



HAL
open science

Réacteurs hybrides : Avancées récentes pour un démonstrateur

A. Billebaud

► **To cite this version:**

A. Billebaud. Réacteurs hybrides : Avancées récentes pour un démonstrateur. École thématique. Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Maubuisson, 18-23 Septembre 2006, 2007. cel-00139971

HAL Id: cel-00139971

<https://cel.hal.science/cel-00139971>

Submitted on 4 Apr 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Réacteurs hybrides : avancées récentes pour un démonstrateur

Annick BILLEBAUD

*Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
IN2P3-CNRS/UJF/INPG
53 av. des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France
billebaud@lpsc.in2p3.fr*

décembre 2006

RESUME

Les réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur font l'objet de nombreux programmes de recherche depuis plus d'une dizaine d'années, avec l'objectif de tester leur faisabilité tant sur le plan du concept que sur celui d'outils dédiés à la transmutation. De nombreux points clés comme l'accélérateur, la cible de spallation, ou la neutronique du milieu sous-critique ont été activement investigués ce qui permet déjà d'effectuer des choix technologiques et de concevoir dans un premier temps un prototype de faible puissance (quelques dizaines de MWth) à l'échelle européenne. Les programmes dédiés au pilotage des systèmes sous-critiques ont proposé une procédure pour suivre en ligne la réactivité du système qui sera validée dans les années qui viennent. Les travaux sur les accélérateurs permettent d'établir déjà le schéma d'une machine pour un tel système et les travaux sur leur fiabilité se poursuivent. Une cible de spallation avec fenêtre a été mise en œuvre au PSI et le design d'une cible sans fenêtre est en cours. Tous ces travaux convergent vers le design d'un ADS de démonstration européen l'ETD/XT-ADS qui pourrait être le projet belge MYRRHA.

ABSTRACT

Accelerator driven sub-critical reactors are subject of many research programmes since more than ten years, with the aim of testing the feasibility of the concept as well as their efficiency as a transmutation tool. Several key points like the accelerator, the spallation target, or neutronics in a subcritical medium were investigated extensively these last years, allowing for technological choices and the design of a low power European demonstration ADS (a few tens of MWth). Programmes dedicated to subcritical reactor piloting proposed a monitoring procedure to be validated in forthcoming experiments. Accelerator R&D provided the design of a LINAC for an ADS and research work on accelerator reliability is going on. A spallation target was operated at PSI and the design of a windowless target is in progress. All this research work converges to the design of a European demonstration ADS, the ETD/XT-ADS, which could be the Belgian MYRRHA project.

Sommaire

Résumé-Abstract	1
Sommaire	2
Liste des notations	3
Introduction	5
1. Principe et intérêt des réacteurs hybrides ou « ADS »	5
1.1. Milieu multiplicateur sous-critique	5
1.2. Principe d'un système hybride	5
1.3. Importance des neutrons source	6
1.4. Gains neutronique et énergétique	8
1.5. Intérêts d'un réacteur hybride : bilan neutronique	8
2. Le pilotage et le contrôle des ADS	9
2.1. Relation courant/puissance	9
2.2. Pilotage et sûreté d'un système sous-critique	9
2.3. Mesure et contrôle de la réactivité	10
2.3.1. Méthode « de référence »	10
2.3.1.1. Méthode par chute de barre ou « rod-drop »	10
2.3.1.2. Méthode par Multiplication de Source Approchée (MSA)	11
2.3.1.3. Méthode par Multiplication de Source Modifiée (MSM)	11
2.3.2. Méthodes « de source pulsée » (PNS methods)	12
2.3.2.1. Méthode des aires (area method)	12
2.3.2.2. Méthodes d'ajustement (fitting methods)	13
2.3.3. Méthodes de « retrait de source » (source jerk or prompt jump techniques)	15
2.3.4. Méthodes « de fluctuation de bruit » (noise techniques)	16
2.3.4.1. La méthode Rossi-alpha	17
2.3.4.2. La méthode Feynman-alpha	17
2.3.4.3. La méthode CPSD	17
2.3.5. Procédure de contrôle de la réactivité d'un ADS	17
3. Vers un démonstrateur	19
3.1. Synthèse des avancées récentes	19
3.1.1. L'accélérateur	19
3.1.2. La cible de spallation	21
3.1.2.1. Les matériaux	21
3.1.2.2. Le design d'une cible avec fenêtre	22
3.1.2.3. Le design d'une cible sans fenêtre	23
3.1.3. Le combustible	23
3.1.4. Les données nucléaires	24
3.2. Projets européens de démonstration pour un ADS industriel	25
3.2.1. XADS refroidi au Pb-Bi liquide	25
3.2.2. XADS refroidi au gaz	26
3.2.3. Des conclusions de PDS-XADS vers les projets actuels	26
3.3. Le projet MYRRHA	27
3.3.1. Description générale	27
3.3.2. Le design de l'accélérateur	28
3.3.3. Le design de la cible de spallation sans fenêtre	29
3.3.4. Le design du cœur sous-critique	31
4. Conclusion	32
Remerciements	32
Références	33

Liste des notations

[= ...]	notation équivalente dans le cours de P. Baeten (ibid.)
k	facteur de multiplication neutronique d'un réacteur, rapport du nombre de neutrons à la génération $i+1$ au nombre de neutrons de la génération i
k_s	facteur de multiplication moyen en présence d'une source
k_{eff}	facteur de multiplication effectif
k_p	facteur de multiplication prompt = $k_{eff}(1-\beta_{eff})$
σ_f, σ_c	sections efficaces de fission et de capture
ϕ^*	facteur d'importance de la source
$\bar{\Psi}_s, \bar{\Psi}_f$	importances moyennes des neutrons source et des neutrons de fission
ρ_s, ρ_{eff}	réactivités source et effective = $\frac{k_{s\text{ ou }eff} - 1}{k_{s\text{ ou }eff}}$
ρ_s	réactivité exprimée en « dollars » = ρ/β
N_s	nombre de neutrons de spallation (neutrons source) créés par proton
G	gain énergétique du système hybride
ν	nombre de neutrons moyen émis par fission
E_f	énergie moyenne libérée par fission
E_p	énergie cinétique des protons incidents sur la cible de spallation
N_d	nombre de neutrons disponibles par fission
N_f	nombre de fissions
α	constante de décroissance exponentielle dans la cinétique point (physique des réacteurs, cf. relation (28)) ; désigne aussi le nombre de neutrons nécessaires pour créer une fission = $(\sigma_f + \sigma_c)/\sigma_f$
P_{th}	puissance thermique
S	nombre de neutrons source par seconde
I	courant de protons envoyé sur la cible de spallation
e	charge électrique élémentaire
$E_{cible(p,n)spal}$	énergie moyenne nécessaire pour produire un neutron par spallation sur un matériau cible donné
ℓ	temps de vie moyen (= durée de vie moyenne) d'un neutron prompt
$\bar{\ell} [= \ell^*]$	temps de vie moyen (= durée de vie moyenne) d'un neutron de fission (tient compte des neutrons retardés)
Λ	durée de génération moyenne = temps moyen entre deux générations = ℓ / k_{eff}
β_{eff}	fraction effective de neutrons retardés
$\bar{\tau} [= t_m]$	temps d'émission moyen des neutrons retardés (temps moyen entre la fission et l'émission du neutron retardé par son précurseur) = $\frac{1}{\sum_i \beta_i} \sum_i \beta_i t_i$ où β_i est la fraction de neutron émis
	avec le retard $t_i = 1/\lambda_i$
λ ou λ_i	constante de décroissance pour un groupe de précurseurs (de neutrons retardés)
$\bar{\lambda}$	constante de décroissance moyenne des précurseurs = $1/\bar{\tau}$
f	fraction de saut prompt
$n, n(t)$	quantité de neutrons dans le réacteur (fonction du temps)
ε	efficacité d'un détecteur
$C_{1,2}$	taux de comptage d'un détecteur
C, C'	facteurs de proportionnalité
f_{MSM}	facteur de correction utilisé dans la méthode MSM
A_p	aire de la surface « prompte » dans la méthode des aires
A_d	aire de la surface « retardée » dans la méthode des aires
n_c, n_r	populations de neutrons dans le cœur et le réflecteur
k_c	facteur de multiplication du cœur
τ_c, τ_r	durées de vie promptes des neutrons dans le cœur et le réflecteur
f_{rc}, f_{cr}	fractions de neutrons fuyant du réflecteur vers le cœur et inversement ; on note aussi $f = f_{cf} f_{rc}$ dans les modèles « à deux régions » des méthodes d'ajustement
c_i	population de précurseurs du groupe i
ω, ω_i	racines des équations différentielles d'évolution temporelle de la population de neutrons dans un cœur

$P(\tau)$	distribution des temps entre les générations de neutrons, où τ est « l'âge » auquel un neutron donne naissance à une autre génération de neutrons
$P'(\tau)$	distribution $P(\tau)$ normalisée à 1
P_H, P_L, P_C	population de neutrons à un niveau haut (H) de la source de neutrons, à un niveau bas (L), et juste après la décroissance prompte lors du passage du niveau haut au niveau bas (C) dans la méthode de source jerk
ϕ	flux de neutrons
c_H	population de précurseurs au niveau haut dans la méthode de source jerk
S_I	source de neutrons intrinsèque d'un cœur due à la nature du combustible

Introduction

Depuis près de quinze ans le concept du couplage d'un accélérateur de particules à un réacteur nucléaire sous-critique muni d'une cible de spallation a refait surface dans le cadre des études de systèmes innovants pour la production d'énergie nucléaire et la transmutation des déchets nucléaires. C'est avec le développement des accélérateurs électrostatiques vers la fin des années trente (en particulier le cyclotron inventé par E.O. Lawrence) que G. Seaborg et ses collaborateurs ont l'idée d'utiliser les neutrons émis par une cible d'uranium bombardée par des protons de haute énergie pour réaliser la transmutation de noyaux lourds et créer des transuraniens. En particulier ils sont les premiers à utiliser ce principe pour produire du plutonium 239 en 1941. A cette période et jusqu'au début des années soixante le potentiel d'un tel système conduit surtout à imaginer des dispositifs destinés à produire du plutonium pour des applications militaires. Parallèlement à cela les canadiens conduits par W.B. Lewis s'intéressent à ces systèmes pour produire de l'énergie : n'ayant pas de séparateur isotopique, des neutrons de spallation sont utilisés pour produire de l'uranium 233 à partir de thorium 232 et ainsi augmenter la quantité de matière fissile d'un réacteur. Mais le rapide développement des réacteurs refroidis à l'eau mena à l'abandon de cette piste. Le concept refit surface dans les années quatre-vingt avec les équipes de K. Furukawa, C. Bowman et C. Rubbia et des objectifs variés. La première s'intéressait à un ADS à sels fondus pour mettre en place une filière surrégénératrice à partir du cycle ^{232}Th - ^{233}U . Le projet de C. Bowman consistait à y ajouter l'incinération des transuraniens, en particulier celle du plutonium, et des produits de fission à vie longue. Enfin le projet de C. Rubbia poursuivait des objectifs similaires mais avec un réacteur rapide refroidi au plomb liquide. C'est à partir de ces derniers concepts que les efforts de recherche se sont accentués au niveau international. Il est intéressant de constater qu'au cours du temps on est passés de la production de transuraniens à leur destruction, à partir du même principe assisté par accélérateur. Si aujourd'hui la communauté internationale admet que les avantages de sûreté de ces réacteurs sous-critiques ne sont pas suffisants pour justifier leur déploiement dans une perspective de production d'énergie, elle continue néanmoins de s'y intéresser pour l'incinération des actinides mineurs.

Après un rappel des principes de base des ADS ce cours refait un point sur le développement des recherches consacrées aux ADS depuis l'école Joliot-Curie de 1996 consacrée à la production d'énergie nucléaire et au traitement des déchets. On pourra se reporter aux cours de cette première école pour trouver les bases de chacun des points clés de ces systèmes ainsi qu'une autre approche des principes de base des systèmes pilotés par accélérateur [1].

1. Principe et intérêt des réacteurs hybrides ou « ADS »

1.1. Milieu multiplicateur sous-critique

Un milieu multiplicateur de neutrons est un milieu contenant des noyaux fissiles, formant l'essentiel du combustible nucléaire, où l'absorption d'un neutron par l'un de ces noyaux peut conduire à la fission de celui-ci, et donc à l'émission de nouveaux neutrons, mais aussi à la production de nouveaux isotopes par augmentation de la masse du noyau fissile (captures neutroniques). La présence d'autres noyaux (isotopes non fissiles du combustible, matériaux de structure,...) peut conduire également à la capture *stérile* (i.e. n'engendrant pas de nouveaux neutrons) de neutrons. Lorsque l'on fait le bilan des neutrons créés et absorbés dans ce milieu, ou plus exactement le rapport des deux, on caractérise son *facteur de multiplication* k , que l'on peut aussi définir comme le rapport du nombre de neutrons de la génération $i+1$ au nombre de neutrons de la génération i . Lorsque ce facteur $k < 1$, on dit que le milieu est *sous-critique*. Un neutron injecté dans ce milieu va initier la création un certain nombre de neutrons de fission, il est *multiplié* par un facteur $k/(1-k)$, mais la réaction en chaîne finira par s'éteindre, ce qui est la caractéristique d'un milieu sous-critique.

1.2. Principe d'un système hybride

Contrairement au cas d'un réacteur critique ($k=1$), la réaction en chaîne dans un réacteur sous-critique doit donc être entretenue par un apport continu de neutrons : une source de neutrons doit

être introduite dans le milieu multiplicateur. La source de neutrons la plus communément admise pour ce type de système est une source de spallation créée par l'interaction d'un faisceau de protons accélérés avec une cible lourde comme du plomb. Ceci conduit donc à l'association « hybride » d'un accélérateur de particules et d'un réacteur nucléaire. Un schéma de principe d'un tel système est montré figure 1.

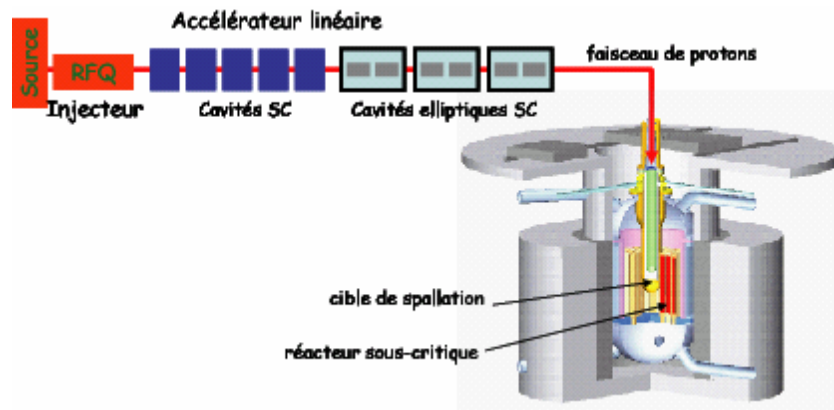


Figure 1 : Schéma de principe d'un réacteur hybride ou ADS.

1.3. Importance des neutrons source

On a vu par ailleurs (cf. cours *Physique des réacteurs* ibid.) qu'un milieu fini était caractérisé par son facteur de multiplication effectif k_{eff} .

Dans un réacteur sous-critique associé à une source, les premiers neutrons injectés dans le réacteur sont ceux de la source : ils ont une distribution énergétique et spatiale propre à cette source et un environnement donné (on peut être proche de la zone de combustible, ce qui favorise la multiplication, ou proche d'une zone « passive » ce qui l'atténue). L'optimisation du système conduit à placer la source au centre de la zone combustible. Les neutrons source se multiplient donc en s'éloignant de la source en prenant dès la seconde génération la distribution énergétique de neutrons de fission. De génération en génération la distribution spatiale des lieux de fission évolue progressivement jusqu'à une distribution asymptotique homogène dite « stabilisée » (ou celle du mode « fondamental ») indépendante de la source initiale et équivalente à celle des neutrons de fission dans un cœur critique. Ainsi un milieu sous-critique couplé à une source de neutrons sera caractérisé par le facteur de multiplication source k_s qui tient compte du début inhomogène de la multiplication et qui est différent de k_{eff} .

Ainsi le nombre de neutrons dans une chaîne de fission initiée par un neutron source est:

$$1 + k_1 + k_1 k_2 + k_1 k_2 k_3 + \dots + k_1 k_2 k_3 \dots k_i + \dots = \sum_{i=0}^{+\infty} \left(\prod_{j=0}^i k_j \right) = \sum_{n=0}^{+\infty} k_s^n = \frac{1}{1 - k_s} \quad (1)$$

où k_i est le facteur de multiplication de la génération i , avec $k_0=1$ représentant le neutron qui initie la chaîne de fission, et où k_s représente le facteur de multiplication moyen d'une chaîne initiée par un neutron source. On observe également que

$$\lim_{i \rightarrow +\infty} k_i = k_{eff} \quad (2)$$

(cf. figure 2).

On définit le *facteur d'importance de la source* φ^* comme le rapport de l'importance¹ moyenne des neutrons source $\bar{\Psi}_s$ à celle des neutrons de fission $\bar{\Psi}_f$ [2, 3]. Dans le cas d'un

¹ Dans un système critique l'*importance neutronique* vient pondérer le flux neutronique $\phi(\vec{r}, \nu, \vec{\Omega})$ en fonction de l'énergie, la position et l'environnement du neutron à l'origine de ce flux, c'est-à-dire qu'elle détermine « l'importance » du point de naissance du neutron. On l'appelle aussi le *flux adjoint* $\phi^+(\vec{r}_0, \nu_0, \vec{\Omega}_0)$ qui est défini comme égal au nombre de neutrons présents dans le réacteur critique suffisamment longtemps après l'introduction d'un neutron de vitesse $\nu_0 \vec{\Omega}_0$ en \vec{r}_0 . Après les transitoires le flux

réacteur sous-critique, il peut être considéré comme le rapport du nombre de descendants d'un neutron source $k_s/(1-k_s)$ au nombre de descendants d'un neutron de fission $k_{eff}/(1-k_{eff})$. On a ainsi

$$\varphi^* = \frac{\bar{\Psi}_s}{\bar{\Psi}_f} = \frac{k_s}{1-k_s} \frac{1-k_{eff}}{k_{eff}} = \frac{\rho_{eff}}{\rho_s}, \quad (3)$$

le facteur d'importance pouvant donc s'exprimer directement par le rapport des réactivités effective et source associées aux facteurs de multiplication du même nom. Examinons la valeur de ce paramètre :

- $\varphi^* < 1$: les neutrons de la source se multiplient en moyenne moins que ceux du cœur : cela peut être le cas par exemple si la source externe est placée loin de la zone de combustible
- $\varphi^* = 1$: la source externe de neutrons est identique à la source de fission : c'est un cas assez théorique mais le facteur d'importance de la source intrinsèque d'un réacteur dont le combustible est du type MOX (où des fissions spontanées et des réactions (α, n) ont lieu) s'en approche fortement essentiellement parce que la zone d'émission de cette source est la même que celle de la source de fission, c'est-à-dire le combustible ; on s'approche également de cette valeur lorsque la source externe est une source $D(d, n)^3He$
- $\varphi^* > 1$: les neutrons de la source se multiplient en moyenne plus que ceux du cœur : c'est le cas lorsque la source a une distribution énergétique permettant d'induire des réactions libérant des neutrons comme les réactions $(n, 2n)$: par exemple une source $T(d, n)^4He$ dont les neutrons de 14 MeV dépassent le seuil de 7 MeV des réactions $(n, 2n)$; la position de la source par rapport au combustible (donc sa position) doit également être optimisée pour atteindre ce cas de figure.

Le paramètre φ^* est donc très important dans l'optimisation d'un système ADS car il caractérise la rentabilité des neutrons externes « ajoutés » et donc de la qualité du couplage entre la source et le cœur. On comprend aisément que ces neutrons « ajoutés » ont un certain « coût » énergétique, et qu'il convient par conséquent d'avoir un facteur d'importance le plus élevé possible pour réduire ce coût. Dans la maquette d'ADS à puissance nulle réalisée pour l'expérience MUSE-4 [7] la source externe de neutrons était une source $T(d, n)^4He$ placée au centre d'une petite zone de plomb elle-même placée au centre du combustible, ce qui permettait d'avoir φ^* supérieur à 2. Nous verrons au paragraphe 2.1 que la puissance thermique d'un système hybride est proportionnelle à φ^* et donc qu'à puissance thermique donnée, l'intensité du faisceau nécessaire pour alimenter la source de spallation est inversement proportionnelle à φ^* .

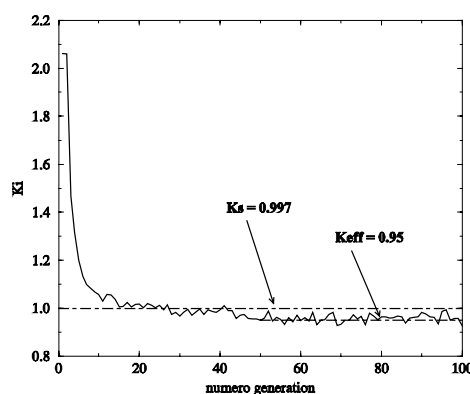


Figure 2 : Exemple de convergence du facteur k_s vers k_{eff} dans le cas d'un facteur d'importance de source $\varphi^* > 1$ [8].

observé sera donc $\phi^+(\vec{r}_0, \nu_0, \vec{\Omega}_0)\phi(\vec{r}, \nu, \vec{\Omega})$. Pour une description mathématique plus poussée nous renvoyons le lecteur aux références [4, 5, 6].

1.4. Gains neutronique et énergétique

Dans un système hybride un proton de haute énergie envoyé sur une cible lourde produit par spallation N_s neutrons source qui, multipliés dans le milieu sous-critique caractérisé par un facteur de multiplication k_s , produiront $N_s k_s / (1 - k_s)$ neutrons de fission ce qui représente le *gain neutronique*. Le fonctionnement d'un système hybride étant entretenu par un apport de neutrons issus d'un système externe, il est intéressant de connaître le rapport entre l'énergie produite et l'énergie consommée par le système couplé réacteur-accelérateur seul, appelé *gain énergétique* :

$$G = \frac{N_s k_s E_f}{\nu(1 - k_s) E_p} \quad (4)$$

où E_f est l'énergie moyenne libérée par fission, ν le nombre moyen de neutrons émis par fission et E_p l'énergie incidente des protons envoyés sur la cible.

Une application numérique de cette expression basée sur des grandeurs réalistes des différents paramètres ($N_s=31$ pour une cible en plomb, $E_f=0,18$ GeV, $\nu=2,5$, $k_s=0,97$, $E_p=1$ GeV) conduit à un gain égal à 72. On peut calculer le gain énergétique total du système en tenant compte du rendement de production d'électricité à partir de chaleur ($\approx 40\%$) et du rendement d'un accélérateur de haute intensité ($\approx 40\%$) ce qui conduit à un gain énergétique de 11,5 : la puissance nécessaire au fonctionnement de l'accélérateur représente alors environ 9% de la puissance produite par le système, ce qui valide la notion de « rentabilité » sur le plan énergétique.

1.5. Intérêts d'un réacteur hybride : bilan neutronique

Outre les avantages liés à la sûreté et au pilotage (cf. § 2.2), un réacteur hybride permet d'avoir une certaine quantité de neutrons dans le réacteur disponibles pour autre chose que l'entretien de la réaction en chaîne. Cette quantité N_d est égale au nombre total de neutrons produits dans le réacteur moins le nombre de neutrons nécessaires pour produire N_f fissions. Pour créer une fission il faut $(\sigma_f + \sigma_c) / \sigma_f$ neutrons (σ_f et σ_c étant les sections efficaces de fission et de capture du combustible respectivement), que l'on note aussi $(1 + \alpha)$. On a alors :

$$N_d = \frac{N_s}{1 - k_s} - N_f(1 + \alpha) \quad (5)$$

ce qui peut être mis sous la forme :

$$N_d = N_f \left(\frac{\nu}{k_s} - 1 - \alpha \right) \quad (6)$$

en remarquant que $N_s k_s / \nu(1 - k_s) = N_f$.

Le nombre de neutrons disponibles par fission pour une puissance donnée est donc d'autant plus grand que k_s est petit. Il est à comparer aux $(\nu - 1 - \alpha)$ neutrons disponibles par fission dans un réacteur critique à même puissance. Bien sûr dans le cas du réacteur hybride les neutrons disponibles supplémentaires viennent de l'apport de la source externe car ces neutrons là ne « coûtent pas de neutrons ». Ils ont cependant un coût énergétique, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.4, qui conduit à optimiser k_s dans une certaine limite de rentabilité du système. Le nombre de neutrons réellement disponibles doit aussi prendre en compte les pertes par fuite ou captures « stériles » dans les matériaux de structure du réacteur. On évalue ces pertes à 0,2 neutrons par fission environ. Le bilan est plus ou moins favorable en fonction du spectre neutronique et de la composition du combustible. Tant que ce bilan neutronique est positif on peut envisager une utilisation de ces neutrons disponibles : la transmutation est l'application la plus sérieusement envisagée pour ce type de systèmes. L'incinération d'actinides mineurs quant à elle rend ce bilan plus qu'avantageux puisque les actinides, de par leur fission, entrent alors dans la catégorie « combustible » et le simple équilibre du bilan peut suffire.

Rappelons aussi que dans des conditions d'isogénération du combustible (chaque noyau fissile consommé est remplacé grâce à un noyau fertile), ce bilan deviendrait $\left(\frac{\nu}{k_s} - 2(1 + \alpha) \right)$.

2. Le pilotage et le contrôle des ADS

2.1. Relation courant/puissance

Exprimons la puissance thermique dégagée par le réacteur sous-critique en fonctionnement: elle se résume comme le produit du nombre de neutrons source par seconde S par l'énergie thermique dégagée par les fissions induites par un neutron source, soit :

$$P_{th} = S \frac{E_f k_s}{\nu(1-k_s)} \quad (7)$$

où E_f , ν et k_s sont tels que définis au paragraphe 1.4. Le terme source S peut s'exprimer comme :

$$S = \frac{I}{e} \frac{E_p}{E_{cible(p,n)spal}} \quad (8)$$

où I est le courant du faisceau de protons envoyé sur la cible de spallation, e la charge électrique élémentaire, E_p l'énergie cinétique des protons, et $E_{cible(p,n)spal}$ l'énergie moyenne nécessaire pour produire un neutron par spallation sur un matériau cible donné. Cette dernière grandeur est introduite suite au constat qu'au-dessus de 500 MeV le nombre de neutrons créés par réaction de spallation sur une cible lourde épaisse est à peu près proportionnel à l'énergie des protons incidents. Ainsi pour une cible épaisse de plomb $E_p/E_{Pb(p,n)spal}$ est estimé à 31 aussi bien d'après les calculs que l'expérience [9, 10]. La puissance thermique dégagée s'exprime donc finalement :

$$P_{th} = \frac{I}{e} \frac{E_p}{E_{cible(p,n)spal}} \frac{E_f k_s}{\nu(1-k_s)} \quad (9)$$

En première approximation, pour la compréhension du système, on estime que la plupart des grandeurs physiques intervenant dans cette expression sont stables dans le temps, ce qui conduit à écrire que :

$$P_{th}(t) = P_0 \frac{I(t)}{\rho_s} \quad (10)$$

et donne une vision claire du pilotage de la puissance du réacteur par l'intensité du faisceau fourni par l'accélérateur. Afin de mettre en évidence l'importance du couplage entre la source et le cœur vu au paragraphe 1.3. notons que cette expression peut également s'écrire

$$P_{th}(t) = P_0 \frac{I(t)}{\rho_{eff}} \varphi^* \quad (11)$$

En toute rigueur ce n'est pas exactement la réalité dans un réacteur de puissance car sa composition évolue avec la consommation du combustible, entraînant ainsi une modification des grandeurs telles que ν , E_f ou k_s , tandis que l'usure de la cible de spallation peut quant à elle conduire à un changement de $E_p/E_{Pb(p,n)spal}$. Il est toutefois intéressant de noter que l'évolution de certaines de ces grandeurs peut être compensée par I .

2.2. Pilotage et sûreté d'un système sous-critique

Dans un réacteur critique la condition de fonctionnement du réacteur est le maintien de $k_{eff}=1$. Le pilotage du réacteur consiste donc à maintenir cette valeur, ce qui est réalisé par insertion ou retrait de réactivité par l'intermédiaire de barres de pilotage. La puissance thermique d'un tel réacteur s'exprime :

$$P_{th}(t) = P_0 \exp\left(\frac{\rho_{eff} t}{\bar{\ell}}\right) = P_0 \exp\left(\frac{\rho_{eff} t}{(1-\beta_{eff})\ell + \beta_{eff}(\ell + \bar{\tau})}\right) = P_0 \exp\left(\frac{\rho_{eff} t}{\ell + \beta_{eff} \bar{\tau}}\right) \quad (12)$$

où $\bar{\ell}$ est le temps de vie moyen des neutrons de fission, ℓ le temps de vie moyen des neutrons prompts, β_{eff} la fraction effective de neutrons retardés, et $\bar{\tau}$ le temps d'émission moyen des neutrons retardés. Par conséquent les variations de réactivité doivent être petites devant β_{eff} afin que la puissance soit modifiée dans de faibles proportions. Dans un réacteur sous-critique des variations aussi petites de réactivité n'auraient quasiment pas d'impact sur la puissance puisque celle-ci est proportionnelle à $1/(1-k_s)$ et qu'il est généralement admis que la valeur de k_s est de

l'ordre de 0.97, soit une réactivité de -3000 pcm ou une dizaine de β_{eff} . Le réel paramètre de pilotage d'un ADS est donc l'intensité de la source pilotée par l'accélérateur.

Les avantages en terme de sûreté d'un réacteur sous-critique ne sont valides que si l'on peut vérifier à tout instant que le réacteur reste loin de la criticité. Une mesure quasi-continue de la réactivité ou du facteur de multiplication du réacteur s'impose. L'expression (10) laisse penser qu'une mesure de puissance donne accès à cette mesure de réactivité. Cependant la grandeur directement accessible par cette mesure est ρ_s (ou k_s) qui gouverne la multiplication moyenne du système avec une source. Or en quelques générations le facteur de multiplication tend vers celui d'une source de fission stabilisée k_{eff} (cf. Eq. (2)), qui caractérise le réacteur en lui-même, la source étant alors « oubliée ». C'est pourquoi il est admis que la sûreté du système est gouvernée par k_{eff} et non k_s . Par conséquent c'est k_{eff} qui devra être surveillé et tenu loin de la criticité: on pourrait se faire la remarque que si k_{eff} venait à augmenter k_s augmenterait également puisqu'il est une valeur moyenne tenant compte de l'évolution vers k_{eff} (cf. figure 2) et en conclure que la mesure de k_s suffit donc. Cependant on peut imaginer que, tandis que k_{eff} augmente, d'autres paramètres comme l'usure (ou la « consommation ») de la cible de spallation font diminuer k_s de telle façon qu'il reste finalement constant². On comprend alors qu'il est crucial de monitorer k_{eff} (ou ρ_{eff}) pour détecter toute évolution anormale de la réactivité du cœur. Cette question est un des thèmes majeurs et incontournables des expérimentations actuelles dédiées à la faisabilité des ADS. C'est l'objet du paragraphe suivant de faire un tour d'horizon des techniques récemment remises à l'épreuve pour mesurer ce paramètre, puis de préciser la procédure de mesure envisagée plus pratiquement.

2.3. Mesure et contrôle de la réactivité

2.3.1. Méthode « de référence »

La méthode de référence couramment utilisée pour qualifier des états sous-critiques consiste à réaliser dans un premier temps une mesure par chute de barre, comme dans les réacteurs critiques, ce qui permet de qualifier un premier état faiblement sous-critique. La détermination d'autres niveaux sous-critiques s'effectue ensuite par les méthodes de multiplication de source qui consistent à comparer le taux de comptage d'un détecteur au niveau considéré à celui obtenu au niveau qualifié par la chute de barre. Cette méthode de référence a été utilisée pour qualifier les réactivités des configurations étudiées lors de l'expérience MUSE-4 (SC0, SC2, SC3, SC3-Pb) [7], mais ne pourra s'appliquer au cas réel d'un ADS puisqu'il n'est pas prévu qu'il puisse être critique à quelque moment que ce soit. Il est cependant intéressant de connaître cette procédure dans la mesure où elle sert souvent de comparaison aux autres méthodes décrites plus loin.

2.3.1.1. Méthode par chute de barre ou « rod-drop »

Cette technique est basée sur l'insertion rapide (par « chute ») d'une barre de contrôle absorbante à partir d'un niveau de réactivité connu, la plupart du temps le niveau critique $\rho=0$. Cette insertion d'anti-réactivité doit être faible de façon à ce que les équations de la cinétique point restent applicables. On enregistre alors l'évolution temporelle de la population de neutrons qui s'ensuit dont on déduit la réactivité. Pratiquement ceci revient à ajuster la décroissance temporelle « lente » (c'est-à-dire après le saut prompt) par la solution des équations de la cinétique point pour une petite anti-réactivité :

$$n(t) = n_0 \left(\frac{(-\rho_{eff})}{(-\rho_{eff}) + \beta_{eff}} e^{\frac{\rho_{eff} - \beta_{eff}}{\Lambda} t} + \frac{\beta_{eff}}{(-\rho_{eff}) + \beta_{eff}} e^{\frac{\bar{\lambda} \rho_{eff}}{(-\rho_{eff}) + \beta_{eff}} t} \right). \quad (13)$$

où $\bar{\lambda}$ est la constante de décroissance moyenne pour tous les groupes de précurseurs. L'identification de la fraction de saut prompt f telle que :

$$f = \frac{(-\rho_{eff})}{(-\rho_{eff}) + \beta_{eff}} \quad (14)$$

² De la même façon on ne peut déduire ρ_{eff} de la relation (3) car le simple calcul de φ^* ne peut rendre compte de son évolution.

permet de déduire la réactivité exprimée en dollars :

$$\rho_{eff} (\$) = \frac{(-\rho_{eff})}{\beta_{eff}} = \frac{f}{1-f} \quad (15)$$

La partie la plus délicate est de déterminer sur la courbe enregistrée le point d'intersection entre la décroissance prompte et la décroissance lente. Cependant cette méthode standard donne des résultats précis et fiables.

2.3.1.2. Méthode par Multiplication de Source Approchée (MSA)

Cette méthode s'appuie simplement sur les propriétés multiplicatrices du milieu sous-critique. Un tel milieu soumis à une source externe de neutrons produisant S neutrons/s, a une population de neutrons par seconde égale à :

$$N = \frac{S}{1-k_{eff}} \quad (16)$$

ce qui donnerait dans un détecteur d'efficacité ε un taux de comptage C donné par :

$$C = \varepsilon \frac{S}{1-k_{eff}} \quad (17)$$

Le rapport des taux de comptage dans deux états sous-critiques 1 et 2 est alors :

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{1-k_2}{1-k_1} \quad (18)$$

la réactivité étant liée au facteur de multiplication par :

$$\rho_{eff} = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (19)$$

on a alors la relation simple permettant de déduire une réactivité inconnue d'une autre connue :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{k_2 - 1}{k_2} \frac{k_1}{k_1 - 1} = \frac{k_1}{k_2} \frac{C_1}{C_2} \approx \frac{C_1}{C_2} \quad (20)$$

Cette expression repose sur plusieurs hypothèses :

- l'efficacité de détection est la même pour les états 1 et 2 (ce qui est vrai si le détecteur est placé assez loin de la perturbation)
- tous les neutrons, qu'ils soient issus d'une fission ou de la source externe, ont le même pouvoir de multiplication dans chaque état (cela suppose que le cœur n'a pas changé dans sa composition ou géométrie et que la différence de réactivité entre les états 1 et 2 reste faible, c'est-à-dire inférieure à $\frac{1}{2} \beta_{eff}$)

Dans beaucoup de cas, en particulier si l'on utilise une source externe de neutrons de plus haute énergie que ceux de fission et/ou si du combustible a été déplacé ou retiré entre les états 1 et 2, ces hypothèses ne sont pas vérifiées et l'on doit alors utiliser la méthode de Multiplication de Source Modifiée décrite ci-dessous.

2.3.1.3. Méthode par Multiplication de Source Modifiée (MSM)

Elle consiste à ne pas réaliser les hypothèses simplificatrices de la méthode MSA. Les taux de comptage C_1 et C_2 de deux états sous-critiques 1 et 2 sont alors liés à un facteur près :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = f_{MSM} \frac{C_1}{C_2} \quad (21)$$

Ce facteur tient compte de la différence d'efficacité de détection entre les états 1 et 2, mais aussi de la différence de facteur d'importance de la source dans ces deux états. Ainsi ce facteur s'exprime :

$$f_{MSM} = \frac{\varepsilon_2 \varphi_2^*}{\varepsilon_1 \varphi_1^*} \quad (22)$$

Compte tenu de l'expression (3) et en considérant que l'importance de la source reste inchangée entre les états 1 et 2, f_{MSM} se réduit à :

$$f_{MSM} = \frac{\varepsilon_2 \overline{\psi}_{f1}}{\varepsilon_1 \overline{\psi}_{f2}}. \quad (23)$$

Ce facteur n'est pas accessible expérimentalement et doit donc être calculé ce qui, en pratique, est assez complexe, et ne rend pas cette méthode toujours simple et fiable à appliquer [11].

2.3.2. Méthodes « de source pulsée » (*PNS methods*)

Les méthodes dites « de source pulsée » (ou Pulsed Neutron Source) font partie des mesures dynamiques, c'est-à-dire qu'elles requièrent la variation d'une source appliquée au système c'est pourquoi elles sont a priori adaptées à un ADS qui possède de facto une source. Les mesures de PNS proprement dites nécessitent l'injection d'une grande quantité de neutrons sur un temps très bref, de l'ordre de grandeur de Λ (ou ℓ), et l'enregistrement de l'évolution temporelle de la population de neutrons dans le réacteur consécutive à cette injection. Cette évolution est ensuite interprétée à l'aide de différents modèles ou méthodes, principalement la méthode des aires et les méthodes d'ajustement.

Nous verrons en fin de ce chapitre la compatibilité de ces méthodes avec le fonctionnement d'un ADS [12].

2.3.2.1. Méthode des aires (*area method*)

La méthode des aires (aussi appelée méthode de Sjöstrand [13]) repose sur la séparation des surfaces de la réponse temporelle prompte et de la réponse temporelle totale (ou de la contribution temporelle des neutrons retardés). La réponse temporelle d'un réacteur sous-critique rapide à une impulsion de neutrons a l'allure montrée figure 3 (sur l'échelle de temps de cette figure on ne voit pas la « décroissance » de la contribution retardée qui s'étale en réalité sur plusieurs secondes).

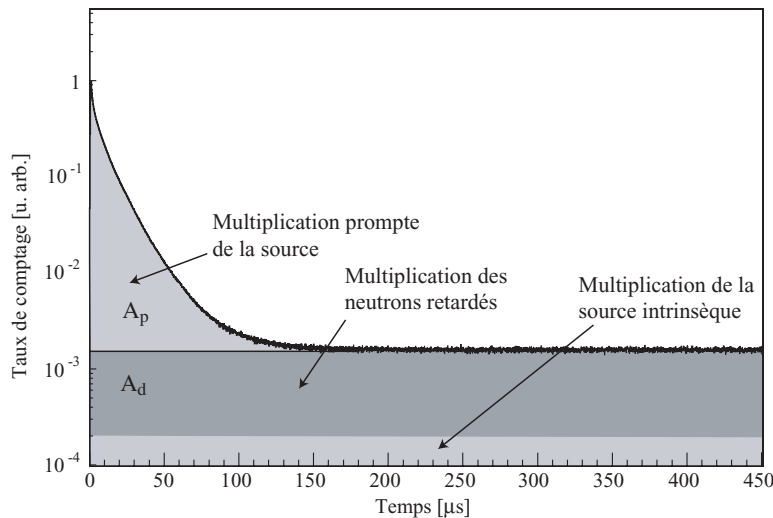


Figure 3 : Contribution des neutrons prompts et retardés à l'évolution temporelle de la population de neutrons d'un réacteur sous-critique rapide après l'injection d'une impulsion de neutrons source.

En se basant sur la cinétique point l'équation de l'évolution temporelle de la population de neutrons après une impulsion (considérée comme un pic de Dirac) s'écrit :

$$n(t) = n_0 \left(e^{-\frac{-\rho_{eff} + \beta_{eff}}{\Lambda} t} + \frac{\bar{\lambda} \beta_{eff} \Lambda}{(-\rho_{eff} + \beta_{eff})^2} e^{-\frac{(-\rho_{eff}) \bar{\lambda}}{-\rho_{eff} + \beta_{eff}} t} \right) \quad (24)$$

où l'on distingue une composante « rapide » due aux neutrons prompts, et une composante « lente » due aux neutrons émis de façon retardée lors de la décroissance de leurs précurseurs. L'intégration de la composante prompte sur le temps conduit à l'expression de la surface A_p :

$$A_p = n_0 \frac{\Lambda}{-\rho_{eff} + \beta_{eff}} = \frac{n_0}{\alpha} \quad (25)$$

tandis que l'intégration de la composante retardée donne la surface A_d (d comme « delayed »):

$$A_d = n_0 \frac{\beta_{eff} \Lambda}{(-\rho_{eff} + \beta_{eff})(-\rho_{eff})}. \quad (26)$$

Le rapport des deux surfaces conduit directement à l'expression de la réactivité en dollars :

$$\rho_{eff} (\$) = \frac{A_p}{A_d} = -\frac{\rho_{eff}}{\beta_{eff}}. \quad (27)$$

Ainsi à partir de l'enregistrement de la réponse temporelle il est possible d'avoir accès à ces deux surfaces, en ayant pris soin toutefois de retirer la contribution de la source intrinsèque inhérente au combustible (due aux fissions spontanées et aux réactions (α, n)) lorsqu'elle n'est pas négligeable (voir figure 3). C'est une analyse relativement simple et robuste. Des corrections sur la valeur de ρ_{eff} peuvent s'avérer nécessaires pour prendre en compte des effets spatiaux liés à l'importance des neutrons. Elles sont obtenues à partir de codes de simulation neutroniques (stochastiques ou déterministes) mais restent inférieures à 10% [14, 15].

2.3.2.2. Méthodes d'ajustement (fitting methods)

La réactivité d'un système peut être déduite de paramètres de l'ajustement de la réponse temporelle par une fonction plus ou moins complexe dépendant du modèle d'interprétation. Cette méthode est simple et fiable lorsque l'on a affaire à un système bien décrit par la cinétique point : la décroissance temporelle « prompte » peut alors être ajustée par une simple exponentielle dont la constante de temps α permet de déduire la réactivité :

$$n(t) = n_0 e^{-\alpha t} \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{-\rho_{eff} + \beta_{eff}}{\Lambda}. \quad (28)$$

C'est le cas d'un système thermique ou bien d'un système rapide proche de la criticité. Il est à noter que pour extraire la réactivité β_{eff} et Λ doivent être connus par ailleurs, et sont en général calculés. Dans le cas de systèmes plus complexes où plusieurs constantes de temps entrent en jeu, du fait de la présence d'un réflecteur par exemple, l'hypothèse d'un temps de génération moyen pour décrire tous les neutrons est trop réductrice et éloignée de la réalité pour conduire à une valeur correcte de la réactivité. En effet un neutron issu du combustible, et donc du cœur, peut ensuite passer plusieurs dizaines de microsecondes dans le réflecteur puis revenir se multiplier dans le cœur, ce qui est à l'origine de temps inter-génération très longs qui viennent distordre la simple distribution exponentielle de la population de neutrons. Il a été proposé [16, 15] de décomposer le système en plusieurs régions faisant intervenir chacune une constante de temps propre, ce qui conduit à ajuster la réponse temporelle prompte par autant d'exponentielles solutions du système d'équations de la cinétique associé.

Dans le cas d'un modèle à deux régions, le cœur et le réflecteur, les équations cinétiques donnent le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{dn_c}{dt} = (k_c(1 - \beta_{eff}) - 1) \left(\frac{n_c}{\tau_c} \right) + f_{rc} \sum_i \lambda_i c_i + S \\ \frac{dn_r}{dt} = f_{cr} \left(\frac{n_c}{\tau_c} \right) - \left(\frac{n_r}{\tau_r} \right) \\ \frac{dc_i}{dt} = k_c \beta_i \left(\frac{n_c}{\tau_c} \right) - \lambda_i c_i \end{cases} \quad (29)$$

où n_c et n_r représentent les populations de neutrons dans le cœur et le réflecteur respectivement, k_c le facteur de multiplication du cœur, τ_c et τ_r les durées de vie promptes des neutrons dans le cœur et le réflecteur, f_{rc} et f_{cr} les fractions de neutrons fuyant du réflecteur vers le cœur et inversement et où $k_{eff} = k_c / (1 - f)$ avec $f = f_{cr} f_{rc}$. La résolution de ce système par les transformées de Laplace et la

recherche des pôles ω_i de celle correspondant à l'évolution de la population de neutrons conduit à l'équation liant les pôles entre eux (ou équation de Nordheim) qui représentent les constantes de décroissance des exponentielles solutions du système:

$$\rho_{eff} = \omega \frac{\tau_c}{k_{eff}(1-f)} + \omega \frac{f\tau_r}{k_{eff}(1-f)(\tau_r\omega+1)} + \sum_i \frac{\beta_i\omega}{\omega + \lambda_i}. \quad (30)$$

Parmi ces constantes de temps deux gouvernent la cinétique prompte : on peut ainsi ajuster la réponse temporelle prompte à l'aide de deux exponentielles. Des constantes issues de cet ajustement l'une correspond à l'inverse de la durée de vie moyenne des neutrons dans le réflecteur $-1/\tau_r$, tandis que l'autre est liée au temps de génération moyen des neutrons dans le cœur :

$$\omega_3 = \frac{\rho_{eff} - \beta_{eff} - \frac{f}{k_c}}{\Lambda_c} \quad (31)$$

mais n'est pas liée de façon explicite au temps de génération moyen des neutrons dans le système global (directement accessible par le calcul). Des calculs supplémentaires rédhitoires sont nécessaires pour avoir accès aux paramètres du cœur permettant d'extraire la réactivité de la constante issue de l'ajustement.

Si l'ajustement de la réponse temporelle est mieux approché par deux exponentielles que par une seule, il n'est néanmoins pas parfait. Un modèle d'interprétation reposant sur trois régions (le cœur, le réflecteur et l'écran) pour décrire le système et trois groupes d'énergie (rapide, épithermique, et thermique) a été proposé [15]. Il conduit à un système d'équations cinétiques dont la solution correspondant à la population de neutrons est la somme de trois exponentielles. Parmi les trois constantes de décroissance, la plus élevée est liée à la réactivité mais cependant avec les mêmes restrictions que dans le cas à deux régions, et donc le calcul d'un facteur de correction entre les paramètres « de cœur » et les paramètres « du système » est nécessaire. De plus, cette méthode requiert l'ajustement simultané des réponses de plusieurs détecteurs situés dans les différentes régions du système afin de déterminer les nombreux paramètres entrant en jeu dans cette description ce qui la rend très lourde et contraignante.

Plutôt que de compliquer le modèle par une approche semi-empirique faisant intervenir des approximations et des grandeurs peu accessibles, une autre méthode consiste à utiliser le calcul pour affiner la description de la vie des neutrons dans un premier temps [17]. Au lieu de décrire tous les neutrons par un temps de génération moyen Λ qui conduit à une distribution exponentielle des intervalles de temps entre deux générations, et donc de faire l'hypothèse que tous les neutrons ont la même vie, on simule la distribution des temps entre les générations que l'on appellera $P(\tau)$ (τ étant le temps écoulé depuis la création du neutron qui donnera naissance à la génération suivante). La forme de cette distribution tient compte de « toutes les vies possibles » des neutrons en donnant une probabilité à chacune. On a alors

$$\int_0^{\infty} P(\tau)d\tau = k_p \quad (32)$$

où k_p est le facteur de multiplication prompt du réacteur. La forme de cette distribution calculée pour le réacteur maquette MASURCA (réacteur rapide à combustible MOX avec réflecteur) est montrée figure 4. Si l'on normalise cette distribution à l'unité que l'on appellera $P'(\tau)$, la population de neutrons d'un réacteur de facteur de multiplication prompt k_p s'écrit simplement comme la somme des contributions de chaque génération de neutron :

$$n(t, k_p) = k_p P' + k_p^2 P' \otimes P' + k_p^3 P' \otimes P' \otimes P' + \dots = \sum_{i=1}^{\infty} k_p^i \underbrace{P' \otimes \dots \otimes P'}_{(i-1) \text{ fois}}. \quad (33)$$

A partir de cette description la détermination de k_p se fait en comparant la dérivée logarithmique de la réponse temporelle expérimentale à celles données par l'expression (33) calculée pour différentes valeurs de k_p :

$$\alpha(t, k_p) = \frac{1}{n(t, k_p)} \frac{dn(t, k_p)}{dt} \quad (34)$$

Celle s'ajustant au mieux aux données expérimentales fournit alors la valeur de k_p . La connaissance de la valeur de β_{eff} est ensuite nécessaire pour obtenir k_{eff} ou bien la réactivité puisque :

$$k_{eff} = \frac{k_p}{1 - \beta_{eff}} \quad \text{et} \quad \rho_{eff} = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (35)$$

Cette méthode, baptisée *ipso facto* « méthode k_p », repose sur un calcul précis de $P'(\tau)$ qui lui-même repose sur la description géométrique et la composition du réacteur. Cependant il a été montré [17, 18] que les résultats donnés par cette méthode n'étaient pas très sensibles à la précision de la description ni aux bases de données utilisées pour le calcul ($P'(\tau)$ est obtenu par un calcul Monte Carlo). Ainsi le réacteur n'a pas besoin d'être décrit dans la configuration exacte correspondant à sa réactivité (puisqu'on la recherche) : une configuration voisine ou initiale suffit.

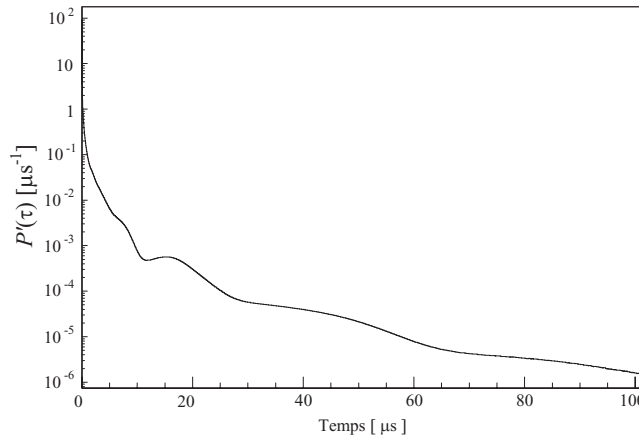


Figure 4 : Distribution $P'(\tau)$ calculée pour le réacteur MASURCA [18].

2.3.3. Méthodes de « retrait de source » (source jerk or prompt jump techniques)

Une autre façon de faire varier la source de neutrons est, à partir d'un état initial stationnaire, d'éteindre la source (lorsque cela est possible) ou bien de la « retirer » par une mécanique appropriée lorsqu'il s'agit d'une source amovible comme par exemple une source de ^{252}Cf . Suite à la disparition de la source on observe sur une petite échelle de temps une décroissance prompte de la population de neutrons assez semblable à celle obtenue dans les mesures de PNS et, sur une plus grande échelle de temps, la décroissance des précurseurs qui donnent naissance aux neutrons retardés (voir figure 5).

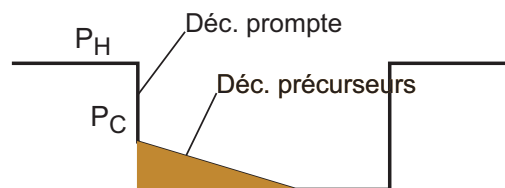


Figure 5 : Illustration des grandeurs intervenant dans la méthode de retrait ou d'arrêt de source.

Juste avant le retrait ou l'arrêt de la source les populations de neutrons P_H et de précurseurs c_H sont respectivement :

$$P_H = \frac{\Lambda S}{(-\rho_{eff})} \quad \text{et} \quad c_H = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda \lambda} P_H \quad (36)$$

tandis que juste après la disparition de la source et la fin de la décroissance prompte, sur une échelle où elle peut être vue comme un « saut prompt », en considérant que les précurseurs n'ont pas encore décré, la population de neutrons est :

$$P_C = -\frac{\Lambda\lambda}{\rho_{eff} - \beta_{eff}} c_H = -\frac{\beta_{eff}}{\rho_{eff} - \beta_{eff}} P_H. \quad (37)$$

De ces deux équations on tire :

$$-\rho_{eff}(\$) = \frac{P_H - P_C}{P_C} \quad (38)$$

par conséquent à partir de l'enregistrement d'une réponse telle qu'illustrée figure 5 la détermination de P_H et P_C suffit à calculer la réactivité en dollars. Pratiquement la détermination de P_C est toujours délicate car sa valeur est située à l'intersection de la décroissance prompte avec la décroissance lente : on procède généralement à l'ajustement de la décroissance lente, somme des exponentielles décroissantes des i groupes de précurseurs, en se plaçant sur une échelle de temps adaptée. Il est à noter que dans le cas où le réacteur a sa propre source intrinsèque de neutrons d'intensité S_I non négligeable, un niveau continu s'ajoute à toute la population et par conséquent l'expression (38) devient $-\rho_{eff}(\$) = \frac{P_H - P_C}{P_C - S_I}$ ce qui nécessite la mesure de S_I .

Une variante de cette méthode appelée « technique de modulation de source » (Source Modulation technique) adaptée à l'utilisation d'une source pulsée a récemment été mise en œuvre avec succès [19]. Elle consiste à faire varier la fréquence de la source pulsée d'un régime rapide à un régime lent, ce qui a été démontré équivalent à faire simplement varier l'intensité d'une source continue entre un niveau haut S_H et un niveau bas S_L . Ainsi, comme le montre la figure 6, lorsque les précurseurs nés pendant la période de haute intensité ont décru, il subsiste une population de précurseurs P_L entretenue par la source à basse intensité.

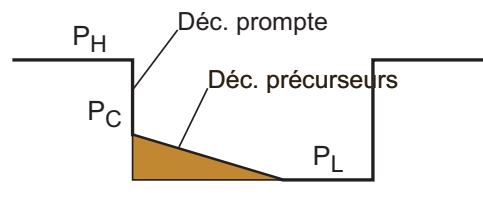


Figure 6 : Illustration des grandeurs intervenant dans la méthode de variation de source.

La réactivité s'écrit alors :

$$-\rho_{eff}(\$) = \frac{P_H - P_C}{P_C - P_L}. \quad (39)$$

Pour atteindre la valeur P_L il faut quelques centaines de secondes. Cependant il est possible théoriquement de réduire cette durée pour obtenir P_L si le facteur de variation de la source est connu puisqu'a priori $P_H/P_L = S_H/S_L$.

2.3.4. Méthodes « de fluctuation de bruit » (noise techniques)

Les méthodes de bruit reposent sur les propriétés statistiques des chaînes de fission. Elles consistent en l'étude des fluctuations de la population de neutrons dans le réacteur : celle-ci peut être réalisée avec ou sans source externe, mais un des défauts de ces méthodes étant essentiellement le manque de statistique dans des conditions sous-critiques, l'utilisation d'une source est préférable. Adaptées initialement à des sources continues [20, 21], elles ont été récemment adaptées à des sources dépendant du temps [22-24]. Plusieurs méthodes d'analyse existent :

- la méthode Rossi-alpha
- la méthode Feynman-alpha
- la méthode « CPSD » (Cross Power Spectral Density).

Toutes ont en commun d'essayer d'extraire la constante de décroissance du mode fondamental du réacteur pour en déduire la réactivité. Nous ne rentrerons pas dans le détail de ces méthodes mais donnons quelques grands traits de leur principe et renvoyons le lecteur aux références.

2.3.4.1. La méthode Rossi-alpha

Le principe de la technique Rossi- α est basée sur la détection des neutrons qui sont corrélés dans le temps (qu'ils soient issus d'une même chaîne ou de chaînes parentes) et l'étude de leur distribution appelée distribution Rossi- α . Pratiquement cette dernière est construite à partir des intervalles de temps entre la détection d'un neutron et celle de tous ceux qui lui sont ultérieurs (dans un intervalle de temps de l'ordre de 1 ms), en répétant l'opération pour chaque neutron détecté. Par construction cette distribution contient forcément également des neutrons qui ne sont pas corrélés. A partir d'une description basée sur la cinétique point la distribution Rossi- α peut se mettre sous la forme :

$$p_{\text{Rossi}}(t)dt = Adt + R.exp^{-\alpha t} \alpha dt \quad (40)$$

où α est tel que défini par la cinétique point (cf. Eq.(28)) et où A et R représentent les amplitudes des contributions des neutrons non corrélés et corrélés respectivement. Comme dans la méthode d'ajustement par une exponentielle appliquée aux mesures réalisées en PNS, l'ajustement de la distribution Rossi- α expérimentale par l'expression (40) permet d'obtenir α dont on déduit la réactivité. On a vu cependant que pour des réacteurs très sous-critiques et mal représentés par la cinétique point la réactivité extraite de α n'était pas exacte. La méthode Rossi- α a donc les mêmes restrictions d'application.

2.3.4.2. La méthode Feynman-alpha

La méthode Feynman- α est la version intégrale de la méthode Rossi- α . On recherche ici les déviations à la loi de Poisson de la variance du taux de comptage qui sont produites par les fluctuations de la population de neutrons issue des chaînes de fission. Pour obtenir la distribution Feynman- α , l'intégration du taux de comptage dans des intervalles de temps pris de plus en plus grands entre 1 μ s et 1 ms environ est d'abord réalisée. Puis la variance et la valeur moyenne de la distribution des coups dans chaque intervalle sont calculées. L'analyse s'appuie sur le fait que le rapport de ces grandeurs s'écarte de celui donné par une loi de Poisson (due à des événements entièrement aléatoires) à cause des neutrons induits par les chaînes de fissions. En formalisant ces écarts en reprenant l'expression (40) de la distribution Rossi- α , on peut identifier la constante de décroissance α et en déduire la réactivité. Les limites de la cinétique point à reproduire le comportement de réacteurs très sous-critiques s'appliquent là encore à cette méthode.

2.3.4.3. La méthode CPSD

La mesure de la « densité spectrale de puissance » (PSD) vient de la transformée de Fourier de la corrélation en temps entre deux signaux. Lorsque l'on utilise un seul et même détecteur cette transformée conduit à une « auto-densité spectrale de puissance » (APSD). Lorsque deux détecteurs distincts sont utilisés on parle de « densité spectrale de puissance croisée » (CPSD). A partir de la fréquence de coupure de chacune de ces densités la valeur de α peut être extraite. Ces transformées reposent aussi sur les hypothèses de la cinétique point.

2.3.5. Procédure de contrôle de la réactivité d'un ADS

Toutes les méthodes qui ont été présentées dans la section 2.3.4. ont été mises à l'épreuve lors des campagnes de mesure de l'expérience MUSE-4 (MUltiplication d'une Source Externe) qui s'est déroulée de 2000 à 2004 [7]. Elle consistait en le couplage d'un réacteur rapide (MOX/Na) de puissance quasi nulle (MASURCA – MAquette SURgénératrice à CAdarache) et d'une source pulsée de neutrons (GENEPI – GENérateur de NEutrons Pulsé Intense). Le réacteur MASURCA, critique dans sa configuration de référence, a pu être reconfiguré en réacteur sous-critique par retrait de combustible à la périphérie du cœur afin d'étudier trois niveaux de sous-criticité correspondant à peu près aux réactivités -500 pcm (SC0), -3000 pcm (SC2) et -5000 pcm (SC3). L'objectif principal de cette campagne était de déterminer les méthodes les mieux à même de fournir une valeur fiable de la réactivité du système dans un premier temps, et dans un second de

proposer une procédure pour contrôler ce paramètre « en ligne » c'est-à-dire pourvoir le connaître de manière directe par un indicateur quasi continu au cours du fonctionnement de l'ADS.

La problématique est la suivante : dans une version «de puissance» un ADS est piloté par un faisceau continu interagissant avec une cible de spallation. Au cours de sa phase de fonctionnement on souhaite contrôler en permanence la puissance du réacteur ainsi que sa réactivité. De plus, on a besoin de pouvoir contrôler la réactivité également pendant la phase de chargement du combustible (c'est-à-dire sans la source de spallation) et de la caractériser en fin de chargement pour connaître l'état initial du réacteur. Enfin, dans un réacteur de puissance il n'est pas prévu de chargement initial « critique » : les méthodes retenues devront donc s'affranchir de calibration dans cet état et donner des valeurs absolues. Si certaines grandeurs peuvent être mesurées de façon statique (c'est-à-dire en mode stationnaire du réacteur), comme la puissance thermique dégagée par le réacteur ou l'intensité du faisceau, d'autres, nous l'avons vu, requièrent des mesures dynamiques et donc la variation d'une source. Il va sans dire que le réacteur ne doit pas être perturbé par ces mesures.

Pour ce qui est du monitoring de la réactivité en phase de fonctionnement, il est proposé dans un premier temps de tirer profit de la relation (12) sous la forme

$$-\rho_{eff}(t) = C \frac{I(t)}{P_{th}(t)} = C' \frac{I(t)}{\phi(t)} \quad (41)$$

qui peut fournir un bon indicateur de l'évolution relative de la réactivité par la simple mesure des grandeurs statiques I , le courant de faisceau, et la puissance thermique aisément accessible par une mesure de flux ϕ . Cependant, les grandeurs contenues dans la constante C' ne sauraient être considérées comme invariables dans le temps, tout au moins à moyen et long termes. En effet l'efficacité de production de neutrons de la cible de spallation est susceptible de décroître au fur et à mesure que la cible « s'use », le faisceau peut se disperser en aval de la dernière mesure de courant, l'efficacité des détecteurs de flux peut varier, etc. L'évolution de tous ces facteurs reste à investiguer. Pour que la relation (41) reste fiable il convient donc de s'assurer régulièrement que C' reste constant ou bien d'en mesurer l'évolution le cas échéant. C'est pourquoi il est recommandé dans un second temps d'effectuer à intervalles réguliers des mesures de calibration de recouplement par une technique permettant des mesures absolues fiables de la réactivité. Cette technique est à choisir parmi les plus prometteuses des mesures dynamiques décrites plus haut. Comme elles requièrent toutes une variation de la source il est proposé d'effectuer périodiquement des interruptions du faisceau continu (appelées « beam trips »), suffisamment longues pour permettre d'être exploitées par les modèles mais suffisamment courtes pour passer inaperçues au niveau thermique sur les matériaux du réacteur ou de l'accélérateur. La durée de ces interruptions reste à définir suivant la dureté du spectre neutronique dans une gamme de quelques centaines de microsecondes à quelques millisecondes (l'influence de la durée de cette interruption sur la qualité des résultats est à investiguer également). L'interruption proprement dite (c'est-à-dire le transitoire) doit être brève devant le temps de génération moyen du réacteur de façon à ce que l'enregistrement de l'évolution temporelle de la population de neutrons puisse être exploité dans sa composante prompte aussi bien que dans sa composante retardée. Ainsi deux familles de méthodes ont été retenues : celles qui exploitent la partie prompte (méthode k_p cf. section 2.3.2.2.) et celles exploitant le «saut prompt» (cf. section 2.3.3.). Elles sont pour l'instant les seules à pouvoir être adaptées d'une source pulsée (où la source est proche d'un pic de Dirac) à l'interruption d'une source continue. Les méthodes d'ajustement par des exponentielles nécessitent trop de paramètres qui affaiblissent la qualité des résultats. La méthode des aires quant à elle, assez fiable et robuste pour les fortes sous-criticités, serait réservée au monitoring de la réactivité pendant les opérations de chargement du cœur : elle requiert impérativement une source pulsée et il est envisagé pour ce faire de disposer d'une telle source pour ces opérations. Les méthodes de bruit ont la faiblesse de s'appuyer sur la cinétique point qui ne reproduit pas bien le comportement des réacteurs très sous-critiques et rapides et sont mal adaptées aux combustibles exotiques contenant des actinides mineurs (forts taux de réactions (α, n) et fissions spontanées induisant une grande part de bruit non corrélé).

L'ensemble de la procédure reste à valider expérimentalement dans des conditions d'interruption de faisceau continu, sur des installations de puissance nulle pour commencer, ce qui motive les programmes « YALINA » (Sosny, Bélarus) et « GUINEVERE » (Mol, Belgique) en cours de développement, puis sur un démonstrateur d'ADS. Comme nous l'avons dit plus haut la

maîtrise de ce point est cruciale pour la mise en œuvre d'un tel système et concentre actuellement une grande partie des efforts de recherche en physique des réacteurs expérimentale des équipes impliquées dans ce projet en Europe.

3. Vers un démonstrateur...

3.1. Synthèse des avancées récentes

Un récent travail de synthèse très complet portant sur les recherches consacrées au développement des ADS a été réalisé par le CEA, le CNRS et FRAMATOME [25]. Il présente essentiellement les travaux réalisés en France mais pour la plupart au sein de collaborations et de programmes européens. En prenant largement appui sur ce document nous résumons ici (sans prétendre être exhaustif) les avancées majeures de ces dix dernières années de recherche sur les différents points technologiques de l'ADS et présentons brièvement les projets de démonstrateur en l'état (autant que faire se peut).

3.1.1. L'accélérateur

En France et en Europe les recherches dans le domaine des accélérateurs pour l'ADS se sont concrétisées par le groupe de travail « accelerator » (coordonné par le CNRS) du projet PDS-XADS (Preliminary Design Studies for an eXperimental ADS) dans le cadre du 5^{ème} Programme Cadre de Recherche et Développement (PCRD) d'EURATOM. A l'issue de ce programme les spécifications propres à l'accélérateur d'un démonstrateur d'ADS de 600 MeV ont été définies, et celles représentatives d'un ADS industriel (1 GeV) affinées. Le cahier des charges de l'accélérateur pour un démonstrateur est le suivant :

- énergie du faisceau de protons : 600 MeV
- courant moyen du faisceau sur la cible : 6 mA (10 mA pour la démonstration)
- stabilité de puissance du faisceau : $\pm 2\%$
- stabilité de la taille du faisceau sur la cible : $\pm 10\%$
- nombre d'arrêts intempestifs du faisceau : moins de 5 par an de durée supérieure à 1 seconde.

D'autre part le concept retenu doit pouvoir être étendu à l'accélérateur de 1 GeV d'une installation industrielle (étape suivant logiquement celle de la construction d'un démonstrateur). Très vite le choix se porte sur une machine accélérant un faisceau continu plutôt que pulsé car plus fiable à forte puissance, plus simple et plus flexible (il est à noter que de telles machines « radiofréquence » (RF) fournissent toujours un faisceau ayant une microstructure, de l'ordre de la nanoseconde pour un accélérateur linéaire et d'une dizaine de nanosecondes pour un cyclotron). Ceci n'empêche cependant pas si besoin de pulser l'intensité du faisceau tandis que la RF reste appliquée continûment aux cavités accélératrices, ce qui permet de procéder aux « interruptions » nécessaires au contrôle de la réactivité comme nous l'avons vu dans la section 2.3.5. (pour peu que celles-ci soient inférieures aux temps d'inertie thermique de la cible et du réacteur). Parmi les deux grandes familles d'accélérateurs disponibles pour fournir des faisceaux de haute intensité, à savoir les cyclotrons et les accélérateurs linéaires (linacs), les cyclotrons, premièrement évoqués aux débuts du renouveau du concept d'ADS, ont finalement été délaissés au profit des linacs pour les raisons suivantes :

- l'intensité d'un linac peut aisément atteindre 100 mA, tandis qu'au-delà de 5 mA cela est plus problématique pour un cyclotron
- un cyclotron est construit pour une énergie de sortie figée tandis qu'un linac peut facilement être modifié pour atteindre des énergies plus élevées que celle prévue initialement par l'ajout de modules
- un linac satisfait mieux le critère de fiabilité.

Sur ce dernier point, la stratégie de fiabilité adoptée repose sur trois concepts : celui du surdimensionnement, de redondance et de tolérance à une panne. Ce critère est plus facilement rempli par un accélérateur modulaire composée de plusieurs sections comme un linac. Ce dernier, moins compact qu'un cyclotron, permet de plus de maintenir le niveau d'activation des structures assez bas ce qui facilite la radioprotection et les opérations de maintenance. La conclusion de ces études rejoint celle de l'AEN/OCDE qui recommande également les linacs pour un démonstrateur,

ou une installation de puissance plus élevée, pour les mêmes raisons que celles citées. Les cyclotrons peuvent cependant selon la même agence s'avérer adaptés aux expériences préliminaires de basse puissance, le critère de fiabilité étant alors moins crucial.

Le design retenu pour l'accélérateur est schématisé figure 7. Il comprend un injecteur de protons classique, composé d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) et d'un accélérateur linéaire RFQ (Quadrupôle RadioFréquence), puis pour la partie intermédiaire (jusqu'à 5 ou 50 MeV) un DTL (Drift Tube Linac) supraconducteur ou « chaud », suivi de plusieurs modules permettant d'atteindre l'énergie finale : des cavités supraconductrices de type « Spoke » au-dessous de 100 MeV et au-delà des cavités supraconductrices « elliptiques ». La fiabilité de la partie « injecteur » serait assurée par le doublement de celle-ci en guise de « recharge ». Celle des autres composants seraient assurée par leur surdimensionnement qui permet, lorsqu'une cavité tombe en panne, de compenser son absence par les autres sans perte de faisceau. En adoptant un schéma de maintenance alternant 3 mois de fonctionnement et un mois de maintenance, il est possible de procéder à la réparation des modules défectueux régulièrement. Ce design a l'avantage d'être complètement adaptable à la puissance recherchée : ainsi 19 cryomodules sont nécessaires pour un accélérateur de 600 MeV, 9 sont suffisants pour une installation de 350 MeV (telle que MYRRHA, cf. la section 3.3), et 31 permettent d'atteindre le 1 GeV requis dans un système industriel.

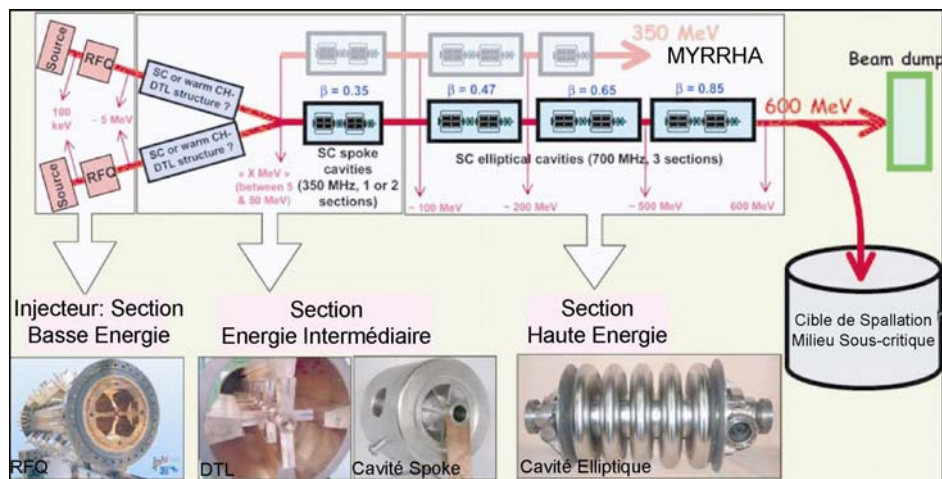


Figure 7 : Schéma de référence de l'accélérateur linéaire envisagé pour un ADS [26].

La partie injecteur bénéficie actuellement du programme de recherche IPHI (Injecteur de Protons de Haute Intensité), collaboration CEA-CNRS-CERN, qui a consisté en la construction d'une source ECR haute intensité (programme SILHI « Source d'Ions Légers Haute Intensité ») et d'un RFQ d'énergie de sortie 3 MeV. La source a d'ores et déjà montré de bonnes performances ainsi qu'une bonne fiabilité (taux de disponibilité de 99.8% pour une intensité de 90 mA). Quant au RFQ il est en cours de construction à l'automne 2006.

Les cavités supraconductrices de la section d'accélération intermédiaire font elles l'objet d'importants programmes de R&D génériques afin d'en optimiser la fiabilité. Des prototypes de cavités Spoke sont en cours de test. La R&D sur les cavités elliptiques de la partie haute énergie est déjà avancée en Europe car leur application ne se limite pas aux ADS. Néanmoins un prototype comprenant tous les modules auxiliaires (coupleur de puissance, système cryogénique, systèmes RF...) nécessaires à son fonctionnement en situation réelle doit être construit et éprouvé en particulier au niveau de la fiabilité requise pour un ADS.

Enfin des études particulières sont dédiées à l'élaboration d'un système RF permettant de gérer le problème des arrêts de faisceau, et capable, en cas de défaillance d'un module, de réaccorder en moins d'une seconde l'accélérateur entier pour retrouver un faisceau nominal et de répondre ainsi au critère de « tolérance à une panne ».

Ces travaux se poursuivent dans le cadre du 6^{ème} PCRD dans le domaine 1 « design » du projet intégré EUROTRANS dédié à la transmutation des déchets nucléaires de haute activité en ADS. Les objectifs de ce projet sont l'étude de la faisabilité technique et la conception d'un prototype d'ADS industriel dédié à la transmutation.

3.1.2. La cible de spallation

Le choix s'est porté sur une cible liquide ce qui facilite le refroidissement de celle-ci, et le plomb initialement envisagé a été échangé contre l'eutectique plomb-bismuth (LBE) qui présente l'avantage d'avoir une température de fusion plus basse que celle du plomb seul (125°C contre 325°C). Dès les premiers concepts récents d'ADS des travaux de R&D se sont intéressés à la fenêtre séparant le liquide de la cible du vide de l'accélérateur, souvent citée comme le point faible du concept. L'acier martensitique T91 a été choisi pour remplir cette fonction car il possède d'excellentes propriétés thermomécaniques (son faible coefficient de dilatation minimise les contraintes induites par le dépôt d'énergie des protons), une bonne résistance à la corrosion en présence de Pb-Bi, et une bonne tenue à l'irradiation. Compte tenu de ces choix, au cours des dix dernières années les efforts de recherche ont porté d'une part sur les matériaux eux-mêmes et leur physico-chimie, en particulier pour prévoir les interactions entre la cible liquide et la fenêtre, et d'autre part sur le design et la technologie de la cible proprement dite. Depuis des concepts sans cible ont également vu le jour (cf. section 3.3). La plupart des résultats disponibles portant sur le comportement des matériaux en présence de l'alliage Pb-Bi hors irradiation ont été obtenus au cours du programme TECLA (TEchnologies, materials, and thermal-hydraulics for Lead Alloys), ceux concernant le comportement des matériaux sous irradiation proviennent du programme SPIRE (SPallation and IRradiation Effects), et ceux relatifs au design d'une cible avec fenêtre du projet MEGAPIE (MEGAwatt Pilot Experiment). Tous ces programmes ont été réalisés dans le cadre du 5^{ème} PCRD d'EURATOM et se poursuivent pour certains dans le domaine 4 « DEMETRA » (DEvelopment and assessment of structural materials and heavy liquid METal technologies for TRAnsmutation systems) du 6^{ème} PCRD IP-EUROTRANS.

3.1.2.1. Les matériaux

La physico-chimie du Pb-Bi doit être mesurable et contrôlable. Des études thermodynamiques ont été réalisées pour identifier les phases en présence à l'équilibre pour l'alliage Pb-Bi en fonction de la température mais également en présence de la principale impureté métallique provenant de la corrosion, le fer, et du principal produit de spallation, le mercure. En plus de ces éléments, l'espèce qui conditionne majoritairement la pureté de l'alliage et le comportement des matériaux en contact avec est l'oxygène dissous dans l'alliage. Il a été montré qu'à des teneurs en oxygène faibles l'acier T91 peut se dissoudre dans le milieu à une vitesse qui dépend d'un certain nombre de paramètres, tandis qu'à des teneurs plus élevées une couche d'oxyde peut se former à la surface de l'acier et le protéger dans certaines conditions de la dissolution. A des teneurs encore plus élevées l'oxyde de plomb PbO peut précipiter dans l'alliage et engendrer des obturations dans la tuyauterie. Le contrôle de la chimie du milieu s'impose donc et à cet effet des sondes de mesure d'oxygène fiables fonctionnant entre 200 et 750°C ont été développées.

L'étude de la corrosion de l'acier T91 dans l'alliage Pb-Bi a été réalisée par la mesure à différentes températures de la vitesse de corrosion pour de faibles teneurs en oxygène, en mode statique et en mode dynamique. Des modèles prédictifs et des bases de données nécessaires à ces modèles ont pu être établis. Les cinétiques d'oxydation pour de plus fortes teneurs en oxygène ont été déterminées. Ces études ont permis d'établir les conditions de protection optimales de l'acier T91.

Les propriétés mécaniques de l'acier T91 en contact avec l'alliage Pb-Bi avec et sans contraintes mécaniques ont été investiguées. Les conditions de fragilisation de l'acier en présence de Pb-Bi ont pu être cernées.

D'autres études ont porté sur les matériaux en conditions d'irradiation, en particulier sur les effets d'un spectre de spallation sur l'acier T91 de la fenêtre. En effet, en plus du dommage neutronique, les produits de spallation tels que l'hélium peuvent avoir un rôle prépondérant dans la fragilisation du matériau. Il a été mis en évidence une fragilisation accrue en présence d'hélium au dessous de 300°C. Des durcissements du matériaux ont également été observés sur des échantillons irradiés dans la même gamme de températures tandis qu'au-dessus le degré de fragilisation diminue. Il a été conclu de ces travaux que les aciers martensitiques sont de bons

candidats pour la fenêtre et les structures irradiées s'ils sont utilisés entre 350 et 550°C, des températures plus basses favorisant la fragilisation par l'irradiation et les produits de spallation.

3.1.2.2. Le design d'une cible avec fenêtre

En matière de recherche sur la faisabilité d'une cible de spallation avec fenêtre pour un ADS le projet MEGAPIE est sans doute l'expérience la plus avancée et constitue déjà une référence dans ce domaine pour un démonstrateur. Dans le but de valider le couplage entre un accélérateur et une cible de spallation de métal liquide, une cible de Pb-Bi liquide a été conçue et réalisée pour être couplée à un faisceau de protons de 1 MW (1,7 mA à 575 MeV) au SINQ de l'Institut Paul Scherrer (PSI) en Suisse.

Le module complet de la cible comprend plusieurs systèmes représentés figure 8: le faisceau de protons arrivant par le bas doit d'abord traverser une double enceinte de confinement en $AlMg_3$ refroidie par eau lourde. Le faisceau traverse ensuite la fenêtre en acier T91 (voir figure 9) pour interagir avec le Pb-Bi liquide contenu derrière la fenêtre où se produisent les réactions de spallation et où se fait donc l'essentiel du dépôt de puissance du faisceau. Une pompe électromagnétique fait remonter le métal liquide par la zone centrale de la cible pour lui faire traverser un échangeur de chaleur situé au-dessus. Le métal refroidi redescend par la zone périphérique externe de la cible. Une deuxième pompe électromagnétique réinjecte directement une partie du métal refroidi au plus près de la fenêtre par un tube de contournement pour améliorer son refroidissement (pompe et tube « by-pass »). Des systèmes auxiliaires à l'extérieur de la cible assurent l'alimentation en courant et en fluides, le remplissage en Pb-Bi, l'évacuation de la chaleur, la gestion des gaz et le contrôle commande de l'ensemble.

La première phase de conception du système a été riche d'enseignements car elle a dû tenir compte des contraintes du SINQ (faisceau arrivant par le bas, géométrie de la place disponible) pour loger l'ensemble des constituants de la cible, et s'adapter aux équipements disponibles pour la manutention et le stockage. La seconde phase, qui a vu la construction de la cible et qui comprend également son irradiation au PSI est en cours d'achèvement : la cible est en effet en cours d'irradiation à l'automne 2006 et produit donc des neutrons. La dernière phase d'analyse des matériaux et du retour d'expérience à l'issue de cette irradiation est prévue pour le premier semestre 2007.

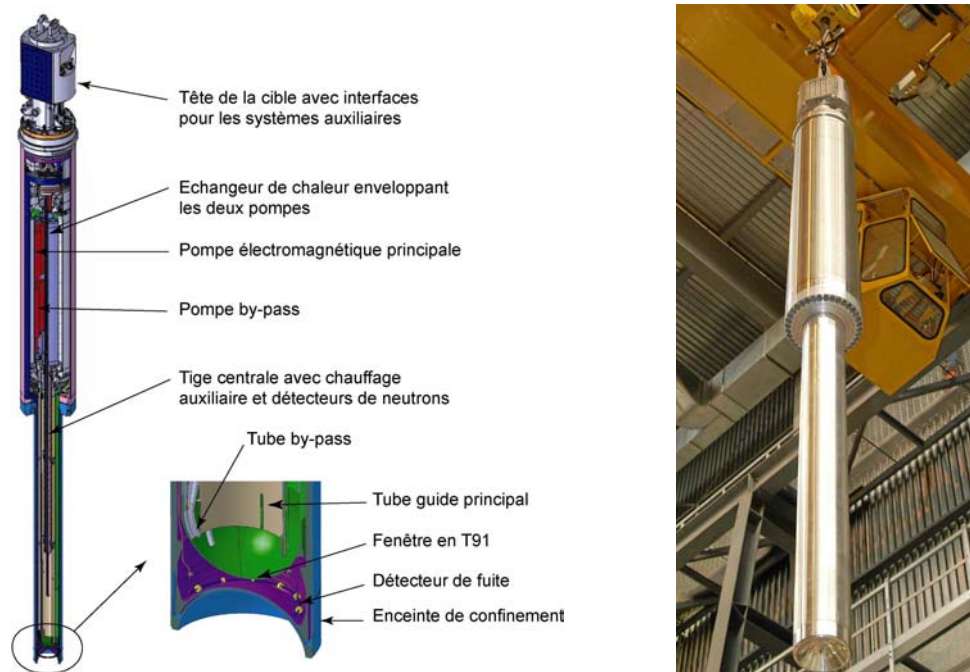


Figure 8 : La cible du projet MEGAPIE avec détail de la zone cible-fenêtre [27].

Un travail également très important a été réalisé pour établir le dossier de sûreté de MEGAPIE afin d'obtenir l'autorisation de fonctionnement des autorités de sûreté, analysant les

accidents sévères comme la perte de confinement due à la rupture de la fenêtre et/ou la rupture de la double paroi de confinement. Ce travail s'appuie entre autres sur des simulations neutroniques et sur le retour d'expérience du programme LISOR (LIquid metal-SOLID Reactions under irradiation), sous-tendu par le projet MEGAPIE, et destiné à étudier les propriétés des aciers en conditions de contraintes mécaniques, dommages aux radiations et corrosion due à la circulation de Pb-Bi liquide, grâce à l'irradiation par des protons de 72 MeV (PSI) d'une boucle de Pb- Bi liquide.



Figure 9 : Fenêtre en T91 de la cible du projet MEGAPIE [27].

3.1.2.3. Le design d'une cible sans fenêtre

Des designs de cibles sans fenêtre ont été étudiés, en particulier pour le projet de démonstrateur d'ADS. Pour ce dernier deux concept ont été examinés : l'un à flot de Pb-Bi liquide horizontal (figure 10) l'autre à flot vertical (cf. cible de MYRRHA section 3.3.3.). Le concept à flot horizontal étudié a cependant révélé plus d'inconvénients que son concurrent comme la difficulté de faire fonctionner des pompes avec des arbres longs (les pompes sont situées au-dessus de la cible) et l'absence d'unité de purification du liquide par manque de place.

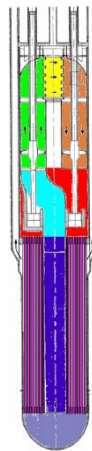


Figure 10 : *Projet de design d'une cible sans fenêtre avec flot de Pb-Bi horizontal [29]. La zone cible est au sommet en jaune, le fluide circule de gauche à droite, et de la périphérie vers le centre, les échangeurs de chaleur sont situés à l'intérieur du module en bas (violet).*

3.1.3. Le combustible

Dans l'optique de la transmutation, ou plus exactement de l'incinération des actinides mineurs dans un ADS, il est nécessaire de mettre au point le ou les combustibles qui les contiendra. Plusieurs aspects sont à prendre en compte dont sa facilité de fabrication, son aptitude au retraitement, ses performances de transmutation ainsi que son comportement en phase accidentelle. Les études sur les combustibles ont débuté par des études génériques destinées à mieux connaître les propriétés physico-chimiques des composés d'actinides, leur interaction chimique avec leur environnement, ainsi que leur comportement sous irradiation. Un véritable programme de développement ne sera possible qu'une fois les paramètres de fonctionnement de

l'ADS, tenant compte des marges associées aux transitoires de puissance, établis (ces paramètres pouvant varier d'un projet à l'autre).

Les traits caractéristiques majeurs des combustibles envisagés pour les ADS sont de ne pas contenir d'uranium fertile (afin de préserver les performances de transmutation), de contenir une concentration de 45 à 70% en actinides (essentiellement Am et Cm, avec une concentration maximale de 3g/cm^3) ainsi qu'entre 55 à 30% de Pu de vecteur isotopique essentiellement composé d'isotopes pairs. De tels combustibles ont l'inconvénient d'avoir une forte émission γ et neutronique, ce qui peut être problématique lors de sa fabrication, d'avoir des propriétés thermiques et thermodynamiques moins bonnes que les combustibles de type U-Pu, de contenir des espèces américiées très volatiles, et d'émettre beaucoup d'hélium sous irradiation. Tous les composés de transuraniens susceptibles d'entrer dans la composition de ces combustibles ont déjà été identifiés. C'est un compromis entre les contraintes thermiques, mécaniques, chimiques, neutroniques et technologiques qui doit être trouvé. Les combustibles envisagés sont de trois types : les combustibles métalliques, les nitrures carbures et sulfures, et les oxydes. Ces combustibles ont des propriétés différentes en ce qui concerne le relâchement des gaz de fission et d'hélium, l'interaction chimique avec la gaine du combustible et le gonflement sous irradiation dû à l'endommagement par les produits de fission. Compte tenu de ces diverses caractéristiques on trouve finalement trois concepts en compétition :

- les combustibles chauds³ qui permettent le relâchement aisé des gaz (céramiques réfractaires à joint⁴ hélium, combustibles oxydes (Pu, AM) O_2 à matrice inerte MgO ou MgAl_2O_4 , combustibles nitrures (Pu, AM)N à matrice inerte ZrN et joint He)
- les combustibles froids⁵ à faible relâchement gazeux dont le joint métal liquide permet l'écoulement de la chaleur vers le caloporteur (combustible nitrure à joint sodium) mais dont le relâchement des gaz et le gonflement doivent être étudiés
- les combustibles froids à fort relâchement gazeux dont le gonflement sous irradiation à faible température peut être compensé par le jeu entre la gaine et le combustible : au-delà d'une certaine pression ce gonflement favorise l'interconnexion entre les pores formant ainsi des canaux débouchant à la surface et favorisant l'expulsion des gaz (combustible (Pu, AM)Zr à joint Na).

Sur la base des études existantes sur les nouveaux combustibles de transmutation pour les réacteurs actuels, une première évaluation réalisée en collaboration avec le DOE (US) et le JAERI (Japon) a sélectionné trois types de combustible dont le comportement sous irradiation sera étudié : il s'agit du combustible métallique à joint sodium Pu-AM-40Zr, du nitrure à joint hélium ou sodium (Pu, AM, Zr)N, et du composite oxyde (Pu, AM) O_2 + MgO ou ^{92}Mo . Ces combustibles seront irradiés dans ATR (réacteur d'irradiation américain) et dans Phénix (programmes FUTURIX-FTA) afin d'étudier leur gonflement dû aux dommages créés par les produits de fission et les effets de la création d'hélium. D'autres irradiations de combustibles sans actinides, mais précurseurs des combustibles ADS, réalisées dans les réacteurs rapides russe BOR 60 (prog. BORA-BORA) et suédois R2 (prog. CONFIRM) apporteront un complément d'information.

Les programmes FUTURE et CONFIRM qui se sont déroulés dans le 5^{ème} programme cadre se poursuivent dans le DM3 AFTRA (Advanced Fuels for TRANsmutation) de IP-EUROTRANS dont les objectifs sont de mener des études de conception, de développement et de qualification (dans des conditions représentatives) d'un combustible sans uranium compatible avec la conception de l'ADS de référence, objet du DM1 (DESIGN).

3.1.4. Les données nucléaires

Concernant les avancées récentes dans le domaine des données nucléaires pertinentes pour les ADS, l'auteur renvoie aux cours « Mesures de sections efficaces de fissions d'intérêt pour la transmutation des actinides mineurs » de B. Jurado (ibid.) et « Données et modélisation de la spallation pour les réacteurs hybrides » de A. Boudard (ibid.). Une synthèse peut également être trouvée dans la référence [25]. Débutées par les programmes HINDAS et nTOF_ND_ADS dans le cadre du 5^{ème} PCRD, elles se poursuivent dans le DM5 NUDATRA (NUclear DAta for

³ $\geq 1000^\circ\text{C}$

⁴ le « joint » est le matériau qui comble le jeu entre le combustible et sa gaine

⁵ $\leq 700^\circ\text{C}$

TRANsmutation) de IP-EUROTRANS dans le 6^{ème} PCRD dont l'un des objectifs est d'améliorer les incertitudes associées aux données de conception nécessaires aux ADS, tant pour la neutronique du cœur que pour le cycle du combustible associé ou la radioprotection du système.

3.2. Projets européens de démonstration pour un ADS industriel

Les premières études de conception d'un ADS expérimental ont été menées au cours du projet PDS-XADS (Preliminary Design Studies for an eXperimental ADS) dans le cadre du 5^{ème} PCRD, premier effort européen cohérent dans la conception d'une installation complète de démonstration de la technologie des ADS. Ces études ont porté sur les principaux points clés du système : l'accélérateur, la cible de spallation, et le cœur sous-critique. Deux phases sont identifiées dans ce travail :

- la première se base sur la technologie de combustible disponible, à savoir le MOX, et sert à la démonstration du concept d'ADS et aux tâches d'irradiation préliminaires
- la deuxième doit démontrer la faisabilité de la transmutation sur un grand nombre d'assemblages contenant des actinides mineurs et exige un haut niveau de flux rapide.

Ces études ont été menées à travers trois concepts dont deux étudiés en collaboration avec des industriels :

- un concept refroidi à l'eutectique Pb-Bi de 80 MWth (ANSALDO, I)
- un concept refroidi au gaz de 80 MWth (FRAMATOME ANP, F)
- un concept refroidi à l'eutectique Pb-Bi de 50 MWth déjà à l'étude par le SCK-CEN (projet MYRRHA).

Nous reviendrons plus en détail sur ce dernier projet dans le paragraphe 3.3. et ne décrivons ici que les deux premiers (dont les schémas sommaires sont donnés figure 11). Tous ces concepts ont pour point commun l'insertion verticale du faisceau de l'accélérateur par le haut du cœur.

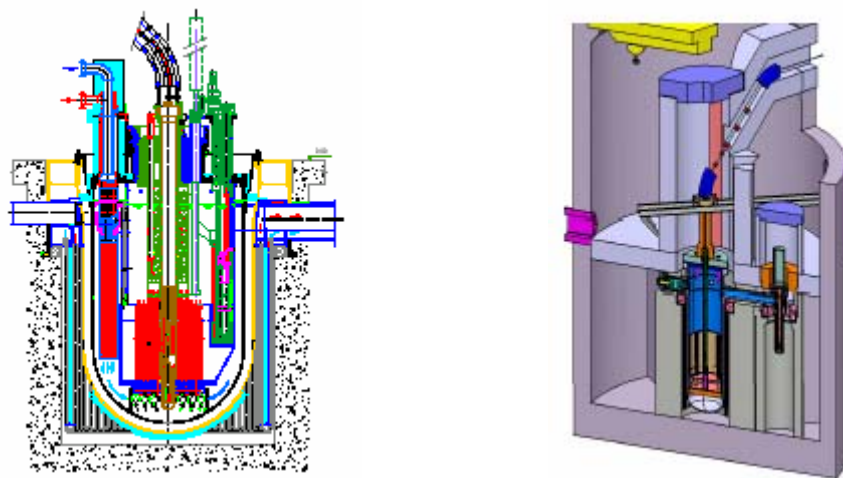


Figure 11 : Projets d'XADS de 80 MWth refroidi au Pb-Bi, d'ANSALDO (à gauche) et refroidi au gaz, de FRAMATOME ANP (à droite) [25].

3.2.1. XADS refroidi au Pb-Bi liquide

Ce concept est basé dans une large mesure sur des technologies connues. Le cœur est de petite taille mais extrapolable à une plus grande puissance. La cible de spallation est constituée, comme le caloporteur, de Pb-Bi liquide. La température de ce dernier est limitée entre 300 et 400°C afin de limiter les contraintes thermiques et la corrosion. Les assemblages de combustible ont un séjour limité dans le cœur pour ces mêmes raisons. Le combustible est du MOX. En fonctionnement nominal le refroidissement du cœur est assuré par convection naturelle assistée par une injection d'argon (mais sans pompes afin d'éviter les problèmes de corrosion et d'érosion de ces dernières) et l'évacuation de la puissance résiduelle en cas d'arrêt est réalisée de manière passive par circulation naturelle. Le caloporteur circule entre le cœur (source chaude) situé sous le

plenum et la source froide (échangeurs de chaleur) située en haut. Un certain nombre de composants utilisent des matériaux de technologie extrapolée de la filière des réacteurs au sodium. Ce projet de système est dédié à la démonstration du concept et il n'est pas prévu qu'il délivre de l'énergie électrique : la puissance est dissipée dans l'atmosphère par des échangeurs d'air.

Les caractéristiques du cœur ont été étudiées. Il consiste en assemblages hexagonaux de combustible tous identiques disposés en cinq couronnes autour du module de spallation. Chaque assemblage comporte 90 crayons chargés en combustible MOX sur une hauteur de 87 cm. Ceci conduit à un $k_{\text{eff}}=0.97$ en début de vie. Autour de la zone combustible se trouve une zone « tampon » de trois couronnes d'assemblages factices dans lesquels circule le Pb-Bi afin de créer un réflecteur radial, tandis que le plenum et la partie réceptacle « basse » de la cuve forment les réflecteurs axiaux. La réactivité a été calculée de façon à rester très en deçà de la criticité lors des transitoires mais aussi en cas d'accidents équivalents à une insertion de réactivité. En fin de vie du cœur le facteur de multiplication atteint 0.93. La puissance spécifique du système est de 40 W/cm³.

3.2.2. XADS refroidi au gaz

Ce deuxième concept utilise l'hélium (gaz inerte et non radioactif) comme caloporteur et s'inspire de la technologie des projets de GT-MHR (Gas Turbine Modular Helium Reactor) et RNR (Réacteur à Neutrons Rapides) à gaz actuels. Le système est constitué de deux cuves reliées entre elles par une tubulure: la première abrite le cœur, la cible de spallation, les systèmes associés à la manutention du combustible et le système de refroidissement à l'arrêt, tandis que la deuxième contient le système de conversion de puissance constitué d'une soufflante à hélium pour la circulation du caloporteur, et d'un échangeur hélium/eau pour évacuer la puissance vers un circuit secondaire. La cuve du réacteur se situe dans un puits de cuve en béton refroidi à l'eau : la coupe de l'ensemble est montrée figure 11. Le caloporteur se trouve à une pression moyenne de 60 bars et est mû par circulation forcée pendant le fonctionnement en puissance, avec des températures d'entrée et de sortie de 200 et 450°C. Le gaz présente ici l'avantage d'être inerte, et donc de ne pas induire de corrosion, et d'être sans réactivité chimique. Les opérations de maintenance en sont également facilitées. La cible envisagée, en Pb-Bi liquide, est située dans un module confiné sur l'axe vertical du réacteur et la fenêtre métallique la séparant de l'accélérateur se trouve dans le plan médian du cœur. Le Pb-Bi circule grâce à une pompe externe et c'est également en dehors de la cuve que se trouve l'échangeur de chaleur qui permet de refroidir le liquide et ainsi la fenêtre. Au-dessus du cœur se trouve un plenum chaud d'hélium d'environ 6 mètres de hauteur dus à la présence du dispositif de manutention du combustible et dans lequel des échangeurs de chaleur de secours permettent l'évacuation de la puissance résiduelle par convection naturelle du gaz pressurisé. Ce réacteur peut générer de l'électricité par cycle direct mais l'option du relâchement de l'énergie dans l'atmosphère est aussi envisagée.

Le cœur de ce système comporte 90 assemblages hexagonaux de combustible disposés autour du module de spallation. Six assemblages absorbants sont répartis à leur périphérie afin d'atteindre des marges suffisantes d'anti-réactivité lors de la manutention du combustible. Chacun des assemblages combustible contient 37 crayons chargés en MOX sur 1.5 mètre de hauteur. Une zone réflecteur en acier constituée de trois couronnes d'assemblages entoure le cœur. Les cinq dernières couronnes servent à la protection neutronique et γ (deux sont constituées de crayons de carbure de bore et cinq de blocs de carbure de bore). Le k_{eff} issu d'un compromis entre les situations accidentelles et les performances de fonctionnement du cœur se situe entre 0.96 et 0.97. La puissance spécifique du système est de 46 W/cm³.

3.2.3. Des conclusions de PDS-XADS vers les projets actuels

D'autres aspects comme les systèmes de manutention pour le rechargement du combustible et des composants, la sûreté de l'installation, la protection neutronique et radiologiques ont également été abordés, mais de façon très préliminaire pour certains. Les concepts étudiés, bien que préliminaires, ont confirmé la complexité du système mais n'ont pas mis en évidence de points rédhibitoires quant à la faisabilité d'une installation expérimentale. La technologie liée à l'utilisation du Pb-Bi est sans doute la plus délicate car la plus novatrice. La cible

de spallation est l'élément sur lequel on ne peut s'appuyer sur un retour d'expérience. Plusieurs concepts de cibles ont été étudiés et nécessitent davantage de travaux de R&D notamment pour estimer la durée de vie de la fenêtre. De nouveaux concepts sans fenêtre sont sérieusement envisagés.

Les différences entre ces deux concepts d'ADS proviennent essentiellement des propriétés thermiques du caloporteur. Le concept refroidi au Pb-Bi bénéficie de l'extrapolation des travaux réalisés sur les RNR au sodium mais une importante R&D reste nécessaire pour solutionner les problèmes potentiels de corrosion et d'oxydation. La puissance spécifique envisagée (de l'ordre de 40 MW/m³) ne pose pas de problèmes du point de vue du refroidissement cependant elle limite l'efficacité du système en terme de transmutation. L'augmentation de cette puissance peut améliorer notablement cette efficacité mais sans doute au détriment de la sûreté intrinsèque de l'installation pour l'instant très favorable. Cependant ce concept ne semble pas satisfaire aux critères de l'autorité française de sûreté en ce qui concerne l'Inspection en Service des réacteurs à neutrons rapides refroidis par un métal liquide s'il devait être considéré à une échelle industrielle.

Par comparaison la technologie gaz, fluide caloporteur ne se limitant pas à cette filière, minimise les besoins en R&D et simplifie les questions d'architecture du réacteur, d'inspection en service (fluide transparent) et de maintenance des composants internes. Les points majeurs à investiguer restent la durée de vie du doigt de gant réacteur entourant la cible de spallation (irradiation importante), la fiabilité requise pour l'évacuation de la puissance résiduelle (qui repose sur des systèmes actifs secourus pour les états dépressurisés) et la concomitance d'accidents sévères.

Par extrapolation de ces études à un système de quelques centaines de MWth il semble possible d'atteindre un optimum de transmutation d'actinides mineurs (qui serait alors d'environ 45 kg/TWth) mais la démonstration de la faisabilité technique et économique d'un transmutateur de déchets reste à étudier.

Les travaux entrepris dans le projet PDS-XADS et les différents groupes R&D transmutation dans le 5^{ème} PCRD se poursuivent dans le 6^{ème} PCRD (2004-2009) dans le projet intégré EUROTRANS. Ce projet reprend les objectifs des études de faisabilité et de conception d'un prototype d'ADS industriel dédié à la transmutation. Ses principaux objectifs sont de développer un ADS générique (European Transmutation Demonstrator) avec, pour le court terme, la conception détaillée d'un ETD/XT-ADS (eXperimental demonstration of the technical feasibility of Transmutation in an ADS) de quelques dizaines de MWth et, pour le long terme, la conception d'un ETD/EFIT (European Facility for Industrial Transmutation) de référence, d'une puissance de quelques centaines de MWth. Le projet MYRRHA porté par le SCK•CEN (Belgique) décrit ci-dessous est actuellement sérieusement envisagé pour être le ETD/XT-ADS.

3.3. Le projet MYRRHA

Le projet MYRRHA (Multipurpose hYbrid Research Reactor for Hightech Applications) a débuté en 1998 au SCK•CEN comme une version améliorée du concept d'installation d'irradiation ADONIS (Accelerator Driven Operated Nuclear Isotope System) étudié de 1995 à 1997 par le SCK•CEN en collaboration avec IBA (Ion Beam Applications, Louvain-la-Neuve, B) qui était déjà basé sur un concept ADS et essentiellement dédié à la production de radio-isotopes pour la médecine (en particulier le ⁹⁹Mo). L'objet de MYRRHA est d'accueillir des programmes plus élargis, aussi bien dans les domaines des matériaux de structure pour les réacteurs à fusion et fission que dans celui des combustibles pour les filières actuelles ou futures. Mais en premier lieu MYRRHA vise à contribuer de façon majeure à la démonstration du concept d'ADS à une échelle raisonnable, et à celle de la faisabilité technologique de la transmutation d'actinides mineurs et de produits de fission issus du cycle du combustible. Après un premier design (2002) d'une puissance nominale de 30 MWth, ce projet a évolué en 2004 vers une installation de 50 MWth. Une description complète du projet MYRRHA dans cette version peut être trouvée dans le document « MYRRHA project, Draft 2 » [28]. Nous en résumons ici quelques grandes lignes.

3.3.1. Description générale

MYRRHA est un réacteur de type « piscine » dont la cuve à fond plat est posée au sol et non suspendue principalement à cause du poids du caloporteur, ici du Pb-Bi liquide. Le métal liquide a

été choisi comme caloporteur afin d'avoir une densité de puissance élevée et pour ce faire le Pb-Bi a été préféré au sodium afin d'éviter les risques d'incendie. De plus il est identique au matériau choisi pour la cible de spallation. Tous les composants du circuit primaire sont insérés dans le réacteur par le haut à travers le couvercle. L'emplacement de la cible de spallation, au centre du cœur, est de petite taille de façon à conserver la place disponible dans le cœur pour loger des expériences. Le concept retenu pour la cible est une cible sans fenêtre car aucun matériau ne pourrait supporter la densité de puissance déposée ($\sim 10 \text{ kW/cm}^2$) dans la fenêtre, la densité de courant étant d'environ $150 \mu\text{A/cm}^2$. Le niveau de sous-criticité choisi est $k_s=0.95$, ce qui garantit la sous-criticité même dans des circonstances accidentelles d'insertion de réactivité. Les caractéristiques de l'accélérateur de protons pour atteindre 50 MWth dans ces conditions sont une énergie de 350 MeV et une intensité de 5 mA⁶.

3.3.2. Le design de l'accélérateur

Le premier accélérateur envisagé était un cyclotron produisant 2 mA de protons de 250 MeV, ce qui était des caractéristiques raisonnablement extrapolées d'un cyclotron existant développé par IBA pour la proton thérapie. Cependant cette puissance de faisceau ne permettait pas d'atteindre les caractéristiques neutroniques attendues du cœur, c'est pourquoi les caractéristiques finales du faisceau de protons sont devenues 350 MeV x 5 mA. Bien que rentrant encore dans des fourchettes accessibles à un cyclotron, les conclusions du groupe de travail « accélérateur » de PDS-XADS concernant le point crucial de la fiabilité de la machine ont conduit à préférer l'option d'un accélérateur linéaire (LINAC). Le design de cet accélérateur est en tous points semblable à celui décrit dans le paragraphe 3.1.1. Son coût est évalué à 185 M€.

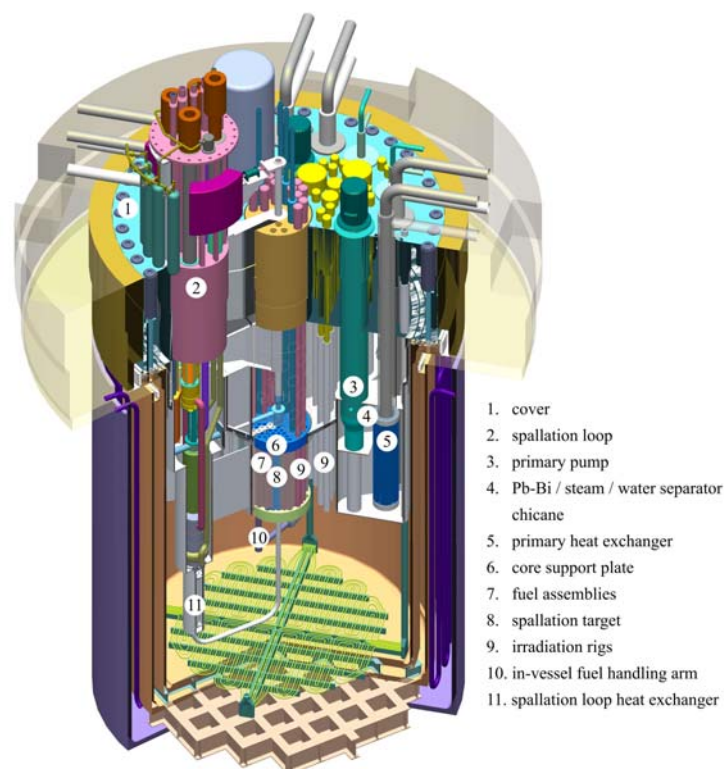


Figure 12 : *Projet de démonstrateur d'ADS de 50 MWth refroidi au Pb-Bi MYRRHA du SCK•CEN [28].*

⁶ Une application numérique réalisée à partir de l'expression (7) vue au chapitre 1 donne 52 MWth avec $k_s=0.96$, $\nu=2.95$, $E_p=210 \text{ MeV}$ et $S= 1.9 \times 10^{17} \text{ n/s}$ (un proton de 350 MeV produit en moyenne 6 neutrons source par spallation sur Pb-Bi), valeurs caractérisant la source et le cœur de MYRRHA [28].

3.3.3. Le design de la cible de spallation sans fenêtre

La puissance résultant du faisceau délivré par l'accélérateur, compte tenu des conditions ci-dessus, est de 1.75 MW, dont 82% sont déposés dans la cible de spallation sous forme de chaleur. Une évacuation continue de la chaleur de la cible est donc nécessaire, ce qui a conduit au choix d'une cible en métal liquide. L'eutectique plomb-bismuth a été choisi, comme pour le fluide caloporteur. Nous avons vu que la densité du courant de protons entraînait une puissance déposée dans une éventuelle fenêtre trop élevée pour garantir l'intégrité de celle-ci. Un concept sans fenêtre a donc été préféré. Compte tenu du peu de place pour loger la cible, la surface libre de celle-ci sera réalisée par un flux coaxial vertical du fluide. La boucle de spallation passe dans le cœur et se referme à l'extérieur du cœur pour le laisser accessible (voir figure 13). Tous les composants actifs de la cible sont placés dans la partie décentrée du module de spallation, cela inclut :

- l'échangeur de chaleur dont le circuit secondaire utilise le caloporteur LBE de l'enceinte principale
- une pompe mécanique
- une pompe magnéto-hydrodynamique qui régule le flux du liquide de spallation et permet d'ajuster la position de la surface libre du liquide dans le module de spallation
- le système de vide constitué d'un ensemble de pompes cryogéniques
- le système de conditionnement et de filtrage du LBE.

La position décentrée de ces éléments réduit aussi l'irradiation à laquelle est soumis l'ensemble, et en particulier la formation d'He dans les structures qui conduirait à un renouvellement très fréquent des éléments des composants de la boucle. Toute la boucle de spallation peut être retirée de l'enceinte après le déchargement du cœur. On peut également ne retirer que le sous-module contenant les composants actifs afin de réaliser des opérations de maintenance tout en laissant la boucle de spallation en place. Toutes ces opérations peuvent être réalisées dans le hall du réacteur sous atmosphère inerte.

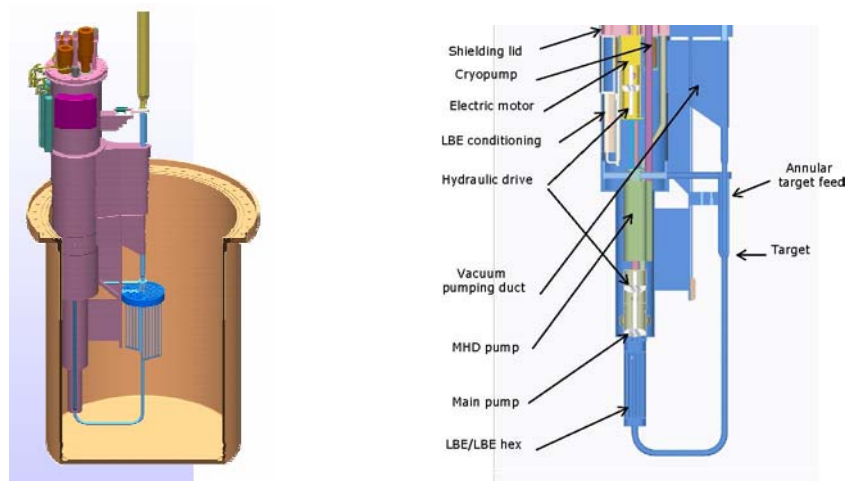


Figure 13 : *Positionnement de la boucle de spallation dans l'enceinte de MYRRHA (le cœur du réacteur est au centre) et détail de la boucle seule [28].*

Le matériau cible en lui-même circule depuis le module de spallation décentré et traverse l'axe central du cœur sous-critique. Il s'écoule à travers trois canaux d'amenée entourant la ligne de transport de faisceau. La zone cible proprement dite est la zone de surface libre formée par le liquide au confluent de ces trois canaux, au milieu du cœur (voir figure 14). Le faisceau de protons arrive sur la cible par le haut et après la zone d'impact le liquide s'évacue par un canal central unique qui l'achemine par le tube en U inférieur vers les échangeurs de chaleur et le système de pompage. L'évacuation de la puissance se fait donc par convection forcée à travers un échangeur dont le circuit secondaire est le caloporteur LBE de l'enceinte principale. La circulation du liquide dans la cible se fait à 10 litres/s ce qui conduit à une augmentation de température de moins de 100°C par rapport à la température opérationnelle optimale de 240°C. Le contrôle de la zone de recirculation est très important car si elle est trop petite ou trop grande cela conduit à une

évaporation de gouttelettes de LBE susceptibles de polluer le vide du tube faisceau, conséquence de l'absence de fenêtre. En particulier le paramètre à monitorer est la hauteur de cette zone. Ceci est réalisé par un LIDAR (Llght Detection And Ranging), un laser situé dans le tube faisceau qui mesure par réflexion sa distance à la surface de recirculation. Cette information est utilisée pour contrôler les pompes mécanique et magnéto-hydrodynamique réglant l'équilibre des flux entrant et sortant du nez de la cible dont dépend la surface libre. Le niveau de cette surface est particulièrement difficile à maintenir pendant les procédures de démarrage ou d'arrêt, ainsi que pendant les beam trips. C'est pourquoi une seconde surface libre est maintenue dans la boucle de spallation à environ 2.3 m au-dessus de celle de la cible.

L'absence de fenêtre implique que la cible soit sous un vide compatible avec celui de l'accélérateur. L'unité de spallation est donc connectée au tube central du faisceau par une canalisation pompée jusqu'à 10^{-3} mbar par un système intégré. Ce système de pompage permet également de collecter (et plus tard d'évacuer) dans des pompes à absorption les émanations radioactives volatiles polluant le vide. De plus, la température de la surface libre est ajustée via le débit du liquide de façon à minimiser l'évaporation excessive du LBE dans le tube accélérateur et préserver la qualité du vide (température maximale de 450°C).

Le conditionnement du LBE est nécessaire pour afin d'inhiber la corrosion et de prévenir la formation d'agglomérats solides d'impuretés qui pourraient boucher les canaux. La stratégie pour limiter la corrosion consiste à maintenir le pourcentage massique d'oxygène dans le LBE à 10^{-6} . Ceci se fait par un traitement des vapeurs d'eau et d'hydrogène. Cependant l'unité de spallation étant maintenue sous vide le traitement n'est possible que pendant les opérations de maintenance. Du fait de la nature réductrice des produits de spallation et de l'hydrogène provenant du faisceau de protons, l'action opposée d'ajout d'oxygène est incluse, ce qui conduit à une unité de conditionnement dédiée. De plus, une filtration magnétique est prévue à l'entrée de la pompe magnéto-hydrodynamique pour extraire les produits de corrosion (essentiellement des composés de Fe et de Ni) pouvant boucher la pompe. Enfin à la surface de la seconde surface libre un écrémage est envisagé pour retirer les résidus flottants.

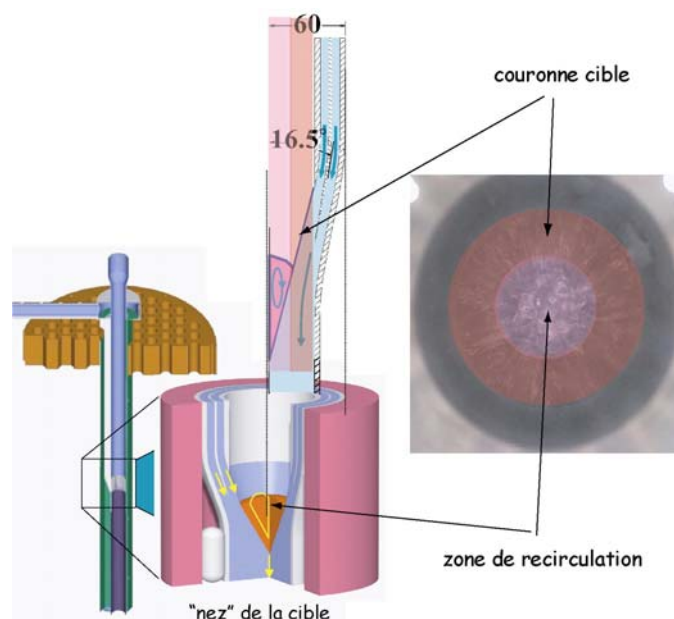


Figure 14 : *Détail du « nez » de la zone cible coaxiale avec surface de recirculation, photo de la coupe transverse de la zone cible [28].*

La forme particulière de cette cible et la nécessité de ne pas trop chauffer la cible dans sa zone centrale de recirculation induit le choix d'un profil de faisceau annulaire, où le courant est plus intense dans la couronne et moindre en son centre (figure 14).

Enfin notons que dans ce concept de cible « sans fenêtre » il existe néanmoins une séparation entre le tube faisceau et la zone cible qui est une fenêtre d'Al froide située très en amont de la cible.

3.3.4. Le design du cœur sous-critique

Le cœur de MYRRHA est à spectre neutronique rapide refroidi par du LBE liquide. Il est constitué d'un réseau de 99 assemblages hexagonaux contenant eux-mêmes 91 aiguilles (avec un pas de 8.55 mm). La zone combustible est constituée d'aiguilles MOX (30% de Pu) du type de celles utilisées dans les réacteurs rapides, dans 45 assemblages dont la hauteur de combustible est de 60 cm. Les trois hexagones centraux sont retirés pour laisser la place au module de spallation (figure 15). Les assemblages périphériques sont disponibles pour des irradiations et études de transmutation des actinides mineurs et produits de fission à vie longue.

Le tableau 1 résume les caractéristiques du cœur de MYRRHA calculées en début de vie du réacteur. La valeur de $k_{eff}=0.95$ a été choisie pour rester dans les marges de sûreté sous-critiques en cas d'incident conduisant à une injection de réactivité. Les effets sur la réactivité de différentes situations incidentelles ont été calculés et sont donnés dans le tableau 2.

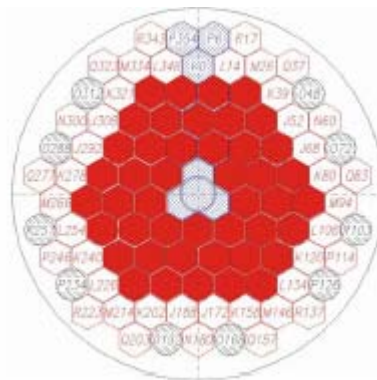


Figure 15 : Configuration type du cœur de MYRRHA (la zone sombre représente la zone combustible, la zone centrale est libre) [28].

Tableau 1 : Résumé des caractéristiques du cœur de MYRRHA calculées en début de vie [28].

Neutronics Parameters	Units	MYRRHA values
Proton beam energy	MeV	350
Accelerator current	mA	5
Proton beam heating	MW	1.43
Source neutron yield per incident proton		6.0
neutron source Intensity	10^{17} n/s	1.9
Initial fuel mixture	MOX	(U-Pu)O ₂
Initial (HM) fuel mass (m_{HM})	Kg	514
Initial Pu-enrichment (Pu/HM)	wt%	30
K_{eff}		0.95521
K_c		0.96007
$MF = 1 / (1 - K_c)$		25.04
Source importance: ϕ^*		1.127
Thermal Power (\dot{P}_{th})	MW	51.75
Specific power	kW/kgHM	101
Peak linear Power (hottest pin)	W/cm	352
Av. Linear Power (hottest pin)		272
Max Φ_{total} in the fast core (near the hottest pin)		4.1
Max $\Phi_{>1MeV}$ in fast core (near the hottest pin)	10^{25} n/cm ² s	0.8
Max $\Phi_{>0.25MeV}$ in fast core (near the hottest pin)		1.0
$(\dot{\gamma}) E_f = 210$ MeV/fission		

Tableau 2 : *Calculs des effets sur la réactivité de diverses situations incidentelles [28].*

Incidental situation	Reactivity effect (pcm)
Fuel pin pitch compaction	444
H ₂ O-vapour inside hottest fuel assembly	420
Cold (coolant) density effect	443
Coolant voiding hottest fuel assembly	72
Overall fast core coolant voiding	-18670
Voiding three peripheral reflector channels	-706
Doppler effect (Tf: 300K \leftrightarrow 1 500K)	-398

4. Conclusion

Il y a dix ans, en 1996, le concept d'ADS ou réacteur hybride était dépolé et remis au goût du jour avec la préoccupation d'apporter une réponse au problème de la gestion des déchets nucléaires issus des parcs électronucléaires actuels, point clé de l'acceptation de la filière nucléaire pour le futur. De nombreux organismes se sont engagés dans la recherche induite par ce regain d'intérêt pour les ADS, avec la volonté d'investiguer très concrètement la faisabilité d'un tel système. Aujourd'hui force est de constater que ces dix dernières années d'efforts ont apporté de nombreuses réponses sur des points clés, même si d'autres nécessiteront plus de temps. Depuis, la problématique des déchets s'est élargie et enrichie car il est apparu qu'elle ne pouvait être décorrélée des choix énergétiques pour le futur. Cela a donné naissance à l'étude de nouveaux systèmes nucléaires intégrés dans de nombreux scénarios visant une production d'énergie accrue pour répondre à la croissance de la demande aussi bien qu'à la réduction des déchets produits à l'horizon 2050. Ainsi les ADS trouveraient leur place dans certains de ces scénarios, essentiellement dédiés à l'incinération des actinides mineurs comme les américiums ou les curiums. Les choix sur ces échelles de temps n'étant pas encore arrêtés, les recherches se poursuivent afin de faire le tour des options technologiques possibles. C'est le but que s'est fixée la communauté engagée sur les recherches en soutien au développement des ADS en Europe que de parvenir à minima à la construction d'un prototype de ce système à l'horizon 2016, qui pourrait être le réacteur belge MYRRHA. Rendez-vous dans dix ans donc...

Remerciements

Je tiens à remercier mes prédécesseurs dans l'enseignement touchant à ce sujet qui sont également les auteurs de documents précurseurs en ce domaine dont je me suis largement inspirée pour la première partie de ce cours, en particulier H. Nifenecker, J.-M. Loiseaux, O. Méplan, et S. David, membres de l'équipe *physique des réacteurs* du LPSC de Grenoble et de l'équipe *physique de l'aval du cycle et de la spallation* de l'IPN d'Orsay respectivement. J'associe à ces remerciements mes indéfectibles collègues grenoblois R. Brissot et C. Le Brun qui se sont prêtés à la relecture des deux premières parties de ce cours. Je remercie pour leur aide P. Baeten (en particulier d'être l'auteur des principaux documents qui éclairent ma compréhension des méthodes de mesure de la réactivité) et D. De Bruyn du SCK-CEN (Mol, Belgique), ainsi que A. Guertin (Subatech Nantes) qui m'ont fourni la plupart des informations sur le projet MYRRHA. Enfin je remercie M.-G. Porquet ainsi que le Comité d'Organisation de l'Ecole Joliot Curie de la confiance qu'ils m'ont témoignée en me confiant ce cours.

Références

- [1] J.-M. Loiseaux, « *Principes de base et caractéristiques particulières des systèmes sous-critiques assistés par accélérateur* », Ecole Joliot-Curie 1996.
- [2] G.D. Spriggs, R.D. Busch, T. Sakurai, S. Okajima, « *The equivalent fundamental-mode source* », *Annals of Nuclear Energy* 26 (1999) 237.
- [3] M. Plaschy, « *Etudes numériques et expérimentales de caractéristiques d'un système rapide sous-critique alimenté par une source externe* », Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2004).
- [4] P. Reuss, « *Précis de neutronique* », collection Génie Atomique, EDP Sciences, (2003).
- [5] R. Barjon, « *Physique des réacteurs nucléaires* », Institut des Sciences Nucléaire de Grenoble (1993).
- [6] J. Salmon, H. Charpentier, J. Guilloud, B. Lemaire, P. Millies, « *Théorie cinétique des neutrons rapides* », Bibliothèque des sciences et techniques nucléaires, Presses Universitaires de France, (1961).
- [7] Collaboration MUSE, 5th EURATOM FP-Contract #FIKW-CT-2000-00063. Deliverable #8: Final Report (2005).
- [8] S. David, « *Capacités des réacteurs hybrides au plomb pour la production d'énergie et l'incinération avec multirecyclage des combustibles. Evolution des paramètres physiques. Radiotoxicités induites* », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I (1999).
- [9] D. Hilscher et al., *Nuclear Instrumentation and Method A414* (1998) 100.
- [10] A. Abanades et al., *Nuclear Instrumentation and Method A478* (2002) 577.
- [11] G. Perret, « *Amélioration et développement des méthodes de détermination de la réactivité. Maîtrise des incertitudes associées* », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I (2003).
- [12] A. Garelis, « *Survey of pulsed neutron source methods for multiplying media* », Proceedings of the Symposium on Pulsed Neutron Research, AIEA, Karlsruhe, Allemagne, 10-14 mai 1965.
- [13] N.G. Sjöstrand, « *Measurement on a subcritical reactor using a pulsed source* », *Arkiv för Fysik* Band 11 nr 13 (1956) 233.
- [14] M. Carta, A. D'Angelo, V. Peluso, G. Aliberti, G. Imel, V. Kulik, G. Palmiotti, J.F. Lebrat, Y. Rugama, C. Destouches, E. Gonzalez-Romero, D. Villamarin, S. Dulla, F. Gabrielli, P. Ravetto, M. Salvatores, « *Reactivity assessment and spatial time-effects from the MUSE kinetics experiments* », Proceedings of International Conference on the Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems PHYSOR 2004, Chicago, USA, 25-29 avril 2004.
- [15] D. Villamarin-Fernandez, « *Análisis dinámico des reactor experimental de fisión nuclear MUSE-4* », Thèse de doctorat, Université Complutense de Madrid 2004.
- [16] G.D. Spriggs, R.D. Busch, J.G. Williams, « *Two-region kinetic model for reflected reactors* », *Annals of Nuclear Energy* 24 (1997) 205.
- [17] F. Perdu, « *Contributions aux études de sûreté pour des filières innovantes de réacteurs nucléaires* », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I (2003).
- [18] J. Vollaire, « *L'expérience MUSE-4 : mesure des paramètres cinétiques d'un système sous-critique* », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble (2004).
- [19] P. Baeten, R. Brissot, Y. Rugama, A. Billebaud, C. Le Brun, E. Liatard, J. Vollaire, C. Destouches, « *Analytical investigation and experimental application of the source modulation technique to measure ρ/β_{eff}* », *Progress in Nuclear Energy* 48 (2006) 550.
- [20] R.E. Uhrig, « *Random noise techniques in nuclear reactor systems* », Ronald Press, New York (1956).
- [21] J.A. Thie, « *Reactor noise* », Rowman and Littlefield Inc., New York (1963).
- [22] I. Pazsit, M. Ceder, Z. Kuang, « *Theory and analysis of the Feynman-alpha method for deterministically and randomly pulsed neutron sources* », *Nuclear Science and Engineering* 148 (2004) 67.
- [23] I. Pazsit, Y. Kitamura, J.Wright, T. Misawa, « *Calculation of the pulsed Feynman-alpha formulae and their experimental verification* », *Annals of Nuclear Energy* 32 (2005) 986.
- [24] P. Baeten, « *Heuristic derivation of the Rossi-alpha formula for a pulsed neutron source* », *Annals of Nuclear Energy* 31 (2003) 43.
- [25] A. Alamo, F. Balbaud, P.Y. Beauvais, J.L. Courouau, P. Debu, G. Granget, C. Latge, S. Leray, F. Mellier, S. Pillon, P. Richard, G. Rimpault, M. Salvatores, A. Terlain, F. Varaine, D. Warin, R.

Brissot, H. Doubre, H. Flocard, T. Kirschner, A. Mueller, J.C. Steckmeyer, B. Carlucci, B. Giraud, « *Synthèse des études pour le développement des ADS* », CEA/DEN/CAD/DER/SESI/LCSI/NT DO22 18-11-2005.

[26] J.L. Biarotte et al. « *Definition of the XADS-class reference accelerator concept* », PDS-XADS report, Deliverable 63 of EU contract FIKW-CT-2001-00179 (2004).

[27] F. Groeschel et al. *Journal of Nuclear Materials*, 335 (2004) 156.

[28] H. Aït Abderrahim et al., « *MYRRHA Pre-Design File - Draft 2* », SCK•CEN Report R-4234, Juin 2005.

[29] A. Guertin, com. privée (2006).

Autres sources

H. Nifenecker, O. Méplan, S. David, « *Accelerator driven subcritical reactors* », Institute Of Physics, Series in fundamental and applied nuclear physics (2003).

A. Billebaud, H. Nifenecker, « *Réacteurs hybrides* », Techniques de l'ingénieur, BN 3 235 (2005).