 2 QP1 calculations are required [7].

3.2. Generation Time and Space Kinetics.

The calculation of a global generation time Λ is not so obvious and, moreover space kinetics codes require other data. In the 2nd step, the QP1 calculations can produce a Λ value for each fuel assembly as explained in sect. 2.2; but, how to deduce from these results a unique generation time for the whole reactor? The only way is to draw more information from QP1 calculations. Let us choose two broad groups ($G_2=2$) for the final diffusion calculations; one can easily obtain their contribution Λ_1 and Λ_2 to the generation time, by using twice the proposed method. If, for example, among G_1 fine groups used by QP1, only those belonging to the 1st broad group are submitted to the " α perturbation" defined by Eq (12), one gets Λ_1 . The contribution Λ_2 of slow neutrons is obtained in the same way and one finds of course: $\Lambda = \Lambda_1 + \Lambda_2$. As explained in sect. 3.1, one must define a DB^2 adjustment to make critical the box, before any Λ search.

One may apply the same reasoning to the "fundamental mode" approach to get analytically:

$$(\Lambda_1)_H = a_1/v_1 \quad \text{and} \quad (\Lambda_2)_H = a_2/v_2 \quad (14a)$$

$$1/a_1 = \Sigma_{a1} + \Sigma_R + D_1 B^2$$

$$1/a_2 = (\Sigma_{a2} + D_2 B^2) \left(v \Sigma_{f1} (\Sigma_{a2} + D_2 B^2) + v \Sigma_{f2} \Sigma_R \right) / v \Sigma_{f2} \Sigma_R \quad (14b)$$

where B^2 has already been defined (sect. 3.1). Finally, the velocities v_1 and v_2 are chosen in such a way that, for each box, the partial generation times obtained from the QP1 calculations and the homogeneous ones defined by Eq (14a) are identical. Like the above homogenized cross sections, these velocities will depend upon space variables during the 3D calculations of the whole reactor. One may now obtain the generation time Λ of the whole reactor by using again the " α perturbation" method (Eq 12) with the above defined velocities, which can also be used directly by space kinetics codes.

We will call "kinetic" the proposed adjustments as opposed to the "standard" ones. As far as one can see in the literature, "standard" means that the broad group velocities are obtained by

using a fine spectrum (G1 groups) to average the inverse velocities ($1/v$). Unfortunately, neutron spectra depend very much upon the position inside the boxes, so that, one cannot get a unique solution.

4. Numerical Results.

4.1 CROCUS Reactor and Benchmark Problems.

CROCUS is a light water moderated zero power reactor. Two types of fuel elements are used: 336 uranium oxide rods (1.8% enriched) in the inner zone and 176 uranium metal rods (0.9% enriched) in the outer zone. The characteristics of this reactor are given in the ref. [4] and the main feature to remember is that the criticality can be achieved by only adjusting the water level. This "clean geometry" is very convenient to validate LWR code system like ELCOS. Moreover, this reactor is small enough to be considered as a unique "fuel assembly". In other words, the whole reactor calculations can be made with the QP1 transport code (2nd step) for

a well defined (vacuum) boundary condition.

Two sets of 15 group cross sections have been prepared for both, diffusion and transport methods. The QP1 calculations of the reactor lead to $k=1.00138$, if one uses the experimental critical height then, theoretical and experimental results are in very good agreement. Regarding the kinetic parameters, the standard method based on adjoint fluxes (Eqs 6) and the proposed one (Eqs 11, 13) have been compared with (1D, 2D and 3D) diffusion codes. One could not observe any significant discrepancy. As shown in Figs 1 and 2, dealing with the proposed method, the estimated values are quite constant over several decades.

For large α 's, it is clear from the

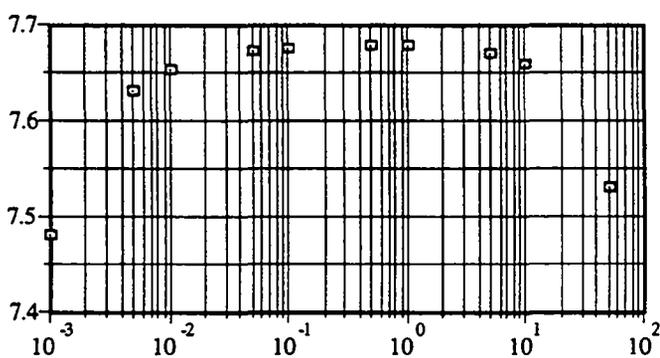


Figure 1: Effective delayed neutron yield β_{eff} [mk] versus α (k is within a 10^{-8} accuracy)

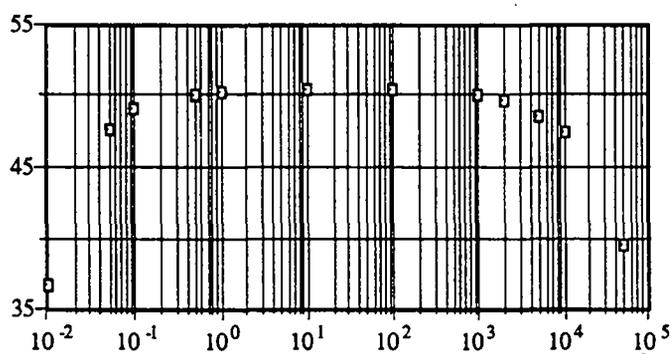


Figure 2: Generation time Λ [μs] versus α (k is within a 10^{-8} accuracy)

theory, that the results have no meaning. On the other hand, for very small values, the expected loss of digits may be observed. One may also note, that the 2nd calculations, dealing with the " α " states, can be strongly accelerated if the outer iterations are started with the previous neutron fission source distribution; for example, $k(0)$ and $k(\alpha)$ in the Eqs (11)(13) could require typically 21 and 5 outer iterations respectively.

As a last point, one has checked the accuracy of the factorization proposed in the sect. 3.1. This control has been made with diffusion codes which allow an easier implementation of both approaches (Eqs 9). One has found that, within 0.01 mk accuracy, the effective yields β_{eff} are the same. Then, this factorization procedures will be retained in the rest of the paper. The QP1 calculations have been performed with G1=15 groups: the first three ones, above 0.025 MeV, and the last six ones in the thermal range, $E < 1.3$ eV. With this group structure [7], one has obtained 7.63 mk and 48.2 μs for β_{eff} and Λ respectively. One must note that, almost all delayed neutrons are emitted in the 3rd group, one can't see the influence of the detailed spectra given by the most recent libraries. Then, this 3rd group has been splitted into 5 new ones (G1=19) giving $\beta_{\text{eff}}=7.68$ mk. Similary, with more groups in the thermal range (11 instead of 6), one gets the better value $\Lambda=50.4$ μs .

4.2 Beznau Reactor.

This PWR reactor has been analyzed, with plutonium recycling, at the beginning of cycle and at the end of cycle (BOC and EOC). It means that standard (UO_2) and MOX (UO_2+PuO_2) fuel assemblies, with different initial enrichments, have been considered as function of burnup and boron content. Then, the kinetic parameters have been calculated for about 80 representative boxes! Some results are given in Tab.1 for two very different fuel assemblies to emphasize the influence of plutonium.

Table 1: Kinetic parameters of typical BEZNAU assemblies

Box characteristics	$\bar{\beta}$ [mk]	Λ [μs]	v_1/v_2 [cm/s]
standard, 3.5% U^{235}	7.58	22.9	$1.96 \cdot 10^7 / 4.47 \cdot 10^5$
500 MWj/t	(7.12)	(19.4)	$(2.46 \cdot 10^7 / 4.43 \cdot 10^5)$
MOX, 2.8% fissile Pu	4.04	14.0	$2.46 \cdot 10^7 / 4.13 \cdot 10^5$
30000 MWj/t	(4.16)	(14.95)	$(2.50 \cdot 10^7 / 4.61 \cdot 10^5)$

If the boxes are not made critical (no DB^2 correction) before $\bar{\beta}$ and Λ calculations, one obtains slightly different values (in bracket). The reference results for velocities v_1/v_2 are based on the "kinetic adjustment", while the bracketed values are obtained from $1/v$ averages as explained in sect. 3.2. The final results for the whole reactor have been obtained through 3D diffusion calculations (G2=2) by using the appropriate kinetic parameters of each box. They are given in the first two columns of Tab. 2, together with the "standard" values (in bracket) which have been used until now [5]. The agreement is quite good, although these last values result from crude estimates of box kinetics parameters.

Table 2: Kinetic parameters of the BEZNAU reactor

Core loading	β_{eff} [mk]	Λ [μ s]	β_{eff}^* [mk]	Λ^* [μ s]
BOC	5.81 (5.713)	19. (18)	6.10	20.
EOC	5.25 (5.257)	21. (20.)	5.45	22.

In the last two columns, the same parameters are given for a uniform core loading, only made with UO_2 fuel elements (3.5% enriched). Although this case is not a real one, it can be used as a reference because of its simplicity.

Conclusion.

As it has been shown, standard codes for steady state reactors may be very easily used to produce kinetic parameters and the proposed philosophy is quite general. For example, the calculations of two group velocities may be extended to any number of broad groups by using a very powerful multigroup fundamental mode formalism; the contribution of each fissile material to the delayed neutron yields can also be calculated in order to emphasize the influence of the basic data given by standard libraries, etc. Unfortunately, due to the lack of space, the associated problems can not be discussed in length, these will however be made available soon in a Ph.D. work.

References.

1. G. Bell & S. Glasstone, Nuclear Reactor Theory, Van Nostran Reinhold Co (1970).
2. A. F. Henry, Nuclear Reactor Analysis, The MIT Press, Cambridge (1975).
3. J. M. Paratte and al., "Das PSI Codesystem ELCOS zur stationären Berechnung von Leichtwasserreaktoren", Proceedings of Jahrestagung Kerntechnik, Travemünde, p. 59 (1988).
4. R. Früh, "Réacteur CROCUS, Compléments au rapport de sécurité", LPR 174, IGA, DP, EPFL, (1990).
5. Beznau II. Reactorphysikalische rechnung für den 16. Zyklus, Arbeitsbericht KWU/ST 115/87/171 (1987).
6. C. Maeder, QP1, a Transport Program in x-y Geometry Based on Function Expansions in Angle and Space, EIR-Bericht 290, Würenlingen (1975). Paper presented at the IAEA Specialist meeting on "Methods of Neutron Transport Theory in Reactor Calculations", Bologna, 3-5 november 1975.
7. C. Decurnex, Evaluation des paramètres cinétiques des centrales nucléaires, application aux centrales utilisant des combustibles mixtes, Ph.D. Thesis, EPFL, to be published.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors are indebted to Dr. C. Maeder (HSK), J.M. Paratte (PSI) and Dr. E. Rutgers (NOK) for their kind support.

ANNEXE B

Structures des groupes de neutrons pour le calcul en transport et géométrie (x,y)

(Voir chapitre IV et V)

Domaine épithermique					
Groupe	Limite supérieure (eV)	Condensation (nb de groupes)			
		19	13	16	
1	1.5000 + 7	1	1	1	
2	1.0000 + 7				
3	6.0655 + 6				
4	3.6790 + 6	2	2		
5	2.2310 + 6				
6	1.3530 + 6				
7	8.2100 + 5	3	3	2	
8	5.0000 + 5	4	4		
9	3.0250 + 5	5	5		
10	1.8300 + 5				
11	1.1100 + 5	6	6		
12	6.7340 + 4	7	7		
13	4.0850 + 4				
14	2.4780 + 4	8	8	3	
15	1.5030 + 4				
16	9.1180 + 3				
17	5.5300 + 3				
18	3.5191 + 3				
19	2.2394 + 3				
20	1.4251 + 3				
21	9.0690 + 2	9	9	4	
22	3.6726 + 2				
23	1.4873 + 2				
24	7.5501 + 1	10			
25	4.8052 + 1				
26	2.7700 + 1				
27	1.5968 + 1	11			
28	9.8770 + 0	12	10	5	
29	4.0 + 0	13			
30	3.3 + 0				
31	2.6 + 0				
32	2.1 + 0				
33	1.5 + 0				

Domaine thermique					
Groupe	Limite supérieure (eV)	Condensation (nb de groupes)			
		19	13	16	
34	1.3 + 0	14	11	6	
35	1.15 + 0				
36	1.123 + 0				
37	1.097 + 0				
38	1.071 + 0	15	12	7	
39	1.045 + 0				
40	1.02 + 0				
41	9.96 - 1				
42	9.72 - 1			8	
43	9.5 - 1				
44	9.1 - 1				
45	8.5 - 1				
46	7.8 - 1				
47	6.25 - 1	16		9	
48	5.0 - 1				
49	4.0 - 1				
50	3.5 - 1			10	
51	3.2 - 1				
52	3.0 - 1	17		11	
53	2.8 - 1				
54	2.5 - 1				
55	2.2 - 1			12	
56	1.8 - 1				
57	1.4 - 1	18	13	13	
58	1.0 - 1				
59	8.0 - 2				
60	6.7 - 2				
61	5.8 - 2			14	
62	5.0 - 2				
63	4.2 - 2				
64	3.5 - 2	19		15	
65	3.0 - 2				
66	2.5 - 2				
67	2.0 - 2				
68	1.5 - 2			16	
69	1.0 - 2				
70	5.0 - 3				
	1.0 - 5				

Domaine épithermique					
Groupe	Limite supérieure (eV)	Condensation (nb de groupes)			
		19	28	50	
1	1.5000 + 7	1	1	1	
2	1.0000 + 7				
3	6.0655 + 6				
4	3.6790 + 6		2	2	
5	2.2310 + 6				
6	1.3530 + 6				
7	8.2100 + 5		3	3	
8	5.0000 + 5		4	4	
9	3.0250 + 5		5	5	
10	1.8300 + 5				
11	1.1100 + 5		6	6	
12	6.7340 + 4		7	7	
13	4.0850 + 4				
14	2.4780 + 4		8	8	
15	1.5030 + 4				
16	9.1180 + 3				
17	5.5300 + 3				
18	3.5191 + 3				
19	2.2394 + 3				
20	1.4251 + 3				
21	9.0690 + 2	2	9	9	
22	3.6726 + 2				
23	1.4873 + 2				
24	7.5501 + 1		10	10	
25	4.8052 + 1				
26	2.7700 + 1				
27	1.5968 + 1		11	11	
28	9.8770 + 0		12	12	
29	4.0 + 0		13	13	
30	3.3 + 0				
31	2.6 + 0				
32	2.1 + 0				
33	1.5 + 0				

Domaine thermique					
Groupe	Limite supérieure (eV)	Condensation (nb de groupes)			
		19	28	50	
34	1.3 + 0	3	14	14	
35	1.15 + 0			15	
36	1.123 + 0			16	
37	1.097 + 0			17	
38	1.071 + 0			18	
39	1.045 + 0			19	
40	1.02 + 0			20	
41	9.96 - 1			21	
42	9.72 - 1			22	
43	9.5 - 1			23	
44	9.1 - 1			24	
45	8.5 - 1			25	
46	7.8 - 1			26	
47	6.25 - 1			27	
48	5.0 - 1			28	
49	4.0 - 1			29	
50	3.5 - 1			30	
51	3.2 - 1			31	
52	3.0 - 1			32	
53	2.8 - 1			33	
54	2.5 - 1			34	
55	2.2 - 1			35	
56	1.8 - 1			36	
57	1.4 - 1			37	
58	1.0 - 1			38	
59	8.0 - 2			39	
60	6.7 - 2			40	
61	5.8 - 2			41	
62	5.0 - 2			42	
63	4.2 - 2			43	
64	3.5 - 2			44	
65	3.0 - 2			45	
66	2.5 - 2			46	
67	2.0 - 2			47	
68	1.5 - 2			48	
69	1.0 - 2			49	
70	5.0 - 3			50	
	1.0 - 5				

Domaine épithermique					
Groupe	Limite supérieure (eV)	Condensation (nb de groupes)			
		60	7	8	
1	1.5000 + 7	1	1	1	
2	1.0000 + 7	2			
3	6.0655 + 6	3			
4	3.6790 + 6	4		2	
5	2.2310 + 6	5			
6	1.3530 + 6				
7	8.2100 + 5	6	2	3	
8	5.0000 + 5	7			
9	3.0250 + 5	8			
10	1.8300 + 5				
11	1.1100 + 5	9			
12	6.7340 + 4	10			
13	4.0850 + 4				
14	2.4780 + 4	11			
15	1.5030 + 4	12			
16	9.1180 + 3	13			
17	5.5300 + 3	14			
18	3.5191 + 3				
19	2.2394 + 3	15			
20	1.4251 + 3				
21	9.0690 + 2	16	3	4	
22	3.6726 + 2	17			
23	1.4873 + 2	18			
24	7.5501 + 1	19			
25	4.8052 + 1				
26	2.7700 + 1	20			
27	1.5968 + 1	21	4	5	
28	9.8770 + 0	22			
29	4.0 + 0	23			
30	3.3 + 0				
31	2.6 + 0				
32	2.1 + 0				
33	1.5 + 0				

Domaine thermique					
Groupe	Limite supérieure (eV)	Condensation (nb de groupes)			
		60	7	8	
34	1.3 + 0	24	5	6	
35	1.15 + 0	25			
36	1.123 + 0	26			
37	1.097 + 0	27			
38	1.071 + 0	28			
39	1.045 + 0	29			
40	1.02 + 0	30			
41	9.96 - 1	31			
42	9.72 - 1	32			
43	9.5 - 1	33			
44	9.1 - 1	34			
45	8.5 - 1	35			
46	7.8 - 1	36			
47	6.25 - 1	37	6	7	
48	5.0 - 1	38			
49	4.0 - 1	39			
50	3.5 - 1	40			
51	3.2 - 1	41			
52	3.0 - 1	42			
53	2.8 - 1	43			
54	2.5 - 1	44			
55	2.2 - 1	45			
56	1.8 - 1	46			
57	1.4 - 1	47	7	8	
58	1.0 - 1	48			
59	8.0 - 2	49			
60	6.7 - 2	50			
61	5.8 - 2	51			
62	5.0 - 2	52			
63	4.2 - 2	53			
64	3.5 - 2	54			
65	3.0 - 2	55			
66	2.5 - 2	56			
67	2.0 - 2	57			
68	1.5 - 2	58			
69	1.0 - 2	59			
70	5.0 - 3	60			
	1.0 - 5				

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Nuclear Reactor Analysis, A. F. Henry, The MIT Press, Cambridge, Massachussets (1975).
- [2] Nuclear Reactor Theory, G. Bell & S. Glasstone, Van Nostran Reinhold Company (1970).
- [3] Physics Of Nuclear Kinetics, G. R. Keepin, Addison-Wesley Publishing Company (1965).
- [4] Traité de neutronique, P. Reuss & J. Bussac, Hermann, Paris (1985).
- [5] Installations Nucléaires, J. Ligou, Presses Polytechniques Romandes, Lausanne (1982).
- [6] Plutonium fuel - an assessment, Nuclear Energy Agency OECD, Paris (1989).
- [7] The Chemistry of the Actinide Elements, J. J. Katz, G. T Seaborg, L. R. Morse, 2ème édition, Vol. 1, p.505, Chapman and Hall, London (1986).
- [8] Plutonium Handbook, A Guide to the Technology, O. I. Wick, Gordon & Breach (1967).
- [9] Recycling of Fuel, A. A. Farmer, Nucleat Power Technology, Vol. 2, Oxford Science Publications (1983).
- [10] Nuclear Energy and its Fuel Cycle; Prospect to 2025, NEA/OECD Nuclear Energy Agency, Paris (1987).
- [11] The Enviroment and Biological Behavior of Plutonium and some other Transuranium Elements, NEA/OECD, Nuclear Energy Agency, Paris (1981).
- [12] A review of the properties of plutonium, its biological effects and its place in the fuel cycle, C. A. Harte, CEGB report RD/B/N4260, London (1978).
- [13] The Metabolism of Plutonium and related Elements, ICRP 48, Pergamon Press, Oxford (1986).
- [14] Nuclear Power: Health Implications of Transuranium Elements, World Health Organisation, Copenhagen (1982).
- [15] The toxicology of plutonium, americium and curium, J.C. Nenot, J.W. Stather, Pergamon Press, Oxford (1979).
- [16] The Toxicity of Plutonium, Medical Research Council, HMSO, London (1975).
- [17] M.F. James, Journal of Nuclear Energy, 23, 517, (1969).
- [18] Delayed Neutrons Data and Group Parameters for 43 Fissioning Systems, M.C. Brady, T. R. England, Nuclear Science & Engineering, 103, 129 (1989).

- [19] Nuclear Fission, J. R. Huizenga, R. Vandenbosch, Academic Press, London (1973).
- [20] A.C. Wahl, Proc.IAEA Symp. Phys. Chem. Fission, Salzburg 1965, Vol I, p. 317, IAEA, Vienna (1965).
- [21] Revue Générale Nucléaire, 4, juillet-août (1991).
- [22] MELOX, la fabrication du combustible à oxyde mixte, R. Lorenzelli, Revue Générale Nucléaire, 4, 298 (1991).
- [23] Combustibles mixtes au plutonium: MELOX produira en 1995, Revue Générale Nucléaire, 2, 162, (1991).
- [24] Plutonium Processing at the Siemens HANAU Fuel Fabrication Plant, J. Krellmann, Nuclear Technology, 102, 18, (1993).
- [25] Investigation of the Nuclear Inventories of High-Exposure PWR MOX Fuels with Multiple Recycling of Self-Generated Plutonium, H.W Wiese, Nuclear Technology, 102, 68, (1993).
- [26] Irradiation Behavior of UO₂/PuO₂ Fuel in LWR, W. Goll, H. P. Fuchs, R. Manzel, F. U. Schlemmer, Nuclear Technology, 102, 29 (1993).
- [27] Analysis and Synthesis of the Theoretical Studies Performed on the Control and the Safety of LWR's Burning Plutonium Fuel, CEC, EUR 8118EN (1982).
- [28] In-pile performance of mixed-oxyde fuel with particular emphasis on MIMAS fuel, P. Deramaix, D. Haas, J. Van De Velde, Nuclear Technology, 102, 47, (1993).
- [29] Experience In PWR and BWR Mixed-Oxyde Fuel Management, G.J Schlosser, W. D. Krebs, P. Urban, Nuclear Technology, 102, 54, (1993).
- [30] Laying the foundations for plutonium recycle in light water reactors, H. Bairiot, Nuclear Engineering International, 29, 27, (1984).
- [31] A Plutonium Recycling Scenario in Light Water Reactors, Assessment of Environmental Impact in the European Community, CEC, EUR 7768, Harwood Academic Publishers (1982).
- [32] Control and safety of light water reactors fuelled with plutonium (synthesis), CEC, EUR 7368EN (1981).
- [33] Comparative steady-state and dynamic studies on a large PWR fuelled with uranium and plutonium (EUR 6856EN), European Applied Research Reports, Vol 2, n° 4 et 5, (1980).
- [34] Etude du contrôle et de la sûreté du recyclage du plutonium dans un REP type BUGEY (rapport final), J. Bergeron & al, Communication n° 3776 FR 1980 n°3873 EN 1981 (CEA/EdF).
- [35] Multidimensional Failure Analyses for LWR with Plutonium Fuel (final report) part 1, PWR, KWU, Communication n° 3777/I, 1980.
- [36] PWR of 900 MWe Loaded with Pu - TIHANGE Type - Steady State Studies and Accident Analysis (Final Report), H. Bonet & al, Belgonucléaire, Communication n°3785 1980.
- [37] Nuclear Reactor Kinetics, M. Ash, McGraw&Hill (1979).

- [38] Computational Methods of Neutron Transport, E.E. Lewis, W.F. Miller, John Wiley & Son, New York (1984).
- [39] Transport Equation with Delayed Neutrons. G. S. Chen. Transport Theory and Statistical Physics, 19(2), 115-137 (1990).
- [40] Direct Calculations of Kinetic Parameters, Ch. Decurnex, R. Früh & J. Ligou, article présenté à la conférence internationale "Reactor Physics and Reactor Computations", European Nuclear Society, Tel-Aviv, Israel, 23-26 janvier 1994
- [41] Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF/B-VI, ENDF-102, BNL-NCS-44945, P.F: Rose&al, (1990).
- [42] Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF/B-V, ENDF-102, R. Kinley, Brookhaven National Laboratory (1979).
- [43] Importance: The Adjoint Function, J. Lewins, Pergammon Press (1965).
- [44] The JEF Evaluated Data File Validation of the Version 1 and Version 2, Development Status, M. Salvatores, C. Nordberg, Proc. Int. Reactor Physics Conf. Hole, Wyoming, ANS, september (1988).
- [45] Berechnung kinetischer Parameter, Dr. R. Böhm, Dr. Finnemann, Siemens KWU, Arbeitsbericht U6 514/88/187 (1988).
- [46] Réacteur CROCUS, Rapport de sécurité, R. Früh, LPR 134, IGA, EPFL (1985).
- [47] Réacteur CROCUS, Compléments au rapport de sécurité, Réactivité et paramètres cinétiques, R. Früh, LPR 174, IGA, EPFL (1990).
- [48] Réacteur CROCUS, Compléments au rapport de sécurité, Réactivité et paramètres cinétiques, R. Früh, LPR 196, IGA, EPFL (1993).
- [49] PWR Core Follow Calculations using the ELCOS Code System, P. Grimm, J.M. Paratte, TM-41-90-14, PSI, Villigen (1990). Papier présenté à la conférence internationale "Physics of Reactors: Operation, Design and Computation" (PHYSOR), Marseille, France, 23-27 avril, (1990).
- [50] Validation des la méthode de calcul ETOBOX/BOXER pour les réseaux LWR à UO_2 sur la base des expériences TRX, BAPL- UO_2 et d'autres expériences critiques, J.M. Paratte, EIR-Bericht 556, EIR, Villigen (1985).
- [51] ENDF/B Summary Documentation, BNL 17541, Brookhaven National Laboratory (1976).
- [52] QP1, a Transport Program in x-y Geometry Based on Function Expansions in Angle and Space, C. Maeder, EIR-Bericht 290, Würenlingen (1975). Paper presented at the IAEA Specialist meeting on "Methods of Neutron Transport Theory in Reactor Calculations", Bologna, 3-5 november 1975.
- [53] Van Hove L., Physical Review, 95, 249-262 (1954).
- [54] BOXER User's Manual, J.M. Paratte, K. Foskolos, P. Grimm, C. Maeder, TM-41-90-38, PSI, Villigen (1990).
- [55] CORCOD User's Manual, P. Grimm, C. Maeder, J.M. Paratte, TM-41-91-22, PSI, Villigen, (1991).

- [56] **Benützeranleitung des Leichtwasserreaktor-simulationscodes SILWER**, C. Maeder, K. Foskolos, P. Grimm, J.M. Paratte, TM-45-82-55, EIR, Würenlingen, (1982).
- [57] **ETOBX User's Manual**, J.M. Paratte, K. Foskolos, P. Grimm, C. Maeder, TM-41-90-33, PSI, Villigen (1990).
- [58] **Calcul du nouveau réacteur CROCUS de l'EPFL**, J.M. Paratte, TM-41-89-22, PSI, Villigen (1989).
- [59] **Amélioration de divers modèles pour le calcul des cellules dans le code BOXER** J.M. Paratte, TM-41-91-25, PSI, Villigen (1991).
- [60] **Expérimentation numérique III, Troisième cycle de la physique en Suisse romande**, J. Ligou, EPFL (1988).
- [61] **Simulation numérique du ralentissement d'ions dans la matière**, P. Miazza, Thèse n°932, EPFL (1991).
- [62] **Matrix Iterative Analysis**, R.S. Varga, Prentice-Hall Inc. (1962).
- [63] **Calcul de la réactivité des états sous-critiques de CROCUS à l'aide de la méthode des neutrons pulsés**, O. Zuchuat, diplôme EPFL (1990).
- [64] **Analyse des Steuerelementauswurfes in KKW Beznau II, Teil 1: Stationäre Kernanalyse und Erstellung der für die Störfallanalyse erforderlichen nuklearen Parameter**, Abschlussbericht, Projekt STARS, PSI-Bericht, Villigen, juin (1990)
- [65] **Modelling of the surrounding of MOX fuel in PWRs**, G. Abu-Zaied, P. Grimm, J. M. Paratte, PSI-Bericht 75, PSI Villigen (1990).
- [66] **BEZNAU-II, Reaktorphysikalische Rechnungen für den 16. Zyklus, Umsetzplan**, Stand vom 18.07.1987, Arbeits-Bericht KWU/ST 115/87/171.

REMERCIEMENTS

Je remercie très sincèrement M. le Professeur Jacques Ligou d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Grâce à ses compétences mais également à ses grandes qualités humaines, il a beaucoup contribué à la réalisation de ce travail.

De nombreuses personnes ont également collaboré à cette étude. Mes remerciements s'adressent plus particulièrement à

- M. René Früh, méticuleux chef d'exploitation du réacteur CROCUS, avec qui il a toujours été un plaisir de discuter. Sa disponibilité et son sérieux nous ont permis de réaliser d'importants volets de la thèse.
- M. Jean-Marie Paratte, pour son amabilité et son aide en ce qui concerne le système de code de calcul de réacteur.
- M. Claude Maeder, le chef de ce projet pour la DSN, pour ses conseils avisés, sa gentillesse et son soutien constant.
- M. Eric Rutgers, de la centrale nucléaire de Beznau, pour les données du réacteur.
- Mme Anne Possoz, pour son précieux support en informatique.
- M. Claude Jacquat, notre dessinateur, pour sa disponibilité et la qualité de réalisation des figures et Mme Nathalie Guisolan, pour le tirage de la photo de CROCUS.
- MM. Charles Glauser et Jean-Pierre Steudler qui n'ont pas seulement été de parfaits opérateurs du réacteur mais également de véritables amis, toujours prêts à rendre service.
- M. Paul Brand, homme à tout faire providentiel, qui manquera toujours au GA.

Durant mon séjour à l'Institut de Génie Atomique, de nombreuses personnes m'ont apporté leur amitié et leur soutien. Que chacun trouve ici ma reconnaissance.

Je remercie enfin MM. R. Sanchez, Cl. Maeder, J. M. Paratte, P. A. Haldy et M. le Prof. J. Buttet pour avoir bien voulu accepter de juger ce travail.

Durant cette étude, j'ai bénéficié d'un soutien financier qui m'a été apporté par la division principale de sécurité des installations nucléaires.

CURRICULUM VITÆ

Christian Decurnex

né à Rolle (CH), le 3 novembre 1965,
suisse, célibataire

EXPÉRIENCE PROFESSIONNELLE

**Laboratoire de physique des réacteurs - DP - EPFL
CH-1015 Lausanne**

05/1989 - aujourd'hui	Assistant-doctorant Assistant de travaux pratiques en physique des neutrons Organisation de travaux pratiques et travaux de diplôme Responsable système des stations de travail du laboratoire
06/1990 - aujourd'hui	Chef d'exploitation remplaçant du réacteur CROCUS
10/1990 - aujourd'hui	Délégué de l'Institut de Génie Atomique à la commission informatique du département de physique
03/1992 - 03/1993	Assistant des travaux pratiques débutants

**European Design Operation - MOTOROLA SA
CH-1211 Genève 8**

11/1987 - 04/1989	Ingénieur système d'un réseau de 45 stations de travail de type HP/Apollo® utilisé pour le développement de circuits intégrés
-------------------	--

FORMATION

1987	Diplôme d'Études Approfondies (DEA) en physique des réacteurs nucléaires (Université de Paris XI - Orsay et Institut des Sciences et Techniques Nucléaires - Saclay)
1986	Diplôme d'ingénieur ETS en génie électrique avec orientation en génie nucléaire (École d'Ingénieurs de Genève)

