

ÉTUDES NUMÉRIQUES ET EXPÉRIMENTALES DE CARACTÉRISTIQUES D'UN SYSTÈME RAPIDE SOUS-CRITIQUE ALIMENTÉ PAR UNE SOURCE EXTERNE

THÈSE N° 2953 (2004)

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ SCIENCES DE BASE

Institut de physique de l'énergie et des particules

SECTION DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Michaël PLASCHY

ingénieur physicien diplômé EPF
de nationalité suisse et originaire d'Inden (VS)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. R. Chawla, directeur de thèse

Dr P. D'hondt, rapporteur

Dr G. Imel, rapporteur

Dr G. Rimpault, rapporteur

Prof. O. Schneider, rapporteur

Lausanne, EPFL
2004

RESUME

L'un des axes de recherche principaux associé à l'énergie nucléaire concerne la gestion des déchets nucléaires. Dans ce contexte, des voies innovantes sont explorées afin de fournir des options dont l'objectif est de réduire de manière significative les quantités des déchets radioactifs à longue durée de vie qui doivent être stockés. Un aspect important est l'élaboration de systèmes nucléaires avancés qui permettraient de transmuter les actinides mineurs à longue période. Pour cela, le concept d'ADS ("accelerator driven system") est souvent avancé.

Le développement de ces nouvelles installations impose d'importants développements, comme, en particulier, un travail de qualification des outils de calcul pour permettre la réalisation des études de projet, études indispensables afin d'aboutir à une définition fiable d'un démonstrateur. Dans la présente recherche, des études expérimentales et numériques ont été menées dans le cadre du programme MUSE4, qui a été développé sur l'installation MASURCA de Cadarache. Ce programme se propose d'étudier une configuration critique rapide de référence (combustible de type MOX-sodium), et quelques configurations sous-critiques alimentées par une source neutronique externe. Cette source est obtenue à l'aide d'un accélérateur de deutons, appelé GENEPI, qui produit des neutrons par réaction nucléaire avec soit une cible de tritium (neutrons de 14.1MeV), soit une cible de deutérium (neutrons de 2.7MeV).

Les techniques expérimentales mises en place dans ce travail concernent l'étude des variations spectrales aux interfaces caractéristiques des ADSs par l'activation d'échantillons avec ou sans seuil de réaction. L'apport de ce genre de mesures par rapport aux traverses de taux de fission standards, qui furent aussi interprétées, a été mis en évidence. Ainsi, un ensemble significatif de données intégrales a été rendu disponible pour étudier la validité de différents codes de calcul et de données nucléaires.

Les mesures de taux d'activation et de fission effectuées, ainsi que d'autres résultats expérimentaux (k_{eff} , β_{eff} , φ^*) ont été interprétés à l'aide de divers codes numériques (principalement ERANOS et MCNP) et de différentes bibliothèques de données nucléaires (JEF-2.2, ERALIB1, ENDF/B6v2). Des informations complémentaires sur les performances des schémas de calcul ont aussi été obtenues dans le cadre du "benchmark MUSE4", piloté par la NEA.

Les investigations réalisées ont conduit à la résolution de certaines difficultés rencontrées lors de la phase MUSE3, comme la réduction de l'incertitude sur la connaissance de la source intrinsèque et l'amélioration des prédictions des traverses de taux de fission proche de la source externe. Ainsi, des études détaillées ont pu être menées afin de soulever l'impact des facteurs d'importance qui caractérisent des systèmes rapides sous-critiques alimentés par une source externe, c'est-à-dire l'influence du niveau de sous-criticité et de l'intensité de la source externe.

Les différentes analyses effectuées ont aussi permis d'établir plusieurs recommandations sur la modélisation de la source externe et du tube de l'accélérateur, ainsi que sur l'utilisation de certains schémas de calcul. Dans ce contexte, les spécificités des systèmes sous-critiques par rapport aux systèmes critiques pour la prédiction de différents paramètres (indices spatiaux, taux de réactions

absolus) ont été clairement élucidées. Ainsi, certaines difficultés sont notamment mises en évidence (interprétation des réactions à haut seuil, détermination du flux absolu), qui justifient l'élaboration de futures investigations numériques et expérimentales.

Enfin, l'utilisation de développements récents du formulaire ERANOS a permis d'établir des facteurs de représentativité entre les configurations MUSE4 et les démonstrateurs ADS proposés dans le cadre des études internationales PDS-XADS. Pour résumer, la représentativité des configurations MUSE4 est, en général, assez satisfaisante avec les systèmes XADS-Na et XADS-gaz. Cependant, pour le système XADS-Pb/Bi, les effets associés aux fortes incertitudes sur les données nucléaires du plomb et du bismuth ont été clairement mis en évidence, indiquant le besoin d'expériences plus adaptées pour la validation de l'XADS-Pb/Bi.

ABSTRACT

One of the principal research axes related to nuclear energy concerns the management of nuclear wastes. In this context, certain innovative pathways are being explored to provide options which could lead to a major reduction of the quantities of radioactive nuclides requiring long-term geological storage. An important aspect is the development of advanced nuclear systems which allow the transmutation of long-lived minor actinides, the ADS (accelerator driven system) concept often being proposed for the purpose.

Various important developments are necessary for these new systems, one of the principal needs being the qualification of calculational tools to enable the reliable design of an ADS demonstrator. In the present research, related numerical and experimental studies have been carried out in the framework of the MUSE4 programme, which was developed on the MASURCA facility at Cadarache, France. This programme consists of investigations of a reference critical configuration (MOX fuel with sodium), and several subcritical configurations driven by an external neutron source. The source is obtained with the help of a deuteron accelerator, called GENEPI, which produces neutrons via a nuclear reaction, either with a tritium target (14.1MeV neutrons), or with a deuterium target (2.7MeV neutrons).

The experimental techniques implemented in this research address the study of spectral variations via foil activation measurements near interfaces characteristic of ADSs. The additional value of such experimental results, compared to standard fission rate traverses obtained using fission chambers (which were also analysed), has been highlighted. An important novel set of integral parameters has thus been made available for the validation of different numerical codes and nuclear data.

The activation and fission rate measurements carried out, as also experimental results for other parameters such as k_{eff} , β_{eff} and φ^* , have been interpreted using various calculational codes (mainly ERANOS and MCNP) and several different nuclear data libraries (JEF-2.2, ERALIB1, ENDF/B6v2). Supplementary information on the performance of the calculational methods has been obtained in the context of the MUSE4 benchmark exercise, conducted by the NEA.

The present investigations have led to the resolution of various problems encountered during the earlier MUSE3 programme at MASURCA, viz. uncertainties related to description of the intrinsic source description, difficulties in interpreting fission traverses near the external source, etc. A detailed study has thus been made possible of the important factors which characterise subcritical fast systems driven by an external source, i.e. influence of the subcriticality level and of the external source intensity.

The various analyses carried out have permitted to establish several recommendations concerning the modeling of the external source and the accelerator tube, as well as the most appropriate numerical methods and data sets to be applied. In this context, the specificity of subcritical configurations, as regards the prediction of parameters such as spatial indices and absolute reaction rates, has been clearly brought out. Certain difficulties (interpretation of high threshold reactions, absolute flux

determination, etc.) have thereby been highlighted, pointing at the need for further numerical and experimental investigations.

Finally, some recent ERANOS developments have allowed a study to be carried out of the representativity of MUSE4 configurations with respect to alternative ADS concepts proposed in the framework of the international PDS-XADS project. In brief, the representativity of the MUSE4 configurations is found to be quite satisfactory for XADS-Na and XADS-gas. However, in the case of the XADS-Pb/Bi system, effects of the significant uncertainties associated with the nuclear data of lead and bismuth have been clearly highlighted, indicating the desirability of new, more specific experiments for XADS-Pb/Bi validation.

ETUDES NUMERIQUES ET EXPERIMENTALES DE CARACTERISTIQUES D'UN SYSTEME RAPIDE SOUS-CRITIQUE ALIMENTE PAR UNE SOURCE EXTERNE

TABLE DES MATIERES

RESUME

1. INTRODUCTION GENERALE	1
1.1 CONTEXTE ET INTERET DE LA RECHERCHE	1
1.2 STRUCTURE DE LA RECHERCHE	2
2. ROLE DES ADSs ET ETAT DE LEUR CONNAISSANCE	5
2.1 OPTIONS POUR LA GESTION DES DECHETS NUCLEAIRES	5
2.1.1 <i>Les déchets nucléaires, le retraitement et le stockage définitif</i>	5
2.1.2 <i>La transmutation</i>	9
2.2 ETAT DES CONNAISSANCES SUR L'ELABORATION DU CONCEPT D'ADS	11
2.2.1 <i>Historique</i>	11
2.2.2 <i>L'accélérateur de particules et le module de spallation</i>	12
2.2.3 <i>Les combustibles innovants du massif sous-critique et le couplage</i>	16
2.2.4 <i>Synthèse des difficultés liées au développement des ADSs</i>	18
2.3 DEMONSTRATEUR ENVISAGE : LE PROJET XADS-XADT	20
2.3.1 <i>Les différentes options à l'étude</i>	21
2.3.2 <i>La nécessité de validation des outils de calcul</i>	23
3. DEMARCHE POUR L'OBTENTION DES CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DU CŒUR DES ADSs	25
3.1 CARACTERISTIQUES INNOVANTES ET COMPORTEMENT STATIQUE D'UN ADS	25
3.1.1 <i>Spécificités d'un ADS par rapport à un réacteur critique</i>	25
3.1.2 <i>Physique des milieux sous-critiques alimentés par une source externe</i>	28
3.2 QUALIFICATION D'UN SYSTEME DE CODES ET DE DONNEES NUCLEAIRES POUR LES SYSTEMES HYBRIDES A PARTIR D'UN FORMULAIRE EXISTANT	35
3.2.1 <i>Détermination des besoins du projet</i>	36
3.2.2 <i>Choix du formulaire ERANOS et extension de son domaine de validité</i> ..	37
3.2.3 <i>Validation numérique par un code de Monte Carlo</i>	40
3.2.4 <i>Les données nucléaires</i>	41
3.2.5 <i>Validation expérimentale au travers de programmes expérimentaux</i>	42
3.2.6 <i>Etudes de représentativité et transposition</i>	43
3.3 L'INSTALLATION MASURCA ET LE PROGRAMME MUSE	44
3.3.1 <i>Le réacteur maquette MASURCA</i>	45
3.3.2 <i>Le programme MUSE</i>	46
3.3.3 <i>L'accélérateur de particules GENEPI et la phase MUSE4</i>	49
3.4 CONCEPTION DU PROGRAMME MUSE4, OBJECTIFS ET PERSPECTIVES	51
3.4.1 <i>Comparaison des sources MUSE4 avec la spallation</i>	51
3.4.2 <i>Détermination des configurations MUSE4</i>	55
3.4.3 <i>Calculs des paramètres de sûreté et de calibration de puissance</i>	61
3.4.4 <i>Objectifs du programme MUSE4 et perspectives envisagées</i>	62
3.4.5 <i>Points d'investigation de la recherche</i>	63

4. DEVELOPPEMENT ET REALISATION DES MESURES D'ACTIVATION	65
4.1 JUSTIFICATION DU CHOIX DE LA TECHNIQUE EXPERIMENTALE	65
4.1.1 <i>Objectifs de la campagne expérimentale développée</i>	65
4.1.2 <i>Critères de faisabilité, choix et apport de la méthode retenue</i>	66
4.2 NOTIONS THEORIQUES	68
4.2.1 <i>L'activité des échantillons</i>	68
4.2.2 <i>L'obtention d'un spectre neutronique ajusté : le code STAY'SL</i>	72
4.3 PLANIFICATION DES MESURES D'ACTIVATION DE FEUILLES	73
4.3.1 <i>Choix des échantillons et de leur position dans le système</i>	73
4.3.2 <i>Dispositif expérimental</i>	76
4.3.3 <i>Stratégie adoptée pour l'activation</i>	78
4.4 DETERMINATION DES CORRECTIONS ET DES INCERTITUDES	79
4.4.1 <i>Suivi et normalisation des irradiations</i>	79
4.4.2 <i>Quantification des phénomènes d'autoprotection</i>	83
4.4.3 <i>Sensibilité par rapport aux sources externes</i>	86
4.4.4 <i>Les corrections et incertitudes liées au comptage γ</i>	87
4.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX	90
4.5.1 <i>Stratégie pour la minimisation des erreurs systématiques</i>	91
4.5.2 <i>Activités saturées expérimentales pour chaque irradiation</i>	91
4.5.3 <i>Elargissement de la base de données expérimentales</i>	92
5. QUALIFICATION DU FORMULAIRE PAR L'ANALYSE DES EXPERIENCES STATIQUES DU PROGRAMME MUSE4	93
5.1 CONTRIBUTION AU BENCHMARK INTERNATIONAL MUSE4	93
5.1.1 <i>La configuration critique propre COSMO</i>	94
5.1.2 <i>Les configurations M4CRIT et M4SC2</i>	96
5.1.3 <i>Conclusions sur la validation numérique des outils de calcul</i>	97
5.2 INTERPRETATION DES MESURES DE REACTIVITE ET DE β_{eff}	97
5.2.1 <i>Le facteur de multiplication effectif ou réactivité</i>	98
5.2.2 <i>La fraction de neutrons retardés</i>	103
5.2.2 <i>Conclusions</i>	105
5.3 VALIDATION DU CALCUL DE LA SOURCE INTRINSEQUE	106
5.3.1 <i>Etat du problème et modifications engagées</i>	106
5.3.2 <i>Présentation de la nouvelle évaluation numérique</i>	108
5.3.3 <i>Comparaison calcul/expérience et amélioration apportée</i>	109
5.4 INTERPRETATION DES TRAVERSES DE CHAMBRES A FISSION	111
5.4.1 <i>La configuration critique M4CRIT</i>	112
5.4.2 <i>La configuration sous-critique M4SC0+DD</i>	119
5.4.3 <i>La configuration sous-critique M4SC0+DT</i>	121
5.4.4 <i>La configuration sous-critique M4SC2+DT</i>	125
5.4.5 <i>Impact des hétérogénéités centrales des configurations MUSE4</i>	126
5.4.6 <i>Comparaisons entre les système critique et sous-critiques</i>	126
5.5 INTERPRETATION DES INDICES SPATIAUX ET SPECTRAUX	130
5.5.1 <i>La configuration critique M4CRIT</i>	131
5.5.2 <i>La configuration sous-critique M4SC0+DD</i>	139
5.5.3 <i>La configuration sous-critique M4SC0+DT</i>	141
5.5.4 <i>La configuration sous-critique M4SC2+DT</i>	145
5.5.5 <i>Impact des hétérogénéités centrales des configurations MUSE4</i>	147
5.5.6 <i>Comparaisons entre les systèmes critique et sous-critiques</i>	147
5.6 COMPARAISON DE TAUX DE REACTION ABSOLUS	148
5.6.1 <i>La configuration critique M4CRIT</i>	149
5.6.2 <i>La configuration sous-critique M4SC0+DT</i>	150

5.7 LE SPECTRE NEUTRONIQUE	151
5.7.1 Comparaisons de spectre calculés en différents points	151
5.7.2 L'ajustement du spectre neutronique par le code STAY'SL	154
5.8 LE PARAMETRE ϕ^*	161
5.9 CONCLUSIONS SUR L'INTERPRETATION DES EXPERIENCES STATIQUES	163
6. ETUDES DE TRANSPOSITION DES RESULTATS DES EXPERIENCES STATIQUES MUSE4 A DIFFERENTS DEMONSTRATEURS DE TYPE XADS	169
6.1 ANALYSES DE REPRESENTATIVITE DES CONFIGURATIONS MUSE4	169
6.1.1 Modèles géométriques utilisés pour les XADSs envisagés	169
6.1.2 Représentativité de la source neutronique externe	173
6.1.3 Représentativité des caractéristiques du milieu sous-critique	176
6.2 EXEMPLES D'APPORT DE MUSE4 POUR LA REDUCTION DES INCERTITUDES SUR L'XADS	181
6.2.1 Etat de la prédiction du niveau de sous-criticité	182
6.2.2 Analyse sur la détermination du pic de puissance	184
6.2.3 Etude d'un indice de spectre spécifique	185
6.3 REMARQUES	187
7. CONCLUSIONS GENERALES	189
7.1 DEVELOPPEMENT DES MESURES D'ACTIVATION ET INTERPRETATION DES MESURES STATIQUES DU PROGRAMME MUSE4	190
7.2 APPOINT POUR LA COMPREHENSION PHYSIQUE DES SYSTEMES HYBRIDES	193
7.3 REPRESENTATIVITE DES RESULTATS OBTENUS ET ORIENTATION FUTURES	193
REFERENCES	195
ANNEXE A : PROGRAMMES DE RECHERCHE LIES A LA CONCEPTION D'UN SYSTEME ADS	203
A.1 ETUDES LIEES AUX ACCELERATEURS ET AU MODULE DE SPALLATION	203
A.2 ETUDES LIEES AUX COMBUSTIBLES INNOVANTS ET AU COULPAGE	206
A.3 REMARQUE SUR L'INTERET INTERNATIONAL LIE AUX ADSS	208
ANNEXE B : COMPOSITION ET METHODE DE CALCUL DU FORMULAIRE ERANOS	211
B.1 LE CODE CELLULE ECCO	211
B.1.1 La méthode des sous-groupes	211
B.1.2 Le traitement de l'autoprotection	212
B.1.3 La détermination du flux fin	214
B.2 LES CODES CŒUR (OU SPATIAUX) BISTRO ET TGV-VARIANT	215
B.2.1 Le code BISTRO	216
B.2.2 Le code TGV-VARIANT	218
B.3 LES CALCULS DE PERTURBATIONS	219
B.3.1 Les coefficients de sensibilité	219
B.3.2 La matrice de variance-covariance	220
B.3.3 Les analyses de sensibilité	221
ANNEXE C : METHODE DE MONTE CARLO APPLIQUEE AU TRANSPORT DE PARTICULES	225
C.1 DESCRIPTION DE LA METHODOLOGIE	225
C.1.1 Equation de Boltzmann et méthode de résolution	225
C.1.2 Les estimateurs usuels	227

C.1.3 Les techniques de réduction de variance	228
C.2 LES CODES DE CALCUL DE MONTE CARLO	228
C.2.1 Les codes MCNP-4C et MCNPX-2.5	228
C.2.2 Le code TRIPOLI-4.3	229
ANNEXE D : DESCRIPTION DE MASURCA ET GENEPI	231
D.1 L'INSTALLATION MASURCA	231
D.2 L'ACCÉLÉRATEUR GENEPI	234
ANNEXE E : SCHEMAS DE CALCUL RETENUS POUR LES CONFIGURATIONS DE TYPE MUSE4	237
E.1 DEFINITIONS DES GEOMETRIES D'ETUDE SIMPLIFIEES	237
E.1.1 Le modèle homogène en 3D de la configuration M4CRIT	237
E.1.2 Le modèle homogène RZ de la configuration M4CRIT	239
E.1.3 Les modèles représentatifs RZ à 4 et 2 régions	239
E.2 QUANTIFICATION D'EFFETS DE LIBRAIRIE SUR DES GEOMETRIES SIMPLES	242
E.2.1 Mise en cohérence de la librairie JEF-2.2	244
E.2.2 Impact du traitement des résonances non résolues	245
E.2.3 Comparaison entre les librairies JEF-2.2, ERALIB-1 et ENDF/B6v2	245
E.3 QUANTIFICATION D'EFFETS NUMERIQUES	246
E.3.1 Impact du traitement des zones de faibles densités	247
E.3.2 Effets des ordres de précision du calcul déterministe	248
E.3.3 Approximation de cylindrisation	251
E.3.4 Effet déterministe-stochastique	251
E.4 DEFINITION DES SCHEMAS DE CALCUL DE BASE	251
E.4.1 Pour le formulaire ERANOS	251
E.4.2 Pour les méthodes de Monte Carlo	252
ANNEXE F : STRUCTURE MULTIGROUPES UTILISES POUR LES CALCULS DETERMINISTES	253
F.1 JUSTIFICATION DES DIFFERENTES STRUCTURES MULTIGROUPES CHOISIES	253
F.2 PRESENTATION DES DECOUPAGES A 33, 49 ET 62 GROUPES D'ENERGIE	253
ANNEXE G : COMPLEMENT A LA PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	257
G.1 SUIVI DES IRRADIATIONS PAR CHAMBRE A FISSION	257
G.2 PRESENTATION DE CERTAINS SPECTRES γ OBTENUS	259
G.3 ACTIVITES SATUREES	266
ANNEXE H : COMPLEMENT A L'INTERPRETATION DES MESURES STATIQUES MUSE4	275
H.1 TRAVERSES DE TAUX DE REACTION	275
H.1.1 Pour la configuration M4CRIT	275
H.1.2 Pour les configurations sous-critiques	280
H.2 INTERPRETATION DES MESURES D'ACTIVATION	282
H.2.1 Pour la configuration M4CRIT	282
H.2.2 Pour la configuration M4SC0+DD	286
H.2.3 Pour la configuration M4SC0+DT	287
H.2.4 Pour la configuration M4SC2+DT	289
REMERCIEMENTS	291
CURRICULUM VITAE	293

ABRÉVIATIONS

AAA	: "advanced <u>a</u> ccelerator <u>a</u> pplications"
ADS	: "accelerator <u>d</u> riven <u>s</u> ystem"
ADT	: "accelerator <u>d</u> riven <u>t</u> ransmuter"
AM	: <u>a</u> ctinide <u>m</u> ineur
ANL	: " <u>A</u> rgonne <u>N</u> ational laboratory"
APT	: "accelerator production of <u>t</u> ritium"
ASH	: "accélérateur supraconducteur pour <u>h</u> ybride"
ATW	: "accelerator <u>t</u> ransmutation of <u>w</u> aste"
BISTRO	: <u>b</u> idimensionnel <u>S</u> _N <u>t</u> ransport <u>o</u> ptimisé
BNFL	: " <u>B</u> ritish <u>n</u> uclear <u>f</u> uel"
CANDU	: " <u>c</u> anada <u>d</u> euterium <u>u</u> ranium"
CAPRA	: " <u>c</u> oncept to <u>a</u> mplify <u>p</u> lутonium <u>r</u> eduction in <u>a</u> dvanced fast reactors"
CEA	: <u>c</u> ommissariat à l'énergie <u>a</u> tomique
CERN	: <u>c</u> entre <u>e</u> uropéen de <u>r</u> echerche <u>n</u> ucléaire
CIEMAT	: " <u>c</u> entro de <u>i</u> nvestigaciones <u>e</u> nergéticas, <u>m</u> edioambientales y <u>t</u> echnológicas"
CIRCLE	: " <u>c</u> ircuito <u>e</u> tuttico"
CNRS	: <u>c</u> entre <u>n</u> ational de <u>r</u> echerche <u>s</u> cientifique
COFRAC	: <u>c</u> omité français d' <u>a</u> ccréditation
CONFIRM	: " <u>c</u> ollaboration on <u>o</u> xide & <u>n</u> itride <u>f</u> uel <u>i</u> rradiation & <u>m</u> odelling"
DD	: source externe D(d,n)He ³
DT	: source externe T(d,n)He ⁴
DPA	: " <u>d</u> isplacement per <u>a</u> tom"
DTL	: " <u>d</u> rift <u>t</u> ube <u>l</u> inac"
EDF	: <u>e</u> lectricité de <u>F</u> rance
EFTTRA	: " <u>e</u> xperimental <u>f</u> easibility of <u>t</u> argets for <u>t</u> ransmutation"
ENEA	: " <u>e</u> nte per le <u>n</u> uove tecnologie, l' <u>e</u> nergia e l' <u>a</u> mbiente"
EPFL	: <u>e</u> cole polytechnique <u>f</u> édérale de <u>L</u> ausanne
EPR	: " <u>E</u> uropean pressurized water <u>r</u> eactor"
ERANOS	: " <u>E</u> uropean reactor <u>a</u> nalysis <u>o</u> ptimized <u>s</u> ystem"
ESS	: " <u>E</u> uropean <u>s</u> pallation <u>s</u> ource"
FUTURE	: " <u>f</u> uel for <u>t</u> ransmutation of <u>t</u> ransuranium <u>e</u> lements"
GENEPI	: <u>g</u> énérateur de <u>n</u> eutrons <u>p</u> ulsés <u>i</u> ntense
HINDAS	: " <u>h</u> igh and <u>i</u> ntermediate energy <u>n</u> uclear <u>d</u> ata for <u>A</u> <u>D</u> <u>S</u> "
HPPA	: " <u>h</u> igh <u>p</u> ower <u>p</u> roton <u>a</u> ccelerator"
HTGR	: " <u>h</u> igh <u>t</u> emperature <u>g</u> as cooled <u>r</u> eactor"
HTR	: " <u>h</u> igh <u>t</u> emperature <u>r</u> eactor"
INFN	: " <u>i</u> nstituto <u>n</u> azionale di <u>f</u> isica <u>n</u> ucleare"
ING	: " <u>i</u> ntense <u>n</u> eutrons <u>g</u> enerator"
IPHI	: <u>i</u> njecteur de <u>p</u> rotons <u>h</u> aute <u>i</u> ntensité
IRDF	: " <u>I</u> nternational reactor <u>d</u> osimetry <u>f</u> ile"
ISCL	: " <u>i</u> ndependently phased <u>s</u> uperconducting <u>c</u> avity <u>l</u> inac"
ISN	: <u>i</u> nstitut des <u>s</u> ciences <u>n</u> ucléaires
ITER	: " <u>i</u> nternational <u>t</u> hermonuclear <u>e</u> xperimental <u>r</u> eactor"

ITU	: "institute for <u>t</u> ransuraniu <u>m</u> <u>e</u> lements"
JAERI	: "japan <u>a</u> tom <u>i</u> c <u>e</u> nergy <u>r</u> esearch <u>i</u> nstitute"
KALLA	: " <u>K</u> arlsruhe <u>l</u> ead <u>l</u> aboratory"
KTH	: " <u>k</u> un <u>g</u> liga <u>t</u> ekniska <u>h</u> ögskolan"
LAMPF	: " <u>L</u> os <u>A</u> lamos <u>m</u> eson <u>p</u> hysics <u>f</u> acility"
LANL	: " <u>L</u> os <u>A</u> lamos <u>n</u> ational <u>l</u> aboratoy"
LECOR	: " <u>l</u> ead <u>c</u> orrosion loop"
LISOR	: " <u>l</u> iquid metal- <u>s</u> olid metal <u>r</u> eactions"
MASURCA	: <u>m</u> aquette <u>s</u> urgénératrice de <u>C</u> adarache
MCNP	: " <u>m</u> onte <u>c</u> arlo <u>n</u> -particle"
MEGAPIE	: " <u>m</u> egawatt <u>p</u> ilot <u>e</u> xperiment"
MOX	: " <u>m</u> ixed <u>o</u> xide fuel"
MSR	: " <u>m</u> olten <u>s</u> alt <u>r</u> eactor"
MTA	: " <u>m</u> aterial <u>t</u> esting <u>a</u> ccelerator"
MUSE	: <u>m</u> ultiplication avec une <u>s</u> ource <u>e</u> xterne
M4CRIT	: configuration <u>M</u> USE4 <u>c</u> ritique
M4SC0	: configuration <u>M</u> USE4 <u>s</u> ous- <u>c</u> ritique 0
M4SC2	: configuration <u>M</u> USE4 <u>s</u> ous- <u>c</u> ritique 2
M4SC3	: configuration <u>M</u> USE4 <u>s</u> ous- <u>c</u> ritique 3
NRG	: " <u>n</u> uclear <u>r</u> esearch & consultancy <u>g</u> roup"
N_TOF	: " <u>n</u> eutron time of <u>f</u> light"
OMEGA	: " <u>o</u> ptions <u>m</u> aking <u>e</u> xtra <u>g</u> ains from <u>a</u> ctinides and fission products"
ORNL	: " <u>o</u> ak <u>r</u> idge <u>n</u> ational <u>l</u> aboratory"
PF	: produit de <u>f</u> ission
PUREX	: " <u>p</u> lутonium and <u>u</u> ranium <u>r</u> ecovery by <u>e</u> xtraction"
PSI	: " <u>P</u> aul <u>S</u> cherrer <u>i</u> nstitute"
PYROREP	: " <u>p</u> yro <u>m</u> etallurgical processing <u>r</u> esearch <u>p</u> rogramme"
RBMK	: " <u>r</u> eaktori <u>b</u> olshoi <u>m</u> oshchnosti <u>k</u> analinye"
REB	: réacteurs à <u>e</u> au <u>b</u> ouillante
REL	: réacteurs à <u>e</u> au <u>l</u> égere
REP	: réacteur à <u>e</u> au <u>p</u> ressurisée
RFQ	: " <u>r</u> adio <u>f</u> requency <u>q</u> uadrupole"
RNR	: réacteurs à <u>n</u> eutrons <u>r</u> apides
SAD	: " <u>s</u> ub-critical <u>a</u> ssembly in combinaison with the proton accelerator in <u>d</u> ubna"
SCK-CEN	: " <u>s</u> tudie <u>c</u> entrum voor <u>k</u> ernenergie"- <u>c</u> entre d'étude de l'énergie <u>n</u> ucléaire
SPARTE	: <u>s</u> pallation, <u>r</u> alentissement, <u>t</u> ransport, <u>e</u> volution
SPIRE	: " <u>s</u> pallation and <u>i</u> rradiation <u>e</u> ffects"
SCRF	: " <u>s</u> uper- <u>c</u> onducting <u>r</u> adio <u>f</u> requency"
TECLA	: " <u>t</u> echnologies, materials and thermal-hydraulics for <u>l</u> ead <u>a</u> lloys"
TRADE	: " <u>T</u> RIGA <u>a</u> ccelerator <u>d</u> riven <u>e</u> xperiment"
TRASCO	: " <u>t</u> ransmutazione <u>s</u> corie"
TRIGA	: " <u>t</u> raining <u>r</u> esearch <u>i</u> sotope <u>g</u> eneral <u>a</u> tom <u>i</u> c immersed test reactor"
UNIL	: <u>u</u> niversité de <u>L</u> ausanne
VICE	: " <u>v</u> acuum <u>i</u> nterfac <u>c</u> ompatibility <u>e</u> xperiment"
XADS	: " <u>e</u> xperiment <u>A</u> D <u>S</u> "
XADT	: " <u>e</u> xperiment <u>A</u> D <u>T</u> "

1. INTRODUCTION GENERALE

Cette introduction a simplement pour objet de situer la thèse dans un contexte plus général. Plus précisément, il s'agit ici d'introduire les points particuliers sur lesquels la recherche peut contribuer à l'amélioration des connaissances des systèmes hybrides ou, en d'autres termes, des réacteurs nucléaires sous-critiques alimentés par des accélérateurs.

1.1 CONTEXTE ET INTERET DE LA RECHERCHE

Dans l'optique d'explorer des voies nouvelles pour résoudre la problématique des déchets radioactifs provenant de l'exploitation de l'énergie nucléaire, des études conceptuelles ont mis à jour la possibilité de transmuter ces noyaux indésirables, soit dans des installations actuelles, soit à l'aide de systèmes spécifiquement dédiés à cette tâche.

Parmi ces derniers, le concept d'ADS ("accelerator driven system") est évoqué. Ce type de réacteur innovant est dit hybride, car il est composé, d'une part, d'un accélérateur de protons, ces derniers pouvant réagir avec une cible pour émettre des neutrons (réactions de spallation), et d'autre part, d'un massif sous-critique dans lequel se propagent ces neutrons. La sous-criticité du système (impossibilité d'avoir une réaction en chaîne entretenue) permet d'obtenir une sûreté presque exempte du risque d'accidents de réactivité malgré l'incorporation de nouveaux combustibles possédant des caractéristiques nucléaires indésirables, alors que l'accélérateur permet de maintenir un flux suffisamment élevé dans le réacteur pour atteindre les objectifs de transmutation.

Alors que le plutonium retraité peut être utilisé en tant que combustible dans les réacteurs critiques de puissance, l'exploitation de ces réacteurs hybrides doit permettre l'élimination des actinides mineurs, principalement le neptunium, l'américium et le curium, ainsi que des produits de fission à vie longue, comme le technétium ou l'iode. Cette élimination modifierait par conséquent toute la stratégie de stockage des déchets résiduels, dont la quantité, la radiotoxicité et la durée de vie seraient largement diminuées. En effet, avec le retraitement du plutonium et la destruction des actinides mineurs dans les ADSs, il faudrait entre 500 et 1'000 ans seulement pour retrouver un niveau de radiotoxicité inférieur à celui de l'uranium naturel, qui représente le cas où aucune exploitation de ce combustible n'aurait été réalisée (à comparer avec plus de 1'000'000 d'années pour les déchets non retraités et non transmutés).

La motivation du développement de ces nouveaux systèmes est donc évidente. Cependant, l'apparition de ces ADSs, régulateurs et éliminateurs de déchets nucléaires à vie longue, à une échelle industrielle en soutien aux installations de puissance, n'est pas envisageable sans un important effort de R&D, qui a déjà débuté depuis une dizaine d'années. Ces études mondiales et diverses touchent différentes technologies, comme la réalisation d'un accélérateur de puissance, les études des matériaux appropriés, la conception de nouveaux combustibles ou l'analyse du couplage entre une source externe de neutrons et un cœur sous-critique de réacteur. Ce vaste chantier a comme objectif majeur de converger vers l'élaboration et la construction d'un prototype de démonstration optimisé pour les années 2030, conduisant à un développement industriel aux alentours de 2040.

Dans ce contexte général et ambitieux, un programme expérimental, appelé MUSE (multiplication avec une source externe) a commencé en France à partir de 1995 en exploitant le réacteur maquette MASURCA (maquette surgénératrice de Cadarache). Il résulte d'un besoin d'acquisition de résultats expérimentaux permettant la validation des outils de calcul et il se propose d'étudier en particulier le

couplage entre différentes sources externes de neutrons et un milieu représentatif sous-critique à spectre rapide. Les trois premières phases du programme ont déjà été achevées. Elles ont permis d'étudier les premiers principes physiques du couplage source/cœur, ainsi que d'identifier les paramètres caractéristiques de ces systèmes hybrides, comme par exemple l'importance de la source externe de neutrons par rapport aux neutrons de fission.

Toutefois, il s'est avéré nécessaire d'imaginer la présence d'une source externe de plus haute intensité pour s'affranchir de l'impact de la source intrinsèque du cœur MASURCA, qui provient du combustible MOX. Ainsi, dès 1999, débutèrent les travaux de mise en place de la phase 4 du programme MUSE, dans laquelle un accélérateur de deutons, appelé GENEPI (générateur de neutrons pulsés intense), a été introduit à travers le cœur jusqu'à son centre, pour produire des neutrons via une réaction de fusion avec une cible de deutérium ou de tritium. Le premier couplage entre l'accélérateur de deutons et le massif sous-critique est intervenu à la fin 2001, constituant une installation tout à fait unique pour l'étude expérimentale des propriétés physiques d'un système hybride à spectre rapide.

Plus précisément, les objectifs de cette étape du programme (MUSE4) consistent à analyser et explorer les aspects suivants :

- i. Tests et développement de différentes techniques de mesures dynamiques pour l'obtention des paramètres de base (niveau de sous-criticité, fraction de neutrons retardés, temps de génération des neutrons, ...).
- ii. Caractérisation neutronique complète du cœur à l'aide de mesures diverses (chambres à fission ou à ionisation, activation de feuilles, ...).
- iii. Analyses particulières de l'impact de la source externe et des zones d'interfaces spécifiques aux ADSs (accélérateur/combustible) sur le spectre neutronique.
- iv. Validation des schémas de calcul déterministes et stochastiques pour ces nouveaux systèmes à l'aide de comparaisons calcul/expérience.
- v. Apport de l'interprétation des expériences MUSE4 pour la quantification des incertitudes des caractéristiques du cœur d'un démonstrateur potentiel (XADS) en fonction de la représentativité des configurations MUSE4.

Ainsi, la phase 4 du programme MUSE doit permettre l'obtention d'une nouvelle et importante base de données expérimentales représentatives d'un système hybride à spectre rapide. De plus, l'utilisation d'un combustible MOX avec sodium, dont la modélisation est maintenant connue (études de configurations critiques dans des installations telles que MASURCA, exploitation de réacteurs de puissance tels que PHENIX et SUPERPHENIX), permet d'isoler l'impact de la source externe intense, qui constitue l'unique mais essentielle nouveauté des configurations MUSE4. Pour les éventuelles phases futures du programme MUSE, il est notamment envisagé d'étudier de nouveaux caloporteurs (gaz hélium, plomb), voire d'autres cellules de combustible (insertion de thorium).

Parmi les cinq points d'analyse et de recherche accessibles grâce aux expériences MUSE4, les objectifs de la thèse sont étroitement liés aux quatre derniers points précités, comme le mentionne la section suivante.

1.2 STRUCTURE DE LA RECHERCHE

La recherche présentée ici est largement basée sur l'apport scientifique nouveau de la phase 4 du programme MUSE. Pour cette étape du projet, la mise en place d'un accélérateur de deutons, appelé

GENEPI, a nécessité des modifications significatives sur l'installation MASURCA. Afin d'expliquer les motivations qui ont conduit à l'élaboration du programme MUSE, il est fondamental de comprendre le rôle dévolu aux systèmes hybrides et l'état de leur connaissance. Cela concerne notamment le développement d'accélérateurs de haute puissance, l'étude de cibles de spallation, la conception de nouveaux combustibles ou l'analyse de l'impact d'une source externe dans un milieu sous-critique. Dès lors, cet état de l'art, qui est développé au chapitre 2, conduit à la présentation du projet XADS-XADT dont la réalisation doit fournir la démonstration de la faisabilité et de l'apport, en termes de gestion des déchets, de ces ADSs.

Toutefois, le développement d'un ADS passe par l'identification des aspects novateurs qu'il comporte. Ceux-ci sont divers et sont liés soit à la conception du réacteur, soit au fonctionnement de l'installation, soit aux performances souhaitées ou soit encore à la sûreté du système. Dès lors, une démarche doit être mise en place pour l'évaluation de ces spécificités de l'ADS par rapport à un réacteur critique. Plus particulièrement, la connaissance des caractéristiques neutroniques du cœur et des incertitudes associées est essentielle notamment pour la détermination du niveau de réactivité, des coefficients de contre-réaction, de l'importance de la source externe, de la distribution de puissance et du point chaud ou encore des dommages aux structures. Ces grandeurs doivent permettre de fixer les marges de sûreté adéquates pour la conception de la nouvelle installation. L'obtention de ces résultats passe par l'utilisation d'un système de codes et de données nucléaires qualifié. Plus concrètement, cette qualification représente une extension du domaine de validité des méthodes numériques actuelles de l'analyse des réacteurs critiques à l'étude des systèmes ADSs. Cela n'est accessible que par l'interprétation de résultats expérimentaux adaptés et représentatifs des systèmes hybrides, d'où la justification pour la mise en place d'un programme tel que MUSE. Ainsi, la démarche pour l'obtention des caractéristiques neutroniques du cœur des ADSs, qui comprend l'étude des spécificités des ADSs, la description des outils de calcul et l'identification des besoins de validation expérimentale, est présentée dans le chapitre 3. Celui-ci expose également l'élaboration du programme expérimental MUSE (et plus particulièrement MUSE4) dont les motivations et les apports envisagés découlent en partie d'études comparatives entre la source externe GENEPI et une source de spallation.

En fonction des spécificités du programme expérimental MUSE, il a été choisi, dans cette thèse, d'explorer de manière plus détaillée les caractéristiques spectrales du système à travers la mise en œuvre et l'interprétation de mesures statiques spécifiques. Ainsi, pour focaliser notre attention sur l'étude des variations spectrales des configurations MUSE4, créées par les hétérogénéités du système et par la présence d'une source externe, des mesures d'activation de feuilles (avec des réactions à différents seuils) ont été retenues et mises en place dans la configuration critique et les deux premières configurations sous-critiques du programme MUSE4. Ces expériences d'activation ont permis d'étudier des caractéristiques spécifiques d'un ADS. Ainsi, l'étude des variations spectrales des neutrons de haute énergie (500keV à 15MeV) aux interfaces caractéristiques (source/diffuseur, diffuseur/cœur, accélérateur/cœur), là où les fluctuations sont les plus importantes, a pu être menée grâce à l'utilisation d'un large éventail de feuilles d'activation distinctes (fer, nickel, cobalt, indium, vanadium, aluminium, uranium, thorium, neptunium ...). L'activation de ces différents matériaux a permis, soit d'avoir des informations intégrales aux travers de taux de réaction spécifiques, soit d'obtenir le spectre neutronique à l'aide d'un code d'ajustement adapté; l'ensemble de ces résultats fournissant une base de données expérimentales importante pour la qualification des schémas de calcul. L'identification des paramètres statiques d'intérêts, la planification de ces mesures

d'activation et les résultats expérimentaux obtenus, avec leur incertitude, sont décrits dans le chapitre 4. Les mesures supplémentaires analysées comme les traverses de taux de réaction, sont aussi évoquées.

L'acquisition de ces résultats expérimentaux sur un système hybride a permis de réaliser des comparaisons nouvelles avec les prédictions numériques provenant du formulaire déterministe ERANOS et du code de Monte Carlo MCNP. A noter que la participation à un exercice international de comparaison de méthodes de calcul sur les configurations MUSE4 ("benchmark MUSE4") a également valorisé la démarche de qualification et de validation. Ces études comparatives calcul/expérience ont fourni un apport important dans le but de converger vers une méthode numérique de référence (code + données nucléaires de base), adaptée à l'élaboration et le calcul de systèmes hybrides à spectre rapide. Ainsi, les différentes études présentées dans le chapitre 5 concernent premièrement l'interprétation des mesures du facteur de multiplication effectif et de la fraction de neutrons retardés. Ensuite, la validité d'une nouvelle évaluation de la source intrinsèque du réacteur est discutée en fonction d'informations obtenues à l'aide de différents moniteurs expérimentaux. De plus, les mesures de taux de réaction, qui résultent soit des expériences d'activation soit des traverses de taux de fission, sont analysées pour les diverses configurations MUSE4. Par la suite, des investigations sont menées pour étudier le spectre neutronique et le paramètre ϕ^* . Enfin, une conclusion associée à l'interprétation de la majorité des expériences statiques du programme MUSE4 est donnée, mettant en évidence les particularités et difficultés d'étude des systèmes sous-critiques alimentés par une source externe par rapport à un réacteur critique.

Dès lors, le chapitre 6 quantifie l'apport de l'interprétation des mesures statiques associées aux configurations MUSE4 pour réduire les incertitudes sur la prédiction des caractéristiques neutroniques du cœur d'un démonstrateur ADS éventuel (projet XADS). A cette fin, plusieurs études sur la représentativité du système et la transposition des résultats sont réalisées.

Enfin, la conclusion synthétise l'apport de la thèse et présente sous forme de recommandations, les points sensibles d'interprétation liés à l'étude du couplage d'un massif sous-critique et d'une source externe anisotrope. L'identification de ces difficultés a permis d'évoquer certains besoins soit en matière de développements numériques, soit au niveau de l'amélioration des connaissances des données de base, soit encore des nouvelles mesures à réaliser au travers de futurs programmes expérimentaux.

2. ROLE DES ADSs ET ETAT DE LEUR CONNAISSANCE

Le contexte scientifique des ADSs, leur rôle envisagé et l'état de leur connaissance sont présentés dans ce chapitre. L'objectif est d'expliquer les motivations qui ont conduit à l'élaboration du concept d'ADS, à partir du constat de l'exploitation de l'énergie nucléaire et des différentes options pour gérer les déchets radioactifs. Ensuite, les diverses technologies utilisées par ces systèmes hybrides innovants sont présentées. L'état de connaissance, les améliorations entrevues ainsi que les programmes mondiaux de recherche liés au développement de ces technologies sont évoqués conduisant à une définition envisagée actuellement d'un démonstrateur dans le cadre du projet XADS.

2.1 OPTIONS POUR LA GESTION DES DECHETS NUCLEAIRES

Avec les interrogations actuelles sur le réchauffement de la planète et la demande constamment accrue d'énergie au niveau mondial, la production d'électricité d'origine nucléaire est amenée à garder un rôle important dans les années à venir. Actuellement, à peu près 17% de l'électricité mondiale est d'origine nucléaire, ce qui correspond à environ 450 centrales (350GWe), réparties surtout entre les Etats-Unis, l'Asie et l'Europe [cha]. Une augmentation de 10 à 15% de la capacité de production est attendue d'ici 2010, principalement en raison de la construction de nombreuses centrales en Asie (essentiellement en Chine et en Corée du Sud). Au niveau européen, 35% de l'énergie électrique provient de l'exploitation des 145 réacteurs (125GWe) et la Suisse avec ses 5 centrales (~3GWe) se situe un peu au-dessus de ce pourcentage. Toutefois, en Europe occidentale, seule la Finlande a entrepris la construction d'une nouvelle installation à court terme.

D'un point de vue politique, la commission européenne souligne, par son rapport "green paper" [eur], les inquiétudes de l'opinion publique liées à cette source d'énergie et évoque l'importance de la gestion des déchets radioactifs dans ce contexte. Ainsi, la recherche dans le nucléaire civil est constituée de deux axes principaux, d'une part, l'amélioration de l'économie et de la sûreté des réacteurs et, d'autre part, l'étude détaillée de diverses possibilités pour la gestion des déchets. Le développement des ADSs présente une option nouvelle liée plus spécifiquement à cette dernière préoccupation. Toutefois, d'autres choix sont avancés pour gérer ces éléments radioactifs, allant jusqu'au stockage définitif du combustible irradié sans retraitement. Ce paragraphe essaie de faire le point en présentant les avantages et les inconvénients de ces différentes options.

2.1.1 LES DECHETS NUCLEAIRES, LE RETRAITEMENT ET LE STOCKAGE DEFINITIF

Comme indiqué, les déchets nucléaires résultent principalement du combustible irradié dans les centrales nucléaires. Ces éléments radioactifs sont soit des PFs, qui résultent des fissions dans le cœur, soit des actinides (éléments de numéro atomique supérieur à 89), qui proviennent principalement de captures neutroniques. Parmi ces actinides, on distingue les combustibles nucléaires (Th, U et Pu) des actinides mineurs (AMs), qui sont des transuraniens apparaissant à faible proportion, mais avec une longue durée de vie. Tous les éléments radioactifs sont caractérisés principalement par leur activité, le type de rayonnement qu'ils émettent, ainsi que leur temps de demi-vie (ou période).

Dès lors, la radiotoxicité d'un nucléide est déterminée par le produit de l'activité, donnée en Becquerel (nombre de désintégrations par seconde), avec le coefficient de dose effective, qui est une mesure du dommage causé par la radiation ionisante. Ce coefficient regroupe des facteurs de pondérations selon le type de radiation et la zone corporelle touchée.

Ainsi, pour rendre compte du danger d'une émission radioactive, on utilise le Sievert. Cette grandeur quantifie directement l'effet biologique de la radiation déposée dans l'organisme. L'effet biologique n'est pas simplement directement proportionnel à l'énergie absorbée, mais dépend aussi du type de radiation ionisant (α , β , γ , n, p, ...). Une dose reçue de 6Sv (6J/kg pour un rayonnement γ) est considérée comme la limite semi-létale, alors que la dose limite acceptée pour un professionnel, intégrée sur une année, est de 20mSv. Naturellement, chaque année un individu reçoit en moyenne autour de 3mSv.

Ces notions de doses et de radiotoxicité vont permettre d'identifier les déchets nucléaires les plus préoccupants et pour lesquels une solution optimale doit être trouvée. Dans ce contexte, on peut classer les déchets en plusieurs catégories [lig] :

- i. Les déchets de faible activité massique (5^{10} à 5^{11} Bq/m³). Ils contiennent des isotopes dont les demi-vies n'excèdent pas quelques années et qui sont de faibles émetteurs α . Les actinides sont absents. Ils proviennent essentiellement des hôpitaux, des centres de recherche, des centrales nucléaires et de leur démantèlement.
- ii. Les déchets de moyenne activité massique (5^{11} à 5^{14} Bq/m³). Ils comportent de faibles traces d'actinides de longues périodes. Ils résultent du traitement des effluents produits par les centrales nucléaires et les usines de retraitement.
- iii. Les déchets de haute activité ($>5^{14}$ Bq/m³). Ils correspondent aux PFs et aux émetteurs de longue période (Pu, Am, Cm, ...) contenus dans les combustibles irradiés. Même en nettement moins grande quantité, ils contribuent à 99.9% de l'activité du cœur du réacteur.

Bien évidemment, c'est cette dernière catégorie qui pose le plus de problèmes, même si elle ne constitue qu'1% de l'ensemble des déchets des 3 catégories. Pour fournir un ordre de grandeur de la quantité des déchets nucléaires, nous allons prendre l'exemple d'un réacteur à eau légère (REL) de 1000MWe, filière largement la plus exploitée, qui est composée des REPs (réacteurs à eau pressurisée, ~60% du parc de centrales nucléaires) et des REBs (réacteurs à eau bouillante, ~25% du parc de centrales nucléaires). Dans ce type de réacteur standard, environ 23 tonnes de combustible (noyaux lourds) sont déchargés par année, si l'on considère un taux de combustion représentatif de 40 GWj par tonne d'uranium. Ainsi, avec une durée de vie admise de 40 ans pour la centrale, environ 900 tonnes de combustibles usés seraient retirés du réacteur. Le tableau 2.1 fournit une vue des quantités (en gramme/tonne) des éléments transuraniens présents dans le combustible déchargé [rub3].

Plus précisément, une installation nucléaire de 1000MWe avec un taux de combustion de 50GWj/t (plus représentatif actuellement) produit annuellement : ~800 kg de PFs, ~200 kg de Pu et 28 kg d'AMs (neptunium, américium, curium). Une gestion optimale (et publiquement acceptée) de cette tonne d'éléments radioactifs, récupérée en moyenne annuellement par réacteur, constitue l'objectif à atteindre.

Les stratégies de traitement des déchets diffèrent d'un pays à l'autre [nea2], mais il est possible de faire la distinction entre deux groupes. D'un côté, il y a des pays qui font usage du retraitement pour récupérer les matériaux fissiles et ainsi optimiser le minerai primaire extrait (France, Angleterre,

Suisse, Japon, ...) et de l'autre, ceux qui adoptent pour le moment une attitude d'attente et préfèrent un stockage direct des déchets (USA, Canada, Suède, ...).

Tableau 2.1 : Transuraniens présents dans le combustible irradié (40GWj/t) d'un réacteur à eau légère après 15 ans de décroissance

Nucléide	Quantité (g/t)	Nucléide	Quantité (g/t)
Np ²³⁶	5.3E-04	Am ^{242m}	2.5E+00
Np ²³⁷	6.5E+02	Am ²⁴³	1.4E+02
Pu ²³⁸	2.3E+02	Cm ²⁴²	5.9E-03
Pu ²³⁹	5.9E+03	Cm ²⁴³	4.3E-03
Pu ²⁴⁰	2.6E+03	Cm ²⁴⁴	3.1E+01
Pu ²⁴¹	6.8E+02	Cm ²⁴⁵	2.3E+00
Pu ²⁴²	6.0E+02	Cm ²⁴⁶	3.2E-01
Pu ²⁴⁴	4.2E-02	Cm ²⁴⁷	3.7E-03
Am ²⁴¹	7.7E+02	Cm ²⁴⁸	2.4E-04

Le retraitement, notamment réalisé à La Hague (France) ou Sellafield (Angleterre) en Europe, présente les avantages suivants :

- i. Récupération des matériaux fissiles (essentiellement Pu²³⁹ et U²³⁵) qui peuvent être réutilisés pour produire du combustible nucléaire, comme par exemple le MOX.
- ii. Séparation des déchets des différentes classes afin d'adapter un stockage approprié pour chacun d'entre eux. Cela réduit les quantités de déchets à considérer comme très actifs, et qui nécessitent un important traitement (compactage, vitrification).
- iii. Premier pas vers une vision à plus long terme, et une séparation isotopique plus poussée (récupération des AMs).

Toutefois, le développement de ce retraitement, n'est pas toujours considéré comme un gain pour les raisons principales mentionnées ci-après :

- i. Présence de nouvelles installations traitant des éléments radioactifs de haute activité.
- ii. Séparation de matériaux fissiles nécessitant un contrôle important vis à vis de la non-prolifération.

Après l'utilisation du combustible dans un réacteur, celui-ci reste environ 2 ans dans une piscine annexe à l'installation pour permettre la décroissance de tous les éléments à courte période dont la majorité sont des PFs. Ensuite, suivant la stratégie adoptée les déchets partent soit pour un retraitement, soit pour un conditionnement. En général, un centre de retraitement est aussi équipé pour le conditionnement des déchets nucléaires, dont on a retiré le Pu²³⁹ et l'U²³⁵. Il ne va pas être question ici des techniques de retraitement (purification, mise sous forme de nitrates) ou de stockage des déchets (compactage, vitrification) qui, bien que largement rodées, sont sans cesse améliorées.

Une fois conditionnés, les déchets nucléaires doivent être entreposés. Actuellement, ces déchets sont placés dans des locaux provisoires en attendant la détermination d'un site de stockage définitif. De tels sites, caractérisés par des couches géologiques extrêmement stables et imperméables, sont à l'étude à peu près partout dans le monde. Pour l'instant on imagine plutôt des dépôts réversibles, c'est à dire des entrepôts dans lesquels la possibilité d'extraire les déchets subsiste dans le but de

laisser ouverte l'option de retraitement, par exemple dans les ADSs. Aux Etats-Unis, le premier dépôt géologique spécialement construit pour recevoir des déchets à vie longue a été mis en service en mars 1999 à Yucca Mountain, il fournira un retour d'expérience supplémentaire. Au niveau suisse, la détermination d'un site de stockage définitif reste encore à venir, mais des études ont amené des résultats encourageants concernant plusieurs sites [inf].

Le stockage définitif d'une certaine quantité de déchets est inéluctable. Cependant l'opinion publique accepte mal la durée de vie de certains de ces déchets nucléaires (>1'000'000 d'années). C'est pourquoi des études ont été menées afin d'entrevoir l'élimination des déchets à vie longue. Le bénéfice d'une telle opération est illustré à l'aide de la figure 2.1. Cette figure donne la radiotoxicité (ingestion) en fonction du temps par rapport à la radiotoxicité du minerai d'uranium non extrait du sol et de ses descendants. Ainsi, si la radiotoxicité des déchets nucléaires correspondants a une valeur inférieure à 1.0, on obtient une situation satisfaisante, dans laquelle aucune radiotoxicité supplémentaire n'a été apportée par l'utilisation de l'uranium naturel.

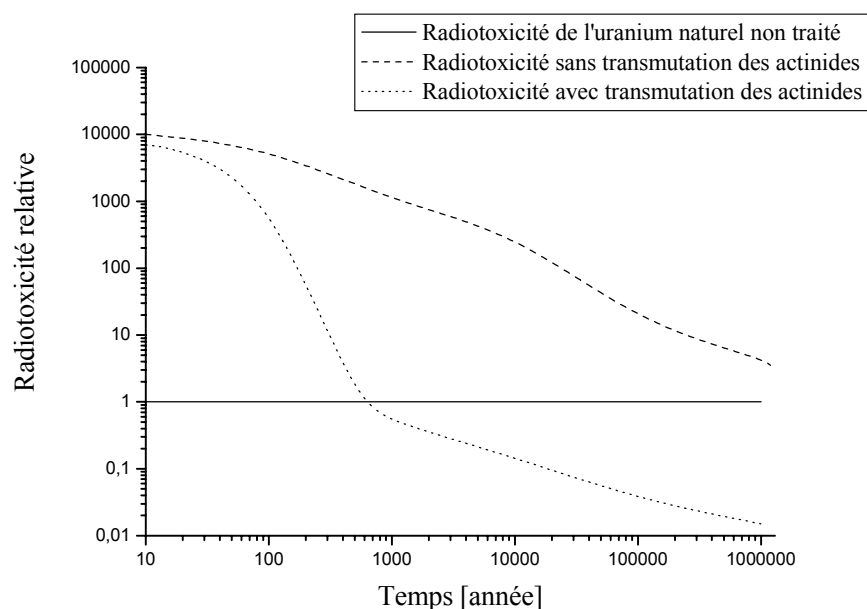


Figure 2.1 : Radiotoxicité par ingestion d'une tonne de combustible nucléaire sortant des réacteurs (courbe rouge) et après l'élimination de 99.9% des éléments radioactifs à vie longue (courbe verte) en fonction du temps

La courbe rouge de la figure 2.1 expose le niveau de toxicité du combustible irradié. On constate qu'il faut plus d'un million d'années pour atteindre un niveau comparable à celui produit par l'uranium naturel. Durant les 100 premières années ce sont essentiellement les PFs qui contribuent à la radiotoxicité, alors qu'à long terme la radiotoxicité est seulement due aux actinides, principalement le plutonium et l'américium. Par exemple, entre 100 et 1'000 ans après la décharge, la contribution de l' Am^{241} (élément fils du Pu^{241}) à la radiotoxicité est la plus importante, alors qu'entre 1'000 et 10'000 ans c'est le Pu^{240} qui est prédominant. Ensuite, entre 10'000 et 100'000 ans le Pu^{239} devient l'élément le plus radiotoxique, et finalement au-delà de 100'000 ans la contribution majoritaire est due aux descendants de l' Am^{241} . Ainsi, la destruction des actinides apporterait un gain important sur la durée de vie des déchets.

La courbe verte sur la figure 2.1 illustre le cas où 99.9% des produits à longue durée de vie ont pu être détruits. Ces produits sont composés des actinides principaux (Np, Pu, Am, Cm) et des rares PFs, comme le I^{129} ou le Tc^{99} . Cette élimination permet de retrouver un niveau de radiotoxicité "naturelle", après environ 500 à 1'000 ans, ce qui constituerait une avancée importante, pour des raisons évidentes de simplification du stockage. Cela nous amène donc à nous demander quelles sont les possibilités pour détruire ces éléments à longue durée de vie. L'orientation la plus sérieusement envisagée actuellement est la transmutation, c'est-à-dire la transformation d'éléments radioactifs à longue durée de vie en éléments stables ou radioactifs à faible durée de vie. La seule voie possible est la fission pour les actinides, alors que la capture neutronique est avantageuse pour les PFs à longue durée de vie, comme l'indique le point suivant.

2.1.2 LA TRANSMUTATION

Le seul moyen pour détruire des déchets nucléaires est de les extraire et de les isoler du combustible usé (séparation isotopique) afin de pouvoir les remettre sous forme de combustible dans des installations optimisées (transmutation).

L'élaboration de procédés de séparation chimique des actinides et des PFs de longue période est essentielle pour pouvoir appliquer la stratégie de transmutation des déchets nucléaires à longue période. En effet, comme il est envisagé d'effectuer plusieurs cycles d'irradiation, la limitation des pertes lors de chaque retraitement est un, si ce n'est le, facteur primordial. Actuellement les techniques de retraitement utilisent le procédé aqueux PUREX ("plutonium and uranium recovery by extraction"), dans lequel le combustible usagé est dissout dans de l'acide nitrique. Dès lors, à l'aide d'agent organique, l'uranium et le plutonium peuvent être extraits. Le liquide restant est alors toujours composé des actinides et des PFs. Pour permettre une élimination des déchets à vie longue, une séparation plus fine est nécessaire, où l'américium, le curium, le neptunium, le technétium et l'iode seraient isolés, avant que le reste soit conditionné et vitrifié pour former un déchet entreposable. L'évolution des procédés pour extraire ces nouveaux isotopes nécessite encore un effort important de R&D. Cependant, de récentes études, notamment effectuées aux Etats-Unis, au Japon et en Russie, indiquent qu'un procédé pyro-chimique est plus prometteur par rapport au procédé hydro-chimique. La limitation du procédé aqueux provient principalement de la solubilité limitée du combustible considéré et de la stabilité restreinte des agents organiques d'extraction dans un environnement radioactif, justement attendu pour traiter les actinides. La méthode sèche quant à elle est très résistante aux radiations, et son mode de séparation des actinides peut se baser soit sur l'utilisation de sels fondus, soit sur l'électro-raffinement. En Europe, l'institut ITU ("institute for transuranium elements") de Karlsruhe possède deux installations de recherche sur ce sujet pour réaliser des tests pyro-chimiques et pour la fabrication de combustible avec un pourcentage significatif d'AMs. Notons aussi par exemple le projet PYROREP ("pyrometallurgical processing research programme") piloté par la commission européenne concernant la séparation isotopique.

Même si le type de combustible à base d'actinides n'est pas encore clairement établi, de nombreuses études conceptuelles ont été menées pour estimer les capacités des différents réacteurs pour transmuter ces déchets à longue vie.

En ce qui concerne le plutonium, son recyclage a déjà été amorcé en chargeant dans les réacteurs thermiques à eau légère du combustible MOX. Cependant, pour augmenter sa destruction plusieurs options ont été envisagées comme le chargement d'un cœur thermique 100% MOX ou l'introduction de combustibles sans uranium (par exemple : $PuO_2-Er_2O_3-ZrO_2$) [kas]. Toutefois, l'option la plus efficace pour gérer le Pu^{239} à long terme est l'utilisation de réacteurs critiques à neutrons rapides

(RNRs). Ceux-ci rendent possible soit la surgénération soit des modifications du cœur comme l'augmentation de la teneur en Pu du MOX à des valeurs de l'ordre de 45% pour brûler le plutonium. Ceci a été montré dans le cadre du projet CAPRA ("concept to amplify plutonium reduction in advanced fast reactors") du CEA (commissariat à l'énergie atomique) [rou, fin].

Pour les actinides mineurs la meilleure voie de transmutation reste la fission. Dans ces conditions, les réacteurs thermiques ne sont pas idéaux [wyd] à cause de leur plus faible rapport fission/capture. La visualisation des sections efficaces de fission et de capture de l' Am^{241} et du Np^{237} de la figure 2.2 illustre bien l'avantage d'un spectre rapide. Le rapport fission/capture ne constitue toutefois pas l'unique paramètre à considérer, mais il reste un bon indicateur.

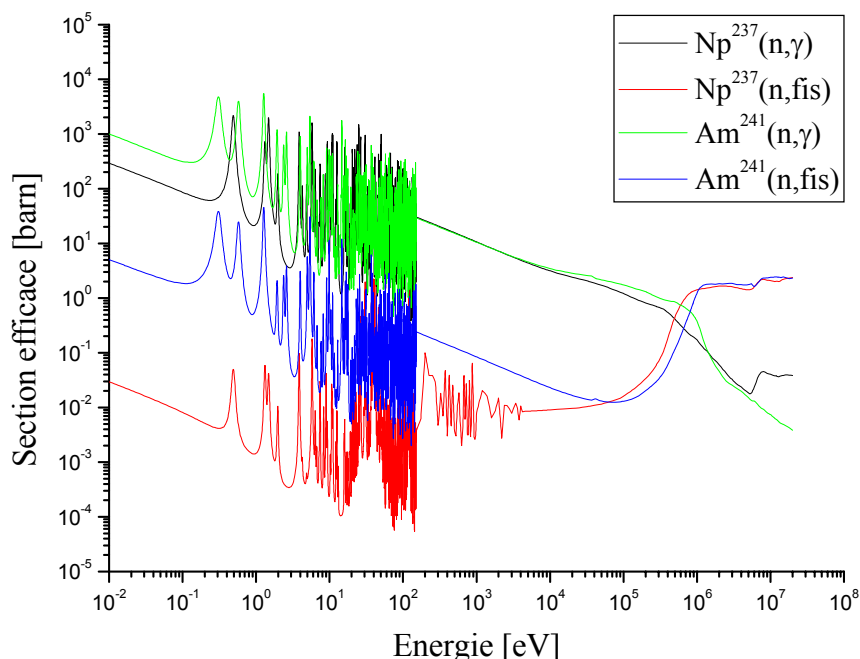


Figure 2.2 : Sections efficaces de fission et de capture du Np^{237} et de l' Am^{241}

D'autres comparaisons entre systèmes bien différents (REL, RNR, MSR ("molten salt reactor")), conduisent également à la conclusion qu'un spectre neutronique rapide est avantageux dans le but d'éliminer les déchets à vie longue [wyd2]. Certes, en étudiant les potentialités de transmutation isotope par isotope, les RELs ne fournissent pas toujours un environnement neutronique négatif [del], mais, globalement, ces systèmes ne sont pas adaptés pour l'élimination massive des actinides mineurs.

Par suite, l'option des RNRs est la plus logique. Malheureusement, l'ajout de AMs dans une installation critique détériore certains aspects de sécurité importants comme la fraction de neutrons retardés β_{eff} ou la résultante des coefficients de contre-réaction, ce qui va à l'encontre de la règle d'aller toujours vers des installations plus sûres. En conséquence, seul un milieu sous-critique rapide, alimenté par une source externe peut exclure de manière intrinsèque tout accident de réactivité et permettre à ce système transmutateur d'obtenir une haute flexibilité [tac]. Le concept d'ADS provient avant tout de ce constat de perte de sûreté des réacteurs critiques lorsque des MAs y sont chargés en quantité importante, nécessaire à leur transmutation. En effet, l'apport de neutrons plus énergétiques, par réactions de spallation, n'est pas un critère significatif optimisant de la fission des AMs, car ceux-ci sont avant tout détruits par les neutrons de fission. Ainsi, comme la sous-criticité reste proche de

1.0 ($k_{eff} = \sim 0.95$ pour un ADS), la multiplication est importante et elle minimise l'impact du spectre de la source externe.

Il avait été initialement envisagé de proposer une nouvelle filière de réacteur plus propre, productrice d'énergie sur le concept de ces systèmes hybrides [rub]. Néanmoins, les défis technologiques liés à ces systèmes innovants ont conduit à considérer ces systèmes avant tout comme de potentiels éliminateurs d'actinides mineurs en soutien à un parc nucléaire composé de réacteurs thermiques et de RNRs, qui utilisent l'U et le Pu comme combustible. C'est ce qu'on appelle la stratégie double strate. Ainsi, les constats actuels pour détruire efficacement et sans dégradation de sûreté les actinides mineurs sont [sal] :

- i. Transmutation dans un milieu sous-critique pour conserver toutes les marges de sécurité vis à vis des accidents de réactivité.
- ii. Utilisation d'un cycle fermé, où le combustible utilisé doit pouvoir être retraité.
- iii. Utilisation d'un spectre neutronique rapide pour optimiser la fission.
- iv. Limitation optimale des pertes lors du retraitement (de l'ordre de 99.9%).
- v. Obtention de hauts taux de combustion afin d'augmenter la durée de vie du combustible dans le cœur et ainsi limiter le nombre de retraitements.

En conclusion, la gestion des déchets nucléaires est inévitable quelle que soit l'évolution de l'exploitation de l'énergie nucléaire. Dans ce sens, il est important d'explorer différentes voies afin de minimiser les risques pour les générations futures. L'objectif de réduire la durée de vie effective des déchets par transmutation représente un challenge important dans lequel la conception des systèmes ADSs a une place évidente.

2.2 ETAT DES CONNAISSANCES SUR L'ELABORATION DU CONCEPT D'ADS

Comme mentionné, le concept d'ADS, qui est déjà apparu dans les années 1950, peut présenter plusieurs avantages aujourd'hui concernant principalement la transmutation des AMs (et aussi éventuellement des PFs à vie longue). Ainsi, ces systèmes sont actuellement plutôt présentés comme des transmutateurs de déchets en soutien au parc nucléaire actuel. L'objectif a donc évolué depuis le concept d'amplificateur d'énergie du milieu des années 1990 [rub], où d'autres applications potentielles ont été envisagées telles que la consommation du Pu et l'utilisation du cycle thorium. Cependant, un réacteur ADS représente toujours la réunion entre trois technologies qui sont : l'accélérateur de particules, le module de spallation et le milieu sous-critique composé de combustibles nouveaux. Le principe de base de l'ADS est d'alimenter un milieu sous-critique composé d'actinides mineurs par une source externe de neutrons, produite par des réactions de spallation. Cette spallation est rendue possible à l'aide d'un faisceau de protons de haute énergie (protons d'environ 1GeV obtenus à l'aide de l'accélérateur), qui interagit avec une source cible adéquate (comme le plomb/bismuth qui permet d'avoir plus de 30 neutrons par proton de 1GeV incident).

2.2.1 HISTORIQUE

Dès 1940 et au travers d'études concernant les accélérateurs, il était connu que le bombardement d'une cible d'uranium par des protons pouvait produire une grande quantité de neutrons. En 1941, G.

Seaborg s'est servi de ces neutrons résultants pour produire pour la première fois du plutonium. Ainsi, l'idée d'obtenir un nombre important de neutrons à l'aide d'une réaction de spallation (interaction de protons sur une cible) fut à la base des premiers concepts de réacteurs hybrides dans les années 1950. L'objectif à cette époque était la production de matériaux fissiles pour diverses applications, notamment militaires.

Ainsi, le prix Nobel E.S. Lawrence a imaginé en 1950 de produire du plutonium militaire à partir de l'uranium appauvri, qui est le sous-produit à l'enrichissement de l'uranium naturel. Ce projet (appelé MTA : "material testing accelerator") fut mené à un stade de développement avancé entre les années 1950 et 1954. Il déboucha notamment sur un brevet en 1960. Le système envisagé comportait un accélérateur de protons de 350MeV et d'intensité de 500mA, pouvant produire environ 560kg de plutonium par an sur une base économique de 124 dollars le gramme.

A la même époque au Canada, l'équipe dirigée par W.B. Lewis proposa l'utilisation d'un accélérateur pour produire de l' U^{233} afin d'atteindre des caractéristiques proches de la surrégénération dans les réacteurs CANDU (facteur de conversion > 0.9). Ainsi, un seul accélérateur de protons de 1GeV et d'intensité de 300mA peut produire du combustible pour 12 réacteurs. Par la suite, le projet évolua vers des études de physique fondamentale (comme le programme ING : "intense neutrons generator"). Le tout fut arrêté dans les années 1960 pour des raisons budgétaires.

Dans les années 1970 et 1980, les études sur la surrégénération assistée par accélérateur ont néanmoins été poursuivies, principalement au Canada et aux Etats-Unis dans les laboratoires nationaux de Los Alamos et de Brookhaven.

En 1985, H. Takahashi et ses collaborateurs proposèrent enfin un système ADS, comportant un réacteur sous-critique à spectre neutronique rapide, pour transmuter les actinides mineurs, par des neutrons générés par spallation. Un cyclotron était alors envisagé pour accélérer des protons de 1GeV avec un courant de l'ordre de 10mA.

A la fin des années 1980 et au début des années 1990, les travaux concernant la transmutation se multiplièrent en particulier au Japon dans le cadre du projet OMEGA ("options making extra gains from actinides and fission products") mené par JAERI ("japan atom ic energy research institute"), mais aussi aux Etats-Unis à Los Alamos et à Brookhaven. Des conclusions sur ces travaux ont été présentées à Saltsjöbaden en Suède en 1992. Elles concernaient la transmutation des déchets et la production d'énergie en utilisant le cycle du thorium.

Encore plus récemment, C. Rubbia, prix Nobel de physique en 1984, proposa avec son équipe du CERN (centre européen de research nucléaire) un amplificateur d'énergie inépuisable et propre, alimenté par un accélérateur de particules [rub]. Son système hybride, basé sur le cycle du thorium, évolua d'un spectre neutronique thermique à un spectre rapide en 1994 [rub2].

Actuellement, la recherche se poursuit activement dans plusieurs pays donnant souvent lieu à des collaborations européennes voire mondiales. Les projets en cours vont être brièvement mentionnés dans les paragraphes suivants en fonction de la technologie étudiée.

2.2.2 L'ACCELERATEUR DE PARTICULES ET LE MODULE DE SPALLATION

Les systèmes ADSs se caractérisent notamment par leur sous-criticité. Dans ces conditions un apport extérieur de neutrons est indispensable pour obtenir un niveau de flux suffisant et stable à l'intérieur du cœur dans le but de transmuter des déchets radioactifs à vie longue. L'accélérateur de particules (protons) est le moyen le plus optimisé pour produire un grand nombre de neutrons à l'aide de réactions de spallation. Les accélérateurs envisagés dans le cadre d'applications liées aux systèmes hybrides doivent atteindre un courant entre 10 et 100mA pour des énergies d'environ 1GeV, ce qui

correspond à des faisceaux entre 10 et 100MW. Il est à noter que de tels accélérateurs sont également en développement pour permettre une étude approfondie de la matière ou pour la production de tritium. Actuellement, l'accélérateur linéaire le plus puissant est le LAMPF ("Los Alamos meson physics facility") de Los Alamos (Etats-Unis), dont le faisceau est de 1MW pour une énergie des particules de 800MeV, alors que l'accélérateur circulaire le plus puissant est celui de l'Institut Paul Scherrer (Suisse), qui possède un faisceau d'environ 1MW avec des protons de 590MeV d'énergie. Dans les deux cas, les niveaux de puissance demandés sont au moins d'un ordre de grandeur supérieur, ce qui nécessite d'importants développements.

Les accélérateurs circulaires présentent un avantage au niveau du dimensionnement de l'installation par rapport aux accélérateurs linéaires. Comme déjà mentionné, l'installation du PSI a déjà fonctionné avec un faisceau légèrement inférieur à 1MW, et une extension à environ 1.2MW semble facilement réalisable (passage à un courant de 2mA). De plus, des études sont actuellement réalisées pour développer des cyclotrons de 10MW [sta, man]. Toutefois, la limite de leur puissance est généralement placée au-dessous de 20MW, principalement pour des problèmes de focalisation du faisceau. Dans ce contexte, il a été imaginé de réaliser un ADS couplé avec plusieurs cyclotrons, ce qui présente également l'avantage d'être moins sensible à une coupure du faisceau. Ce système "multicyclotron" apporte bien évidemment des complications au niveau de la réalisation du système (introduction du faisceau commun de protons) et il supporte également des coûts supérieurs.

En conséquence et en fonction de ces considérations, le choix pour la création d'un faisceau de protons de haute énergie se porte plutôt sur les accélérateurs linéaires, par rapport aux cyclotrons. De plus, ces accélérateurs linéaires présentent une plus grande flexibilité sur l'extension de leurs capacités (rajout de modules pour accroître l'énergie des particules ou l'intensité du faisceau).

Les accélérateurs linéaires, envisagés pour générer un faisceau de neutrons de haute intensité, se composent de trois parties principales :

- i. L'injecteur : Il apporte un faisceau de protons d'environ 5MeV. Une source ionisée crée des protons qui sont ensuite accélérés à l'aide d'un quadripôle radiofréquence (RFQ). A ces basses énergies, la difficulté réside dans les effets liés à la répulsion coulombienne des particules qui composent le faisceau. Toutefois, il est aujourd'hui envisageable d'obtenir des courants de 100mA.
- ii. La partie intermédiaire : Cette zone amène les protons à une énergie d'environ 100 MeV. La méthode standard est d'utiliser une structure d'accélération à température ambiante (DTL). Pour la suite, il est clairement envisagé d'utiliser des cavités supraconductrices (ISCL), qui présentent l'avantage d'une meilleure efficacité (module moins long) et d'une réduction des pertes du faisceau (rayon du guide plus grand) par rapport aux cavités traditionnelles. Pour ces raisons, la mise en place de cette technologie devrait aussi permettre une réduction des coûts.
- iii. La partie finale : Elle doit accélérer les protons jusqu'à leur énergie finale qui est d'environ 1GeV. L'utilisation de cavités RF supraconductrices est aujourd'hui retenue mondialement au détriment des actuelles cavités de cuivre à température ambiante. Les avantages de ces cavités SCRF résident dans leur haute efficacité, leur important gradient électrique (meilleure accélération), et dans leur réduction des pertes du faisceau, rendant la maintenance plus aisée.

Afin de développer des accélérateurs de protons de haute puissance (HPPA), il va falloir surmonter plusieurs défis technologiques tels que : l'obtention d'une source d'ions capable de garder une bonne

stabilité sur une longue période d'opération, la maîtrise des pertes de faisceau ($<1\text{nA/m}$), l'utilisation de cavités supraconductrices dans une région énergétique comprise entre 100MeV et $1'000\text{MeV}$, la fiabilité en mode opératoire afin de minimiser les coupures du faisceau (éviter les chocs thermiques), et l'optimisation de l'ensemble du système pour la réduction des coûts.

Pour atteindre ces objectifs, plusieurs études conceptuelles ont été menées [law] et divers programmes de recherche sont actuellement mis en œuvre. Aux Etats-Unis, un accélérateur linéaire supraconducteur est en train d'être développé à Oak Ridge, alors qu'au Japon un projet commun entre JAERI et KEK propose la réalisation de plusieurs installations avec notamment un accélérateur linéaire standard de 400MeV , un synchrotron avec protons de 3GeV pour une puissance de 1MW et un autre synchrotron avec une puissance inférieure (0.75MW) mais avec la création de protons plus énergétiques (50GeV). En Europe, une bonne collaboration a été obtenue autour du projet ESS ("European spallation source") [len], qui comprend la réalisation, pour l'étape finale, d'une source pulsée de 5MW avec des protons d'environ 1.3GeV . D'autres études européennes sont détaillées dans l'annexe A.

Le module de spallation correspond à la zone qui fait l'interface entre l'accélérateur de protons et le milieu sous-critique. Son objectif est de convertir le courant intense de protons de haute énergie en une source importante de neutrons, via la réaction de spallation. Ce processus nucléaire décrit l'interaction d'une particule incidente de haute énergie avec une cible [rus2, bau]. Grâce à son importante énergie (par exemple, de 0.2 à 2GeV pour un proton), cette particule est capable de pénétrer la barrière coulombienne d'un noyau lourd (comme le plomb) provoquant à l'intérieur de celui-ci une série de phénomènes (cascades intranucléaires), qui vont aboutir à la libération d'un certain nombre de particules (neutrons, protons et mésons), le noyau résiduel restant dans un état excité. Dès lors, la désexcitation de ce noyau se fait par deux processus concurrentiels : la fission et l'évaporation. L'évaporation se traduit par l'émission d'un grand nombre de particules secondaires (neutrons, protons, deutérons, tritons, He^3 et α).

Dans le cadre de l'optimisation d'un système hybride, il est évident que le but est d'avoir une réaction de spallation qui libère le plus grand nombre de neutrons possibles. Toutefois, il faut être conscient que cette 1^{ère} génération de neutrons va fortement se multiplier dans le cœur sous-critique (fissions) de telle sorte que la transmutation des actinides ne résulte majoritairement pas de réactions directes avec ces neutrons de spallation. Par conséquent, la transmutation des noyaux indésirables placés dans le système dépend avant tout du nombre de neutrons de spallation produits, qui entrent dans le cœur et non pas de leur distribution énergétique. Ainsi, la combinaison accélérateur/cible n'est que le moyen le plus favorable de fournir un grand nombre de neutrons à un système sous-critique (réaction en chaîne non entretenue). Néanmoins, dans le cadre du développement des ADSs, elle ne sert aucunement à pouvoir réaliser une destruction directe des déchets nucléaires, comme cela est parfois faussement évoqué. Dès lors, pour produire le maximum de neutrons par spallation, on relève deux aspects d'importance : l'énergie des protons incidents et la cible.

Concernant l'énergie optimale des protons, un comportement asymptotique du nombre de neutrons produits par proton incident est généralement atteint pour des protons d'environ 1 à 2GeV [kad, thu], ce qui nous conduit à dire que le faible gain obtenu pour des protons plus énergétiques n'en justifie pas le développement.

Pour les cibles de spallation, l'utilisation des matériaux lourds favorise la libération de neutrons. Des cibles fissiles (Np, Am, ou U) et non fissiles (W, Hg, Pb, ou Bi) [som] ont été étudiées. Cependant, dans le cadre du développement des ADSs, les cibles fissiles ont été abandonnées pour limiter les pics de puissance qui y apparaissent (par exemple, la puissance libérée dans une cible de neptunium

et 2 fois plus importante que celle qui est dégagée dans une cible de plomb [you]), et cela même si elles permettent l'émission d'un plus grand nombre de neutrons par proton incident. De plus, actuellement le choix se porte plus sur des cibles liquides que solides, principalement pour faciliter l'extraction de la chaleur (au moins jusqu'à 10MW) et pour minimiser les dommages (pas besoin de changer la cible) [bau2]. Toutefois, cette technologie présente le désavantage d'être techniquement moins mature et donc de nécessiter plus d'études, notamment en ce qui concerne la dynamique du fluide, afin d'éviter la présence de zones stagnantes qui créeraient des points chauds. Le candidat retenu actuellement est l'eutectique plomb/bismuth, qui possède une température de fusion avantageusement basse ($\sim 125^\circ\text{C}$) et une température d'ébullition assez haute ($\sim 1670^\circ\text{C}$). Par ailleurs, ce matériau présente un effet neutronique multiplicatif à l'aide des réactions (n, xn) . Ainsi, le plomb/bismuth, qui fait l'objet de nombreuses études, a été choisi dans le cadre du programme MEGAPIE [gro] du PSI, et il est également pressenti pour devenir la cible de spallation du démonstrateur XADS. Mentionnons toutefois que dans le cadre du projet ESS, le mercure a été choisi comme cible pour son aspect liquide à température ambiante.

Enfin, le module de spallation comprend également une particularité au niveau du choix de l'interface entre le faisceau de protons et la cible. En effet, soit on décide d'intercaler un matériau séparateur (option avec fenêtre) soit, au contraire, on choisit de faire interagir directement le faisceau avec la cible (option sans fenêtre). Dans les deux cas, la réalisation de cette interface est un des challenges majeurs du développement des réacteurs hybrides. L'option avec fenêtre impose de trouver un matériau extrêmement résistant aux radiations en gardant une épaisseur fine (afin de faciliter l'extraction de la puissance déposée par le faisceau) et surtout en ne subissant pas une dégradation supérieure à 100 dpa par année (pour garder une durée de vie suffisante de la cible). Plusieurs candidats sérieux sont actuellement déjà avancés, comme les aciers ferriques/martensitiques [gar], mais l'établissement d'un matériau de référence nécessite encore la réalisation de plusieurs tests expérimentaux (longues et fortes irradiations). La variante sans fenêtre est avancée dans le cadre du projet MYRRHA [abd]. Elle présente des difficultés différentes, telles que le maintien du niveau de vide dans l'accélérateur. Plus précisément, l'évaporation de métal ou des produits de spallation ne doit pas négativement interférer avec le dégazage qui maintient une qualité de vide appropriée.

Ainsi, le module de spallation est la partie la plus innovante d'un système ADS. Ce nouveau composant apporte donc une série de nouveaux défis technologiques à résoudre. La maîtrise du comportement de la cible est un point délicat car il s'agit de contrôler les concentrations d'oxygène (se prévenir des problèmes de corrosion), de quantifier l'importance des dommages (apparition d'impuretés et de produits de spallation) et de s'assurer du bon refroidissement de la cible (densité de puissance importante dans la cible, chocs thermiques possibles suite à une coupure du faisceau), le tout dans un environnement fortement irradiant. D'ailleurs, la présence de cette source de spallation de haute intensité impose également la présence de nouveaux blindages de protection par rapport à un réacteur classique. En effet, même si seulement $\sim 5\%$ des neutrons de spallation possèdent une énergie supérieure à 20MeV, ils contribuent à près de 70% de la dose à la surface du blindage de l'accélérateur [rus1], ce qui impacte sur la stratégie à adopter en termes de radioprotection. Enfin, comme déjà énoncé, le choix de l'interface entre le faisceau de protons et la cible de spallation amène une dernière complication. Toutefois, l'ensemble des difficultés précitées, déjà majoritairement identifiées dans les années 1980 [fis], a permis l'éclosion de nombreux programmes de recherche significatifs dont nombreux sont en Europe. Le programme le plus important est le projet MEGAPIE ("megawatt pilot experiment") du PSI [gro]. L'objectif est de construire une cible de spallation de 1MW en tirant avantage de l'installation existante SINQ (cyclotron), qui produit des protons de

590MeV. La cible choisie est l'eutectique plomb/bismuth. Après sa mise en service, prévue pour 2006, l'installation MEGAPIE représentera le module de spallation le plus représentatif de la source de spallation envisagée dans le cadre d'un démonstrateur ADS. Des informations complémentaires sur les activités de recherche actuelle liées au développement d'un module de spallation sont données dans l'annexe A.

En conclusion, la R&D sur le module de spallation est très importante. Un retour d'expérience très significatif est attendu du programme MEGAPIE. Conceptuellement, le choix de la cible liquide plomb/bismuth est pratiquement retenu, alors que l'option avec ou sans fenêtre doit être tranchée aux environs de l'année 2006. Par la suite, le développement et la construction du module de spallation, retenus pour le démonstrateur XADS, devraient débiter à partir de 2010.

2.2.3 LES COMBUSTIBLES INNOVANTS DU MASSIF SOUS-CRITIQUE ET LE COUPLAGE

Le choix d'un combustible à forte teneur en AMs reste un point dur pour le développement des ADSs et qui requiert encore de nombreuses années d'étude. D'ailleurs, il est prévu dans le cadre du projet XADS-XADT, d'établir premièrement un cœur basé sur un combustible connu (le MOX), puis seulement de charger un cœur avec des assemblages comportant des AMs. Bien que cela résulte aussi d'une stratégie à étape, le fait est que le choix d'un combustible à actinides nécessite de longs tests d'irradiation (de plusieurs années), ne pouvant pas déboucher sur un choix avant au moins une quinzaine d'années. De plus, ces irradiations à haut flux ne peuvent être actuellement réalisées en spectre rapide que dans le réacteur Phénix (France), qui a été remis en service dans le courant de l'année 2003. Cela a imposé aux laboratoires mondiaux (principalement américain, japonais et français) l'apport de leur combustible innovant à Phénix afin d'être irradié, créant d'inévitables pertes de temps. Dans ce contexte, les prochains résultats expérimentaux sont attendus aux environs de l'année 2008.

A part ces difficultés d'acquisition de tests expérimentaux, il faut relever que le choix entre combustibles oxydes, nitrures ou métalliques n'est pas encore établi. Les oxydes ainsi que les nitrures (étudiés en France [bar, pil] et au Japon [aka]) sont considérés comme les voies les plus favorables alors que les Etats-Unis ont mené des études avancées dans la réalisation de combustibles métalliques. Les oxydes ont l'avantage d'une meilleure stabilité chimique, qui compense leur mauvaise conductibilité thermique à haute température. La situation est inversée pour les nitrures dont la relative mauvaise stabilité chimique peut conduire à des problèmes de sûreté, par exemple lors d'excursions de puissance (pression due à l'apparition de l'azote). Un autre problème est la production de C^{14} par réaction (n,p) sur le N^{14} (d'où l'objectif d'enrichissement à 99% de N^{15}). Par contre, comme les nitrures sont de bons conducteurs, on les nomme parfois "combustibles froids". D'un point de vue global, le plus grand problème pour la fabrication de ces combustibles innovants provient de l'apparition d'hélium, qui résulte de la désintégration α des actinides mineurs et qui provoque des problèmes de gonflement des barreaux beaucoup plus importants que dans le cas de combustibles standards. Dans ce sens, la gestion du curium illustre ces problèmes d'activités et d'émission α [pil2].

Du point de vue technique, la fabrication de combustible fortement enrichi en actinides mineurs, nécessite l'établissement de nouveaux processus de retraitement, comme le procédé pyro-chimique, l'objectif étant de réaliser des combustibles oxydes de type (Pu, MA, Zr)O₂ par exemple avec une matrice inerte MgO (inerte = sans matériau fertile) ou des nitrures de type (Pu, MA, Zr)N. Actuellement, les capacités de production des MAs sont limitées à quelques grammes pour le curium et quelques dizaines de grammes pour l'américium (ITU, Karlsruhe). Par conséquent, pour des

irradiations à grande échelle, il est indispensable de construire une nouvelle et plus importante unité de fabrication.

Tout ce travail de R&D pour la fabrication de combustibles innovants a pour but d'optimiser la transmutation des actinides. A cette fin, deux options subsistent. La 1^{ère} solution consiste à imaginer plusieurs cycles d'irradiation afin de détruire les MAs, ce qui impose des pertes très faibles lors du retraitement (<0.01%). Deuxièmement, on peut aussi envisager de ne considérer qu'un cycle d'irradiation pour le combustible innovant. La faisabilité de cette stratégie est liée à l'accessibilité de taux de combustion très importants (>90%), ce qui implique des études spécifiques sur l'optimisation du design des assemblages. Le CEA en France est en train de mener de telles analyses. Elles ont conduit à élaborer des assemblages de combustible avec une petite zone modératrice car ils permettent d'atteindre des taux de combustion plus forts [pil2]. A nouveau, des tests d'irradiation expérimentaux sont nécessaires pour valider ces résultats numériques.

En conclusion, la fabrication de combustibles innovants nécessite encore de nombreuses années de recherche car il n'est pas souhaitable de fixer un type de combustible de référence trop rapidement afin d'explorer différentes voies (oxydes, nitrures, matrices inertes, etc.). Certains projets de recherche concernant les combustibles innovants sont mentionnés dans l'annexe A.

La détermination du massif sous-critique ainsi que la caractérisation du couplage avec la source externe de neutrons représentent également un challenge pour l'élaboration d'une installation ADS. Ces objectifs, qui sont étroitement liés à la physique neutronique du système, s'appuient fortement sur des études numériques. Dans ce contexte, l'obtention de résultats expérimentaux adaptés est indispensable pour permettre une extension de la validité des outils de calcul des systèmes critiques aux réacteurs sous-critiques alimentés par une source externe. De plus, l'amélioration des sections efficaces des isotopes spécifiques aux systèmes ADSs et à la transmutation est nécessaire pour réduire les incertitudes des prédictions numériques et donc favoriser la justesse des études neutroniques [pal].

Concernant la définition du milieu sous-critique, seul le choix du caloporteur est évoqué ici, le développement du combustible innovant ayant déjà été discuté précédemment. De plus et afin de se concentrer sur l'étude du couplage, il est admis que le 1^{er} démonstrateur ADS sera constitué d'un combustible MOX standard, pour n'évoluer que dans une 2^{ème} phase vers un combustible à forte teneur en AMs. Le choix du caloporteur est guidé principalement par le fait qu'il a été démontré qu'un spectre rapide est avantageux pour la transmutation. Dans ces conditions, les candidats envisagés sont les métaux liquides (sodium, plomb ou plomb/bismuth) et les gaz (He, CO₂).

Les métaux liquides sont attractifs en raison de leurs propriétés thermiques et de la possibilité de fonctionner avec une pression proche de la pression atmosphérique. Par ailleurs, ils ont également des inconvénients liés à leur composition chimique (corrosion dans le cas du plomb ou forte réaction chimique avec l'eau pour le sodium) et au fait qu'il est possible que les coefficients de contre-réaction de vide soient positifs. Une autre difficulté est de devoir se situer à une température supérieure à celle de fusion pour éviter une solidification du métal caloporteur. Cette contrainte est amoindrie dans le cas de l'eutectique plomb/bismuth ($T_{\text{fusion}} < 200^{\circ}\text{C}$). Toutefois, les quantités limitées de bismuth gênent une exploitation à grande échelle. Notons enfin, que le plomb et le plomb/bismuth sont également des candidats pour être la cible du module de spallation (nombre de neutrons par proton intéressant), ce qui peut conduire à un choix avantageusement unique du caloporteur et de la cible.

L'utilisation des gaz comme caloporteur présente l'avantage de faciliter le contrôle de l'installation, d'éviter des problèmes liés à la chimie et de n'avoir que peu d'impact sur les coefficients de

réactivité de dépressurisation. Néanmoins, un cycle thermique à base de gaz nécessite un fonctionnement du système primaire sous très haute pression (50 à 70 bars), ce qui accroît les contraintes sur la cuve augmentant la probabilité de fissures et donc de fuite du caloporteur. Notons finalement, au sujet du milieu sous-critique, qu'il est aussi parfois envisagé de définir des zones modérées en périphérie afin de favoriser la capture neutronique des produits de fission à vie longue.

Enfin, la caractérisation du couplage entre l'accélérateur et le massif sous-critique constitue un élément nouveau par rapport à l'analyse neutronique des réacteurs critiques. La simulation de cette interface spallation/cœur représente un challenge supplémentaire pour les codes de calcul. De plus, la modélisation de l'émission des neutrons de la source est importante afin de déterminer des grandeurs essentielles du système comme la puissance ou les taux de transmutation. Par conséquent, la nécessité d'interpréter, d'une part, des réactions de spallation avec des protons de haute énergie et, d'autre part, des réactions nucléaires "standards" ont conduit au développement d'outils de calcul adaptés, comme par exemple, le code stochastique MCNPX [wat]. L'intérêt de disposer d'un formulaire de calcul validé et fiable a pour objectif d'optimiser la définition du projet du futur démonstrateur ADS selon des critères de sûreté, de fonctionnement et économiques.

La caractérisation neutronique de différents milieux sous-critiques alimentés par une source externe a été engagée à travers différents programmes dont MUSE en France, qui s'achève en 2004 et sur lequel repose la présente recherche (cf. Chapitres suivants). D'autres études sont en projet, comme les expériences TRADE ("TRIGA accelerator driven experiment") en Italie ou l'installation MYRRHA en Belgique. Plus d'informations sont données dans l'annexe A.

La réalisation de ces projets, très brièvement évoqués ici, représente des étapes intermédiaires importantes en vue de l'établissement d'un démonstrateur ADS, et doivent combler en partie le manque actuel de validation expérimentale. Ainsi, une base importante de données est déjà en train d'être collectée au travers des différents résultats expérimentaux du programme MUSE4 et sera étendue aux nouveaux projets dans l'avenir. Cependant, l'amélioration des prédictions numériques est aussi fortement tributaire des sections efficaces des matériaux impliqués dans la composition du système. Par conséquent, comme les composants d'un ADS sont différents d'un réacteur critique "standard" (AMs, produits de spallation, plomb/bismuth, ...) et que la source de spallation peut créer des neutrons plus énergétiques ($E_n > 20\text{MeV}$), des développements adaptés de sections efficaces ont vu le jour à travers le programme N_TOF ("neutron time of flight") [gon] du CERN, et du projet HINDAS ("high and intermediate energy nuclear data for ADS") [kon] (cf. Annexe A).

2.2.3 SYNTHÈSE DES DIFFICULTÉS LIÉES AU DÉVELOPPEMENT DES ADS

Ce paragraphe propose de résumer les difficultés actuelles majeures qu'il reste à résoudre afin d'accéder à la construction de réacteurs hybrides alimentés par une source externe. De manière générale, chaque composant, qui forme un ADS, souffre d'un manque de validation expérimentale, comme par exemple la réalisation d'un cœur de réacteur avec une forte proportion d'actinides mineurs. Ainsi, le passage par un démonstrateur ADS, qui regrouperait pour la 1^{ère} fois toutes les technologies, est une étape indispensable en vue d'un développement industriel. En Europe, le projet XADS-XADT se propose d'établir une convergence d'opinions en vue de la réalisation de ce démonstrateur. Toutefois, en pratique plusieurs difficultés restent à résoudre. De manière globale, on peut citer comme objectifs :

- i. L'amélioration des accélérateurs de protons actuels (800MeV, 1MW) à des accélérateurs de haute intensité (1GeV, 10-100MW).

- ii. La détermination d'une interface appropriée entre le faisceau de protons de haute intensité et la cible de spallation (option avec ou sans fenêtre) et la résolution des problèmes qui lui sont associés.
- iii. Le refroidissement de la cible liquide plomb/bismuth ainsi que son comportement vis à vis de fortes irradiations (apparition d'impuretés et de gaz H ou He) et de problèmes de corrosion (contrôle de la concentration d'oxygène).
- iv. La définition d'un combustible à forte teneur en actinides mineurs (combustible oxyde, nitrure ou métallique), optimisé pour la transmutation (un ou plusieurs cycles d'irradiation).
- v. L'établissement d'un procédé de séparation des actinides mineurs optimal (procédé pyrochimique) et construction d'une nouvelle installation.
- vi. Le choix et la maîtrise de la technologie du caloporteur (métaux liquides ou gaz).
- vii. La réduction des incertitudes des données nucléaires liées aux isotopes concernés par la transmutation (amélioration des sections efficaces).
- viii. L'extension de la validité des outils de calcul des réacteurs critiques rapides aux réacteurs ADSs, notamment pour la détermination des paramètres nécessaires à élaborer un démonstrateur.

Mis à part ces difficultés techniques et numériques (en cours d'investigations internationales), il faut rester conscient de l'importance d'analyser en parallèle des aspects liés soit à la sûreté (simulation de nouveaux accidents, problèmes de radioprotection liés à l'accélérateur), soit à l'optimisation de la transmutation (taux d'élimination des MAs, réduction de la radiotoxicité), soit à la minimisation des investissements financiers (optimisation du facteur de multiplication effectif k_{eff} et de l'efficacité de la source externe ϕ^* (selon équation 3.17), comparaison des coûts avec l'option géologique) ou soit encore à la stratégie énergétique globale (étude de différents scénarios, acceptation de l'exploitation de l'énergie nucléaire). Ces aspects, qui n'ont pas été détaillés ici, ont d'ailleurs déjà fait l'objet de plusieurs travaux [wid, sal3, gon2, com]. Dans ce sens, la figure 2.3 montre un scénario possible que l'on peut prévoir de l'exploitation de l'énergie nucléaire après l'introduction de systèmes ADS. Il ne s'agit que d'une voie possible, qui montre que les capacités d'un ADSs ne sont pas de détruire tous les déchets nucléaires, mais de réduire leur quantité et de changer leur durée de vie effective de plusieurs millions d'années à quelques centaines d'années par transmutation.

Ainsi, le rôle et la justification du développement des ADSs est évident et a débouché, comme nous l'avons vu, sur de nombreux et différents efforts de recherche très importants dans le monde entier. Cette diversification des études est l'une des raisons qui amène à la nécessité de converger vers une proposition commune d'un démonstrateur ADS avant d'envisager un développement industriel, à l'image du projet ITER pour la fusion. C'est notamment l'objectif du projet XADS-XADT.

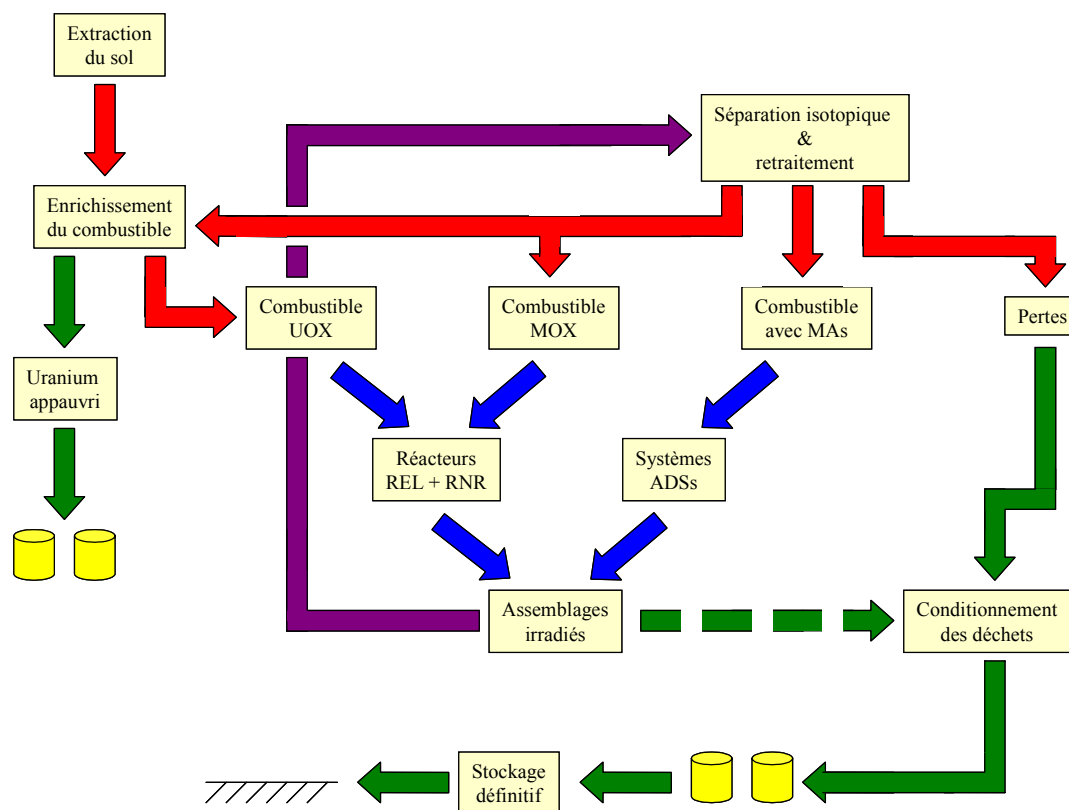


Figure 2.3 : Scénario possible de l'exploitation de l'énergie nucléaire après l'apparition des ADSs

2.3 DEMONSTRATEUR ENVISAGE : LE PROJET XADS-XADT

L'ensemble des projets mentionnés a notamment comme ambition de contribuer à l'élaboration d'un démonstrateur ADS. Dans ce sens, un important effort de recherche et de collaboration, est né entre de nombreux instituts européens à travers le défi scientifique et technologique représenté par le projet XADS-XADT. Ce projet peut être découpé en 3 phases distinctes [rub3] :

- i. Etudes conceptuelles et présentation d'un design détaillé permettant la réalisation de l'installation (→ ~2008).
- ii. Construction du démonstrateur XADS (avec un combustible MOX standard) et accomplissement du programme expérimental (~2008 → ~2020).
- iii. Construction du démonstrateur XADT (remplacement du combustible MOX par un combustible innovant à forte teneur en actinides mineurs) et accomplissement du programme expérimental (~2020 → ~2030).

L'ensemble du programme devra prouver l'intérêt physique du concept ADS (réduction de la quantité et de la nocivité des déchets radioactifs) ainsi que la possibilité d'un développement industriel, ce dernier constituant l'objectif final, envisageable autour des années 2040-2050. Dans ce sens, l'installation XADS devra déjà présenter le double rôle d'outil d'irradiation et de démonstrateur de la technologie ADS.

Actuellement, le projet est dans sa phase initiale appelée PDS ("preliminary design study"), et comporte trois parties principales : la définition d'un concept de XADS de puissance assez faible (20 MW_{th}) refroidi à l'eutectique plomb/bismuth, la présentation d'un XADS plus puissant (80MW_{th})

toujours refroidi au plomb/bismuth et enfin un concept d'installation caloportée au gaz (l'avantage de la bonne connaissance du caloporteur sodium étant aussi à considérer). De plus, l'étude PDS a été structurée de façon à créer 5 différents sous-groupes de travail. Leurs tâches respectives sont la cohérence globale du projet. Cela comprend la définition des objectifs et des spécifications souhaitées de l'XADS (Sous-Groupe 1), la prise en charge des aspects de sûreté (SG2), l'étude du projet de l'accélérateur (SG3), la définition des milieux sous-critiques correspondant aux 3 projets (SG4) et l'analyse du circuit primaire et le regroupement de tous les composants (SG5).

La figure suivante présente schématiquement à quoi pourrait ressembler le démonstrateur XADS.

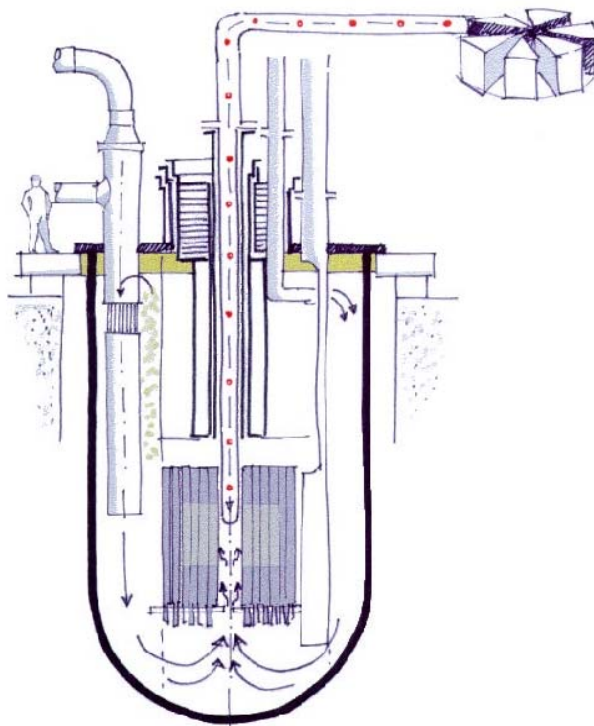


Figure 2.4 : Vue schématique du possible démonstrateur XADS

Afin de mieux comprendre l'orientation et les besoins du projet XADS-XADT, certains aspects concernant les options à l'étude ainsi que les étapes de qualification nécessaires sont mentionnés brièvement dans les deux points suivants. Cela permettra, dans la suite, de mieux envisager les apports éventuels du programme MUSE (phase 4) pour l'amélioration des connaissances du démonstrateur ADS.

2.3.1 LES DIFFERENTES OPTIONS A L'ETUDE

La définition d'un démonstrateur XADS passe par un choix concernant les trois technologies qui composent le système.

Dans le cadre du programme XADS-XADT, le choix entre un cyclotron et un accélérateur linéaire n'est pas encore arrêté. L'essentiel est d'avoir un faisceau intense, de l'ordre de 10mA, composé de protons de 1GeV, afin d'atteindre les objectifs de démonstration du concept ADS et de la transmutation.

A propos du module de spallation, la sélection d'une cible métallique liquide est bien engagée, et le candidat le plus sérieux reste actuellement l'eutectique plomb/bismuth. L'incertitude majeure réside

dans le choix ou non d'un matériau d'interface (la fenêtre). La cible devra supporter des interruptions de faisceau de l'ordre de la seconde et évacuer une puissance d'environ 10MW.

Par rapport aux études des caractéristiques neutroniques des systèmes hybrides engagées dans cette thèse, le choix du massif sous-critique est de 1^{ère} importance. Pour l'étape XADS, il a été décidé d'utiliser du combustible MOX (enrichi en Pu entre 18% et 35%) afin de ne pas retarder le projet en attendant le développement des combustibles innovants à forte teneur en AMs (étape XADT). Cela procure aussi l'avantage de ne pouvoir se focaliser que sur la faisabilité du couplage accélérateur/spallation/réacteur. Dès lors, la connaissance du massif sous-critique dépend principalement du choix du caloporteur. Il doit permettre l'obtention d'un spectre rapide afin de favoriser la fission des AMs. Par conséquent, l'option se porte soit sur un métal liquide, soit sur du gaz. De plus, même s'il est possible d'avoir un caloporteur identique à la cible de spallation, il est préférable de séparer les deux systèmes pour des raisons de sûreté. Enfin, le niveau de sous-criticité envisagé se situe autour de $k_{eff} = 0.97$, le rechargement du combustible nécessitant de porter la réactivité au-dessous de 0.95.

Concrètement, l'installation ADS envisagée se caractérise par un diamètre de cuve d'en peu plus de 4 mètres pour une hauteur de l'ordre de 15 mètres, comme l'indique la figure 2.5. Bien évidemment, la taille de la zone active va dépendre de l'option choisie (gaz ou métal liquide). Sinon, on note la présence du module de spallation et de l'accélérateur jusqu'au centre du cœur.

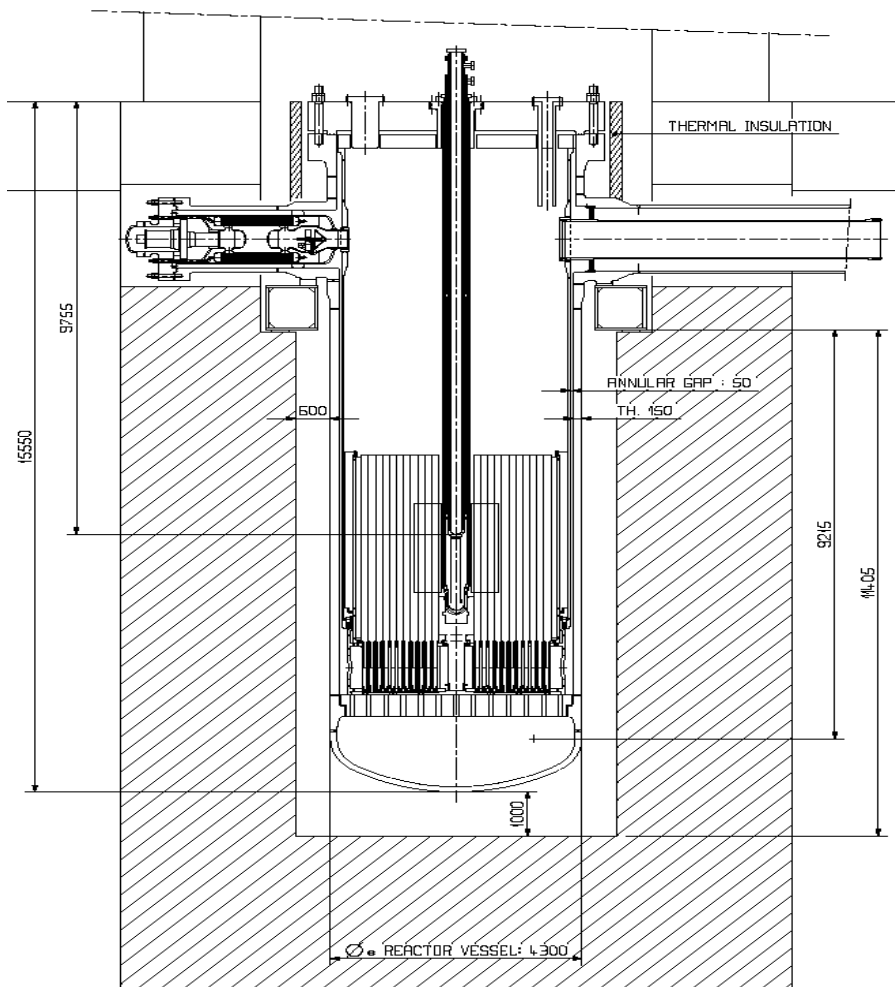


Figure 2.5 : Coupe axiale du démonstrateur XADS proposé dans le cadre des études PDS

De plus, et comme l'expose la figure 2.6, il est envisagé d'utiliser des assemblages hexagonaux de type SUPERPHENIX, afin de faciliter l'acquisition du combustible MOX approprié. Le pas de ce réseau hexagonal est d'environ 10-15cm et peut fluctuer en fonction du caloporteur choisi et du niveau de puissance de fonctionnement de l'installation (effet de dilatation). Sur la figure 2.6, qui représente un système avec caloporteur plomb/bismuth, on remarque que les trois premières couronnes intérieures sont réservées à la présence du module de spallation et de l'accélérateur, ce qui est généralement identique pour les différents concepts étudiés.

Les deux systèmes qui se dégagent actuellement sont le XADS-Pb/Bi, qui résultent d'études italiennes [ans], et le système avec caloporteur gaz He, qui est à l'étude chez EDF et le CEA. Des modèles simplifiés RZ de ces deux systèmes vont être réalisés dans le cadre de cette recherche afin d'étudier la représentativité des configurations MUSE4 par rapport à ces propositions de démonstrateur, dans le but de quantifier la transposition des résultats MUSE à ces systèmes XADSs (cf. Chapitre 6).

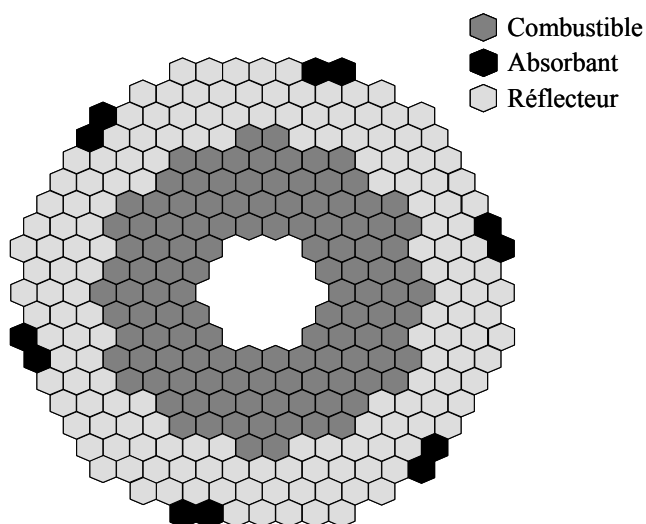


Figure 2.6 : Coupe X-Y du démonstrateur XADS proposé dans le cadre de l'étude PDS-XADS, avec l'option du caloporteur plomb/bismuth

Toutefois, l'ensemble de ces études conceptuelles pour la définition d'un ADS repose sur des schémas de calcul qu'il est important de valider numériquement et expérimentalement comme l'expose le point suivant.

2.3.2 LA NECESSITE DE VALIDATION DES OUTILS DE CALCUL

Comme évoqué précédemment, la conception d'un démonstrateur passe nécessairement par des améliorations purement technologiques (accélérateur, module de spallation, fabrication de combustible, ...). Cependant, la définition précise du projet impose la réalisation de travaux de qualification de systèmes de codes et de données nucléaires pour permettre la prédiction des grandeurs caractéristiques neutroniques du cœur d'un ADS et des incertitudes associées. En effet, la bonne connaissance de ces grandeurs est indispensable pour garantir l'optimisation du système du point de vue du fonctionnement, des performances et de la sûreté. Cette démarche de qualification des formulaires de calcul s'appuie sur la réalisation de programmes de mesures représentatifs pour

accéder à une validation expérimentale. C'est dans ce contexte que le programme MUSE a été élaboré représentant actuellement l'unique campagne expérimentale mondiale en ce qui concerne l'étude des caractéristiques neutroniques d'une installation à spectre rapide couplée avec une source externe intense. Cette thèse s'inscrit dans cette démarche de qualification par la réalisation et l'interprétation de mesures statiques spécifiques de la phase 4 du programme MUSE. Ainsi, le chapitre suivant expose, de manière détaillée, la démarche de qualification pour l'obtention des caractéristiques physiques du cœur des ADSs par l'établissement d'un schéma de calcul de référence.

3. DEMARCHE POUR L'OBTENTION DES CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DU CŒUR DES ADSs

Comme mentionné précédemment, mis à part le développement de nouvelles technologies, la réalisation d'un réacteur ADS a besoin d'un important effort de qualification des schémas de calcul. Ce chapitre comporte justement la description de la démarche de qualification pour l'obtention des caractéristiques physiques du cœur des ADSs. L'objectif de cette démarche est de valider un système de méthodes numériques et de données nucléaires pour prédire, avec une quantification des incertitudes, les grandeurs physiques d'importance nécessaires à l'établissement d'un projet de construction d'un système hybride.

Tout d'abord, ce chapitre identifie clairement les spécificités d'un système hybride, qui nécessitent une qualification nouvelle. Ensuite, la description des outils de calcul envisagés ainsi que les besoins de validation numériques et expérimentaux sont évoqués, amenant à la justification du programme MUSE, défini dans l'installation MASURCA. Dès lors, certaines études de représentativité, qui ont permis d'optimiser les géométries MUSE4, sont exposées. Enfin, le dernier point de ce chapitre fournit les contours des configurations MUSE4, qui ont été évalués lors de l'établissement du rapport de sûreté pour l'élaboration du programme expérimental.

3.1 CARACTERISTIQUES INNOVANTES ET COMPORTEMENT STATIQUE D'UN ADS

L'étude du cœur des ADSs, comme pour les installations critiques, est étroitement liée à la connaissance de la population neutronique du réacteur en tout point et à tout moment. Toutefois, la présence du module de spallation fait apparaître des points d'analyse spécifiques. Ainsi, les grandeurs physiques recherchées des systèmes hybrides sont principalement les niveaux de sous-criticité, le flux de neutrons, l'importance de la source externe, la distribution et le pic de puissance, les dommages aux structures et les coefficients de contre-réaction qui déterminent le comportement dynamique. La bonne prédiction de ces grandeurs implique d'identifier clairement les spécificités des ADSs par rapport aux réacteurs critiques afin de définir les nouvelles difficultés de modélisation qui apparaissent.

3.1.1 SPECIFICITES D'UN ADS PAR RAPPORT A UN REACTEUR CRITIQUE

La détermination des caractéristiques d'un ADS constitue un challenge important. Ces aspects novateurs sont liés :

- i. à la structure même de l'installation (apparition de nouvelles hétérogénéités)
- ii. au fonctionnement du système (milieu sous-critique avec une source externe)
- iii. aux performances souhaitées (transmutation des actinides mineurs)
- iv. à la sûreté du système (probabilité réduite d'un accident de réactivité)

En effet, un système hybride présente quelques singularités structurelles par rapport à un réacteur critique standard. Ces différences résultent essentiellement du souhait d'introduire une source de neutrons au centre d'un massif sous-critique afin d'optimiser la multiplication de ces neutrons externes.

Ainsi, le canal de l'accélérateur, qui traverse le cœur jusqu'en son milieu, représente une singularité géométrique essentielle. Ce canal, dans lequel arrivent les protons, se caractérise par une zone de très faible densité pas toujours bien prise en compte par les méthodes de calcul déterministes, comme nous le verrons par la suite.

Par ailleurs, la présence de la fenêtre (si cette option est choisie) fournit une nouvelle innovation structurelle. Celle-ci fait l'interface entre le faisceau de neutron et la cible de spallation. Toutefois, sa faible taille permet de la considérer comme faiblement perturbatrice du point de vue neutronique.

Considérée plus délicate à modéliser, la cible de spallation, très probablement en plomb/bismuth, peut être sous forme liquide ou solide suivant les concepts avancés. Elle crée une zone multiplicatrice et diffusante au centre du cœur, qui ralentit légèrement les neutrons et augmente par conséquent leur temps de vie. Cela a notamment des conséquences sur les incertitudes associées aux mesures dynamiques.

Enfin, le milieu multiplicateur est également modifié pour faire place à des combustibles à forte teneur en AMs. La bonne caractérisation de ce milieu est presque exclusivement tributaire de l'amélioration des connaissances des données nucléaires liées aux nouveaux matériaux introduits.

D'un point de vue global, les nouvelles hétérogénéités, symbolisées principalement par la présence du module de spallation, rendent la caractérisation neutronique du milieu plus délicate. En effet, comme conséquence, on peut mentionner l'apparition d'une distribution neutronique complètement différente dans le milieu sous-critique, distribution innovante illustrée par le déplacement du pic de puissance du centre du cœur à l'interface entre le combustible et le module de spallation. Ce nouveau comportement du cœur représente évidemment un aspect important que les schémas de calcul doivent reproduire, justifiant la mise en place de mesures spectrales adaptées (cf. Chapitre 4).

Un ADS se distingue aussi par son fonctionnement. L'état stable d'un ADS n'est pas obtenu par la réalisation de réactions de fission en chaîne entretenues, mais en alimentant un milieu sous-critique par des neutrons externes. Dans ces conditions, le niveau de puissance dépend à la fois de la sous-criticité et de la source. Même si l'impact du spectre de la source n'est pas négligeable sur certains aspects, c'est essentiellement l'intensité de celle-ci qui influence la puissance du système. En effet, comme le k_{eff} envisagé est proche de 1.0 ($k_{eff} \sim 0.97$), la multiplication de la source dans le milieu sous-critique est importante et la grande majorité des neutrons, présents dans le cœur, sont des neutrons de fission.

A part cette stabilité différente du système, le fonctionnement d'un ADS diffère de celui d'un réacteur critique par l'apparition éventuelle d'harmoniques. Ces dernières sont liées à la position centrale de la source de spallation et à son environnement diffusant (cible plomb/bismuth). Cela peut créer un certain découplage du cœur du réacteur où la modélisation du flux à l'aide de son seul mode fondamental n'est plus suffisante. Ces fluctuations ne sont envisagées toutefois que pour des cœurs de grande taille [ali].

Le pilotage du système est aussi nouveau et il est obtenu en jouant sur l'intensité de la source (modification du courant de protons ou de la fréquence de la source), en considérant le système sans barres de contrôle, ce qui est rendu possible à cause de la sous-criticité. Cela impose la bonne connaissance de l'intensité de la source externe à tout moment de l'exploitation de l'installation.

Ainsi, le fonctionnement du cœur est à nouveau très différent par rapport à un réacteur critique. Cela va conduire à établir des moyens de contrôle nouveau soit pour évaluer en tout temps l'intensité de la source ou le niveau de sous-criticité, soit pour déterminer la puissance de l'installation.

Les ADSs sont dédiés à une tâche différente et complémentaire par rapport à l'exploitation des réacteurs critiques. En effet, leur souci premier n'est pas la production d'énergie, mais l'optimisation de la transmutation des AMs et, dans la mesure du possible, aussi des PFs à longue vie. Dans ce sens, il a été démontré qu'un spectre rapide est plus adéquat pour accéder à des taux de transmutation optimaux. De plus, les performances du système sont, d'une part, liées aux caractéristiques de l'accélérateur, cela concerne notamment son optimisation (nombre optimal de neutrons par proton incident) et sa fiabilité (durée de vie et stabilité).

D'autre part, les objectifs d'incinération des déchets passent par l'extension maximale de la durée de vie de la fenêtre et des assemblages. Cela correspond à la maîtrise des problèmes d'activation et de dommages aux structures, justifiant notamment la nécessité de connaître le flux des particules de haute énergie.

L'amélioration des performances du système nécessite un aplatissage de la distribution de puissance. Cela est rendu délicat à cause des perturbations introduites par la présence du module de spallation au centre du cœur. L'utilisation de différents enrichissements pour le combustible, ainsi que l'emploi de poisons consommables sont envisagés, ces poisons pouvant aussi permettre de compenser les pertes de réactivité du système au cours du temps. Plus localement, il est aussi intéressant de concevoir des zones avec un spectre neutronique spécifiquement étudié pour maximiser un taux de transmutation particulier. Par exemple, la réalisation de régions modératrices est souhaitable pour augmenter les taux de destruction des PFs à vie longue (optimisation de la réaction de capture neutronique).

Ainsi, l'étude de l'optimisation des performances du système passe par l'analyse numérique préliminaire de différents concepts, montrant une nouvelle fois l'importance de l'étude de la validité des prédictions des formulaires de calcul.

La sous-criticité du système hybride privilégie parmi les scénarios accidentels de référence la perte du caloporteur (manque de refroidissement), plus que des accidents de réactivité (cela est valable si la sous-criticité initiale est assurée même en cas d'effets de variation de réactivité néfastes tels que ceux induits par un coefficient de vide positif). En revanche, la sûreté de l'installation est aussi liée à la présence de la source externe.

Par exemple, il est important de minimiser l'impact des pertes intempestives de faisceau et de quantifier les dégâts éventuels que les chocs thermiques résultants peuvent engendrer.

A part cela, il est évident que la sûreté du système est liée au contrôle permanent de la source externe, avec l'exigence de pouvoir l'arrêter à tout instant.

Enfin, la sûreté des systèmes ADSs présente une préoccupation nouvelle liée aux aspects de radioprotection. La présence de particules plus énergétiques et du canal de l'accélérateur fait apparaître des zones structurelles avec des besoins de blindage spécifiques. Les niveaux d'activation, qui résultent notamment des pertes du faisceau de protons, doivent être bien analysés et maîtrisés. Cependant, la quantification de ce phénomène implique la réalisation d'installation expérimentale de puissance représentative par rapport à celle envisagée du démonstrateur ADS, c'est-à-dire une puissance au moins de l'ordre du MW.

Enfin, la philosophie d'étude de la sûreté des systèmes ADSs est reliée aux coefficients de contre-réaction et ce, malgré la sous-criticité du système. En effet, la prédiction de l'évolution de tous les accidents éventuels reste tributaire de la bonne connaissance de ces coefficients.

Ces spécificités des réacteurs hybrides par rapport aux installations critiques vont permettre de définir les besoins en termes de qualification des outils de calcul, conduisant à l'extension de leur

domaine de validité. Toutefois, la caractérisation de ces systèmes couplés passe également par la définition de nouveaux paramètres plus adaptés, comme la grandeur φ^* . Ainsi, le paragraphe suivant présente la physique des milieux sous-critiques alimentés par une source externe de neutrons afin d'introduire ces paramètres spécifiques.

3.1.2 PHYSIQUE DES MILIEUX SOUS-CRITIQUES ALIMENTES PAR UNE SOURCE EXTERNE

Cette section expose la physique des ADS ou du moins la compréhension du comportement neutronique de tels systèmes. L'état stable des réacteurs hybrides se distingue des installations critiques standards de part la combinaison de la sous-criticité et de la présence de la source externe, qui se multiplie dans le cœur [gan].

Ici, seule l'analyse du régime stationnaire va être rappelée, en fonction des objectifs de la recherche, qui sont avant tout l'interprétation de mesures spectrales statiques. Le comportement dynamique d'un système sous-critique est quant à lui évoqué dans différents travaux [ali, cac]. La dérivation des équations va notamment permettre de définir des grandeurs caractéristiques comme la réactivité ρ_{eff} ou le paramètre φ^* .

3.1.2.1 L'EQUATION DU TRANSPORT POUR UN MILIEU SOUS-CRITIQUE AVEC SOURCE EXTERNE

Le flux angulaire d'un système stationnaire sous-critique satisfait l'équation inhomogène du transport suivante :

$$H\phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (3.1)$$

avec la condition aux limites $\phi_s(\vec{r}_s, \vec{\Omega}, E) = 0$, pour chaque position \vec{r}_s sur la surface qui délimite le domaine du système et pour chaque direction entrante des neutrons ($\vec{n} \cdot \vec{\Omega} < 0$). L'inhomogénéité de l'équation 3.1 provient du terme source, qui est propre aux systèmes sous-critiques couplés. H représente l'opérateur qui décrit aussi bien les disparitions (fuites et absorptions), que le terme de production de neutrons (majoritairement la fission). Il peut être développé de la manière suivante :

$$H\phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_s + \Sigma \phi_s - \iint \Sigma(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') f(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' dE' \quad (3.2)$$

avec $f(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)$, la densité de probabilité qu'un neutron de direction $\vec{\Omega}'$ et d'énergie E' émerge avec la direction $\vec{\Omega}$ et l'énergie E suite à une quelconque interaction. De plus, la probabilité de transfert neutronique de $(\vec{\Omega}', E')$ à $(\vec{\Omega}, E)$ peut être découpée en une contribution due à la fission, supposée isotrope, et une due à toutes les autres interactions. En considérant un seul isotope fissile, on a :

$$\Sigma(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') f(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) = \frac{1}{4\pi} \Sigma_f(\vec{r}, E') \mathcal{N}(\vec{r}, E' \rightarrow E) + \sum_{x \neq f} \Sigma_x(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') f_x(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \quad (3.3)$$

où $\nu(\vec{r}, E' \rightarrow E)$ est la densité de probabilité qu'une fission, causée par un neutron dans la position \vec{r} avec énergie E' , produise des neutrons d'énergie E . La normalisation de cette probabilité est telle que :

$$\frac{1}{4\pi} \iint \nu(\vec{r}, E' \rightarrow E) d\vec{\Omega} dE = \int \nu(\vec{r}, E' \rightarrow E) dE = \nu(\vec{r}, E') \quad (3.4)$$

dès lors, $\nu(\vec{r}, E')$ est le nombre moyen de neutrons produits par fission, causée par un neutron d'énergie E' , au point \vec{r} . En supposant encore que la distribution spectrale neutronique de la fission est indépendante de l'énergie du neutron incident, on peut utiliser la décomposition suivante :

$$\nu(\vec{r}, E' \rightarrow E) = \nu(\vec{r}, E') \chi(E) \quad (3.5)$$

dans laquelle $\chi(E)$ est le spectre de fission normalisé à 1 ($\int \chi(E) dE = 1$).

Ainsi donc, l'équation du transport inhomogène peut s'écrire en découplant l'opérateur H par l'opérateur F de production neutronique par fission, et par l'opérateur A , qui regroupe tous les autres termes, on a alors :

$$H\phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = (A - F)\phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (3.6)$$

avec l'opérateur F donné par :

$$F\phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \frac{\chi(E)}{4\pi} \iint \nu(\vec{r}, E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' dE' \quad (3.7)$$

3.1.2.2 DETERMINATION DU NIVEAU DE SOUS-CRITICITE

Considérons maintenant de manière générale le problème aux valeurs propres suivant, formant un système d'équations homogènes afin de définir la notion de facteur de multiplication effectif, qui n'est pas liée à la présence d'une source externe (potentialité de multiplication propre au milieu) :

$$A\phi_i = \frac{1}{\lambda_i} F\phi_i \quad (3.8)$$

défini sur un domaine V de frontière ∂V sur lequel sont données les conditions aux limites pour les fonctions ϕ_i (dans le cas d'un réacteur, on poserait comme condition que le flux s'annule hors du système).

Ce problème a comme solution, à part la solution triviale, un ensemble de fonctions propres $\{\phi_i\}$, avec un ensemble de valeurs propres associées $\{\lambda_i\}$. La valeur propre du module maximale est appelée : facteur de multiplication effectif, k_{eff} . Le paramètre intégral k_{eff} est toujours non dégénéré, réel et positif, alors que la fonction propre correspondante, qu'on appelle le mode fondamental et que l'on note ϕ_0 , ne change pas de signe dans le domaine [pla]. Trois cas se présentent pour la détermination de l'état d'un réacteur en fonction du facteur k_{eff} :

- i. $k_{eff} < 1$: Le système est sous-critique. Sans source externe, la population neutronique ne peut pas être maintenue et le réacteur s'arrête. Par contre, avec un apport extérieur de neutrons, le système devient stable; c'est l'état recherché par les ADSs.
- ii. $k_{eff} = 1$: Le système est critique. La réaction de fission en chaîne est entretenue sans contribution neutronique extérieure et une puissance constante est libérée; c'est l'état dans lequel se trouvent les centrales nucléaires.
- iii. $k_{eff} > 1$: Le système est sur-critique. Le processus de fission en chaîne est divergent, ce qui augmente constamment le flux neutronique en fonction du temps. Si cette sur-criticité est inférieure à la fraction de neutrons retardés ($\rho_{eff} < \beta_{eff}$), ce sont ces derniers qui dirigent le comportement dynamique du cœur; on parle alors de surcriticité contrôlée. Cet état est utilisé notamment pour augmenter la puissance d'une installation critique. Par contre, si la surcriticité est importante ($\rho_{eff} > \beta_{eff}$), le comportement dynamique dépend largement des neutrons prompts, et le système est incontrôlable. On appelle cet état, la sur-criticité prompte et il représente le cas d'un accident de réactivité ou, dans le cas extrême, d'une bombe nucléaire.

A l'aide de la définition de l'adjoint d'un opérateur ($\langle u, Av \rangle = \langle A^*u, v \rangle$, avec $\langle u, v \rangle$ le produit scalaire entre u et v intégré sur l'espace des phases), on peut écrire l'équation adjointe de l'équation 3.8, dont la solution est nommée importance :

$$A^*\phi_i^* = \frac{1}{\lambda_i} F^*\phi_i^* \quad (3.9)$$

En admettant que cette équation possède les mêmes valeurs propres que l'équation 3.8, la relation d'orthogonalité subsiste, et donc :

$$\langle \phi_j^*, F\phi_i \rangle = 0 \text{ si } i \neq j \quad (3.10)$$

Dès lors, le paramètre k_{eff} peut être déduit de l'équation 3.9, appliquée au mode fondamental, en multipliant scalairement celle-ci par la solution de l'équation inhomogène 3.6 ϕ_s . De plus, par la définition d'opérateur adjoint, on a successivement :

$$k_{eff} = \frac{\langle \phi_s, F^*\phi_0^* \rangle}{\langle \phi_s, A^*\phi_0^* \rangle} = \frac{\langle \phi_0^*, F\phi_s \rangle}{\langle \phi_0^*, A\phi_s \rangle} \quad (3.11)$$

Finalement, cela permet d'exprimer la réactivité ρ_{eff} du système de la façon suivante :

$$\rho_{eff} = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} = \frac{\langle \phi_0^*, (F - A)\phi_s \rangle}{\langle \phi_0^*, F\phi_s \rangle} = - \frac{\langle \phi_0^*, S \rangle}{\langle \phi_0^*, F\phi_s \rangle} \quad (3.12)$$

La réactivité du système est une grandeur indépendante de la présence ou non d'une source externe et elle constitue un paramètre essentiel pour les systèmes sous-critiques couplés, d'une part, car le niveau de puissance du cœur y est inversement proportionnel (cf. 3.1.2.4), et d'autre part, car sa détermination expérimentale, sans passer par un état critique de référence (contrainte liée à l'apport

de sécurité des ADSs), est encore aujourd'hui empreinte d'une forte incertitude. Ainsi, la validation du calcul de réactivité (valeur négative en sous-critique) reste un point important, notamment pour le projet de futurs démonstrateurs ADSs.

3.1.2.3 QUANTIFICATION DE LA MULTIPLICATION DE LA SOURCE EXTERNE : LE PARAMETRE φ^*

En intégrant sur l'espace des phases l'équation inhomogène 3.6, on obtient :

$$\langle F\phi_s \rangle = \langle A\phi_s \rangle - \langle S \rangle = \langle S \rangle \left(\frac{\langle A\phi_s \rangle}{\langle F\phi_s \rangle} - 1 \right)^{-1} \quad (3.13)$$

Par analogie avec la définition de la réactivité ρ_{eff} (équation 3.12), on introduit la notion de réactivité inhomogène, de la façon suivante :

$$\rho_s = \left(1 - \frac{1}{k_s}\right) \text{ avec } k_s = \frac{\langle F\phi_s \rangle}{\langle A\phi_s \rangle} \quad (3.14)$$

L'interprétation du facteur k_s est mise en évidence, en déduisant des équations 3.14, l'expression suivante :

$$\langle F\phi_s \rangle = -\frac{\langle S \rangle}{\rho_s} = \frac{k_s}{1 - k_s} \cdot \langle S \rangle = \sum_{n=1}^{+\infty} (k_s)^n \cdot \langle S \rangle \quad (3.15)$$

On voit alors, à l'aide des équations 3.15, que le facteur k_s joue le rôle de coefficient de multiplication pour la source par rapport au nombre de fissions par seconde du cœur.

Dès lors, il est intéressant d'introduire le paramètre φ^* . Ce paramètre est défini comme suit :

$$\varphi^* = \frac{\rho_{eff}}{\rho_s} \quad (3.16)$$

En utilisant les développements précédents (équations 3.11, 3.14 et 3.15), la grandeur φ^* peut être décrite selon les expressions suivantes :

$$\varphi^* = \frac{\left(\frac{1}{k_{eff}} - 1\right)}{\left(\frac{1}{k_s} - 1\right)} = \frac{\frac{\langle \phi_0^*, (A-F)\phi_s \rangle}{\langle \phi_0^*, F\phi_s \rangle}}{\frac{\langle (A-F)\phi_s \rangle}{\langle F\phi_s \rangle}} = \frac{\frac{\langle \phi_0^*, S \rangle}{\langle S \rangle}}{\frac{\langle \phi_0^*, F\phi_s \rangle}{\langle F\phi_s \rangle}} \quad (3.17)$$

Physiquement, le paramètre φ^* permet de comparer la multiplication des neutrons de la source externe par rapport à ceux de la source de fission du cœur. En d'autres termes, φ^* caractérise l'efficacité relative des neutrons de la source externe, rapportée à celle des neutrons de fission engendrés dans le cœur. Par conséquent, un des critères pour optimiser un système ADS sera d'obtenir la valeur de φ^* la plus élevée, comme le montre d'ailleurs le point 3.1.2.4 où l'on voit que la puissance dégagée par le système est directement proportionnelle à la grandeur φ^* . Principalement, la valeur de φ^* dépend du spectre neutronique de la source externe, de son positionnement dans le cœur, ainsi que de son environnement. Discutons brièvement trois cas :

- i. $\varphi^* < 1$: Les neutrons de la source externe se multiplient en moyenne moins avantageusement que ceux provenant de la source de fission. Comme exemple, on peut citer le cas d'une source qui se situerait loin de la zone de combustible.
- ii. $\varphi^* = 1$: La source externe de neutrons est identique à la source de fission (essentiellement mêmes distributions énergétique et spatiale). Ce cas reste théorique, mais par exemple la source intrinsèque liée au combustible de type MOX des configurations MUSE4 (neutrons provenant de fissions spontanées ou de réactions (α, n)) fournit une valeur de φ^* proche de 1 (cf. Chapitre 5). Cela est dû en partie au fait que cette source neutronique possède la même région d'émission que la source de fission : la zone de combustible.
- iii. $\varphi^* > 1$: C'est le cas recherché pour optimiser le système car la source externe apporte des neutrons dont la multiplication est en moyenne meilleure que celle qui serait obtenue par des neutrons résultant de la fission. Dans le cas de MUSE4, le paramètre φ^* lié à la source externe de fusion $T(d,n)He^4$ a été optimisé en plaçant la cible au centre du cœur et en entourant la zone de plomb afin de favoriser sa réaction de multiplication neutronique $(n,2n)$ pour des neutrons d'énergie supérieure à 7 MeV (accessible avec les neutrons de 14MeV émis lors de la réaction $T(d,n)He^4$). D'ailleurs dans ces conditions, la valeur de φ^* est supérieure à 2 (cf. Chapitre 5).

Ainsi, le paramètre φ^* est une grandeur caractéristique d'intérêt d'un système ADS. En particulier, la validité de sa détermination numérique est importante afin notamment d'optimiser le design d'un futur démonstrateur d'un point de vue économique.

3.1.2.4 DETERMINATION DE LA PUISSANCE

La puissance dégagée par un réacteur sous-critique dépend évidemment du nombre de fissions qui se sont produites dans le cœur, mais en fonction du flux inhomogène de l'équation 3.6. Ainsi, on a :

$$P_f = \bar{E}_f \cdot \langle \Sigma_f \phi_s \rangle \quad (3.18)$$

où \bar{E}_f représente l'énergie moyenne libérée par fission. En utilisant la définition du nombre de neutrons moyen émis par fission suivante :

$$\bar{\nu} = \frac{\langle F \phi_s \rangle}{\langle \Sigma_f \phi_s \rangle} = \frac{\langle \nu \Sigma_f \phi_s \rangle}{\langle \Sigma_f \phi_s \rangle} \quad (3.19)$$

ainsi, que divers développements du point 3.1.2.3, on obtient dès lors l'expression de la détermination de puissance suivante :

$$P_f = \bar{E}_f \cdot \frac{\langle F \phi_s \rangle}{\bar{\nu}} = \frac{\bar{E}_f \langle S \rangle}{\bar{\nu} |\rho_{eff}|} \varphi^* \quad (3.20)$$

Cette dernière relation montre que la puissance d'une installation ADS, est proportionnelle à l'intensité de la source externe et au paramètre φ^* (distributions énergétique et spatiale de la source externe), et inversement proportionnelle au niveau de réactivité.

Afin d'estimer le potentiel énergétique d'un système hybride, on peut définir un facteur f comme étant la fraction effective de l'énergie dégagée par l'installation à retourner à l'accélérateur. L'objectif est évidemment d'avoir la valeur la plus faible pour f :

- i. $f < 1$: Le système produit un excédent d'énergie par rapport à la consommation de l'accélérateur.
- ii. $f = 1$: Toute l'énergie libérée par le cœur du réacteur doit être retournée à l'accélérateur.
- iii. $f > 1$: L'accélérateur consomme plus d'énergie que ce que le réacteur peut fournir. Cette situation est bien sûr très défavorable en termes de coûts.

Pour définir ce facteur f , il faut préciser la définition de la source externe de la façon suivante :

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = S_p(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot P = S_p(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot f \cdot \iiint \Sigma_f \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{r} d\vec{\Omega} dE \quad (3.21)$$

avec S_p qui représente la distribution spatiale et énergétique de la source externe, et P qui est un facteur d'amplitude de la source proportionnel à la puissance dégagée par le système. Et de plus, si l'on introduit une grandeur Γ de la manière suivante:

$$\Gamma = \iiint S_p(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{r} d\vec{\Omega} dE \quad (3.22)$$

on obtient l'expression suivante, qui découle de l'équation 3.21 :

$$\frac{\iiint S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{r} d\vec{\Omega} dE}{\iiint \Sigma_f \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{r} d\vec{\Omega} dE} = f \cdot \Gamma \quad (3.23)$$

Γ est le nombre de neutrons de source externe (par fission du cœur), qui reviendraient dans le système si toute l'énergie produite est transformée en courant pour l'accélérateur, et donc le facteur f est la fraction effective de cette énergie transmise à l'accélérateur.

Enfin, en utilisant les équations du transport pour les flux direct ϕ_s et adjoint ϕ_0^* , où la source externe est exprimée comme dans l'équation 3.21, et en utilisant l'équation 3.17 pour la définition du paramètre φ^* , on peut dériver l'équation suivante :

$$f = \frac{\bar{v} \rho_{eff}}{\Gamma \varphi^*} \quad (3.24)$$

Cette dernière équation illustre à nouveau le rôle du paramètre φ^* pour l'optimisation du système. De plus, une faible sous-criticité serait avantageuse d'un point de vue économique, mais la détermination de ce facteur ρ_{eff} dépend principalement de contraintes de sécurité, liées à la diminution du β_{eff} lorsque des actinides mineurs sont significativement chargés dans le cœur. Le point 3.1.2.6 propose une discussion sur la valeur optimale du k_{eff} .

3.1.2.5 LES HARMONIQUES DU FLUX

Dans un système critique, la population neutronique est décrite par le seul mode fondamental. Par contre, pour un système sous-critique alimenté par une source externe, il est important, a priori, d'estimer la contribution des harmoniques d'ordre supérieur.

L'impact de ces harmoniques a été étudié lors de la phase 3 du programme MUSE, notamment sur la configuration avec zone diffuseur plomb [ali]. Un critère pour estimer la contribution des différentes harmoniques est d'utiliser le critère de séparation des valeurs propres selon la formule suivante :

$$SVP = \frac{1}{1 - \frac{\lambda_i}{\lambda_j}} \text{ avec } i > j \quad (3.25)$$

Plus le facteur *SVP* est grand (2 valeurs propres proches), plus l'importance d'une harmonique par rapport à l'autre est forte. Dans ce cas, on parle de système découplé (en général à partir de $SVP=15$). Si le facteur *SVP* est proche de 1 (2 valeurs propres très différentes), on dit que le système est couplé et le mode fondamental reste très prédominant.

Dans le cas de la configuration MUSE3 avec plomb, on a un facteur *SVP* égal à 2.26 en considérant les 2 premières valeurs propres. En conclusion, l'impact des harmoniques reste très limité, principalement à cause de la faible taille du réacteur (par exemple la situation est différente pour un cœur de taille SUPERPHENIX). Ainsi, et comme les configurations MUSE4 sont très voisines des configurations MUSE3, il a été jugé que l'étude des harmoniques était négligeable pour l'interprétation des mesures statiques du programme MUSE4. Toutefois, les études réalisées ont conduit à différentes remarques :

- i. Entre la situation où la source externe est arrêtée (seule la source intrinsèque alimente le cœur) et celle où elle est en marche, la contribution de l'harmonique change de signe tant pour la distribution axiale que pour la situation radiale. Cela montre une corrélation entre l'utilisation d'une source externe et le comportement des harmoniques, de sorte qu'en présence de plusieurs modules d'apport neutronique, l'importance des harmoniques pourraient être non négligeable.
- ii. L'augmentation de la taille du système favorise la possibilité du découplage de celui-ci. Par suite, l'intérêt de l'analyse des harmoniques reste présent en vue de la réalisation d'installations hybrides à l'échelle industrielle.
- iii. La méthode d'analyse des harmoniques la plus satisfaisante est actuellement la réalisation d'un modèle de calcul de transport neutronique à 3 dimensions.

3.1.2.6 REMARQUES SUR L'OPTIMISATION ET LE FONCTIONNEMENT D'UN SYSTEME ADS

Comme décrit précédemment, le fonctionnement stationnaire d'un réacteur ADS peut être optimisé en adaptant au mieux les paramètres k_{eff} (ou ρ_{eff}) et ϕ^* en fonction des contraintes technologiques et de sécurité.

En ce qui concerne le niveau de sous-criticité, il est clair que du point de vue de la puissance, il est préférable d'avoir la plus faible sous-criticité possible. Toutefois, cette sous-criticité des systèmes "transmutateurs", chargés d'actinides mineurs, est souhaitable pour conserver un niveau de sécurité, au moins équivalent aux réacteurs critiques traditionnels. En effet, les problèmes majeurs liés à une incorporation importante d'AMs sont la détérioration de la fraction de neutrons retardés β_{eff} et la réduction des effets de contre-réaction, justifiant le concept d'ADS. Dès lors, la détermination du niveau de sous-criticité le plus adapté doit encore tenir compte des incertitudes liées au calcul numérique permettant le design de l'installation. A ce propos, l'amélioration des données nucléaires des matériaux innovants des ADSs (essentiellement les AMs, les PFs et les matériaux du module de

spallation) engagée au travers de programmes comme N_TOF et HINDAS (cf. Annexe A) est très avantageuse et nécessaire. Dans ces conditions, on peut estimer que le facteur de multiplication maximal envisageable actuellement se situe autour de : $k_{eff} = 0.97$ (étant donné qu'aucun passage à un niveau critique de référence ne doit pouvoir apparaître suite à l'apparition de diverses situations accidentelles autres qu'accidents graves de fusion du cœur). A l'inverse, une trop forte sous-criticité n'est pas souhaitable principalement pour optimiser la multiplication de la source externe. Mentionnons toutefois, qu'il est fortement envisagé d'introduire des barres absorbantes lors du renouvellement de certains assemblages du cœur afin d'augmenter les marges de sûreté (sous-criticité plus élevée) par rapport à un éventuel accident de chargement. Cependant, en fonctionnement normal, le pilotage de la puissance d'un ADS se fait exclusivement par la modification de l'intensité de la source externe. En effet, la présence de barres de contrôle ne permet pas de modifier grandement la puissance, à moins d'avoir un nombre de barres très important. Par exemple, pour un système où le facteur de multiplication est de 0.97, une insertion de $-3'000\text{pcm}$ n'amène qu'une chute de puissance d'un facteur 2. Dans ce sens, le pilotage d'un ADS n'est pas identique à celui d'un réacteur critique, pour lequel la rupture de la réaction en chaîne permet de baisser rapidement la puissance [rim5].

L'optimisation de l'utilisation d'un ADS passe par un facteur ϕ^* le plus élevé possible pour une configuration donnée. Ce paramètre peut être accru en plaçant la source au centre de la zone combustible, et en utilisant une zone diffusante (comme le plomb), qui permet une multiplication neutronique par la réaction $(n,2n)$. Dans le cadre de l'expérience MUSE4, nous verrons que la source de fusion $T(d,n)He^4$ est avantageuse par rapport à la source $D(d,n)He^3$, d'une part car le ϕ^* obtenu est plus élevé, et d'autre part, car la source avec une cible tritium entourée d'une zone plomb est légèrement plus représentative d'une source de spallation, cette dernière étant envisagée pour la réalisation d'un démonstrateur.

Les caractéristiques innovantes et le comportement statique neutronique d'un ADS présente, comme nous venons de le voir, des singularités importantes par rapport aux réacteurs critiques. Dans ces conditions, les moyens numériques de prédiction ont besoin d'une nouvelle qualification, qui doit permettre l'extension du domaine de validité des schémas de calcul. En effet, malgré les différences entre les systèmes ADSs et critiques, il reste avantageux de garder comme base de départ, pour l'établissement d'un formulaire numérique adapté aux hybrides, les codes existants, dont le développement repose sur des années de recherche et de validation expérimentale.

3.2 QUALIFICATION D'UN SYSTEME DE CODES ET DE DONNEES NUCLEAIRES POUR LES SYSTEMES HYBRIDES A PARTIR D'UN FORMULAIRE EXISTANT

L'établissement d'un projet de construction d'un réacteur ADS nécessite l'utilisation de codes de calcul qualifiés. Cela signifie que le schéma de calcul choisi doit permettre la prédiction des grandeurs essentielles du système envisagé avec une quantification optimale des incertitudes. Dans notre cas, la qualification porte sur un système de codes et de données nucléaires pour le calcul des caractéristiques neutroniques du cœur, mais bien évidemment différents modules sont également utilisés, dans le cadre de ce vaste projet de démonstrateur ADS, pour étudier, par exemple, le comportement de l'accélérateur ou l'activation de la fenêtre.

Plus précisément, la démarche de qualification passe par la définition des besoins du projet (définition des paramètres d'importance et des incertitudes cibles), par une validation numérique de

certaines techniques de résolution du code (comparaison entre différents schémas de calcul), par la mise en place d'une validation expérimentale (planification et interprétation de mesures représentatives), par la réalisation d'analyse de sensibilité (impact des incertitudes associées aux sections efficaces) et par la détermination des incertitudes sur les grandeurs physiques du projet (transposition des mesures représentatives).

3.2.1 DETERMINATION DES BESOINS DU PROJET

Les aspects innovants des réacteurs hybrides, mentionnés au §3.1, conduisent à s'intéresser à des paramètres spécifiques, qui permettent la bonne compréhension du système. Dans ce sens, les grandeurs physiques recherchées dans ce concept d'installation sont principalement : le nombre de neutrons produits par spallation et fission, le flux de neutrons, le ϕ^* , la réactivité du massif sous-critique, la distribution de puissance, les dommages aux structures, les taux de combustion, les coefficients de contre-réaction et les paramètres cinétiques. Les besoins du projet peuvent être évalués sur la base de la connaissance des incertitudes cibles exigées par le dimensionnement des réacteurs rapides. Cependant, des études complémentaires sont nécessaires pour connaître le stress induit sur le massif par le comportement de l'accélérateur. Cela doit notamment permettre de quantifier les limites que doivent avoir les coefficients de contre-réaction pour éviter des dommages irréparables aux structures inamovibles du système. Le tableau 3.1 résume de manière assez grossière les grandeurs recherchées ainsi que les incertitudes cible associées [rim].

Tableau 3.1 : Grandeurs recherchées avec leur incertitude cible pour l'élaboration du démonstrateur ADS

Grandeur recherchée	Incertitude cible
Réactivité	± 500 pcm
Effet de réactivité des barres de commande	± 12 %
Variation de réactivité induite par l'extraction accidentelle d'une barre	± 20 %
Distribution de puissance : • Puissance linéaire maximale • Puissance intégrée	± 5 % ± 5 %
Bilan massique	± 5 %
Taux de transmutation	± 10 %
Taux de surgénération	± 5 %
Taux de radiotoxicité	± 10 %
Dommages aux structures	± 15 %
Coefficient de contre-réaction : • Doppler • Vidange • Densité	± 15 % ± 10 % ± 30 %
β_{eff}	± 10 %
Intensité de la source inhérente	± 15 %
Intensité de la source externe	± 5 %
Echauffement γ • Milieux fissiles • Milieux non fissiles	± 15 % ± 20 %
Dommages aux cuves	± 20 %

A partir d'une comparaison entre ces incertitudes cibles et celles dues aux systèmes de données nucléaires et codes de calcul existant, on détermine la nécessité de réaliser des expériences et/ou des développements de méthodes complémentaires.

Dans ce contexte, l'amélioration des connaissances des réacteurs ADSs passe par l'établissement d'un système de données nucléaires et de moyens numériques adaptés, qui permet le calcul des caractéristiques de dimensionnement d'installations diverses. Cet idéal représente notamment un des objectifs à moyen terme du CEA à travers le projet DESCARTES [rug]. Ce dernier a pour ambition de regrouper différents codes de calcul déterministes ou de Monte Carlo, afin de disposer d'un outil numérique unique pour le calcul des paramètres des réacteurs, hybrides ou critiques, thermiques aussi bien que rapides.

Actuellement, le système de calcul SPARTE (spallation, ralentissement, transport, evolution) [bes], réalise le couplage entre les phénomènes à haute énergie (réaction de spallation, cascade intranucléaire, fission-évaporation, etc.), et le transport des neutrons dans un milieu de type réacteur. L'énergie de coupure (transition) est située à 20 MeV. Au dessus de cette valeur, le code HETC ("high energy transport code") [arm] est utilisé. Il modélise les réactions possibles des particules de haute énergie, et s'arrange pour stocker les informations liées aux neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV. Dès lors, le transport de ces neutrons est pris en charge soit par un formulaire déterministe (ERANOS), soit par un code de Monte Carlo (TRIPOLI) permettant d'obtenir, avec la précision voulue, le flux neutronique du système étudié. Dès lors, la prédiction des grandeurs essentielles, comme la réactivité, la distribution de puissance, les taux de réaction ou les coefficients de contre-réaction va pouvoir être déduite. A noter que les calculs d'évolution sont possibles dans ERANOS, alors que pour TRIPOLI cela est accessible en lui associant le système DARWIN.

Parallèlement, le code de Monte Carlo MCNP, développé à Los Alamos, a aussi récemment été amélioré afin de pouvoir simuler des particules de haute énergie. Ce nouveau système se nomme MCNPX et il permet de simuler tous les types de particules en un seul calcul. On ne parle alors pas de couplage, mais d'extension du domaine d'utilisation.

Toutefois, l'extension des possibilités des codes numériques (par exemple : simulation de la spallation) est indissociable de l'obtention de sections efficaces à haute énergie (>20 MeV). Dans cette gamme d'énergie, peu de données expérimentales existent, ce qui implique l'utilisation de modèles théoriques (modèle optique, ...) et la réalisation de nouvelles mesures différentielles aux énergies appropriées, afin de permettre la reconstruction d'une section efficace quasi-continue. D'ailleurs, le programme HINDAS, évoqué dans l'annexe A, s'inscrit exactement dans cet objectif.

Dans le cadre de notre étude, les calculs liés aux interactions à haute énergie sont faits à l'aide du code MCNPX, alors que le transport des neutrons de moins de 20 MeV est réalisé soit à l'aide du formulaire ERANOS-2.0, soit à l'aide des codes de Monte Carlo TRIPOLI-4 et MCNP-4C. Ces codes, ainsi que les données nucléaires employées sont décrits plus en détails dans les paragraphes suivants.

3.2.2 CHOIX DU FORMULAIRE ERANOS ET EXTENSION DE SON DOMAINE DE VALIDITE

Le formulaire de calcul choisi ici pour l'étude des caractéristiques neutroniques du cœur des ADSs est le système ERANOS-2.0 ("European reactor analysis optimized system"). Ce choix a été motivé car le formulaire de calcul déterministe ERANOS introduit par le CEA possède un haut niveau de qualification pour la prédiction des grandeurs caractéristiques associées aux réacteurs critiques à

spectre rapide, notamment grâce à l'acquis lié aux expériences PHENIX et SUPERPHENIX [cab]. C'est pour cette raison que ce code est envisagé pour l'estimation des paramètres de dimensionnement et de sûreté du démonstrateur XADS. Ainsi, cette méthode de résolution repose sur l'acquis d'années de développement de méthode de calcul et de qualifications numériques et expérimentales. L'objectif réside donc à présent dans l'extension du domaine de validité du formulaire des systèmes critiques rapides aux réacteurs hybrides. Dans ce sens, il est particulièrement important de quantifier l'impact des innovations des systèmes ADSs sur les prédictions numériques. Cela concerne notamment les effets dus aux nouvelles hétérogénéités, le problème lié au traitement des régions de vide et les perturbations apportées par la présence de la source externe.

De plus, un code déterministe a été retenu car ils sont les seuls aptes à reproduire l'ensemble des caractéristiques de dimensionnement d'un système et ceci dans des temps raisonnables. Evidemment, certaines approximations physiques peuvent être évitées par l'emploi d'un code stochastique, et son utilisation est fortement présagée à plus long terme. Néanmoins, de nos jours les méthodes de Monte Carlo restent tributaires de temps de calcul importants et servent principalement à la validation de certaines options numériques des codes déterministes.

Enfin, le formulaire ERANOS-2.0, qui a été bâti pour étudier les cœurs de réacteurs rapides classiques et avancés et leurs protections neutroniques [lef] et gamma [lut], présente l'avantage de disposer de modules récents pour réaliser des analyses de sensibilité et de représentativité. Ces études, basées sur des calculs de perturbations, sont essentielles pour permettre de quantifier l'apport, pour la compréhension d'un système complexe à développer, de résultats obtenus sur une installation de recherche de taille réduite.

Plus spécifiquement, le formulaire ERANOS, dont la justification réside notamment dans la quantification de grandeurs physiques avec incertitude, se compose de différents modules de calcul et de données nucléaires, résultant des derniers travaux de développements. Plus précisément, le formulaire est constitué du code cellule ECCO [rimp3, rimp4], des codes cœurs TGV [rug2, pal2] et BISTRO [pal3, gho], et des bibliothèques JEF-2.2 et ERALIB-1. Même si les caractéristiques principales de ces différents modules sont données dans la suite, une description plus détaillée est proposée dans l'annexe B.

Le code ECCO permet de modéliser des cellules, qui représentent les différents milieux (assemblages) du réacteur, et d'en extraire des sections efficaces multigroupes autoprotégées. Ces sections efficaces moyennées peuvent être obtenues à partir d'une description hétérogène de la cellule (en 2 dimensions) et en utilisant la méthode de résolution des probabilités de collision. De plus, afin de bien reproduire les effets de ralentissement neutronique, l'utilisation d'un découpage en 1968 groupes d'énergie est possible. Cela permet d'avoir une bonne prédiction du flux de pondération pour l'obtention des sections efficaces moyennées et de bien modéliser les régions des résonances. En effet, le spectre neutronique montre ainsi des fluctuations, qui sont exactement des variations opposées à celles des sections efficaces totales de la cellule considérée (on est dans l'approximation des résonances étroites). Par conséquent, le code ECCO produit les sections efficaces autoprotégées moyennées des différents milieux, qui définissent le réacteur, dans un découpage énergétique choisi (la limitation provient d'une part de la structure initiale à 1968 groupes, et d'autre part, de la taille nécessaire pour le stockage de ces données).

Ces données macroscopiques, qui décrivent les milieux des différentes zones du réacteur, permettent l'obtention des caractéristiques neutroniques du système par l'utilisation d'un code cœur. Dans le cadre du formulaire ERANOS, il est possible d'utiliser soit le module BISTRO (transport S_N), soit le module TGV-VARIANT (méthode variationnelle nodale). Les méthodes de résolution de ces codes

spatiaux sont évoquées dans l'annexe B. Le code BISTRO s'appuie sur la discrétisation de l'équation du transport en différences finies. Dans ce sens, plus le maillage de la modélisation est fin, meilleur est le résultat (aux dépens bien évidemment du temps de calcul). En général, un maillage de l'ordre de 3cm est jugé suffisant pour une prise en compte judicieuse du système. La méthode de résolution S_N est utilisée pour discrétiser l'équation de Boltzmann en deux dimensions. L'anisotropie des chocs est prise en compte en développant la section efficace de transfert en une série finie de polynômes de Legendre, nommés P_N , et cela, avant que la discrétisation angulaire n'intervienne. Ce code permet également de trouver une solution correcte dans le cas de problèmes inhomogènes (avec source externe). Enfin, la détermination du flux adjoint dans BISTRO rend également possible la réalisation de calculs de perturbations (cf. Annexe B.3) et de représentativité (cf. §3.2.6). Ces analyses de sensibilité sont porteuses de beaucoup d'informations pour la compréhension du système, car elles permettent de quantifier l'impact de variations des données de base sur la prédiction des paramètres intégraux. Le principe de résolution à la base du code TGV-VARIANT est, quant à lui, différent. Il se base sur la méthode variationnelle nodale. Plus précisément, la stratégie adoptée repose sur une formulation en flux pair de l'équation du transport, qui ensuite permet de ramener le problème à l'étude d'une fonctionnelle sur laquelle on impose une condition de stationnarité (cf. B.2.2). La résolution du système passe alors par une décomposition en variables adaptées (harmoniques sphériques et polynômes de Legendre). Cette façon de procéder permet l'utilisation de mailles assez grandes (idéalement aux alentours de 10cm de côté). L'avantage de TGV-VARIANT réside notamment dans la possibilité de modéliser des systèmes en trois dimensions, ce qui est important dans notre cas à cause des nombreuses hétérogénéités liées aux systèmes hybrides. Toutefois, la formulation paire de l'équation du transport conduit à l'apparition d'un terme en $1/\Sigma$, ce qui ne permet pas un traitement des zones de faible densité. Ce point est quantifié par la suite. La logique d'un calcul ERANOS est donnée en guise de résumé dans la figure 3.1.

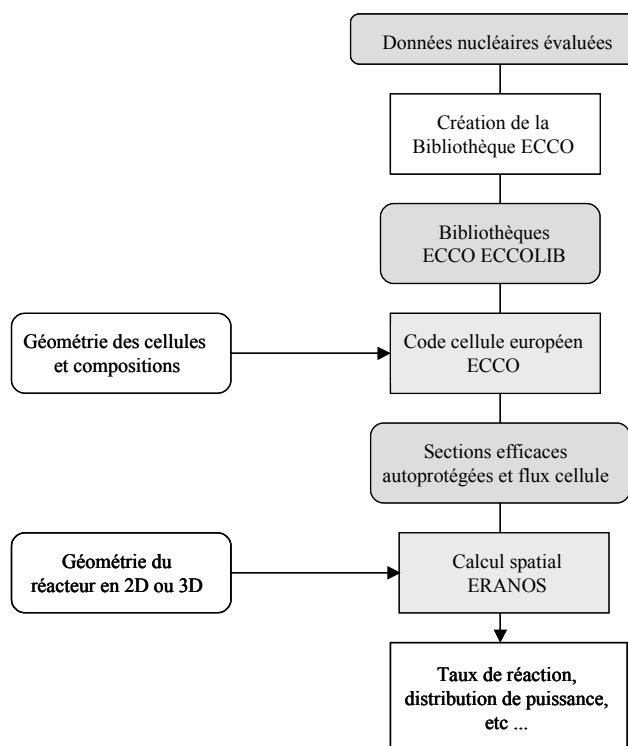


Figure 3.1 : Schéma de principe d'un calcul ERANOS

3.2.3 VALIDATION NUMERIQUE PAR UN CODE DE MONTE CARLO

Les codes stochastiques ont l'avantage de n'être que très peu tributaires de la description géométrique du système à étudier, ce qui n'est pas le cas des codes déterministes pour lesquelles des simplifications sont souvent nécessaires. De plus, dans le cadre de systèmes sous-critiques alimentés par une source externe, les codes de Monte Carlo permettent une description précise de la source externe alors que seule une source isotrope peut être modélisée avec une méthode déterministe (comme le formulaire ERANOS-2.0). Par conséquent, l'estimation de l'impact de différentes approximations déterministes, par un code stochastique, est nécessaire.

Plus précisément pour l'étude des caractéristiques spectrales de systèmes hybrides, cette validation numérique concerne notamment les deux points suivants :

- i. Impact lié à la modélisation de la source externe (spectre et angle d'émission, source ponctuelle ou volumique).
- ii. Effet dû au tube vide de l'accélérateur qui traverse le cœur ("streaming", technique d'homogénéisation).

La bonne prise en compte de ces organes du cœur doit être estimée en analysant l'impact de telle ou telle modélisation sur la prédiction des grandeurs physiques recherchées (réactivité, distribution de puissance, ...). Toutefois et de manière générale, ces comparaisons déterministes-stochastiques, bien que nécessaires, ne sont pas suffisantes pour assurer la justesse des prédictions numériques, en partie à cause des incertitudes liées aux données nucléaires utilisées. Seule la confrontation des calculs avec des résultats expérimentaux permet véritablement d'établir une qualification complète.

En particulier, les codes de Monte Carlo se proposent de résoudre différents problèmes, dont la caractérisation neutronique de systèmes nucléaires, par une méthode stochastique (cf. Figure 3.2).

De manière simplifiée, on peut dire que ces codes essaient de reproduire l'histoire d'un grand nombre de particules dans un environnement déterminé afin d'en obtenir les paramètres principaux et souhaités. Pour ce faire, des grandeurs représentatives sont obtenues en moyennant l'impact de chacune des particules. La vie de ces particules est reproduite en générant des suites de nombre aléatoires, qui vont permettre de caractériser les différentes interactions possibles et leur conséquence sur l'évolution des particules prises individuellement (création, disparition, direction d'émission, vitesse, etc.).

De part cette méthode, la précision du résultat dépend du nombre d'événements individuels qui ont pu être simulés. Ce critère impose parfois de très longs temps de calcul en fonction du système étudié et du paramètre souhaité, créant une limitation d'utilisation des méthodes de Monte Carlo. Ce dernier point représente le désavantage majeur des codes stochastiques par rapport aux méthodes déterministes, ces derniers ayant de plus aussi la possibilité d'exécuter facilement des calculs de perturbation à l'aide du flux adjoint. Toutefois, les codes de Monte Carlo ont l'agréable avantage de n'être que très peu limités sur la description de la géométrie du système, permettant la modélisation de zones fortement hétérogènes. Cet aspect conduit souvent à présenter les résultats des codes stochastiques comme la référence vers laquelle doivent tendre les formulaires déterministes.

Deux types de calcul sont possibles avec la méthode de Monte Carlo pour les systèmes nucléaires, soit on a un système sous-critique alimenté par une source externe (mode source), et dans ce cas on suit individuellement chaque neutron jusqu'à sa disparition complète (c'est-à-dire la sienne ainsi que celle des neutrons qu'il a pu engendrer), soit on a une configuration critique (mode k_{eff}), et les

neutrons sont suivis par génération. En d'autres termes, les neutrons de 1^{ère} génération sont suivis jusqu'à ce qu'ils disparaissent directement ou engendrent d'autres particules. C'est uniquement lorsqu'il n'existe plus de neutrons de 1^{ère} génération que l'évolution de cette deuxième génération de particules se poursuit et ainsi de suite (i.e. la distribution des neutrons émanant de l'interaction des neutrons de 1^{ère} génération sert de source pour le second cycle de l'évolution). Les deux modes ont été utilisés dans le cadre de cette étude. Plus de détails sur la méthode de Monte Carlo appliquée au transport de particules sont donnés dans l'annexe C.

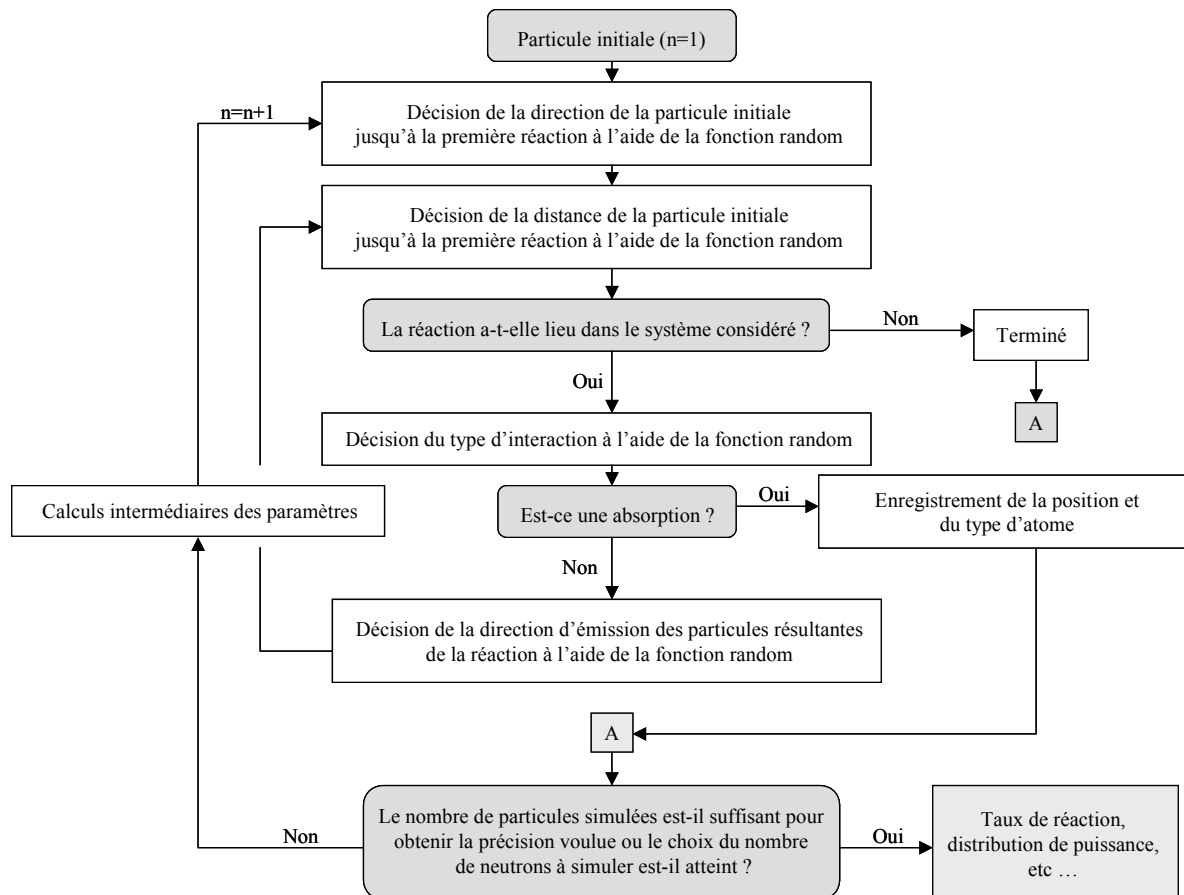


Figure 3.2 : Schéma de principe d'un calcul de Monte Carlo

Plus concrètement, les codes de calcul utilisés sont le code américain, développé par LANL, MCNP, et le code français, élaboré par le CEA, TRIPOLI. Deux versions du code MCNP ont été employées, il s'agit de la version MCNP-4C [bri] et MCNPX-2.5 [wat]. Les deux versions reposent, bien évidemment, sur la même méthode de résolution, simplement le code MCNPX-2.5 permet la simulation de phénomènes nucléaires de plus haute énergie. Concernant le code TRIPOLI, c'est la version 4.3 [bot1, bot2] qui nous a fourni plusieurs comparaisons utiles.

3.2.4 LES DONNEES NUCLEAIRES

L'obtention de données nucléaires de base ayant de faibles incertitudes représente une nécessité pour obtenir de bonnes prédictions numériques. Ces données, qui peuvent être déterminées expérimentalement ou par modèles nucléaires, sont appelées bibliothèques et sont fournies par différents groupes de recherche. Dans certains cas, elles sont ajustées en fonction du retour d'analyse

d'expériences intégrales. Dans ce contexte, les données liées au cycle de l'uranium sont fortement mieux connues que celles attachées au cycle du thorium. De même, les incertitudes liées aux AMs, aux PFs à vie longue ou au plomb/bismuth (matériaux significativement présents dans un ADS, mais pas dans un réacteur standard) sont importantes et justifient la réalisation de nouvelles mesures de ces sections efficaces. Cet élargissement des connaissances des bibliothèques est notamment entrepris à travers le programme N_TOF [gon] et reste indispensable pour permettre une prédiction adéquate des caractéristiques de dimensionnement d'un système hybride innovant.

L'utilisation de ces données de base nécessite une mise en forme adaptée (format spécifique) en fonction du code de calcul utilisé. Cette étape est réalisée à l'aide d'un code de calcul comme NJOY [mui], qui est composé de plusieurs modules permettant un maintien de la cohérence des données quelque soit le traitement appliqué (par exemple : incorporation des effets liés aux résonances non résolues).

Dans le cadre de notre étude, les bibliothèques ENDF/B6v2 (fournies avec le code MCNP-4C) [nea3], JEF-2.2 [nea] et ERALIB-1 [for] ont essentiellement été utilisées et comparées. Les données ENDF/B6v2 proviennent des Etats-Unis (Los Alamos), alors que les données nucléaires JEF-2.2 émanent d'un travail collectif européen. Cette dernière bibliothèque sert aussi de base à la construction d'une bibliothèque améliorée (pour le calcul des systèmes à spectre rapide) par l'utilisation de procédures d'ajustement. Cet ajustement est obtenu en prenant en considération près de 500 valeurs expérimentales de divers paramètres intégraux, mesurées sur des cœurs critiques propres. ERALIB-1, qui représente cette bibliothèque ajustée, fut mise au point à Cadarache afin d'être utilisée par le code ERANOS. Notons enfin, que, dans cette thèse, l'emploi de certaines bibliothèques dosimétriques a aussi été entrepris pour l'interprétation de divers taux de réaction à seuil. L'impact des différentes bibliothèques est quantifié par l'interprétation de plusieurs résultats expérimentaux (cf. Chapitre 5).

3.2.5 VALIDATION EXPERIMENTALE AU TRAVERS DE PROGRAMMES REPRESENTATIFS

La qualification d'outils de calcul passe inévitablement par la comparaison entre la prédiction numérique et la mesure. Les installations nucléaires de recherche, utilisables pour l'acquisition de résultats expérimentaux, sont en nombre limité pour des raisons de coût évidentes. Toutefois, ces systèmes peuvent être modifiés au fil des années pour analyser différent type de système (par exemple en modifiant le combustible ou le réflecteur), ce qui leur permet une optimisation de leur exploitation.

Dans ce contexte plusieurs installations européennes et mondiales ont évolué pour faciliter l'étude des réacteurs de type ADS par l'obtention de nouvelles mesures représentatives (cf. Chapitre 2). Par exemple, pour la meilleure caractérisation de l'accélérateur et du module de spallation le système MEGAPIE est en phase terminale de construction à l'Institut Paul Scherrer (Suisse), et les premières mesures sont attendues pour 2004. MEGAPIE constituera la source externe la plus représentative en vue de l'élaboration d'un ADS. Concernant l'étude du couplage entre un milieu sous-critique et une source externe, le programme MUSE, engagé dès 1995, est le plus significatif. Ce programme, réalisé sur le réacteur MASURCA de Cadarache (France), est souvent présenté comme le complément de MEGAPIE. Plus particulièrement, la phase 4 du projet est identifiée par le couplage d'un massif sous-critique et d'une source de fusion intense (GENEPI), ce qui lui confère des propriétés, aujourd'hui uniques, pour l'étude des caractéristiques spectrales d'un système hybride. Comme la recherche exposée dans cette thèse repose sur l'étude du programme MUSE, ce dernier est détaillé au point 3.3.

Ces programmes de recherche expérimentaux constituent un premier pas vers la validation expérimentale des schémas de calcul. Ceci dit, d'autres projets, actuellement en développement comme TRADE ou MYRRHA sont nécessaires avant l'étape décisive de dimensionnement et de construction du démonstrateur XADS.

Dans tous les cas, chacun de ces projets se basent sur la réalisation d'analyses de représentativité, afin de définir des configurations certes plus petites et simplifiées, mais dont le comportement reste très voisin de l'XADS. Cela a notamment été le cas pour la définition des configurations MUSE4 (paragraphe 3.4).

3.2.6 ETUDES DE REPRESENTATIVITE ET TRANSPOSITION

Comme nous l'avons évoqué, la définition d'un projet de réacteur de puissance passe par la réalisation de campagnes expérimentales. La démarche classique consiste donc à mesurer sur des maquettes des grandeurs représentatives du paramètre intégral étudié, puis à transposer les résultats (avec incertitudes) au cas du réacteur de puissance ou du démonstrateur envisagé dans le cas des études pour la définition de l'XADS.

Diverses méthodes sont employées pour effectuer la transposition des résultats obtenus sur maquette au cas du démonstrateur. Avec le formulaire ERANOS-2.0, la technique est basée sur la méthode d'ajustement des données. Dans cette approche, la dispersion ΔR_0^2 du paramètre intégral R (par exemple, la réactivité) calculé pour le démonstrateur est réduite (ΔR_1^2) si une mesure intégrale R_E est réalisée sur la maquette telle que le facteur de représentativité r_{RE} , défini comme un coefficient de corrélation (calculé par ERANOS) entre R_E (paramètre mesuré) et R_0 (paramètre calculé pour le démonstrateur) soit proche de 1.0 :

$$\Delta R_1^2 = \Delta R_0^2 \left(1 - \frac{r_{RE}^2}{1 + \frac{b_E^2}{\Delta R_E^2}} \right) \quad (3.26)$$

avec :

ΔR_0^2 est la dispersion du paramètre intégral R_0 due aux incertitudes sur les données de base caractérisées par la matrice de dispersion D : $\Delta R_0^2 = S_R^t D S_R$ et S_R le vecteur des coefficients de sensibilité,

ΔR_E^2 est la dispersion du paramètre intégral R_E due aux incertitudes sur les données de base caractérisées par la matrice de dispersion D : $\Delta R_E^2 = S_E^t D S_E$ et S_E le vecteur des coefficients de sensibilité,

b_E^2 est l'incertitude expérimentale associée à l'expérience R_E .

Le facteur de représentativité r_{RE} , mesurant le degré de corrélation, est défini par :

$$r_{RE} = \frac{S_R^t D S_E}{\sqrt{(S_R^t D S_R)(S_E^t D S_E)}} \quad (3.27)$$

Ce facteur est compris entre 0 et 1. Il est clair que r_{RE} est d'autant plus proche de la valeur optimale 1 que les vecteurs des coefficients de sensibilité S_R et S_E sont similaires. En pratique, le facteur de représentativité est un moyen de réduire une dispersion si l'on dispose d'un nombre suffisant de mesures.

Enfin, si l'incertitude expérimentale b_{RE}^2 associée à la grandeur R_E est très faible devant la dispersion due aux données de base ΔR_E^2 (i.e. si l'expérience réalisée est très précise), la relation utilisée pour la réduction d'incertitude devient :

$$\Delta R_1^2 = \Delta R_0^2 (1 - r_{RE}^2) \quad (3.28)$$

La réduction d'incertitude est alors maximale. Inversement, si l'incertitude b_{RE}^2 est grande par rapport à ΔR_E^2 , alors ΔR_1^2 est très peu différent de ΔR_0^2 : l'expérience ne permet pas de réduire la dispersion de manière significative.

Ces études de représentativité peuvent s'appliquer à plusieurs paramètres (k_{eff} , φ^* , rapport de taux de réaction,...). Elles complètent la validation expérimentale d'un schéma de calcul par la réduction des incertitudes associées aux grandeurs physiques d'intérêt du système de puissance à caractériser (le démonstrateur XADS dans notre cas).

Dans le cadre de cette recherche, la démarche de qualification exposée dans ce paragraphe 3.2, va être appliquée à l'étude des variations spectrales d'un système alimenté par une source externe. Pour ce faire, la validation expérimentale va être obtenue en utilisant les configurations MUSE4 du programme MUSE, et en y définissant une campagne de mesure adaptée.

3.3 L'INSTALLATION MASURCA ET LE PROGRAMME MUSE

Le réacteur de recherche MASURCA de France est une installation évolutive qui fut développée initialement pour permettre l'étude des cœurs de RNRs. Son rôle est de fournir des résultats expérimentaux pour le développement et la validation des données nucléaires et des outils de calcul pour le design des réacteurs rapides.

La 1^{ère} criticité de la maquette est intervenue en 1966, et depuis divers programmes expérimentaux ont été réalisés. Les programmes RZ (1966-1973) et PLUTO (1973-1977) ont permis d'établir les bases du développement de la librairie nucléaire CARNAVAL III et IV, utilisées pour le projet des réacteurs PHENIX et SUPERPHENIX. RACINE (1976-1984) a eu pour mission d'étudier des concepts de cœur hétérogène pour SUPERPHENIX 2, et de permettre un soutien expérimental à la mise en service de SUPERPHENIX. Le programme BALZAC (1984-1988) comportait notamment comme objectif l'analyse des phénomènes liés à l'hétérogénéité des barres de contrôles. Durant le programme CONRAD (1989-1992), des concepts de cœur axialement hétérogène furent étudiés. BERENICE (1993) était dédié à l'étude de la fraction de neutrons retardés. Puis le programme CIRANO (1994-1998) fut engagé pour l'analyse d'un cœur critique rapide dédié à l'élimination du plutonium et des AMs. Plus spécifiquement, les potentialités de transformation de PHENIX en un cœur de type CAPRA furent évaluées notamment en fonction des contraintes de sécurité. Enfin le programme MUSE, qui est toujours en cours aujourd'hui et qui se déroule en parallèle avec le programme COSMO, a vu le jour dès 1995. Il est décrit en détail dans la suite.

3.3.1 LE REACTEUR MAQUETTE MASURCA

Une vue générale de l'infrastructure du réacteur MASURCA est donnée à l'aide de la figure 3.3. Le cœur est construit en assemblant des tubes de section carrée (10.6cm x 10.6cm) et d'environ 4m de hauteur. Ces tubes peuvent être remplis par des réglettes rectangulaires ou cylindriques de compositions différentes et dont la longueur peut varier de 4 à 24 inches (1inch = 2.54cm), comme cela est représenté à la figure 3.4. La forme cylindrique est utilisée pour les réglettes fissiles de $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$, alors que la forme rectangulaire est employée pour le sodium, l'acier et les matériaux de structure. Les réglettes ont une dimension latérale de 1.27cm, amenant un réseau à l'intérieur d'un tube MASURCA de 8x8 réglettes. Une fois remplis, les tubes sont amenés sous le cœur et redressés à la verticale par un dispositif spécifique. Ensuite, les tubes sont suspendus et fixés sur une plaque en acier, disposée dans la partie supérieure de l'installation. Le maintien en suspension de ces tubes permet d'éviter tout accident de réactivité durant le chargement, car en cas de chute, le tube s'éloigne du cœur du réacteur. Lorsque le chargement est terminé, une plaque inférieure vient à son tour fixer la structure.

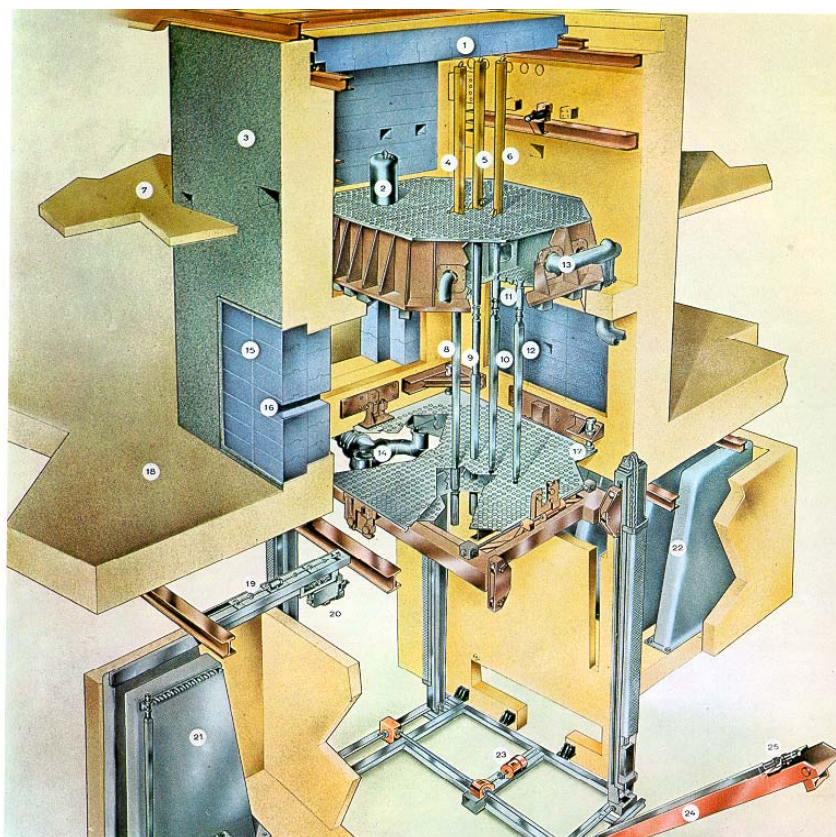


Figure 3.3 : L'installation MASURCA

Au total 1116 tubes peuvent au maximum être chargés pour former le réacteur. Le fait que chaque tube puisse être chargé individuellement permet d'atteindre un haut degré de flexibilité pour définir différents designs de cœurs.

Le système de sûreté est constitué de plusieurs barres absorbantes. Leur nombre peut varier en fonction de la taille des cœurs étudiés, par exemple 4 barres sont présentes dans le cadre du programme MUSE4. Ces barres sont composées d'une partie supérieure absorbante et d'une partie

inférieure identique aux tubes environnants (généralement des tubes de combustible). Ainsi, lorsque la partie absorbante des barres de sûreté est retirée, la zone active du cœur apparaît de manière homogène et non perturbée par le système de sûreté. Les barres chutent dans le cœur selon la gravité. En fonctionnement, les barres sont levées, et c'est alors une barre de pilotage (qui a un poids maximum de 0.5\$), qui permet d'atteindre l'état critique et de contrôler le réacteur et son niveau de puissance.

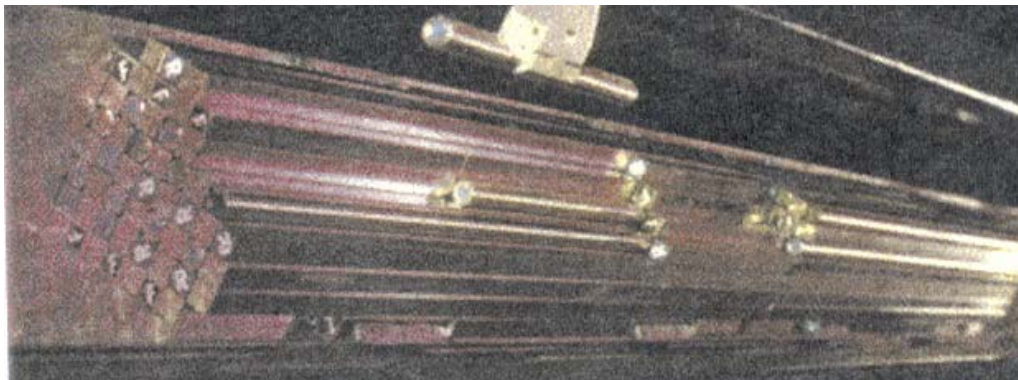


Figure 3.4 : Chargement d'un tube MASURCA en utilisant des réglettes fissiles (cylindres : $r = 0.65\text{cm}$) et non-fissile (parallélépipèdes : côté = 1.27cm)

Un suivi du flux neutronique est rendu possible à l'aide d'une dizaine de chambre à fission et de compteur BF_3 de différents diamètres et longueurs, et par conséquent de diverses sensibilités. Ces détecteurs sont placés dans toutes les régions du cœur (combustible, réflecteur, écran).

Des canaux expérimentaux peuvent être installés pour permettre des mesures au plus proche des zones d'intérêts. Par exemple dans le cas du programme MUSE4, deux canaux radiaux ont été réalisés afin d'effectuer des traverses de taux de réaction à travers le cœur, le long des axes nord/sud et est/ouest. Ces deux canaux ont une section de $1.16\text{cm} \times 1.16\text{cm}$, et ils sont décalés l'un de l'autre axialement d'environ 10cm , le canal nord/sud traversant le cœur quasiment en son centre. Plusieurs canaux axiaux sont aussi disponibles pour effectuer des mesures. Ils ont été réalisés en enlevant, à l'intérieur des tubes, des réglettes afin de former un accès plus ou moins grand en fonction du dispositif à introduire. Bien sûr, pour limiter les impacts sur la réactivité, les réglettes de combustible sont généralement maintenues en place.

Dans l'annexe D, plus de détails sont donnés sur l'installation MASURCA. Ainsi, il est montré que l'installation a subi des modifications importantes pour permettre l'établissement de cette phase du programme MUSE, dans laquelle un accélérateur est couplé au système.

3.3.2 LE PROGRAMME MUSE

Dans le cadre de l'étude des systèmes couplés, un programme de recherche expérimental, appelé MUSE a été mis en place à Cadarache (France) depuis 1995, en utilisant l'installation nucléaire MASURCA. L'objectif général de ce vaste programme est de répondre à certains besoins de qualification des calculs de projet des systèmes pilotés par un accélérateur.

Cette section rappelle les conclusions liées aux trois premières phases du programme MUSE, alors que la phase 4, qui constitue le support expérimental de cette thèse, est plus spécifiquement abordée dans les points 3.3.3, et 3.4. Le tableau 3.2 donne une vision globale des différentes étapes du programme MUSE.

Tableau 3.2 : Description des différentes phases du programme MUSE

Phases	Date	Source	Innovations
MUSE1	12/1995	Cf ²⁵² (Source stochastique)	1. Réactivité apparente de la source 2. Etude du ϕ^*
MUSE2	09-12/1996	Cf ²⁵² (Source stochastique)	1. Zone de transition (Na, acier) 2. Etude du ϕ^*
MUSE3	01-04/1998	SODERN (D,T) (Source pulsée)	1. Nouvelle source (14MeV) 2. Mesures dynamiques 3. Caractérisation spectrale
MUSE4	01/2001-01/2004	GENEPI (Source pulsée intense)	1. Source intense 2. Nouvelles mesures dynamiques 3. Taux de fission des AMs 4. Mesures d'activation adaptées 5. Etude d'une zone plomb élargie

A) Les phases MUSE1 et MUSE2

Lors de ces deux phases du programme, une source de Cf²⁵² a été utilisée dont l'intensité fut de l'ordre de 8.0E+07n/s. La première étape a été réalisée fin 1995 alors que la deuxième série d'expérience a eu lieu au milieu de l'année 1996. Le comportement du milieu multiplicateur a pu être étudié, soit en laissant la source externe directement en contact avec les assemblages de combustible (MUSE1), soit en intercalant entre la source et le cœur un milieu diffuseur (une fois l'acier et une fois le sodium). Cela a permis de modifier l'importance de la source externe sans changer son intensité.

Le cœur étudié était composé de réglettes cylindriques de PuO₂-UO₂ (24.5% de teneur en Pu, dont 76% de Pu²³⁹ et 18% de Pu²⁴⁰) et de réglettes rectangulaires de sodium, alors que le réflecteur était constitué d'acier et de sodium.

Les faibles niveaux d'incertitudes liés aux expériences réalisées [ber, mar] ont indiqué que la maquette MASURCA et son dispositif de mesure présentent les qualités requises pour fournir une base de données expérimentales intéressante en vue de l'étude de systèmes sous-critique pilotés par une source externe. De plus, la flexibilité de chargement du cœur devrait permettre d'analyser un large éventail de configurations différentes.

Les apports des phases 1 et 2 sont mentionnés ci-après [sal2, sou] :

- i. L'importance de la source pour une configuration donnée est maximum lorsque la source est placée au centre du cœur.
- ii. L'allure de la puissance délivrée par le cœur en fonction de la position de la source est très peu dépendante de la présence ou non d'une zone diffuseur au centre du cœur (acier ou plomb).
- iii. La présence de l'acier autour de la source réduit la puissance dégagée dans le cœur.
- iv. Le taux de fission U²³⁵ n'est fortement influencé par la présence de la source que lorsque celui-ci est calculé à son voisinage. Si la source est déplacée en périphérie aucune influence par rapport au cas critique n'est observée au centre du cœur.

- v. L'anti-réactivité introduite par l'acier est d'environ ~ 500 pcm plus négative que celle introduite par le sodium.
- vi. A réactivité égale, la puissance délivrée avec l'option sodium est 3.5% plus importante par rapport à l'option acier (modification de l'importance de la source entre les deux cas).

B) La phase MUSE3

Pour l'expérience MUSE3, réalisée en 1998, une source (D,T) de neutrons de 14MeV, produite par un générateur de commerce, appelé SODERN GENIE26, a été utilisée. Cet émetteur de neutrons, via la réaction nucléaire $T(d,n)He^4$, a été placé au centre du cœur dans un tube MASURCA. Lors de cette phase, les propriétés d'un diffuseur plomb, placé autour de la source ont été quantifiées. Les objectifs de cette phase étaient de connaître les niveaux de sous-criticité du cœur, de déterminer la distribution spatiale et énergétique du flux dans le massif sous-critique dans les situations avec ou sans source, et de connaître le niveau de l'importance de la source dans les différentes configurations étudiées.

Trois différents niveaux de sous-criticité ont été investigués avec la présence ou non d'un diffuseur plomb ou d'un diffuseur sodium. Cependant, en ce qui concerne la zone combustible et la zone réflecteur, aucun changement n'a été engagé.

Les mesures réalisées [leb] ont permis d'entreprendre un important travail d'interprétation à l'aide du formulaire de calcul ERANOS [ali], qui a notamment conduit aux conclusions et aux avancements suivants :

- i. Les différentes traverses de taux de réaction (en relatif) sont bien reproduites par le formulaire ERANOS, permettant une bonne caractérisation des divers cœurs.
- ii. La prédiction des différents niveaux de criticité est satisfaisante en quantifiant certaines corrections à appliquer. Les incertitudes liées aux données de base ont été quantifiées et apparaissent importantes pour la bibliothèque JEF-2.2.
- iii. L'effet multiplicateur de la source externe au travers de la réaction $(n,2n)$ du plomb a été mis en évidence, en comparant les configurations avec le diffuseur plomb ou le diffuseur sodium. Cela limite la réduction du ϕ^* . Logiquement, cette compensation n'apparaît pas avec la zone diffuseur sodium.
- iv. L'importance de la source, ϕ^* , est indépendante du niveau de sous-criticité. Cela provient du fait que les différents niveaux de sous-criticité sont obtenus en modifiant le cœur en périphérie et non pas proche de la source.
- v. La corrélation entre le paramètre ϕ^* et l'intégrale du taux de fission a été établie.
- vi. L'interprétation des mesures dynamiques a permis d'identifier des perturbations liées au générateur de neutrons SODERN (mode pulsé), comme l'apparition de deux exponentielles dans la décroissance du flux, certains neutrons apparaissant dans le cœur qu'après une période de ralentissement dans l'huile du générateur.
- vii. La phase MUSE3 a permis de développer et tester de nouvelles méthodes de calcul permettant des analyses de sensibilité.
- viii. Par des études de représentativité, il a été montré que vis à vis d'une sensibilité aux données de base la source de spallation est beaucoup plus proche de la source (D,T) que de la source de fission.

De plus, certaines difficultés ont également été soulignées et elles devront être investiguées lors de la phase MUSE4. Cela concerne notamment [ali] :

- i. L'augmentation du niveau de flux dans les zones du cœur limitrophes de la zone diffuseur est mal reproduite par le calcul.
- ii. Les taux de réactions absolus ne sont pas bien reproduits par le calcul. Cela est dû soit à l'importante incertitude liée à la source intrinsèque (30%), dont l'intensité avoisine celle de la source externe, soit à la mauvaise connaissance de la géométrie détaillée du générateur SODERN (confidentialité gardée par le constructeur).
- iii. D'importantes incertitudes sont liées avec les données nucléaires du plomb, notamment en ce qui concerne la section efficace de la réaction $(n,2n)$.
- iv. Les incertitudes liées à un paramètre comme le ϕ^* restent importantes et dépendantes fortement de la librairie utilisée (ERALIB-1 ou JEF-2.2).
- v. La validation des résultats par un code de Monte Carlo est nécessaire, notamment pour quantifier certaines approximations de modélisation des codes déterministes.

C'est en fonction de ce constat, que certaines orientations du programme MUSE4 ont été définies, et que l'utilisation d'une source externe plus intense s'est avérée nécessaire.

3.3.3 L'ACCELERATEUR DE PARTICULES GENEPI ET LA PHASE MUSE4

La phase 4 du programme MUSE, sur laquelle repose cette thèse, est caractérisée par une représentativité supérieure par rapport à un système ADS (§3.4). Cela est essentiellement dû à la grande nouveauté de ces configurations, qui est la présence d'un véritable accélérateur de particules qui traverse le cœur du réacteur jusqu'en son centre où une cible est localisée.

L'accélérateur de deutons GENEPI peut produire soit des neutrons de $\sim 2.6\text{MeV}$ soit des neutrons de 14.1MeV via les réactions nucléaires $D(d,n)He^3$ et $T(d,n)He^4$ respectivement. L'accélérateur est exposé à la figure 3.5, ses caractéristiques sont données à l'aide du tableau 3.3, alors que les cibles possibles sont présentées sur le tableau 3.4.

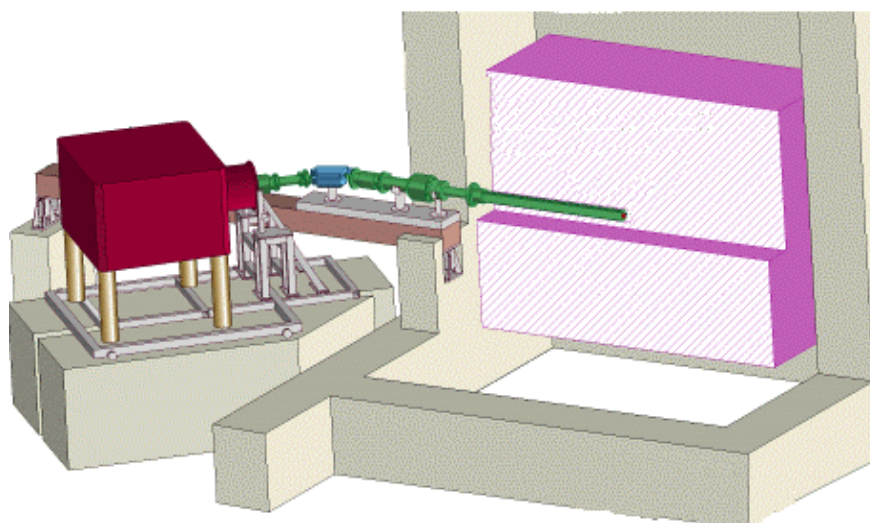


Figure 3.5 : Visualisation de GENEPI utilisé dans le cadre du programme MUSE4

Tableau 3.3 : Présentation de certaines caractéristiques de l'accélérateur GENEPI

Caractéristiques	Valeurs
Energie du faisceau de deutons	Entre 140keV et 240keV
Pic du courant	50mA
Fréquence de l'accélérateur pulsé	Entre 10Hz et 5000Hz
Durée minimum du pulse	700ns
Courant moyen du faisceau à 5000Hz	Moins de 200 μ A
Dimension du faisceau	~20mm de diamètre
Reproductibilité des impulsions	Fluctuations d'environ 1%

Tableau 3.4 : Description des cibles utilisables avec l'accélérateur GENEPI

Caractéristiques des cibles	Type de réaction	Neutrons émis par impulsion
Dépôt de deutérium sur du titane	D(d,n)He ³ E _n ~2.7MeV	~3.0E+04 (\pm 10%)
Dépôt de tritium sur du titane	T(d,n)He ⁴ E _n ~14.1MeV	~3.3E+06 (\pm 10%)

Pour éviter une asymétrie nord/sud trop importante du cœur, du plomb a été placé dans le prolongement de l'accélérateur jusqu'à la zone réflecteur. Les différentes configurations d'études du programme MUSE4 sont présentées en détail dans le paragraphe 3.4. Une vue globale du réacteur couplé est toutefois mentionnée ici (cf. Figure 3.6).

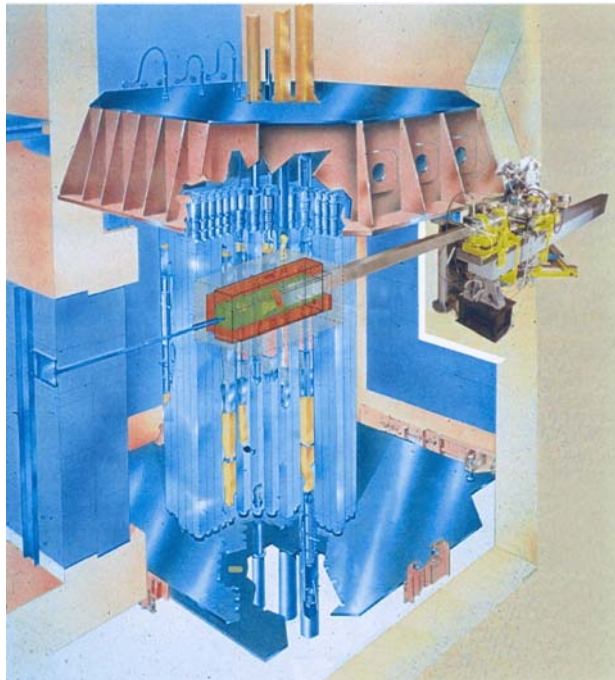


Figure 3.6 : Vue schématique du couplage entre l'installation MASURCA et l'accélérateur GENEPI

Les objectifs de la phase MUSE4 ont déjà été évoqués précédemment (cf. Chapitre 1), et ils concernent principalement l'obtention de données expérimentales caractéristiques des ADSs permettant l'extension de la validité des codes de calcul des réacteurs rapides aux systèmes sous-

critiques couplés et alimentés par une source externe [sou2]. Ajoutons aussi, que l'interprétation des résultats expérimentaux fournis par les configurations MUSE4 doit permettre de résoudre certaines interrogations liées aux difficultés rencontrées lors de la phase 3 du programme MUSE. En effet, grâce à GENEPI, qui est bien connu et dont l'intensité est bien supérieure au générateur SODERN, il est attendu que les mesures soient moins tributaires de la connaissance de la source intrinsèque.

3.4 CONCEPTION DU PROGRAMME MUSE4, OBJECTIFS ET PERSPECTIVES

Le retour d'expérience de la phase MUSE3 ainsi que certaines études ont conduit à l'élaboration du programme MUSE4 et permettent d'évaluer les objectifs raisonnables et les limites d'investigation du programme dans le cadre du développement de la technologie ADS. Principalement, l'étude du niveau de représentativité de la source de spallation par rapport à une source de fusion ($D(d,n)He^3$ ou $T(d,n)He^4$) a été engagée. Notons que la représentativité des configurations MUSE4 par rapport à des systèmes précis de type ADS, résultant du programme PDS-XADS, est présentée de manière plus complète au chapitre 6, afin d'évaluer la transposition des résultats de l'interprétation des expériences statiques MUSE4.

3.4.1 COMPARAISON DES SOURCES MUSE4 AVEC LA SPALLATION

Pour estimer la représentativité des systèmes MUSE4 avec un démonstrateur ADS envisagé, il est initialement important de comparer les sources externes utilisées. En effet, dans le cadre du programme MUSE4 des sources $D(d,n)He^3$ ou $T(d,n)He^4$ ont été employées, alors que dans le cadre d'un développement de systèmes "transmutateurs" une source de spallation est nécessaire afin d'obtenir une puissance plus élevée. Ces différentes sources sont caractérisées par des spectres neutroniques très variés, qui laissent supposer un comportement neutronique distinct proche de la source.

Après les réactions de spallation (protons de 1GeV sur du plomb), simulées par le code MCNPX [wat], les premiers neutrons ont une énergie majoritairement située entre 300keV et 200MeV, avec un maximum vers 2-3MeV. Dans ce cadre, les neutrons primaires dont l'énergie est supérieure à 20MeV correspondent à ~17% des neutrons résultant de la réaction.

Le spectre résultant de la réaction $D(d,n)He^3$, est quant à lui, piqué aux alentours de 2.7MeV. L'émission des neutrons est légèrement anisotrope en énergie et en distribution angulaire. En effet, par des calculs standards de cinématique, on remarque que les neutrons sont émis avec une énergie comprise entre 2.0MeV et 3.1MeV, l'énergie maximale étant atteinte pour les neutrons émis dans la direction du faisceau de deutons incidents. Cette direction d'émission est aussi préférentielle par rapport aux autres. On calcule que 18% de neutrons en plus sont émis dans la direction du faisceau par rapport à la direction opposée (deux cas extrêmes).

La situation est assez voisine avec la source $T(d,n)He^4$, mais comme l'énergie libérée lors de la réaction est plus importante, l'anisotropie est moins significative. Plus spécifiquement, l'énergie des neutrons est comprise entre 13.2MeV et 15.1MeV, et entre les différentes directions d'émission, on a un écart maximal d'environ 7% sur l'intensité du faisceau de neutrons émis.

La propagation des neutrons des sources externes précitées a été étudiée en considérant soit un milieu non multiplicateur (la zone centrale de plomb des configurations MUSE4, ~20cm de côté), soit un milieu multiplicateur (une configuration de type MUSE4 sous-critique avec un facteur de multiplication de 0.97). Ces analyses ont été réalisées dans le cadre d'un travail de thèse [sel], nous nous proposons ici simplement d'en évoquer les conclusions majeures.

3.4.1.1 LES SOURCES EXTERNES DANS UN MILIEU NON MULTIPLICATEUR DE PLOMB

L'objectif fut de comparer le spectre neutronique, qui résulte de la source externe, mais après environ 10-15cm de plomb. Il s'agit donc des neutrons qui vont par la suite entrer dans le milieu fissile et se multiplier. La comparaison des spectres, qui est donnée à la figure 3.7, amène aux remarques suivantes :

- i. Pour chaque source, la possibilité que le neutron ne fasse pas d'interaction reste significative, expliquant notamment les pics à 2.7MeV et 14.2MeV. Par exemple, 35% des neutrons émanant de la source $T(d,n)He^4$ n'ont pas interagi.
- ii. Pour la source de spallation, seulement 7% des neutrons ont une énergie supérieure à 20MeV après 10-15cm de plomb.
- iii. La distribution des neutrons d'énergie inférieure à 2MeV, à 10-15cm dans le plomb émanant de la source $T(d,n)He^4$, est plus représentative de celle provenant de la source de spallation par rapport à celle résultant de la source $D(d,n)He^3$. Cela est dû aux réactions $(n,2n)$ avec le plomb (seuil à ~ 7 MeV). Ainsi, la décision d'introduire une zone de plomb centrale dans les configurations MUSE4 apparaît profitable. Toutefois, il est difficile d'être catégorique, car dans cette position une partie importante des neutrons possèdent une énergie supérieure à 2MeV, et dans cette gamme énergétique, le spectre résultant des deux sources (D,D) et (D,T) montre de fortes différences par rapport à celui émanant de la spallation. La forme piquée des premières est évidemment à l'origine de ces variations.

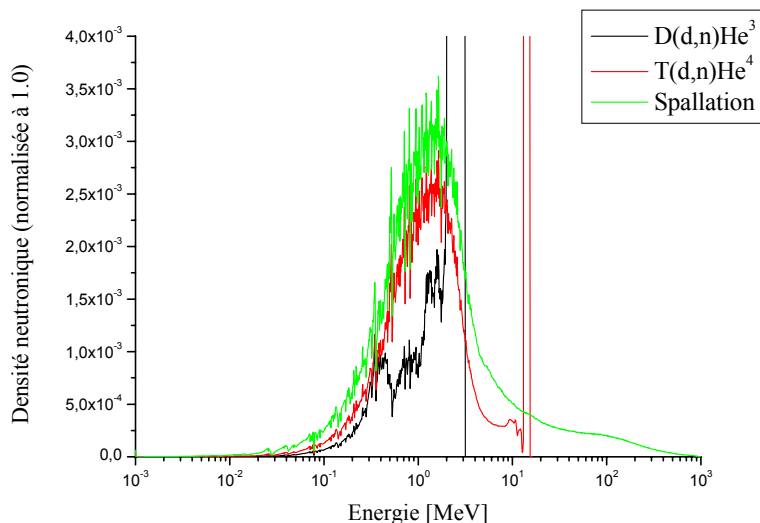


Figure 3.7 : Spectre neutronique calculé par MCNPX après une zone diffusante de plomb (~ 15 cm d'épaisseur), résultant de la présence des différentes sources externes

3.4.1.2 LES SOURCES DANS UN MILIEU MULTIPLICATEUR DE TYPE MUSE4

Lorsque l'on ajoute un milieu multiplicateur sous-critique de type MUSE4 ($k_{eff}=0.97$, M4SC2) autour de la zone plomb, l'impact du spectre neutronique de la source externe est fortement réduit. Pour s'en convaincre l'étude suédoise [sel] a considéré deux points d'étude du système, où une comparaison

spectrale est engagée. La première position considérée se situe dans la zone plomb à environ 5cm de la source externe, alors que le deuxième emplacement se trouve au centre de la zone combustible. Les comparaisons spectrales sont données dans les figures 3.8 et 3.9.

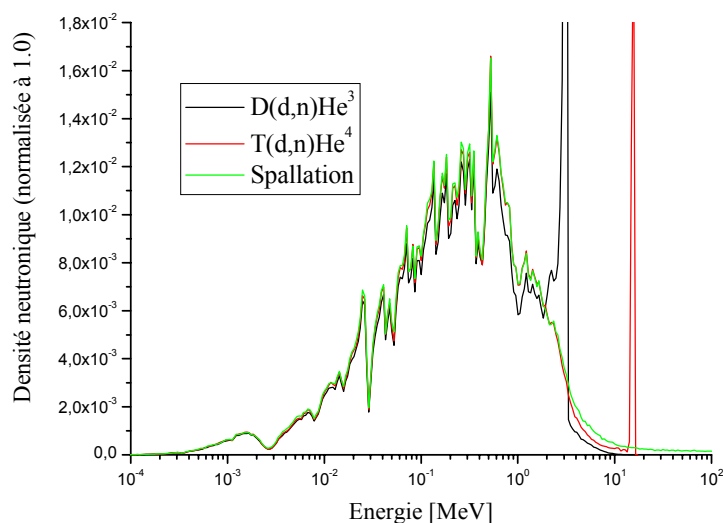


Figure 3.8 : Spectre neutronique calculé par MCNPX pour la configuration M4SC2 dans la zone plomb centrale (à 5cm de la source externe)

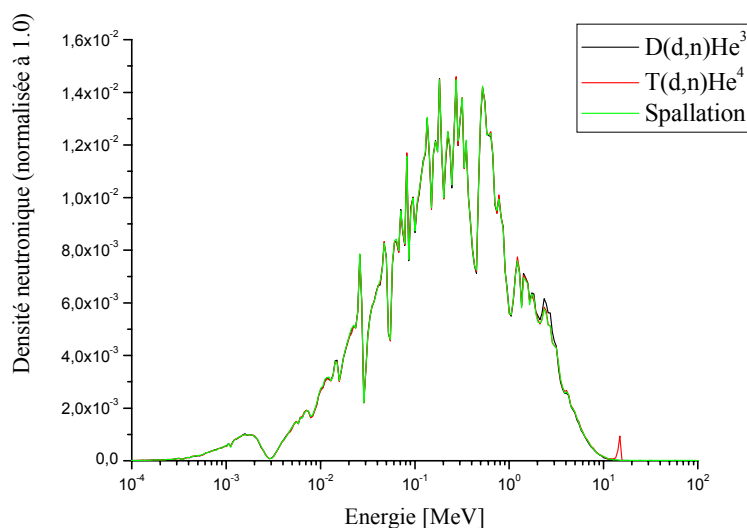


Figure 3.9 : Spectre neutronique calculé par MCNPX pour la configuration M4SC2 dans la zone combustible (à 22cm de la source externe)

Ces deux dernières figures conduisent aux constats suivants :

- i. Concernant l'étude de la première position, il est clair que certains neutrons y parviennent sans interaction. Cela est visible par les pics des sources de fusion. Par contre, l'impact de la multiplication du milieu est également très présent. Cela s'illustre notamment par le fait que, même dans cette zone plomb, les résonances de l'oxygène (par exemple à ~ 0.4 MeV) et du sodium (par exemple à ~ 3 keV) sont présentes. L'importance du milieu multiplicateur

est également démontrée par la bonne adéquation des trois spectres (en dessous du MeV), ce qui n'était pas le cas lorsque milieu fissile n'était pas modélisé.

- ii. Lorsque l'on se situe à l'intérieur du combustible pour effectuer cette comparaison du spectre, l'origine des neutrons est quasiment indécélable. En effet, les trois densités spectrales sont très voisines. Plus spécifiquement, seulement 0.15% des neutrons ont encore une énergie de 14MeV (dans le cas de la source $T(d,n)He^4$), et que 0.04% des neutrons ont une énergie supérieure à 20MeV (dans le cas de la source de spallation).

Pour conclure et d'un point de vue spectral, on peut dire, que la source $T(d,n)He^4$ est légèrement plus représentative de la source de spallation, que ne l'est la source $D(d,n)He^3$ lorsque ces sources sont entourées d'une zone de plomb. Dans ce contexte, les réactions à seuil $(n,2n)$ du plomb sont favorables. Par contre, lorsqu'un milieu multiplicateur est présent, cette tendance associée au spectre neutronique est fortement réduite, au point qu'au milieu de la zone combustible, il est très difficile de voir des modifications des spectres liées aux sources externes. Cette dernière remarque est importante, car elle confirme que la transmutation des MAs envisagée dans le futur n'est pas dépendante de la source externe, mais du milieu multiplicateur.

Par rapport aux études comparatives du chapitre 6 (M4SC2 \Leftrightarrow systèmes XADSs), cela signifie également que des constats d'écart importants, par exemple sur les sensibilités de rapports de taux de réaction, ne peuvent provenir que des différences des massifs sous-critiques (compositions, taille) et de la puissance de fonctionnement du système (sauf si l'on considère une zone d'étude très proche de la source externe).

A part la comparaison du spectre neutronique, l'étude mentionnée précédemment a également porté sur une comparaison du paramètre φ^* , paramètre qui caractérise l'efficacité relative des neutrons de la source externe. Les résultats, obtenus par des simulations MCNPX (modèle MUSE4 simplifié avec $k_{eff} \sim 0.97$), montrent qu'un φ^* plus élevé est accessible avec la source de spallation (~ 2.4). Sinon, la valeur de cette grandeur est d'environ 2.2 pour la source $T(d,n)He^4$ et d'environ 1.4 pour la source $D(d,n)He^3$. Ainsi, en fonction de ce paramètre, on peut dire que la source $T(d,n)He^4$ est plus représentative de la source de spallation que la source au deutérium. Plus précisément, c'est la combinaison source $T(d,n)He^4$ + zone de plomb qui permet d'augmenter la valeur du φ^* . En conclusion, la région du plomb a pour but, d'une part de reproduire une hétérogénéité spécifique des ADSs, et d'autre part, de permettre une multiplication de la source externe $T(d,n)He^4$ par la réaction $(n,2n)$ afin d'être mieux représentatif d'un module de spallation.

Enfin, d'un point de vue purement pratique et lié aux expériences MUSE4, un autre avantage de la source $T(d,n)He^4$ découle du fait qu'elle est environ 100 fois plus intense que la source $D(d,n)He^3$. Cela permet de minimiser l'impact de la source intrinsèque sur les diverses grandeurs mesurées. Dans le cadre des configurations MUSE4, cette source intrinsèque est de loin non négligeable dans certaines conditions [ply6]. Plus précisément, son intensité est voisine de l'intensité maximale de la source $D(d,n)He^3$, comme le montre le point 5.3. Dans une moindre mesure, ces considérations sur l'intensité de la source externe conduisent, à nouveau, à affirmer que les expériences réalisées dans les configurations MUSE4 avec la source $T(d,n)He^4$ sont plus représentatives d'un système ADS, par rapport à la source $D(d,n)He^3$.

Cette étude comparative sur l'impact de différentes sources externes amène à des constats intéressants notamment sur l'importance des réactions $(n,2n)$ et de l'effet multiplicateur du milieu sous-critique. Toutefois, certains compléments vont être apportés au chapitre 6 notamment à travers

l'établissement de facteurs de représentativité entre les configurations de type MUSE4 et différents systèmes XADSs envisagés.

3.4.2 DETERMINATION DES CONFIGURATIONS MUSE4

Sur la base d'études de représentativité et de problèmes d'interprétation des mesures de la campagne MUSE3, liés à la faible intensité de la source externe, il a été choisi de définir une phase MUSE4, dont l'innovation consiste en l'incorporation d'un accélérateur de particules permettant d'obtenir une source neutronique externe plus intense. Dans ce contexte et grâce à la concordance entre le début de la recherche et l'élaboration du programme MUSE4, il a été possible de prendre part activement à la définition des diverses configurations MUSE4 (une configuration critique et trois configurations sous-critiques). Cette contribution concerne principalement la prédiction du chargement des différents cœurs MUSE4, l'évaluation des paramètres de sûreté exigés par les instances de contrôle, le calcul des facteurs de normalisation de puissance et l'identification de certains aspects d'étude d'intérêts accessibles à l'aide des configurations MUSE4 (ces analyses ont nécessité plusieurs investigations numériques pour la bonne utilisation des schémas de calcul, cf. Annexe E).

Ces analyses, préliminaires à toutes mesures, sont développées dans des documents internes [ply2, ply3, tho2] et évoquées dans les points suivants. Elles ont permis de mettre en évidence certaines faiblesses numériques, comme le traitement des régions de faible densité, et présentent une base intéressante pour permettre d'élaborer une campagne de mesures adaptées. Les différentes configurations d'études sont mentionnées dans la suite.

3.4.2.1 LA CONFIGURATION CRITIQUE M4CRIT

La maquette MASURCA permet le chargement de multiples assemblages carrés de 10.6cm de côté. La structure en acier de ces assemblages peut contenir un réseau de 8x8 réglettes fissiles ou non fissiles (cylindriques ou carrées). Dans le cadre de la phase 4 du programme MUSE4, des assemblages MOX-sodium pour le combustible et sodium-acier pour le réflecteur ont été retenus (spectre rapide). Ce choix s'explique par la bonne connaissance de ces assemblages grâce à de précédentes études comme la campagne COSMO, qui s'inscrivait dans le sillage du programme SUPERPHENIX, et les précédentes phases MUSE. En effet, comme l'un des objectifs de MUSE4 est d'analyser l'impact des hétérogénéités du système liées à la présence de l'accélérateur, il est important de minimiser les causes possibles d'imprécision, et donc de sélectionner des assemblages bien caractérisés, l'étude de combustible innovant pouvant être abordée par une autre phase du projet. Les assemblages de combustible et réflecteur sont illustrés dans l'annexe D.

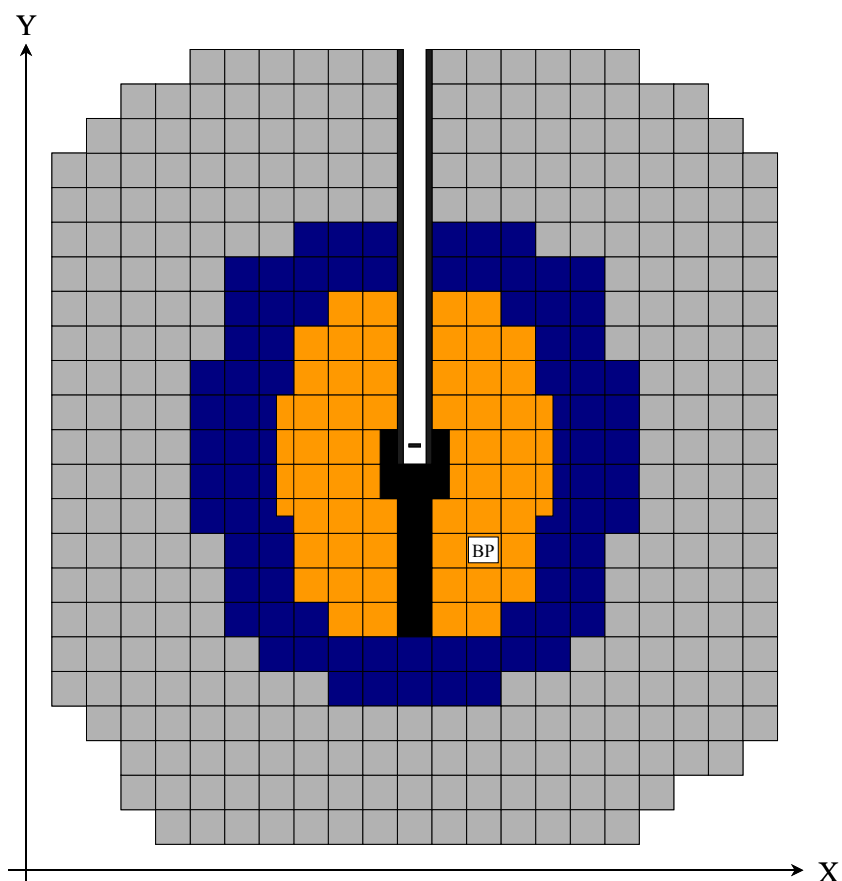
On constate que les réglettes de $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ sont cylindriques (rayon de 0.635 cm), alors que les barres d'acier et de sodium sont de section carrée (1.27 cm de côté). Il n'est pas possible d'exposer ici les compositions hétérogènes des barreaux, mais des données homogénéisées, établies dans le cadre d'un exercice de "benchmarking", sont accessibles dans un document NEA [vil]. Mentionnons cependant que l'enrichissement en Pu^{239} est de l'ordre de 25%.

L'incorporation du tube de l'accélérateur GENEPI jusqu'au centre a nécessité la perforation de plusieurs tubes MASURCA (cf. Annexe D), et bien évidemment, a conduit à décaler légèrement vers le haut et vers le bas les différentes réglettes qui composaient ces assemblages (par exemple, cela a impliqué l'utilisation de réglettes de combustible de 12' supplémentaires légèrement plus enrichies, appelées P2A). A l'intérieur de cet accélérateur un vide sera maintenu afin d'optimiser l'intensité du courant de deutons qui vient interagir avec la cible (de deutérium ou de tritium) pour produire des

neutrons par fusion. Autour de la cible, située au bout du canal de l'accélérateur, une zone diffuseur en plomb a été placée. Son rôle est de rendre le spectre de la source neutronique représentatif de celui obtenu par une réaction de spallation. Il est à remarquer également que cette zone de plomb a été prolongée selon l'axe de l'accélérateur, afin d'éviter un pic de puissance dans la partie sud du cœur et de garder un maximum de symétrie nord/sud du système. Cette zone plomb a dû être gainée afin d'éviter un rapprochement du combustible en cas de fusion du plomb (contraintes liées à la sûreté).

Enfin, tous les différents assemblages sont complétés à leur partie inférieure et supérieure d'écran en acier (appelé écran axial), alors qu'il existe aussi des assemblages complètement en acier qui servent d'écran radial. Bien évidemment, il a fallu trouser cet écran radial afin de laisser passer le canal de l'accélérateur. Dès lors, on comprend bien les problèmes de radioprotection liés aux fuites neutroniques et de radiations par le canal (ces problèmes restent toutefois limités pour le programme MUSE4 étant donné le faible niveau de puissance).

La configuration critique MUSE4 a été obtenue en chargeant 1112 cellules de combustibles (une cellule est composée de 2 réglettes sodium et de 2 barres de $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$), ce qui correspond à 69.5 assemblages de combustible. Différentes coupes de cette configuration sont données à travers les figures 3.10, 3.11 et 3.12.



Types d'assemblage (10.6cm x 10.6cm)





	Combustible Sodium/ $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$		Ecran radial en acier
	Diffuseur en plomb		Réflecteur en acier/sodium

Figure 3.10 : Coupe X-Y centrée de la configuration MUSE4 critique

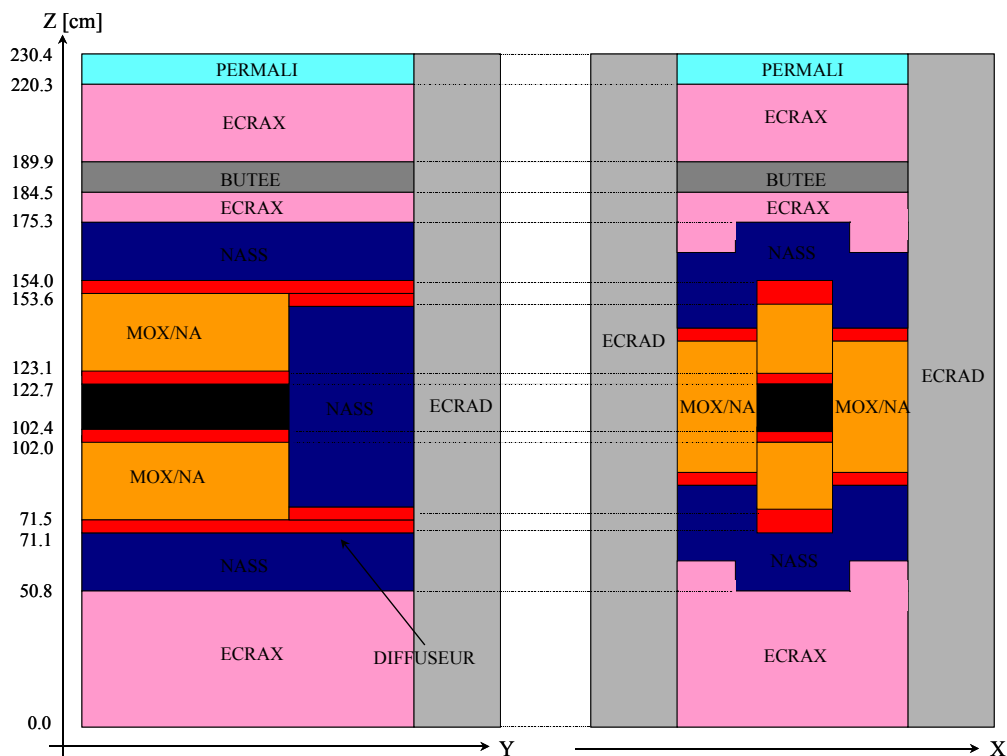


Figure 3.11 : Coupe axiale côté sud de la configuration MUSE4 critique

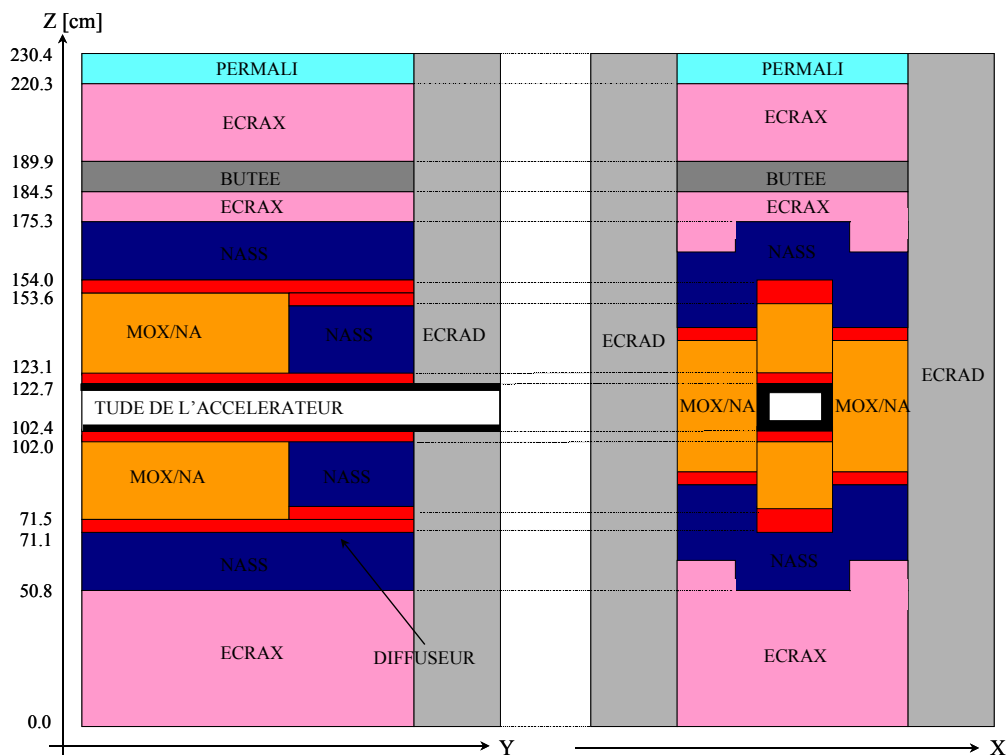


Figure 3.12 : Coupe axiale côté nord de la configuration MUSE4 critique

Ces figures montrent clairement les hétérogénéités nouvelles de ces configurations MUSE4 (accélérateur et zone plomb) par rapport à une configuration critique "propre". Le chargement du cœur s'est effectué en gardant une certaine forme allongée de la zone combustible, à nouveau pour

s'approcher d'une configuration de type ADS, où l'axe de l'accélérateur correspond à l'axe Z. A partir de là, environ 20 à 25cm de réflecteurs ont été disposés autour de la zone centrale (entre 2 et 2.5 assemblages), ce qui est suffisant par rapport à la taille du cœur. Concernant la distribution axiale, on peut mentionner que la hauteur active (zone combustible) est de 60.96 cm.

Cette configuration à 1112 cellules de combustible a expérimentalement divergé le 9 janvier 2001. Pour ce faire la barre de pilotage (BP), qui possède une réserve de réactivité de 128 pcm était légèrement insérée, ce qui nous donne pour la configuration à 1112 cellules de combustible un facteur de multiplication expérimental légèrement inférieur à 1.0. La capacité des codes de calcul à prédire ce contour critique est développée au chapitre 5.

Comme la décroissance du Pu^{241} fait perdre un peu de réactivité au cœur (0.16pcm par jour), il a été nécessaire de rajouter quelques cellules de combustible pour pouvoir terminer la campagne de mesures sur la configuration critique MUSE4. Ainsi, 1115 cellules étaient présentes à la fin de cette étape expérimentale.

D'un point de vue scientifique, le passage par la caractérisation de la configuration critique de référence MUSE4 est indispensable avant l'analyse des diverses configurations sous-critiques alimentées par une source externe, qui reste la finalité de la campagne MUSE4. En effet, la comparaison entre les deux états stables différents (critique et sous-critique+source) va permettre d'identifier les impacts liés à la source externe de ceux dus aux hétérogénéités du système. De plus, l'établissement de la configuration critique va permettre de connaître très précisément les niveaux de sous-criticité des configurations planifiées, valeurs qui pourront être comparées à celles prédites par les différentes méthodes dynamiques expérimentales (Rossi- α , Feynmann, cinétique inverse, ...). L'enjeu de la bonne prédiction de la sous-criticité par des méthodes dynamiques réside évidemment dans le fait qu'un ADS est dédié par définition à ne jamais être critique.

3.4.2.2 LES CONFIGURATIONS SOUS-CRITIQUES M4SC0, M4SC2 ET M4SC3

Trois différents niveaux de sous-criticité ont été choisis pour la campagne expérimentale MUSE4. Ils ont été obtenus en retirant des cellules de combustible sur la périphérie du cœur afin de conserver un système représentatif d'un ADS. Ces diverses configurations sous-critiques peuvent être couplées avec les deux différentes sources, créant par conséquent de multiples systèmes différents à caractériser (sans compter le fait qu'il est possible de varier la fréquence de GENEPI). Ainsi, ces diverses configurations M4SC0, M4SC2 et M4SC3 vont permettre d'étudier l'impact du niveau d'anti-réactivité, d'une part, sur la caractérisation neutronique du cœur, et d'autre part sur son comportement dynamique.

La configuration M4SC0 se caractérise par une faible sous-criticité d'environ -500pcm, obtenu avec un cœur composé de 1108 cellules de combustible. On remarque aussi la présence de trois nouveaux assemblages, appelés "tubes ISN" (TI), qui permettent l'incorporation de détecteurs spécifiques. La figure 3.13 donne une coupe radiale de cette configuration. Dans ces conditions le milieu reste encore fortement multiplicateur et permet de garder un niveau de puissance suffisant notamment pour des mesures d'activation.

La configuration M4SC2 se singularise par une sous-criticité d'environ -3'000pcm. Ce niveau d'anti-réactivité semble s'affirmer comme étant celui le plus adéquat pour un système ADS. En effet, premièrement, il permet de conserver une marge suffisante par rapport à un accident de réactivité, et deuxièmement, il laisse au cœur un pouvoir multiplicateur important rendant possible l'accession à

un haut niveau de flux, nécessaire à la transmutation. La configuration M4SC2 est donnée dans la figure 3.14.

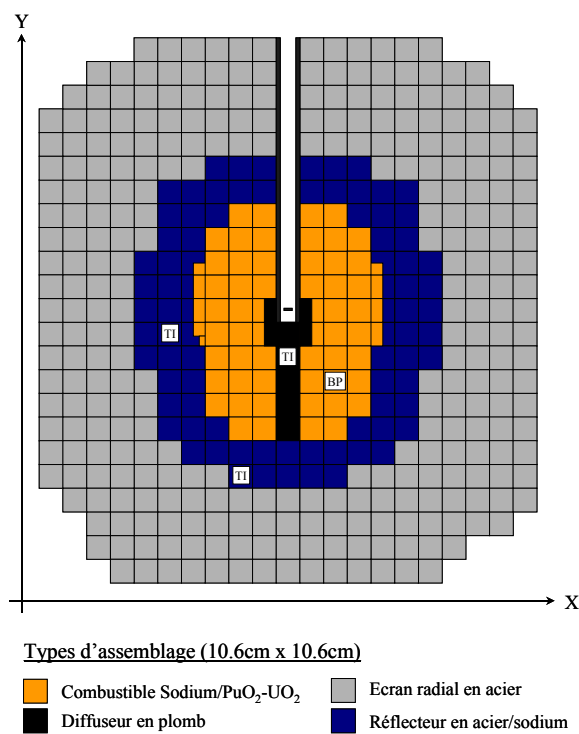


Figure 3.13 : Coupe X-Y centrée de la configuration M4SC0 à 1108 cellules de combustible

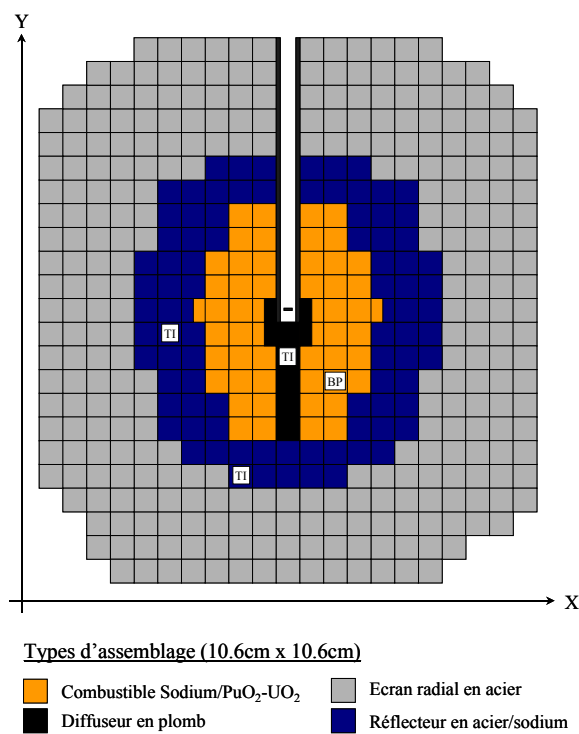


Figure 3.14 : Coupe X-Y centrée de la configuration M4-SC2 à 1006 cellules de combustible

La configuration M4SC3 correspond à un état de sous-criticité d'environ $-5'000\text{pcm}$. L'exploitation de cette configuration ne permet pas d'atteindre une puissance élevée, mais elle à l'avantage de donner plus d'importance aux neutrons provenant de la source externe, cette propriété pouvant être avantageuse pour certaines mesures dynamiques. Dans le cadre de notre recherche, cette configuration n'a pas fait l'objet d'investigations expérimentales (pas d'irradiation de feuilles), par conséquent elle n'est pas présentée ici. Mentionnons simplement que le niveau de sous-criticité accru est simplement obtenu en substituant en périphérie du cœur des assemblages de combustible par des assemblages d'acier-sodium.

Notons également que certaines configurations différentes ont été réalisées et analysées par exemple en introduisant une ou plusieurs barres de sûreté absorbantes (création d'une géométrie asymétrique). Enfin, il est aussi prévu de charger en fin de programme une configuration avec une zone de plomb élargie, dans le but d'étudier ce matériau en tant que possible réflecteur/caloporteur [tho].

Remarquons enfin qu'initialement la première configuration sous-critique prévue, M4SC1, devait avoir un niveau de sous-criticité aux alentours de 0.985. Finalement, il a été jugé préférable d'avoir comme système sous-critique de référence, une configuration avec une réactivité plus élevée, M4SC1 est donc devenu M4SC0.

Dans le cadre de cette recherche, ce sont essentiellement la configuration critique M4CRIT et les configurations sous-critiques M4SC0 et M4SC2, pilotées par les deux types de source (à la fréquence maximale), qui ont été exploitées afin de réaliser des mesures d'activation de feuilles à seuil de réaction. Toutefois, le calcul de l'ensemble de ces configurations a permis de mettre en évidence certains effets numériques et de définir des calculs adéquats pour la prédiction des paramètres de sûreté et des facteurs de normalisation de puissance. Ces analyses ont d'ailleurs conduit à la réalisation d'un modèle simplifié ("mini-benchmark MUSE4") pour quantifier, d'une part, diverses options du formulaire ERANOS, et d'autre part, l'effet de certaines bibliothèques. L'ensemble de ces investigations est détaillé dans l'annexe E, dont les principales conclusions sont données ci-après :

- i. Les données nucléaires de fission du Pu^{239} , présentes dans JEF-2.2, proviennent, soit d'une évaluation de janvier 1992 (version ensuite mise au format MCNP), soit d'une évaluation de février 1992 (version ensuite mise au format ERANOS et TRIPOLI). Les deux évaluations conduisent à des écarts importants, il a donc été nécessaire d'établir une nouvelle version, basée sur l'évaluation de février 1992, pour MCNP. Dans la suite, l'utilisation de JEF-2.2 fera toujours appel à l'évaluation la plus récente.
- ii. La simulation du vide et des régions peu denses est erronée avec l'emploi du code cœur TGV-VARIANT du formulaire ERANOS en 3D, et cela même en approximation du transport. Cela provient de la formulation paire de l'équation de Blotzmann. Pour remédier à ce problème, il faut homogénéiser le tube de l'accélérateur avec sa gaine. L'effet de cette approximation est faible et peut être prédit de manière satisfaisante soit avec MCNP, soit avec le code BISTRO du formulaire ERANOS en RZ.
- iii. Pour les calculs déterministes liés aux configurations de type MUSE4, deux schémas peuvent être recommandés. Un schéma, dit standard, utilisable, par exemple, pour la planification d'expériences, et un schéma, dit de référence, principalement nécessaire pour une interprétation fine des mesures. Le calcul standard est satisfaisant si l'on choisit un découpage énergétique à 33 groupes avec l'ordre de calcul P1 pour la prise en compte de l'anisotropie des chocs. Pour le calcul de référence, l'idéal serait un calcul macrocellule à 172 groupes, malheureusement celui-ci est souvent trop coûteux en temps de calcul pour

modéliser un système nucléaire, c'est pourquoi une méthode de résolution à 62 groupes d'énergies (cf. annexe F) et avec une considération à l'ordre P3 de l'anisotropie des chocs a été estimée suffisante.

- iv. Par rapport aux configurations de type MUSE4, il est préférable d'avoir des modèles en trois dimensions car le cœur est difficilement cylindrisable, ce qui conforte l'utilisation du module TGV-VARIANT du formulaire ERANOS. Toutefois, le code RZ-BISTRO reste valable, par exemple, pour la réalisation d'analyses de sensibilité.
- v. Une validation par un code de Monte Carlo reste malgré tout souhaitable pour l'étude de ces nouveaux systèmes hybrides, notamment pour étudier différentes modélisations de la source externe.

Ainsi, plusieurs analyses ont conduit à l'optimisation des options de calcul du formulaire ERANOS, en fonction du niveau de précision souhaité pour le calcul de différents paramètres. Ce sont après ces études que les calculs des paramètres de sûreté pour l'installation et des facteurs de normalisation de puissance ont été effectués.

3.4.3 CALCULS DES PARAMETRES DE SURETE ET DE CALIBRATION DE PUISSANCE

Du point de vue de la sûreté, le chargement des configurations MUSE4 a impliqué la réalisation en amont de plusieurs calculs numériques comme la prédiction du k_{eff} et du β_{eff} , l'estimation du poids en réactivité des cellules périphériques, la détermination de l'impact d'un accident de chargement, ou l'établissement des coefficients de contre-réaction. Ces calculs ont été réalisés avec le formulaire ERANOS (TGV-VARIANT, 33g-P1), et ont été répertoriés dans un document interne [ply2]. Il a notamment été constaté que :

- i. Le poids d'un assemblage de combustible périphérique varie entre 300 et 650pcm, en fonction de sa position exacte.
- ii. Le poids en réactivité de chacune des barres de sûreté est supérieur à 3'000pcm.
- iii. Les coefficients de contre-réaction sont tous négatifs. La résultante des effets de température (dilatation + effet Doppler) est supérieure à -350pcm à 150°C et supérieure à -1'100pcm à 500°C.

Dans ce bref résumé, la détermination des paramètres k_{eff} et β_{eff} n'est pas mentionnée, car elle fait l'objet d'investigations spécifiques, comme l'expose le chapitre 5.

A part la détermination des paramètres de sûreté, certains calculs ont été réalisés avec le formulaire ERANOS, afin de permettre la calibration en puissance du réacteur. Pour cela, il faut prédire numériquement le rapport, appelé R , entre un taux de fission localisé, qui est accessible expérimentalement à l'aide de chambres à fission absolues, et le taux de fission total du système (intégrale de fission), qui permet de remonter à la puissance du cœur. Bien sûr, il est avantageux de considérer plusieurs emplacement pour éviter d'être tributaire de perturbations locales. Cela a été réalisé pour les différentes configurations MUSE4 et a conduit aux remarques suivantes :

- i. Pour des configurations dont le k_{eff} est proche de 1.0, le rapport R calculé dans le combustible ou le réflecteur (ou facteur de normalisation) est quasi-constant entre une situation avec la source ou sans la source externe. Cela n'est plus vrai pour des systèmes fortement sous-critiques, comme lorsque les 4 barres de sûreté sont insérées ($k_{eff}=0.83$).

- ii. Il est cependant important de posséder un facteur R propre à chaque niveau de sous-criticité du système. En effet, les variations maximales entre les différentes configurations du facteur R se situent entre +27% et -17% selon les positions considérées, ce qui est significatif.
- iii. Il est avantageux d'éviter de placer une chambre absolue au centre du cœur (ce qui n'est pas équivalent pour un système critique standard), à cause des fluctuations spectrales apportées par les zones hétérogènes centrales.

3.4.4 OBJECTIFS DU PROGRAMME MUSE4 ET PERSPECTIVES ENVISAGEES

De part leurs caractéristiques, les configurations MUSE4 permettent d'investiguer différents domaines, comme :

- i. Etudes de différentes techniques de mesures dynamiques pour l'obtention du niveau de sous-criticité du cœur sans passage par un état critique de référence, à l'aide de la source pulsée intense.
- ii. Analyses de l'impact du couplage entre un massif rapide sous-critique et une source externe.
- iii. Investigations sur l'effet du niveau de sous-criticité.
- iv. De manière générale, l'obtention d'un ensemble de mesures expérimentales permettant un premier pas vers la qualification des schémas de calcul déterministes et stochastiques pour ces nouveaux systèmes.

De plus, afin d'estimer les apports potentiels des études sur les configurations MUSE4 pour l'élaboration d'un démonstrateur XADS, des études de représentativité sont exposées dans le chapitre 6. Toutefois, et malgré l'étendue des analyses possibles, certaines limitations sont évidentes et nécessiteront de nouveaux programmes expérimentaux. On peut notamment mentionner :

- i. La nécessité d'avoir un système de puissance (~1MW) pour quantifier les effets de température. Cet aspect pourrait être abordé dans le cadre du programme TRADE ou MYRRHA.
- ii. La nécessité d'étudier des systèmes davantage tournés vers la transmutation par l'incorporation d'assemblages à forte teneur en actinides mineurs et en produits de fission à longue vie. D'ailleurs, des calculs de représentativité entre les configurations MUSE4 et des systèmes de type XADT n'ont pas de sens à cause de l'absence de combustibles à base d'AMs dans les systèmes MUSE4.
- iii. L'intérêt de comparer les avantages et inconvénients de différents caloporteurs, permettant le maintien d'un spectre rapide dans le cœur.

Ainsi, pour l'avenir, les perspectives du programme, ou de manière plus large de l'exploitation de l'installation MASURCA, s'orientent vers de nouveaux défis comme l'étude d'un caloporteur gaz (He). Cela va constituer un nouveau challenge pour les codes de calcul, où le traitement du vide peut-être une source d'erreur non-négligeable (effet de "streaming" par exemple). De plus, ce caloporteur va entraîner un léger durcissement du spectre, qui va donner de l'importance aux sections efficaces dans une nouvelle gamme d'énergie. Par conséquent, on peut s'attendre à des incertitudes

supérieures, qu'il s'agira de lever grâce à des évaluations des données de base spécifiques à ces systèmes rapides à gaz.

Pour une éventuelle suite du programme, des configurations avec un caloporteur plomb ont été calculées. L'analyse de ces configurations donne de l'importance à la connaissance des sections efficaces du plomb, mettant en évidence de probables incertitudes significatives.

Pour des configurations d'études futures, certaines contributions ont été apportées afin d'étudier l'intérêt de couverture en thorium dans MASURCA. L'étude, basée sur des calculs ERANOS de sensibilité, à montrer que les incertitudes liées aux données du thorium apparaissent de manière suffisante, dans cette zone, pour la prédiction de certains rapports de réaction (U^{235}) pour permettre d'établir des comparaisons calcul/expérience intéressantes [ply7], amenant à un approfondissement des connaissances de cet élément fertile (sections efficaces de capture et de fission). Toutefois, l'incorporation de réglettes de thorium dans MASURCA nécessiterait un travail important de redimensionnement du stock disponible à Cadarache.

Au niveau du combustible, on envisage de tester des compositions de cellules différentes de celle standard utilisée jusqu'à présent (uniquement PuO_2-UO_2). Ainsi, certaines configurations ont été étudiées en utilisant plusieurs types de cellules possibles de combustible (PuO_2-UO_2 , ThO_2-UO_2 , ThO_2-PuO_2) [rim].

De plus, l'installation MASURCA permettrait aussi d'aborder des aspects plus directement liés à la transmutation dans le cadre du programme MUSE, notamment en incorporant dans le cœur des AMs et des PFs à vie longue. Cela a déjà été abordé avec l'utilisation de chambres à fission spécifiques lors de la phase MUSE4, cependant, des quantités plus significatives pourraient être utilisées dans le futur, afin d'être plus représentatif d'une situation d'incinération. En effet l'amélioration des sections efficaces de capture et de fission des AMs (Np, Am, Cu) et des PFs à vie longue (I^{129} , Tc^{99}) est indispensable, d'une part, pour optimiser les rendements de transmutation, et, d'autre part, pour la maîtrise de l'évolution de la réactivité au cours du fonctionnement du système.

Enfin, l'impact de zones de modération (H_2Zr , B_4C , CaH_2), qui sont envisagées pour favoriser la capture des PFs à vie longue en périphérie du cœur, doit être validé pour un système hybride. Ces investigations pourraient également être menées lors d'une phase future du programme MUSE.

3.4.5 POINTS D'INVESTIGATION DE LA RECHERCHE

Bien que présentant un combustible MOX-sodium déjà étudié, ce système, à travers ses nouvelles hétérogénéités (tube vide de l'accélérateur, zone de plomb centrale) et l'émission de neutrons par une source externe (réaction de fusion $D(d,n)He^3$ ou $T(d,n)He^4$), propose une configuration plus proche du concept d'ADS, mais également plus délicate à simuler et à calculer. Ces particularités créent des variations spectrales significatives, notamment à proximité du centre du cœur, auxquelles les codes de calcul n'ont pas encore été confrontés. Or, la bonne connaissance du flux neutronique en énergie et en tout point du réacteur (et donc aussi proche des zones sensibles que sont les interfaces entre les milieux) est essentielle pour prédire correctement des grandeurs aussi importantes que la distribution et le niveau de puissance, l'intensité de la source externe, le potentiel de transmutation ou les dommages aux structures.

Dans ce contexte, et après les contributions à la conception des configurations MUSE4, les objectifs généraux de la recherche ont été définis comme suit :

- i. Etablissement d'une campagne de mesures expérimentales adaptée pour l'étude des variations spectrales des configurations critique et sous-critiques MUSE4.

- ii. Interprétation des expériences statiques et comparaison avec des calculs déterministes et stochastiques.
- iii. Etudes pour l'extension de la validité des outils de calcul de l'étude des réacteurs critiques aux systèmes hybrides pour la prédiction des mesures statiques.
- iv. Evaluation de la représentativité des résultats MUSE4 par rapport à des démonstrateurs XADs éventuels.

Ainsi, même si les domaines d'investigations de cette recherche dépassent le simple cadre d'études spectrales, le développement de mesures d'activation de feuilles a permis d'engranger une base de données expérimentales importante pour la réalisation d'analyses fines sur les capacités de prédiction des codes. Plus spécifiquement, ces mesures permettent d'exacerber les effets des zones hétérogènes centrales et de la source externe, comme le montre le chapitre suivant.

4. DEVELOPPEMENT ET REALISATION DES MESURES D'ACTIVATION

Afin de fournir une contribution expérimentale spécifique à l'étude des fluctuations du spectre neutronique, des mesures d'activation de feuilles ont été développées dans le cadre de cette recherche, et réalisées dans les différentes configurations MUSE4. Cette campagne a conduit à l'irradiation et à la détermination de l'activité de plus de 350 échantillons fournissant une importante base de données pour la validation des schémas de calcul.

4.1 JUSTIFICATION DU CHOIX DE LA TECHNIQUE EXPERIMENTALE

La justification du choix de la technique expérimentale dépend avant tout des objectifs recherchés, de l'originalité (ou apport) de l'expérience et de la faisabilité de la mesure.

4.1.1 OBJECTIFS DE LA CAMPAGNE EXPERIMENTALE DEVELOPEE

La compréhension des phénomènes physiques d'un système nucléaire est évidemment étroitement liée à la bonne connaissance du spectre neutronique en tout point (distribution de puissance, estimation des dommages, potentiel de transmutation, ...). Or, ce flux en énergie de neutrons se trouve très perturbé dans un système hybride couplé, principalement à cause de la présence de la source externe, qui fournit des neutrons plus énergétiques et en raison d'hétérogénéités géométriques spécifiques (canal de l'accélérateur, zone diffusante, ...). Dès lors, la capacité de prédiction des codes de calcul pour ces nouveaux systèmes reste à démontrer, notamment à travers l'interprétation de résultats expérimentaux appropriés. Dans ce contexte, les configurations critique et sous-critiques MUSE4 de l'installation MASURCA offrent la possibilité d'acquérir plusieurs mesures neutroniques dans un système hybride.

Ainsi, l'objectif de la campagne expérimentale mise en place durant cette thèse est d'obtenir des mesures spectrales, d'une part, plus spécifiques que des indices standards de taux de fission, et d'autre part, entachées de faibles incertitudes afin de permettre des comparaisons fructueuses avec les prédictions numériques. Plus précisément, le but est d'acquérir des résultats expérimentaux permettant une analyse adaptée des points suivants :

- i. Evaluation des variations spectrales des neutrons de haute énergie (500keV à 15MeV) aux interfaces caractéristiques (source/diffuseur, diffuseur/cœur, accélérateur/cœur), là où les fluctuations sont les plus importantes.
- ii. Estimation des niveaux d'intensité des sources externes et de la source intrinsèque du réacteur couplé.
- iii. Etude du potentiel de transmutation d'un spectre rapide avec un réflecteur acier/sodium.

A priori, plusieurs techniques expérimentales sont susceptibles de couvrir les points d'investigations précités, la sélection résultant alors de l'étude de divers critères de faisabilité.

4.1.2 CRITERES DE FAISABILITE, CHOIX ET APPORT DE LA METHODE RETENUE

Une liste de méthodes expérimentales non exhaustive a été élaborée afin de déterminer une campagne de mesure réaliste et efficace pour l'étude du spectre neutronique (entre 500keV et 15MeV) des différentes configurations MUSE4 [ply4]. Les techniques envisagées sont le spectromètre de neutrons rapides à scintillation liquide NE213, le détecteur de neutrons à protons de recul à hydrogène, le spectromètre "sandwich" au lithium et l'activation de feuilles à seuil de réaction.

Etant donné que ces différentes méthodes sont susceptibles de nous fournir les résultats spectraux souhaités, le choix repose principalement sur des critères de faisabilité et d'adaptabilité, tels que :

- i. La compatibilité avec les niveaux absolus de flux des configurations MUSE4.
- ii. L'insensibilité au bruit de fond γ , qui provient du combustible MOX de l'installation.
- iii. L'efficacité et le niveau de résolution en énergie de la méthode.
- iv. La faible perturbation du système de mesure sur le spectre neutronique local.

Le scintillateur liquide de type NE213 est constitué d'une solution très diluée (0.5% de liquide scintillant) dans un solvant organique (le benzène C_6H_6), associé à un photomultiplicateur. Le neutron incident entre dans ce milieu fortement hydrogéné et interagit avec un proton. L'énergie du proton de recul crée sur son parcours des ionisations, qui sont à la base de la scintillation dans le détecteur, le photomultiplicateur servant ensuite d'amplificateur du signal. La difficulté de la technique est de réussir à distinguer les impulsions dues aux protons de celles provenant d'autres phénomènes (photons, électrons de recul, ...). Cette discrimination repose généralement sur la différence de temps entre la décroissance des différentes impulsions lumineuses. L'obtention du spectre neutronique, $\Phi(E)$, se base sur le fait que la distribution énergétique du proton de recul est uniforme entre 0 et l'énergie du neutron incident. Le flux est alors donné par :

$$\Phi(E) = \frac{dM(E)}{dE} \cdot \frac{E}{\sigma(E) \cdot N_p} \quad (4.1)$$

avec :

$\frac{dM(E)}{dE}$ la distribution en énergie des protons de recul,

$\sigma(E)$ la section efficace de diffusion élastique,

et N_p le nombre d'atomes d'hydrogène présents.

Cette méthode de détection du flux neutronique présente toutefois deux inconvénients majeurs, qui nous conduit à l'exclure pour une utilisation dans MASURCA. Premièrement, cette technique de détection est très sensible au bruit de fond γ et deuxièmement, elle est optimisée pour l'étude de flux de faible intensité (environ $10^5 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$) en considérant un détecteur cylindrique de taille réduite (diamètre : 2cm, hauteur : 2cm) permettant d'éviter les perturbations au système. Or, des flux bien supérieurs sont attendus dans MASURCA (jusqu'à environ $10^8 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$) dans les configurations sous-critiques avec la source DT).

Le détecteur de neutrons à protons de recul avec hydrogène envisagé se présente comme une sphère de 2cm de diamètre, cette taille étant requise pour limiter les perturbations et permettre une

incorporation aisée dans MASURCA (emplacement équivalent à 4 réglettes). Le principe de détection est très voisin de celui du NE213, mais le solvant hydrogéné est remplacé par un gaz, dont on peut régler la pression, ce qui permet une utilisation dans une gamme d'intensité et d'énergie de flux très variée. A nouveau, la déconvolution du signal pour déterminer le flux neutronique provient de l'équation (4.1). Même si cette technique de mesure lève plusieurs difficultés rencontrées par le NE213, l'une d'entre elle est malheureusement amplifiée, il s'agit de la sensibilité au bruit de fond γ . En effet, l'emploi d'un gaz augmente la proportion d'impulsions indésirables dues au bruit de fond γ , par rapport aux signaux provenant des protons de recul. Pour résoudre cette difficulté, il est possible d'imaginer des assemblages MASURCA (10.6cm x 10.6cm) modifiés avec une couronne extérieure de réglettes de plomb afin d'atténuer fortement la composante γ . Etant donné que nous souhaitons minimiser la perturbation au spectre neutronique locale, cette technique a été abandonnée. Cependant, il faut mentionner que cette méthode a tout de même été retenue par le groupe expérimental de l'ISN de Grenoble [bil].

Le principe de détection neutronique du spectromètre "sandwich" au lithium est basé sur la réaction $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ où l'énergie libérée Q vaut 4.78MeV. Une couche fine de fluorure de lithium est placée entre deux détecteurs semiconducteurs identiques. La présence d'un neutron est révélée lorsque qu'il existe une coïncidence entre les pulses détectés par chacun des 2 semiconducteurs. Dès lors, la détermination de l'énergie du neutron incident peut être obtenue en soustrayant 4.78MeV au signal sommé qui provient des pulses coïncidents (pas de déconvolution nécessaire). La difficulté d'analyse vient du fait que, lorsque le neutron incident a une forte énergie, les produits de la réaction ne sont pas toujours émis en direction opposée. Par conséquent, certaines coïncidences ne sont pas possibles, ce qui implique la détermination d'un facteur de correction en fonction de l'énergie. Sinon, l'avantage de la technique résulte du fait qu'elle est quasiment insensible au bruit de fond γ . Par contre, la nécessité d'avoir une couche de lithium mince, ainsi que la faible valeur de la section efficace de la réaction $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ entraîne une très faible efficacité de ce genre de technique expérimentale. De plus, la fragilité du dispositif et le manque de retour expérimental nous ont finalement conduit à ne pas retenir cette méthode.

Ainsi, ces différentes considérations nous ont amené à définir une méthode de mesures qui n'est pas comparable à celles précitées. En effet, notre choix s'est porté sur l'activation de feuilles avec divers seuils de réaction. Il ne s'agit donc plus d'une mesure directe, où l'information est disponible durant le fonctionnement de l'installation, mais d'une mesure indirecte, nécessitant un post-traitement assez important pour déterminer l'activité des échantillons introduits dans le cœur. En d'autres termes, cette technique expérimentale se compose de deux phases distinctes, qui sont l'irradiation dans le cœur du réacteur et le comptage de la radioactivité γ résultante à l'aide de détecteurs. Comme cette méthode de mesure se base sur les réactions nucléaires induites par les neutrons, elle est complètement indépendante d'un quelconque bruit de fond (les réactions (γ,n) et (γ,fis) étant négligeables). Cependant, une difficulté importante pour la mise en place de la mesure du spectre est de choisir une liste de matériaux (et donc de réactions nucléaires) adaptée au système étudié, c'est-à-dire avec des seuils de réaction aussi bien échelonnés que possible entre 500keV et 15MeV. De plus, la qualité de l'ajustement du spectre à partir de ces différents taux de réaction (à l'aide d'un code de calcul), est étroitement liée à la bonne prise en compte des multiples corrections et incertitudes. Des informations détaillées sur la mise en place de cette technique expérimentale sont données dans les paragraphes suivants. Toutefois, il est déjà possible de mentionner plusieurs avantages et apports de ces mesures d'activation par rapport aux autres techniques présentées et par rapport aux mesures de taux de fission déjà planifiées dans le cadre du programme MUSE4 :

- i. L'activation de diverses feuilles à seuil de réaction ne permet pas uniquement d'obtenir le spectre neutronique par ajustement numérique des activités saturées, mais également et surtout, elle fournit de multiples valeurs intégrales de taux de réaction avec des incertitudes réduites. Ainsi, un nombre important d'indices de spectre expérimentaux peuvent être déduits et interprétés.
- ii. Les mesures d'activation d'échantillon conduisent également à l'obtention de valeurs absolues. Bien sûr, ces résultats expérimentaux sont entachés d'une incertitude plus grande, car ils dépendent de la connaissance du niveau de puissance du système durant l'irradiation. Selon les mesures effectuées à l'aide de chambres à fission absolues et de calculs de normalisation [tho], cette incertitude se situe entre 5 et 10%.
- iii. L'utilisation, lors des irradiations, de matériaux "exotiques" (uranium, thorium, neptunium, ...) donne aussi accès à des indices de spectre qui interviennent dans le calcul des taux de transmutation pour un spectre rapide. Ce genre d'investigations permet une meilleure exploitation des irradiations envisagées.
- iv. Ces mesures d'activation présentent également une excellente complémentarité avec les traverses de taux de fission déjà envisagées par le CEA. Cependant, les échantillons irradiés vont conduire à une analyse spectrale plus fine grâce à la gamme étendue des seuils de réaction couverte par les différents matériaux.

Ainsi, pour étudier les variations spectrales des différentes configurations MUSE4, le choix de la technique d'activation de feuilles à seuil de réaction, est conforté par les apports complémentaires précités. Les paragraphes suivants vont décrire les différents aspects étudiés pour la réalisation de la campagne expérimentale, amenant à la présentation des résultats expérimentaux au point 4.5.

4.2 NOTIONS THEORIQUES

Cette section fournit les bases théoriques afin de déterminer les activités absolues des échantillons irradiés. De plus, l'obtention d'un spectre neutronique à partir de différentes activités provenant de réactions à seuil est évoquée en présentant le code servant à l'ajustement.

4.2.1 L'ACTIVITE DES ECHANTILLONS

L'historique de l'activité d'une feuille est schématisé sur la figure 4.1. Deux comportements distincts sont à mettre en évidence. Tout d'abord, l'échantillon est irradié dans le réacteur entre t_0 et t_1 , faisant apparaître, par réaction neutronique, l'isotope radioactif, émetteur γ . Après irradiation, l'isotope ainsi formé décroît selon sa période caractéristique.

La variation du nombre de noyaux activés entre le temps t_0 et t_1 est donnée par :

$$\frac{dN^*(t)}{dt} = \sigma_{\text{reaction}} \cdot \phi \cdot N_{t_0} - \lambda \cdot N^*(t) - \sigma_{\text{abs}} \cdot \phi \cdot N^*(t) \quad \text{pour } t_0 < t < t_1 \quad (4.2)$$

avec :

$N^*(t)$ le nombre de noyaux activés de l'échantillon,

N_{t_0} le nombre de noyaux initiaux de l'échantillon,

σ_{reaction} la section efficace microscopique de la réaction considérée,

ϕ le flux neutronique,

λ la constante de décroissance de l'isotope radioactif,

et σ_{abs} la section efficace microscopique d'absorption.

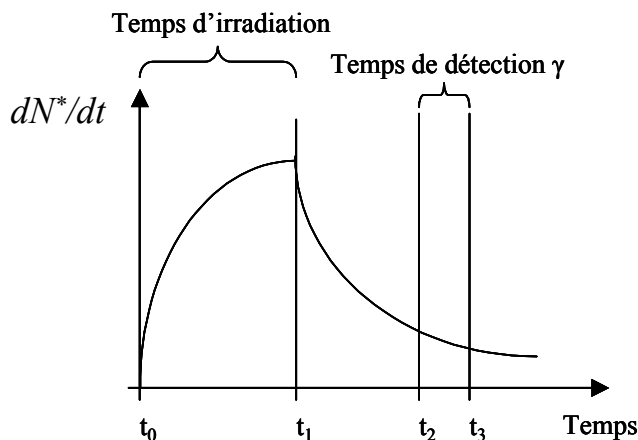


Figure 4.1 : Historique de l'activité γ de l'isotope considéré

L'équation (4.2) indique que la variation du nombre de noyaux activés est égale à la production de ces noyaux à travers la réaction souhaitée, à laquelle il faut soustraire les noyaux qui ont disparu par décroissance d'une part, et ceux qui ne sont plus présents, car ils ont à nouveau interagi avec les neutrons. Toutefois, dans nos conditions de fonctionnement, on sait que $\lambda \gg \sigma_{abs} \cdot \phi$ est l'équation devient alors :

$$\frac{dN^*(t)}{dt} = \sigma_{reaction} \cdot \phi \cdot N_{t_0} - \lambda \cdot N^*(t) \quad \text{pour } t_0 < t < t_1 \quad (4.3)$$

Après le temps t_1 , le comportement de l'activité ne dépend plus que de la constante de décroissance. On a alors :

$$\frac{dN^*(t)}{dt} = -\lambda \cdot N^*(t) \quad \text{pour } t_1 > t \quad (4.4)$$

En résolvant les équations (4.3) et (4.4), et en les combinant, on obtient finalement :

$$N^*(t) = \frac{\sigma_{reaction} \cdot \phi \cdot N_0}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_1}) \cdot e^{-\lambda \cdot (t-t_1)} \quad \text{pour } t > t_1 \text{ et avec } t_0 = 0 \quad (4.5)$$

Dès lors, l'expression de l'activité, qui est généralement donnée en Bq, est simplement :

$$A(t) = \sigma_{reaction} \cdot \phi \cdot N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_1}) \cdot e^{-\lambda \cdot (t-t_1)} \quad \text{pour } t > t_1 \text{ et avec } t_0 = 0 \quad (4.6)$$

En pratique, l'objectif est de connaître A au temps t_1 , afin de pouvoir remonter à l'activité saturée (voir dans la suite). En pratique, on détermine $A(t_1)$, en comptant les γ à l'aide d'un détecteur entre les temps t_2 et t_3 . On a alors :

$$N_{mesuré}^* = f \cdot (N^*(t_2) - N^*(t_3)) = f \cdot N^*(t_1) \cdot (e^{-\lambda \cdot (t_2-t_1)} - e^{-\lambda \cdot (t_3-t_1)}) \quad (4.7)$$

avec :

$N_{mesuré}^*$ le nombre de coups détectés sous le pic γ considéré,
et f le facteur d'efficacité totale du système de comptage γ .

Le facteur f comprend de nombreuses composantes dont la probabilité d'émission du γ compté, les phénomènes d'autoabsorption dans l'échantillon et l'efficacité propre du détecteur. Ces différentes corrections sont exposées au point 4.4.

De l'équation (4.7), on voit qu'il est possible de déterminer $N^*(t_1)$ et donc également $A(t_1)$. Cette activité n'est pas directement comparable avec des calculs de taux de réaction, car elle reste dépendante du temps d'irradiation. Pour se soustraire à cette contrainte expérimentale, il faut déterminer l'activité saturée. Cette dernière correspond à l'activité obtenue si l'irradiation avait duré un temps infini. Elle est donc donnée par :

$$A(t_1)_{saturée} = \frac{A(t_1)}{1 - e^{-\lambda t_1}} \quad (4.8)$$

La valeur de $A(t_1)_{saturée}$ correspond parfaitement au taux de réaction intégral accessible numériquement, en tenant compte de la masse de l'échantillon et du niveau de puissance du système. Généralement l'activité saturée est exprimée pour 1mg du matériau d'intérêt de l'échantillon (par exemple pour 1mg de Fe^{56} si l'on souhaite étudier la réaction $Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$ en plaçant un échantillon de fer naturel très pur). Ainsi, on voit qu'il existe deux modes d'interprétation de ces activités massiques saturées : soit on fait un indice de réaction pour se soustraire de la dépendance du niveau de puissance du cœur, soit on compare les valeurs en absolu, mais pour cela une détermination précise de la puissance est requise.

Ce qui a été dit précédemment est valable pour la grande majorité des échantillons irradiés dans le cadre de cette étude. Toutefois, l'analyse de la réaction de fission d'échantillons fissiles ou fertiles a nécessité des investigations supplémentaires. Prenons comme exemple l' U^{235} . La fission de l' U^{235} engendre de multiples produits de fission, qui sont distribués selon la courbe bien connue à deux bosses.

Dans notre cas, c'est par l'étude de la production du Ba^{140} , que le taux de fission va être obtenu. Ainsi, la réaction d'importance est $U^{235}(n,fis)Ba^{140}$. Le Ba^{140} n'émet malheureusement pas de rayonnement γ lors de sa désintégration β . Par contre, la détermination de son activité peut se faire de manière différente. On constate que le La^{140} , qui résulte de la désintégration β du Ba^{140} , émet un γ qu'il est possible de compter. De plus, le tableau 4.1 montre que le rendement indépendant du La^{140} est très faible par rapport à celui du Ba^{140} (~0.3%). En d'autres termes, le La^{140} ne peut apparaître dans l'échantillon qu'à partir de la décroissance β du Ba^{140} . De plus, comme la période de la désintégration β du La^{140} ($T_{1/2} = 40.272$ heures) est beaucoup plus faible que celle du Ba^{140} ($T_{1/2} = 12.75$ jours), un équilibre s'établit et les γ émis suivent la période du Ba^{140} . La détermination de cet équilibre est obtenue en réalisant un calcul à l'aide du code d'activation FISPACT [fot]. Le résultat, qui est présenté sur la figure 4.2, montre qu'il est impératif d'attendre environ 12-14 jours après l'irradiation pour déboucher sur un comportement exclusivement dépendant de la période du Ba^{140} .

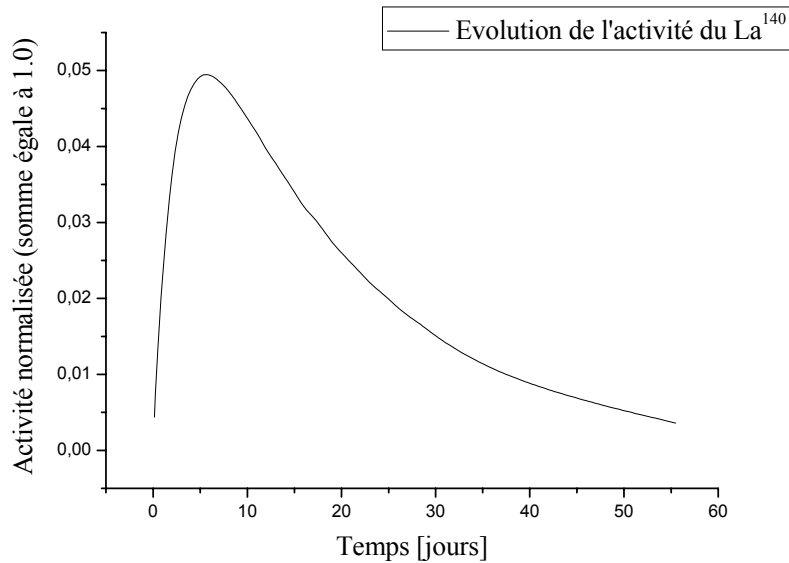


Figure 4.2 : Evolution de la production de La^{140} à partir de la désintégration du Ba^{140} calculée avec le logiciel FISPACT

En conclusion, toutes les conditions sont réunies pour pouvoir déterminer l'activité du Ba^{140} en comptabilisant les rayons γ émis lors de la désintégration β du La^{140} . A partir de là, l'obtention de l'activité saturée du Ba^{140} découle aussi de l'équation (4.8).

Tableau 4.1 : Rendements de fission indépendants et cumulés de certains isotopes provenant de la bibliothèque JEF-2.2 (pour un spectre rapide (400keV))

Isotope	Rendement indépendant	Incertitude absolue
La^{140}	1.22e-5	$\pm 6.94e-6$
Ba^{140}	3.73e-3	$\pm 2.03e-3$
Cs^{140}	2.93e-2	$\pm 8.12e-3$
Xe^{140}	2.42e-2	$\pm 7.89e-3$
I^{140}	6.17e-4	$\pm 3.48e-4$
Isotope	Rendement cumulé	Incertitude absolue
Ba^{140}	5.78e-2	$\pm 5.73e-4$

Maintenant que l'activité saturée du Ba^{140} est connue, le taux de fission d' U^{235} peut-être obtenu en utilisant les rendements de fission adaptés. Le Ba^{140} , présent dans l'échantillon d'uranium, provient, d'une part, directement de la fission, et, d'autre part, des désintégrations β du I^{140} , du Xe^{140} et du Cs^{140} . Comme la période de ces 3 derniers éléments est très courte (de l'ordre de quelques secondes), il est certain qu'au moment du comptage γ toutes ces composantes de production de Ba^{140} sont à prendre en considération. D'ailleurs, les différentes contributions sont mentionnées dans le tableau 4.1, et elles montrent l'importance de l'apparition du Ba^{140} par la désintégration β de ces autres isotopes (essentiellement le Cs^{140} et le Xe^{140}). Ainsi, le taux de fission d' U^{235} , associé à une puissance fixée du réacteur, peut être obtenu selon la formule suivante :

$$F_{U^{235}} = \frac{A(t_1)_{saturée}^{Ba^{140}}}{\eta_c} \quad (4.9)$$

avec :

$F_{U^{235}}$ le taux de fission d' U^{235} de l'échantillon pour une puissance fixée du système,

$A(t_1)_{saturée}^{Ba^{140}}$ l'activité saturée du Ba^{140} produit dans l'échantillon,

et η_c le rendement de fission cumulé du Ba^{140} .

Bien évidemment, d'autres corrections peuvent intervenir, par exemple en fonction de l'enrichissement de l'échantillon (apparition de fissions d' U^{238} indésirables). Cela est traité au point 4.4.

Pour l'obtention de taux de fission absolus, il faut remarquer que les incertitudes associées aux rendements de fission peuvent être significatives, créant une incertitude supplémentaire à prendre en compte. Pour remédier à cette dépendance aux données nucléaires, des indices de taux de fission vont être également obtenus et interprétés.

4.2.2 L'OBTENTION D'UN SPECTRE NEUTRONIQUE AJUSTE : LE CODE STAY'SL

A partir de l'activation de plusieurs matériaux à seuil de réaction différents, il est possible d'obtenir un ajustement du spectre neutronique. A nouveau, cette déconvolution basée sur l'ensemble d'équations (4.10) n'est envisageable qu'à partir de la connaissance des valeurs expérimentales des activités massiques saturées des échantillons, et cela pour une puissance déterminée.

$$A_i = N_{oi} \int_{E_{si}}^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \phi(E) dE \quad \text{pour } i = 1, \dots, M \quad (4.10)$$

avec :

M le nombre de réactions considérées,

A_i l'activité liée à la réaction i ,

E_{si} le seuil de la réaction i

N_{oi} le nombre d'atomes cibles,

σ_i la section efficace microscopique de la réaction i ,

et $\phi(E)$ le spectre neutronique.

La recombinaison du spectre neutronique est réalisée à l'aide d'un code de calcul. Dans le cadre de cette étude, c'est le code STAY'SL [orn], développé à Oak Ridge, qui a été utilisé. D'autres codes existent, comme SAND-II [orn2], mais leur utilisation ne permet pas toujours une prise en compte des incertitudes et des covariances.

En effet, le fonctionnement du code STAY'SL a besoin comme données d'entrée, bien évidemment, d'un spectre initial estimé, des sections efficaces des réactions considérées et des activités saturées, mais surtout de leur matrice de variance/covariance respective. Ces matrices de variance/covariance (voir annexe B, paragraphe 3.2) prennent en compte les incertitudes associées à chaque valeur individuelle (par exemple l'incertitude liée à chaque activité saturée), mais elles considèrent les corrélations possibles entre les différentes valeurs (par exemple, une forte corrélation existe entre les

incertitudes de deux activités saturées obtenues expérimentalement à partir d'un comptage de γ d'énergie très voisine). La bonne description de ces matrices de variance/covariance constitue d'ailleurs l'aspect le plus sensible de la recombinaison, car elles fixent les marges de manœuvre pour l'ajustement du spectre initial.

Le code STAY'SL fournit une solution par une méthode des moindres carrés. De manière succincte, la première étape du calcul consiste à déterminer les taux de réaction correspondants aux mesures à partir du spectre initial et des sections efficaces. A ce stade, le code détermine aussi la matrice de variance/covariance associée aux taux calculés. Dès lors, la procédure d'ajustement du spectre s'efforce de minimiser la fonction χ^2 suivante :

$$\chi^2 = (A^{ex} - A^{ca})^t \cdot (\Gamma_{A^{ex}} + \Gamma_{A^{ca}})^{-1} \cdot (A^{ex} - A^{ca}) \quad (4.11)$$

avec :

A^{ex} le vecteur dont les éléments $\{a_i^{ex}\}$ sont les différents taux de réactions expérimentaux,

A^{ca} le vecteur dont les éléments $\{a_i^{ca}\}$ sont les différents taux de réactions calculés,

$\Gamma_{A^{ex}}$ la matrice de variance/covariance associée aux activités mesurées,

et $\Gamma_{A^{ca}}$ la matrice de variance/covariance associée aux activités calculées.

La minimisation de la fonction χ^2 amène le code à définir des taux de réactions (ou activités saturées) ajustées, l'ensemble de ces valeurs n'étant obtenu que par un couple unique de sections efficaces et de spectre neutronique. Ce spectre neutronique modifié (mais unique) constitue dans notre cas l'objectif recherché.

Ainsi, le spectre obtenu n'est pas à considérer pleinement comme un spectre expérimental. De ce point de vue, il est plus juste de parler d'ajustement que de déconvolution. Toutefois, comme ce spectre résulte d'un processus itératif d'optimisation, qui tient compte des taux expérimentaux et calculés, il peut être vu comme un spectre neutronique de référence. Dans ce sens, sa comparaison avec les spectres calculés directement par les codes neutroniques (stochastiques ou déterministes), fournit des indications sur les groupes énergétiques qui ont subi les plus fortes modifications. Ainsi, des zones énergétiques de grande sensibilité peuvent être identifiées. Les différents spectres obtenus par ajustement sont discutés et donnés dans le paragraphe 5.7.

4.3 PLANIFICATION DES MESURES D'ACTIVATION DE FEUILLES

La mise au point des mesures d'activation est exposée dans cette section. Il s'agit aussi bien de présenter des aspects pratiques comme le développement du dispositif expérimental ou des critères physiques comme la position des échantillons ou la stratégie adoptée pour irradier tout l'éventail des réactions choisis.

4.3.1 CHOIX DES ECHANTILLONS ET DE LEUR EMPLACEMENT DANS LE SYSTEME

Le choix des échantillons résulte de la prise en compte de plusieurs facteurs. Tout d'abord, l'objectif initial, lié aux études des variations du spectre neutronique rapide, impose d'utiliser des feuilles avec des seuils de réaction bien étalés entre 500keV et 15MeV. Pour cela, plus d'une dizaine de réactions

sont requises. De plus, il est également intéressant de considérer certaines réactions sans seuil afin de pouvoir étudier les différences de comportement dans le cœur pour ces deux types de taux. Initialement, plus de 25 réactions ont été considérées. Cependant, sur la base d'une étude effectuée en utilisant le code stochastique MCNP [ply5], seules les réactions exposées au tableau 4.2 ont été retenues. L'analyse réalisée a permis d'identifier les réactions les plus adéquates, en fonction principalement, de l'importance de la section efficace considérée et de la période de décroissance de l'isotope radioactif produit (émetteur γ).

Tableau 4.2 : Liste des dosimètres utilisés durant la campagne expérimentale d'activation dans les configurations MUSE4

Réaction	Seuil [MeV]	γ émis [keV]	Réaction	Seuil [MeV]	γ émis [keV]
In ¹¹⁵ (n, γ)	Inexistant	1097	Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	811
Co ⁵⁹ (n, γ)	Inexistant	1137	Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	1346
Th ²³² (n, γ)	Inexistant	312	Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	834
Zn ⁶⁴ (n, γ)	Inexistant	1115	Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	847
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	Inexistant	412	Mg ²⁴ (n,p)	6.8	1369
U ²³⁵ (n,fis)	Inexistant	1596 (La ¹⁴⁰)	Pb ²⁰⁴ (n,2n)	~7	279
Np ²³⁷ (n, γ)	Inexistant	984	Th ²³² (n,2n)	~7	84
Np ²³⁷ (n,fis)	0.7	1596 (La ¹⁴⁰)	Al ²⁷ (n, α)	7.2	1369
Th ²³² (n,fis)	~1	1596 (La ¹⁴⁰)	Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	935
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	336	V ⁵¹ (n, α)	11.5	984
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	1099	Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	1378

Comme mentionné précédemment, les échantillons fissiles existaient déjà, et, par conséquent, leurs dimensions n'ont pas pu être choisies. Pour les réactions liées au neptunium, l'échantillon est constitué de 9 sphères de NpO₂ d'un diamètre de 0.8mm contenues dans une boîte en titane. Pour l'uranium, il s'agit d'une feuille en forme de disque d'uranium enrichie à 93% d'un diamètre de 7.5mm pour une épaisseur de 0.1mm, alors que l'échantillon de thorium est aussi une feuille en forme de disque, mais d'un diamètre de 9mm pour une épaisseur de 0.25mm. Pour tous les autres échantillons (non-fissiles), une forme identique a été choisie (disque d'un diamètre de 9mm et une épaisseur de 0.25mm). Si le diamètre était dicté par les dimensions des tiges de support (cf. 4.3.2), le choix de l'épaisseur résulte d'un compromis entre l'obtention d'une bonne activité et la réduction des effets d'autoprotection (même lors d'une mise en paquet).

Etant donné l'interprétation complète de nos mesures d'activation au chapitre 5, il n'est pas nécessaire d'exposer ici en détail les calculs numériques, qui ont conduit au choix des emplacements retenus [ply6]. Ainsi, les positions préférentielles d'étude sont présentées à la figure 4.3, et leur justification est résumée ici :

- i. Position 1 : Ce point va souvent être pris comme point de normalisation car il se situe dans une zone peu perturbée, généralement bien simulée par les schémas de calcul.
- ii. Position 2 : Ce point représente la position la plus proche possible de la source externe. Il va permettre d'avoir une indication directe sur l'influence de la source externe. De plus, comme il se trouve dans une région de plomb, l'effet de ralentissement (réaction (n,n')) et de multiplication de celui-ci (réaction (n,2n)) va pouvoir être mis en évidence.

- iii. Positions 3 et 4 : Ces deux emplacements vont permettre de quantifier l'effet de l'anisotropie nord/sud du cœur due à la région de plomb et à la présence du canal de l'accélérateur.
- iv. Position 5 : Ce point se situe à nouveau proche de la zone de plomb, mais à une distance plus éloignée de la source externe. Ainsi, il va à nouveau pouvoir être possible d'analyser l'effet du plomb, et aussi de la zone d'impact de la source externe.
- v. Position 6 : Ce point est plus éloigné du centre, mais se situe très proche du canal vide de l'accélérateur. Ainsi, des effets de fuite vont être étudiés.
- vi. Position A : Cet emplacement se trouve dans le réflecteur permettant l'analyse de l'effet de ralentissement de ce dernier.
- vii. Positions B, C et D : Ces positions complètent la position A afin de fournir des indications sur la variation du spectre le long de l'axe est/ouest.

Il faut mentionner que les positions A, B, C et D ont été utilisées pour activer les échantillons fissiles et le plomb (l'isotope Pb^{204}) alors que les emplacements 1 à 6 ont servi à l'irradiation de tous les autres échantillons. Par conséquent, les points d'investigations A à D sont à considérer pour l'étude de taux de réaction particuliers alors que les autres positions servent à une étude fine du spectre neutronique. Notons qu'une position 7 a parfois été utilisée pour vérifier la symétrie ouest/est du système (en comparaison avec la position 1).

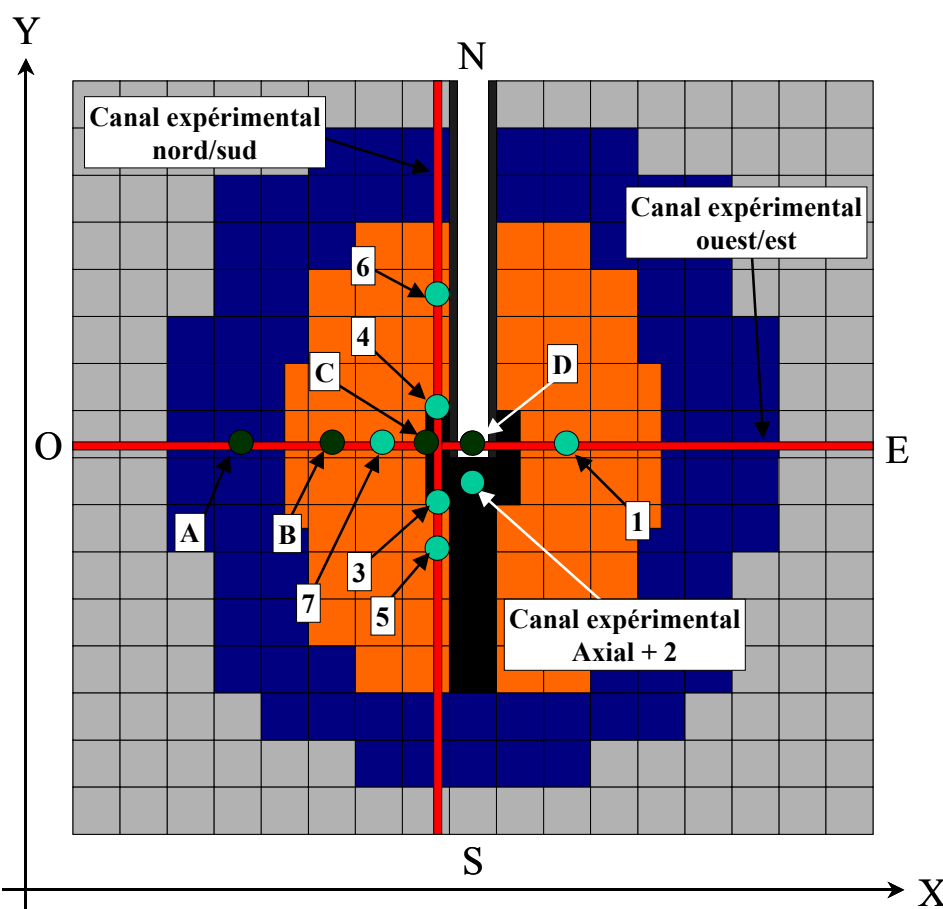


Figure 4.3 : Coupe horizontale de la configuration M4CRIT avec l'indication des positions des échantillons à activer (chaque cellule carrée correspond à une maille de 10.6cm x 10.6cm)

En définissant un système de coordonnées où le point (0,0,0) est obtenu en faisant l'intersection de l'axe de symétrie, qui divise le cœur en 2 parties (ouest et est), et de l'interface plomb/canal, on peut définir les positions indiquées sur la figure 4.3 (selon z, la coordonnée 0 se situe au centre du combustible) selon le tableau 4.3.

Tableau 4.3 : Coordonnées des positions principales étudiées

Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]	Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]
1	21.2	2.1	-9.5	A	-53.0	2.1	-9.5
2	-0.6	-4.7	-0.6	B	-31.8	2.1	-9.5
3	-7.4	-10.6	-0.6	C	-10.6	2.1	-9.5
4	-7.4	10.6	-0.6	D	0.0	2.1	-9.5
5	-7.4	-21.2	-0.6				
6	-7.4	37.1	-0.6				

A noter que pour réaliser des études expérimentales spécifiques, d'autres positions ont été considérées. Ces résultats sont exposés dans la suite. Ils concernent l'évaluation de l'autoprotection des feuilles, le test de la reproductibilité d'une mesure, ainsi que la vérification de la symétrie ouest/est du cœur.

4.3.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le choix de ces mesures d'activation a également été motivé par la précieuse collaboration établie avec le laboratoire de dosimétrie de Cadarache (accrédité COFRAC). Ce laboratoire est équipé de deux chaînes de détection γ dont l'une est munie d'un passeur (possibilité de programmer une série de comptages distincts durant la nuit). Les deux diodes à disposition sont des détecteurs coaxiaux au germanium conventionnels (semiconducteurs), aussi appelés HPGe. Ils sont constitués d'un contact de type-n (porteur majoritairement de charges négatives) sur une des surfaces extérieures (épaisseur $\sim 0.5\text{mm}$), et d'un contact de type-p (porteur majoritairement de charges positives) pour l'autre surface externe (épaisseur $\sim 0.3\mu\text{m}$). Entre les deux électrodes se trouve la zone de détection cylindrique au germanium, qui est particulièrement sensible aux rayons X et aux rayons γ . Le volume de détection n'est pas identique pour les deux diodes ($\sim 110\text{cm}^3$ pour le détecteur avec passeur et 70cm^3 pour l'autre détecteur) modifiant leur efficacité respective. Comme un champ électrique est appliqué à la zone de détection, lorsqu'un photon interagit avec le matériau dans la zone interne, des électrons (et positrons) sont créés et accélérés aux électrodes p et n. La charge ainsi collectée est proportionnelle à l'énergie du photon avant l'interaction. Elle est convertie en une impulsion à l'aide d'un préamplificateur. Ce signal passe encore par un amplificateur (voire un discriminateur pour éliminer le bruit de fond) avant d'être traité par un logiciel informatique. Ce dernier représente toutes les impulsions en fonction de leur intensité respective, ce qui conduit à définir le spectre γ lié à notre échantillon irradié. La résolution du spectre, accessible à l'aide d'un détecteur germanium, est très fine, de l'ordre de 1-2 keV, ce qui permet une excellente séparation des différents pics γ . Ce type de détecteur est souvent utilisé en mode refroidi (avec de l'azote liquide) afin de limiter les perturbations liées à l'agitation thermique. Ce principe de détection impose une prise en considération de plusieurs facteurs correctifs, comme nous le verrons par la suite.

D'un point de vue pratique, mentionnons enfin que les deux détecteurs n'ont pas toujours été disponibles simultanément durant la campagne expérimentale en raison de certains problèmes techniques.

Si le dispositif expérimental pour le post-traitement des échantillons (comptage de l'activité γ) était déjà existant à Cadarache, un système pour introduire les échantillons à irradier a dû être réalisé. La contrainte liée aux dimensions des canaux expérimentaux du réacteur MASURCA, nous a amené à imaginer des cannes de support d'environ 3 mètres de long (pour atteindre le centre du cœur) et de section de 10mm x 10mm. Ces tiges de support ont été réalisées à l'atelier mécanique de l'EPFL, en choisissant l'aluminium comme matériau pour limiter les perturbations locales (les sections efficaces neutroniques d'interaction avec l'aluminium sont faibles). Une photo de ce dispositif est donnée à la figure 4.4.

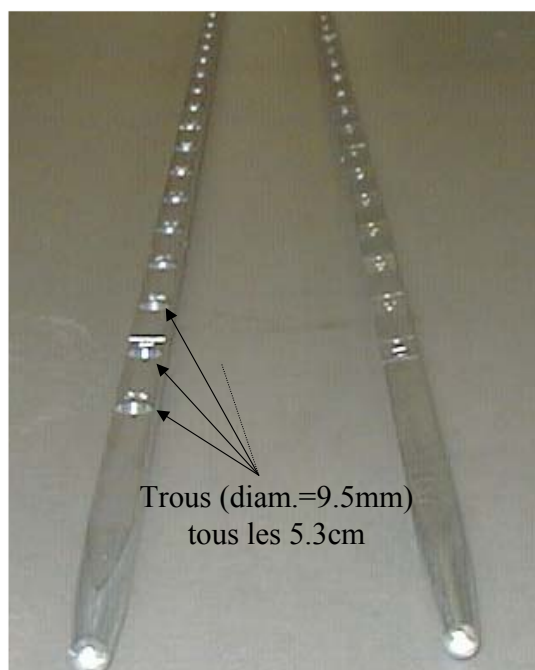


Figure 4.4 : Dispositif de support pour introduire les échantillons à irradier dans le réacteur MASURCA

La figure 4.4 nous montre les trous de 9.5mm de diamètre qui ont été fait le long de la tige pour permettre l'introduction des feuilles à irradier. Le pas entre les différents trous a été fixé à 5.3cm afin de pouvoir suivre le pas du réseau des assemblages MASURCA (10.6cm). Au total, 4 cannes de support ont été réalisées afin de pouvoir utiliser différents canaux expérimentaux durant une même irradiation.

A propos de l'acquisition des échantillons à irradier, les matériaux non-fissiles ont pu être facilement obtenus soit auprès des sociétés AlfaAesar et Goodfellow, soit dans les stocks existants de l'EPFL et de Cadarache, mais, dans tous les cas, en exigeant un haut niveau de pureté. Pour les échantillons fissiles, seul le stock existant de Cadarache fut exploitable à cause des difficultés liées au transport des matériaux fissiles.

Enfin, il est aussi fondamental de disposer d'un bon dispositif pour permettre un suivi précis du déroulement (stabilité et durée) et du niveau de puissance des irradiations. Pour ce faire, à chaque irradiation entre 5 et 10 moniteurs, qui sont toujours présents dans le système, sont utilisés. Ce sont essentiellement des chambres à fission à dépôt d' U^{235} . L'acquisition en mode MCS (nombre de coups en fonction du temps) permet notamment la détermination exacte de la durée de l'irradiation. Pour avoir une information sur le niveau de puissance, une chambre à fission calibrée est employée. Elle est toujours placée à la même position pour toutes les configurations. Il s'agit de l'emplacement ($x=20.6\text{cm}$, $y=-5.9\text{cm}$, $z=0.0\text{cm}$) qui est proche de la position 1 de la figure 4.3. Ce choix a été fait pour éviter les perturbations liées aux hétérogénéités centrales. De manière précise, pour les irradiations 2 et 3 (puissance $> 1\text{kW}$), c'est un dépôt d' Am^{243} qui fut utilisé, alors que pour les autres irradiations un dépôt d' U^{235} fut adéquat (pas de saturation). Plus de détails sur le suivi et la normalisation des irradiations sont donnés au point 4.4.1.

4.3.3 STRATEGIE ADOPTEE POUR L'ACTIVATION

En fonction du déroulement du programme expérimental MUSE4 et du niveau de puissance accessible par les différentes configurations, des irradiations ont été effectuées pour les systèmes suivants :

- i. Configuration critique (M4CRIT)
- ii. Configuration sous-critique M4SC0 avec la source DD (M4SC0+DD)
- iii. Configuration sous-critique M4SC0 avec la source DT (M4SC0+DT)
- iv. Configuration sous-critique M4SC2 avec la source DT (M4SC2+DT)

Ainsi, la configuration M4SC3, fortement sous-critique, n'a pas été étudiée. De plus, afin d'obtenir une statistique adéquate pour le comptage de l'activité de tous nos échantillons, il a été nécessaire d'effectuer plusieurs irradiations avec pour chacune d'elles un nombre restreint de feuilles introduites. En effet, étant donné les deux chaînes de détection γ disponibles, il n'est possible de comptabiliser l'activité que de deux échantillons à la fois. Dans ce sens, il a aussi été judicieux de regrouper les feuilles à courte période pour effectuer des irradiations moins longues. De manière générale, le but était d'obtenir au moment du comptage γ au moins 10'000 coups sous le pic considéré, ce qui fut facilement le cas pour la majorité de nos échantillons. Au total, la campagne expérimentale s'est composée de 13 irradiations distinctes (+ une irradiation test en début de campagne) avec en moyenne une trentaine d'échantillons activés, selon la chronologie suivante :

- i. *Irradiation 1* : Configuration M4CRIT (17/09/2001)
Activation d'indium, de fer et d'uranium.
- ii. *Irradiation 2* : Configuration M4CRIT (09/10/2001)
Activation de nickel, de niobium, de cobalt, de fer, de zinc, de vanadium et de plomb.
- iii. *Irradiation 3* : Configuration M4CRIT (14/03/2002)
Activation de nickel, d'aluminium, de magnésium et de thorium.
- iv. *Irradiation 4* : Configuration M4CRIT (19/03/2002)
Activation d'indium, de zinc, d'or, de fer et de neptunium.
- v. *Irradiation 5* : Configuration M4CRIT (25/06/2002)
Activation de magnésium, d'or, de cobalt et d'uranium.

- vi. *Irradiation 6* : Configuration M4SC0+DD (24/10/2002)
Activation d'indium et de neptunium.
- vii. *Irradiation 7* : Configuration M4SC0+DD (13/11/2002)
Activation d'indium et d'or.
- viii. *Irradiation 8* : Configuration M4SC0+DT (05/02/2003)
Activation de nickel, de magnésium, de niobium et de plomb.
- ix. *Irradiation 9* : Configuration M4SC0+DT (19/02/2003)
Activation de vanadium, d'indium, de nickel et d'uranium.
- x. *Irradiation 10* : Configuration M4SC0+DT (04/03/2003)
Activation de nickel, d'indium, d'or, d'aluminium et de thorium.
- xi. *Irradiation 11* : Configuration M4SC0+DT (11/03/2003)
Activation d'indium, de nickel, de cobalt, de fer, de vanadium, de zinc et de neptunium.
- xii. *Irradiation 12* : Configuration M4SC2+DT (09/04/2003)
Activation d'indium de magnésium et de nickel.
- xiii. *Irradiation 13* : Configuration M4SC2+DT (15/04/2003)
Activation de nickel, d'indium, de vanadium d'aluminium de fer et d'or.

Ainsi, on constate que 5 irradiations ont eu lieu dans la configuration M4CRIT, 2 dans le système M4SC0+DD, 4 dans M4SC0+DT et 2 dans M4SC2+DT. Cette répartition a plusieurs explications. Tout d'abord, le faible niveau de puissance des configurations M4SC0+DD et M4SC2+DT ne permet pas l'activation adéquate de tous les échantillons. Il était donc inutile de vouloir activer toutes les différentes feuilles. Ensuite, pour la configuration M4SC0+DT tous les échantillons ont pu être activés dans les positions définies dans la figure 4.3, mais pour cela la durée nécessaire des irradiations se situait autour de 7 heures (1 journée d'exploitation du réacteur). Enfin, dans la configuration M4CRIT l'avantage fut de pouvoir ajuster la puissance du cœur en fonction des feuilles introduites. Cette souplesse nous a conduit à réaliser une irradiation supplémentaire dans cette configuration pour étudier de manière expérimentale les effets d'autoprotection des feuilles (cf. 4.4.2).

4.4 DETERMINATION DES CORRECTIONS ET DES INCERTITUDES

La détermination des activités saturées expérimentales d'échantillons fait l'objet de nombreuses corrections et incertitudes provenant, soit du déroulement de l'irradiation dans le réacteur, soit du comptage γ dans le détecteur HPGe. Il est essentiel de bien prendre en compte tous les phénomènes de perturbations, comme par exemple l'autoabsorption des γ ou les corrections géométriques, afin de fournir des résultats expérimentaux de qualité parfaitement satisfaisante. C'est l'objectif de ce paragraphe.

4.4.1 SUIVI ET NORMALISATION DES IRRADIATIONS

La normalisation des différentes activations dépend principalement des conditions de fonctionnement de l'installation. Ainsi, grâce aux moniteurs, qui mémorisent tout l'historique de l'irradiation, il est possible, d'une part, d'estimer l'impact des réactions qui se sont produites hors stabilité, et d'autre part, d'établir des facteurs de normalisation entre diverses irradiations d'une même configuration.

Pour avoir une indication sur le niveau de puissance, il faut se référer à la chambre à fission absolue. L'historique de toutes les irradiations est donné dans l'annexe G au paragraphe 1.1.

Pour illustrer la correction associée à l'historique d'une irradiation, la figure 4.5 expose le suivi de l'irradiation 8 et la situation idéale correspondante. La transformation de l'historique de l'irradiation en une marche rectangulaire parfaite est réalisée en gardant l'aire sous la courbe constante. Pour cela, il suffit de fixer la hauteur de la marche (taux de comptage moyen pendant les périodes de stabilité) et ensuite d'augmenter la durée de l'irradiation pour prendre en compte l'effet d'activation hors des périodes de stabilité.

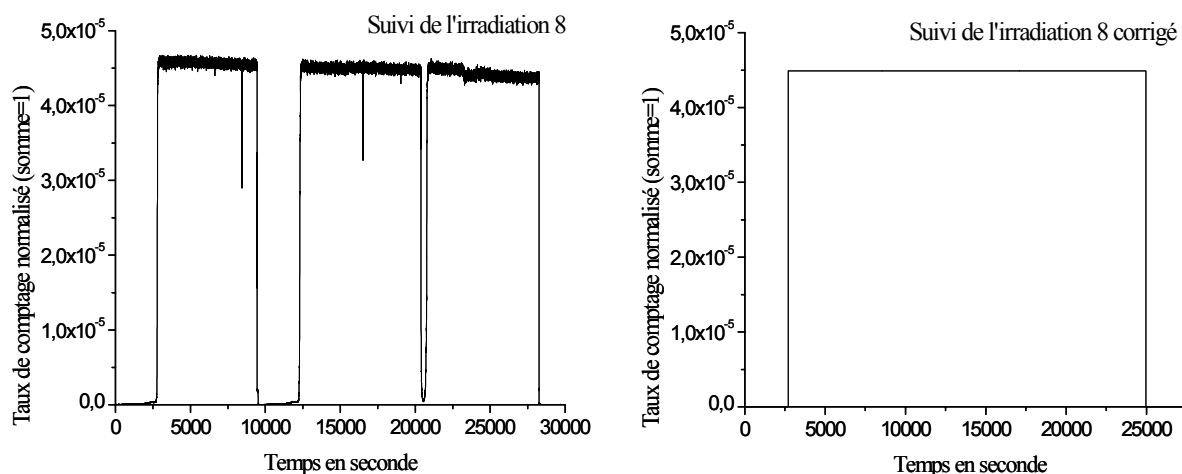


Figure 4.5 : Ajustement des irradiations en une marche parfaite

Cette correction est quantifiée grâce à l'information de tous les moniteurs utilisés dans le système, cela conduit d'ailleurs à une incertitude raisonnable ($<0.1\%$). Les durées corrigées sont données dans le tableau 4.4 (à noter que la durée réelle correspond à la somme des périodes de stabilité). Elles ont été utilisées pour déterminer les activités saturées de nos échantillons.

Tableau 4.4 : Durée corrigée des différentes irradiations obtenue à l'aide de l'information des moniteurs (moyenne)

Irradiation	Durée réelle (= somme des périodes de stabilité) [sec]	Durée corrigée (durée réelle + prise en compte de l'activation hors stabilité) [sec]	Irradiation	Durée réelle (= somme des périodes de stabilité) [sec]	Durée corrigée (durée réelle + prise en compte de l'activation hors stabilité) [sec]
Irradiation 1	5473	5525	Irradiation 8	22098	22272
Irradiation 2	21656	21726	Irradiation 9	20123	20329
Irradiation 3	12580	12755	Irradiation 10	20940	21256
Irradiation 4	7260	7411	Irradiation 11	22230	22277
Irradiation 5	18136	18507	Irradiation 12	23273	23321
Irradiation 6	21836	22543	Irradiation 13	24668	26604
Irradiation 7	24148	24531			

La prise en compte de la durée corrigée est suffisante pour la majorité des irradiations car la période de décroissance des échantillons est largement supérieure par rapport au temps des coupures du faisceau. Cependant, lors des irradiations 8 et 9 des coupures d'environ 1 heure sont survenues, il a donc fallu quantifier l'impact de cette perturbation par rapport au cas idéal de référence (marche rectangulaire). L'établissement de cette correction dépend du temps d'irradiation, de la période de l'élément considéré ainsi que de la durée du niveau de faible puissance. Par contre, elle est indépendante de la position de la feuille dans le système et du flux. Le tableau 4.5 montre les facteurs correctifs multiplicatifs par rapport aux activités non corrigées, qui ont été obtenus en retraçant l'historique précis de l'irradiation (à l'aide des formules décrites au point 4.2).

Tableau 4.5 : Facteurs de correction à appliquer sur l'activité dus à une période de basse puissance durant l'irradiation (irradiations 8 et 9)

Réaction	Période de décroissance [sec]	N° Irradiation	Facteur correctif
$Mg^{24}(n,p)Na^{24}$	53856	8	1.0135
$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	6119712	8	1.0001
$Nb^{93}(n,2n)Nb^{92m}$	876960	8	1.0009
$Pb^{204}(n,2n)Pb^{203}$	186732	8	1.0042
$In^{115}(n,\gamma)In^{116m}$	3240	9	1.0425
$In^{115}(n,n')In^{115m}$	16164	9	1.0523
$Zn^{64}(n,p)Cu^{64}$	45720	9	1.0227
$V^{51}(n,\alpha)Sc^{48}$	157320	9	1.0071
$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	6119712	9	1.0002

Comme attendu, ces facteurs, bien que généralement faibles, ne sont pas négligeables pour les faibles périodes de décroissance. Toutefois, ces résultats justifient également l'inutilité d'établir ces facteurs lors d'une brève coupure de l'accélérateur. Enfin, l'incertitude sur la valeur du facteur correctif ne dépend que de la précision des données tabulées des périodes de décroissance. Ces dernières sont bien connues et conduisent à une incertitude négligeable par rapport aux autres causes d'incertitude.

Ayant ramené chaque irradiation à "une marche parfaite", il est maintenant possible d'établir une normalisation entre les différentes irradiations. L'objectif est de normaliser des irradiations qui ont eu lieu dans une configuration donnée (exemple : M4CRIT). Pour cela, il suffit d'utiliser les différents taux de comptage des moniteurs (faible incertitude d'intercalibration). Par contre, s'il l'on souhaite obtenir des taux de réaction absolus, il est nécessaire d'utiliser la puissance du système, conduisant à des incertitudes plus élevées, principalement liées au fait que l'intensité de la source externe n'est connue qu'à 10% près.

Le tableau 4.6 fournit les différents facteurs de normalisation à utiliser pour étalonner les activités associées à des irradiations effectuées dans une même configuration. Ainsi, on suppose connu le niveau du flux pour l'une de ces irradiations (exemple : C_1 pour l'irradiation 1) et on détermine les facteurs de normalisation pour les autres irradiations de la même configuration (exemple : $10.61 \cdot C_1$ pour l'irradiation 2, ce qui indique que le flux était 10.61 fois plus élevé lors de cette irradiation par rapport à l'irradiation 1).

La nécessité d'effectuer plusieurs activations par configuration (à cause du nombre important de feuilles à activer) impose la détermination des facteurs de normalisation du tableau 4.6. Cependant,

l'augmentation de l'incertitude pour comparer des activités de deux irradiations différentes reste limité grâce à l'utilisation de plusieurs moniteurs. On remarque toutefois que l'établissement d'un étalonnage entre les activations de la configuration critique M4CRIT amène à une incertitude légèrement plus élevée. Cela est dû aux niveaux de puissance qui sont très différents (parfois d'un facteur > 10) et à au fait que l'emploi de tous les moniteurs n'a pas pu être possible (déplacement de certains moniteurs entre les irradiations 1 à 5).

Tableau 4.6 : Facteurs de normalisation entre les irradiations d'une même configuration établis à l'aide des moniteurs

Configuration	N° Irradiation	Facteur de normalisation	Incertitude
M4CRIT	Irradiation 1	C_1	-
M4CRIT	Irradiation 2	$10.61 * C_1$	1.5%
M4CRIT	Irradiation 3	$10.97 * C_1$	1.5%
M4CRIT	Irradiation 4	$1.43 * C_1$	1.5%
M4CRIT	Irradiation 5	$10.84 * C_1$	1.5%
M4SC0+DD	Irradiation 6	C_2	-
M4SC0+DD	Irradiation 7	$0.81 * C_2$	1.0%
M4SC0+DT	Irradiation 8	C_3	-
M4SC0+DT	Irradiation 9	$0.602 * C_3$	0.5%
M4SC0+DT	Irradiation 10	$1.014 * C_3$	0.5%
M4SC0+DT	Irradiation 11	$0.924 * C_3$	0.5%
M4SC2+DT	Irradiation 12	C_4	-
M4SC2+DT	Irradiation 13	$0.909 * C_4$	0.5%

Maintenant pour l'obtention de taux de réaction absolus, par exemple donnés en Bq/mg/Watts, il est nécessaire d'établir les niveaux de puissance des différents systèmes. Cela est donné dans le tableau 4.7, où des valeurs ont été attribuées aux constantes C_1 à C_4 du tableau 4.6. Les niveaux de puissance ont été déduits à partir de mesures réalisées à l'aide d'une chambre à fission calibrée en absolue (masse du dépôt fissile connue) que nous avons mise toujours à la même place dans chaque configuration (à proximité de la position 1 sur la figure 4.3).

Tableau 4.7 : Niveau de puissance "expérimental" des configurations lors des diverses irradiations

Configuration	Puissance	Incertitudes (1- σ)
M4CRIT	$C_1=141W$	~5%
M4SC0+DD	$C_2=0.4W$	~15%
M4SC0+DT	$C_3=37.5W$	~10%
M4SC2+DT	$C_4=7.5W$	~10%

Selon les tableaux 4.6 et 4.7, on estime, par exemple, le niveau de puissance de l'irradiation 3 à $1547 \pm 77 W$.

Cependant, la détermination précise de la puissance n'est pas aisée. En effet, elle dépend de la pureté du dépôt fissile et de calculs de l'intégrale de fission et du facteur de forme (calculs d'analogie) pour les configurations critiques, et en plus, de la connaissance de la source intrinsèque et de la source

externe pour les configurations sous-critiques. Cela conduit à une incertitude importante, qui est évaluée dans le tableau 4.7. L'importance de la source intrinsèque sur le niveau de puissance n'est significative que lorsque la source DD est utilisée, car celle-ci est beaucoup moins intense que la source DT, créant une incertitude sur le niveau de puissance plus significative dans ce système. Les incertitudes sur les sources sont expliquées dans la suite.

En conclusion, selon la méthode de réalisation des irradiations et des moyens de normalisation, l'exploitation des mesures d'activation peut être associée à 3 niveaux d'interprétation :

- i. Le premier consiste à comparer des activités saturées absolues entre différentes irradiations. Pour ce faire, il faut établir des taux de réactions absolus, qui font intervenir la connaissance du niveau de puissance des différents systèmes. Bien qu'ambitieux, ce moyen de comparaison est entaché d'une forte incertitude, et par conséquent, il ne sera pas privilégié dans la suite (cf. Chapitre 5).
- ii. Ensuite, on peut analyser des activités d'irradiations distinctes mais réalisées sur une même configuration. Dans ces conditions, il ne faut utiliser que des facteurs de normalisation, qui sont accessibles par l'utilisation de nombreux moniteurs. Cela est très profitable, car, comme nous l'avons vu, l'augmentation de l'incertitude reste faible.
- iii. Enfin, pour éviter toute incertitude systématique liée au niveau de flux du système, il suffit de comparer des activités obtenues lors d'une même irradiation.

4.4.2 QUANTIFICATION DES PHENOMENES D'AUTOPROTECTION

Afin d'obtenir des taux de réaction expérimentaux infiniment dilués, qui sont facilement accessibles numériquement, il est nécessaire de prendre en compte le phénomène d'autoprotection des feuilles lors de l'irradiation. Ce phénomène, qui se traduit par une dépression de flux dans l'échantillon, est fortement dépendant du spectre neutronique, de la section efficace de la réaction étudiée et bien évidemment des dimensions de la feuille.

La quantification de cet effet est traditionnellement obtenue numériquement. Dans notre cas, c'est en combinant un calcul ERANOS-2.0 (obtention du flux en 62 groupes d'énergie sans incertitude) avec un calcul MCNP-4C (description détaillée des feuilles) que les différents coefficients d'autoprotection ont été établis pour les différentes feuilles et en chaque position d'intérêt. Plus précisément, en utilisant un flux localisé ERANOS, deux simulations MCNP sont engagées, l'une avec la feuille modélisée et l'autre sans. Ainsi, le rapport entre les deux taux de réaction obtenus fournit le coefficient d'autoprotection désiré. Bien sûr, ce couple de calculs est à répéter pour chaque feuille considérée et en chaque position d'étude. La méthode est illustrée sur la figure 4.6.

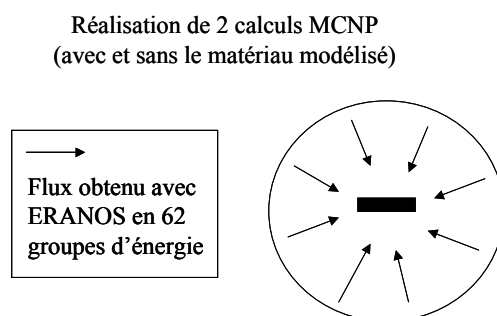


Figure 4.6 : Méthode numérique pour la quantification du phénomène d'autoprotection lié à l'épaisseur des échantillons

Même si ces coefficients découlent de résultats numériques, une validation expérimentale originale de la méthode a pu être entreprise en exploitant la symétrie ouest/est de la configuration M4CRIT. Pour ce faire, on a placé d'un côté de l'axe de symétrie une seule feuille à activer, alors que trois feuilles du même matériau se trouvaient dans la position symétrique. Le rapport de l'activité de la feuille centrale du paquet de 3 sur l'activité de la feuille unique symétrique donne une information importante de l'autoprotection liée à la réaction considérée. Le rapport expérimental obtenu est comparé avec le rapport calculé, qui découle de la méthode de simulation précitée. L'ensemble des comparaisons effectuées est donné dans le tableau 4.8.

Tableau 4.8 : Rapport d'activités pour quantifier l'importance de l'autoprotection

Positions symétriques sur l'axe est/ouest [cm]	Réaction considérée	Rapport mesuré (feuille centrale du paquet de 3 divisée par la feuille unique symétrique)	Incert. à 1- σ en %	Rapport calculé (feuille centrale du paquet de 3 divisée par la feuille unique symétrique)	Incert. à 1- σ en %
(x = ± 47.7)	In ¹¹⁵ (n, γ)	0.72	4.0	0.74	1.7
(x = ± 47.7)	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	0.73	2.5	0.68	1.3
(x = ± 37.1)	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	0.87	2.5	0.92	1.0
(x = ± 26.5)	In ¹¹⁵ (n, γ)	0.97	4.0	0.99	0.5
(x = ± 26.5)	In ¹¹⁵ (n,n')	0.99	2.0	1.00	0.4
(x = ± 15.9)	Zn ⁶⁴ (n, γ)	0.97	3.0	0.97	1.0
(x = ± 5.3)	In ¹¹⁵ (n, γ)	0.99	4.0	0.99	0.4
(x = ± 5.3)	In ¹¹⁵ (n,n')	1.02	2.0	1.00	0.4
(x = ± 5.3)	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	0.92	2.5	0.91	0.9

L'interprétation du tableau 4.8 nous conduit à faire trois remarques significatives :

- i. Les simulations engagées reproduisent de manière satisfaisante les phénomènes d'autoprotection, en considérant les incertitudes expérimentales. Ainsi, la démarche numérique couplée (ERANOS + MCNP) est justifiée.
- ii. Les phénomènes d'autoprotection ne sont pas négligeables pour toutes les réactions sans seuil. De plus, même si l'effet est plus faible au centre du cœur (x = ± 5.3), là où le spectre est plus dur, l'effet est aussi à prendre en compte.
- iii. Aucune correction n'est nécessaire pour les réactions à seuil, comme le montre l'étude de la réaction In¹¹⁵(n,n'), qui possède pourtant un seuil de réaction assez bas (~1.2 MeV). Cela était attendu, principalement par le fait que ces sections efficaces sont bien plus faibles que celles liées aux réactions sans seuil, qui possèdent des résonances épithermiques.

Cette étude comparative, nous conforte dans notre démarche de quantification des effets d'autoprotection. De plus, elle indique que seules les réactions sans seuil y sont sensibles. En d'autres termes, des coefficients d'autoprotection ont dû être déterminés pour les réactions de capture de l'or, de l'indium, du thorium, du zinc, du cobalt et du neptunium, et aussi pour la réaction de fission de l'uranium.

Les facteurs d'autoprotection par lesquels il faut multiplier l'activité "brute" pour obtenir une activité infiniment diluée sont donnés dans le tableau suivant. Les incertitudes mentionnées ici correspondent aux incertitudes statistiques associées aux simulations MCNP.

Tableau 4.9 : Quantification des facteurs d'autoprotection par simulation numérique

Positions (Fig. 4.3)	Réaction	Facteur d'auto- protection	Incert. (1- σ en %)	Positions (Fig. 4.3)	Réaction	Facteur d'auto- protection	Incert. (1- σ en %)
1	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.095	0.4	A	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	2.491	0.8
2	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.108	0.4	B	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.154	0.7
3	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.103	0.4	C	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.143	0.4
4	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.102	0.4	D	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.058	0.4
5	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.097	0.4	A	In ¹¹⁵ (n, γ)	2.211	1.0
6	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	1.137	0.6	B	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.010	0.3
1	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.006	0.2	C	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.006	0.2
2	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.010	0.2	D	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.006	0.2
3	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.006	0.2	A	Th ²³² (n, γ)	1.494	0.8
4	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.008	0.2	B	Th ²³² (n, γ)	1.045	0.4
5	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.004	0.2	C	Th ²³² (n, γ)	1.026	0.3
6	In ¹¹⁵ (n, γ)	1.008	0.2	D	Th ²³² (n, γ)	1.030	0.3
1	Co ⁵⁹ (n, γ)	1.204	0.2	A	Np ²³⁷ (n, γ)	1.330	0.3
2	Co ⁵⁹ (n, γ)	1.394	1.9	B	Np ²³⁷ (n, γ)	1.010	0.3
3	Co ⁵⁹ (n, γ)	1.346	2.0	C	Np ²³⁷ (n, γ)	1.010	0.3
4	Co ⁵⁹ (n, γ)	1.263	2.0	D	Np ²³⁷ (n, γ)	1.010	0.3
5	Co ⁵⁹ (n, γ)	1.227	2.0	A	U ²³⁵ (n,fis)	1.045	0.2
6	Co ⁵⁹ (n, γ)	1.400	2.0	B	U ²³⁵ (n,fis)	1.002	0.1
1	Zn ⁶⁴ (n, γ)	1.034	0.4	C	U ²³⁵ (n,fis)	1.001	0.1
2	Zn ⁶⁴ (n, γ)	1.040	0.4	D	U ²³⁵ (n,fis)	1.001	0.1
3	Zn ⁶⁴ (n, γ)	1.040	0.4				
4	Zn ⁶⁴ (n, γ)	1.039	0.4				
5	Zn ⁶⁴ (n, γ)	1.034	0.4				
6	Zn ⁶⁴ (n, γ)	1.034	0.4				

L'effet d'autoprotection constaté est important pour toutes les réactions sans seuil et il varie fortement d'une réaction à l'autre. Cependant, la correction à apporter reste très voisine entre les positions 1 à 6 pour une même réaction, ce qui n'est pas le cas pour l'emplacement A, qui se trouve dans le réflecteur subissant donc une plus forte autoprotection. Des calculs ont aussi été effectués pour étudier l'autoprotection des réactions à seuil, mais celle-ci est négligeable. Par ailleurs, il a aussi été vérifié que l'introduction de la source externe ne modifie pas ces facteurs correctifs. Cela s'explique par le fait que ce sont les neutrons d'énergie réduite qui agissent sur l'autoprotection et non pas les neutrons plus énergétiques de la source externe.

De manière plus générale, la prise en compte du phénomène d'autoprotection a pour objectif de permettre une comparaison entre un taux de réaction mesuré, et un taux de réaction calculé, qui est

infiniment dilué. Pour ce faire, il est à mentionner que deux autres corrections, complémentaires à l'autoprotection, ont été analysées. Il s'agit de l'effet du dispositif expérimental (tige en aluminium) et de l'impact de la description homogène des assemblages des configurations MUSE4. L'impact de la présence de la canne en aluminium a été étudié selon le même principe que celui présenté sur la figure 4.6. En d'autres termes, les taux de réactions ont été calculés avec et sans le dispositif en aluminium. Le constat fut que cet effet est négligeable par rapport à l'autoprotection des feuilles elles-mêmes, ce qui était attendu car l'aluminium présente l'avantage de n'être que peu interactif avec les neutrons (sections efficaces de réaction très faible).

Certains calculs ont aussi été effectués pour déterminer l'impact de la modélisation des assemblages des configurations MUSE4. Le choix fut d'utiliser une géométrie homogène des assemblages, d'une part, pour permettre la réalisation de calculs à l'ordre P3 à 62 groupes d'énergie avec le formulaire ERANOS, et, d'autre part, pour permettre d'améliorer la statistique des calculs MCNP. Des comparaisons de prédiction de taux de réaction ont été faites avec le formulaire ERANOS entre un modèle hétérogène (ordre P1 à 33g) et un modèle homogène (ordre P1 à 33g) pour amener à cette décision. En effet, ces comparaisons conduisent à des écarts maximaux de 2% entre les valeurs des taux de réaction calculés selon les deux méthodes. Cet effet de modélisation est faible par rapport au bénéfice du modèle homogène, qui, comme nous l'avons dit, permet la réalisation de calculs avec un traitement des anisotropies d'ordre P3 (impossible avec les cellules hétérogènes), et à 62 groupes d'énergie (meilleure modélisation de la source externe possible en gardant des temps de calcul raisonnables).

4.4.3 SENSIBILITE PAR RAPPORT AUX SOURCES EXTERNES

Une des motivations pour la réalisation de l'accélérateur GENEPI fut de posséder une source externe de neutrons plus intense. En effet, lors de la phase MUSE3 le générateur SODERN, qui a été utilisé, possédait une intensité comparable à celle de la source intrinsèque (neutrons provenant des réactions (α, n) et des fissions spontanées du combustible MOX). Ainsi, il fut très difficile d'imputer à l'une des deux sources certains comportements neutroniques du cœur. De plus, à l'époque on attribuait une incertitude de 30% sur le niveau de la source intrinsèque, rendant toute interprétation difficile.

Dans le cadre du programme MUSE4, la situation a été améliorée car la source DT est d'environ 2 ordres de grandeur plus intense que la source intrinsèque et car une nouvelle évaluation de la source intrinsèque a conduit à réduire son incertitude à ~15%. La nouvelle validation de cette source intrinsèque a d'ailleurs fait partie de cette thèse (cf. paragraphe 5.3), en se basant sur de récents travaux [bab]. Toutefois, l'intensité de la source DD reste comparable à la source intrinsèque et, par conséquent, les configurations pilotées par cette source n'ont pas fait l'objet des efforts d'interprétation principaux. Les niveaux d'intensité de ces sources, estimés expérimentalement, sont donnés dans le tableau 4.10.

Les niveaux d'intensité des sources externes DD et DT ont été établis par l'ISN de Grenoble par différentes méthodes expérimentales (activation de feuille, détermination des particules de recul) [vol]. L'importance de l'incertitude liée à l'intensité de ces sources externes, qui découle des méthodes expérimentales, conduit à considérer cet aspect comme un point sensible pour l'évaluation de la puissance du système. Par contre, le caractère pulsé de cette source n'a pas d'impact pour nos activations, car le générateur a toujours été utilisé à forte fréquence (~niveau de puissance stable).

Le niveau d'intensité de la source intrinsèque a été déduit en comparant des taux de réaction obtenus dans une configuration sous-critique sans source externe (milieu piloté que par la source intrinsèque) et avec source externe. Pour une source DD utilisée à 4500 Hz, on obtient, en moyenne sur une

dizaine de moniteurs exploités, un ratio DD/SI de 1.12. La valeur pour la SI du tableau 4.10 provient de ce facteur. Ainsi, l'incertitude sur la SI est uniquement due à celle de la source externe DD, les taux de comptage des moniteurs présentant une incertitude négligeable en comparaison.

Tableau 4.10 : Niveaux d'intensité des sources externes et intrinsèque du programme MUSE4

Type de source	Intensité (neutrons par seconde)	Incertainitude [1- σ]
Source DT (à 5000Hz)	1.6E+10 (3.3E+06 neutrons/pulse)	10%
Source DD (à 5000Hz)	1.5E+08 (3.0E+04 neutrons/pulse)	10%
Source intrinsèque (SI) (intégrée sur le combustible)	1.2E+08	15%

En conclusion, il est évident que la détermination de nos activités saturées est sensible à la bonne connaissance de la source externe et de la source intrinsèque. Par contre, GENEPI possède d'excellentes caractéristiques de reproductibilité spectrale dans le temps. Ainsi, il n'est pas nécessaire d'ajouter une incertitude supplémentaire pour normaliser les différentes irradiations. L'utilisation des moniteurs et l'emploi de la chambre à fission absolue, comme présenté au point 4.4.1, sont suffisants. Par contre, pour les prédictions numériques, il va être important de bien simuler ces sources. Dans cette optique, la source intrinsèque va être modélisée à l'aide de récents développements numériques (utilisation du code ALPHAEN, voir paragraphe 5.3), alors que diverses modélisations (isotrope/anisotrope, ponctuelle/volumique) vont être comparées pour la représentation des sources externes en fonction des possibilités d'ERANOS et MCNP.

4.4.4 LES CORRECTIONS ET INCERTITUDES LIEES AU COMPTAGE γ

Ce paragraphe expose les différentes corrections et incertitudes qui sont à attribuer au comptage γ des échantillons activés. Quelques exemples de spectre γ sont donnés dans l'annexe G. L'activité est déduite de ces spectres en déterminant le nombre de coups par seconde sous le pic d'énergie γ spécifique à la réaction considérée. Pour remonter à l'activité absolue, il faut connaître l'efficacité du détecteur, et appliquer diverses corrections. Enfin, pour fournir un résultat exploitable, il est essentiel de délivrer une valeur avec une incertitude bien établie.

Trois corrections distinctes sont à prendre en compte : la correction géométrique, la correction de pic somme et la correction d'autoabsorption.

4.4.4.1 LA CORRECTION GEOMETRIQUE

La détermination de la correction géométrique dépend des dimensions de l'échantillon (épaisseur, diamètre) par rapport à celles des sources, utilisées pour établir l'efficacité du détecteur. La correction liée à l'épaisseur de l'échantillon est établie en utilisant une source de Cs¹³⁷ bien calibrée. Cette source est placée à diverses positions très proches (distance d'environ 1mm entre les emplacements), permettant de quantifier un effet lié à une distance légèrement supérieure entre l'échantillon et le détecteur. Enfin, cette distance est déterminée en prenant la demi-épaisseur de

l'échantillon, additionnée à la distance entre le détecteur et la position de comptage choisie. Bien sûr, plus on a une distance importante échantillon/détecteur, plus la correction est faible. Cependant, cette correction liée à l'épaisseur n'a jamais dépassé les 0.8%, sauf pour les échantillons de neptunium plus complexes où la correction est de 2.2%. Sinon, pour estimer la correction due à la différence de diamètre de l'échantillon (généralement 9mm) par rapport à celui de la source de calibration (2mm), des simulations MCNP ont été réalisées pour les différentes distances de comptage retenues. A nouveau, les corrections sont faibles même pour les géométries les plus proches, comme le montrent les tableaux suivants.

Tableau 4.11 : Correction géométrique due à la différence de diamètre entre la source de calibration (~2mm) et une feuille de 9mm de diamètre pour la détecteur γ avec passeur (P)

Géométrie considérée	Distance échantillon/détecteur	Facteur de correction (rapport 2mm/9mm)	Incertitude (à 1- σ)
P1	18.1 mm	1.0039	0.07 %
P2	28.12 mm	1.0032	0.1 %
P4	58.24 mm	1.0016	0.08 %
P8	223.0 mm	0.9990	0.3 %

Tableau 4.12 : Correction géométrique due à la différence de diamètre entre la source de calibration (2mm) et une feuille de 9mm de diamètre pour l'autre détecteur γ (V)

Géométrie considérée	Distance échantillon/détecteur	Facteur de correction (rapport 2mm/9mm)	Incertitude (à 1- σ)
V0	6.0 mm	1.0072	0.06 %
V1	12.0 mm	1.0068	0.07 %
V2	26.0 mm	1.0044	0.13 %
V3	76.0 mm	1.0011	0.20 %
V4	151.0 mm	0.9998	0.25 %
V5	251.0 mm	0.9996	0.14 %

Comme attendu, la correction s'atténue en fonction de la distance et devient négligeable pour une distance échantillon/détecteur d'environ 15cm (dans notre étude ce sont surtout les géométries P1 et V1 qui ont été utilisées). L'incertitude mentionnée sur ces corrections provient de l'incertitude statistique des résultats simulés MCNP, sa contribution est négligeable sur l'incertitude totale de l'activité de la feuille. Remarquons, qu'aucune correction n'est faite pour les échantillons de neptunium car celle-ci est difficile à établir à cause de leur forme particulière, ainsi une incertitude majorée de 2% est simplement ajoutée à la valeur de leur activité.

4.4.4.2 LA CORRECTION DE PIC SOMME (OU COÏNCIDENCES γ)

La correction de pic somme provient des coïncidences, qui apparaissent en fonction des schémas de désintégration des isotopes radioactifs à compter. On parle de coïncidence lorsque le système de détection n'est pas capable d'identifier deux différents γ , créant une impulsion plus importante, qui n'est pas adéquatement placée dans le spectre γ . Cela conduit donc à une sous-estimation du véritable nombre de γ émis d'une certaine énergie. Evidemment, cet effet est amplifié en fonction de la

réduction de la distance échantillon/détecteur. Toutefois, cet effet peut-être précisément pris en compte en analysant la création de pics, à des énergies qui correspondent à une somme d'énergie de γ émis lors du processus de désintégration.

Dans le cadre de nos campagnes d'activation, les isotopes radioactifs les plus sensibles à ces coïncidences ont pu être corrigés de plus de 5% (par exemple pour le Na^{24} créé à partir de la réaction $\text{Al}^{27}(n,\alpha)$ ou $\text{Mg}^{24}(n,p)$).

Pour le comptage du La^{140} , créé à partir de la fission de l'uranium, des corrections de l'ordre de 13% ont dû être appliquées à cause des coïncidences γ , qui proviennent également de la désintégration des multiples produits de fission générés, ce qui amplifie le phénomène.

4.4.4.3 LA CORRECTION D'AUTOABSORPTION

Le dernier ajustement que nous ayons considéré est la correction d'autoabsorption. A nouveau, l'atténuation du flux de γ dans la matière conduit à une sous-estimation de l'activité, qu'il faut corriger. Cela est assez standard en utilisant les coefficients d'atténuation μ des matériaux impliqués. Plus spécifiquement, cette correction dépend de l'épaisseur de l'échantillon et de l'énergie du γ émis. Les corrections maximales qui ont été prises en compte sont associées à l'or, au plomb et au thorium avec respectivement 4.7%, 7.6% et 6.5% (matériaux denses ou γ d'énergie relativement faible).

Lors de la présentation des activités saturées (paragraphe 4.5 et annexe G), l'ensemble des corrections ont été bien évidemment prises en compte. Elles ne sont pas mentionnées individuellement pour ne pas être rébarbatif, mais elles peuvent être consultées dans les rapports d'analyse associés à ces mesures d'activation et qui sont stockés au laboratoire dosimétrique de Cadarache.

4.4.4.4 LES INCERTITUDES

Après avoir discuté des corrections, il est important d'établir une identification et une quantification des nombreuses sources d'incertitude liées à la détermination de l'activité d'un échantillon radioactif.

L'incertitude la plus standard est liée à la statistique. Elle est déduite du nombre de coups obtenu (N) à l'énergie considérée. Cette incertitude relative vaut $1/\sqrt{N}$ à $1-\sigma$, car la distribution du pic est de type poissonien. Les mesures ont toujours été engagées afin d'obtenir au maximum une incertitude statistique de 1% à $1-\sigma$.

Une autre incertitude émane de la méthode d'analyse du pic étudié. En effet, le logiciel se fixe des bornes qui encadrent le pic à compter, et en déduit le bruit de fond à soustraire du nombre de coups total.

De plus, une incertitude est associée à la détermination de la courbe d'efficacité du détecteur. Cette courbe d'efficacité, qui dépend de la distance échantillon/détecteur, est obtenue en utilisant une douzaine de sources calibrées (Am^{241} , Cd^{109} , Ce^{139} , Co^{57} , Cs^{137} , Mn^{54} , Sn^{113} , Sr^{85} , Zn^{64} , Y^{88} , Cr^{51} , Co^{60}). Par conséquent, une faible incertitude est accessible de l'ordre de 0.8% à 1% selon les géométries utilisées. Remarquons qu'il s'agit d'une erreur systématique pour une géométrie fixée.

L'utilisation de données nucléaires de base comme la période de décroissance des éléments et la probabilité d'émission γ s'accompagnent également d'une certaine incertitude. Toutes ces valeurs sont récupérées de la table LARA [mor], sauf pour la probabilité d'émission γ de l'isotope $\text{In}^{115\text{m}}$, dont l'incertitude est anormalement élevée.

Comme déjà mentionné, une incertitude est reliée aux diverses corrections décrites précédemment. Ainsi, on associe une incertitude de 0.1% à la correction d'autoabsorption et de pic somme, et de 0.2% à la correction géométrique. Ces incertitudes sont raisonnables pour la majorité des feuilles. Néanmoins, certains cas sont particuliers comme, par exemple, la correction importante d'autoabsorption pour le γ de faible énergie (<100keV) associé à la réaction $\text{Th}^{232}(n,2n)$.

La détermination de la masse de l'échantillon permet d'obtenir des activités massiques. Une imprécision très faible provient de cette mesure de sorte qu'elle est négligeable par rapport aux autres contributions à l'incertitude totale.

Mensuellement, des échantillons sont à nouveau analysés afin de tester la reproductibilité de la mesure de détection γ . Cela permet d'estimer les biais que peut subir le système. Principalement, ce sont les courbes d'efficacité qui sont très régulièrement contrôlées. Ce souci de reproductibilité impose malgré tout une incertitude supplémentaire de 0.5 % pour nos deux diodes. De plus, pour les rares cas de très faibles taux de comptage (<10'000 coups), cette incertitude "de reproductibilité" a été doublée, sur la base d'études de plusieurs mesures tests.

Pour la géométrie au contact V0, il a été constaté une grande sensibilité au positionnement de l'échantillon sur la coupelle de support. Ainsi, dans cette géométrie (qui fut peu utilisée), une incertitude supplémentaire de 2% a été définie. Elle constitue dès lors la source d'erreur la plus importante.

D'autres incertitudes peuvent être ajoutées pour des forts taux de comptage, mais ces conditions de mesure ne nous concernent pas. La prise en compte de la majorité des incertitudes peut être directement réalisée par le logiciel informatique de comptage. Dans notre cas, il s'agit du programme appelé GENIE2000, récemment développé aux Etats-Unis.

En conclusion, les différentes corrections et incertitudes découlant du comptage γ , ont été discutées. Toutes les données peuvent être consultées dans les rapports d'analyse individuels, qui ont été archivés au laboratoire dosimétrique de Cadarache.

4.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux résultant de la campagne d'activation d'échantillon sont évoqués dans ce chapitre et exposés dans l'annexe G. Tout d'abord, les diverses façons d'exploiter ces résultats sont mentionnées, en essayant de réduire les incertitudes. Ensuite, les activités saturées des échantillons irradiés sont données avec leur incertitude totale. L'ensemble de ces mesures fournit une base expérimentale importante pour la validation des schémas de calcul, comme le montre le chapitre 5.

4.5.1 STRATEGIE POUR LA MINIMISATION DES ERREURS SYSTEMATIQUES

Afin d'optimiser l'interprétation, il est important d'étudier la manière de présenter les résultats expérimentaux afin de limiter au maximum l'impact des erreurs systématiques. Voilà différents modes de présentation des résultats possibles :

- i. Indices spatiaux : Il s'agit de faire le rapport entre deux réactions identiques, mais correspondant à des positions différentes du réacteur. Cela permet, d'une part, d'éviter les incertitudes provenant des facteurs de normalisation (1 seule irradiation), et d'autre part, de négliger l'incertitude sur la courbe d'efficacité du comptage γ . Ces indices fournissent une indication très intéressante sur les fluctuations spatiales de différentes parties du spectre neutronique en fonction du seuil de la réaction considérée.
- ii. Indices spectraux : Cela concerne l'établissement de rapport entre deux taux de réaction différents, mais dans une position identique. Si ces taux sont déduits d'une même irradiation (ce qui fut généralement le cas pour nous), le résultat est à nouveau indépendant de l'incertitude des facteurs de normalisation. Ces indices sont également non tributaires de la connaissance de la puissance du système. Les résultats obtenus fournissent des indications fines sur la connaissance du spectre neutronique localisé.
- iii. Taux de réaction absolus : Relier les activités saturées à un taux de réaction absolu implique la prise en compte de toutes les incertitudes et en particulier de l'importante incertitude associée à l'estimation du niveau de puissance du système. Ce mode de comparaison n'a donc pas été privilégié, cependant il fournit des indications significatives sur la justesse de prédiction du niveau absolu du flux. L'ensemble des taux absolus peut également permettre d'effectuer un ajustement du spectre neutronique à l'aide d'un code de calcul approprié, comme cela est présenté au paragraphe 5.7, où, toutefois, nous verrons aussi, qu'il est possible d'éviter la dépendance des taux au niveau de puissance du système à l'aide d'une renormalisation.

Ainsi, ces trois voies d'interprétation permettent l'analyse de caractéristiques physiques différentes. Cependant, dans tous les cas, il a fallu déterminer l'activité saturée pour chaque irradiation individuellement, de sorte qu'elle soit directement comparable à un taux de réaction infiniment dilué, qui résulte des codes numériques.

4.5.2 ACTIVITES SATUREES EXPERIMENTALES POUR CHAQUE IRRADIATION

Afin de ne pas prendre en compte pour l'instant l'incertitude des facteurs de normalisation (cf. paragraphe 4.4.1), les résultats expérimentaux sont donnés pour chaque irradiation individuellement. Tous les résultats expérimentaux, obtenus durant cette campagne de mesures d'activation dans les positions A à D et 1 à 7, sont donnés dans l'annexe G afin d'éviter un enchaînement trop répétitif de tableaux. Toutefois, le développement et la réalisation de ces mesures constituent une contribution importante de ce travail de recherche. En effet, l'ensemble de ces résultats fournit une base de données expérimentales significative pour la qualification des outils de calcul dans des systèmes rapides couplés à une source externe. D'ailleurs, ces résultats vont être à la base de toutes les interprétations de rapports de taux de réaction effectuées dans le chapitre 5.

4.5.3 ELARGISSEMENT DE LA BASE DE DONNEES EXPERIMENTALES

Afin d'amplifier les tests de validité des schémas de calcul, d'autres mesures expérimentales ont été interprétées. Ces mesures, réalisées par le CEA, concernent la détermination de paramètres de base comme le k_{eff} ou le β_{eff} , et l'établissement de divers taux de fission dans toutes les configurations par chambres à ionisation miniaturisées. Ces chambres permettent essentiellement d'obtenir des traverses dans les différents canaux. A ce titre, ces mesures sont complémentaires aux mesures d'activation de feuille à seuil de réaction, élargissant encore la base de donnée expérimentale à exploiter. La réalisation de ces différentes mesures est très brièvement abordée ci-dessous tandis que la comparaison avec les codes de calcul est développée dans le chapitre 5.

Le niveau de réactivité d'un système est un paramètre essentiel pour établir l'état de fonctionnement de l'installation. En effet, c'est à partir de lui que l'on détermine si une installation est sous-critique, critique ou sur-critique. Dans le cadre d'un massif sous-critique alimenté par une source externe, cette réactivité est importante car elle est inversement proportionnelle au niveau de puissance dégagée par le système.

L'établissement expérimentale des différentes sous-criticités de référence des configurations M4SC0, M4SC2 et M4SC3 est obtenu en utilisant les méthodes MSA et MSM à partir de la connaissance de l'état critique M4CRIT. Ces méthodes sont exposées dans divers documents [per2, ali].

La détermination expérimentale de référence pour le paramètre β_{eff} a été réalisée à l'aide de mesures de fluctuations neutroniques en mode courant, des étalonnages en réactivité et de l'estimation du taux de fission intégral sur le cœur [per].

L'ensemble des traverses de taux de réaction qui vont être interprétées dans le chapitre 5, ont été mesurées à l'aide de chambres à fission miniaturisées. Ces chambres à ionisation, caractérisées par leurs dimensions et leurs dépôts sont largement employées comme moyen de mesure dans l'installation MASURCA. Quatre géométries de chambre sont disponibles, leur diamètre respectif pouvant varier de 4mm à 23mm. Dans le cas des traverses axiales ou radiales, c'est la géométrie la plus petite qui a essentiellement été exploitée.

L'éventail des dépôts utilisables est très large. Il est notamment composé du Th^{232} et des isotopes de l'uranium (U^{233} , U^{235} et U^{238}), ainsi que plusieurs transuraniens (Pu, Am, Np et Cm).

Ces chambres ont été calibrées par rapport à des dépôts étalon ou, pour les fissiles, par étalonnage dans un spectre thermique bien connu.

Ces chambres de détection sont connectées au bout d'une canne, de 4m à 5m de long, et le câble de la canne est relié à l'entrée de la chaîne électronique (préamplificateur). Ces cannes sont introduites dans les canaux axiaux ou radiaux et fixées éventuellement au translateur pour des profils de taux de réaction (pas de déplacement manuel).

5. QUALIFICATION DU FORMULAIRE PAR L'ANALYSE DES EXPERIENCES STATIQUES DU PROGRAMME MUSE4

Ce chapitre concerne l'interprétation des mesures statiques principales du programme MUSE4. Ces études s'inscrivent dans une démarche de qualification d'un formulaire de calcul pour l'analyse d'un système hybride couplé. Les investigations sur les configurations MUSE4 permettent avant tout de tester la bonne prédiction des variations spectrales par les schémas de calcul, qui découlent des hétérogénéités spécifiques du système et de la présence d'une source externe.

La mise en place d'un exercice de comparaison international de calculs obtenus sur les configurations de type MUSE4, piloté par la NEA ("MUSE4 BENCHMARK"), a permis une première validation numérique. Ainsi, certains biais, imputables soit au code ou à la librairie, ont pu être identifiés. La contribution à ce "BENCHMARK" est évoquée au point 5.1. Le paragraphe 5.2 expose l'interprétation des paramètres essentiels que sont le k_{eff} et le β_{eff} . Leur connaissance est nécessaire pour connaître le niveau de puissance du système ou son comportement. Dans la section 5.3, une nouvelle évaluation numérique de la source intrinsèque est présentée et testée. Elle résout en partie l'une des difficultés de l'analyse des expériences MUSE3. Les études les plus importantes liées aux variations spectrales sont données dans les paragraphes 5.4, 5.5, 5.6 et 5.7. Il s'agit principalement de l'interprétation des traverses de chambres à fission, des mesures d'activation (majoritairement sous forme d'indices spatiaux et de taux de réaction absolus) et d'études associées au spectre neutronique. Le paragraphe suivant parle du paramètre φ^* , qui est à la base de l'optimisation d'un système ADS. Finalement, les conclusions majeures des comparaisons calcul/expérience sont exposées.

5.1 CONTRIBUTION AU BENCHMARK INTERNATIONAL MUSE4

Le benchmark MUSE4 a été défini pour permettre une comparaison des schémas de calcul à grande échelle sur des configurations critiques et sous-critiques à spectre rapide, représentatives de systèmes hybrides. Au total, près de 20 laboratoires ont participé à cet exercice numérique représentant en tout environ 30 schémas de calcul différents. Pour notre part, des calculs émanant de 7 schémas de résolution distincts ont été fournis à la NEA. Comme les résultats de l'ensemble des participants vont être regroupés dans un document NEA, ce paragraphe va privilégier la présentation des calculs nouveaux et des conclusions préliminaires.

Le benchmark MUSE4 est composé de trois parties [vil]. La première a consisté à étudier une configuration critique propre (sans hétérogénéités dans la zone combustible), appelée COSMO (expériences précédentes dans MASURCA), afin d'établir des écarts de référence entre les codes de calcul et les bibliothèques de données nucléaires. Ensuite, la configuration critique MUSE4 fut investiguée, afin de mettre en évidence des effets liés au canal vide de l'accélérateur ou à la zone de plomb. Enfin, une configuration sous-critique MUSE4 avec une source externe DT, proche de la configuration M4SC2 réelle, a été calculée.

Dans chaque système, les calculs demandés correspondaient à la prédiction de paramètres aussi divers que le k_{eff} , le β_{eff} , le temps de vie des neutrons, des taux de fission ou de réactions spécifiques, la puissance ou le paramètre φ^* .

5.1.1 LA CONFIGURATION CRITIQUE PROPRE COSMO

Cette configuration est caractérisée par une zone centrale de combustible de type MOX, entourée par un réflecteur acier/sodium. Ces deux zones sont comprises à l'intérieur de zones de blindage radiale et axiale, composées principalement d'acier. Ce système, qui est représentatif d'un système critique rapide au sodium, présente une géométrie assez homogène, et donc facile à modéliser pour les codes de calcul.

Dans notre cas, ce système va servir à déterminer plusieurs schémas de calcul pour effectuer l'interprétation des mesures statiques du programme MUSE4. Pour ce faire, les codes TRIPOLI-4.3, MCNP-4C et ERANOS-2.0 avec les bibliothèques JEF-2.2, ENDF/B6 et ERALIB1 ont été comparés. Notons que les résultats obtenus avec le code TRIPOLI-4.3 sont récents et qu'à ce titre ils ne font pas partie du document de la NEA.

Les valeurs prédictives du k_{eff} sont données dans le tableau 5.1. Les calculs ERANOS ont été réalisés en transport avec TGV-VARIANT à 33 groupes à l'ordre P1 pour le traitement de l'anisotropie, et à l'ordre Sp3 pour le flux (harmoniques simplifiées).

Tableau 5.1 : Calcul du k_{eff} pour la configuration COSMO du benchmark MUSE4

Codes	Bibliothèque	Traitement des résonances non résolues	k_{eff} (réactivité)	Incertitude à 1- σ	N°
ERANOS-2.0 (P1-Sp3-33g)	ERALIB1	Oui	1.00626 + 622	/	(1)
ERANOS-2.0 (P1-Sp3-33g)	JEF-2.2	Oui	1.00384 + 383	/	(2)
MCNP-4C	ENDF/B6v2	Non	1.00836 +829	± 18	(3)
MCNP-4C	JEF-2.2*	Non	1.00201 + 201	± 18	(4)
TRIPOLI-4.3	JEF-2.2	Non	1.00114 + 114	± 13	(5)
TRIPOLI-4.3	JEF-2.2	Oui	1.00519 + 516	± 32	(6)

* Avec la mise en cohérence du Pu²³⁹ (selon annexe D).

Plusieurs remarques peuvent être déduites du tableau 5.1 :

- i. D'après TRIPOLI-4.3, la prise en compte des résonances non résolues augmente la réactivité d'environ 400 ± 50 pcm.
- ii. A l'aide de cette précédente considération, on trouve un très bon accord entre les résultats (2), (4) et (5), indiquant des effets de code inférieurs à 200pcm ce qui est tout à fait raisonnable.
- iii. D'après MCNP-4C, la bibliothèque ENDF/B6v2 est plus réactive d'environ 600pcm par rapport à la bibliothèque JEF-2.2. Cela est connu pour un système rapide, et provient notamment des données du Pu²³⁹.

- iv. D'après ERANOS-2.0, la bibliothèque ERALIB1 est plus réactive d'environ 250pcm par rapport à la bibliothèque JEF-2.2 pour cette configuration.
- v. Etant donné que ce système est censé être expérimentalement proche de la criticité, le fait que la bibliothèque JEF-2.2 permette d'atteindre de meilleurs résultats semble indiquer un avantage de cette bibliothèque par rapport aux autres. Cependant, comme cela peut provenir d'une compensation d'erreur, il n'est pas possible de tirer des conclusions générales à ce stade. D'ailleurs, dans la suite, la faiblesse des données du plomb de la bibliothèque JEF-2.2 est mise en évidence.

La figure 5.1 présente également une traverse de taux de fission (U^{235}) selon l'axe y normalisé au centre pour les différents schémas de calcul. On constate un très bon accord entre toutes les prédictions. Toutefois, on peut remarquer l'apparition de certaines difficultés dans la zone du réflecteur. L'incertitude n'est pas mentionnée pour les codes stochastiques afin de ne pas surcharger le graphique, mais celle-ci est inférieure à 1% à $1-\sigma$.

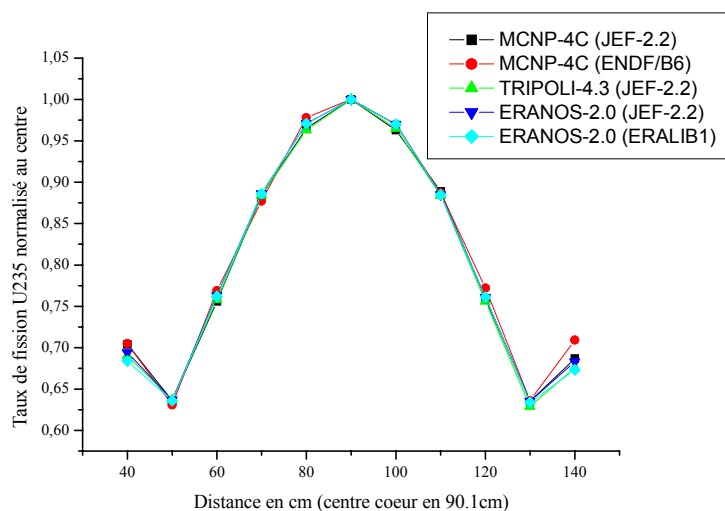


Figure 5.1 : Traverse radiale (selon l'axe y) du taux de fission d' U^{235}

Enfin, pour élargir l'étude, différents taux de réaction ont été étudiés dans la position centrale, toujours relativement à un taux de fission d' U^{235} . Les résultats sont donnés dans le tableau 5.2. Cette fois-ci les incertitudes liées aux résultats des codes de Monte Carlo sont inférieures à 2% à $1-\sigma$.

Tableau 5.2 : Taux de réaction normalisés par le taux de fission d' U^{235} dans la position centrale du cœur (au milieu de la zone combustible)

	MCNP-4C JEF-2.2	MCNP-4C ENDF/B6	TRIPOLI JEF-2.2	ERANOS-2.0 JEF-2.2	ERANOS-2.0 ERALIB1
$U^{238}(n, fis)$	0.043	0.043	0.043	0.042	0.043
$Pu^{238}(n, fis)$	0.737	0.749	0.733	0.729	0.746
$Pu^{239}(n, fis)$	1.033	1.038	1.033	1.031	1.053
$Pu^{240}(n, fis)$	0.307	0.316	0.303	0.302	0.303
$Pu^{241}(n, fis)$	1.335	1.320	1.335	1.334	1.321
$Pu^{242}(n, fis)$	0.228	0.235	0.225	0.224	0.219

(suite)	MCNP-4C JEF-2.2	MCNP-4C ENDF/B6	TRIPOLI JEF-2.2	ERANOS-2.0 JEF-2.2	ERANOS-2.0 ERALIB1
Am ²⁴¹ (n,fis)	0.238	0.253	0.235	0.234	0.243
Am ²⁴³ (n,fis)	0.189	0.201	0.187	0.187	0.193
In ¹¹⁵ (n, γ)	0.209	0.280	0.209	0.210	0.209
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	0.261	0.271	0.270	0.266	0.262

Tous ces différents indices sont bien reproduits par les divers schémas de calcul. Toutefois, on peut mentionner une valeur anormalement distincte pour la valeur du taux In¹¹⁵(n, γ) pour MCNP-4C avec la bibliothèque ENDF/B6v2. Toutefois, cette différence ne peut être due qu'à des écarts dans les sections efficaces de capture de l'indium, car la réaction également sans seuil de capture de l'or est reproduite de façon égale. Ainsi, il ne s'agit pas d'un problème lié au transport des neutrons dans le système.

En conclusion, cette brève étude a montré certaines différences sur la prédiction du k_{eff} et des résultats très semblables pour le calcul de taux de réaction normalisés par plusieurs schémas de calcul. Plus spécifiquement, on constate une très bonne adéquation entre les deux codes de Monte Carlo, TRIPOLI et MCNP, avec l'emploi de la même bibliothèque. Ce constat nous pousse à ne considérer qu'un des deux codes pour l'interprétation des expériences MUSE4. Ainsi, dans la suite, pour l'analyse des résultats par un code stochastique, seul le code MCNP va être utilisé. Ce choix est motivé avant tout par le fait que ce code est plus généralement utilisé par les partenaires du programme MUSE4. Toutefois, comme TRIPOLI est souvent utilisé comme code étalon pour le code déterministe ERANOS car il possède un traitement des résonances non résolues, il était important de vérifier sa cohérence avec MCNP-4C.

5.1.2 LES CONFIGURATIONS M4CRIT ET M4SC2

Dans le cadre du benchmark MUSE4, deux configurations de type MUSE4 ont été abordées, la configuration critique M4CRIT, et une configuration sous-critique proche de la configuration M4SC2, avec un k_{eff} voisin de 0.97.

Comme plusieurs mesures statiques réalisées sur ces configurations sont plus abondamment étudiées et interprétées dans les points suivants par différents schémas de calcul, il n'est pas nécessaire de détailler ici les résultats du benchmark. Ces derniers, bientôt contenus dans un document de la NEA, conduisent notamment aux remarques suivantes :

- i. Les prédictions du k_{eff} de la configuration M4CRIT par divers schémas de calcul sont légèrement plus dilatées par rapport au système COSMO. La modélisation des hétérogénéités est certainement à la base de cette dispersion.
- ii. Les différents taux de réaction calculés dans la configuration M4CRIT sont très proches d'un schéma de calcul à l'autre pour toutes les positions demandées. Ces taux ne comprennent toutefois pas de réaction à haut seuil (>2MeV). Mentionnons malgré tout, des écarts relativement importants entre JEF-2.2 et ENDF/B6v2 pour l'analyse des taux de capture de l'In¹¹⁵ et du Mn⁵⁵.
- iii. Ayant une référence (M4CRIT), la variation de réactivité de la configuration M4SC2 est reproduite de manière quasi identique entre tous les schémas de calcul (<200pcm).

- iv. La prédiction du niveau de puissance du système M4SC2, qui dépend avant tout du niveau de sous-criticité et de l'intensité de la source externe, fluctue de manière significative entre les schémas de calcul (>10%), constituant certainement un point sensible d'interprétation.
- v. Les traverses de taux de fission calculées dans la configuration M4SC2 montrent une certaine dispersion dans la zone du réflecteur et dans la zone du plomb entre les codes de Monte Carlo et déterministes. Pour le traitement du ralentissement du réflecteur, il est connu [leb2] qu'une importante dépendance est due à la structure par groupe choisie par le code déterministe. Pour la zone plomb, les causes des écarts peuvent provenir soit de la modélisation de la source, soit des données nucléaires du plomb, ou soit encore des effets de ralentissement. L'interprétation des mesures statiques MUSE4, effectuée dans la suite, a permis de donner des éléments de réponse.

Ainsi, quelques conclusions émanant de la comparaison de résultats numériques sur des configurations de type MUSE4 ont été présentées. Il s'agit de considérations préliminaires qui vont être affinées et élargies par l'analyse des différentes expériences statiques MUSE4.

5.1.3 CONCLUSIONS SUR LA VALIDATION NUMERIQUE DES OUTILS DE CALCUL

L'évocation du travail effectué dans le cadre du benchmark MUSE4 a permis d'avoir une idée plus précise des écarts entre différents schémas de calcul. Dans ce sens, l'étude d'une configuration propre comme COSMO permet de quantifier des différences qui ne proviennent pas des spécificités des configurations MUSE4, mais bien des schémas de calcul utilisés. Plus spécifiquement pour notre recherche, cette étude comparative nous a conduit aux remarques suivantes :

- i. Pour une bonne analyse des mesures, il est important d'utiliser à la fois un code déterministe et un code de Monte Carlo, en raison de leurs spécificités bien distinctes. De plus, le bon accord entre les prédictions des codes stochastiques TRIPOLI et MCNP, a justifié l'utilisation d'un seul d'entre eux pour l'interprétation, malgré l'absence par MCNP d'un traitement des résonances non résolues.
- ii. Le code ERANOS présente des résultats très voisins avec les codes de Monte Carlo pour la configuration COSMO, fournissant un bon point de référence.
- iii. Pour l'étude des configurations MUSE4, les schémas de calcul montrent une assez forte sensibilité à la zone de plomb et à la modélisation de la source externe.
- iv. L'obtention de résultats absolus est rendue difficile par la difficulté de calculer de manière identique la puissance du système par les différents schémas de calcul.

En conclusion, c'est en prenant en considération ces dernières remarques qu'a été engagée l'étude des principales mesures statiques du programme MUSE4, en commençant par l'analyse de paramètres essentiels, comme le k_{eff} et le β_{eff} . Comme mentionné, les codes ERANOS et MCNP vont être utilisés avec différentes bibliothèques (ENDF/B6v2, ERALIB1, JEF-2.2 et JEFF-3.0) pour l'interprétation.

5.2 INTERPRETATION DES MESURES DE REACTIVITE ET DE β_{eff}

L'étude des systèmes hybrides est étroitement liée à la connaissance de certains paramètres essentiels. La prédiction du facteur de multiplication effectif (ou de la réactivité) est primordiale

aussi bien pour un système critique que pour un système sous-critique alimenté par une source externe. En effet, dans ce dernier cas, la puissance du système dépend directement du niveau de sous-criticité, comme cela a été montré au chapitre 3. D'autre part, la fraction de neutrons retardés, qui est avant tout une grandeur cinétique, intervient dans l'évaluation de la sous-criticité en β , qui est directement accessible par certaines techniques de mesure. Dans ces conditions, il est important d'avoir une prédiction adéquate du β_{eff} , bien sûr pour étudier le comportement dynamique du réacteur, mais aussi pour permettre une meilleure validation de certaines valeurs de sous-criticité expérimentales.

Ainsi, les deux points suivants exposent l'interprétation de ces deux paramètres en détaillant l'ensemble des corrections numériques à prendre en considération.

5.2.1 LE FACTEUR DE MULTIPLICATION EFFECTIF OU REACTIVITE

La détermination expérimentale de la réactivité est obtenue en deux phases. Tout d'abord, on détermine une réactivité étalon de faible importance ($<200\text{pcm}$), qui est généralement obtenu par déplacement de la barre de pilotage, qui a été préalablement calibrée (par mesure de période et en utilisant les équations de la cinétique). Ayant cette sous-criticité de référence, on définit une sous-criticité plus importante en utilisant une mesure de taux de fission dans cette nouvelle configuration, rapportée à la mesure du taux de fission pour la situation étalon. Le rapport des taux est alors directement lié au rapport des réactivités, et comme la réactivité de la configuration étalon est connue, la réactivité du système d'étude est connue. Il s'agit de la réactivité MSA (multiplication de source approchée). Cette valeur est toutefois corrigée par les facteurs MSM (multiplication de source modifiée), qui prennent en compte la variation spatio-énergétique de la source intrinsèque et des différentes distributions du flux neutronique entre la configuration d'étude et la configuration de référence.

D'un point de vue numérique, la réactivité a été obtenue par différents schémas de calcul. Pour la prédiction déterministe ERANOS, la meilleure évaluation a été obtenue en utilisant le code cœur TGV-VARIANT, qui permet de considérer la géométrie en trois dimensions (XYZ), en approximation P3 pour l'anisotropie du choc, en 62 groupes d'énergie (selon l'annexe F), et avec l'option de calcul en harmoniques sphériques simplifiées (Sp3). Pour la détermination d'une valeur MCNP, une modélisation fidèle de la géométrie a été engagée.

Les réactivités brutes et corrigées des diverses configurations étudiées sont données dans les tableaux suivants pour différentes bibliothèques de données nucléaires. De plus, une estimation des incertitudes y est également fournie.

La configuration M4CRIT, étudiée sur le tableau 5.3, correspond à la configuration de référence critique à 1112 cellules de combustible, et sans présence des tubes ISN expérimentaux. La valeur expérimentale de la réactivité est établie en déduisant l'impact de la barre de pilotage.

La configuration étudiée dans le tableau 5.4 correspond à la configuration M4SC0, avec la présence des 3 tubes ISN fixes expérimentaux, et où la barre de pilotage est dans sa position basse, qui est la moins perturbatrice.

Tableau 5.3 : Comparaison entre la réactivité calculée et expérimentale (en pcm) pour la configuration M4CRIT au 09/01/2001

Valeur expérimentale : -86pcm avec une incertitude expérimentale (I_E) de 50pcm				
	ERANOS-2.0 (ERALIB1)	ERANOS-2.0 (JEF-2.2)	MCNP-4C (JEF-2.2)	MCNP-4C (ENDF/B6)
Valeur brute	+112	-192	+39	+701
<i>Corrections :</i>				
décroissance Pu ²⁴¹	/	/	/	/
canal accélérateur	-102	-102	/	/
effet bouchons	+438	+438	+438	+438
effet diff. + hétér.	-425	-425	-425	-425
Valeur corrigée	+23	-281	+52	+714
(E-C)	-109	+195	-138	-800
Incertitudes				
Méthode	±200	±200	±200	±200
Modélisation	±183	±183	±183	±183
Données nucléaires	±155	±1664	±1664*	±1664*
Total (I_C)	±312	±1686	±1686	±1686
Total ($I_T = \sqrt{I_E^2 + I_C^2}$)	±316	±1687	±1687	±1687

* Comme cette valeur est inaccessible par MCNP, elle provient du calcul ERANOS avec la bibliothèque JEF-2.2.

Tableau 5.4 : Comparaison entre la réactivité calculée et expérimentale (en pcm) pour la configuration M4SC0 au 21/10/2002

Valeur exp. : -637pcm avec une incertitude expérimentale (I_E) de 100pcm				
	ERANOS-2.0 (ERALIB1)	ERANOS-2.0 (JEF-2.2)	MCNP-4C (JEF-2.2)	MCNP-4C (ENDF/B6)
Valeur brute	-13	-318	-29	+605
<i>Corrections :</i>				
décroissance Pu ²⁴¹	-109	-109	-109	-109
canal accélérateur	-102	-102	/	/
effet bouchons	+436	+436	+436	+436
effet diffuseur	-423	-423	-423	-423
tubes ISN	-145	-145	-145	-145
Valeur corrigée	-356	-661	-270	+364
(E-C)	-281	+24	-367	-1001
Incertitudes				
Méthode	±200	±200	±200	±200
Modélisation	±185	±185	±185	±185
Données nucléaires	±155	±1664	±1664*	±1664*
Total (I_C)	±313	±1686	±1686	±1686
Total ($I_T = \sqrt{I_E^2 + I_C^2}$)	±329	±1689	±1689	±1689

* Comme cette valeur est inaccessible par MCNP, elle provient du calcul ERANOS avec la bibliothèque JEF-2.2.

Tableau 5.5 : Comparaison entre la réactivité calculée et expérimentale (en pcm) pour la configuration M4SC2 au 09/03/2003

Valeur exp. : -2925pcm avec une incertitude expérimentale (I_E) de 250pcm				
	ERANOS-2.0 (ERALIB1)	ERANOS-2.0 (JEF-2.2)	MCNP-4C (JEF-2.2)	MCNP-4C (ENDF/B6)
Valeur brute	-2218	-2486	-2243	-1693
<i>Corrections :</i>				
décroissance Pu ²⁴¹	-117	-117	-117	-117
canal accélérateur	-102	-102	/	/
effet bouchons	+396	+396	+396	+396
effet diffuseur	-384	-384	-384	-384
tubes ISN	-145	-145	-145	-145
Valeur corrigée	-2570	-2838	-2493	-1943
(E-C)	-355	-87	-432	-982
Incertitudes				
Méthode	±200	±200	±200	±200
Modélisation	±169	±169	±169	±169
Données nucléaires	±155	±1664	±1664*	±1664*
Total (I_C)	±304	±1684	±1684	±1684
Total ($I_T = \sqrt{I_E^2 + I_C^2}$)	±394	±1702	±1702	±1702

* Comme cette valeur est inaccessible par MCNP, elle provient du calcul ERANOS avec la bibliothèque JEF-2.2.

La configuration étudiée dans le tableau ci-dessus correspond à la configuration M4SC2 dans les mêmes conditions que la configuration M4SC0 (présence de 3 tubes ISN, BP basse).

Avant de discuter des résultats, l'origine des corrections et des incertitudes est justifiée ici.

L'évaluation des corrections :

i. La décroissance du Pu²⁴¹

Les compositions du combustible utilisées pour la réalisation des calculs numériques sont actualisées au 9 janvier 2001, date de la première divergence. Or, durant l'accomplissement du programme MUSE4, une perte de réactivité est à considérer à cause de la décroissance du Pu²⁴¹ en Am²⁴¹, moins réactif. Cet effet, estimé soit numériquement, soit expérimentalement, correspond à une perte de réactivité d'environ 0.16pcm par jour.

ii. L'homogénéisation du canal de l'accélérateur

Comme le code cœur déterministe TGV-VARIANT ne traite pas de manière convenable les zones de faible densité (cf. Annexe E), il a été nécessaire d'homogénéiser le canal vide avec sa gaine de plomb et d'aluminium. Cela a un effet positif sur la réactivité du système à cause d'une légère diminution des fuites neutroniques. Cet effet a été quantifié par MCNP-4C et le code cœur BISTRO en géométrie RZ. Les résultats obtenus sont de -99 ± 15 pcm et -104 pcm respectivement. Ainsi, une correction moyennée de -102 pcm a été définie.

iii. L'effet des bouchons

Les réglettes de combustible sont scellées à chaque extrémité. D'un côté, il y a une gaine de 0.2mm et de l'autre un bouchon généralement de 3.7mm d'épaisseur suivant la longueur de

la réglette considérée. Lorsque les densités isotopiques sont calculées, ces bouchons sont pris en compte de manière diluée sur toute la longueur de la réglette. Par conséquent, cette simplification s'accompagne d'une baisse de réactivité, car normalement les matériaux non fissiles de ces bouchons se trouvent plus éloignés des zones actives. Une correction de cet effet a été obtenue pour des configurations ZONA2B du programme CIRANO [bos2]. Comme ces dernières possèdent la même zone de combustible, il a été jugé raisonnable de reprendre cette correction dans le cadre des configurations MUSE4 (et cela même si la présence de l'accélérateur décale légèrement certaines réglettes de combustible). Ainsi, en adaptant la correction proportionnellement au nombre de réglettes de la configuration M4CRIT, on obtient un effet de +438pcm.

iv. L'effet des diffuseurs et des hétérogénéités

Le modèle de référence, utilisé pour l'interprétation, a été simplifié afin d'obtenir des temps de calcul raisonnables. Ainsi, les compositions, employées pour la description du cœur, ont été légèrement homogénéisées. Elles proviennent du document définissant le benchmark MUSE4 [vil]. Cependant, des données plus hétérogènes, qui prennent en compte explicitement notamment les diffuseurs (éléments en acier pour l'interface entre les réglettes) et l'hétérogénéité des assemblages de combustible, existent [sou3]. L'utilisation de ces dernières données conduit à l'établissement d'un modèle numérique plus complexe. L'impact en termes de réactivités de ces diffuseurs et de l'hétérogénéité des assemblages a été quantifié en réalisant deux calculs ERANOS avec le code cœur TGV-VARIANT. Le premier calcul est effectué sans modéliser ces diffuseurs et avec une zone combustible homogène, alors que le second prend en compte les spécifications détaillées. Les calculs ont été faits avec une prise en compte de l'anisotropie à l'ordre P1, en utilisant l'approximation des harmoniques simplifiés, en 62 groupes d'énergie et en prenant la bibliothèque JEF-2.2. Cet effet est surtout dû aux diffuseurs qui se trouvent dans la zone active (interface zone combustible/zone réflecteur). Ainsi, il a été jugé raisonnable d'établir l'impact en réactivité pour les autres configurations en pondérant le résultat obtenu par le nombre d'assemblages de combustible, comme cela a aussi été fait pour la correction bouchons.

v. Les tubes ISN

Lors de l'exploitation des configurations sous-critiques 3 assemblages particuliers étaient chargés en permanence pour des raisons expérimentales. On les nomme tubes ISN fixes, car ils servent au groupe de l'ISN pour effectuer des mesures de spectre avec des détecteurs à protons de recul. Leur effet en réactivité, qui a été déterminé expérimentalement, est assez faible, de l'ordre de -145pcm (à 10% près). Ces tubes ne sont pas modélisés, il faut donc déduire cette valeur aux résultats numériques pour les configurations sous-critiques.

L'évaluation des incertitudes :

i. La méthode de calcul

A priori, une incertitude sur la méthode de calcul plus importante devrait être considérée pour les méthodes déterministes par rapport aux méthodes stochastiques. En particulier, les résultats ERANOS se sont montrés assez sensibles au découpage énergétique, ainsi qu'aux ordres de calcul, autant de critères qui n'apparaissent pas pour les codes de Monte Carlo. L'aspect le plus significatif est la bonne prise en compte du ralentissement dans le réflecteur. Cette difficulté connue et spécifique au réflecteur NASS pour ERANOS, a conduit à affirmer que le découpage standard en 33 groupes d'énergie n'est pas suffisant [leb3]. Dans notre cas,

le découpage en 62 groupes est meilleur, mais l'étude de modèles simples montre qu'un effet de plusieurs centaines de pcm peut subsister.

Toutefois, il ne faut pas minimiser les effets de méthode des codes de Monte Carlo, qui sont tributaires bien évidemment des erreurs statistiques, mais aussi de biais systématiques provenant notamment de la génération de la suite de nombres aléatoires.

En conclusion, il est apparu plus judicieux d'établir un effet de méthode identique pour les deux codes (MCNP et ERANOS), qui découle de la comparaison de leur prédiction avec la même bibliothèque, et pour des configurations de type MUSE4. L'analyse de plusieurs systèmes simplifiés a conduit à un effet assez standardisé autour de 200pcm, ce qui est aussi le cas pour M4CRIT (cf. Tableau 5.3).

ii. La modélisation

Pour des raisons de faisabilité, plusieurs simplifications sont réalisées sur la modélisation des différentes configurations. L'effet de ces simplifications est ensuite quantifié, comme nous l'avons vu dans le cadre de l'établissement de certaines corrections. Ainsi, il faut également imputer une incertitude à ces corrections. Dans notre cas et en se basant sur des études passées [ali], nous pouvons admettre une incertitude de $\pm 30\%$ sur les corrections liées à l'effet bouchon, l'impact des diffuseurs et à la décroissance du Pu241. Pour la correction due à l'homogénéisation du canal central, une incertitude plus faible de 10% a été déterminée en fonction du bon accord entre l'estimation de cet effet par le code cœur BISTRO et le code de Monte Carlo MCNP.

Enfin, il faut également donner une incertitude à certains aspects de modélisation qui ne sont pas pris en compte dans les calculs, car leur effet est limité. Il s'agit principalement de l'impact de la barre de pilotage (pris en compte dans la valeur expérimentale), de la perturbation des canaux expérimentaux et de la connaissance précise du plan de chargement. En essayant de modéliser ces effets, il a été constaté que leur impact était très faible. Sur cette base, une incertitude standard de $\pm 50\text{pcm}$ leur a été attribuée de manière globale. Les tableaux 5.3 à 5.5 récapitulent la valeur de l'incertitude totale due à la modélisation.

iii. Les données nucléaires

A l'aide de calculs de sensibilité, réalisés avec ERANOS, il a été possible de déterminer les incertitudes liées aux sections efficaces évaluées JEF-2.2 ou ajustées ERALIB1. Cela n'a pas pu être possible pour la bibliothèque ENDF/B6v2, car celle-ci n'est pas disponible avec l'utilisation d'ERANOS. Toutefois, pour obtenir une incertitude totale plus ou moins représentative, la valeur de JEF-2.2 a été reprise pour ENDF/B6v2, car il s'agit aussi d'une évaluation sans ajustement par données expérimentales.

Comme attendu, on constate l'écart important entre l'incertitude liée aux données nucléaires pour JEF-2.2 et ERALIB1, illustrant le bénéfice de l'ajustement des données par plusieurs centaines d'expériences intégrales.

Notons enfin, qu'il a été jugé tout à fait raisonnable de considérer la même incertitude liée aux données nucléaires pour les 3 configurations, étant donné les similitudes entre les assemblages chargés.

Dès lors, pour déterminer l'incertitude totale, on fait l'hypothèse justifiée que les différentes sources d'incertitude sont non corrélées (méthode, modélisation, données nucléaires et expérience), de sorte

$$\text{que : } I_T = \sqrt{\sum I^2} .$$

Les résultats des tableaux 5.3 à 5.5 amènent à faire plusieurs remarques, qui sont exposées ci-après :

- i. L'utilisation de la bibliothèque ENDF/B6v2 conduit à un résultat trop réactif d'environ 800 à 1000 pcm pour toutes les configurations. Ce constat reste généralement valable pour tous les systèmes à spectre rapide. Par contre, cette bibliothèque est moins réactive que JEF-2.2 pour les systèmes thermiques [jon].
- ii. L'utilisation d'ERANOS avec ERALIB1 ou JEF-2.2 ainsi que MCNP avec JEF-2.2 fournit des résultats satisfaisants en comparaison avec l'expérience pour toutes les configurations (écart < 500pcm). Un accord supérieur est même obtenu pour la configuration critique (écart < 200pcm). Les légèrement plus grandes difficultés à reproduire le k_{eff} pour les deux configurations sous-critiques peuvent s'expliquer en partie par la valeur expérimentale entachée d'une incertitude supérieure et par la présence des tubes ISN qui rend la modélisation plus délicate.
- iii. Avec le formulaire ERANOS, la librairie ERALIB1 fournit des résultats moins réactifs par rapport à JEF-2.2 d'environ 300pcm. Cependant, à la vue des résultats, les deux schémas de calcul sont performants pour prédire le facteur de multiplication.
- iv. Les incertitudes dues aux données de base sont fortement plus importantes lorsque l'on utilise JEF-2.2 qu'ERALIB1. Cela illustre l'impact de l'ajustement de cette dernière librairie par l'utilisation de près de 500 mesures intégrales. Par conséquent, cette bibliothèque permet de réduire l'importance de sensibilité de certains isotopes. En effet, avec JEF-2.2, les données du Pu²³⁹ avaient un impact écrasant sur les prédictions du k_{eff} par rapport aux autres isotopes. Par contre, avec ERALIB1, où ce dernier isotope a été ajusté, d'autres isotopes montrent une sensibilité importante pour le calcul du k_{eff} , comme principalement le Cr⁵², le Fe⁵⁶ et le plomb, ce dernier n'ayant pas subi d'ajustement.
- v. Comme les incertitudes de la bibliothèque JEF2.2 dues aux données nucléaires sont importantes (~1.7% sur le k_{eff}), il est aisé d'avoir une prédiction numérique qui recoupe l'expérience dans cette barre d'erreur. Toutefois, cela n'est pas entièrement satisfaisant, car le but avoué est d'obtenir un schéma de calcul, qui soit capable d'assurer une estimation du k_{eff} à ± 500 pcm (cf. Tableau 3.1). Par contre, cet objectif est parfaitement atteint avec l'utilisation de la bibliothèque ERALIB1, où l'écart maximal (C-E) pour toutes nos configurations est de 355pcm \pm 394pcm.

La justesse d'une bibliothèque ne peut pas être uniquement étudiée par la seule analyse du facteur de multiplication. Il est également important de tester les capacités de prédictions pour d'autres paramètres, comme, par exemple, pour des taux de réaction, ou pour la fraction de neutrons retardés.

5.2.2 LA FRACTION DE NEUTRONS RETARDES

La fraction de neutrons retardés est un paramètre essentiel pour bien reproduire le comportement cinétique d'un réacteur. Toutefois, elle est également importante pour la détermination des niveaux de sous-criticité en β , qui sont accessibles expérimentalement sans passage par une configuration critique d'étalonnage.

La fraction de neutrons retardés expérimentale de référence est déterminée par conjugaison des mesures de fluctuations neutroniques en mode courant, des étalonnages en réactivité et de l'estimation du taux de fission intégral sur le cœur [per].

Numériquement, la détermination du β_{eff} nécessite une pondération par le flux adjoint, comme le montre la définition suivante :

$$\beta_{eff} = \frac{\sum_i \int_V dr \int dE v_{d,i}(E) \Sigma_{f,i}(E, r) \phi(E, r) \int_{E'} dE' \chi_{d,i}(E') \phi^*(E', r)}{\sum_i \int_V dr \int dE v_{t,i}(E) \Sigma_{f,i}(E, r) \phi(E, r) \int_{E'} dE' \chi_{t,i}(E') \phi^*(E', r)} \quad (5.1)$$

avec $v_{d,i}$ le nombre de neutrons retardés émis par fission par l'isotope i selon le spectre $\chi_{d,i}$, et $v_{t,i}$ le nombre total de neutrons émis par fission par l'isotope i selon le spectre $\chi_{t,i}$.

Cela est facilement accessible avec un code déterministe par un calcul de perturbation. Pour un code de Monte Carlo la situation est différente, car la pondération par le flux adjoint n'est pas possible. Plus précisément, avec le code MCNP-4C une estimation du β_{eff} est accessible en réalisant deux calculs de k_{eff} , l'un en simulant tous les neutrons et l'autre en ne simulant que les neutrons prompts. La fraction de neutrons retardés est alors donnée par :

$$\beta_{eff} \approx \frac{k_{eff,tot} - k_{eff,prompt}}{k_{eff,tot}} \quad (5.2)$$

Cependant, cette méthode n'est pas très optimale et s'apparente à la valeur du $\beta_{nucléaire}$. Pour remédier à cela, il est préférable d'utiliser la méthodologie préconisée par Spriggs [spr], qui consiste à établir un facteur "d'efficacité" par lequel il faut multiplier la valeur du $\beta_{nucléaire}$:

$$\beta_{eff} = \sum_i \gamma_i \bar{\beta}_{nucléaire,i} = \gamma \bar{\beta}_{nucléaire} \quad \text{et} \quad \gamma \approx \frac{k_{eff,\gamma,retardé}}{k_{eff,\gamma,total}} \quad (5.3)$$

avec $k_{eff,\gamma,retardé}$, le facteur de multiplication obtenu en faisant évoluer tous les neutrons selon les spectres des neutrons retardés, et $k_{eff,\gamma,total}$, le facteur de multiplication standard, prenant en compte le spectre des neutrons prompts et retardés.

L'établissement du facteur γ implique certaines modifications dans le code MCNP-4C, qui n'ont pas été engagées dans cette étude. Toutefois, cette valeur a été déterminée par NRG-Petten pour les configurations MUSE4 dans le cadre du benchmark MUSE4. L'ensemble des prédictions de la fraction de neutrons retardés est donné dans le tableau 5.6. A noter que la valeur du $\beta_{nucléaire}$ est de 380 pcm (JEF-2.2). On constate un très bon accord entre l'expérience et les calculs numériques, lorsque la méthode de Spriggs est utilisée pour les codes de Monte Carlo. Ainsi, cette définition du facteur de pondération γ permet une bonne représentation de la pondération du paramètre par le flux adjoint, comme cela est fait par les codes déterministes. Par contre, la méthode, basée sur l'équation (5.2) n'est pas satisfaisante et fournit une valeur très voisine du $\beta_{nucléaire}$. Enfin, on constate un impact très modéré de la bibliothèque sur l'établissement de la fraction de neutrons retardés.

Tableau 5.6 : Comparaison entre la valeur calculée et mesurée du paramètre β_{eff} pour la configuration M4REF

Valeur expérimentale en pcm : $335 \pm 5\%$				
Code	Bibliothèque	Méthode de résolution	Valeur en pcm	Incertitude en pcm à $1-\sigma$
ERANOS-2.0 (RZ-S8P1-33g)	ERALIB1	Calcul de perturbation	323.1	± 10 [zam]
ERANOS-2.0 (RZ-S8P1-33g)	JEF-2.2	Calcul de Perturbation	325.9	± 10 [zam]
ERANOS-2.0 (RZ-S16P3-33g)	JEF-2.2	Calcul de Perturbation	325.8	± 10 [zam]
MCNP-4C	JEF-2.2	Calcul selon éq. (5.2)	370	± 7
MCNP-4C	JEF-2.2	Calcul selon éq. (5.3)	341	± 10
MCNP-4C	ENDF/B6v2	Calcul selon éq. (5.2)	386	± 22

Le formulaire ERANOS permet aussi d'accéder très facilement à la distribution du β_{eff} par isotope, comme cela est donné dans le tableau 5.7.

Tableau 5.7 : Distribution isotopique de la fraction de neutrons retardés

ERANOS	U ²³⁵	U ²³⁸	Pu ²³⁹	Pu ²⁴⁰	Pu ²⁴¹	Pu ²⁴²	β_{eff}
+ JEF-2.2 (S16P3)	4.7	140.9	157.7	14.0	7.5	0.9	325.8
+ JEF-2.2 (S8P1)	4.7	140.8	157.9	14.0	7.5	0.9	325.9
+ ERALIB1 (S8P1)	4.6	139.0	157.6	13.7	7.3	0.9	323.1

Comme attendu en raison du combustible PuO₂-UO₂, les neutrons retardés sont majoritairement issus de l'U²³⁸ et du Pu²³⁹. De plus, un calcul à l'ordre S8P1 est suffisant, considérant les faibles écarts avec le schéma en S16P3.

5.2.3 CONCLUSIONS

De manière globale, l'interprétation des paramètres k_{eff} et β_{eff} a permis la mise en évidence de plusieurs éléments, comme :

- i. La bibliothèque ENDF/B6v2 n'est pas adéquate pour la prédiction du facteur de multiplication de ces systèmes rapides MUSE4.
- ii. On obtient un écart de 400pcm pour le k_{eff} entre MCNP et ERANOS avec la librairie JEF-2.2. Cette différence est raisonnable à la vue des multiples corrections à apporter à la valeur brute.
- iii. Par rapport à l'expérience, un accord satisfaisant est obtenu (<500pcm) avec ERANOS-2.0 (+ERALIB1 ou +JEF-2.2) et MCNP-4C (+JEF-2.2). Il devient même très bon lors de l'étude de la configuration critique moins hétérogène (pas de tubes ISN). De plus, l'utilisation

d'ERALIB1 permet de satisfaire aux exigences de validité de la prédiction du k_{eff} (incertitude réduite, mais (C-E) toujours inférieur).

- iv. L'importance des incertitudes liées aux données nucléaires pour JEF-2.2, montre, d'une part, la justification d'établir une librairie ajustée à l'aide de mesures intégrales, et d'autre part, de poursuivre les efforts pour l'établissement de nouvelles versions de bibliothèques émanant de nouvelles mesures plus précises de sections efficaces différentielles. Ceci a toutefois une limite, les implications correspondantes étant très exigeantes.
- v. Pour la prédiction du β_{eff} un accord très satisfaisant est obtenu entre les prédictions ERANOS et la mesure expérimentale (<5%). Pour les prédictions déterministes, on constate d'ailleurs un faible impact de la librairie, ainsi que des ordres de précision du calcul.
- vi. L'évaluation de la fraction de neutrons retardés par le code de Monte Carlo MCNP-4C montre que l'utilisation de la méthode de Spriggs est nécessaire pour obtenir des résultats aussi bons que ceux des codes déterministes. Cela indique qu'il est important de pouvoir déterminer un facteur correctif, dont l'objectif est d'estimer l'effet de la pondération par le flux adjoint, qui est à la base de la définition du β_{eff} . Cette méthode présente toutefois des insuffisances pour des cœurs très hétérogènes.
- vii. Les principaux contributeurs à la fraction de neutrons retardés, estimés par le formulaire ERANOS, sont l'U²³⁸ (43.2%) et le Pu²³⁹ (48.4%).

Pour étoffer notre qualification, il est important d'étudier la bonne représentation des variations spectrales des différentes configurations. Toutefois, la bonne modélisation des systèmes sous-critiques passe par la bonne connaissance de la source intrinsèque du système, liée au combustible de type MOX utilisé.

5.3 VALIDATION DU CALCUL DE LA SOURCE INTRINSEQUE

La source intrinsèque du réacteur correspond aux neutrons qui résultent des fissions spontanées et des réactions (α, n) sur les noyaux légers présents dans le combustible, comme l'oxygène. Souvent, cette contribution au flux neutronique n'est pas négligeable pour la détermination de différents paramètres intégraux dans les installations expérimentales, et il est donc important de bien pouvoir l'introduire adéquatement dans les simulations numériques. Cela est d'autant plus nécessaire lorsque des systèmes à faible puissance sont étudiés, comme dans notre cas pour le système sous-critique alimenté par la source DD. Ce chapitre présente donc l'état actuel des connaissances de la source intrinsèque à travers l'établissement d'une nouvelle évaluation numérique à partir du code ALPHAEN [ben]. Une comparaison calcul/expérience va finalement montrer l'apport de cette nouvelle modélisation de la source intrinsèque.

5.3.1 ETAT DU PROBLEME ET MODIFICATIONS ENAGAGEES

Le problème lié à la modélisation de la source intrinsèque a principalement été mis en évidence lors de l'investigation des configurations sous-critiques du programme MUSE3. En effet, la source externe utilisée lors de ces expériences possédait une intensité voisine de celle de la source intrinsèque. Il a alors été remarqué que les taux de fission absolus calculés étaient surestimés d'environ 40% [ali] lorsque l'impact de la source intrinsèque était important (source externe à

l'arrêt). Pour des configurations, où l'influence de la source intrinsèque est négligeable les mêmes taux de fissions sont reproduits à environ 15%.

De ce constat est né l'idée d'améliorer la prédiction de la source intrinsèque notamment liée au combustible MOX. Plus spécifiquement, comme les fissions spontanées apparaissent comme bien connues, les investigations se sont portées sur l'étude des réactions (α,n). Ce travail fut mené à bien à travers la réalisation d'une thèse [bab], dont nous allons tester l'apport.

Afin d'établir cette source intrinsèque, des données homogénéisées sur un assemblage de combustible ont été utilisées. Elles sont indiquées pour le combustible PuO₂-UO₂ présenté dans le tableau 5.8.

Tableau 5.8 : Concentrations moyennées sur un assemblage de combustible MASURCA (PITM) des isotopes contribuant au calcul de la source intrinsèque, actualisées au 09/01/2001

Isotopes	Concentrations (en atomes/cm³)	Isotopes	Concentrations (en atomes/cm³)
U ²³⁴	1.5766E+17	Pu ²⁴⁰	3.6885E+20
U ²³⁵	1.7448E+19	Pu ²⁴¹	2.0584E+19
U ²³⁶	6.3064E+17	Pu ²⁴²	1.3287E+19
U ²³⁸	5.2371E+21	Am ²⁴¹	5.6975E+19
Pu ²³⁸	3.4410E+18	O ¹⁶	1.4322E+22
Pu ²³⁹	1.5223E+21		

Notons que dans le cadre du programme MUSE4, 3 différents types de combustible ont été utilisés. C'est sur la base du plus répandu (>85%), que les valeurs des concentrations du tableau 5.8 ont été fournies. Cependant, un calcul de source intrinsèque a été réalisé pour les 3 types de combustible. Les différences obtenues sont mentionnées dans le point suivant. Il est également important de mentionner la date d'actualisation du combustible, car la décroissance du Pu²⁴¹ a un impact non-négligeable sur l'estimation de la source intrinsèque.

Le calcul de la source intrinsèque (SI) est donc réalisé par le code ALPHAEN. Pour établir la nouvelle évaluation de la SI, plusieurs modifications ont été engagées [bab] :

- i. Mise à jour des données de base pour la prise en compte de la composante de la SI liée aux fissions spontanées.
- ii. Etablissement d'une nouvelle version du code ALPHAEN, vérifiée pour chacune de ses différentes étapes.
- iii. Prise en compte d'un nombre d'isotopes plus important avec notamment l'ensemble des isotopes du plutonium.
- iv. Etablissement et utilisation de sections efficaces non plus moyennées, mais basées sur des données expérimentales (avec un ajustement via les paramètres de résonances), pour les réactions (α,n).

L'impact de ces modifications est estimé dans le point suivant avec la présentation de la nouvelle évaluation de la source intrinsèque.

5.3.2 PRESENTATION DE LA NOUVELLE EVALUATION NUMERIQUE

Le code de calcul ALPHAEN permet d'obtenir la source intrinsèque, ainsi que ses deux composantes, la source de fission spontanée, S_{sf} , et la source (α,n) , $S_{(\alpha,n)}$.

Les résultats obtenus [bab] conduisent à la source intrinsèque suivante.

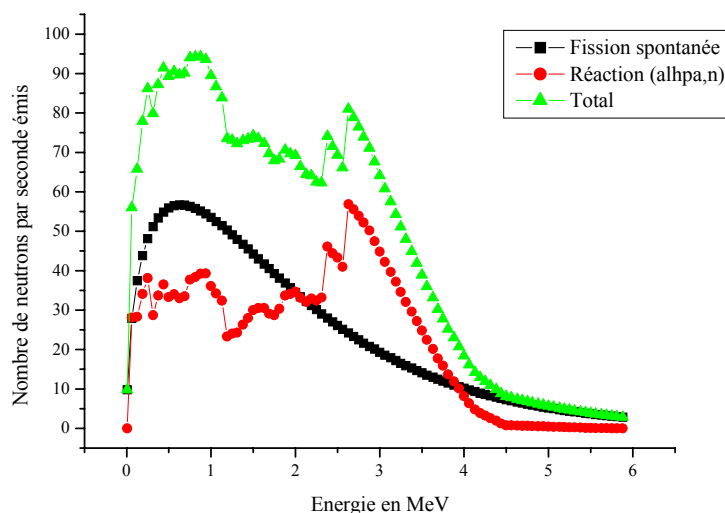


Figure 5.2 : Présentation de la source intrinsèque et ses deux contributions

La figure 5.2 met en évidence la structure fine de la composante (α,n) qui provient de l'utilisation de sections efficaces résonantes et non plus moyennées (ancienne version). Cela conduit à une courbe d'émission neutronique accidentée. Par contre, l'absence de données expérimentales à partir d'environ 3MeV implique à nouveau l'emploi des sections efficaces moyennées, reconduisant à une courbe lissée. Ainsi, de grandes modifications ont été apportées à la distribution du spectre. Toutefois, comme nous l'avons déjà mentionné, l'important réside dans le niveau d'intensité absolu de la source intrinsèque. Sur ce dernier point, on remarque une contribution quasi-identique entre les fissions spontanées et les réactions (α,n) . En effet on a :

Contribution due aux réactions (α,n) : $1.34E+02$ n/s/cm³

Contribution due aux fissions spontanées : $1.49E+02$ n/s/cm³

Ces valeurs sont obtenues pour le combustible PIT majoritairement chargé dans les configurations de type MUSE4 (il peut y avoir de très faibles différences entre les assemblages PIT de 12" ou de 24"). Par contre, on obtient des valeurs assez différentes pour le combustible P2A, qui a servi à charger environ 7% de la zone combustible des configurations MUSE4 (au-dessus et en dessous du canal central) :

Contribution due aux réactions (α,n) : $2.76E+02$ n/s/cm³

Contribution due aux fissions spontanées : $1.74E+02$ n/s/cm³

Ces écarts sont principalement dus à l'enrichissement plus important du P2A par rapport au PIT, et à la présence de plus d'Am²⁴¹.

Enfin, la prise en compte des différents combustibles a conduit à une intensité de la source intrinsèque, intégrée sur le volume combustible de la configuration M4CRIT de :

Intensité intégrée (coeur) de la source intrinsèque de la configuration M4REF : $1.39E+08$ n/s.

D'un point de vue isotopique, les diverses contributions à la composante (α, n) sont données dans le tableau 5.9 pour le combustible PIT.

Tableau 5.9 : Contribution de chaque isotope à la source intrinsèque pour le combustible PIT

Isotope considéré	Emission α ($\alpha/s/cm^3$)	Neutrons produits par réaction (α, n) ($n/s/cm^3$)	Contribution (%)
U ²³⁴	1.41E+04	2.97E-04	2.22E-04
U ²³⁵	5.44E+02	1.14E-05	8.51E-06
U ²³⁶	5.92E+02	1.25E-05	9.33E-06
U ²³⁸	2.57E+04	5.42E-04	4.05E-06
Pu ²³⁸	8.62E+08	1.81E+01	1.35E+01
Pu ²³⁹	1.38E+09	2.91E+01	2.17E+01
Pu ²⁴⁰	1.23E+09	2.59E+01	1.93E+01
Pu ²⁴¹	7.70E+05	1.62E-02	1.21E-02
Pu ²⁴²	7.81E+05	1.64E-02	1.22E-02
Am ²⁴¹	2.89E+09	6.08E+01	4.54E+01
Total	6.36E+09	1.34E+02	1.00E+02

On constate que l'Am²⁴¹ fournit presque la moitié des neutrons via le processus (α, n). Cela est dû principalement à sa période relativement courte. Cela justifie l'importance de la mise à jour de la décroissance du Pu²⁴¹ en Am²⁴¹ avant d'effectuer un calcul ALPHAEN. Sinon, les trois autres isotopes, qui contribuent majoritairement à la composante (α, n), sont le Pu²³⁸, le Pu²³⁹ et le Pu²⁴⁰.

Cette nouvelle évaluation de la source intrinsèque est fortement modifiée par rapport à l'ancienne. En effet, dans l'ancienne évaluation, la composante (α, n) représentait près de 80% de la source intrinsèque. De plus, l'intensité de la source intrinsèque, intégrée sur le volume combustible était supérieur à 2E+08 n/s, ce qui est environ 30% supérieur à la nouvelle valeur obtenue pour les configurations MUSE4. Bien sûr, l'actualisation du Pu²⁴¹ a un impact non négligeable, mais il n'explique pas cet écart important. Ce dernier provient essentiellement de la mise à jour des données sur les fissions spontanées et les décroissances α (une erreur dans l'ancien fichier est suspectée, mais comme il n'existe plus, on ne peut s'en assurer), de la correction du code ALPHAEN, et de l'introduction de plus d'isotopes (notamment tous les Pu). Sinon, les modifications engagées sur la forme du spectre neutronique par l'utilisation de sections résonantes, n'ont pas d'influence sur l'intensité de la source intrinsèque (normalisation identique). Le paragraphe suivant montre le bénéfice de toutes les modifications.

5.3.3 COMPARAISON CALCUL/EXPERIENCE ET AMELIORATION APPORTEE

Ainsi, l'obtention d'une source intrinsèque environ d'intensité 30% plus faible permet d'envisager une amélioration des prédictions numériques de taux de fission absolus. En effet, dans le cadre du programme MUSE3, les taux absolus étaient surestimés d'environ 40% lorsque seule la source intrinsèque alimentait neutroniquement le réacteur sous-critique. Comme le k_{eff} du système reste proche de 1.0 une grande multiplication se produit dans le cœur de telle manière que le spectre de la source intrinsèque n'a que peu d'impact. Par contre, son intensité est directement liée au niveau absolu de taux de réaction. Dans ces conditions, la réduction d'intensité de 30% de la SI permet

d'accéder à un écart calcul/expérience pour des taux de fission d' U^{235} dans MUSE3 de l'ordre de 10% au lieu de 40%, indiquant aussi une claire amélioration.

Ce constat a été également confirmé par l'interprétation des mesures de la configuration M4SC0. En effet, on a établi en différents endroits du cœur le rapport entre un taux de fission obtenu avec la source DD en marche (à 4500Hz), et lorsque cette dernière était à l'arrêt. Les rapports obtenus pour tous les détecteurs (chambre à fission d' U^{235}) sont donnés dans le tableau 5.10.

Tableau 5.10 : Rapport de taux de fission dans la configuration M4SC0 avec et sans la source DD en fonctionnement

Moniteur	$T_{U^{235}}(DD + SI)/T_{U^{235}}(SI)$	$T_{U^{235}}(DD)/T_{U^{235}}(SI)$
A	2.07	1.07
B	2.14	1.14
C	2.14	1.14
D	2.13	1.13
E	2.09	1.09
F	2.12	1.12
G	2.13	1.13
H	2.13	1.13
Moyenne	2.12	1.12

Une bonne adéquation est obtenue pour tous les moniteurs. Si pour le moniteur E, la valeur légèrement inférieure est due à la statistique (moniteur le plus éloigné du centre), l'écart de la prédiction moyenne avec le moniteur A est moins évident à expliquer (problème d'électronique possible). Toutefois, on voit donc que dans ces conditions expérimentales la source DD est environ 1.12 fois plus intense que la source intrinsèque (à 1% près). Or, l'intensité de la source DD a été déterminée expérimentalement par l'équipe de l'ISN (Grenoble) par activation d'échantillons à seuil de réaction dans une configuration très sous-critique (4 barres de sécurité insérées). La valeur fournie est de $3E+04$ n/pulse ($\pm 10\%$), ce qui fournit à 4500Hz : $1.35E+08$ n/s ($\pm 10\%$). De cette valeur on peut déduire une valeur d'intensité expérimentale pour la source intrinsèque (intégrée sur toute la zone combustible), comme le tableau 5.11 l'expose.

Tableau 5.11 : Estimation de l'intensité de la source intrinsèque (intégrée sur le cœur)

Valeur expérimentale de l'intensité de la SI : $1.21E+08$ n/s ($\pm 10\%$)			
Détermination numérique	Intensité en n/s	Incertitude en %	Rapport C/E
Ancienne évaluation	$2.01E+08$	10%	1.66
Nouvelle évaluation	$1.39E+08$	10%	1.15

Le tableau 5.11 confirme donc la tendance observée par les mesures de taux de fission réalisés lors des expériences MUSE3. Par conséquent, et grâce à la nouvelle évaluation, on peut estimer que la source intrinsèque est bien reproduite numériquement à 15% près, ce qui est une nette amélioration par rapport aux 30% obtenus avec la source utilisée précédemment.

De manière plus globale, l'impact de la bonne prédiction de la source intrinsèque a été étudié par rapport à la réalisation des mesures d'activation [ply6]. Ces analyses ont conduit à estimer que la bonne prise en compte de la SI était indispensable pour la configuration M4SC0 alimenté par la source externe DD. Par contre, pour les autres configurations son effet est nettement moins important, rendant sa simulation moins délicate. Dans tous les cas, l'effet diminue également lorsque l'on se situe plus près de la source externe, et cela principalement pour les réactions à seuil élevé.

En conclusion, les études précitées ont permis, d'une part, de valider une nouvelle évaluation de la source intrinsèque, et d'autre part, de quantifier son impact sur la réalisation des mesures statiques du programme MUSE4. A ce titre, les simulations numériques s'en trouvent renforcées, et doivent permettre une interprétation cohérente des variations spectrales dans les différentes configurations. Généralement, pour les interprétations la source intrinsèque a été modélisée en 62 groupes d'énergie selon le découpage donné dans l'annexe F.

5.4 INTERPRETATION DES TRAVERSES DE CHAMBRES A FISSION

Une voie traditionnelle pour étudier les capacités numériques à bien reproduire le comportement neutronique d'un système réside dans la comparaison de traverses de taux de réaction (majoritairement des taux de fissions) mesurés et calculés. Dans le cadre du programme MUSE4, les différents détecteurs utilisés ont permis d'obtenir les taux de réaction de fission des isotopes suivants, Th^{232} , U^{233} , U^{235} , U^{238} , Np^{237} , Pu^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{241} , Pu^{242} , Am^{241} et Am^{243} (ainsi que le taux (n,α) du B^{10}). Le tableau 5.12 résume les caractéristiques de ces réactions afin de permettre une meilleure compréhension des comportements qu'illustrent les figures ci-après.

Pour l'interprétation des résultats expérimentaux, les codes de calcul ERANOS-2.0 (avec JEF-2.2 et ERALIB1) et MCNP-4C (avec ENDF/B6v2 et JEF-2.2) ont été utilisés. Les calculs ERANOS ont été réalisés à 62 groupes d'énergie avec un traitement à l'ordre P3 de l'anisotropie. Le flux est obtenu en transport 3D (avec l'option des harmoniques simplifiées : Sp3) avec le module TGV-VARIANT. Pour MCNP, les taux ont été obtenus en définissant des sphères de 2cm de rayon, ce qui conduit à considérer moins de points sur une traverse, mais avec une meilleure statistique.

Tableau 5.12 : Description des réactions étudiées dans le cadre des traverses

Réaction	Seuil
$\text{Th}^{232}(n,\text{fis})$	1.2 MeV
$\text{U}^{233}(n,\text{fis})$	Aucun
$\text{U}^{235}(n,\text{fis})$	Aucun
$\text{U}^{238}(n,\text{fis})$	~1 MeV
$\text{Np}^{237}(n,\text{fis})$	~0.7 MeV
$\text{Pu}^{238}(n,\text{fis})$	Aucun
$\text{Pu}^{239}(n,\text{fis})$	Aucun
$\text{Pu}^{240}(n,\text{fis})$	~0.7 MeV
$\text{Pu}^{241}(n,\text{fis})$	Aucun
$\text{Pu}^{242}(n,\text{fis})$	~0.7 MeV
$\text{Am}^{241}(n,\text{fis})$	~0.8 MeV
$\text{Am}^{243}(n,\text{fis})$	~0.8 MeV
$\text{B}^{10}(n,\alpha)$	Aucun

Expérimentalement, les traverses interprétées correspondent à toutes celles réalisées dans les deux canaux radiaux (ouest/est et sud/nord), ainsi que dans un canal axial (position à proximité du centre dans le plomb), comme le rappelle la figure 5.3.

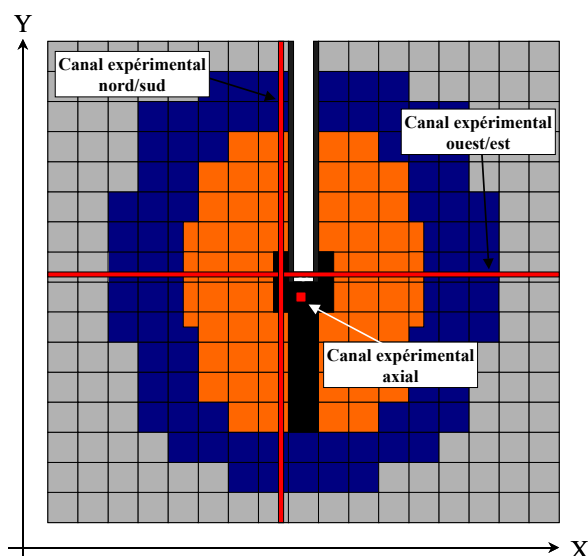


Figure 5.3 : Coupe horizontale pour montrer l'emplacement des canaux expérimentaux pour la réalisation des traverses de taux de réaction

L'interprétation des traverses expérimentales a été réalisée successivement pour diverses configurations MUSE4. Il est à noter qu'un nombre beaucoup plus important de traverses a été réalisé dans la configuration critique M4CRIT. Cela est dû, d'une part au fait que le système critique permet d'établir une puissance adaptée, ensuite, car il était important de bien caractériser la configuration de référence, et enfin, en raison des délais d'exploitation du programme MUSE4.

L'avantage d'étudier individuellement les différentes configurations est principalement de pouvoir découpler les effets dus aux hétérogénéités (canal vide et zone plomb), des effets liés à la source externe, comme cela est discuté aux paragraphes 5.4.5 et 5.4.6.

Toutes les traverses ont été normalisées en prenant comme points de normalisation, deux points symétriques situés au centre de la zone combustible, car par expérience il s'agit de la zone la mieux reproduite.

5.4.1 LA CONFIGURATION CRITIQUE M4CRIT

De nombreuses traverses ont été réalisées dans la configuration critique. Dans le cadre de ce paragraphe, il a été choisi de présenter l'interprétation des traverses de taux de fission d' U^{235} , de Np^{237} et d' U^{238} (cette dernière traverse ayant été corrigée par rapport aux traces (0.2%) d' U^{235}), les autres traverses étant données dans l'annexe H. Ces trois types de réaction, de par leur seuil respectif différent, permettent d'avoir une bonne idée des différents comportements identifiables par ces mesures de chambre à fission.

Les résultats exposés ci-après correspondent à des traverses établies dans les canaux expérimentaux radiaux ouest/est et nord/sud. Chaque traverse est présentée de manière complète ainsi qu'en effectuant un zoom sur la partie centrale afin d'identifier l'impact de la zone de plomb. Il est important de rappeler que le canal nord/sud traverse le cœur quasiment en son centre axial ($z=0$), c'est à dire au centre de l'épaisseur axiale du plomb, alors que la traverse ouest/est se situe environ à

10 cm en dessous du plan de symétrie axial. Dans ces conditions, l'effet du plomb devrait être ressenti de manière plus conséquente pour les traverses nord/sud.

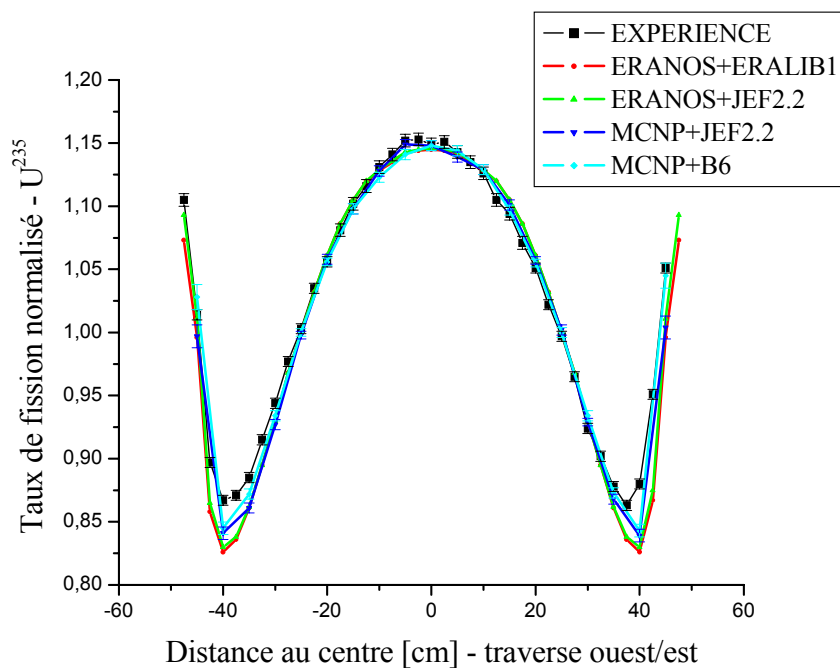


Figure 5.4a : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission de l'U²³⁵

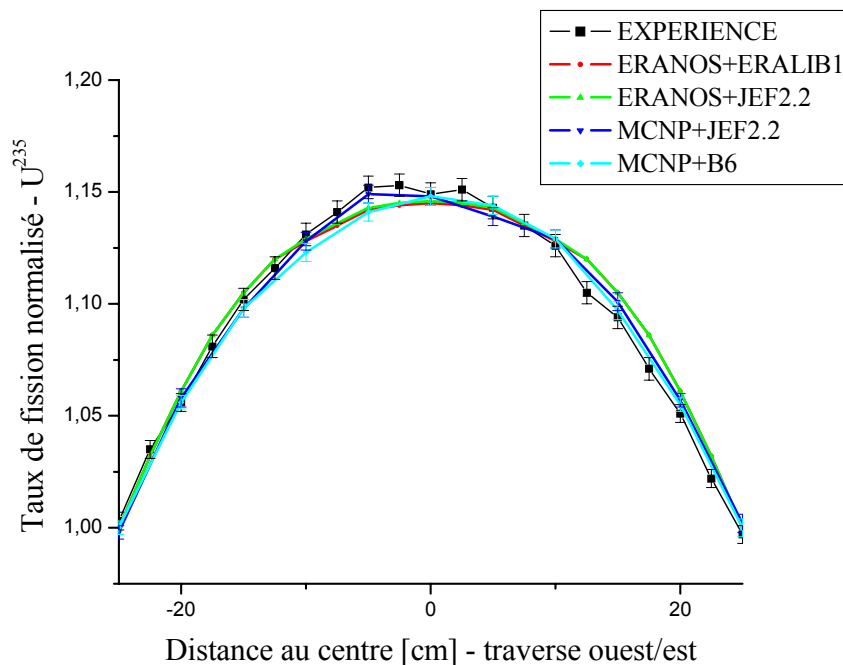


Figure 5.4b : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission de l'U²³⁵ (zoom au centre)

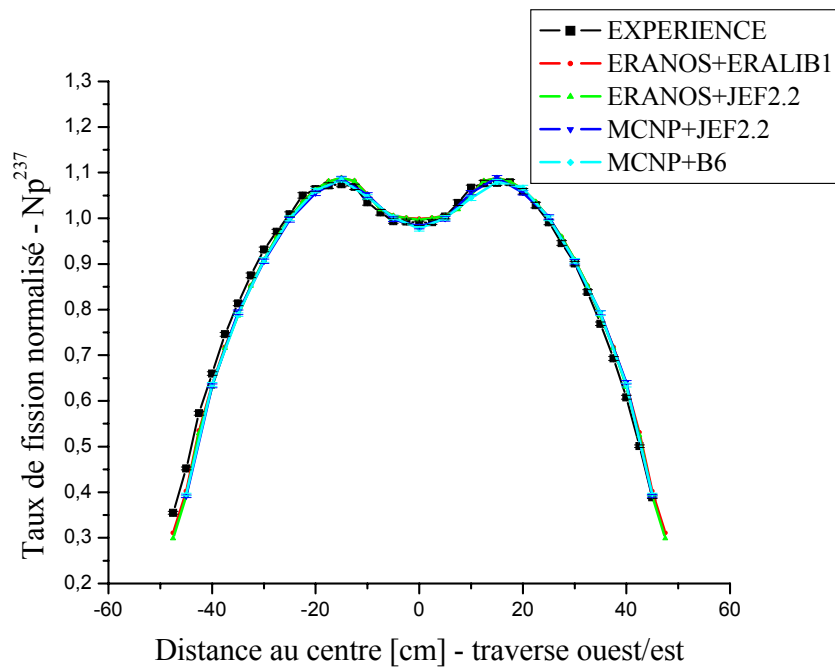


Figure 5.5a : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission du Np^{237}

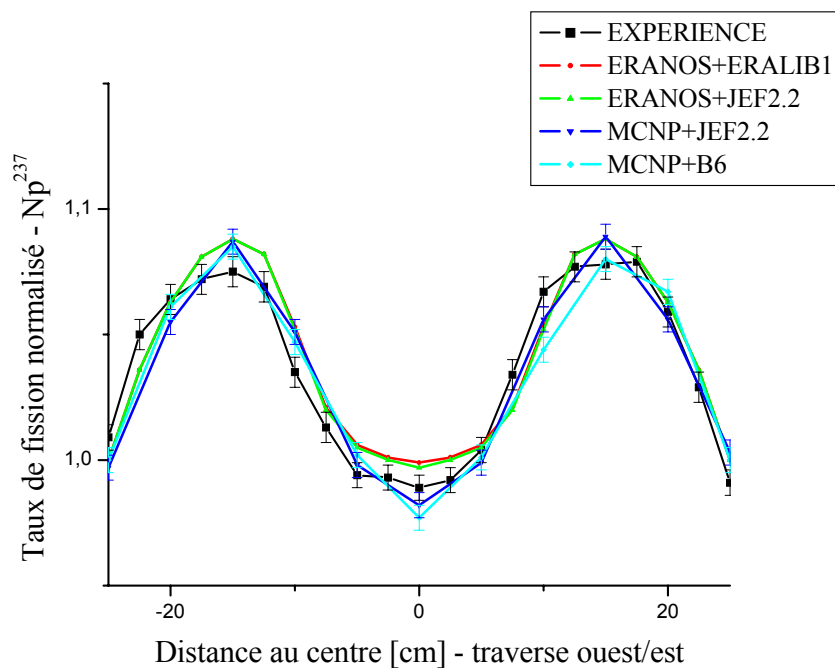


Figure 5.5b : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission du Np^{237} (zoom au centre)

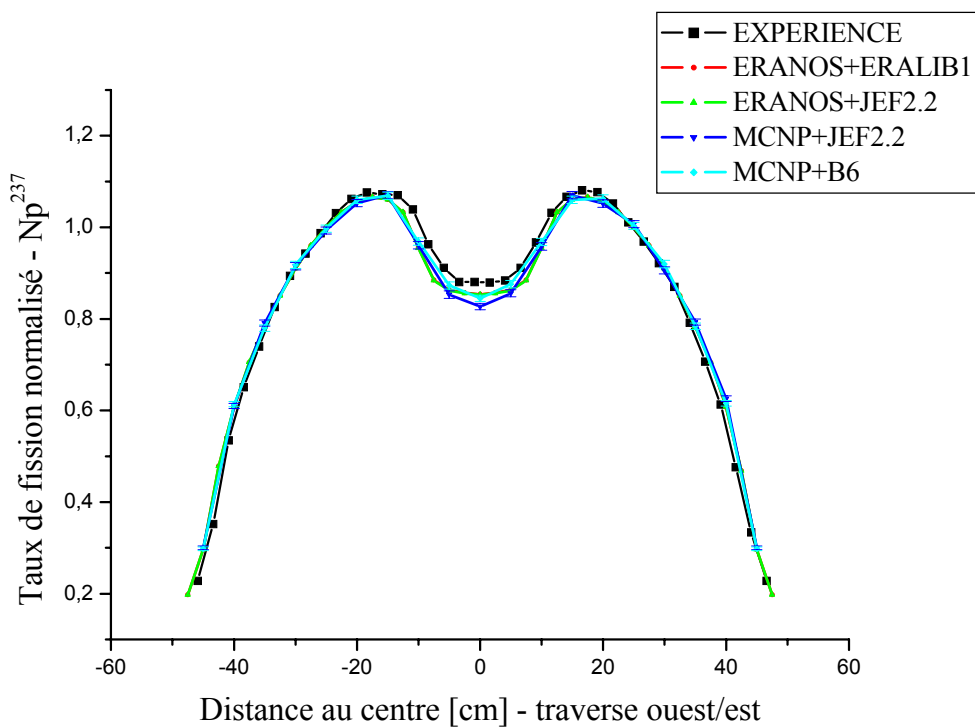


Figure 5.6a : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{237}

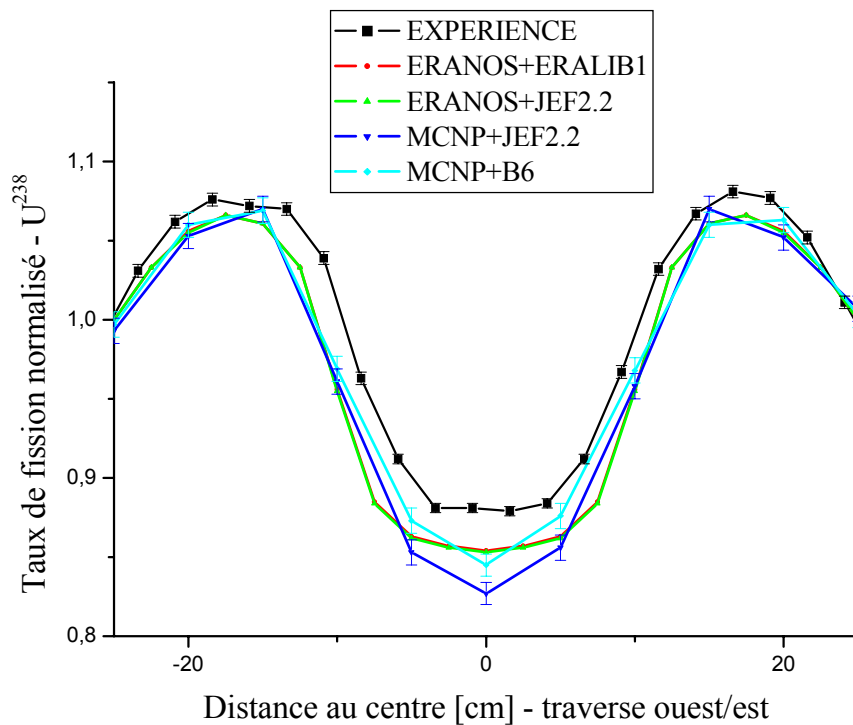


Figure 5.6b : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{238} (zoom au centre)

En plus de la vérification de la symétrie ouest/est du cœur, l'interprétation de ces traverses amènent aux constats suivants :

- i. Le profil des traverses de taux de fission sans seuil est parfaitement reproduit par tous les schémas de calcul. L'écart est inférieur à 1% même à proximité de la zone centrale.
- ii. Pour les réactions à faible seuil ($\sim 0.7\text{MeV}$), un léger étalement des résultats est vu dans la zone centrale. Toutefois, les écarts restent très satisfaisants ($< 3\%$).
- iii. Pour les réactions à plus haut seuil, comme pour la fission de ^{238}U , le désaccord dans la zone centrale est amplifié, et amène à des différences avec les schémas de calcul d'environ 5%. Dans ce contexte, l'utilisation du code MCNP avec la bibliothèque JEF-2.2 semble être légèrement la moins satisfaisante.
- iv. Mentionnons également que les écarts à l'interface cœur/réacteur, qui ont déjà été rencontrés lors de l'interprétation des traverses dans les programmes COSMO et MUSE3, sont à nouveau observés pour cette configuration M4CRIT. Dans le cas du formulaire ERANOS, des investigations pour résoudre ces problèmes sont en cours [leb3], et il apparaît qu'un découpage énergétique plus fin permette de minimiser les erreurs de modélisation de l'effet de ralentissement dans l'acier/sodium.

Les traverses sud/nord confirment ces remarques avec toutefois un léger effet d'asymétrie du cœur qui augmente un peu les difficultés d'interprétation, comme l'illustrent les graphes suivants.

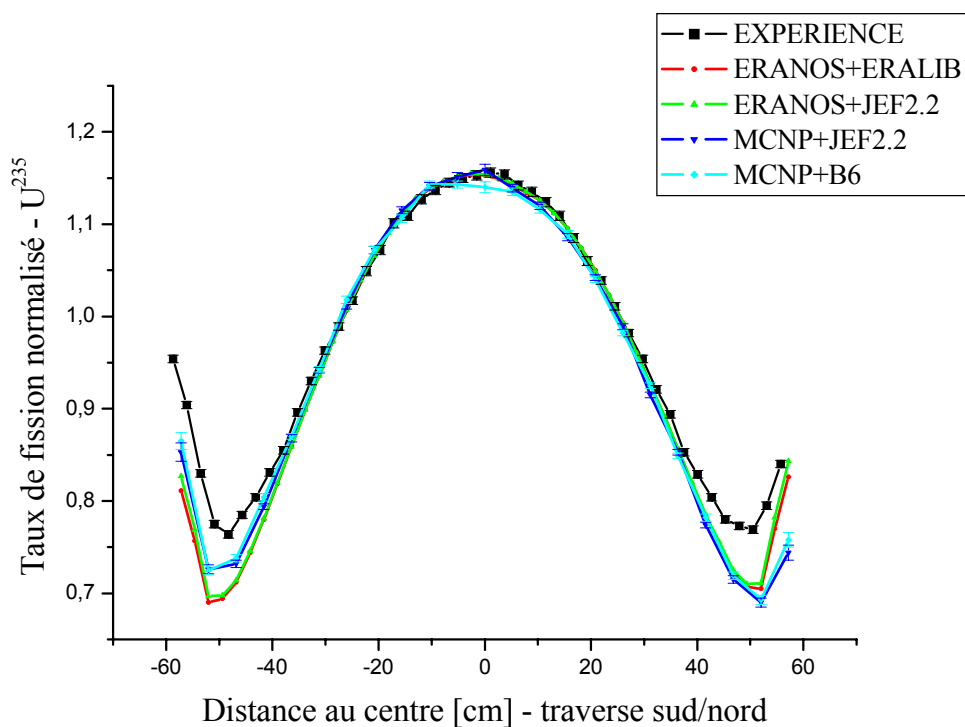


Figure 5.7a : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{235}

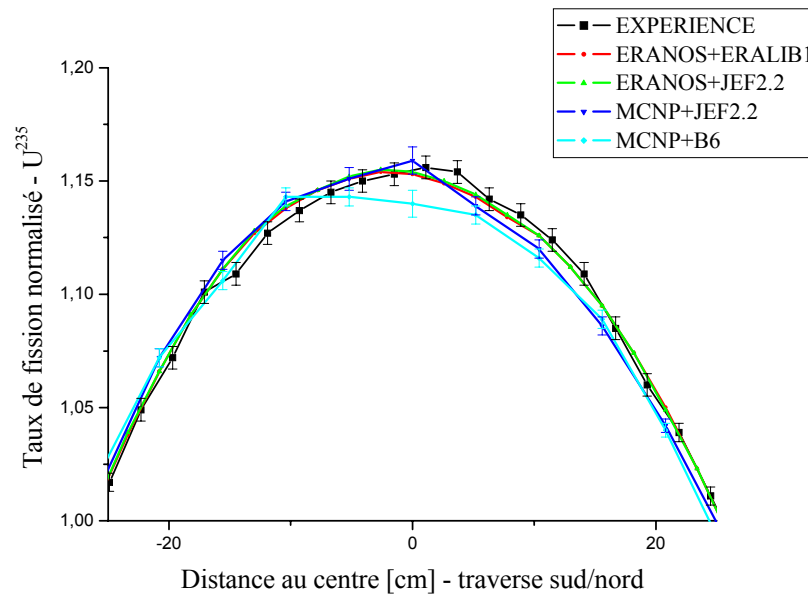


Figure 5.7b : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{235} (zoom au centre)

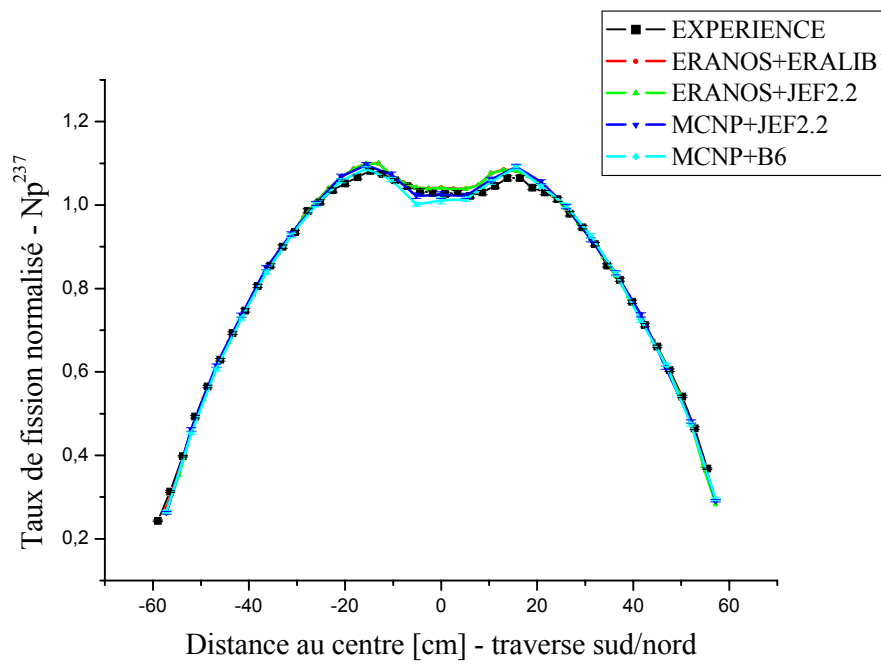


Figure 5.8a : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission du Np^{237}

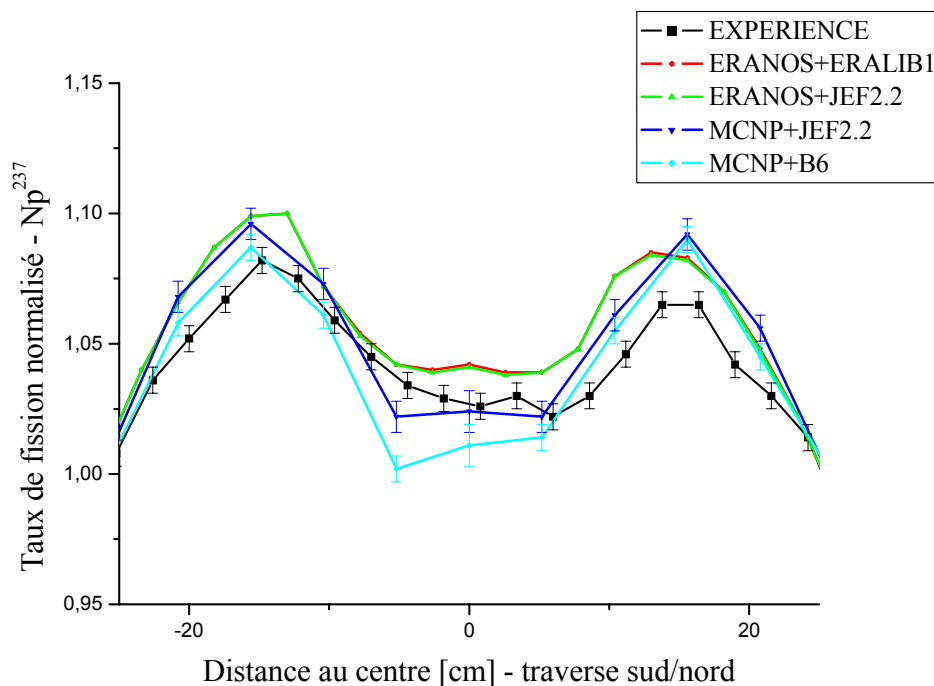


Figure 5.8b : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission du Np^{237} (zoom au centre)

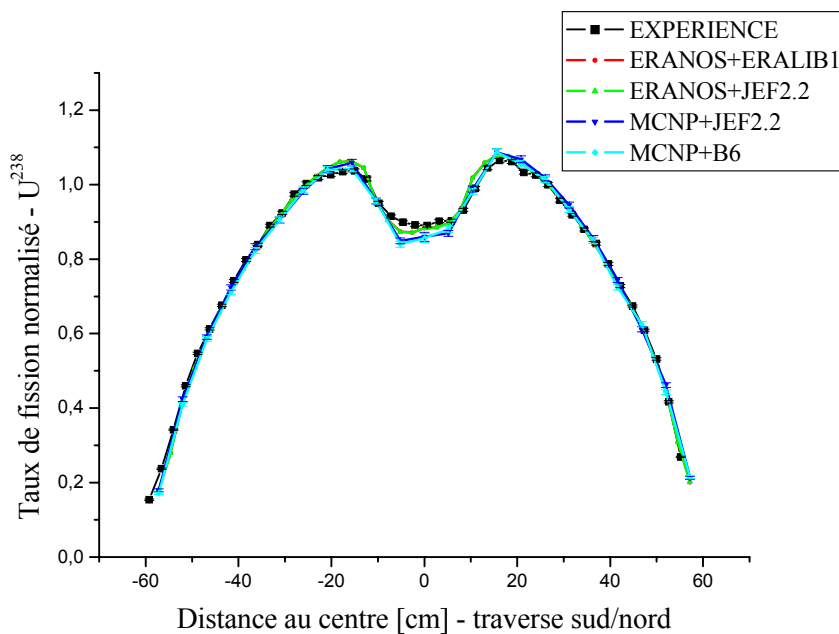


Figure 5.9a : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{238}

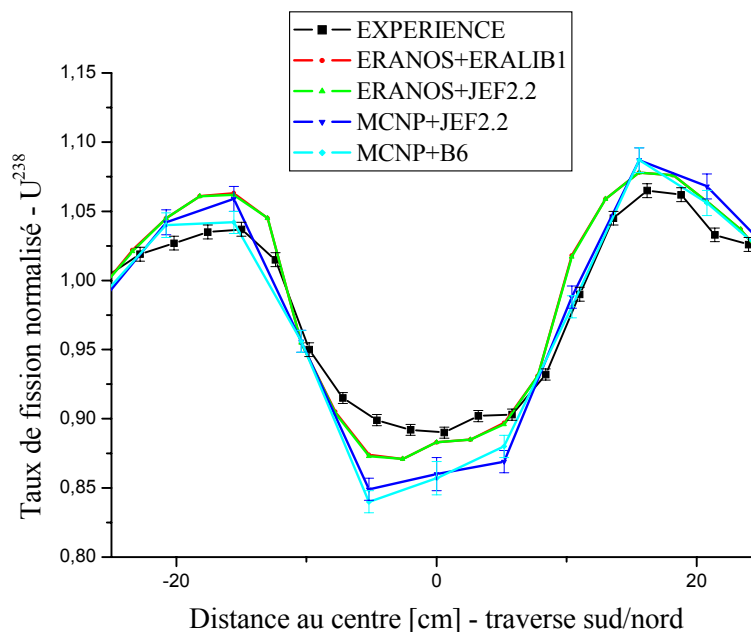


Figure 5.9b : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{238}
(zoom au centre)

Les traverses sud/nord, sans source externe, ne font pas apparaître d'asymétrie nette selon cet axe du cœur. Ainsi, l'effet plomb/accélérateur reste faible sur l'interprétation des traverses de taux de fission. Sinon, ces traverses permettent également d'identifier certains aspects d'interprétation :

- i. Les traverses de taux de fission sans seuil sont, à nouveau, parfaitement reproduites par l'ensemble des schémas de calcul. L'écart est inférieur à 1% même à proximité de la zone hétérogène centrale. Un écart plus important est constaté entre l'expérience et à la prédiction MCNP+ENDF/B6v2, ce qui reste explicable par les incertitudes statistiques de ce schéma de calcul.
- ii. Pour les réactions à faible seuil ($\sim 0.7\text{MeV}$), le désaccord est légèrement plus grand que ce qui avait été vu pour les traverses ouest/est, mais il reste inférieur à 4%. Par contre, on constate un effet d'asymétrie surestimé des codes par rapport à l'expérience.
- iii. Enfin, pour les réactions à plus haut seuil, l'écart calcul/expérience est aussi plus important, pour la zone centrale, par rapport aux traverses ouest/est, et il peut avoisiner les 6%.

Ces analyses sont confirmées par l'interprétation d'autres traverses dans les canaux radiaux et par des traverses dans un canal axial, comme le montre l'annexe H.

5.4.2. LA CONFIGURATION M4SC0+DD

Dans cette configuration, qui ne fournit qu'une faible puissance ($< 1\text{W}$) à cause de l'intensité réduite de la source DD, seules des traverses expérimentales de taux de fission d' U^{235} ont été engagées dans les canaux radiaux de mesure. La modélisation de la source, qui est évoquée dans la suite, est ici

isotrope pour tous les différents schémas de calcul. De plus, le facteur de multiplication a été maintenu constant ($\rho \sim -640\text{pcm}$).

Les deux figures ci-dessous montrent clairement les difficultés d'interprétation des traverses réalisées dans cette configuration à très faible puissance.

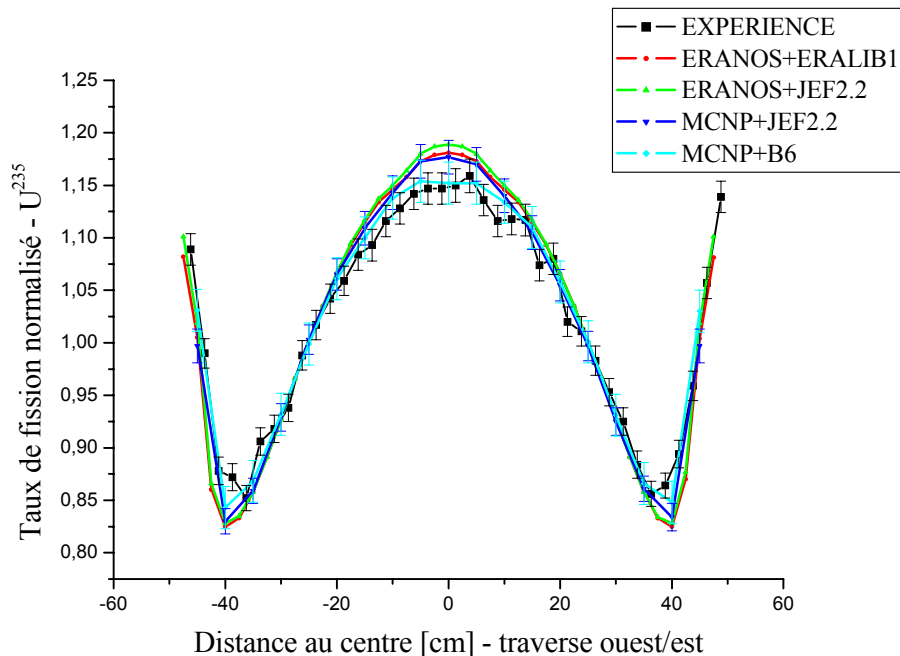


Figure 5.10 : Traverse ouest/est dans M4SC0+DD du taux de fission de l' U^{235}

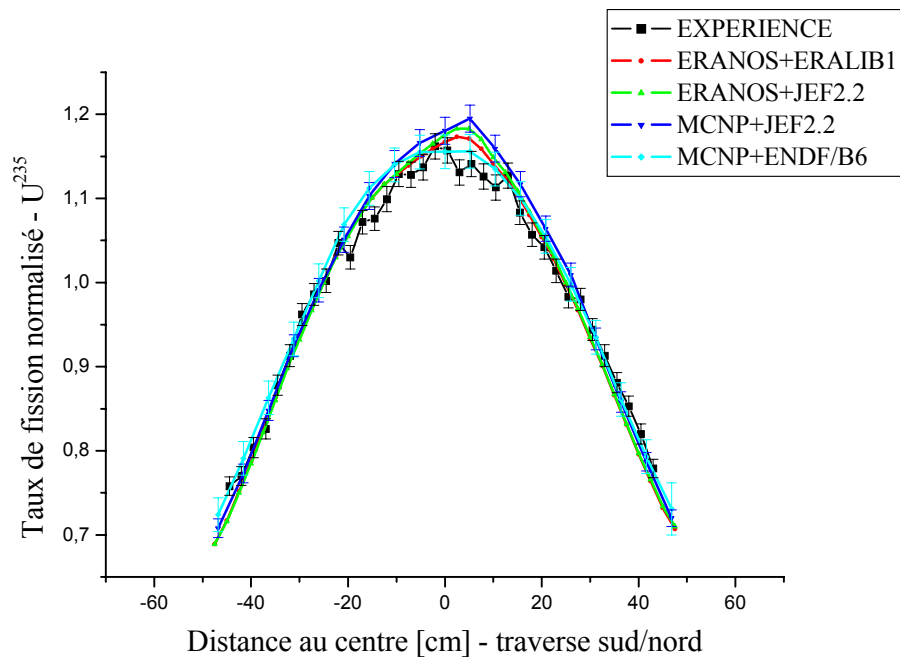


Figure 5.11 : Traverse sud/nord dans M4SC0+DD du taux de fission de l' U^{235}

Malgré les incertitudes associées aux mesures expérimentales, on constate que l'accord calcul/expérience est généralement moins satisfaisant au centre du cœur, indiquant, un certain impact lié à la présence de la source externe et au niveau de sous-criticité, même pour un taux sans seuil comme l' U^{235} .

5.4.3 LA CONFIGURATION SOUS-CRITIQUE M4SC0+DT

Dans cette configuration, des traverses de taux de fission d' U^{235} et d' U^{238} ont été réalisées dans les deux canaux radiaux. Les figures suivantes présentent les différentes interprétations pour les traverses d' U^{235} et d' U^{238} en prenant soin d'avoir le même facteur de multiplication pour les différentes méthodes numériques ($\rho = -640\text{pcm} \pm 20\text{pcm}$ selon les schémas de calcul), et que celui-ci corresponde à la valeur expérimentale établie ($\rho = -637\text{pcm} \pm 100\text{pcm}$).

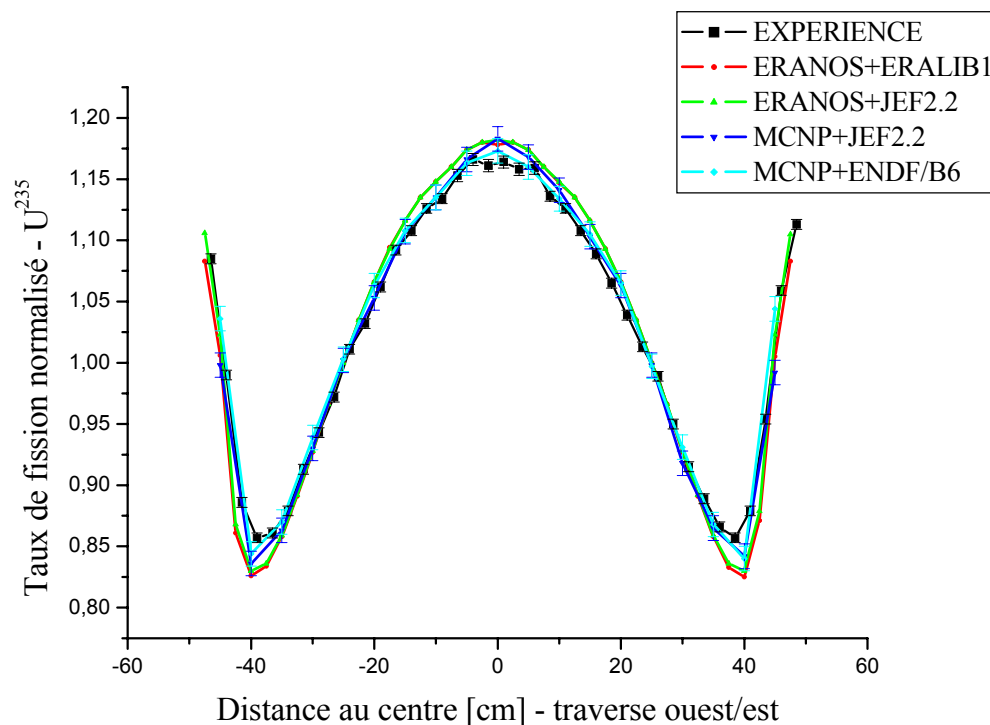


Figure 5.12 : Traverse ouest/est dans M4SC0+DT du taux de fission de l' U^{235}

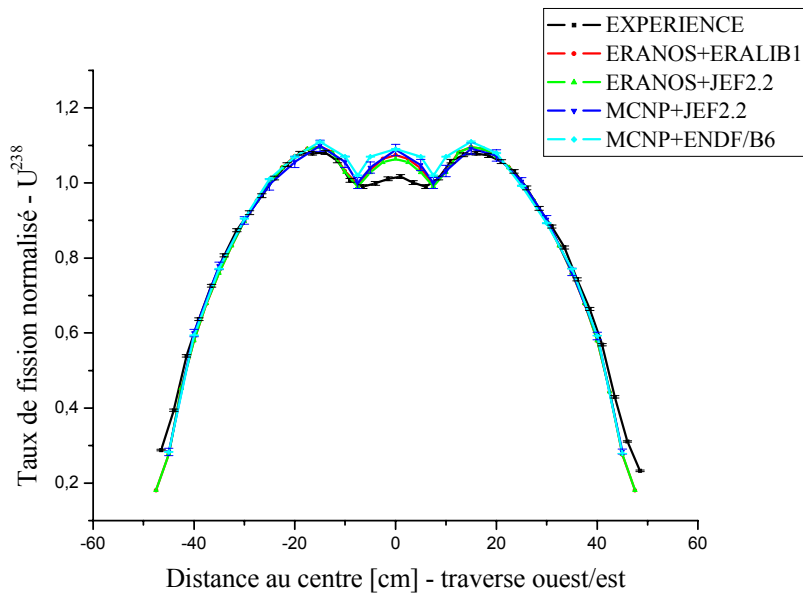


Figure 5.13 : Traverse ouest/est dans M4SC0+DT du taux de fission de l' U^{238}

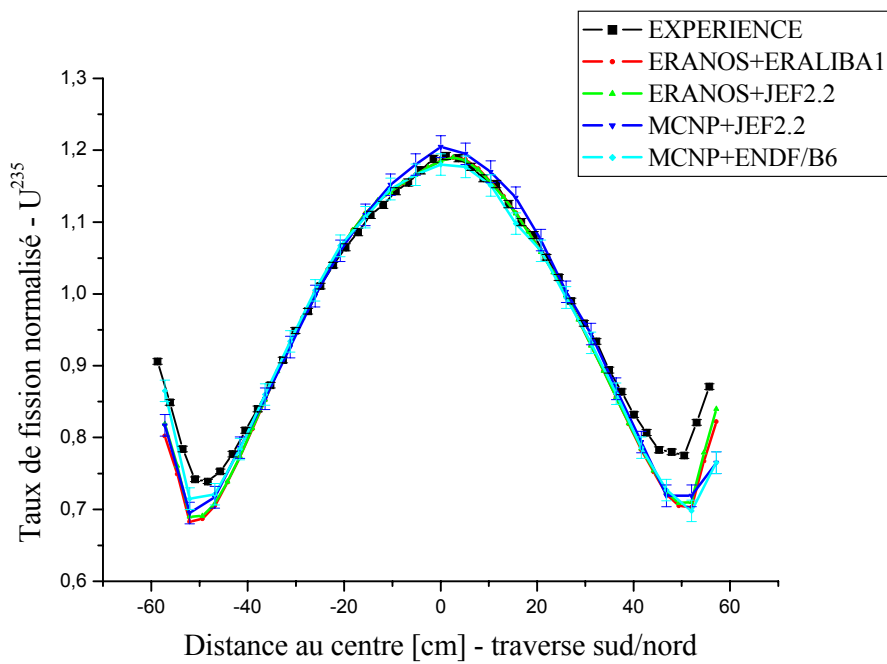


Figure 5.14 : Traverse sud/nord dans M4SC0+DT du taux de fission de l' U^{235}

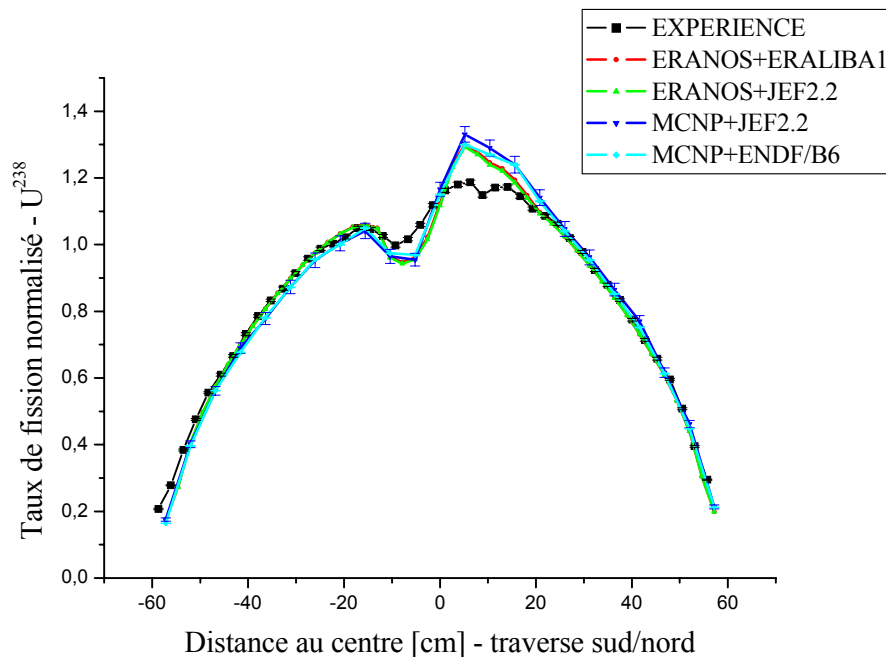


Figure 5.15 : Traverse sud/nord dans M4SC0+DT du taux de fission de l' U^{238}

Plusieurs enseignements sont à tirer des graphes précédents, comme :

- i. La prédiction raisonnablement satisfaisante des traverses de taux de fission d' U^{235} dans les deux canaux.
- ii. D'un point de vue purement numérique et en ce qui concerne les traverses du taux d' U^{238} , on constate un bon accord entre les divers schémas de calcul. Les légères différences obtenues sont dues aux faibles variations du k_{eff} entre les différents modèles (± 20 pcm) utilisés. Par contre, la modélisation ponctuelle ou volumique de la source externe, ainsi que l'homogénéisation du canal vide, dans le cadre des calculs déterministes, n'ont pas un impact significatif pour l'interprétation de ces traverses.
- iii. Plus généralement, la difficulté de prédiction des traverses d' U^{238} dans la zone centrale (avec ses hétérogénéités, présence du plomb et du canal) est bien mise en lumière (pic à la hauteur de la source). La correspondance entre le calcul et l'expérience du niveau de sous-criticité est principalement à l'origine de cet écart. En effet, les figures 5.16 et 5.17 exposent l'impact d'une modification du niveau de sous-criticité pour le calcul ERANOS+JEF-2.2. Cela conduit à une adéquation nettement meilleure entre le calcul et l'expérience pour une valeur de sous-criticité aux alentours de -500pcm. Cet écart par rapport à la valeur de sous-criticité expérimentale établie pour la configuration M4SC0 s'explique en partie par la difficulté de reproduire l'effet en réactivité des 3 tubes de mesures (ISN).
- iv. Loin de la source, les difficultés bien connues de modélisation de l'effet réflecteur restent présentes, comme pour la configuration M4CRIT.

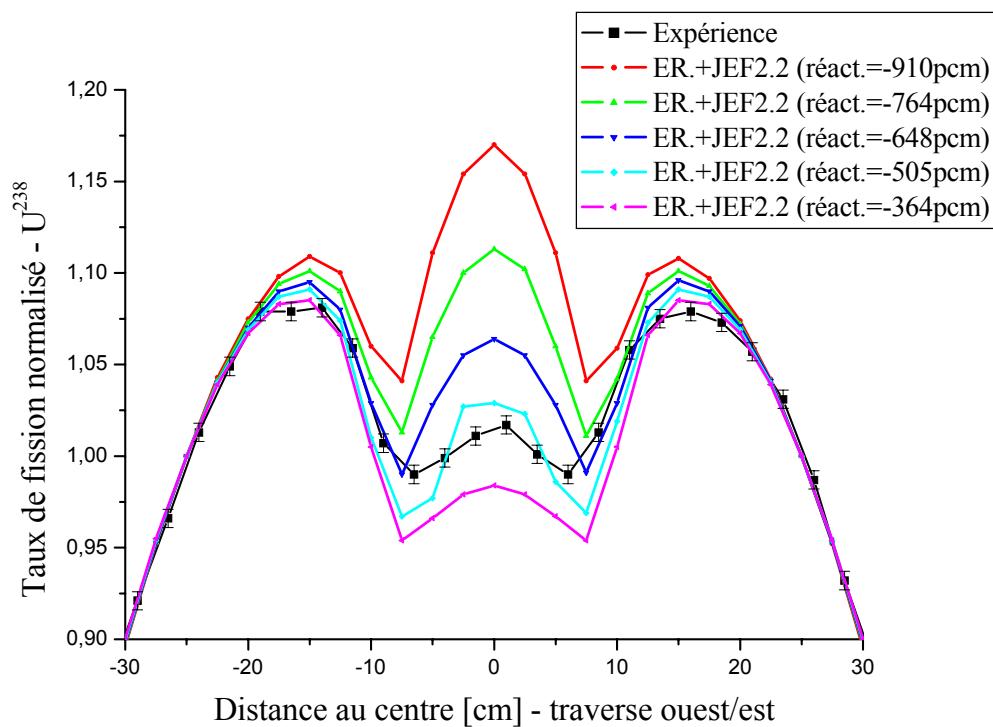


Figure 5.16 : Traverse ouest/est dans M4SC0+DT (avec k_{eff} modifié) du taux de fission de l' U^{238} (calcul corrigé)

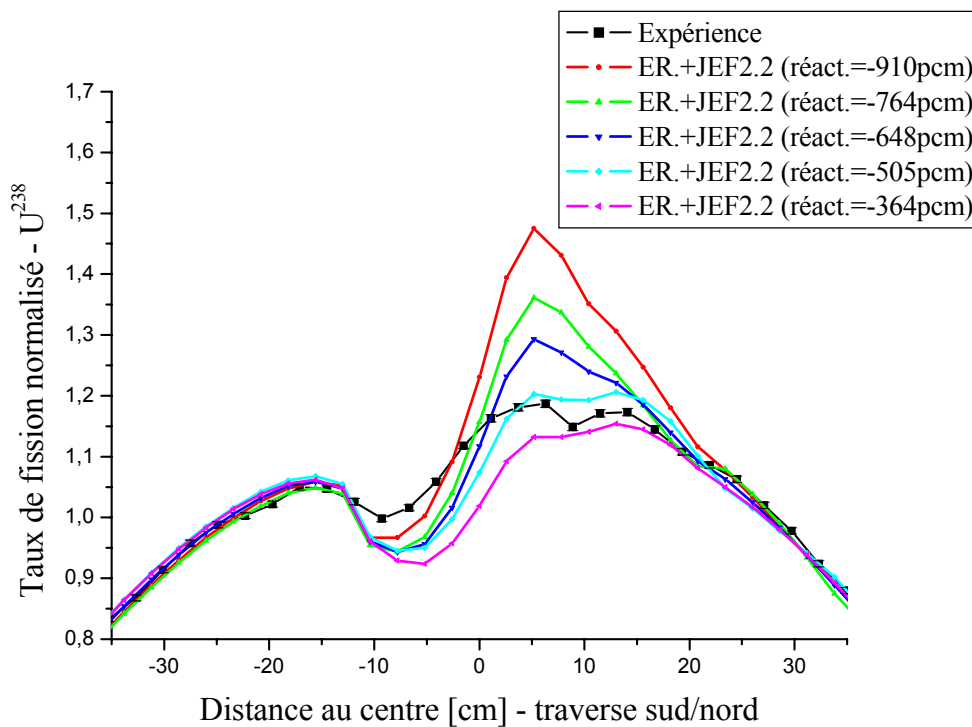


Figure 5.17 : Traverse sud/nord du taux de fission de l' U^{238} (calcul corrigé)

Ainsi, les figures précédentes montrent les effets de la réactivité sur le profil d'une traverse de taux de réaction à seuil. Comme ces effets sont très significatifs, il semble possible par cette méthode d'obtenir une valeur de sous-criticité en relatif "pseudo-expérimentale" à environ ± 50 pcm près. Cet effet de dépendance entre la réactivité et une traverse de taux de réaction normalisée au centre du combustible est aussi existant pour la réaction de fission d' U^{235} , mais il est beaucoup moins important car cette réaction est moins sensible à la présence de la source externe. De plus, d'autres études, menées dans le cadre de cette recherche, ont montré que l'effet est le même si à la place d'une source externe de 14MeV, on a une source avec des neutrons de 3MeV, par conséquent l'effet de multiplication du plomb, par ses réactions (n,2n), ne jouent pas un rôle prédominant.

Plus généralement, des analyses de traverses dans la configuration M4SC0+DT, sensibilisent à des problèmes d'interprétation dans la zone centrale, et en particulier à l'importance de bien reproduire la multiplication de la source dans le système.

5.4.4 LA CONFIGURATION SOUS-CRITIQUE M4SC2+DT

La configuration M4SC2 est caractérisée par un niveau de sous-criticité plus important fixé autour de -3000 pcm, comme cela a été évoqué au point 5.2. Cette plus grande sous-criticité amplifie l'effet de la source externe.

Même avec le couplage de la source DT, cette configuration ne permet pas d'accéder à de hauts niveaux de flux en raison de la sous-criticité importante. Dans ces conditions peu de traverses ont été engagées dans ce système. La figure suivante présente une traverse d' U^{235} le long du canal radial sud/nord. Les calculs ont été faits en maintenant dans tous les cas le k_{eff} constant ($k_{eff}=0.971$) D'autres traverses d' U^{235} ont aussi été interprétées, elles fournissent le même constat et sont exposées dans l'annexe H.

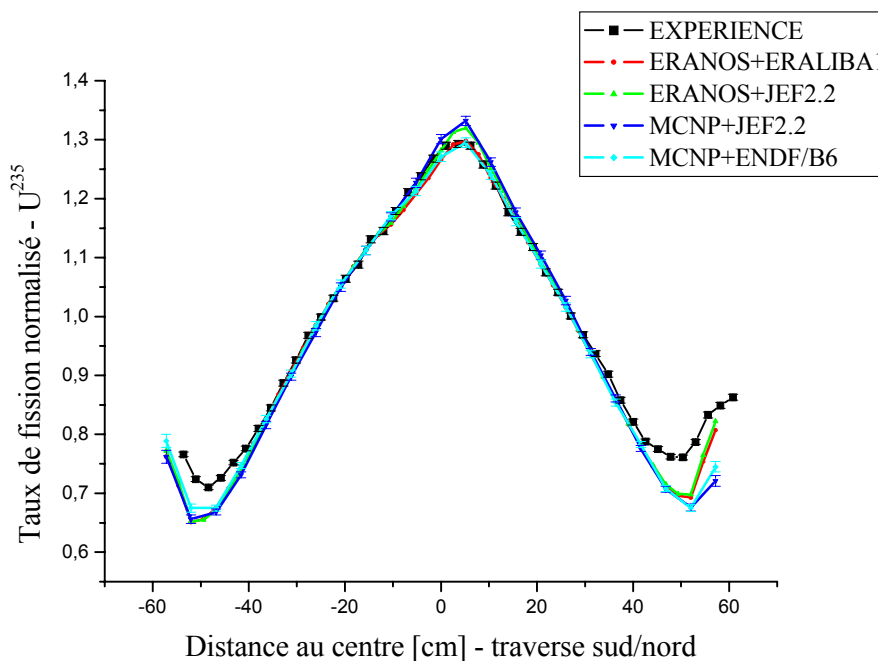


Figure 5.18 : Traverse sud/nord M4SC2+DT du taux de fission de l' U^{235}

Ce graphe nous montre le côté beaucoup plus "pointu" des traverses par rapport à la configuration critique ou les configurations M4SC0. Ceci est bien évidemment lié à l'impact accru donné à la source externe à cause du niveau de sous-criticité plus important.

Malgré cette forme spécifique, il est à noter que les schémas de calcul ne rencontrent pas plus de difficultés à bien prédire la traverse d' U^{235} par rapport aux autres configurations. Bien évidemment, il est difficile de donner un véritable jugement sur les capacités reproductives des codes en ne se basant que sur des traverses de taux de réaction sans seuil.

5.4.5 IMPACT DES HETEROGENEITES CENTRALES DES CONFIGURATIONS MUSE4

Afin de pouvoir quantifier les effets associés aux hétérogénéités centrales du cœur (zone de plomb et présence d'un accélérateur) de manière indépendante de la source externe, il était nécessaire d'effectuer initialement des mesures dans une configuration critique, M4CRIT. L'interprétation de traverses de taux de fission, qui furent réalisées dans M4CRIT, se singularise par rapport à un cœur critique "propre" comme COSMO, par une détérioration de certaines prédictions numériques au centre du cœur à proximité des nouvelles hétérogénéités. Ainsi, les variations qui sont insignifiantes pour les réactions sans seuil peuvent atteindre 6% pour les réactions à seuil dans la zone plomb centrale. Dans cette zone et pour ce type de réaction, des calculs de sensibilité (cf. Tableau 5.15), réalisés par le formulaire ERANOS, montre que la cause de cet écart provient majoritairement des données nucléaires du plomb (en particulier les sections efficaces élastiques et l'inélastiques).

Cependant, bien que les écarts observés dans M4CRIT soient clairement plus importants que ceux habituellement obtenus dans un système critique sans ces hétérogénéités spécifiques, les désaccords calcul/expérience liés à ces traverses de taux de fission restent limités pour tous les schémas de calcul, ce qui ne permet pas de recommander un formulaire de calcul (code + données) plutôt qu'un autre. Dans ce contexte, le bénéfice de l'interprétation d'indices à haut seuil ($>6\text{MeV}$), basée sur les mesures d'activation développées dans cette recherche, est mis en évidence dans le point 5.5.

5.4.6 COMPARAISONS ENTRE LES SYSTEMES CRITIQUE ET SOUS-CRITIQUES

Pour mettre en évidence les fluctuations spectrales engendrées par la source externe, les traverses expérimentales d' U^{235} et d' U^{238} de la configuration M4CRIT et de la configuration M4SC0+DT sont comparées sur les figures 5.19 à 5.22.

Deux remarques initiales sont à faire en fonction des comparaisons des figures 5.19 à 5.22 :

- i. La présence de la source externe ne crée des perturbations qu'au centre du cœur, et comme attendu, ce phénomène est amplifié pour les réactions à seuil, qui tirent profit des neutrons de haute énergie.
- ii. Selon l'axe ouest/est, on constate que la position de la source est bien centrée. Par contre, selon l'axe sud/nord, on voit que la source se situe environ à +5.3cm. Cela n'était pas voulu, mais résulte de difficultés à pouvoir insérer complètement le doigt de gant de l'accélérateur (présence d'une butée). Cela amplifie le phénomène d'asymétrie sud/nord du cœur, qui était presque totalement absent pour la configuration critique.

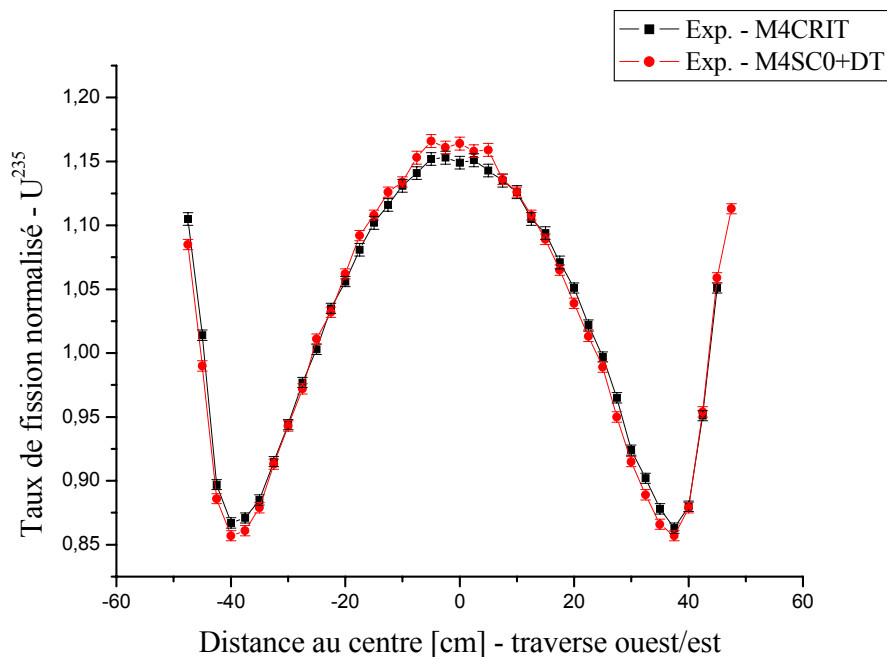


Figure 5.19 : Comparaisons de traverses ouest/est du taux de fission de l' U^{235}

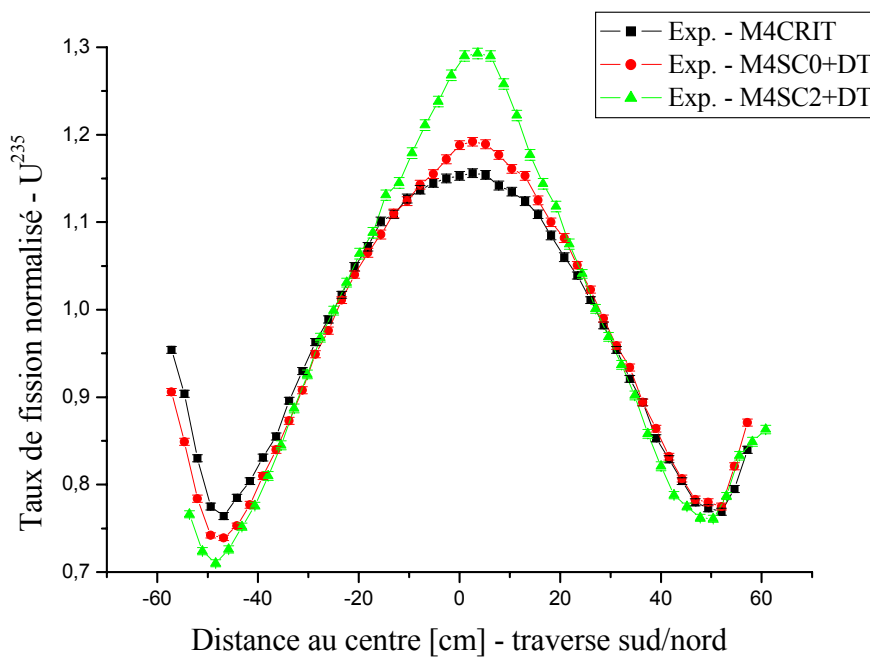


Figure 5.20 : Comparaison de traverses sud/nord du taux de fission de l' U^{235}

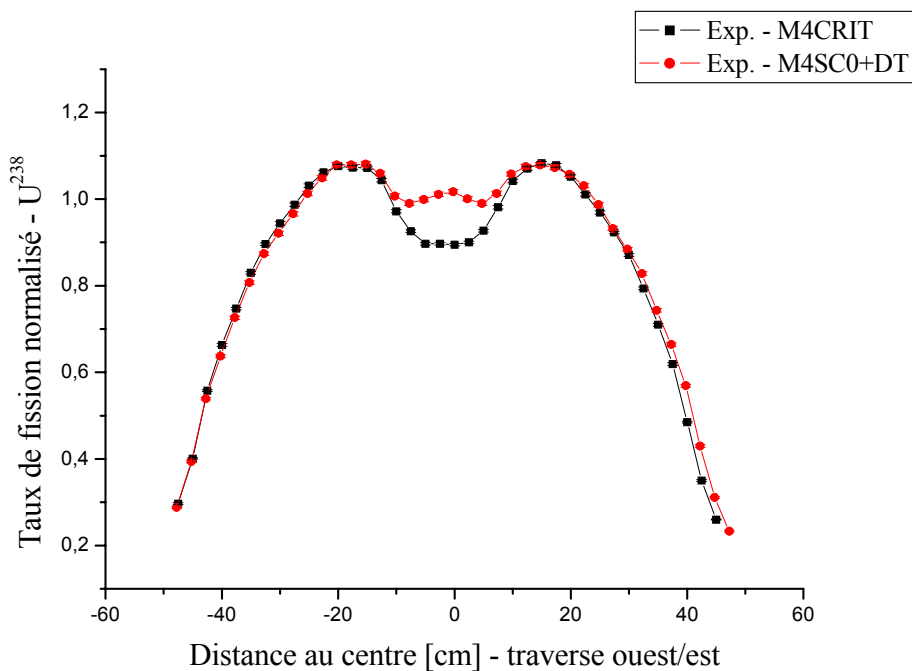


Figure 5.21 : Comparaison de traverses ouest/est du taux de fission de l' U^{238}

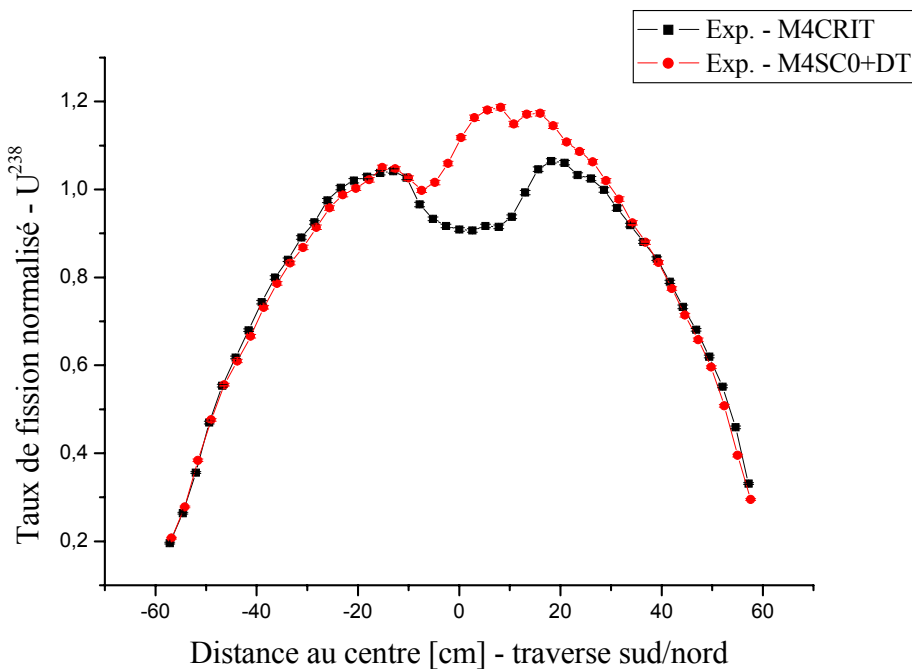


Figure 5.22 : Comparaisons de traverses sud/nord du taux de fission de l' U^{238}

L'optimisation de l'interprétation des traverses pour les configurations sous-critiques alimentées par une source externe nous a imposé d'étudier les aspects nouveaux et spécifiques qui peuvent affecter la prédiction. Cela concerne :

i. La modélisation de la source

La source externe n'a pas été modélisée de manière identique entre ERANOS et MCNP. En pratique, il s'agit d'une source d'émission très fine de forme légèrement elliptique, dont les axes ont une longueur d'environ 2cm et 1.8cm.

Pour ERANOS, il est nécessaire de définir une source volumique. Quelques analyses ont conduit à déterminer comme volume de la source un cube de 2cm de côté. Ce choix correspond au juste milieu entre les contraintes numériques (le maillage trop petit est inadapté pour le module TGV/VARIANT) et l'importance de l'approximation sur les prédictions (pour les traverses, cette définition de la source n'apporte qu'une perturbation négligeable). Le spectre de la source peut être défini précisément grâce à l'utilisation de la structure à 62 groupes (cf. Annexe F). Notons aussi qu'avec le formulaire ERANOS, il n'est pas possible de décrire la source avec une distribution angulaire anisotrope.

Pour MCNP, la source décrite est ponctuelle. Par contre, elle peut être de deux types, soit elle est isotrope et possède une distribution énergétique discrète (14.1MeV), soit elle est anisotrope avec une distribution énergétique très proche de l'émission réelle (répartition des neutrons entre 13.2 et 15.1MeV).

Ces différentes façons de modéliser la source externe ne conduisent cependant à aucun impact significatif dans le cadre de l'interprétation des traverses expérimentales. Par contre, certaines différences ont été constatées lors de l'interprétation des mesures d'activation, comme nous le verrons.

ii. L'importance de la source intrinsèque par rapport à la source externe

La perturbation de la source intrinsèque par rapport à la source externe dépend de l'intensité de chacune des sources. Ainsi, afin de minimiser la perturbation de la source intrinsèque (et cela même si elle est à présent nettement mieux modélisée par les calculs, cf. paragraphe 5.3), les mesures statiques ont été réalisées avec l'accélérateur à sa puissance maximale. Malgré cela, lorsque la source DD est utilisée, son intensité est voisine de celle de la source intrinsèque, ce qui, par conséquent, conduit à avoir des incertitudes plus importantes. Par contre, la source DT, et cela constitue son avantage majeur, possède une intensité environ 100 fois supérieure à la source intrinsèque, rendant les perturbations de cette dernière négligeable. Ainsi, d'éventuels écarts, obtenus dans une configuration pilotée par la source DT, ne sont pas dus à la source intrinsèque. Ceci est notamment important pour l'interprétation des mesures réalisées dans la configuration M4SC0+DT.

iii. L'effet du niveau de sous-criticité

L'adéquation entre la réactivité calculée et mesurée constitue un point crucial, car c'est elle qui conditionne la proportion de neutrons provenant de la source par rapport aux neutrons qui résultent de la multiplication dans le cœur. Ainsi, à proximité de la source, les prédictions des réactions à seuil vont être fortement dépendantes du niveau de réactivité utilisé, comme les analyses associées à l'interprétation des traverses d' U^{238} dans M4SC0+DT l'ont montré (cf. Figures 5.16 et 5.17).

Selon les considérations précédentes, et en comparant les interprétations des traverses de chambre à fission du système critique M4CRIT avec celles réalisées dans les diverses configurations sous-critiques, on peut déduire les deux remarques d'importance suivantes :

- i. Pour les systèmes sous-critiques, en plus des difficultés d'interprétation des traverses, qui sont dues aux hétérogénéités centrales (comme vu dans M4CRIT), s'ajoute la grande sensibilité à la bonne connaissance du niveau de sous-criticité, surtout pour les réactions à seuil (cf. Figure 5.16). Par contre, les écarts calcul/expérience observés pour chaque schéma de calcul ne permettent pas de recommander une procédure particulière (bonne cohérence entre les codes). Cela signifie que l'interprétation des traverses de taux de fission ne met pas en évidence ni un impact lié à l'homogénéisation du canal de l'accélérateur (technique nécessaire pour le traitement des zones de faible densité dans le module TGV/VARIANT de ERANOS), ni un effet associé soit à une modélisation isotrope/anisotrope, soit ponctuelle/volumique de la source externe.
- ii. L'influence de la sous-criticité est mis en évidence par la comparaison des traverses de taux de fission d' U^{235} obtenues dans la configuration M4SC0+DT et M4SC2+DT (voir Figure 5.20). Le changement du profil de la traverse reste toutefois prédit de manière quasi identique entre tous les schémas de calcul, ce qui rend impossible une quelconque recommandation et illustre à nouveau le besoin d'étudier des réactions à seuil spécifiques. Il est à noter que la réalisation de traverses de taux de fission à seuil (comme l' U^{238}) dans la configuration M4SC2+DT aurait pu fournir des indications intéressantes, malheureusement elles ont été abandonnées en raison des longs temps d'acquisition.

En conclusion, les deux remarques précédentes motivent à l'engagement de mesures intégrales plus fines et plus adaptées pour permettre de mieux évaluer les capacités des codes de calcul à prédire les nouvelles fluctuations spectrales de ces systèmes couplés (l'objectif restant la détermination des schémas de calcul les plus appropriés). Par conséquent, la mise en place et l'interprétation des mesures d'activation (indices et taux absolus) se justifient parfaitement pour répondre à cette attente.

Enfin, avant de passer à l'interprétation de ces indices de spectre spécifiques, il est intéressant de tirer un parallèle avec les interprétations réalisées dans MUSE3. Dès lors, on constate que les traverses d' U^{235} , effectuées avec la présence de la source externe, sont mieux prédites dans les configurations MUSE4. En effet, la dispersion calcul/expérience des traverses d' U^{235} dans MUSE3 pouvait atteindre jusqu'à 15% au centre (près de la source) [ali], alors que dans le cadre de MUSE4 des écarts, pour les traverses sans seuil, inférieurs à 5% ont toujours été constatés. Cela conforte l'hypothèse évoquée lors de l'interprétation des expériences MUSE3 sur l'incertitude importante liée à la modélisation de la source en raison de données imprécises transmises par le fournisseur (concernant la présence d'huile par exemple), ce qui n'est plus le cas avec GENEPI.

5.5 INTERPRETATION DES INDICES SPATIAUX ET SPECTRAUX

L'interprétation des indices spatiaux et spectraux est basée exclusivement sur la campagne expérimentale d'activation, développée et menée dans le cadre de cette recherche. Elle concerne les deux points suivants :

- i. Etude des fluctuations spectrales dans les positions 1 à 6 (voir Figure 4.3) par l'analyse d'indices spatiaux (minimisation des erreurs expérimentales systématiques).

- ii. Analyse d'indices de spectre dans les positions A à D pour étudier différents taux de réaction, et aussi pour tester la prédiction du pic de puissance du système (décalage au bord de la zone de diffusion centrale).

Mentionnons que cette démarche d'investigation n'est pas exhaustive. Elle permet néanmoins d'approfondir différentes spécificités des configurations MUSE4, dont notamment la prédiction des variations spectrales du système, ce qui constituait notre objectif premier. De plus, à partir de l'ensemble des échantillons activés, il est également possible d'entreprendre des ajustements du spectre neutronique, mais cela est évoqué dans le paragraphe 5.7.

Pour optimiser l'interprétation des mesures d'activation, qui est réalisée successivement pour chaque configuration étudiée, il est important de définir les différents schémas de calcul utilisés afin de pouvoir clairement identifier les avantages et inconvénients de chacun d'entre eux. Ainsi, pour interpréter les différents indices expérimentaux obtenus, 10 schémas de calcul distincts ont été définis (toutefois, ils n'ont pas tous été employés pour chaque configuration d'étude). Un schéma de calcul est décrit par le code utilisé (C), la bibliothèque employée pour simuler le transport des neutrons (Tr), et enfin, la bibliothèque servant à obtenir les taux de réaction infiniment dilués (Tx). Selon ces considérations, les méthodes de simulation utilisées sont :

- I.** MCNP-4C (C=M), JEF-2.2 (Tr=J2), JEF-2.2 (Tx=J2)
(M-J2-J2)
- II.** MCNP-4C (C=M), JEF-2.2 (Tr=J2), ENDF/B6v2 dosimétrique (Tx=D6)
(M-J2-D6)
- III.** MCNP-4C (C=M), JEF-2.2 sauf Pb de JEFF-3 (Tr=J2Pb),
JEF-2.2 sauf Pb de JEFF-3 (Tx=J2Pb)
(M-J2Pb-J2Pb)
- IV.** MCNP-4C (C=M), JEF-2.2 sauf Pb de JEFF-3 (Tr=J2Pb), ENDF/B6v2 dosimétrique (Tx=D6)
(M-JPb-D6)
- V.** MCNP-4C (C=M), JEF-2.2 sauf Pb et Pu²³⁹ de JEFF-3 (Tr=J2P),
JEF-2.2 sauf Pb et Pu²³⁹ de JEFF-3 (Tx=J2P)
(M-J2P-J2P)
- VI.** MCNP-4C (C=M), JEF-2.2 sauf Pb et Pu²³⁹ de JEFF-3 (Tr=J2P),
ENDF/B6v2 dosimétrique (Tx=D6)
(M-J2P-D6)
- VII.** MCNP-4C (C=M), ENDF/B6v2 (Tr=B6), ENDF/B6v2 (Tx=B6)
(M-B6-B6)
- VIII.** MCNP-4C (C=M), ENDF/B6v2 (Tr=B6), ENDF/B6v2 dosimétrique (Tx=D6)
(M-B6-D6)
- IX.** ERANOS-2.0 (C=E), JEF-2.2 (Tr=J2), JEF-2.2 (Tx=J2)
(E-J2-J2)
- X.** ERANOS-2.0 (C=E), ERALIB1 (Tr=E1), ERALIB1 (Tx=E1)
(E-E1-E1)

De plus, les indices spatiaux ont été classifiés selon trois groupes énergétiques distincts afin d'identifier des comportements en fonction des seuils de réaction des taux étudiés. Les trois groupes retenus sont donnés ci-après (comme aucune réaction analysée ne possède un seuil entre 3.1MeV et 6MeV le groupe G2 s'arrête à 3.1MeV) :

Groupe 1 (**G1**) : réactions sans seuil

Groupe 2 (**G2**) : réactions avec un seuil compris entre 1.2 MeV et 3.1 MeV

Groupe 3 (**G3**) : réactions avec un seuil au-dessus de 6 MeV

Les différentes interprétations réalisées sont présentées successivement pour chaque configuration MUSE4 étudiée.

5.5.1 LA CONFIGURATION CRITIQUE M4CRIT

Comme dans la configuration critique, il est possible d'adapter la puissance à souhait (bien sûr en dessous de la limite d'exploitation <3500W), il a été possible d'activer un nombre important d'échantillons. C'est pourquoi, il a été décidé de comparer ces nombreux résultats expérimentaux avec l'ensemble des schémas de calcul I à X. Cela va permettre de justifier une sélection de schémas plus restreinte pour l'analyse des configurations sous-critiques.

Comme déjà mentionné, les positions d'étude 1 à 6 permettent de caractériser des zones du système plus sensibles aux nouvelles fluctuations spectrales. Les analyses dans ces emplacements reposent sur l'interprétation d'indices spatiaux. Par l'expression "indices spatiaux", il faut comprendre la définition d'un rapport de 2 taux de réaction identiques mais situés à des endroits différents. Les avantages d'analyser ce genre d'indice sont multiples.

Tout d'abord, les incertitudes expérimentales sont réduites, car il s'agit de la même réaction étudiée (=> réduction des erreurs systématiques).

D'autre part, cela permet d'étudier les fluctuations spatiales du spectre, à l'aide de réaction à divers seuils.

Enfin, le choix judicieux d'un point de normalisation permet d'éviter d'être tributaire du niveau de puissance du cœur, ce qui est important dans notre cas, car il a fallu plusieurs irradiations pour activer tous nos échantillons. Le point de normalisation choisi est l'emplacement 1. Comme le montre la figure 4.3, il est situé au centre du combustible, assez loin de la zone centrale de plomb et du réflecteur. Cette position est généralement la mieux prédite par les codes de calcul, comme l'analyse des expériences MUSE3 l'a notamment démontré.

Avant d'aborder des comparaisons calcul/expérience, il est intéressant d'étudier les indices spatiaux mesurés exposés dans le tableau 5.13. Mentionnons que certaines valeurs n'ont pas pu être établies, généralement à cause du manque d'activité de la feuille. En particulier, la réaction $Ni^{58}(n,2n)$ n'a pas pu être mise en évidence, ce qui était attendu dans cette configuration critique étant donné son seuil d'interaction élevé (13.5 MeV).

Tableau 5.13 : Indices spatiaux expérimentaux pour la configuration M4CRIT normalisés par rapport à la position 1

Réaction	Seuil [MeV]	P2/P1	±	P3/P1	±	P4/P1	±	P5/P1	±	P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.16	0.02	1.12	0.02	1.13	0.02	1.02	0.02	0.88	0.01
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	1.22	0.03	1.16	0.03	1.17	0.03	1.05	0.02	0.92	0.02
Co ⁵⁹ (n,γ)	/	1.54	0.04	1.33	0.04	1.29	0.04	1.06	0.03	1.23	0.04
Zn ⁶⁴ (n,γ)	/	1.19	0.02	1.14	0.02	1.11	0.02	1.02	0.02	0.83	0.01
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.74	0.01	0.88	0.01	0.86	0.01	0.90	0.01	0.75	0.01
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.43	0.02	0.65	0.04	0.70	0.04	0.80	0.04	0.69	0.04
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.52	0.01	0.74	0.01	0.74	0.01	0.81	0.01	0.71	0.01
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.48	0.02	0.71	0.03	0.69	0.03	0.79	0.03	0.67	0.03
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.49	0.01	0.73	0.02	0.74	0.02	0.81	0.02	0.70	0.02
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.38	0.01	0.68	0.01	0.64	0.01	0.75	0.02	0.72	0.02
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.37	0.02	0.66	0.02	-	-	0.76	0.03	-	-
Al ²⁷ (n,α)	7.2	0.39	0.01	0.73	0.03	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.39	0.01	0.67	0.01	0.66	0.01	0.79	0.01	0.73	0.01
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.46	0.03	0.69	0.05	0.72	0.05	0.77	0.06	0.70	0.05

Les résultats expérimentaux du tableau 5.13 amène aux constatations suivantes :

- i. Le rapport P2/P1 montre un effet de ralentissement significatif de la zone plomb. En effet, le rapport est plus grand que 1.0 pour les réactions sans seuil, alors qu'il est inférieur à 1.0 pour les réactions à seuil. De plus, ce phénomène, qui ne peut pas résulter uniquement de la variation du flux total, est plus important que pour n'importe quelle autre position du cœur.
- ii. En comparant les rapports P3/P1 et P4/P1, on constate une bonne symétrie sud/nord malgré le fait d'avoir d'un côté du plomb et de l'autre le canal vide. Cela est valable pour toutes les réactions. Par conséquent, dans ce cas, l'homogénéisation du canal vide pour les méthodes déterministes ne doit pas amener à des écarts importants. Cet aspect est à étudier avec la présence de la source externe, qui doit amplifier l'effet de fuite par le canal de l'accélérateur.
- iii. Le rapport P5/P1 permet de constater qu'il existe toujours un léger effet de ralentissement du plomb. En effet, le flux total étant très voisin dans les positions P5 et P1, les valeurs fortement inférieures à 1.0 pour les réactions à seuil indiquent un spectre plus doux en P5.
- iv. Pour le rapport P6/P1, dont le but est avant tout d'estimer les effets de fuite lorsque la source externe sera présente, on voit que l'ensemble des résultats est inférieur à 1.0. Cela indique une forte dépression du flux total dans la position 6 par rapport à la position P1 (environ 22% de moins). Toutefois, on remarque le comportement spécifique de la réaction de Co⁵⁹(n,γ) dont la valeur remonte par rapport au rapport P5/P1. Cela peut s'expliquer par le fait que cette réaction sans seuil qui a une forte résonance à 100eV, est fortement sensible à l'effet du réflecteur qui est proche de la position 6. Ainsi, l'effet ne se retrouve pas pour l'indium ou l'or, car leur résonance respective se trouve en dessous de 10eV, et donc il faut un ralentissement plus forte (être encore plus proche ou dans le réflecteur).

L'objectif réside à présent à estimer les capacités des codes de calcul à reproduire les différents effets précités, qui sont étroitement liés aux nouvelles hétérogénéités du système.

Tous les résultats sont donnés dans l'annexe H.2.1. Pour les 10 schémas de calcul un rapport C/E d'indices de spectre est donné pour les positions 2 à 6, avec la position 1 comme emplacement de normalisation. Pour optimiser la discussion de l'interprétation de ces indices spatiaux, nous allons étudier les écarts moyens obtenus pour les différents schémas de calcul pour les trois groupes de réactions précités (cf. Tableau 5.14).

Mentionnons toutefois que les réactions liées au Co^{59} n'ont pas été prises en compte pour établir les écarts moyens, car elles sont significativement moins bien reproduites que les autres réactions du même groupe. L'importance des corrections d'autoprotection liées au cobalt peut expliquer en partie les difficultés d'interprétation de la réaction sans seuil.

Tableau 5.14 : Résumé des écarts moyens en % dans la configuration critique par classe de réaction et pour tous les différents schémas de calculs

Schéma de calcul (selon description précédente)	C/E : P2/P1 Ecart moyen (%)			C/E : P3/P1 Ecart moyen (%)			C/E : P4/P1 Ecart moyen (%)		
	G1	G2	G3	G1	G2	G3	G1	G2	G3
I (M-J2-J2)	-0.9	-15.8	-58.5	+0.2	-5.2	-20.7	-3.1	1.9	-4.5
II (M-J2-D6)	-0.7	-14.9	-63.8	+0.4	-4.2	-21.4	-2.7	3.2	-4.3
III (M-J2Pb-J2Pb)	+0.2	-18.9	-37.2	+0.1	-7.7	-27.7	-3.8	1.3	-5.0
IV (M-J2Pb-D6)	-0.5	-16.1	-22.2	+0.0	-6.2	-10.3	-2.9	3.3	-10.2
V (M-J2P-J2P)	+0.3	-17.9	-20.9	+0.3	-7.1	-10.7	-1.6	2.1	+6.0
VI (M-J2P-D6)	+0.2	-15.8	-24.2	+0.4	-5.6	-12.7	-1.8	4.3	+3.9
VII (M-B6-B6)	+0.1	-8.8	-14.2	-0.5	-2.6	-8.0	-3.8	4.4	-2.8
VIII (M-B6-D6)	-1.0	-5.9	-11.8	-0.3	-0.4	-8.1	-2.6	8.2	-6.1
IX (E-J2-J2)	-3.6	-6.5	-9.4	-2.6	-7.0	-13.1	-4.0	8.4	+10.6
X (E-E1-E1)	-3.8	-6.8	-9.8	-2.7	-7.1	-13.2	-4.1	8.4	+10.6

Le tableau 5.14 présente uniquement les rapports P2/P1, P3/P1 et P4/P1. En effet, on constate assez facilement qu'il existe un accord satisfaisant pour tous les ratios P5/P1 et P6/P1 pour tous les schémas de calcul (cf. Annexe H). Cela conduit à deux remarques significatives : d'une part, l'effet de ralentissement du plomb est fortement atténué à partir de la position 5, et d'autre part, aucun effet de "fuite" par le tube de l'accélérateur n'est observable dans la configuration sans source externe.

Concernant l'établissement des écarts moyens pour les rapports P2/P1, P3/P1 et P4/P1, notons qu'en fonction des incertitudes expérimentales et numériques, un écart inférieur à 3% pour le groupe 1, inférieur à 5% pour le groupe 2 et enfin inférieur à 8% pour le groupe 3 est considéré comme satisfaisant.

Les écarts exposés dans le tableau 5.14 sont très explicites et amènent aux remarques suivantes, qui concernent soit le code de calcul utilisé, soit la bibliothèque de transport des neutrons, soit la librairie employée pour le calcul du taux :

- i. Les rapports appartenant au groupe 1 sont reproduits de manière satisfaisante pour tous les schémas de calcul. On constate toutefois, une légère augmentation de l'écart pour les

calculs IX et X, qui correspondent à l'utilisation du code ERANOS, alors que les prédictions I à VIII sont obtenues avec MCNP.

- ii. L'utilisation de la bibliothèque spécifique ENDF/B6v2 dosimétrique à la place de la bibliothèque standard pour le calcul des rapports de taux de réaction n'apporte pas d'améliorations, même pour les réactions à haut seuil, comme le montre la comparaison des écarts provenant du schéma II avec I, IV avec III, VI avec V et VIII avec VII.
- iii. En comparant les schémas de calcul MCNP II, IV, VI et VIII, qui utilisent des bibliothèques différentes de transport des neutrons (mais avec la même librairie pour le calcul des taux), on constate un comportement très variable pour la prédiction du rapport P2/P1 (dans le plomb). Par exemple, l'utilisation de JEF-2.2 pour le transport des neutrons (II) conduit à un écart moyen de -64% pour la prédiction d'un rapport du groupe 3. En remplaçant les données du plomb de JEF-2.2 par celles de JEFF-3 (IV), une nette amélioration est visible (écart moyen ramené à -22%), ce qui prouve la sensibilité du plomb pour la caractérisation de cette position. Si on remplace en plus les données du Pu²³⁹ de JEF-2.2 par celles de JEFF-3 (VI), on ne voit pas de nouvelle amélioration (écart moyen de -24%). Enfin, l'emploi de la bibliothèque ENDF/B6v2 pour le transport des neutrons dans le plomb (VIII) conduit clairement aux meilleurs résultats (écart moyen de -12%). L'origine de ces variations est discutée dans la suite. Ainsi, avec le code MCNP et en fonction des bibliothèques testées, il est fortement recommandé d'utiliser les données nucléaires de ENDF/B6v2 pour simuler le transport neutronique dans le plomb. Notons encore, que cette difficulté de prédiction de l'effet de ralentissement du plomb est encore visible pour le rapport P3/P1 qui se situe en périphérie de la zone plomb. Les écarts sont cependant moins "dramatiques".
- iv. Étonnamment, cet impact du plomb sur les résultats n'est plus clairement mis en évidence lorsque le code ERANOS est utilisé (schéma IX et X). Plus précisément, le schéma IX, qui utilise la bibliothèque JEF-2.2 pour le transport des neutrons, conduit à des résultats tout à fait acceptables. On peut donc penser soit que cette bibliothèque a été ajustée, soit que la mise au format MCNP de JEF-2.2 par NJOY est entachée d'une erreur. Des éléments de réponse sont donnés dans la suite. Il n'en reste pas moins que les meilleures prédictions dans la zone plomb pour les indices à haut seuil sont clairement données par les schémas ERANOS IX et X.
- v. Par contre, pour les rapports à seuil (groupe 2 et 3), le code ERANOS (IX et X) montre un comportement très différent entre les positions P3 et P4, ce qui est moins le cas pour MCNP. De plus, les résultats sont aussi moins bons (+ de 10% d'incertitude pour le groupe 3). Cela met en évidence l'effet d'homogénéisation du canal vide, qui a été nécessaire pour l'utilisation du module 3D, TGV/VARIANT, du formulaire ERANOS. Il est intéressant de noter que cette difficulté, propre à la modélisation, n'était pas visible par l'interprétation des traverses de taux de réaction, car ces traverses correspondaient à des réactions soit sans seuil soit avec des seuils trop bas.

Pour étayer encore ces dernières analyses on peut regarder la répartition des sensibilités dues aux données nucléaires pour des rapports de réaction représentatifs. Pour cela, on a effectué des études de sensibilité sur un rapport de taux de réaction sans seuil (fission de l'U²³⁵) et avec seuil (fission de l'U²³⁸). La répartition de ces sensibilités obtenues pour les rapports P2/P1, P3/P1 et P4/P1 ont été

calculées par le formulaire ERANOS avec la bibliothèque JEF-2.2, et sont exposées dans le tableau suivant :

Tableau 5.15 : Etablissement de la répartition des sensibilités dues aux données nucléaires calculée par ERANOS pour certains taux de réaction (fission de l' U^{235} et de l' U^{238}) dans M4CRIT

Isotopes les plus importants	P2/P1		P3/P1		P4/P1	
	Sensibilités (%)		Sensibilités (%)		Sensibilités (%)	
	U^{235}	U^{238}	U^{235}	U^{238}	U^{235}	U^{238}
Pu ²³⁹	15.7	22.7	16.0	30.8	20.6	34.2
Pu ²⁴⁰	2.4	2.0	2.9	2.6	3.9	2.8
U ²³⁸	14.8	4.7	22.0	4.6	26.0	6.3
Fe ⁵⁶	8.5	10.0	6.5	7.0	6.7	7.7
Ni ⁵⁸	3.3	4.9	2.5	4.4	2.5	4.8
Plomb	45.9	32.4	31.9	20.5	19.0	11.2
Sodium	7.8	18.9	15.0	25.4	15.6	27.3
Autres	1.8	4.4	3.1	4.7	5.6	5.7

On constate avec le tableau 5.15, la forte sensibilité du rapport P2/P1 aux données nucléaires du plomb (essentiellement les sections efficaces élastiques et inélastiques). Cette sensibilité est d'ailleurs légèrement plus importante pour le taux U^{235} par rapport au taux U^{238} (l'effet de ralentissement du plomb affecte plus directement une réaction sans seuil). Ensuite, pour les rapports P3/P1 et P4/P1 la dépendance décroît très significativement. Cela confirme que les écarts constatés pour l'interprétation du taux P2/P1 sont naturellement imputables au plomb, et que cela nécessite une analyse spécifique de ces données.

Les interprétations des mesures d'activation présentées sur le tableau 5.14 conduisent ainsi à s'interroger sur deux points principaux :

1. Le transport des neutrons dans le plomb est-il effectivement si mal reproduit par les données de l'évaluation JEF-2.2 ?
2. D'où vient la telle différence entre les schémas de calcul ERANOS+JEF-2.2 et MCNP+JEF-2.2 ?

Tout d'abord, il est bien connu que les évaluations JEF-2.2 et ENDF/B6v2 sont bien différentes pour les données du plomb, en grande partie car pour JEF-2.2 les sections efficaces sont données pour le Pb_{nat} , alors que pour ENDF/B6v2 elles sont données par isotope : le Pb^{206} , le Pb^{207} , et le Pb^{208} avec respectivement la répartition isotopique suivante : 24.1%, 22.1% et 52.4% (les 1.4% restants correspondent au Pb^{204} , pour lequel il n'y a pas de données dans ENDF/B6v2). D'ailleurs pour l'évaluation JEFF-3.0, les sections efficaces du plomb sont également données par isotope. Des études spécifiques pour étudier le transport des neutrons dans le plomb ont été réalisées par Petten en Hollande [meu] et elles confirment parfaitement l'importance des difficultés d'interprétation des taux de réaction à haut seuil dans le plomb avec le schéma MCNP+JEF-2.2.

Concernant la deuxième interrogation, ou en d'autres termes, le fait que le schéma de calcul ERANOS+JEF-2.2 donne de bons résultats (à l'inverse de MCNP+JEF-2.2), a conduit à entreprendre plusieurs investigations, qui furent rendues difficiles notamment à cause de l'impossibilité de reconsulter les données source qui ont conduit à l'établissement des bibliothèques JECCOLIB (JEF-

2.2 pour ERANOS). Tout d'abord, des calculs dans des découpages énergétiques différents ont été réalisés. Ils ont fourni des résultats très similaires, ce qui indique que les bons résultats d'ERANOS ne proviennent pas d'une chanceuse compensation d'erreur. Plus vraisemblablement, la cause des écarts provient d'une différence entre les données nucléaires de plomb après le "processing" (mise au format pour les codes).

En effet, après ce "processing", il a été constaté que pour MCNP la somme des sections efficaces partielles du plomb n'est pas égale à sa section efficace totale, ce qui n'est pas le cas pour ERANOS [dup]. Cette erreur de normalisation est peut-être apparue, car dans l'évaluation de JEF-2.2, les section efficaces (n,xn) et inélastique (continuum) apparaissent deux fois (individuellement et dans la MT=10), des précautions sont donc à prendre lors du "processing". Compter doublement ces sections contribue intuitivement à attribuer au plomb un pouvoir de ralentissement trop important, c'est ce qui a été vu lors de l'interprétation des mesures d'activations avec MCNP+JEF-2.2. De plus amples investigations d'évaluateur restent cependant recommandées pour établir définitivement les différences entre la bibliothèque JEF-2.2 d'ERANOS et celle de MCNP.

En résumé après l'analyse de ces indices spatiaux, il apparaît que pour bien reproduire l'effet de ralentissement du plomb, l'emploi de la bibliothèque ENDF/B6 avec MCNP est requise, du moins par rapport à JEF2.2 et même JEFF3.0. Toutefois, l'emploi de la bibliothèque JEF-2.2 ou ERALIB-1 avec ERANOS conduit aussi à des résultats satisfaisants. De plus, l'effet d'asymétrie plomb/vide, dû à la présence de l'accélérateur, est bien reproduit par MCNP, mais pas parfaitement par ERANOS, à cause de la modélisation homogène erronée du canal de l'accélérateur, les écarts restant tolérables (au maximum ~10%). Sinon, loin des hétérogénéités centrales du cœur les rapports de taux de réaction sont calculés adéquatement par l'ensemble des schémas de calcul.

Afin de poursuivre la caractérisation de la configuration critique, passons maintenant à l'étude de certains indices spectraux obtenus dans les positions A, B, C et D (cf. Figure 4.3), qui sont toutes localisées dans le canal expérimental ouest/est. Plus spécifiquement, la position A se situe dans le réflecteur, la position B au centre du combustible, la position C à l'interface combustible/plomb, et la position D se trouve au centre du cœur, dans la zone de plomb. Ces emplacements, caractérisés par des distributions spectrales distinctes, permettent d'étudier la reproductibilité, par les codes de calcul, de différents indices de spectre spécifiques.

Tout d'abord, les taux de capture et de fission ont été déterminés pour les échantillons de thorium et de neptunium dans chacune des positions précitées. De ce fait, il a été possible d'étudier les indices

spécifiques suivants : $\frac{\text{Th}^{232}(n,\gamma)}{\text{Th}^{232}(n,\text{fis})}$ et $\frac{\text{Np}^{237}(n,\gamma)}{\text{Np}^{237}(n,\text{fis})}$.

La mesure de ces indices de spectre présente l'avantage d'éviter les incertitudes liées aux corrections géométriques ou à la puissance du système, puisque c'est le même échantillon qui sert à la détermination des 2 taux de réaction. Par contre, l'indice est tributaire de l'incertitude sur le rendement de fission du Ba¹⁴⁰ (~5.5% pour le thorium et ~1.8% pour le neptunium). Les résultats sont exposés dans les deux tableaux suivants. La comparaison est effectuée avec les schémas de calcul ERANOS-2.0 IX (E-J2-J2) et X (E-E1-E1), et ceux basés sur MCNP-4C I (M-J2-J2) et VII (M-B6-B6).

Tableau 5.16 : Etude de l'indice de spectre $\frac{Th^{232}(n,\gamma)}{Th^{232}(n,fis)}$ pour diverses positions dans M4CRIT

Pos.	Expérience	IX (E-J2-J2) (C/E)	X (E-E1-E1) (C/E)	I (M-J2-J2) (C/E)	VII (M-B6-B6) (C/E)
A	558.9±35.9	532.7 (0.95)	506.2 (0.91)	592.6±11.3 (1.06)	578.4±10.6 (1.03)
B	22.4±1.4	20.0 (0.89)	19.4 (0.87)	22.5±0.2 (1.00)	20.2±0.2 (0.90)
C	22.9±1.5	22.3 (0.98)	21.7 (0.95)	24.4±0.1 (1.07)	21.0±0.1 (0.92)
D	28.7±1.9	26.7 (0.93)	25.9 (0.90)	30.2±0.2 (1.05)	25.7±0.2 (0.89)

Tableau 5.17 : Etude de l'indice de spectre $\frac{Np^{237}(n,\gamma)}{Np^{237}(n,fis)}$ pour diverses positions dans M4CRIT

Pos.	Expérience	IX (E-J2-J2) (C/E)	X (E-E1-E1) (C/E)	I (M-J2-J2) (C/E)	VII (M-B6-B6) (C/E)
A	27.11±0.98	35.34 (1.30)	30.82 (1.14)	36.81±0.28 (1.36)	34.36±0.25 (1.27)
B	2.50±0.09	3.05 (1.22)	2.91 (1.16)	3.06±0.01 (1.23)	2.86±0.01 (1.15)
C	2.59±0.09	3.09 (1.19)	2.95 (1.14)	3.07±0.01 (1.19)	2.81±0.01 (1.09)
D	2.85±0.10	3.42 (1.20)	3.26 (1.14)	3.45±0.01 (1.21)	3.17±0.01 (1.11)

Premièrement, on constate le fort effet de ralentissement du réflecteur, illustré par une augmentation d'un ordre de grandeur des rapports capture/fission pour le thorium et le neptunium. L'impact du ralentissement de la zone de plomb est également bien identifié par l'augmentation des indices dans la position D par rapport à la position C, mais l'influence du plomb reste limitée par rapport à la zone acier/sodium.

Du point de vue de l'interprétation, un accord satisfaisant (en fonction des incertitudes à 1- σ données), est atteint pour le thorium entre tous les schémas de calcul et l'expérience pour toutes les positions (aucune recommandation spécifique).

Pour le neptunium, il est intéressant de souligner que les rapports capture/fission sont reproduits de manière assez distincte entre les différents schémas de calcul, la méthode la plus "stable" étant le formulaire ERANOS avec la bibliothèque ERALIB1 (X) avec un écart C/E d'environ 15%. Globalement, les accords calcul/expérience pour cet indice sont moins bons que ceux obtenus pour l'indice basé sur le thorium, ce qui résulte certainement, d'une part, de la moins bonne connaissance des sections du neptunium (par exemple par rapport au thorium) et, d'autre part, par la difficulté de bien quantifier les corrections associées à la géométrie complexe des échantillons de NpO₂.

Dans cette configuration critique, des feuilles d'U²³⁵ fortement enrichies ont aussi été activées dans les positions A à D. L'usage de ces feuilles permet notamment d'analyser la capacité des codes à prédire la variation du taux de fission entre les positions B et C. Cet indice est important, car la

position C correspond au nouveau pic de puissance du cœur d'un système hybride avec source (déplacement à cause de la partie centrale non fissile), alors que l'emplacement B représente le centre du combustible, qui est en général bien reproduit numériquement. Ainsi, la comparaison de l'interprétation du taux $\frac{U^{235}(n, fis)_{[C]}}{U^{235}(n, fis)_{[B]}}$ entre la situation critique et sous-critique doit permettre d'évaluer les difficultés supplémentaires de prédiction, si elles existent, du pic de puissance du système. Les écarts de référence obtenus dans la configuration critique sont donnés dans le tableau suivant.

Tableau 5.18 : Interprétation du rapport de taux de fission $\frac{U^{235}(n, fis)_{[C]}}{U^{235}(n, fis)_{[B]}}$ dans M4CRIT

Expérience	ERANOS+E1 (C/E)	ERANOS+J2 (C/E)	MCNP+J2 (C/E)	MCNP+B6 (C/E)
1.10±0.04	1.24 (1.13)	1.24 (1.13)	1.24±0.01 (1.13)	1.24±0.01 (1.13)

On remarque que l'écart C/E de 13% est similaire pour tous les schémas de calcul. Cette différence est raisonnable notamment en fonction des incertitudes expérimentales, qui sont donnés à 1- σ . Ce qui nous importe ici ce n'est pas vraiment de justifier cette différence, mais vraiment de voir si elle augmente lorsqu'une source externe est présente dans le système. Cette comparaison est présentée lors de l'interprétation des mesures réalisées dans la configuration M4SC0+DT.

En conclusion, l'importance des investigations dans cette configuration critique a permis de quantifier les perturbations, pour divers types de résultats, dues aux nouvelles hétérogénéités du système. Cela a notamment conduit à identifier certaines sensibilités liées aux données nucléaires (traitement du plomb), ou aux méthodes de calcul (homogénéisation du canal vide), que les traverses de taux de réaction n'ont pas pu mettre en évidence. Dans ce contexte, il est recommandé d'utiliser les schémas de calcul VII (M-B6-B6), IX (E-J2-J2) ou X (E-E1-E1) pour la détermination d'indices des groupes 2 et 3 (réactions) à proximité de la zone centrale de plomb, alors qu'au voisinage de l'accélérateur un schéma de Monte Carlo est nécessaire pour pouvoir simuler correctement les zones de faibles densités. Dans les autres positions du cœur, les différents schémas de calcul fournissent des résultats satisfaisants pour tous les types d'indice.

Par rapport aux remarques précédentes, il apparaît important de poursuivre les analyses dans les configurations sous-critiques avec un choix de schémas de calcul relativement important. Plus particulièrement, et en fonction des configurations étudiées, les codes ERANOS-2.0 et MCNP-4C avec les bibliothèques ERALIB1, JEF-2.2 et ENDF/B6v2 vont être utilisés, afin d'analyser au mieux l'impact de la source externe sur le milieu sous-critique.

5.5.2 LA CONFIGURATION SOUS-CRITIQUE M4SC0+DD

Comme déjà mentionné, la configuration M4SC0 alimenté par la source externe DD n'est pas idéale pour la réalisation de mesures d'activations, d'une part, car elle ne permet pas d'atteindre une puissance suffisante pour l'activation de réactions à haut seuil, et, d'autre part, car la faible intensité de la source DD donne beaucoup d'importance à la modélisation de la source intrinsèque. Cependant, certains indices spatiaux expérimentaux ont pu être obtenus comme le montre le tableau qui suit.

Tableau 5.19 : Indices spatiaux expérimentaux pour la configuration M4SC0+DD normalisés par rapport à la position 1

Réaction	Seuil [MeV]	P2/P1	±	P3/P1	±	P4/P1	±	P5/P1	±	P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.19	0.04	1.08	0.04	1.14	0.04	1.06	0.04	0.90	0.04
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	1.21	0.03	1.13	0.03	1.16	0.03	1.02	0.03	0.92	0.03
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.91	0.04	0.93	0.04	0.99	0.04	0.94	0.04	0.84	0.03

Les résultats expérimentaux ci-dessus amènent aux remarques suivantes :

- i. Les indices spatiaux expérimentaux basés sur des réactions sans seuil et obtenus dans cette configuration donnent des valeurs très voisines à celles que l'on avait dans la configuration critique. Cela signifie que les réactions sans seuil ne sont pas sensibles à la présence de la source DD en n'importe quel endroit du réacteur.
- ii. Pour le rapport associé à la réaction In¹¹⁵(n,n') la situation est différente. En effet, une augmentation de cet indice par rapport à la configuration critique est clairement mise en évidence, et particulièrement pour les rapports P2/P1 et P4/P1 (~ +16%). Cette augmentation de l'indice est directement reliée à la présence de la source externe.

Comme ces résultats expérimentaux ne concernent pas des réactions à haut seuil, un nombre limité de schémas de calcul a été utilisé pour l'interprétation. Il s'agit des schémas de calcul I (M-J2-J2), IX (E-J2-J2) et X (E-E1-E1). De plus, la source externe a été modélisée de manière isotrope pour les deux codes. Précisons aussi que pour MCNP, il s'agit d'une source ponctuelle, alors que pour ERANOS, la source est définie dans un petit volume carré de 2cm de côté. Toutefois, pour l'interprétation d'indices sans seuil et à faible seuil, la modélisation de la source externe n'a qu'un impact très limité. Pour conclure, rappelons aussi que la source intrinsèque a été modélisée selon les caractéristiques exposées au point 5.3 (source volumique dans la zone combustible). Son influence sur les résultats a été étudiée numériquement [ply6], et amène à la conclusion d'une augmentation des incertitudes.

Toutes les comparaisons calcul/expérience sont fournies dans l'annexe H, et conduisent aux écarts moyens suivants pour certains rapports spécifiques :

Tableau 5.20 : Résumé des écarts moyens en % dans la configuration M4SC0+DD par classe de réaction et pour les différents schémas de calculs utilisés

Schéma de calcul (selon description précédente)	C/E : P2/P1 Ecart moyen (%)		C/E : P3/P1 Ecart moyen (%)		C/E : P4/P1 Ecart moyen (%)	
	G1	G2	G1	G2	G1	G2
I (M-J2-J2)	-2.0	-2.0	0.5	-7.0	-4.0	7.0
IX (E-J2-J2)	-1.0	-6.0	+2.5	-10.0	-2.5	8.0
X (E-E1-E1)	-1.0	-10.0	+2.5	-10.0	-3.0	4.0

Comme l'expose le tableau ci-dessus, les écarts obtenus sont tout à fait satisfaisants en fonction des incertitudes exposées dans l'annexe H. De toute façon, comme ces indices de réaction sans seuil ou à

faible seuil étaient bien reproduits dans la configuration critique, il était attendu que l'accord subsiste dans cette configuration faiblement sous-critique et dont la source externe n'amène pas de neutrons énergétiquement très différents que ceux qui résultent des réactions de fission. Par conséquent, pour l'interprétation de ce type de mesure aucune recommandation spécifique n'est à faire par rapport à la situation critique sans source DD.

Malgré la faible puissance du système, il a quand même été possible d'activer certains échantillons de NpO_2 dans les positions A à D. Ces résultats, qui montrent les variations du taux de capture du neptunium selon l'axe ouest/est, sont donnés en annexe (H.2.2).

5.5.3 LA CONFIGURATION SOUS-CRITIQUE M4SC0+DT

Ce système d'étude présente l'avantage d'être quasi indépendant par rapport à la source intrinsèque grâce à l'utilisation de la source DT à sa fréquence maximale (intensité ~ 100 fois supérieure). De plus, la faible sous-criticité permet d'atteindre des puissances de l'ordre de 30-40Watts ce qui fournit des conditions satisfaisantes pour l'activation de divers échantillons. Les résultats expérimentaux obtenus dans les positions 1 à 6 sont donnés dans le tableau 5.21 à nouveau sous forme d'indices spatiaux.

Tableau 5.21 : Indices spatiaux expérimentaux pour la configuration M4SC0+DT normalisés par rapport à la position 1

Réaction	Seuil [MeV]	P2/P1	±	P3/P1	±	P4/P1	±	P5/P1	±	P6/P1	±
$\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$	/	1.16	0.02	1.11	0.02	1.09	0.02	1.05	0.02	0.84	0.01
$\text{Au}^{197}(\text{n},\gamma)$	/	1.21	0.02	1.14	0.02	1.18	0.02	1.04	0.02	0.95	0.02
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}'))$	1.2	0.81	0.02	0.86	0.03	0.95	0.03	0.89	0.03	0.67	0.02
$\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$	2.8	0.61	0.01	0.75	0.01	0.94	0.01	0.78	0.01	0.72	0.01
$\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$	6.8	4.00	0.15	1.24	0.05	5.01	0.18	0.76	0.03	-	-

Ces résultats conduisent aux constats suivants :

- i. Les indices spatiaux sans seuil présentent des valeurs très proches de celles obtenues dans la configuration critique, indiquant l'impact négligeable de la source externe pour ces taux sans seuil.
- ii. Pour les rapports associés aux réactions $\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$ et $\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$, on constate une augmentation significative par rapport à la situation critique (présence de la source externe), mais une légère diminution par rapport à la configuration M4SC0+DD (les neutrons de la source externe ont une énergie de 14MeV et peuvent donc aussi activer des réactions à plus haut seuil, comme la $(\text{n},2\text{n})$ du plomb).
- iii. Pour les réactions à haut seuil ($>6\text{MeV}$), on voit un impact très important de la source externe, avec une augmentation du rapport P2/P1 de la réaction $\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$ d'environ un facteur 11 par rapport à la situation critique. Ces fluctuations sont donc beaucoup plus importantes que celles visibles par les traverses de taux de réaction, constituant un important défi d'interprétation pour les codes de calcul.

- iv. La comparaison des rapports P2/P1 et P4/P1 montrent que les échantillons à seuil sont autant (voir plus) activés dans la position 4 que dans la position 2. Cela indique, que la source externe est également très proche de la position 4. Plus précisément, la position de la source est ($x=0.0$, $y=+5.3$, $z=0.0$) et non pas comme envisagé initialement ($x=0.0$, $y=0.0$, $z=0.0$). On rappelle que l'interface accélérateur/plomb est situé en $y=0.0$ (cf. Figure 4.3).
- v. Enfin, la comparaison des rapports P3/P1 et P4/P1 montre une forte asymétrie du cœur pour les réactions à seuil lorsque la source DT est utilisée dans le système, et cela même si le rapport P3/P1 est aussi plus grand par rapport à la situation critique (libre parcours moyen important des neutrons de 14MeV).

A nouveau, l'interprétation des indices du tableau précédent a été réalisée en se basant sur des calculs MCNP et ERANOS.

La simulation de la source externe avec MCNP a été faite de deux manières distinctes. Premièrement, la source ponctuelle introduite est modélisée isotropiquement avec des neutrons émis d'énergie de 14.1MeV. Deuxièmement, l'anisotropie a été simulée (+7% d'émission des neutrons dans le sens du faisceau par rapport à la direction opposée) et les neutrons sont émis selon une distribution énergétique comprise entre 13.2MeV et 15.1MeV (cas réel). La comparaison des deux simulations va permettre de quantifier l'impact de la modélisation de la source externe. Pour le code ERANOS, la source est isotrope et elle est définie dans un petit volume carré de 2cm de côté.

Sinon, il est également important de noter que les résultats de l'ensemble des schémas de calcul ont été obtenus en fixant le niveau de sous-criticité à $-637\text{pcm} \pm 20\text{pcm}$, afin de ne pas ajouter une cause de désaccord possible.

A nouveau, toutes les comparaisons calcul/expérience sont fournies en annexe, et conduisent aux écarts moyens suivants pour les trois groupes d'énergie définis lors de l'interprétation des valeurs expérimentales de la configuration critique :

Tableau 5.22 : Résumé des écarts moyens en % dans la configuration M4SC0+DT par classe de réaction et pour tous les différents schémas de calculs

Schéma de calcul (selon description précédente)	C/E : P2/P1 Ecart moyen (%)			C/E : P3/P1 Ecart moyen (%)			C/E : P4/P1 Ecart moyen (%)		
	G1	G2	G3*	G1	G2	G3*	G1	G2	G3*
I (M-J2-J2) Source isotrope	1.0	2.5	10.0	0.5	-3.0	-25.0	-2.5	7.0	34.0
I (M-J2-J2) Source anisotrope	2.5	0.0	-13.0	-0.5	-2.0	-36.0	-1.5	8.5	27.0
VII (M-B6-B6) Source anisotrope	-2.0	9.0	4.0	-2.0	2.0	1.0	-2.5	16.0	32.0
IX (E-J2-J2)	1.5	2.5	-14.0	0.0	-5.0	-55.0	-2.0	6.0	-1.0
X (E-E1-E1)	0.5	3.0	-13.0	0.0	-4.5	-53.0	-1.0	6.5	-1.0

*Le groupe G3 n'est composé que de la réaction $\text{Mg}^{24}(n,p)$

L'ensemble de ces interprétations amène à évoquer différentes remarques comme :

- i. Tous les rapports liés à des taux sans seuil sont bien reproduits par les différents calculs, ou du moins de manière aussi satisfaisante que ce qui avait été vu dans la configuration critique et dans la configuration sous-critique M4SC0+DD. En particulier, une modélisation isotrope ou anisotrope de la source externe ne conduit pas à des écarts significatifs pour ces indices sans seuil.
- ii. Pour les rapports associés aux réactions du groupe 2, on constate qu'un accord satisfaisant (généralement <10%) est obtenu pour l'ensemble des schémas de calcul. Par rapport à la situation rencontrée dans M4CRIT, on peut dire que ces indices sont prédits de manière assez similaire. Par exemple, l'écart entre les schémas I et VII est de 7% dans la situation critique, et il est de 9% ici.
- iii. Concernant les réactions à haut seuil, on constate que les difficultés d'interprétation sont très significatives, et qu'il est difficile d'établir une systématique d'écart entre les différents schémas de calcul. Cela était un peu attendu, car ces analyses sont sujettes à beaucoup d'incertitudes. Tout d'abord, seule la réaction $Mg^{24}(n,p)$ fournit une indication pour ce groupe 3 dans cette configuration, empêchant d'obtenir un effet moyenné à partir de plusieurs réactions. De plus, les 10% d'incertitude associés à l'intensité de la source externe joue ici un rôle important car ce sont majoritairement les neutrons de 1^{ère} génération qui vont interagir.
- iv. Malgré les difficultés précédentes, une comparaison purement numérique liée à la description isotropique ou anisotropique de la source externe peut être faite (à l'aide du schéma de calcul I avec une modélisation isotrope ou anisotrope de la source). Des écarts significatifs sur ce point ne sont observés que pour les réactions à haut seuil, indiquant que pour la majorité des paramètres intégraux une description isotrope est suffisante.
- v. Il est intéressant de savoir comment évoluent les problèmes rencontrés avec l'utilisation de la bibliothèque JEF-2.2+MCNP pour l'interprétation des réactions à haut seuil entre M4CRIT et M4SC0+DT. Pour cela, nous allons comparer les résultats des schémas I (M-J2-J2) et VII (M-B6-B6) pour la seule réaction à haut seuil disponible dans la configuration M4SC0+DT, c'est-à-dire la réaction $Mg^{24}(n,p)$. Dans la position 2 de la configuration M4CRIT, on constate un écart de ~55% entre la prédiction de cet indice par le schéma I par rapport au schéma VII (cf. Annexe H). Dans la même position de la configuration M4SC0+DT, on obtient un écart réduit de ~16% pour le même indice. Cela nous conduit effectivement à penser que les problèmes de la bibliothèque JEF-2.2 pour MCNP sont plus liés aux sections inélastiques et élastiques plutôt qu'aux réactions $(n,2n)$, qui sont maintenant courantes avec la source DT. Il faut toutefois rester prudent et ne pas exclure la possibilité d'effets de compensation.

Dans la configuration M4SC0+DT, certains autres rapports de taux de réaction ont été étudiés dans les positions A, B, C et D, permettant d'obtenir de nouveaux indices de spectre. Il s'agit notamment du rapport particulier qui est présenté dans le tableau 5.23 (cet indice n'a pas pu être étudié dans la configuration critique car la réaction $Th^{232}(n,2n)$ possède un seuil trop élevé) :

Tableau 5.23 : Interprétation de l'indice de spectre $\frac{Th^{232}(n,\gamma)}{Th^{232}(n,2n)}$ dans la position D (centre de la traverse ouest/est) dans M4SC0+DT

Pos.	Exp.	I (M-J2-J2) (Source iso.) (C/E)	I (M-J2-J2) (Source ani.) (C/E)	VII (M-B6-B6) (Source ani.) (C/E)	IX (E-J2-J2) (C/E)	X (E-E1-E1) (C/E)
D	24.3±1.2	25.1±0.6 (1.03)	25.9±0.7 (1.07)	21.3±0.7 (0.88)	21.6 (0.89)	20.2 (0.83)

En fonction de l'incertitude de 5% à 1- σ de la valeur expérimentale, un accord raisonnable est obtenu pour l'interprétation du taux présenté dans le tableau ci-dessus. De plus, la position D, bien que proche de la source externe, ne fait pas apparaître un effet important par rapport à une modélisation isotrope ou anisotrope de cette source. Cela s'explique par le fait que la position D se situe sous le point d'émission de la source et non pas dans le prolongement du canal. Dans cette direction, les deux modélisations sont très similaires.

En combinant, les échantillons irradiés de thorium et d'uranium d'autres indices de spectres peuvent être obtenus, comme cela est montré dans le tableau suivant :

Tableau 5.24 : Interprétation d'indices basés sur l'activation des échantillons d'uranium et de thorium dans deux différentes positions dans M4SC0+DT

Pos.	Expérience	MCNP+J2 (Source iso.) (C/E)	MCNP+J2 (Source ani.) (C/E)	MCNP+B6 (Source ani.) (C/E)	ERANOS +J2 (C/E)	ERANOS +E1 (C/E)
$\frac{Th^{232}(n,\gamma)_{[B]}}{U^{235}(n, fis)_{[B]}}$	0.170±0.006	0.196±0.005 (1.15)	0.197±0.005 (1.16)	0.183±0.005 (1.06)	0.187 (1.10)	0.186 (1.09)
$\frac{Th^{232}(n,\gamma)_{[D]}}{U^{235}(n, fis)_{[D]}}$	0.172±0.006	0.193±0.005 (1.12)	0.189±0.005 (1.10)	0.178±0.005 (1.03)	0.180 (1.05)	0.179 (1.04)

On constate un bon accord (selon les incertitudes) dans les deux positions (pas d'effet de source), et pour tous les schémas de calcul. Cela confirme clairement le fait que les réactions sans seuil ne subissent que peu influence de la source externe et de sa modélisation, rendant tous les schémas de calcul satisfaisants.

Reprenons maintenant l'interprétation du rapport de taux de fission entre les positions C et B, qui a déjà été effectuée dans la configuration critique (cf. Tableau 5.18), afin d'avoir une idée de l'impact de la source externe sur la prédiction du pic de puissance. Pour la configuration M4SC0+DT les résultats sont présentés dans le tableau 5.25.

Tableau 5.25 : Interprétation de l'indice de spectre $\frac{U^{235}(n, fis)_{[C]}}{U^{235}(n, fis)_{[B]}}$ dans M4SC0+DT

Expérience	MCNP+J2 (Source iso.) (C/E)	MCNP+J2 (Source ani.) (C/E)	MCNP+B6 (Source ani.) (C/E)	ERANOS +J2 (C/E)	ERANOS +E1 (C/E)
1.19±0.03	1.26±0.02 (1.06)	1.26±0.02 (1.06)	1.26±0.02 (1.06)	1.27 (1.07)	1.27 (1.07)

On constate que le niveau de prédiction du rapport de taux de fission d' U^{235} entre deux positions du cœur est aussi satisfaisant que celui que nous avons obtenu dans la configuration critique. Cela indique que la présence de la source ne perturbe pas le calcul du pic de puissance du cœur à l'interface plomb/combustible. De plus, comme nous avons vu que les hétérogénéités centrales n'influent que très peu sur la prédiction d'indices sans seuil, on peut raisonnablement affirmer que le pic de puissance d'un ADS peut être prédit aussi bien que dans un système critique, à la condition que l'intensité de la source et le niveau de sous-criticité soient bien connus. En d'autres termes et de manière plus générale, l'effet du spectre de la source et des hétérogénéités centrales du cœur sont négligeables pour le calcul de réactions sans seuil.

5.5.4 LA CONFIGURATION SOUS-CRITIQUE M4SC2+DT

Afin d'étudier l'influence de la sous-criticité, différentes activations ont aussi été réalisées dans la configuration M4SC2+DT, et cela même si le niveau de puissance du système est réduit à l'ordre de quelques Watts. Les résultats expérimentaux obtenus dans les positions 2 à 6 sont donnés dans le tableau suivant sous forme d'indices spatiaux (avec normalisation par rapport à la position 1).

Tableau 5.26 : Indices spatiaux expérimentaux pour la configuration M4SC2+DT normalisés par rapport à la position 1

Réaction	Seuil [MeV]	P2/P1	±	P3/P1	±	P4/P1	±	P5/P1	±	P6/P1	±
$In^{115}(n,\gamma)$	/	1.22	0.03	1.13	0.02	1.17	0.02	1.02	0.02	0.86	0.02
$Au^{197}(n,\gamma)$	/	1.23	0.02	1.14	0.02	1.20	0.02	1.04	0.02	0.92	0.02
$In^{115}(n,n')$	1.2	1.06	0.04	0.96	0.03	1.09	0.04	0.90	0.03	0.73	0.03
$Ni^{58}(n,p)$	2.8	1.14	0.04	0.83	0.03	1.47	0.04	0.78	0.03	0.70	0.02
$Fe^{56}(n,p)$	6.0	9.41	0.38	1.98	0.08	8.71	0.35	0.75	0.04	0.89	0.04
$Ni^{58}(n,2n)$	13.5	8.16	1.17	1.25	0.19	-	-	1.20	0.28	-	-

Ces résultats expérimentaux conduisent aux remarques suivantes :

- i. Les rapports liés aux réactions sans seuil ont des valeurs toujours proches de celles obtenues pour les précédentes configurations, ce qui indique que même à cette sous-criticité plus forte, l'influence de la source externe est limitée pour ces réactions.
- ii. Pour les réactions à seuil (et spécifiquement à haut seuil), on constate une forte augmentation du rapport P2/P1 et P4/P1. Cela est dû à l'effet conjoint de la source externe et de la sous-criticité amplifiée. Le fait que le rapport P4/P1 soit du même ordre de grandeur que le rapport P2/P1 indique à nouveau que la cible n'est pas située à l'interface plomb/accélérateur, mais légèrement plus à l'intérieur du tube de l'accélérateur.
- iii. Enfin, il est intéressant de remarquer que pour les réactions à haut seuil le rapport P5/P1 est inférieur au rapport P6/P1. Cela ne peut s'expliquer que par un effet de fuite le long du tube de l'accélérateur. Toutefois, cette perturbation n'a d'importance que pour la prédiction de réaction à haut seuil (>6MeV) à proximité du canal.

Pour interpréter ces mesures trois différents schémas de calcul ont été utilisés, l'objectif étant de toujours au moins garder une comparaison déterministe/stochastique. Il s'agit donc du schéma de calcul I (M-J2-J2) avec une modélisation anisotrope de la source, du schéma IX (E-J2-J2) et X (E-E1-E1).

Les écarts moyens établis pour les trois groupes d'énergie et pour les différentes méthodes de calcul sont donnés ci-après, sur la base de tous les résultats donnés dans l'annexe H.

Tableau 5.27 : Résumé des écarts moyens en % dans la configuration M4SC2+DT par classe de réaction et pour tous les différents schémas de calculs

Schéma de calcul (selon description précédente)	C/E : P2/P1 Ecart moyen (%)			C/E : P3/P1 Ecart moyen (%)			C/E : P4/P1 Ecart moyen (%)		
	G1	G2	G3*	G1	G2	G3*	G1	G2	G3*
I (M-J2-J2)	4.0	-3.5	-43.0	-2.0	-5.5	-51.0	-1.0	15.0	8.0
IX (E-J2-J2)	0.0	4.0	-31.0	-1.5	-12.5	-71.0	-2.0	19.5	4.0
X (E-E1-E1)	-1.0	2.5	-32.0	-1.5	-12.7	-71.0	-2.0	18.5	3.0

*La réaction $Ni^{58}(n,2n)$ n'a pas été prise en compte pour le calcul des écarts du groupe G3, car elle n'a pas été mesurée dans toutes les positions (ainsi pour ce groupe seule la réaction $Fe^{56}(n,p)$ est prise en considération).

Les différentes remarques que suggère le tableau 5.27 sont mentionnées ci-après :

- i. Un accord satisfaisant est obtenu pour les réactions du groupe 1. Celui-ci est aussi bon que par rapport à la situation critique et aux situations sous-critique M4SC0.
- ii. Pour les réactions du groupe 2 des difficultés supérieures (par rapport aux systèmes précédents) sont mises en évidence pour les positions à proximité de la source externe (à noter que pour les rapports P5/P1 et P6/P1 la situation est fortement meilleure). En particulier, l'augmentation des écarts de l'indice P4/P1 (groupe 2) par rapport à ceux obtenus dans la configuration M4SC0+DT pour les schémas de calcul ERANOS IX et X indique qu'un niveau sous-critique plus important (qui augmente donc l'impact de la source externe) rend l'homogénéisation du canal central inadéquate. Dans ces conditions, une modélisation exacte du tube de l'accélérateur semble requise pour des systèmes fortement sous-critique.
- iii. Concernant les indices spatiaux du groupe 3, on constate, comme pour la configuration M4SC0+DT, d'énormes difficultés pour bien les reproduire à proximité de la source externe. Ces problèmes sont encore amplifiés ici à cause de la plus forte sous-criticité qui donne plus d'importance à la source externe. Ainsi, l'interprétation de taux de réaction à haut seuil (>6MeV) à proximité de la source externe représente un réel défi pour les codes de calcul. Cependant, le comportement global du cœur n'est pas directement lié à la connaissance de cette composante neutronique de haute énergie.
- iv. Comme nous l'avons vu le rapport expérimental P6/P1 est supérieur au rapport P5/P1 pour le taux à haut seuil $Fe^{56}(n,p)$. Cela expose l'effet de "streaming" le long du canal vide. Cet effet est confirmé en constatant que ce rapport P6/P1 est très difficilement reproductible par des calculs ERANOS, dont les modèles homogénéisent le canal avec sa gaine. En effet,

un désaccord de près de 37% est observé entre ERANOS et l'expérience, alors qu'il n'est que de 18% pour MCNP (cf. Annexe H). De plus, ERANOS prédit un rapport P5/P1 supérieur au rapport P6/P1, ce qui n'est pas le cas expérimentalement ni des prédictions MCNP.

Dans cette configuration, aucun échantillon "exotique" n'a été irradié dans les positions A à D.

En conclusion, les diverses interprétations des mesures d'activation de feuilles ont montré l'apport complémentaire et plus spécifique de ces expériences pour la qualification des codes par rapport à des mesures de traverses de taux de réaction standards. Les principaux résultats associés à ces analyses d'indices spatiaux et spectraux sont évoqués dans les deux points suivants en fonction des spécificités des configurations.

5.5.5 IMPACT DES HETEROGENEITES CENTRALES DES CONFIGURATIONS MUSE4

L'étude du système M4CRIT est avantageuse pour isoler les impacts associés aux hétérogénéités du système (par rapport à un cœur "propre"). D'ailleurs, l'interprétation des taux de réaction à divers seuils a permis de mettre en évidence différents effets. Cela concerne principalement la mise en évidence de l'effet de ralentissement du plomb au centre du cœur et de la bonne symétrie ouest/est du cœur, malgré l'interface plomb/canal. Par rapport aux traverses de chambres à fission présentées au paragraphe 5.4, les mesures d'indices ont montré une plus grande sensibilité à l'impact du plomb, et ce notamment pour les indices à haut seuil. Ainsi, alors que les mesures de traverses de chambres à fission ne permettaient pas de recommander un schéma de calcul plutôt qu'un autre, les interprétations associées aux indices spatiaux montrent des différences nettes entre ces schémas. Dans ce contexte, l'analyse du rapport P2/P1 a permis d'identifier la faiblesse de la bibliothèque JEF-2.2-MCNP pour simuler le transport des neutrons dans le plomb (ralentissement simulé trop grand). Par suite, les améliorations significatives apportées par les données nucléaires du plomb de JEFF-3 sont quantifiées. Enfin, il a aussi été montré que la bibliothèque dosimétrique de ENDF/B6v2 n'apporte aucun bénéfice aux prédictions numériques.

En conclusion, dans le système M4CRIT, les hétérogénéités centrales spécifiques aux cœurs couplés sont les mieux prédites en toute position en utilisant les schémas de calcul VII (M-B6-B6), IX (E-J2-J2) et X (E-E1-E1).

5.5.6 COMPARAISONS ENTRE LES SYSTEMES CRITIQUE ET SOUS-CRITIQUES

Il est à présent intéressant de résumer les enseignements apportés par les indices spatiaux et spectraux pour identifier les capacités des schémas de calcul entre la situation critique et les situations sous-critiques. Cela concerne principalement :

- i. Les indices spatiaux du groupe 1 (sans seuil) sont prédits de manière satisfaisante par tous les schémas de calcul pour toutes les configurations et dans toutes les positions du cœur. Ainsi, aucune recommandation particulière sur le choix du schéma de calcul ne peut résulter de ces analyses. On peut simplement mentionner que pour l'interprétation de ces taux sans seuil l'homogénéisation du canal de l'accélérateur ou une modélisation isotrope de la source restent tout à fait adéquats.

- ii. Les indices spatiaux du groupe 2 ($1\text{MeV} < \text{seuil} < 3.1\text{MeV}$) sont généralement moins bien prédits que les indices sans seuil. Toutefois, les accords obtenus entre les résultats expérimentaux et les divers calculs sont satisfaisants (généralement inférieurs à 10%). Certaines difficultés spécifiques ont été identifiées pour le rapport P2/P1 dans M4CRIT avec le code MCNP et l'utilisation, pour le transport des neutrons, de la bibliothèque JEF-2.2. Des écarts plus importants sont aussi constatés lorsque le formulaire ERANOS est utilisé pour interpréter ces indices (G2) dans des systèmes fortement sous-critiques à proximité du canal de l'accélérateur, car l'effet de fuite est alors amplifié (exemple : position P4/P1 dans M4SC2+DT).
- iii. Les indices spatiaux du groupe 3 ($6\text{MeV} < \text{seuil}$), qui sont généralement assez bien reproduits dans M4CRIT (mis à part le problème lié à la bibliothèque JEF-2.2-MCNP pour les rapports P2/P1 et P3/P1), deviennent très difficiles à interpréter pour tous les schémas de calcul et dans les positions situées à environ moins de 15cm de la source externe. Dans cette zone, où se mêlent les effets d'hétérogénéités, du spectre de la source, et du niveau de sous-criticité, la prédiction des taux à haut seuil est un véritable défi, qui nécessite des investigations supplémentaires. De plus, l'étude d'indices à haut seuil (P6/P1) dans la configuration M4SC2+DT a également mis clairement en évidence un effet de "streaming" le long de l'accélérateur. En effet, c'est le premier système étudié pour lequel le rapport P5/P1 est inférieur au rapport P6/P1, alors que la position 5 est plus proche du centre que la position 6. MCNP, pour qui la zone de faible densité est modélisée, a réussi à prédire cette tendance, à l'inverse de ERANOS. Par suite, l'homogénéisation du canal n'est satisfaisante que pour des systèmes critiques ou faiblement sous-critiques.
- iv. L'indice spectral composé du taux de fission d' U^{235} en C divisé par le taux de fission d' U^{235} en B a été interprété dans les configurations M4CRIT et M4SC0+DT. On remarque que ce taux est aussi bien reproduit (par tous les schémas de calcul) dans la situation critique, que dans la situation sous-critique avec source. Cela indique que la détermination du pic de puissance, qui est décalé d'un système ADS par rapport à un système critique, n'est pas détériorée à cause de la présence de la source externe ou des hétérogénéités centrales.

Ainsi, dans notre souci d'évaluer le formulaire ERANOS, on peut dire que celui-ci est approprié pour la majorité des situations, dans lesquelles un indice de réaction spatial doit être calculé. Toutefois, des difficultés sont rencontrées pour prédire des taux de réaction à haut seuil dans les configurations sous-critiques, d'une part, à proximité de la source externe et, d'autre part, dans une moindre mesure, à proximité du canal de l'accélérateur (l'homogénéisation devient moins adaptée pour des systèmes très sous-critiques).

5.6 COMPARAISON DE TAUX DE REACTION ABSOLUS

Ce paragraphe présente certaines comparaisons de taux de réaction absolus pour les configurations critique M4CRIT et sous-critique M4SC0+DT. La configuration M4SC0+DD n'a pas été retenue pour cette étude à cause des fortes incertitudes associées au niveau absolu du flux, en partie à cause de la contribution significative de la source intrinsèque. Le faible niveau de puissance de la configuration M4SC2+DT (peu d'échantillons à seuil activés dans la position 1), nous a aussi conduit à ne pas l'étudier. Ainsi, il a été choisi d'analyser certains taux absolus à différents seuils obtenus dans la position 1 (l'objectif n'est plus de s'intéresser à des zones perturbées).

5.6.1 LA CONFIGURATION CRITIQUE M4CRIT

Les valeurs des divers taux absolus sont données en [Bq/mg/W]. Ces mesures ont été comparées avec 6 des 10 schémas de calcul définis au début du paragraphe 5.5, comme l'expose le tableau suivant.

Tableau 5.28 : Comparaisons C/E de taux de réaction absolus dans la position P1 de M4CRIT pour les schémas de calcul MCNP (I (M-J2-J2), II (M-J2-D6), VII (M-B6-B6) et VIII (M-B6-D6)) et ERANOS (IX (E-J2-J2) et X (E-E1-E1))

Réaction	Seuil [MeV]	Valeurs Expérim. [Bq/mg/W]	C/E I (M-J2-J2)	C/E II (M-J2-D6)	C/E VII (M-B6-B6)	C/E VIII (M-B6-D6)	C/E IX (E-J2-J2)	C/E X (E-E1-E1)
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	58±3.7	0.99±0.05	0.99±0.05	1.27±0.05	0.97±0.05	0.83±0.04	0.84±0.04
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	50±2.8	0.88±0.05	0.93±0.05	0.87±0.05	0.91±0.05	0.75±0.04	0.73±0.04
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	6.9±0.39	0.91±0.02	0.45±0.03	0.90±0.05	0.44±0.02	0.78±0.04	0.69±0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	5.5±0.98	1.09±0.02	0.93±0.02	0.90±0.05	0.92±0.02	0.94±0.02	0.95±0.02
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.065±0.0036	1.16±0.07	0.95±0.05	0.84±0.05	0.92±0.05	1.03±0.06	1.05±0.06
Al ²⁷ (n,α)	7.2	0.087±0.0054	0.94±0.06	0.95±0.06	0.91±0.06	0.92±0.06	0.87±0.05	0.88±0.05

L'interprétation des taux de réaction absolus est rendue assez délicate. En effet, la détermination de la puissance expérimentale du système reste un paramètre sensible (même pour un système critique), d'une part, car elle est directement tributaire de la qualité des chambres à fission absolus utilisées, et, d'autre part, car elle nécessite le calcul de l'intégrale de fission sur tout le cœur. Dans ces conditions, une incertitude qui découle de la détermination de la puissance (5% à 1-σ (selon le tableau 4.7)) et de la mesure de l'activité (propre à chaque réaction selon les valeurs de l'annexe G), a été retenue sur les valeurs des taux absolus expérimentaux de la configuration M4CRIT.

La qualité de la prédiction des taux absolus dépend du flux absolu calculé et des sections efficaces des réactions considérées.

Dans MCNP et pour un calcul critique, les valeurs obtenues sont normalisées par rapport au nombre de fissions qui se sont produites dans le système. Par suite, la connaissance du nombre de fissions par Watt (facteur fixé valant 3.467E+10 fission/Watt.sec), et du nombre de neutrons émis par fission (dans notre cas, $\nu=2.941$), nous permet de déterminer le flux absolu (et les taux absolus) associé à 1 Watt de puissance.

Pour un calcul critique ERANOS, les valeurs données sont directement normalisées par rapport à un niveau de puissance du système égal à 1 Watt, de sorte que le flux absolu est immédiatement accessible.

Sinon, les comparaisons effectuées dans le tableau 5.28 entre différentes données nucléaires (pour un même code de calcul) donnent certaines indications sur les incertitudes des sections efficaces.

Ainsi, plusieurs commentaires peuvent être faits en fonction du tableau 5.28 :

- i. On constate un écart presque constant de ~15% entre les prédictions stochastiques du schéma I (M-J2-J2) et celles déterministes du schéma IX (E-J2-J2) pour des bibliothèques identiques. Cette différence provient ainsi exclusivement de la détermination du flux absolu entre les deux schémas de calcul, comme le confirme les résultats suivant :
Pour 1 Watt et dans la position 1 : flux absolu avec I : 3.01E+07 n/cm².sec

Pour 1 Watt et dans la position 1 : flux absolu avec IX : $2.56E+07$ n/cm².sec

- ii. Par rapport aux valeurs expérimentales, on constate que le schéma I (M-J2-J2) fournit les résultats les plus satisfaisants, et donc que les prédictions ERANOS (IX et X) ont tendance à sous-estimer les taux de réaction absolus. Cependant, et par rapport aux incertitudes discutées, l'interprétation des taux de réactions absolus dans cette configuration critique reste raisonnable.
- iii. Une lecture plus attentive du tableau 5.28 permet de mettre en évidence certains effets "ponctuels". Tout d'abord, on constate que le schéma VIII (M-J2-D6) fournit de très bonnes prédictions pour tous les taux de réaction, mis à part pour la réaction Ni⁵⁸(n,p). Pour cette dernière, la section efficace de ENDF/B6v2-dosimétrique n'apparaît pas correcte ou correspondante. Ensuite, on constate également un écart anormalement élevé pour l'interprétation du taux d'In¹¹⁵(n, γ) avec la bibliothèque ENDFB6v2 (schéma VII). L'importance de l'écart permet à nouveau d'affirmer que la section efficace de la réaction In¹¹⁵(n, γ) est incorrecte dans cette librairie. Enfin, les écarts entre les schémas IX et X pour la prédiction de la réaction Ni⁵⁸(n,p) s'explique par l'ajustement de cet isotope dans la bibliothèque ERALIB1.

Il est maintenant intéressant de comparer la qualité de ces prédictions par rapport à une situation sous-critique dans laquelle les flux sont normalisés différemment selon les schémas de calcul.

5.6.2 LA CONFIGURATION SOUS-CRITIQUE M4SC0+DT

Certaines comparaisons de taux de réaction absolus ont été effectuées dans cette configuration M4SC0+DT. A nouveau, il s'agit d'étudier certains taux absolus à différents seuils obtenus dans la position P1 (une réaction par groupe), afin de pouvoir comparer les résultats avec ceux obtenus sur la configuration M4CRIT. Les valeurs des divers taux sont données en [Bq/mg] pour la puissance réelle du système (~37.5 Watts). Ces mesures ont été comparées avec 5 schémas de calcul, comme l'expose le tableau suivant.

Tableau 5.29 : Comparaisons C/E de taux de réaction absolus dans la position P1 de M4SC0+DT pour les schémas de calcul MCNP (I (M-J2-J2), II (M-J2-D6), VII (M-B6-B6) et VIII (M-B6-D6)) et ERANOS (IX (E-J2-J2) et X (E-E1-E1))

Réaction	Seuil [MeV]	Valeurs Expérim. [Bq/mg]	C/E I (M-J2-J2) (iso.)	C/E I (M-J2-J2) (ani.)	C/E VII (M-B6-B6) (ani.)	C/E IX (E-J2-J2)	C/E X (E-E1-E1)
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	-	1131±118	0.86±0.10	0.84±0.09	0.82±0.09	1.31±0.14	1.21±0.14
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	149.6±15.4	0.93±0.10	0.94±0.10	0.92±0.10	1.42±0.15	1.20±0.14
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	6.14±0.63	0.73±0.08	0.78±0.09	0.89±0.10	1.22±0.13	1.19±0.14

Cette fois-ci les valeurs expérimentales sont entachées d'une plus forte incertitude car il faut ajouter, aux incertitudes rencontrées dans M4CRIT, l'incertitude de 10% sur l'intensité de la source externe. De plus, comme la puissance du système est inversement proportionnelle au niveau de sous-criticité, il est important qu'un très bon accord existe entre la réactivité expérimentale (sur laquelle il existe aussi une incertitude) et calculée de cette configuration M4SC0+DT. Ainsi, pour chaque schéma de

calcul la réactivité voulue (environ $\rho = -600\text{pcm}$) a été obtenue en modifiant légèrement la taille de la zone du combustible.

En fonction des conditions précitées, il apparaît vraiment délicat d'effectuer des comparaisons fines entre les valeurs expérimentales et les valeurs numériques (c'est d'ailleurs pour cela que ce mode d'interprétation n'a pas été privilégié dans cette recherche). Par contre, il est possible d'effectuer une comparaison entre les différentes prédictions numériques (pour lesquelles il est possible d'établir des conditions de calcul similaires), notamment pour analyser à nouveau les écarts possibles entre les calculs déterministes ERANOS et de Monte Carlo MCNP (Existe-t-il, comme pour la configuration M4CRIT, un écart d'environ 15% dans cette configuration M4SC0+DT ?).

Lorsqu'un calcul avec une source externe est réalisé avec MCNP, la normalisation des grandeurs calculées est effectuée par rapport au nombre de neutrons de la source externe. Par conséquent, les taux de réactions absolus sont obtenus en multipliant les taux de réaction calculés par l'intensité réelle de la source externe.

Pour ERANOS, les taux de réaction calculés correspondent directement au niveau de puissance du système (ce n'est pas normalisé à 1Watt comme pour un calcul sans source externe).

Les résultats du tableau 5.29 montrent un comportement très différent par rapport à la situation critique. En effet cette fois-ci le code ERANOS (IX et X) donnent des prédictions de taux absolus supérieurs à ceux obtenus par MCNP (I et VII) d'environ 35%. Cet écart important ne peut provenir a priori que d'une incohérence dans les techniques de normalisation entre les deux méthodes numériques, le niveau de sous-criticité ou de l'intensité de la source externe ayant été choisi strictement identique. La mise en évidence de cette difficulté conduit à recommander la réalisation d'investigations supplémentaires, qui n'ont pas été engagées dans le cadre de cette recherche, par rapport aux objectifs d'interprétation en relatif des résultats expérimentaux. En effet, la caractérisation neutronique du cœur n'est pas associée à la connaissance en absolu du flux ou des taux de réaction, et cela même avec la présence de la source externe. Dans ce sens, les facteurs essentiels pour la modélisation de systèmes couplés sont le niveau de sous-criticité et dans une moindre mesure le spectre de la source externe.

5.7 LE SPECTRE NEUTRONIQUE

L'analyse spécifique du spectre neutronique se propose de confirmer les tendances observées lors de l'interprétation des traverses de taux de fission et des mesures d'activation. Dans ce sens, les spectres calculés dans les différentes positions, par ERANOS, sont exposés pour les configurations M4CRIT et M4SC0+DT. De plus, divers ajustements de spectre déduits du code STAY'SL et des mesures d'activation sont présentés.

5.7.1 COMPARAISONS DE SPECTRES CALCULES EN DIFFERENTS POINTS

Le spectre neutronique a été calculé et comparé pour les configurations M4CRIT et M4SC0 (avec la présence de la source DT), qui sont les deux configurations pour lesquelles le plus d'expériences statiques furent réalisées. L'objectif de ces comparaisons réside avant tout dans la confirmation des

effets spectraux révélés notamment par les mesures d'activation, entre une situation avec et sans la source externe.

De plus, les spectres neutroniques comparés dans ce paragraphe résultent de calculs ERANOS à 62 groupes d'énergie, effectués avec le module cœur TGV/VARIANT en transport simplifié à l'ordre P3 pour la prise en compte de l'anisotropie des chocs. L'avantage d'un calcul déterministe par rapport à un calcul stochastique pour l'analyse du spectre provient du fait qu'en stochastique il est très difficile d'obtenir une statistique raisonnable pour tous les groupes énergétiques à cause des temps de calcul nécessaires.

Les spectres neutroniques pour les positions 2 (au centre du plomb), 1 (au centre du combustible) et A (dans le réflecteur), selon la figure 4.3, sont donnés dans les figures 5.23 et 5.24 pour les configurations M4CRIT et M4SC0+DT respectivement.

Dans ces deux figures, on remarque clairement l'effet de ralentissement du réflecteur acier/sodium. Ce constat conforte notamment la forte augmentation des effets d'autoprotection pour nos feuilles d'activation dans la zone du réflecteur par rapport au centre du cœur. Un léger effet de ralentissement est aussi mis en évidence pour la position dans le plomb par rapport à celle dans le combustible (faible décalage sur la gauche de la courbe noire par rapport à la courbe rouge).

De plus, on voit également une structure résonante très marquée entre 10keV et 30keV, structure qui s'amplifie pour la position A. Cette dépression du flux provient des matériaux qui compose l'acier, avec une prédominance pour le Fe^{56} , qui est l'isotope le plus présent de la zone du réflecteur. Un comportement similaire, bien que moins net, est aussi visible aux alentours de 3keV (résonance du sodium) et de 400keV (résonance de l'oxygène).

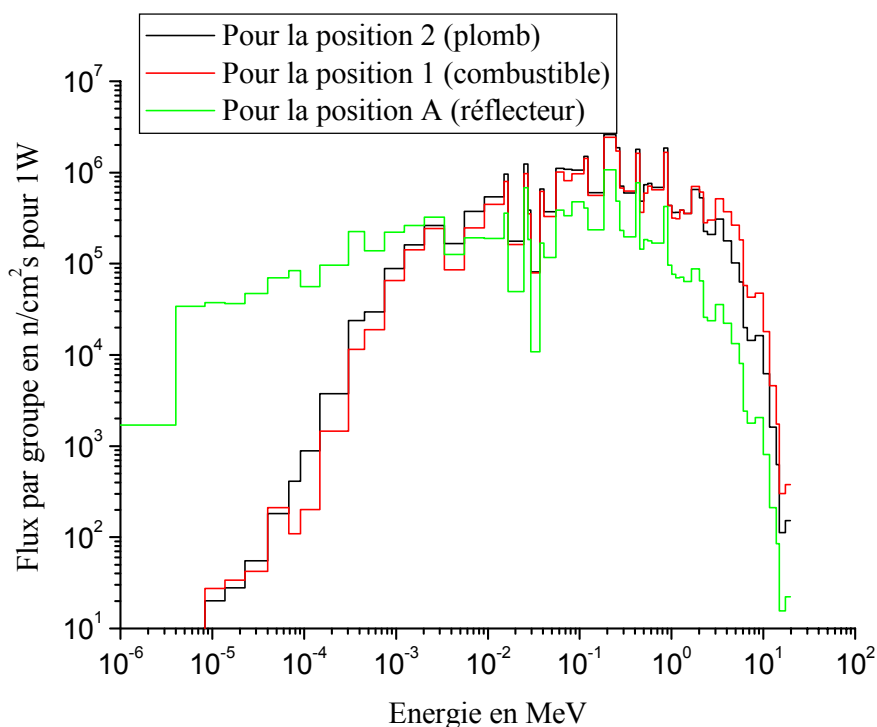


Figure 5.23 : Spectres neutroniques calculés par ERANOS dans la configuration M4CRIT

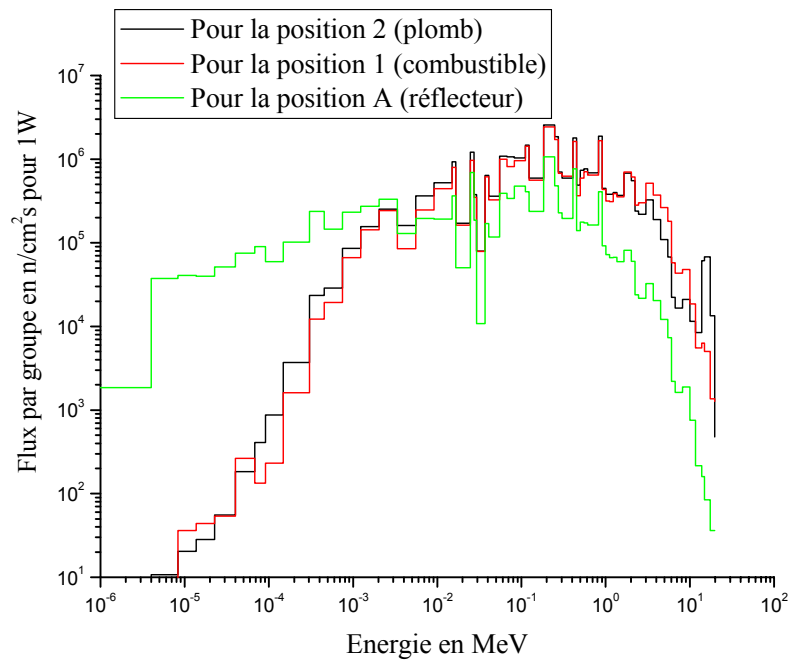


Figure 5.24 : Spectres neutroniques calculés par ERANOS dans la configuration M4SCO+DT

D'un point de vue global, la présence de la source externe dans une configuration faiblement sous-critique comme M4SCO ne modifie le spectre neutronique que dans des positions très proches de la source externe (position 2) et, dans ce cas, que pour les groupes de haute énergie ($> \sim 7\text{MeV}$), comme l'expose plus spécifiquement la figure 5.25.

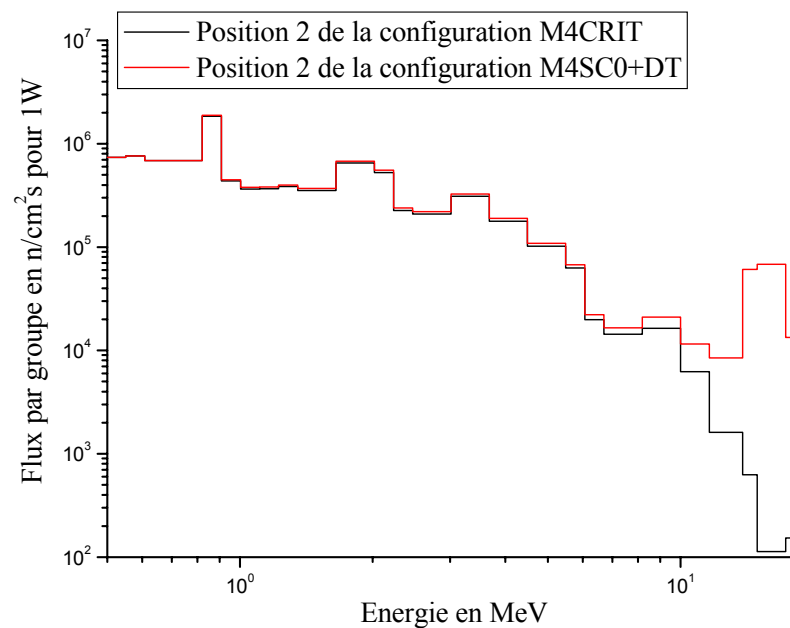


Figure 5.25 : Comparaison des spectres neutroniques dans la position 2 entre les configurations M4CRIT et M4SCO+DT

Pour analyser de manière qualitative l'effet de la zone de plomb centrale par rapport à la source externe, la figure 5.26 expose le spectre neutronique calculé dans la configuration M4SC0+DT pour les positions 2, 3 et 5 (cf. Figure 4.3), qui sont respectivement de plus en plus éloignées de la source externe (~8cm, ~15cm, ~25cm).

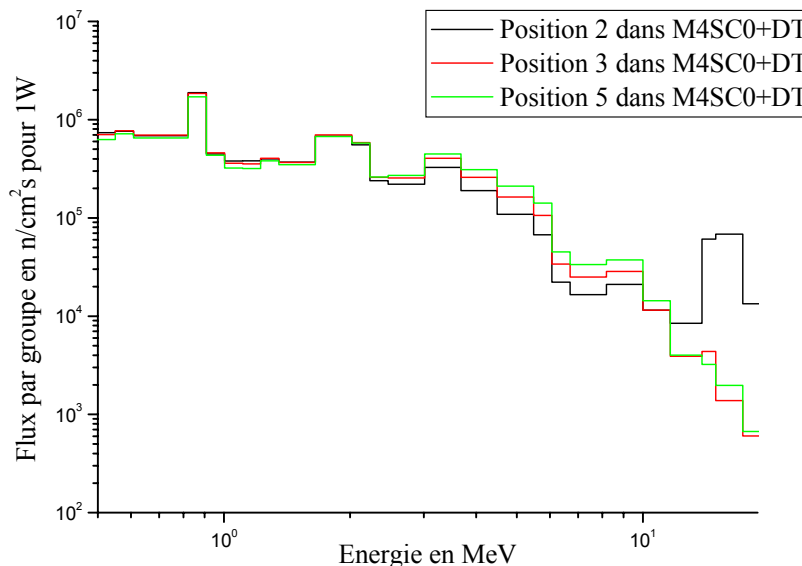


Figure 5.26 : Comparaison du spectre neutronique dans les positions 2, 3 et 5 de la configuration M4SC0+DT

Ainsi, on voit que les neutrons de la source externe s'atténuent rapidement, de sorte qu'ils n'apparaissent quasiment plus après simplement ~15cm de plomb (position 3).

Dans le but d'avoir une indication sur la justesse de prédiction du spectre neutronique par les schémas de calcul, des spectres ajustés à l'aide des mesures d'activation ont été obtenus en utilisant le code de déconvolution STAY'SL [orn].

5.7.2 L'AJUSTEMENT DU SPECTRE NEUTRONIQUE PAR LE CODE STAY'SL

Le code STAY'SL permet d'élargir l'exploitation de la campagne d'activation de feuilles afin d'effectuer un ajustement du spectre neutronique à l'aide des activités saturées mesurées. Ce paragraphe a pour objectif, d'une part, d'exposer les différentes étapes nécessaires à la mise en place de la technique d'ajustement, et, d'autre part, de tester la méthode pour l'ajustement du flux dans les positions 1 et 2 de la configuration M4CRIT et dans la position 2 de la configuration M4SC0+DT. L'étude des positions 1 et 2, exposées sur la figure 4.3, permet d'obtenir des tendances sur la justesse de prédiction du spectre neutronique au centre du combustible et dans la zone plomb (à proximité de la source externe).

5.7.2.1 LA LOGIQUE DE LA METHODE ET LA PRISE EN COMPTE DES INCERTITUDES

La méthode d'ajustement du code STAY'SL, dont les principes théoriques ont été évoqués au paragraphe 4.2.2, nécessite l'obtention des données suivantes (comme fichier d'entrée) :

- i. Un spectre d'entrée avec la matrice de variance/covariance associée
- ii. Les sections efficaces des réactions avec la matrice de variance/covariance associée
- iii. Les taux expérimentaux avec la matrice de variance/covariance associée

La méthode d'analyse STAY'SL consiste à ajuster un spectre neutronique initial (calculé) en fonction de taux de réaction expérimentaux par un processus itératif. Plus précisément, STAY'SL compare les taux de réaction mesurés avec les taux correspondants calculés à l'aide du spectre d'entrée et des sections efficaces appropriées. Si l'écart est trop important entre ces taux, le code va d'abord modifier le spectre (en fonction des incertitudes données) et ensuite effectuer une nouvelle comparaison. Le cycle s'arrête lorsque le flux en énergie obtenu est optimal pour la prédiction des taux expérimentaux.

Dans notre cas, l'objectif est d'analyser les tendances d'ajustement du spectre au-dessus de 500keV, le spectre d'entrée choisi correspond à un spectre calculé par ERANOS à l'ordre P3 à 49 groupes d'énergie. Le découpage à 49 groupes a été retenu, car il offre une description plus fine que le découpage standard à 33 groupes pour les neutrons d'énergie supérieure à 500keV (cf. Annexe F). Le flux d'entrée n'a pas été déduit de calculs MCNP, car ceux-ci font apparaître une incertitude statistique importante pour les groupes de haute énergie.

La matrice de variance/covariance associée au spectre d'entrée a été déterminée de manière simple en ne prenant en compte qu'une incertitude figée pour chaque groupe d'énergie, après que celui-ci ait été normalisé (cf. paragraphe suivant). Ainsi, comme l'objectif est d'ajuster le spectre entre 500keV et 15MeV (en fonction des taux de réaction à seuil mesurés), il a été décidé d'imposer une incertitude nulle pour tous les groupes d'énergie inférieure à 500keV, alors que pour les autres plus énergétiques cette incertitude est fixée à 10% (choix raisonnable afin de donner une tendance d'ajustement réaliste). Sinon, aucun terme de covariance n'a été considéré (pas de corrélation entre les groupes). Une voie pour améliorer cet aspect est discutée dans la suite, mais il nécessite certains développements.

Les données nucléaires des sections efficaces des réactions considérées sont tirées de la bibliothèque IRDF90v2 ("International reactor dosimetry file"). Ces sections efficaces sont données dans un découpage énergétique à 640 groupes, qui est particulièrement adapté pour la détermination de taux de réactions spécifiques ("dosimétriques"). L'utilisation de ces données dans le cadre de calculs ERANOS ou MCNP nécessite un travail spécialisé de "processing" (utilisation de NJOY [mui]), qui n'a pas pu être conduit dans le cadre de cette recherche, mais qui reste une voie à explorer pour l'amélioration des schémas de calcul et de leurs prédictions.

Cette base de donnée IRDF90v2 fournit également les matrices de variance/covariance de chaque réaction. A noter que pour STAY'SL, le format de ces données a dû être légèrement modifié pour permettre une prise en compte cohérente de l'information.

Les taux expérimentaux proviennent de la campagne expérimentale d'activation développée dans le cadre de cette recherche. Comme nous allons le voir, afin d'avoir des données expérimentales normalisées ces taux de réactions vont être utilisés sous forme d'indices spectraux. La technique utilisée est expliquée au paragraphe suivant.

Les incertitudes des taux de réaction correspondent à celles qui ont été définies dans le chapitre 4 (en fonction des diverses corrections étudiées). Pour la détermination des covariances, il a été choisi de

corrélent les activités saturées en fonction de la courbe d'efficacité du détecteur γ . En d'autres termes, plus les γ émis par deux échantillons activés ont une énergie proche, plus la précision de leur activité respective est corrélée. Le tableau 5.30 présente les facteurs de corrélation. Par exemple, le facteur de corrélation entre les réactions mesurées $\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$ (émission d'un γ de 847keV) et $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$ (émission d'un γ de 935keV) est de 0.8.

Tableau 5.30 : Facteurs de corrélation pour la détermination de la matrice de variance/covariance associés aux activités saturées mesurées

Variation énergétique entre les deux γ ($\Delta\gamma$)	Facteurs de corrélation
$\Delta\gamma < 10\text{keV}$	1.0
$10 \text{ keV} < \Delta\gamma < 50\text{keV}$	0.9
$50 \text{ keV} < \Delta\gamma < 100\text{keV}$	0.8
$100 \text{ keV} < \Delta\gamma < 200\text{keV}$	0.6
$200 \text{ keV} < \Delta\gamma < 400\text{keV}$	0.3
$400 \text{ keV} < \Delta\gamma < 1000\text{keV}$	0.1
$1000 \text{ keV} < \Delta\gamma$	0.0

Pour compléter la détermination de ces covariances entre réactions mesurées, il faut être conscient du fait que l'incertitude sur le taux mesuré ne provient pas uniquement de la connaissance de la courbe d'efficacité γ , mais aussi notamment de l'incertitude statistique (ce sont les deux causes d'incertitude majeures). Par conséquent, et en se basant sur le fait qu'en moyenne 50% de l'incertitude provient de la statistique et 50% de la courbe d'efficacité du détecteur γ , les covariances ont été déterminées en multipliant les facteurs de corrélation associés à la courbe d'efficacité γ par 0.5 (atténuation de la corrélation).

5.7.2.2 NORMALISATION APPLIQUEE ET TESTS EFFECTUES

Le code STAY'SL offre la possibilité d'introduire les taux de réaction mesurés et le spectre d'entrée en absolus. Cette façon de procéder permet d'avoir des indications sur la cohérence de la normalisation entre ces grandeurs. Pour cette étude, comme l'objectif est d'étudier la structure énergétique du flux, mais pas son niveau absolu, nous avons choisi de normaliser nos données par rapport à un taux de réaction sans seuil. Cela se justifie d'autant plus en fonction des difficultés rencontrées par le code ERANOS à bien prédire les taux de réaction absolus (cf. paragraphe 5.6). Le choix d'une réaction sans seuil pour normaliser nos données a été motivé, d'une part, car ce sont généralement les réactions les mieux prédites et, d'autre part, car l'ajustement voulu se situe au-dessus de 500keV (cette technique de normalisation ne va donc pas directement affecter l'ajustement souhaité). La réaction $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$ a été retenue et amène à la condition de normalisation suivante : $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)_{[\text{calculé par STAY'SL}]} = \text{In}^{115}(\text{n},\gamma)_{[\text{mesuré}]}$ (pour la position considérée (P1 ou P2) et pour chaque configuration étudiée (M4CRIT ou M4SC0+DT)).

Avant d'obtenir nos spectres ajustés, plusieurs tests ont été effectués pour s'assurer du bon fonctionnement de la méthode. Ils concernent notamment :

- i. Des calculs ont été effectués pour chaque cas en n'effectuant pas de normalisation. Les résultats obtenus ont confirmé les tendances évoquées lors de l'interprétation des taux absolus. En d'autres termes, pour la configuration critique la normalisation a imposé une

- légère augmentation du flux absolu ERANOS d'entrée (~5%), alors que pour la configuration M4SC0+DT une diminution fut requise (~30%).
- ii. Pour s'assurer que la méthode d'ajustement ne dispose pas de trop de marges de manœuvre (en fonction des incertitudes introduites), différents spectres d'entrée ont été utilisés pour une même position (par exemple, on a essayé d'ajuster le spectre de la position 1 de M4SC0+DT avec les données obtenues dans la position 1 de M4CRIT). Les résultats ont confirmé le fait qu'un spectre d'entrée réaliste est indispensable pour pouvoir tirer avantage des données expérimentales (forte augmentation du χ^2 (cf. §4.2.2) si le spectre d'entrée n'est pas réaliste).
 - iii. L'impact des réactions sans seuil pour ajuster le spectre à haute énergie (>500keV) a aussi été testé en comparant les résultats de deux ajustements. Le premier s'est effectué avec des réactions sans seuil et avec seuil, alors que le second ne fut réalisé qu'avec des réactions sans seuil. Les résultats ont été rassurants en ne modifiant pas d'un cas à l'autre les spectres ajustés à haute énergie.

5.7.2.3 PRÉSENTATION DES SPECTRES AJUSTÉS ET RECOMMANDATIONS

Comme mentionné, nous avons axé notre étude sur l'ajustement du spectre compris entre 500keV et 15MeV, après avoir normalisé de manière adéquate les taux expérimentaux et le flux d'entrée. Dans ce but, seules les réactions à seuil vont être utilisées pour effectuer la déconvolution. Les études présentées ici n'ont pour objet que de fournir des tendances sur la qualité de prédiction du spectre par le code ERANOS, l'ambition d'établir un spectre de référence (ou étalon) nécessitant certainement des investigations supplémentaires (prise en compte des covariances du flux, utilisation de diverses bibliothèques de données nucléaires, ...).

Les résultats obtenus sont maintenant donnés pour chaque cas étudié, en commençant par l'étude de la position 1 dans M4CRIT.

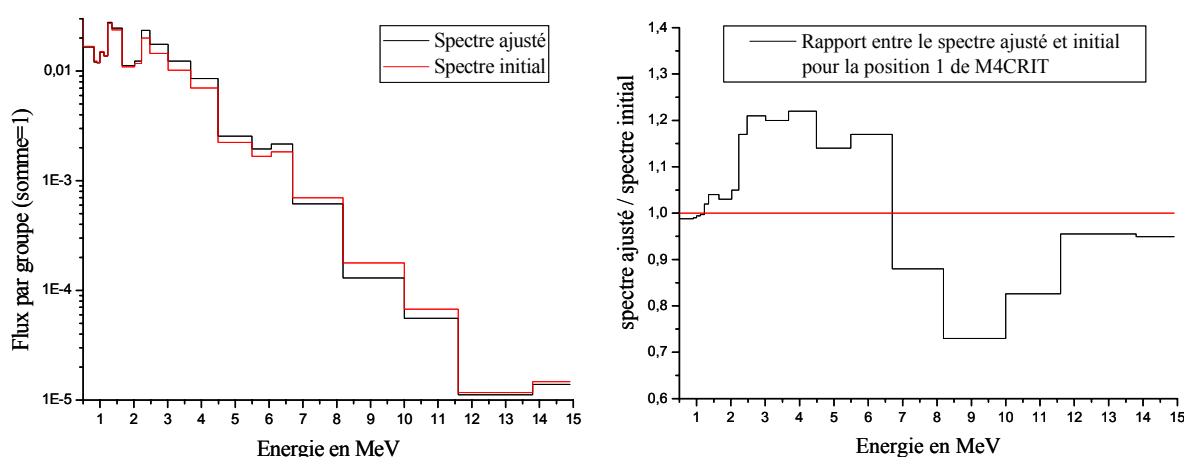


Figure 5.27 : Spectres ajusté et initial (avec leur rapport) entre 500keV et 15MeV pour la position 1 de la configuration M4CRIT

La figure 5.27 montre l'ajustement effectué sur la base des taux expérimentaux suivants : $\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$, $\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$, $\text{Zn}^{64}(\text{n},\text{p})$, $\text{Fe}^{54}(\text{n},\text{p})$, $\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$, $\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$, $\text{Al}^{27}(\text{n},\alpha)$, $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$ avec une normalisation par rapport à la réaction $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$. L'incertitude donnée par STAY'SL pour le spectre ajusté se situe entre 7% et 10% en fonction des groupes d'énergie. Ces résultats donnent une indication sur la fiabilité de prédiction (par ERANOS+ERALIB1) de la composante à haute énergie du flux. Selon la figure 5.27, on constate que les écarts entre le spectre ajusté et le spectre initial se situent entre -26% et +24%.

Pour cette position 1 de la configuration M4CRIT des investigations supplémentaires associées à l'étude d'indices de spectre sont données dans le tableau 5.31. Plus spécifiquement, les indices expérimentaux utilisés pour réaliser l'ajustement du spectre sont comparés avec différents schémas de calcul, dont la méthode STAY'SL.

Tableau 5.31 : Indices de spectre expérimentaux et calculés avec différents schémas de calcul pour la position 1 de la configuration M4CRIT (le dénominateur correspond à la réaction $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$)

Numérateur	Indices expérim. (E)	E-E1-E1*	E-J2-J2*	M-J2-J2*	M-J2-D6*	S-IRDF-I*	S-IRDF-O*
		C/E	C/E	C/E	C/E	C/E	C/E
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$	1.33E-01	3.74	3.63	3.62	-	0.80	0.90
$\text{Zn}^{64}(\text{n},\text{p})$	4.05E-02	1.03	1.00	0.99	0.85	0.83	0.97
$\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$	1.20E-01	0.83	0.91	0.91	0.45	0.85	0.93
$\text{Fe}^{54}(\text{n},\text{p})$	9.42E-02	1.11	1.07	1.07	0.91	0.83	0.95
$\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$	1.11E-03	1.27	1.23	1.17	0.96	0.87	0.92
$\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$	3.83E-03	0.81	0.79	0.73	0.85	0.91	0.93
$\text{Al}^{27}(\text{n},\alpha)$	1.50E-03	1.25	1.21	1.11	1.13	1.15	1.15
$\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$	2.90E-04	3.54	3.48	2.23	1.45	1.24	1.03

* La notation pour identifier les schémas de calcul correspond à :

E-E1-E1 : ERANOS avec ERALIB1 pour le transport et le calcul de l'indice

E-J2-J2 : ERANOS avec JEF-2.2 pour le transport et le calcul de l'indice

M-J2-J2 : MCNP avec JEF-2.2 pour le transport et le calcul de l'indice

M-J2-D6 : MCNP avec JEF-2.2 pour le transport et ENDFB6v2 dosi. pour le calcul de l'indice

S-IRDF-I : Calcul par STAY'SL en utilisant le flux ERANOS (ERALIB1 pour le transport) et IRDF-90v2

S-IRDF-O : Calcul par STAY'SL en utilisant le flux ajusté STAY'SL et IRDF-90v2

Le tableau 5.31 amène à faire plusieurs commentaires :

- i. Tout d'abord, il est satisfaisant de constater que les meilleurs résultats sont obtenus avec le schéma de calcul S-IRDF-O, indiquant que l'ajustement du spectre neutronique a été bénéfique pour mieux reproduire les indices expérimentaux. De plus, l'évolution de la prédiction des indices de S-IRDF-I à S-IRDF-O explique bien l'ajustement spectral effectué par STAY'SL (cf. Figure 5.27).
- ii. La comparaison entre les schémas de calcul E-E1-E1 et S-IRDF-I permet de quantifier l'effet de la bibliothèque ERALIB1 par rapport à IRDF90v2 pour le calcul des indices de spectre (en effet STAY'SL utilise les résultats ERANOS+ERALIB1 comme spectre initial). Les écarts observés restent compréhensibles pour la majorité des isotopes en fonction de la nature des deux bibliothèques. Par contre, une incohérence est clairement mise en évidence pour les réactions $\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$ et $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$.
- iii. Des valeurs très similaires sont obtenues entre les schémas ERANOS E-J2-J2 et MCNP M-J2-J2. Comme la même bibliothèque est utilisée dans les deux cas, ce constat indique que

le flux calculé par ERANOS et MCNP est très voisin. On note toutefois une variation pour la réaction $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$, qui peut s'expliquer par la structure énergétique continue des données nucléaires dans MCNP (par rapport à la structure multigroupe d'ERANOS). En effet, le haut seuil de cette réaction la rend plus sensible au découpage énergétique.

- iv. Enfin, la comparaison entre les deux schémas de Monte Carlo (M-J2-J2 et M-J2-D6) permet de quantifier l'impact de la bibliothèque dosimétrique de l'évaluation ENDFB6v2 par rapport à JEF-2.2. Globalement, les améliorations apportées par la bibliothèque dosimétrique sont relativement faibles, sauf pour les réactions $\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$ et $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$. On note aussi la nette détérioration de la prédiction du taux normalisé $\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$ avec ENDFB6v2, ce qui confirme les résultats du tableau 5.28.

Les résultats sont maintenant donnés pour la position 2 de la configuration M4SC0+DT.

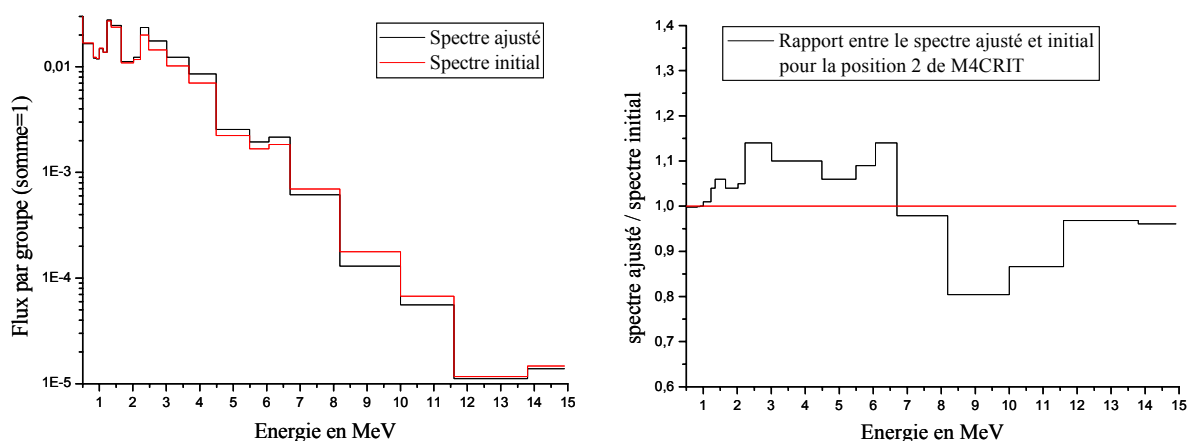


Figure 5.28 : Spectres ajusté et initial (avec leur rapport) entre 500keV et 15MeV pour la position 2 de la configuration M4CRIT

A nouveau, la figure 5.28 montre l'ajustement effectué sur la base des taux expérimentaux suivants : $\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$, $\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$, $\text{Zn}^{64}(\text{n},\text{p})$, $\text{Fe}^{54}(\text{n},\text{p})$, $\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$, $\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$, $\text{Al}^{27}(\text{n},\alpha)$, $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$ avec une normalisation par rapport à la réaction $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$.

L'incertitude donnée par STAY'SL pour le spectre ajustée et les écarts entre les taux de réaction ajustés et expérimentaux présentent des tendances comparables à ce qui a été vu pour la position 1. Le tableau 5.32 présente simplement les rapport entre les taux ajustés et les taux expérimentaux pour conforter la justesse de l'ajustement. Ainsi, les résultats obtenus indiquent que la zone de plomb centrale (sans source externe), où se trouve cette position 2, n'affecte pas trop significativement la prédiction du spectre neutronique de haute énergie par ERANOS, et on obtient donc des sensibilités similaires.

Tableau 5.32 : Rapport entre les taux ajustés par STAY'SL et les taux expérimentaux pour la position 2 de la configuration M4CRIT (tous deux normalisés par rapport à la réaction $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$)

Réactions	$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$	$\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$	$\text{Zn}^{64}(\text{n},\text{p})$	$\text{Fe}^{54}(\text{n},\text{p})$	$\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$	$\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$	$\text{Al}^{27}(\text{n},\alpha)$	$\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$
$T_{\text{aju}}/T_{\text{exp}}$	0.84	0.86	0.82	0.84	0.84	0.89	1.05	1.03

Voyons enfin les résultats d'ajustement pour la position 2 de la configuration M4SC0 avec la présence de la source externe DT.

Cette fois-ci, l'ajustement exposé sur la figure 5.29 se base sur des taux expérimentaux suivants : $\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$, $\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$, $\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$, $\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$, $\text{Al}^{27}(\text{n},\alpha)$, $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$ toujours avec une normalisation par rapport à la réaction $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$.

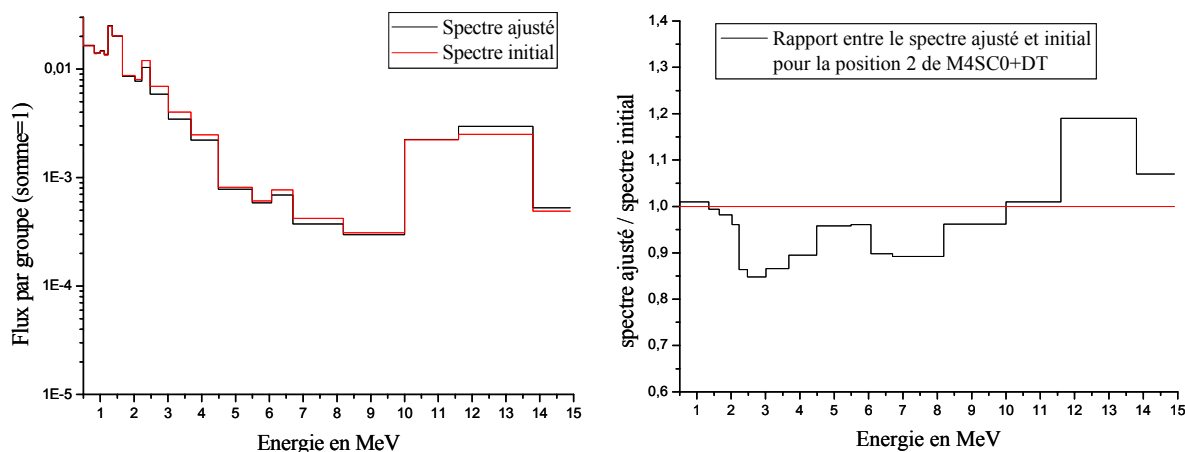


Figure 5.29 : Spectres ajusté et initial (avec leur rapport) entre 500keV et 15MeV pour la position 2 de la configuration M4SC0+DT

Tableau 5.33 : Rapport entre les taux ajustés par STAY'SL et les taux expérimentaux pour la position 2 de la configuration M4SC0+DT (tous deux normalisés par rapport à la réaction $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)$)

Réactions	$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$	$\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})$	$\text{Fe}^{56}(\text{n},\text{p})$	$\text{Mg}^{24}(\text{n},\text{p})$	$\text{Al}^{27}(\text{n},\alpha)$	$\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$
$T_{\text{aju}}/T_{\text{exp}}$	0.90	1.05	0.87	1.00	1.07	0.91

Il est intéressant de noter que pour ce cas avec source externe, l'ajustement a un comportement inversé par rapport aux situations sans source. En effet, cette fois-ci l'ajustement STAY'SL recommande une diminution du flux entre 2MeV et 10MeV, et une augmentation du flux au-dessus de 10MeV. Par contre, l'incertitude sur le spectre reste identique à ce que nous avons dans les cas précédents (ce qui était attendu étant donné que les incertitudes sur le flux d'entrée étaient similaires). Malgré cette tendance différente par rapport aux positions étudiées dans le cas M4CRIT, qui indique une perturbation apportée par la source externe, les ajustements effectués ici ne sont pas plus importants. Par conséquent, la fiabilité de la prédiction du spectre neutronique par ERANOS paraît aussi raisonnable pour une situation avec ou sans source externe.

En conclusion, l'ensemble de ces études a simplement pour objectif de donner certaines tendances sur la fiabilité de la composante à haute énergie du spectre neutronique calculé par ERANOS. De plus, certains indices de spectre ont été comparés pour la position 1 mettant en évidence certaines incohérences des données nucléaires des réactions $\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$ et $\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$ de JEF-2.2 et ERALIB1 par rapport à IRDF90v2. De manière plus générale, les résultats nous montrent que des variations de l'ordre de 20% sont possibles pour certains groupes d'énergie entre le spectre initial et le spectre

ajusté par STAY'SL sur la base de mesures expérimentales. De plus, il a été montré que la présence de la source externe ne fait pas apparaître des fluctuations entre les spectres ajusté et initial plus importantes, et cela même si le comportement de l'ajustement est différent.

Toutefois, si l'objectif est l'obtention d'un spectre de référence, et non pas la détermination de certaines sensibilités, plusieurs améliorations sont possibles. Par exemple, il a été vu que les incertitudes sur le spectre ajusté sont étroitement dépendantes de celles introduites avec le spectre d'entrée calculé. Dans ce contexte, une prise en compte minutieuse de la matrice de variance/covariance affinerait la prédiction des incertitudes du spectre ajusté (ici seules les variances du flux ont été prises en compte). Le calcul de cette matrice de variance/covariance du flux d'entrée (ϕ) pourrait être effectué en déterminant les sensibilités en un point donné, dues aux données nucléaires, du paramètre φ_g [tom], selon :

$$\varphi_g = \frac{\phi_g}{\sum_g \phi_g} = \frac{\langle \xi_g, \phi \rangle}{\langle \theta, \phi \rangle} \quad (5.4)$$

avec ξ_g , une fonction nulle partout sauf au point considéré pour le groupe g où elle vaut 1,

et θ , une fonction nulle partout sauf au point considéré où elle vaut 1 pour tous les groupes.

Ces sensibilités pourraient être déterminées à l'aide de calculs ERANOS, en définissant une fonction "importance généralisée" adaptée. Ce travail suppose toutefois la réalisation d'autant de calculs que de groupes d'énergie. En d'autres termes, une structure à 49 groupes nécessitent la réalisation de 49 calculs de sensibilité, ce qui ne s'inscrivait pas dans le cadre de notre recherche, mais pourrait justifier un travail plus spécifique futur.

5.8 LE PARAMETRE φ^*

Certaines études liées au calcul du paramètre φ^* sont exposées dans cette section. Cette grandeur a été définie pour caractériser la multiplication neutronique d'un système sous-critique alimenté par une source externe. Plus spécifiquement, le φ^* permet de comparer la multiplication du milieu sous-critique avec et sans la source externe, comme cela est évoqué dans le chapitre 3, et rappelé dans l'équation suivante :

$$\varphi^* = \frac{\left(\frac{1}{k_{eff}} - 1 \right)}{\left(\frac{1}{k_s} - 1 \right)} \quad (5.5)$$

Pour calculer φ^* , il suffit de déterminer le facteur k_s par résolution de l'équation inhomogène. Plus simplement, on peut montrer que [pel] :

$$k_s = \frac{M}{M+1} \quad \text{avec } M = \frac{\langle F\phi_s \rangle}{\langle S \rangle} \quad (5.6)$$

Cette dernière expression fait apparaître le facteur M qui peut être déduit très facilement des calculs neutroniques. En effet, M représente le nombre total de neutrons de fission qui sont apparus dans le système normalisé par les neutrons émis par la source externe.

Le point suivant se propose de discuter des variations du paramètre φ^* en fonction des deux sources externes utilisées lors du programme MUSE4, et cela pour les diverses configurations présentant des niveaux de sous-criticité différents. Ces analyses purement numériques ont été réalisées à l'aide du formulaire de calcul ERANOS-2.0 (module BISTRO-RZ) avec la bibliothèque JEF-2.2 (ERALIB1 fournit par ailleurs des résultats très semblables). Afin de bien considérer le spectre de la source, le découpage énergétique à 62 groupes a été retenu. L'ordre des calculs est S8 (pour la discrétisation angulaire) et P3 pour la prise en compte de l'anisotropie des chocs.

L'objectif réside donc dans l'étude des variations du paramètre φ^* en fonction des différentes configurations MUSE4. Ces dernières se distinguent par leur facteur de multiplication respectif (SC0 : 0.994, SC2 : 0.971 ou SC3 : 0.952), et par la source externe utilisée (DD ou DT). Notons également que l'impact de la source intrinsèque pour la prédiction du paramètre φ^* est aussi quantifié.

Selon sa définition, le paramètre φ^* est indépendant de l'intensité de l'ensemble de l'apport neutronique externe du système (source externe + source intrinsèque). Il dépend avant tout, de la position et du spectre énergétique de la source externe, de l'environnement de cette source et du niveau de sous-criticité. Toutefois, il est important de respecter les rapports d'intensité entre la source intrinsèque et la source externe pour obtenir une pondération correcte de l'impact des deux types de source. Pour cela, les intensités réelles ont été introduites dans le calcul, i.e. 9.9E9 n/s pour la source DT (=3000 Hz), 1.35E8 n/s pour la source DD (=4500 Hz), et en intégrant sur le volume du combustible ~1.37E8 n/s pour la source intrinsèque (pour la configuration M4SC0, pour les autres configurations plus sous-critiques, il y a une légère réduction de cette valeur proportionnellement à la diminution de la taille de la zone combustible). L'ensemble des résultats calculés est donné dans le tableau suivant.

Tableau 5.34 : Détermination du paramètre φ^* pour différentes configurations MUSE4 avec le formulaire ERANOS-2.0 (BISTRO-S8P3-62g)

Configuration	k_{eff}	Source	k_s	φ^*
M4SC0	0.993664	DD	0.995729	1.487
		DT	0.997373	2.421
		SI	0.993821	1.026
		SI+DD	0.995230	1.330
		SI+DT	0.997357	2.406
M4SC2	0.970804	DD	0.978481	1.366
		DT	0.986026	2.122
		SI	0.970080	0.975
		SI+DD	0.976424	1.246
		SI+DT	0.985984	2.116
M4SC3	0.952359	DD	0.964147	1.345
		DT	0.976543	2.083
		SI	0.950877	0.968
		SI+DD	0.961099	1.236
		SI+DT	0.976478	2.077

La comparaison des différents résultats du tableau 5.34 conduit à diverses remarques :

- i. Pour chaque niveau sous-critique, la plus haute valeur du paramètre φ^* est largement obtenue lorsque la source DT est employée. Cela est dû au bénéfice de la réaction de multiplication (n,2n), qui est possible avec le plomb pour des neutrons de plus de 7MeV. Avec la source DD, la valeur du paramètre φ^* reste significativement supérieure à 1.0, indiquant que cette source permet une multiplication neutronique meilleure que celle résultant d'une source de fission. Enfin, avec la seule source intrinsèque comme apport neutronique, le φ^* est très voisin de 1.0, ce qui était attendu en fonction du spectre et de la répartition spatiale de cette contribution.
- ii. L'impact de la source intrinsèque sur la valeur du φ^* est quantifié en comparant les résultats obtenus en simulant uniquement la source externe (DD ou DT) avec les valeurs qui résultent d'une simulation combinée de la source intrinsèque et de la source externe (SI+DD ou SI+DT). Ainsi, on voit que la source intrinsèque influence significativement les résultats calculés avec la source DD (~9-11%), alors qu'une perturbation négligeable est perçue lorsque la source DT est modélisée (<1% pour toutes les configurations). Cela est essentiellement dû à l'intensité supérieure de la source DT, illustrant clairement le bénéfice de son utilisation par rapport à la source DD.
- iii. Sinon, on constate une décroissance de la valeur du φ^* en fonction de l'augmentation de la sous-criticité du système. Ainsi, si l'on compare la valeur du paramètre φ^* entre les configurations M4SC0+DT et M4SC2+DT, on remarque une réduction du paramètre φ^* d'environ 12.4%. De même, pour la source DD, on a une diminution de l'ordre de 10.6%. Par contre, cette décroissance semble asymptotique, car si l'on compare les systèmes M4SC2 avec M4SC3, à nouveau pour les cas où uniquement la source DT ou DD est simulée, on a respectivement une diminution de 1.8% ou 1.5% de la valeur du paramètre φ^* . En conclusion, si la sous-criticité du système est modifiée par des perturbations éloignées de la source externe (par exemple : retrait d'assemblages de combustible en périphérie du cœur), la valeur du paramètre φ^* est significativement modifiée que pour les faibles niveaux de sous-criticité.

5.9 CONCLUSIONS SUR L'INTERPRETATION DES EXPERIENCES STATIQUES

Ce dernier paragraphe du chapitre 5 se propose de résumer les conclusions de l'ensemble des investigations réalisées sur les configurations MUSE4, et en particulier sur l'interprétation des expériences statiques. A partir de ces comparaisons et des analyses associées, il a été possible, d'une part, d'étendre le domaine de qualification des outils de calcul à la prédiction de certains paramètres dans un système sous-critique couplé à une source externe, mais aussi d'autre part, de mettre en évidence certaines difficultés, qui nécessitent des améliorations.

La démarche pour la qualification d'un formulaire de calcul, ou plus simplement, pour l'extension de son domaine de validité a été expliquée dans le chapitre 3. A part les améliorations expérimentales (source plus puissante), les efforts d'interprétation par différents schémas de calcul des expériences MUSE4 ont permis de résoudre certains problèmes d'interprétation apparus lors de la phase MUSE3 et de s'assurer de la justesse des prédictions pour plusieurs grandeurs et paramètres. Cependant, l'analyse des expériences statiques du programme MUSE4 a également permis d'identifier certaines difficultés d'interprétation des codes. Dans ces conditions, ce paragraphe a aussi pour objet

d'évoquer ces difficultés spécifiques, en y ajoutant certaines recommandations pour les analyses futures. En résumé, les investigations liées à la démarche de validation ont conduit aux remarques et discussions suivantes :

- i. La participation au "benchmark" international MUSE4 a permis d'établir des écarts de référence dans une configuration critique non hétérogène (COSMO). Les écarts obtenus sont d'ailleurs tout à fait cohérents par rapport à la connaissance numérique des systèmes rapides. Cela a également permis de constater un très bon accord entre les deux codes de Monte Carlo TRIPOLI et MCNP pour la prédiction du k_{eff} ou de divers taux de réaction, justifiant l'utilisation d'un seul de ces codes pour la comparaison avec les résultats du formulaire déterministe ERANOS et pour l'interprétation des valeurs expérimentales.
- ii. La réactivité des configurations MUSE4 est prédite de manière satisfaisante (écart inférieur à 0.5%), après avoir pris en compte toutes les approximations, par tous les schémas de calcul (ERANOS+ERALIB1 (X), ERANOS+JEF-2.2 (IX), MCNP+JEF-2.2 (I)), sauf lorsque la bibliothèque ENDF/B6v2 est utilisée. Celle-ci fournit une évaluation de la réactivité trop importante d'environ 800pcm, principalement à cause des données liées au Pu²³⁹ dans un spectre rapide. De plus, les incertitudes réduites de la bibliothèque ERALIB1 justifient que cette dernière soit recommandée pour la détermination de la réactivité.
A propos de l'effet des hétérogénéités centrales sur le calcul du facteur de multiplication, on peut mentionner que la zone de plomb n'a pas d'impact. Par contre, le canal vide de l'accélérateur est difficile à modéliser pour le module 3D-TGV/VARIANT du formulaire ERANOS (la formulation paire de l'équation du transport ne permet pas de traiter les zones de faibles densités). Il est toutefois possible d'obtenir des prédictions parfaitement satisfaisantes et d'un niveau de précision aussi élevé que pour les systèmes rapides sans accélérateur, en homogénéisant le canal de l'accélérateur avec sa gaine, et en appliquant une légère correction qui peut être obtenue soit avec MCNP, soit avec le module RZ-BISTRO du formulaire ERANOS (pour les configurations MUSE4, l'homogénéisation du canal fournit un effet d'environ 100pcm). Concernant le formulaire déterministe ERANOS mentionnons encore qu'un découpage énergétique fin est préférable (62 groupes), ainsi qu'un traitement de l'anisotropie des chocs P3 et d'un calcul en transport simplifié.
- iii. La prédiction de la fraction des neutrons retardés du système est satisfaisante avec l'utilisation du module RZ-BISTRO du formulaire ERANOS (écart inférieur à 5%), et cela sans considérer des ordres de calcul trop importants. Ainsi, un découpage à 33 groupes d'énergie, avec un traitement des chocs à l'ordre P1, et une discrétisation angulaire S8 est suffisante. Pour le code déterministe MCNP, la seule méthode valable pour le calcul du β_{eff} découle de la méthode de Spriggs [spr], qui impose certaines modifications à la version distribuée du code.
- iv. Une des difficultés d'interprétation des expériences MUSE3 (et notamment de taux de fission dans des configurations sous-critiques simplement alimentées par la source intrinsèque) a été attribuée aux incertitudes associées à la source intrinsèque (~30-40%). Cela a été confirmé à l'aide du programme MUSE4 et d'une nouvelle évaluation de la source intrinsèque [bab], dont l'intensité s'est trouvée abaissée d'environ 31%. La détermination expérimentale de l'intensité intégrée sur le volume combustible de la source intrinsèque a été rendue possible en comparant des taux de fission avec et sans l'utilisation de l'accélérateur (source externe). Cela a permis d'effectuer une validation de la nouvelle

évaluation de la source intrinsèque. Le constat fut très positif, et a illustré clairement le bénéfice du nouveau calcul de la source intrinsèque. En résumé, l'incertitude sur la modélisation de la source intrinsèque a pu être ramenée à 15% au lieu des 30% précédents, rendant les analyses des configurations MUSE4 alimentées par la source DD (peu intense) moins dépendantes de la source intrinsèque.

- v. Les multiples traverses de taux de réaction effectuées dans les différentes configurations MUSE4 ont permis de mettre en évidence certaines nouvelles perturbations dues aux hétérogénéités centrales.

Dans la configuration critique, on a constaté que toutes les traverses de taux de réaction sans seuil sont parfaitement reproduites par tous les schémas de calcul (dispersion de moins de 1%). Pour les traverses de taux de réaction à seuil relativement bas, par exemple la fission du Np^{237} , la situation reste bonne avec des écarts entre les différentes méthodes de l'ordre de 3% près des zones centrales perturbatrices. Enfin, des difficultés significatives apparaissent pour l'interprétation de traverses de taux de réaction à seuil plus élevé, comme la fission de l' U^{238} , dans la région centrale (écart > 5%). Il est à noter qu'il n'existe pas ou peu d'écart entre les calculs stochastiques et déterministes le long du canal de l'accélérateur, ce qui indique que l'homogénéisation du canal pour les modèles ERANOS est tout à fait raisonnable pour ce genre de prédiction. Par conséquent, les problèmes d'interprétation du système (zone cœur) résultent exclusivement de la difficulté à bien reproduire le transport des neutrons dans le plomb.

Pour les configurations sous-critiques, et en particulier pour la configuration M4SC0 alimentée par la source DT, les régions dans lesquelles les traverses sont difficiles à interpréter sont identiques à celles rencontrées lors de l'analyse de la phase M4CRIT. Par contre, dans les configurations sous-critiques les causes d'écart sont plus diverses, et il faut ajouter à la difficulté de modélisation du plomb, principalement l'impact du niveau de sous-criticité, qui est vraiment le facteur clé. Dès lors, si ce paramètre est maîtrisé, l'ordre de grandeur des écarts calcul/expérience pour les traverses de taux de réaction sont très similaires à ceux rencontrés dans la configuration critique pour tous les schémas de calcul. A noter que pour ce genre d'interprétation, la prise en compte de l'anisotropie de la source externe n'apporte pas d'amélioration.

- vi. Le constat de l'influence du niveau de réactivité pour la prédiction de traverses de taux de réaction à seuil (exemple : U^{238}) dans un milieu sous-critique alimenté par une source externe nous a conduit à proposer ce genre de mesures pour déterminer le niveau de sous-criticité du système (évaluation relative). D'après les études réalisées dans la configuration M4SC0+DT, ces techniques d'ajustement conduisent à prédire les variations de réactivité du système à environ ± 50 pcm près, ce qui peut être tout à fait profitable par rapport aux précisions accessibles par les diverses mesures dynamiques. La méthode précitée repose en fait simplement sur le lien qu'il existe entre le niveau de puissance, la source externe et la sous-criticité (cf. équation 3.20).
- vii. La réalisation des mesures d'activation permet d'approfondir les analyses neutroniques du système, car, avec un choix judicieux de réactions d'étude, elles permettent d'être beaucoup plus sensibles aux fluctuations spectrales près de la source et des hétérogénéités centrales. De plus, des variations très significatives sont observées entre les configurations, en fonction de la source utilisée (DD ou DT), ce qui n'était pas le cas des traverses. Enfin,

ces mesures permettent d'obtenir des renseignements diversifiés en fonction de la stratégie d'interprétation (indices spatiaux, indices spectraux, taux absolus, ajustement du spectre).

- viii. L'analyse des indices spatiaux dans la configuration critique M4CRIT a mis en évidence de manière claire les difficultés de la bibliothèque JEF-2.2 (format MCNP) à bien reproduire le transport des neutrons dans le plomb, rendant ce schéma de calcul (MCNP+JEF2.2 (I)) inadapté pour l'analyse des taux de réaction près de la zone centrale du cœur. Ce phénomène est toutefois atténué dans les configurations sous-critiques avec source externe. Sinon, dans les positions éloignées du centre les indices spatiaux sont prédits correctement par tous les schémas de calcul. Globalement, le schéma de calcul ERANOS X (E-E1-E1) fournit d'excellentes prédictions des divers indices spatiaux pour toutes les positions de la configuration critique.

La configuration M4SC0+DT a permis de tester l'importance de la modélisation de la source externe. Pour ce faire, une modélisation isotrope et anisotrope de la source externe a été réalisée pour MCNP. La confrontation des résultats obtenus pour les deux modélisations montre des écarts de l'ordre de 15% uniquement pour les taux de réaction à haut seuil (>6MeV) et à proximité de la source externe. Par contre, en comparant les résultats avec l'expérience il n'est pas possible de recommander clairement la modélisation anisotrope (pourtant plus réaliste) par rapport à la description isotrope.

De manière globale, l'interprétation des indices spatiaux dans les positions 1 à 6 pour les configurations sous-critiques avec source externe a illustré les difficultés d'interpréter les taux de réaction à haut seuil près de la source externe. Toutefois, les problèmes d'interprétation s'estompent à environ 15cm à 20cm de la position de celle-ci. De plus, les effets de "streaming" le long du canal de l'accélérateur n'ont été mis en évidence que pour la configuration M4SC2+DT, révélant un effet de la sous-criticité. Dès lors, un schéma de calcul permettant la modélisation des zones de faibles densités est requis, comme MCNP dans le cas présent. Sinon, pour les autres positions l'interprétation des indices faisant partie des groupe G1 et G2 dans les configurations sous-critiques est satisfaisante pour plusieurs de schémas de calcul, dont le schéma X (E-E1-E1) pour ERANOS et I (M-J2-J2) pour MCNP.

La comparaison du rapport spatial de taux de fission d' U^{235} entre les positions B et C obtenu dans la configuration M4CRIT et dans la configuration M4SC0+DT a permis d'estimer l'impact des hétérogénéités centrales sur la prédiction du pic de puissance du système. Ainsi, comme ce rapport est prédit par les différents schémas de calcul de manière aussi satisfaisante dans la configuration M4SC0+DT que dans la configuration M4CRIT moins perturbée (avec les schémas de calcul I, VII, IX et X), cela signifie que les neutrons de la source externe ne contribuent que très faiblement à la fission du combustible même si celui-ci se situe à proximité du point d'émission de cette source.

Par conséquent, les facteurs principaux pour la détermination en absolu du pic de puissance, sont l'intensité de la source externe et le k_{eff} , reléguant l'impact du spectre de la source et des hétérogénéités centrales à un second plan.

- ix. L'interprétation d'indices spectraux "exotiques", en particulier la comparaison entre la prédiction du rapport capture/fission du neptunium et celui du thorium dans la configuration critique, a montré que l'indice basé sur le neptunium était plus difficile à prédire. Ce constat ne peut être expliqué qu'en partie par les incertitudes expérimentales (complexité géométrique des échantillons de NpO_2), et, par conséquent, ce résultat

témoigne d'un besoin d'amélioration des sections efficaces du neptunium (par rapport au thorium).

- x. La comparaison de taux de réaction absolus provenant des configurations M4CRIT et M4SC0+DT, a révélé les difficultés supplémentaires d'interprétation de ces paramètres pour les systèmes sous-critiques alimentés par une source externe par rapport aux systèmes critiques. En effet, la détermination de ce niveau absolu est rendue plus délicate dans les systèmes sous-critiques alimentés par une source externe, car elle impose une excellente connaissance de l'intensité de la source externe et du facteur de multiplication effectif. Ainsi, pour les configurations sous-critiques du programme MUSE4, il a été difficile d'obtenir des comparaisons calcul/expérience idéales. Par contre, des effets numériques ont pu être mis en évidence. En effet, les comportements de MCNP et de ERANOS sont différents pour chaque configuration. Ainsi, alors que les prédictions MCNP sont supérieures à celles de ERANOS pour la configuration M4CRIT ($\sim +15\%$ avec la bibliothèque JEF-2.2), elles sont inférieures pour la configuration M4SC0+DT ($\sim -35\%$ à nouveau avec JEF-2.2). Ce constat d'écart sur les prédictions numériques du niveau de flux absolu (les sections efficaces ne pouvant pas à elles seules expliquer ces effets) impose la recommandation pour l'avenir de nouvelles investigations, nécessitant des validations expérimentales plus appropriées (réduction de l'incertitude sur l'intensité de la source externe).
- xi. Le code STAY'SL a permis d'élargir l'exploitation de la campagne d'activation de feuilles afin d'effectuer un ajustement du spectre neutronique à l'aide des activités saturées mesurées. Cette technique d'analyse a été exploitée en ayant comme objectif simplement de donner certaines tendances sur la fiabilité de la composante à haute énergie du spectre neutronique calculé par ERANOS. Des analyses ont été engagées dans la configuration M4CRIT (positions 1 et 2) ainsi que dans la configuration M4SC0+DT (position 2). De plus, certains indices de spectre calculés par ERANOS ou MCNP ont été comparés avec des résultats STAY'SL pour la position 1 de la configuration M4CRIT mettant en évidence certaines incohérences des données nucléaires des réactions $\text{Nb}^{93}(n,2n)$ et $\text{In}^{115}(n,n')$ de JEF-2.2 et ERALIB1 par rapport à IRDF90v2. Sinon, les résultats nous montrent que des variations de l'ordre de 20% sont possibles pour certains groupes d'énergie entre le spectre initial et le spectre ajusté par STAY'SL. De plus, il a été mis en évidence que la présence de la source externe ne fait pas apparaître des fluctuations entre les spectres ajusté et initial plus importantes, et cela même si le comportement de l'ajustement est différent. Pour terminer une méthode a été évoquée pour améliorer la prise en compte de la matrice de variance/covariance du flux initial par la réalisation de calculs ERANOS de sensibilité.
- xii. Enfin, les études liées à la prédiction du paramètre φ^* , grandeur spécifique aux systèmes de type ADS, ont montré que les variations de ce facteur sont principalement associées au spectre de la source (sa position étant figée). Ainsi, la source DT permet d'accéder à une valeur importante du φ^* grâce aux réactions $(n,2n)$ du plomb qui sont possibles pour des neutrons d'énergie supérieure à $\sim 7\text{MeV}$. L'effet du niveau de sous-criticité, ainsi que l'impact de la source intrinsèque ont également été mis en évidence.

Etant donné l'ensemble des conclusions présentées dans ce paragraphe 5.9, le bénéfice tiré des expériences MUSE4, et en particulier des mesures d'activation, pour la qualification des schémas de calcul est évident. En résumé, on peut mentionner que la bonne caractérisation neutronique d'un

système sous-critique alimenté par une source externe passe avant tout par la bonne connaissance du niveau de sous-criticité et de l'intensité de la source externe, reléguant clairement au second plan la modélisation de la source externe (dimension, anisotropie) ou celle du canal de l'accélérateur. La justesse du transport des neutrons dans le plomb reste aussi un point clé pour l'obtention de bonnes prédictions à proximité de la source.

Dès lors, pour optimiser et finaliser la recherche, il est intéressant et important d'étudier la transposition des résultats MUSE4 à des systèmes de type ADS envisagés pour le futur. Ces analyses de transposition, qui correspondent à des études de représentativité des configurations MUSE4 par rapport aux éventuels démonstrateurs XADSs, sont données dans le chapitre 6.

6. ETUDES DE TRANSPOSITION DES RESULTATS DES EXPERIENCES STATIQUES MUSE4 A DIFFERENTS DEMONSTRATEURS DE TYPE ADS

L'ensemble du programme MUSE s'inscrit dans une volonté d'approfondir la connaissance des systèmes alimentés par une source externe, et plus spécifiquement d'étendre le domaine de validité des schémas de calcul, afin d'être en mesure de définir le design de futurs démonstrateurs ADSs en maîtrisant les incertitudes. Dans ce contexte, il est intéressant d'étudier la représentativité de MUSE4 par rapport aux configurations d'études actuelles du programme PDS-XADS (cf. paragraphe 2.3) à travers la réalisation de calculs de sensibilité. Ces analyses conduisent alors à estimer l'apport direct des expériences MUSE4 pour la réduction des incertitudes associées à certaines grandeurs d'importance de l'XADS.

6.1 ANALYSES DE REPRESENTATIVITE DES CONFIGURATIONS MUSE4

Les analyses de représentativité, exposées dans cette section, concernent principalement l'étude de la source externe et celle du milieu multiplicateur sous-critique. Cependant, ces investigations n'ont pu être engagées qu'après avoir défini des modèles simplifiés des configurations XADSs.

6.1.1 MODELES GEOMETRIQUES UTILISES POUR LES XADS ENVISAGES

Ainsi, pour accomplir cette étude, il a fallu définir des modèles simplifiés (cf. Figures 6.1, 6.2 et 6.3) en se basant sur les études conceptuelles actuelles, qui résultent du programme PDS-XADS (cf. paragraphe 2.3). Plus précisément, les massifs sous-critiques avancés dans le cadre de ce groupe de recherche sont, d'abord, le système avec caloporteur plomb/bismuth [ans], et ensuite, l'option à caloporteur gaz (He). Les modèles les plus détaillés se basent sur des assemblages hexagonaux. Le combustible est de type MOX avec un enrichissement en Pu²³⁹ voisin des 25%. De plus, une puissance de 80MWth est considérée comme raisonnable, afin de démontrer les apports physiques des ADSs et ainsi d'en permettre l'émergence.

Dans le cadre de notre étude comparative, des modèles RZ simplifiés de ces deux systèmes ont été établis. Le souci principal a été de conserver les dimensions de la zone du combustible calculées lors du projet PDS-XADS, le réflecteur étant quelque peu modifié afin de garder un k_{eff} réaliste. De plus, afin de tenir compte de la puissance du système (80MWth), la dilatation du module de spallation et de la zone combustible a été considérée, ainsi que la température des différents milieux (effet Doppler). Enfin, le module de spallation est caractérisé par son canal vide et sa cible en plomb/bismuth. Sa dimension varie légèrement d'un modèle à l'autre en fonction du pas du réseau. Comme les configurations MUSE4 sont caractérisées par un combustible MOX, avec un caloporteur en sodium, il a également été décidé d'établir un modèle RZ d'un XADS de 80MWth de ce type, même si cette option est envisagée avec une moindre importance. Dans ce sens, il s'agit d'un massif de type PHENIX, mais sous-critique. L'établissement de ce dernier système repose toutefois sur le système plomb/bismuth dans lequel ce caloporteur est remplacé par une zone d'acier-sodium. De plus, la taille de réflecteur et du combustible a été modifiée afin de conserver une sous-criticité identique par rapport aux deux autres systèmes. Le fait que la zone combustible soit plus importante

pour le système sodium, par rapport au système plomb-bismuth est essentiellement dû aux variations de densité et de composition du réflecteur.

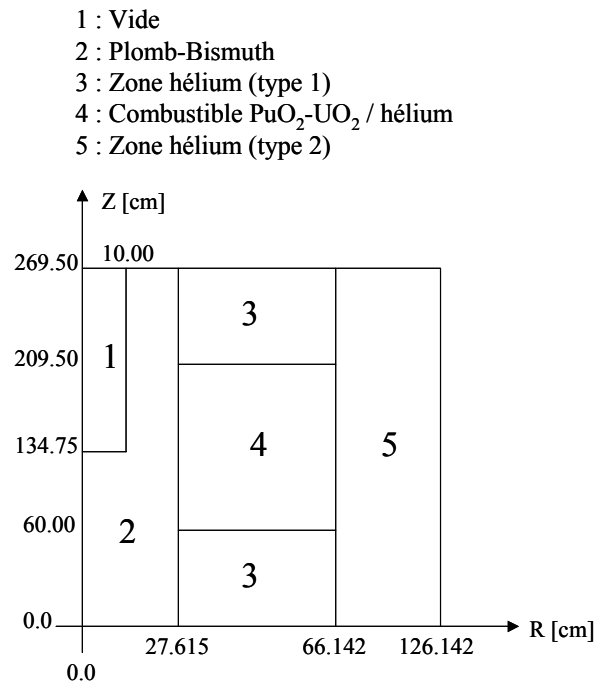


Figure 6.1 : Modèle RZ simplifié du démonstrateur XADS au gaz
(puissance 80MWth)

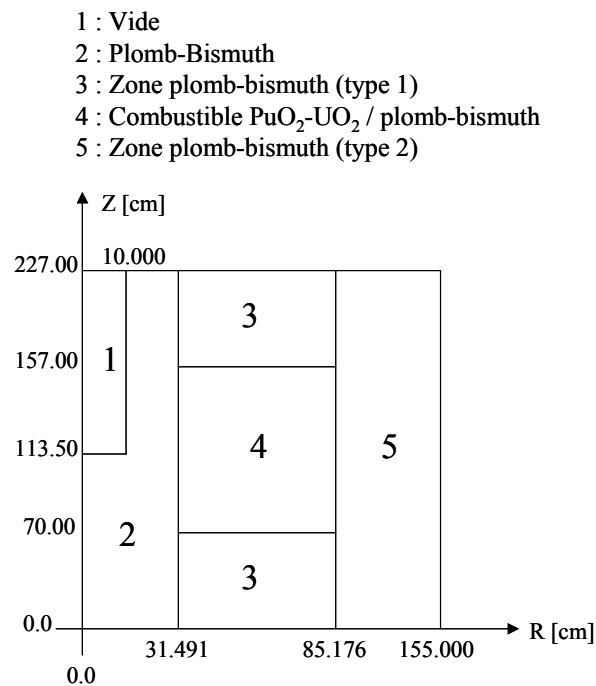


Figure 6.2 : Modèle RZ simplifié du démonstrateur XADS au plomb/bismuth
(puissance 80MWth)

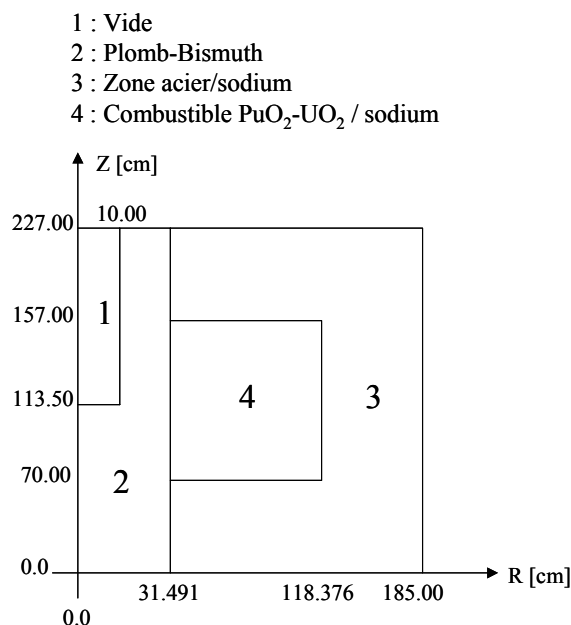


Figure 6.3 : Modèle RZ simplifié d'un démonstrateur basé sur le système PHENIX au sodium (puissance 80MWth)

L'apport externe de neutrons pour ces trois modèles sous-critiques est réalisé à l'aide d'une source de spallation. Cette source est identique pour chacune des configurations précédentes, et elle résulte d'interactions entre un faisceau de protons de 1GeV et une cible en plomb/bismuth. Dans nos modèles, la fenêtre (interface faisceau/cible) n'a pas été modélisée, car elle ne joue pas de rôle d'un point de vue neutronique. Par contre, le choix de ce matériau reste un point essentiel pour la réalisation concrète de l'XADS. Plus précisément, la source de spallation a été obtenue par des calculs MCNPX. Tous les neutrons dont l'énergie est inférieure à 20MeV sont ensuite figés, à l'aide d'une procédure récemment développée [pel2] (position et énergie), et ils constituent la source externe lors du calcul déterministe ERANOS.

Le tableau 6.1 récapitule les différents modèles RZ-XADS établis. Un facteur de multiplication proche de 0.97 a été choisi pour tous les modèles afin d'optimiser la comparaison. Cela est raisonnable par rapport aux objectifs de l'XADS, bien qu'une marge supplémentaire (0.95) soit préconisée pour le système gaz.

Tableaux 6.1 : Identification des différents modèles RZ établis
Calculs effectués avec ERANOS-2.0 (33g-S8P1-ERALIB1)

Nom du modèle	Combustible (Enrichissement)	Caloporteur	k_{eff} (ρ en pcm)
XADS_PBBI	$\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (~23% Pu)	Plomb/Bismuth	0.96934 (-3163)
XADS_GAZ	$\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (~23% Pu)	Gaz-Helium	0.96991 (-3102)
XADS_NA	$\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (~23% Pu)	Acier/Sodium	0.96927 (-3170)

Afin d'engager des comparaisons avec les différents modèles XADSs, la configuration M4SC2 a été exploitée. Le modèle utilisé pour ce système amène à un facteur de multiplication effectif de 0.96936 (-3161pcm) avec ERANOS-2.0 (33g-S8P1-ERALIB1), ce qui est comparable aux modèles XADSs. Comme le modèle RZ de la configuration M4SC2 a aussi été utilisé pour réaliser plusieurs calculs d'interprétation du chapitre 5 (calcul du φ^* , analyses de sensibilité), il présente un niveau de description plus important (cf. Figure 6.4), qui toutefois n'a que peu d'impacts pour les analyses réalisées dans ce chapitre.

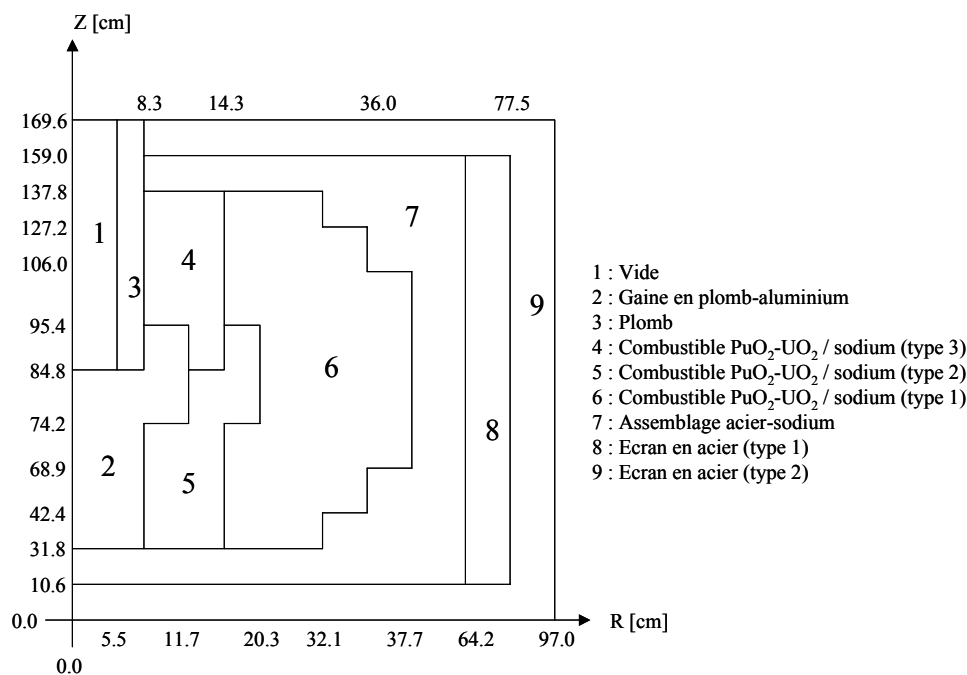


Figure 6.4 : Modèle RZ simplifié d'un système sous-critique de type MUSE4

Rappelons que la source externe qui alimente les massifs sous-critiques MUSE4, peut être soit une source de fusion D(d,n)He³, soit T(d,n)He⁴. De plus, il faut être conscient de la nécessité de modéliser également la source intrinsèque lorsque la source D(d,n)He³ est utilisée, car leur intensité est sensiblement la même.

Afin d'établir des analyses fructueuses entre les systèmes XADS et MUSE4, il est important de découpler l'effet de la source externe, de celui lié aux massifs sous-critiques différents. En d'autres termes, il est important d'étudier chronologiquement :

- i. Comparaisons des caractéristiques neutroniques dans un milieu non multiplicateur (zone plomb) pour les différentes sources externes
- ii. Comparaisons des caractéristiques neutroniques dans un milieu multiplicateur identique (configuration M4SC2) pour les différentes sources
- iii. Comparaisons des caractéristiques neutroniques de différents milieux multiplicateurs sous-critiques (M4SC2 \Leftrightarrow systèmes XADSs)

Les deux premiers points ont déjà été abordés au paragraphe 3.4.1, et il s'agit simplement dans la section suivante d'apporter quelques précisions et discussions sur le paramètre φ^* . Le dernier aspect

est, quant à lui, traité, au point 6.1.3 où la représentativité des caractéristiques du milieu sous-critique est analysée à l'aide du formulaire ERANOS-2.0.

6.1.2 REPRESENTATIVITE DE LA SOURCE NEUTRONIQUE EXTERNE

La représentativité de la source externe a déjà été discutée dans le chapitre 3. Basées sur des calculs MCNPX du spectre neutronique et du paramètre φ^* , ces analyses [sel] ont conduit à identifier l'apport de la zone de plomb centrale pour permettre à la source DT d'être plus représentative de la spallation via la réaction (n,2n). Par conséquent, cette section n'a pour objet que d'apporter certaines précisions et éclaircissements associés à l'influence de la source externe dans les différents systèmes. L'"efficacité" de la source externe par rapport à la source de fission est quantifiée par le paramètre φ^* , défini notamment selon les équations 5.5 et 5.6. Une discussion est apparue sur la détermination de l'expression $\langle F\phi_s \rangle$, nécessaire au calcul du φ^* , afin de savoir si l'opérateur de multiplication F devait comprendre les réactions (n,xn), ou bien s'il ne correspondait qu'aux réactions de fission. Comme ce doute a conduit à quelques confusions, il n'est pas inintéressant de clarifier les choses. Concrètement, l'expression précédente ne concerne qu'un terme de production neutronique lié à la fission. Une interprétation peut être donnée à cette définition en disant que les réactions (n,xn) caractérisent plutôt une absorption négative, mais pas une multiplication car les neutrons émis par ce processus ont une énergie trop basse pour produire une autre réaction (n,xn).

Un autre point de discussion fut lié à la détermination du φ^* par les schémas de calcul, généralement utilisés pour l'étude des systèmes critiques, qui ne prennent en compte que les neutrons dont l'énergie est inférieure à 20MeV. Bien sûr, cette réflexion ne concerne pas les sources externes de type MUSE4 (DD et DT), mais spécifiquement la modélisation de la spallation. En pratique, la modélisation de systèmes possédant des neutrons de haute énergie (>20MeV) peut se faire de deux façons :

1. On utilise un code (MCNPX) qui permet de simuler ces neutrons de haute énergie, et, dans le cadre de la spallation, qui peut aussi prendre en compte les protons et les réactions qu'ils engendrent.
2. On utilise un code "classique" (comme ERANOS), et on définit une source externe avec des neutrons de moins de 20MeV. Cette source résulte d'un calcul séparé, qui permet, d'une part de simuler les neutrons de haute énergie, et d'autre part, de figer les neutrons dès que leur énergie est inférieure à 20MeV (LAHET, MCNPX).

La cohérence entre ces deux méthodes a déjà été abordée [sel2], et il s'avère que des écarts significatifs apparaissent sur la prédiction du φ^* . En fait, la modélisation d'un système identique, milieu sous-critique + spallation, par les deux méthodes ne fait pas intervenir une normalisation par la même source externe. En effet, avec MCNPX, la source externe de normalisation est constituée des neutrons primaires créés lors du processus de spallation, alors qu'avec la méthode 2, la source de normalisation du calcul ERANOS correspond aux neutrons de moins de 20MeV qui résultent de l'évolution des neutrons de spallation primaires. Cette inconsistance a conduit à essayer de définir un paramètre lié, non pas aux neutrons de spallation produits, mais directement au faisceau de protons qui va interagir avec la cible. Ce nouveau paramètre, appelé ψ^* , ne va pas être discuté ici [sel3]. Pour illustrer le fait que la comparaison du paramètre φ^* ne soit pas cohérente entre les deux méthodes, il suffit de discuter l'expression fournissant la puissance du système (cf. équation 3.20), qui est rappelé ici :

$$P_f = \frac{\bar{E}_f \langle S \rangle}{\bar{v} |\rho_{eff}|} \varphi^*$$

Le paramètre φ^* est souvent présenté comme un moyen d'optimisation du système. En effet, plus le φ^* est grand, et plus la puissance du système l'est aussi, sans pour cela nécessiter une augmentation de l'intensité de la source externe. Or, par la définition même des deux méthodes de calcul décrites précédemment, les paramètres $\langle S \rangle$ et φ^* sont simultanément différents. Cela nous conduit à affirmer que pour comparer les deux méthodes il est préférable d'étudier la puissance, au lieu du paramètre φ^* . Bien sûr, pour comparer différents systèmes en choisissant une méthode unique le paramètre φ^* garde toute sa justesse pour l'optimisation de la multiplication de la source externe dans le milieu sous-critique.

Dans ces conditions et en ayant conscience des considérations précédentes, le paramètre φ^* a été calculé avec ERANOS (33g-S8P1) pour les trois modèles RZ de type XADS, et les valeurs obtenues sont données dans le tableau suivant :

Tableaux 6.2 : Calculs du φ^* avec ERANOS-2.0 (33g-S8P1-ERALIB1) pour les différents modèles XADS avec une source externe de spallation (déterminée par MCNPX)

Nom du modèle	k_{eff}	k_s	φ^*
XADS_PBBI	0.96934	0.96697	0.926
XADS_GAZ	0.96991	0.96988	0.999
XADS_NA	0.96927	0.96844	0.963

Les résultats ci-dessus montrent que comme le spectre de la source externe est assez étalé, cela conduit à avoir dans tous les cas une valeur du paramètre φ^* proche de 1.0. En fonction de ce point, il est donc difficile de favoriser un système plutôt qu'un autre.

Pour compléter notre analyse de la représentativité de la source, la sensibilité de certains facteurs sur le calcul du φ^* a été quantifiée en utilisant le modèle RZ de MUSE4. Il s'agit de l'effet de l'épaisseur de la zone plomb et de l'effet d'un spectre "piqué" par rapport à un spectre étalé, qui sont deux caractéristiques qui diffèrent entre les modèles XADS et le modèle MUSE4. Le tableau 6.3 résume les calculs de φ^* effectués en se basant sur la configuration RZ-M4SC2, qui est légèrement modifiée pour définir différentes épaisseurs de la zone plomb. De plus, diverses sources externes hypothétiques ont été modélisées.

Tableaux 6.3 : Calculs de φ^* par ERANOS pour différents modèles basés sur la configuration M4SC2 (dans tous les cas le k_{eff} est maintenu à 0.97)

Spectre de la source	Epaisseur du plomb	φ^*
Piqué à 20MeV	Type MUSE4 (~15cm)	2.438
Piqué à 1MeV	Type MUSE4 (~15cm)	1.209
Piqué à 0.3eV	Type MUSE4 (~15cm)	1.907
Étalé entre 20MeV et 1 MeV	Type MUSE4 (~15cm)	1.485
Étalé entre 20MeV et thermique	Type MUSE4 (~15cm)	1.298
Piqué à 20MeV	Type XADS (~30cm)	2.434
Piqué à 1MeV	Type XADS (~30cm)	1.160
Piqué à 0.3eV	Type XADS (~30cm)	1.678

Etalé entre 20MeV et 1 MeV	Type XADS (~30cm)	1.443
Etalé entre 20MeV et thermique	Type XADS (~30cm)	1.260
Piqué à 20MeV	Sans plomb au centre	2.449
Piqué à 1MeV	Sans plomb au centre	1.226
Piqué à 0.3eV	Sans plomb au centre	2.108
Etalé entre 20MeV et 1 MeV	Sans plomb au centre	1.505
Etalé entre 20MeV et thermique	Sans plomb au centre	1.341

Ce dernier tableau amène à deux constats significatifs :

- i. Tout d'abord, on constate que l'épaisseur du plomb autour de la source n'a que peu d'impact sur la valeur du φ^* , sauf lorsque les neutrons de la source externe ont une énergie très faible (dans notre exemple 0.3eV). Cela s'explique par la réduction du libre parcours moyen pour ces neutrons thermiques "artificiels". Dans tous les cas, la tendance est que la présence du plomb autour de la source réduit légèrement le φ^* . Cependant, pour des neutrons externes de haute énergie (comme cela est le cas avec les sources DD, DT, et la spallation) l'épaisseur du plomb ne joue pas un rôle prédominant pour la détermination du φ^* , et n'est donc pas un paramètre essentiel pour la bonne représentativité des configurations de type MUSE4 par rapport aux systèmes XADSs.
- ii. Par contre, des variations plus importantes sur la valeur du φ^* sont mises en évidence en fonction du spectre de la source externe. Toutefois, la valeur du φ^* n'est pas simplement décroissante en fonction de l'énergie des neutrons de la source externe. Cela est illustré par le fait qu'avec une source externe de neutrons de 0.3eV, on obtient un φ^* supérieur en comparaison à celui obtenu avec une source de neutrons de 1MeV. Le choix de 0.3eV n'a pas été pris au hasard, et il correspond à la résonance thermique importante de la section efficace de fission du Pu²³⁹. Ainsi, il n'est pas forcément avantageux d'avoir les neutrons les plus énergétiques possibles en tant que source externe. Ce constat suggère l'intérêt de réaliser de plus amples études sur l'optimisation de la source externe en fonction des résonances des sections efficaces des matériaux qui l'entourent. Ceci est à réaliser aussi pour des cœurs chargés en actinides mineurs, cœurs dédiés à la transmutation. Dans ces cœurs, le spectre est plus dur et l'importance des neutrons pour une même source de spallation en est sérieusement affectée.

En conclusion à ces diverses analyses, on peut affirmer que l'impact de la source externe dans les systèmes de type MUSE4 apparaît plus important que celui lié à la source de spallation pour les configurations de type XADS. Pourtant, et bien qu'une source DD ou DT soit différente de la spallation, la bonne caractérisation neutronique des systèmes couplés MUSE4 présente un réel challenge numérique dont les bénéfices ne peuvent qu'être étroitement associés à la définition d'un schéma de calcul de référence pour le design d'un ADS.

En tout cas, si l'on s'inscrit à nouveau dans un objectif de transmutation pour ces systèmes hybrides, il faut garder en mémoire que les facteurs essentiels sont l'intensité de la source externe et les caractéristiques du milieu sous-critiques, principalement car le but est de conserver un facteur de multiplication important de sorte que la transmutation découle en grande majorité des neutrons de fission et non pas de ceux qui proviennent directement de la source externe. Dans ces conditions, il est également important d'étudier la représentativité du milieu sous-critique MUSE4 par rapport à ceux envisagés pour le démonstrateur XADS.

6.1.3 REPRESENTATIVITE DES CARACTERISTIQUES DU MILIEU SOUS-CRITIQUE

Il a été décidé d'analyser la représentativité du milieu multiplicateur sous-critique du programme MUSE4 par rapport aux XADSs proposés, d'une part, par la réalisation de calculs de sensibilités au k_{eff} , et, d'autre part, par l'étude de divers indices de réactions.

En fonction, des modèles RZ définis plus haut, les "sensibilités" (intégrées pour chaque isotope) du k_{eff} dues aux données nucléaires ont été établies à l'aide de calculs ERANOS à 33 groupes avec ERALIB1 (ces "sensibilités" sont indépendantes des termes de covariance entre les sections, i.e. la matrice D_x est diagonale (B.49)). Le tableau 6.4 expose ces résultats sous la forme de répartition (en %) de la "sensibilité totale" pour les isotopes les plus importants du système :

(les valeurs du tableau correspondent aux $\frac{\sqrt{|S_i^T S_i|}}{\sqrt{\sum_i |S_i^T S_i|}}$ avec S_i la sensibilité (B.42) due à l'isotope i).

Tableau 6.4 : Répartition des "sensibilités" du k_{eff} due aux principales données nucléaires pour la configuration M4SC2 et les divers systèmes XADSs

Isotope	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration M4SC2	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Na	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Pb/Bi	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Gaz
U ²³⁵	0.8	1.9	1.7	1.8
U ²³⁸	3.1	2.6	3.7	0.4
Pu ²³⁹	83.0	84.6	78.3	85.5
Pu ²⁴⁰	4.8	4.6	4.7	6.2
Pu ²⁴¹	1.6	4.6	4.1	4.4
Pu ²⁴²	0.1	0.2	0.2	0.2
Am ²⁴¹	0.3	0.0	0.0	0.2
Fe ⁵⁶	3.2	0.3	1.3	0.2
Fe ⁵⁷	0.1	0.1	0.2	0.1
Cr ⁵²	1.4	0.5	0.1	0.7
Ni ⁵⁸	0.4	0.1	0.0	0.1
Na ²³	1.1	0.2	0.0	0.0
Pb _{nat}	0.0	0.1	2.8	0.1
Bi ²⁰⁹	0.0	0.1	3.0	0.1

Ces derniers résultats amènent au constat que la prédiction du facteur de multiplication pour tous les systèmes est étroitement dépendante des données du Pu²³⁹, ce qui était attendu en fonction du combustible utilisé. On constate aussi une assez forte dépendance générale au Pu²⁴⁰, et, pour le système XADS-Pb/Bi, une dépendance évidemment accrue au plomb/bismuth. Toutefois, ces études de sensibilités, bien que fournissant des indications significatives, ne sont pas suffisantes pour quantifier le niveau de connaissance du k_{eff} de chaque système, car les incertitudes spécifiques et corrélées de chaque section efficace ne sont pas prises en compte. Pour cela, de nouveaux calculs ont

été réalisés en considérant la matrice de dispersion d'ERALIB1 (matrice de variance/covariance des sections efficaces des isotopes principaux, cf. B.3.2). Notons que les données de cette matrice de dispersion associées au plomb et au bismuth sont identiques. Des calculs similaires n'ont pas été menés avec la bibliothèque JEF-2.2, car ils auraient conduit à constater une écrasante domination sur l'incertitude totale de l'incertitude associée aux sections du Pu^{239} [ali]. Pour ERALIB1 la situation est différente, car cet isotope fait partie des noyaux ajustés. Cela permet une meilleure répartition des incertitudes et une meilleure étude du système (même si parfois les résultats peuvent faire ressortir de manière prépondérante les corps non ajustés). Les résultats obtenus sont donnés pour chaque configuration dans le tableau suivant.

Tableau 6.5 : Incertitudes sur la prédiction du k_{eff} associées à la bibliothèque ERALIB1 pour les différents systèmes d'étude RZ

Système étudié	Incertitude ERALIB1 $[ΔI/I]$ sur le k_{eff}	Contribution des isotopes (par ordre d'importance)
M4SC2	1.62E-03	Cr^{52} , Pu^{239} , Fe^{56} , Fe^{57} , Na, Pb_{nat} , ...
XADS-Na	1.63E-03	Pu^{239} , Pu^{240} , Fe^{56} , Fe^{57} , U^{238} , Pu^{241} , ...
XADS-Pb/Bi	1.02E-02	Bi^{209} , Pb_{nat} , Pu^{239} , U^{238} , Pu^{240} , Fe^{56} , ...
XADS-Gaz	1.95E-03	Pu^{239} , Ni^{58} , Pu^{240} , U^{238} , Fe^{56} , Fe^{57} , ...

Ces calculs d'incertitudes conduisent aux remarques suivantes :

- i. L'incertitude sur la prédiction du k_{eff} due aux données nucléaires reste très voisine entre les systèmes M4SC2, XADS-Na et XADS-Gaz. Cela indique que l'impact du sodium est presque négligeable pour la détermination de ce paramètre intégral. Toutefois, il faut rester conscient du fait que ces calculs d'incertitudes ne prennent pas en compte les problèmes de modélisation des zones de faibles densités qui sont susceptibles d'apparaître dans le système XADS-Gaz.
- ii. Dans le cas du modèle XADS-Pb/Bi, la forte incertitude sur les données du plomb et du bismuth se traduit immédiatement par un accroissement très significatif de l'incertitude globale, justifiant pleinement la nécessité d'améliorer les connaissances neutroniques de ces deux isotopes.

Dès lors, à l'aide des matrices de sensibilités associées au paramètre k_{eff} de chaque système et en résolvant l'équation 3.27, ERANOS a la possibilité de déterminer des facteurs de représentativité entre la configuration M4SC2 et les différents XADSs. Ces facteurs ont permis de déduire l'apport de MUSE4 pour la prédiction du facteur de multiplication des XADSs envisagés comme cela est exposé au paragraphe 6.2.1. Ces facteurs sont donnés ci-après :

Tableau 6.6 : Facteurs de représentativité du k_{eff} entre la configuration M4SC2 et les systèmes XADSs

Systèmes comparés	Facteurs de représentativité au k_{eff}
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Na	0.884
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Pb/Bi	0.346
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Gaz	0.907

Ces facteurs de représentativité donnent une indication sur le niveau de "corrélation" entre la configuration sous-critique M4SC2 et les divers modèles XADSs. Bien sûr, une corrélation parfaite est caractérisée par un facteur de représentativité de 1.0. Ainsi, dans notre cas, il apparaît clairement que le système M4SC2 est représentatif des modèles XADS-Na et XADS-Gaz, mais pas du tout du modèle XADS-Pb/Bi (conséquence des importantes incertitudes sur les données nucléaires du plomb et du bismuth). Le fait que le facteur de représentativité soit légèrement meilleur pour l'XADS-Gaz par rapport à l'XADS-Na peut être expliqué par le fait que le module de spallation est plus petit dans le modèle gaz, ce qui lui permet de s'apparenter plus à la configuration M4SC2. L'exploitation de ces facteurs de représentativité pour l'obtention d'incertitudes réduites est donnée dans le paragraphe 6.2.1.

Après ces analyses sur le k_{eff} , une démarche analogue a été appliquée sur l'étude des sensibilités de deux rapports de taux de réaction obtenus entre les différents systèmes.

Le premier rapport analysé concerne l'indice spatial suivant :

$$\frac{U^{235}(fission)[\text{à l'interface module/combustible}]}{U^{235}(fission)[\text{au centre du combustible}]}$$

pour objet d'avoir un indicateur sur la représentativité du pic de puissance des expériences MUSE4 par rapport à ceux des modèles XADSs. Pour ce faire, les sensibilités, les incertitudes et les facteurs de représentativité liés à ce paramètre sont donnés dans la suite. Comme pour les études liées au k_{eff} , la répartition des "sensibilités" (entre les différents isotopes) est d'abord établie pour le rapport précité et pour chaque système.

Tableau 6.7 : Répartition des "sensibilités" du rapport $U^{235}[\text{interface module/combustible}]/U^{235}[\text{centre du combustible}]$ due aux principales données nucléaires pour la configuration M4SC2 et les divers systèmes XADSs

Isotope	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration M4SC2	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Na	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Pb/Bi	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Gaz
U ²³⁵	0.2	0.3	0.3	0.1
U ²³⁸	34.5	15.7	22.4	15.9
Pu ²³⁹	20.9	5.5	1.0	6.0
Pu ²⁴⁰	4.9	3.5	5.9	1.3
Pu ²⁴¹	1.0	0.8	0.9	0.2
Pu ²⁴²	0.2	0.1	0.2	0.1
Am ²⁴¹	0.6	0.4	0.8	0.0
Fe ⁵⁶	0.5	4.6	39.9	37.2
Fe ⁵⁷	0.6	2.3	6.2	4.9
Cr ⁵²	3.8	3.2	1.4	0.1
Ni ⁵⁸	0.5	0.7	1.3	5.7
Na ²³	16.8	23.2	0.0	0.0
Pb _{nat}	15.3	20.7	15.0	15.0
Bi ²⁰⁹	0.0	19.0	4.8	13.4

Pour ce rapport de taux de réaction, on remarque, dans le tableau 6.7, que les "sensibilités" sont beaucoup mieux réparties que les "sensibilités" liées au facteur de multiplication. Plus précisément, le fait d'étudier un taux de fission à l'interface module/combustible fait apparaître une plus grande sensibilité au plomb pour la configuration MUSE4, et au plomb/bismuth pour les configurations de type XADS. En d'autres termes, les matériaux du module de la source externe affectent directement la prédiction du rapport de taux de fission d' U^{235} .

Il est également intéressant de remarquer que la dépendance au Fe^{56} vue pour les configurations XADS-Pb/Bi et XADS-Gaz ne se retrouve pas pour la configuration XADS-Na. Cela est tout à fait normal car les matériaux de structure des assemblages, pour la configuration XADS-Na, sont tirés du modèle M4SC2. Ce choix fut fait, car il n'existe pas de propositions concrètes d'XADS au sodium.

Tableau 6.8 : Incertitudes sur la prédiction du rapport de fission d' U^{235} [interface module/combustible] / fission d' U^{235} [centre du combustible] associées à la bibliothèque ERALIB1 pour les différents systèmes d'étude RZ

Système étudié	Incertitude ERALIB1 [$\Delta I/I$] sur le rapport	Contribution des isotopes (par ordre d'importance)
M4SC2	2.89E-03	Pb_{nat} , Fe^{56} , Cr^{52} , Na, Pu^{239} , Fe^{57} , ...
XADS-Na	7.45E-03	Bi^{209} , Fe^{57} , Pb_{nat} , Fe^{56} , Na, U^{235} , ...
XADS-Pb/Bi	7.38E-03	Bi^{209} , Fe^{57} , Pb_{nat} , Fe^{56} , U^{235} , Cr^{52} , ...
XADS-Gaz	5.24E-03	Fe^{57} , Bi^{209} , Pb_{nat} , Fe^{56} , Ni^{58} , U^{235} , ...

Les isotopes qui contribuent le plus aux incertitudes montrent que la prédiction du rapport de taux de fission d' U^{235} entre l'interface module/combustible et le centre du combustible dépend avant tout de la description du module de la source externe. Dans ce sens, le fait que ce module soit différent entre la configuration d'étude MUSE4 et les modèles XADSs (taille + présence du bismuth), laisse présager de facteurs de représentativité non satisfaisants pour permettre une transposition des résultats MUSE4.

Tableau 6.9 : Facteurs de représentativité du rapport U^{235} [interface module/combustible]/ U^{235} [centre du combustible] entre la configuration M4SC2 et les systèmes XADSs

Systèmes comparés	Facteurs de représentativité (module XADS plomb/bismuth)	Facteurs de représentativité (module XADS plomb)
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Na	0.258	0.552
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Pb/Bi	0.066	0.383
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Gaz	0.259	0.556

Ainsi, comme attendu, les facteurs de représentativité de ce rapport de taux de fission, sont très faibles. Cela est fortement lié à la présence du bismuth (élément à forte incertitude) dans la description du module de spallation des systèmes XADSs, bismuth qui n'est pas présent dans MUSE4. Pour s'en convaincre, les facteurs de représentativités du même rapport de taux de fission ont été calculés pour les systèmes XADS avec un module de spallation entièrement en plomb. Ces nouveaux facteurs sont également donnés dans le tableau 6.9. Dans ces conditions, on remarque une

nette amélioration des facteurs de représentativité, qui reste toutefois limité par les différences géométriques entre la zone centrale de MUSE4 est celle des XADSs.

Par conséquent, l'analyse de la prédiction du pic de puissance dans les expériences MUSE4 ne peut contribuer à améliorer significativement la connaissance de ce paramètre pour les configurations de type XADS qu'en réalisant des ajustements sur les sections efficaces du bismuth. Cependant, il faut relativiser les conclusions, d'une part, car les incertitudes dues aux données de base restent malgré tout faibles (<1%, cf. Tableau 6.8), et d'autre part, car d'autres incertitudes liées notamment à la modélisation sont aussi à prendre en considération.

Appliquons à nouveau la même méthodologie à l'indice spectral suivant :

$\frac{U^{235}(fission)}{U^{238}(fission)}$ [au centre de la zone combustible]. Cet indice va servir d'indicateur pour étudier la

représentativité (due aux données nucléaires) du flux neutronique établi au centre du milieu sous-critique entre MUSE4 et les différentes configurations XADS. Les "sensibilités" sont données pour chaque système dans le tableau suivant.

Tableau 6.10 : Répartition des "sensibilités" du rapport des taux de fission U^{235}/U^{238} [centre de la zone combustible] due aux données nucléaires pour M4SC2 et les divers systèmes XADSs

Isotope	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration M4SC2	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Na	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Pb/Bi	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration XADS-Gaz
U^{235}	37.3	33.6	32.8	38.6
U^{238}	33.1	33.1	33.0	35.4
Pu^{239}	13.3	11.7	10.7	11.7
Pu^{240}	0.8	1.3	1.2	1.2
Pu^{241}	0.2	0.5	0.5	0.5
Pu^{242}	0.0	0.0	0.0	0.0
Am^{241}	0.5	0.4	0.4	0.4
Fe^{56}	6.3	7.2	5.4	8.4
Fe^{57}	0.2	0.1	0.1	0.2
Cr^{52}	2.0	0.9	0.5	1.6
Ni^{58}	0.9	0.0	0.0	1.5
Na^{23}	5.0	10.8	0.0	0.0
Pb_{nat}	0.4	0.1	6.8	0.2
Bi^{209}	0.0	0.1	8.5	0.2

Pour ce rapport, comme l'on se situe loin du module de la source, les sensibilités liées aux données du plomb et du bismuth sont négligeables pour tous les systèmes, sauf évidemment pour la configuration XADS-Pb/Bi. Sinon, on constate clairement que pour tous les systèmes les "sensibilités" les plus importantes proviennent, d'une part, de l' U^{238} et de l' U^{235} (ce qui est logique puisque ce sont les deux isotopes qui interviennent dans le taux), et d'autre part, du Pu^{239} et du Fe^{56} (aussi le Na^{23} pour le système XADS-Na). On constate que les "sensibilités" sont beaucoup plus

cohérentes entre les différents modèles par rapport aux études menées sur le rapport de taux de fission d' U^{235} présenté précédemment. Voyons à présent quelles incertitudes correspondent à ces "sensibilités" en utilisant la matrice de dispersion ERALIB1 (données JEF-2.2 ajustées).

Tableau 6.11 : Incertitudes sur la prédiction du rapport de fission U^{235}/U^{238} [au centre de la zone combustible] associées à la bibliothèque ERALIB1 pour les différents systèmes d'étude RZ

Système étudié	Incertitude ERALIB1 [Δ/I] sur le rapport U^{235}/U^{238}	Contribution des isotopes (par ordre d'importance)
M4SC2	6.84E-03	U^{238} , Cr^{52} , Pb_{nat} , Fe^{56} , Na , Pu^{239} , ...
XADS-Na	9.29E-03	Na , U^{238} , Pu^{239} , Fe^{56} , U^{235} , Pu^{240} , ...
XADS-Pb/Bi	5.91E-02	Bi^{209} , Pb_{nat} , U^{238} , U^{235} , Fe^{56} , Pu^{239} , ...
XADS-Gaz	6.74E-03	U^{238} , U^{235} , Fe^{56} , Ni^{58} , Cr^{52} , Bi^{209} , ...

Les incertitudes dues aux données nucléaires de ce rapport de taux de réaction restent aussi assez faibles (<1%), sauf pour le système XADS-Pb/Bi pour lequel cette incertitude avoisine les 6%, démontrant une nouvelle fois la nécessité d'améliorer les données de base du plomb et du bismuth. Sinon, on constate pour tous les systèmes une importante dépendance aux données de l' U^{238} pour le calcul de ce taux, dépendance supérieure par rapport à l' U^{235} qui intervient pourtant aussi directement dans le calcul de l'indice. Enfin, il est intéressant de remarquer que dans le système XADS-Na, l'incertitude provient majoritairement du sodium. Cette dépendance accrue aux données du sodium pour l'XADS-Na est aussi à l'origine de la légère meilleure représentativité au M4SC2 du XADS-Gaz, (cf. Tableau 6.12).

Tableau 6.12 : Facteurs de représentativité du rapport U^{235}/U^{238} [au centre du combustible] entre la configuration M4SC2 et les systèmes XADSs

Systèmes comparés	Facteurs de représentativité au rapport
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Na	0.853
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Pb/Bi	0.264
M4SC2 \Leftrightarrow XADS-Gaz	0.885

Les facteurs de représentativité de ce rapport sont nettement meilleurs que ceux associés avec le premier rapport étudié. Cela signifie que le module de la source externe n'a plus d'impact lorsque l'on se situe au centre du combustible, ou, en d'autres termes, que le spectre neutronique au centre du combustible ne dépend que du combustible et du réflecteur choisis. Par conséquent, les comparaisons des facteurs de représentativité associées à l'indice U^{235}/U^{238} [au centre du combustible] permet de constater une transposition possible des résultats entre le système M4SC2 et XADS-Na ou XADS-Gaz, mais pas avec le système XADS-Pb/Bi. L'exploitation de ces facteurs de représentativité est donnée au point 6.2.3.

6.2 EXEMPLES D'APPORT DE MUSE4 POUR LA REDUCTION DES INCERTITUDES DE L'XADS

L'apport des expériences MUSE4 pour l'amélioration des prédictions de certains paramètres est abordé dans cette section. Dans ce but, l'utilité des facteurs de représentativité pour l'obtention

d'incertitudes réduites est exposée pour quelques exemples de paramètres intégraux. L'objectif est avant tout de montrer les possibilités d'investigation du formulaire de calcul ERANOS, et de donner une certaine tendance sur les exploitations envisageables des expériences MUSE4 dans le cadre du projet PDS-XADS.

6.2.1 ETAT DE LA PREDICTION DU NIVEAU DE SOUS-CRITICITE

Comme il a déjà été évoqué, la connaissance du niveau de sous-criticité d'un système ADS est un facteur clé pour la bonne compréhension du comportement du système. En effet, ce paramètre est directement impliqué dans la détermination de la puissance, ainsi que dans la prédiction des fluctuations spectrales proches de la source externe.

Cependant, pour le design d'un système ADS, il est avant tout important d'avoir un schéma de calcul numérique fiable pour la prédiction du k_{eff} . Dans ce contexte, les comparaisons calcul/expérience du programme MUSE4 et les facteurs de représentativité établis peuvent permettre d'accéder à des incertitudes réduites (cf. 3.2.6). Les incertitudes réduites pour la prédiction du k_{eff} , accessibles grâce à la connaissance expérimentale et numérique des configurations MUSE4, sont données pour chacun des systèmes XADS, dans les tableaux suivants. En fait, la procédure pour déterminer l'incertitude réduite correspond à savoir quel bénéfice il est possible de tirer pour la prédiction d'un paramètre intégral (k_{eff}) d'un système non connu expérimentalement (démonstrateur XADS), ayant ajusté cette prédiction numérique (ERANOS+ERALIB1) par rapport à une configuration expérimentalement connue (M4SC2).

A nouveau, il faut être conscient que cette technique de réduction d'incertitude ne concerne que les incertitudes liées aux données nucléaires. Par conséquent, la notion d'incertitude totale, présente dans les tableaux qui suivent, ne concerne que l'ensemble des incertitudes provenant des données nucléaires de la bibliothèque ajustée ERALIB1. Par exemple, les incertitudes associées aux effets de température des systèmes XADSs (puissance de 80MWth), comme l'effet Doppler, ne sont pas traitées par cette méthode.

Tableau 6.13 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du paramètre k_{eff} pour l'XADS-Na en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1
Incertitude totale ΔR_0 (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Na	165
Incertitude totale ΔR_E (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de M4SC2	162
Facteur de représentativité	0.884
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Na (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0$)	77
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Na (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0.1\% = 100\text{pcm}$)	109
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Na (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0.2\% = 200\text{pcm}$)	137

L'avantage de la bonne représentativité du système XADS-Na par rapport aux configurations MUSE4, permet d'atteindre une réduction significative de l'incertitude due aux données nucléaires sur la prédiction du k_{eff} . Toutefois, la nécessité de disposer de mesures précises est illustrée par le

faible gain accessible lorsque la mesure du niveau de sous-criticité est entachée d'une incertitude de 200pcm.

Tableau 6.14 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du paramètre k_{eff} pour l'XADS-Pb/Bi en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1
Incertitude totale ΔR_0 (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Pb/Bi	1021
Incertitude totale ΔR_E (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de M4SC2	162
Facteur de représentativité	0.346
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Pb/Bi (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0$)	958
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Pb/Bi (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0.1\% = 100\text{pcm}$)	976
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Pb/Bi (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0.2\% = 200\text{pcm}$)	996

Comme attendu, la faible représentativité du modèle XADS-Pb/Bi ne permet pas une réduction significative de l'incertitude (due aux données nucléaires) sur le k_{eff} . Ce constat illustre le besoin d'amélioration des sections efficaces du plomb et du bismuth dans le but de pouvoir définir un système plomb avec un niveau de connaissance du facteur de multiplication raisonnable (en général défini autour de $\pm 500\text{pcm}$).

Tableau 6.15 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du paramètre k_{eff} pour l'XADS-Gaz en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1
Incertitude totale ΔR_0 (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Gaz	199
Incertitude totale ΔR_E (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de M4SC2	162
Facteur de représentativité	0.907
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Gaz (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0$)	84
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Gaz (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0.1\% = 100\text{pcm}$)	127
Incertitude réduite ΔR_I (en pcm) sur la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Gaz (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0.2\% = 200\text{pcm}$)	163

Comme les incertitudes sur les données du sodium sont bien maîtrisées et n'ont que peu d'impact sur le calcul du cœur M4SC2, le système XADS-Gaz reste bien représentatif du système précité. Ainsi, du point de vue de l'impact des sections efficaces sur la prédiction du k_{eff} , les configurations MUSE4 peuvent être bénéfiques pour l'étude du système XADS-Gaz. Par contre, il est connu que la difficulté de modélisation de tels systèmes ne réside pas que dans la connaissance des matériaux (ou données nucléaires), mais encore plus dans la bonne prise en compte des aspects géométriques spécifiques, tels que ceux liés aux phénomènes de "streaming".

En conclusion, l'analyse des facteurs de multiplication des configurations MUSE4 permet de réduire significativement les incertitudes dues aux données nucléaires sur la prédiction du k_{eff} pour les systèmes XADS-Na et XADS-Gaz. Cependant, les analyses de représentativité réalisées (ou études de transposition) ne sont sensibles qu'aux données nucléaires, et pas aux difficultés de modélisation du système. Ainsi, il faut être prudent sur les conclusions liées, par exemple, à la prédiction du k_{eff} de l'XADS-Gaz (pour laquelle une validation de la bonne modélisation des zones de faibles densités reste nécessaire). Sinon, il apparaît clairement que le programme MUSE4 n'apporte que peu de bénéfice à la prédiction du facteur de multiplication du système XADS-Pb/Bi à cause de la nécessité de réduire les incertitudes associées aux données du plomb et du bismuth.

6.2.2 ANALYSE SUR LA DETERMINATION DU PIC DE PUISSANCE

Une des particularités des systèmes de type ADS est de posséder un module de spallation au centre du cœur. L'une des conséquences majeures de cette présence est de décaler le pic de puissance du réacteur à l'interface entre ce module et la zone combustible. Dans ces conditions, il est important de savoir si le niveau de prédiction du pic de puissance en est dégradé. Pour étudier cela, il a été choisi d'analyser le rapport de taux de fission d' U^{235} entre l'interface module/combustible et le centre de la zone du combustible. Ainsi, en supposant que ce taux de fission soit bien connu dans le combustible (hypothèse tout à fait réaliste en fonction de constats résultant de l'interprétation de différents programmes expérimentaux), les incertitudes du rapport précité, dues aux données nucléaires, résultent principalement des perturbations engendrées par la présence des hétérogénéités centrales, ce qui correspond à ce que nous souhaitons étudier. Dès lors, il est intéressant de savoir si les perturbations de ce rapport étudiées lors du programme MUSE4 peuvent permettre une réduction des incertitudes pour le calcul du même rapport dans les configurations XADSs. Comme pour le k_{eff} , ces études sont effectuées en utilisant les facteurs de représentativité établis précédemment, et en fonction de l'équation 3.26. Les résultats sont donnés pour chaque système (avec les deux options pour le module de spallation, Pb/Bi ou Pb) dans les tableaux suivants.

Tableau 6.16 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du rapport de taux de fission U^{235} [interface module/combustible]/ U^{235} [centre du combustible] pour l'XADS-Na en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1 (Pb/Bi)	ERALIB1 (Pb)
Incertitude totale ΔR_0 (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Na	0.75	0.98
Incertitude totale ΔR_E (en %) sur la prédiction du rapport pour M4SC2	0.29	0.29
Facteur de représentativité	0.258	0.552
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Na ($b_E = 0$)	0.72	0.82

Tableau 6.17 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du rapport de taux de fission U^{235} [interface module/combustible]/ U^{235} [centre du combustible] pour l'XADS-Pb/Bi en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1 (Pb/Bi)	ERALIB1 (Pb)
Incertitude totale ΔR_0 (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Pb/Bi	0.74	1.02
Incertitude totale ΔR_E (en %) sur la prédiction du rapport pour M4SC2	0.29	0.29
Facteur de représentativité	0.066	0.383
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Pb/Bi ($b_E = 0$)	0.74	0.94

Tableau 6.18 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du rapport de taux de fission U^{235} [interface module/combustible]/ U^{235} [centre du combustible] pour l'XADS-Gaz en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1 (Pb/Bi)	ERALIB1 (Pb)
Incertitude totale ΔR_0 (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Gaz	0.52	0.66
Incertitude totale ΔR_E (en %) sur la prédiction du rapport pour M4SC2	0.29	0.29
Facteur de représentativité	0.259	0.556
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Gaz ($b_E = 0$)	0.51	0.55

Ces résultats indiquent qu'il est difficile de réduire de manière importante les incertitudes dues aux données nucléaires du rapport de taux de fission d' U^{235} entre l'interface module/combustible et le centre du combustible pour les systèmes XADSs à l'aide d'un ajustement du formulaire par rapport aux expériences MUSE4 (et cela même si l'incertitude expérimentale est nulle). La méthodologie de réduction de l'incertitude est légèrement meilleure lorsque le module de spallation des modèles XADSs n'est composé principalement que de plomb, car celui-ci devient plus similaire à la zone centrale des configurations MUSE4. D'autre part, malgré ces difficultés de représentativité de rapport de taux de réaction situés proches du module central, il est important de constater que les incertitudes associées à ces rapports, dues aux données de base, sont faibles (<1%), et que, par conséquent, elles ne sont pas les plus significatives. Plus spécifiquement, le facteur clé pour bien déterminer le pic de puissance (ou les taux de réactions proches du centre) ne réside pas essentiellement en une modélisation adaptée du module de spallation, mais aussi en une connaissance satisfaisante du niveau de sous-criticité et de l'intensité de la source externe.

6.2.3 ETUDE D'UN INDICE DE SPECTRE SPECIFIQUE

L'analyse du rapport de taux de fission d' U^{235}/U^{238} au milieu du combustible permet d'avoir une indication sur la représentativité d'un indice de spectre spécifique entre les différents systèmes. Ce rapport, qui se situe loin de la zone centrale perturbée, permet de quantifier des effets directement liés à la zone combustible et au réflecteur choisis.

La détermination d'incertitudes réduites dues aux données nucléaires est présentée dans les tableaux suivants en prenant en compte les facteurs de représentativité établis au paragraphe 6.1.3.

Tableau 6.19 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du rapport de taux de fission U^{235}/U^{238} [au centre du combustible] pour l'XADS-Na en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1
Incertitude totale ΔR_0 (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Na	0.93
Incertitude totale ΔR_E (en %) sur la prédiction du rapport pour M4SC2	0.68
Facteur de représentativité	0.853
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Na (avec une incertitude expérimentale $b_E = 0$)	0.49
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Na (avec une incertitude expérimentale $b_E = 1\%$)	0.81
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Na (avec une incertitude expérimentale $b_E = 3\%$)	0.91

Comme attendu, la très bonne représentativité entre les systèmes M4SC2 et XADS-Na, pour l'étude de rapports de taux qui sont éloignés du module central, permet une réduction significative de l'incertitude seulement si le résultat expérimental est très précis. Cette dernière exigence est due au fait que les incertitudes, avant ajustement, sont faibles.

Tableau 6.20 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du rapport de taux de fission U^{235}/U^{238} [au centre du combustible] pour l'XADS-Pb/Bi en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1
Incertitude totale ΔR_0 (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Pb/Bi	5.91
Incertitude totale ΔR_E (en %) sur la prédiction du rapport pour M4SC2	0.68
Facteur de représentativité	0.264
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Pb/Bi ($b_E = 0$)	5.70
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Pb/Bi (avec une incertitude expérimentale $b_E = 1\%$)	5.84
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Pb/Bi (avec une incertitude expérimentale $b_E = 3\%$)	5.90

Une nouvelle fois, l'étude du rapport U^{235}/U^{238} [au centre du combustible] expose de manière claire que les configurations MUSE4 apportent peu d'information pour les données nucléaires des systèmes caloportés au plomb/bismuth. Dans ces conditions, l'apport des configurations étudiées pour la réduction des incertitudes de l'indice U^{235}/U^{238} (dues aux données nucléaires) au centre de la zone combustible est négligeable pour le système XADS-Pb/Bi. Ce constat rend désirable la réalisation de programmes expérimentaux plus adaptés, ce qui doit notamment être abordé lors de la phase ultime du programme MUSE4 (réalisation d'une région centrale en plomb plus importante).

Tableau 6.21 : Détermination de l'incertitude réduite sur la prédiction du rapport de taux de fission U^{235}/U^{238} [au centre du combustible] pour l'XADS-Gaz en s'appuyant sur la connaissance des expériences MUSE4

Caractéristiques	ERALIB1
Incertitude totale ΔR_0 (en %) sur la prédiction du rapport pour l'XADS-Gaz	0.67
Incertitude totale ΔR_E (en %) sur la prédiction du rapport pour M4SC2	0.68
Facteur de représentativité	0.885
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Gaz ($b_E = 0$)	0.31
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Gaz (avec une incertitude expérimentale $b_E = 1\%$)	0.58
Incertitude réduite ΔR_I (en %) sur le calcul du rapport pour l'XADS-Gaz (avec une incertitude expérimentale $b_E = 3\%$)	0.66

Comme pour le système XADS-Na, la bonne représentativité pour l'étude de ce rapport pour le modèle XADS-Gaz permet une réduction significative des incertitudes associées aux données nucléaires, et ce même si ces incertitudes sont initialement déjà raisonnables. Par contre, les

incertitudes associées aux difficultés de modélisation des systèmes gaz n'interviennent pas dans cette étude.

6.3 REMARQUES

Ce chapitre a eu pour objectif d'essayer d'élargir les conclusions résultant des interprétations des expériences MUSE4 aux systèmes XADSs envisagés. Pour cela il a été nécessaire de définir des configurations simplifiées RZ des démonstrateurs XADS-Pb/Bi et XADS-Gaz officiellement considérés, ainsi qu'un système XADS-Na plus hypothétique sur le plan politique.

Dans ce contexte, des discussions spécifiques sur l'étude de l'impact de la source externe et du paramètre φ^* ont été menées. Ces analyses ont permis d'affirmer que, même si la source externe utilisée dans MUSE4 n'était pas directement représentative de la spallation, l'importance exacerbée de la source externe dans les configurations MUSE4 permet de considérer ces systèmes comme très favorables pour l'étude de la caractérisation du couplage entre un milieu sous-critique et une source externe. En d'autres termes, les perturbations engendrées par l'apport externe de neutrons sont au moins aussi importantes dans les configurations MUSE4 que pour des systèmes avec une source de spallation. Dans ce sens, MUSE4 permet de se confronter à une situation d'étude très profitable pour estimer la validité des outils de calcul à reproduire les variations spectrales associées à la source externe et à son environnement.

Sinon, pour quantifier la représentativité du massif sous-critique MUSE4 par rapport aux XADSs, des études de sensibilités et d'incertitudes dues aux données nucléaires ont été réalisées en utilisant le formulaire ERANOS et la bibliothèque ERALIB1. A ce sujet, les incertitudes associées aux données nucléaires de la bibliothèque ERALIB1 (matrice de dispersion) sont fortement réduites (notamment par rapport à JEF-2.2), car cette bibliothèque a été obtenue après un travail d'ajustement par rapport à environ 500 mesures intégrales. Par conséquent, ERALIB1 a été choisi, d'une part, car il s'agit d'une bibliothèque ajustée et donc optimale du point de vue des connaissances actuelles des données de base, et d'autre part, car l'utilisation de JEF-2.2 aurait simplement conduit à identifier les données du Pu²³⁹ comme quasiment les seules significatives pour la détermination des paramètres intégraux étudiés [ali]. Ces études de représentativité, basées sur des modules de calcul récents de ERANOS, permettent de quantifier les incertitudes dues aux données de base. De plus, en comparant les coefficients de sensibilité de deux systèmes, il est possible de déduire un facteur de représentativité, qui permet d'obtenir des incertitudes réduites sur un paramètre d'étude (en principe il est avantageux d'analyser des paramètres intégraux, comme le k_{eff} , pour éviter d'exacerber un effet spectral ou géométrique spécifique).

Ces techniques d'analyse ont principalement comme objectif de donner une tendance sur la représentativité d'un système par rapport à un autre et de quantifier les incertitudes associées aux données nucléaires, mais il faut se garder de faire dire à la notion d'incertitude réduite plus qu'elle ne peut, principalement car cette dernière est étroitement dépendante de la matrice de dispersion utilisée (matrice de variance/covariance des sections efficaces). Ainsi, il faut bien rester conscient des choix effectués (propriétés de la base de donnée ERALIB1 dans notre cas, pour laquelle le Pu²³⁹ a été ajusté).

Dans le cadre de cette recherche des investigations concernant la transposition des résultats de MUSE4 ont montré que la configuration M4SC2 était représentative (du point de vue des sensibilités aux données nucléaires) des systèmes XADS-Na et XADS-Gaz en ce qui concerne la détermination du k_{eff} ou d'indices de spectre dans le combustible. Par contre, les sensibilités de rapports de taux de réaction proches du module de la source externe indiquent le peu de représentativité entre les

configurations MUSE4 et les systèmes XADSs. La cause de cet état de fait est principalement liée à la présence de bismuth dans la définition du module de spallation des modèles XADSs bismuth qui n'est pas présent dans les cœurs MUSE. Finalement, il a été mis en évidence que les expériences MUSE4 ne peuvent pas contribuer de manière significative à l'amélioration des connaissances des systèmes avec un caloporteur plomb/bismuth, car les sensibilités aux données nucléaires des deux types de milieu sous-critique sont bien distinctes. Cela rend souhaitable la réalisation de mesures dans un système plus approprié.

D'un point de vue global, ces analyses de transposition ont eu pour objectif d'illustrer certaines possibilités du formulaire ERANOS, et de donner une certaine ouverture sur l'exploitation possible des expériences MUSE4 dans un cadre plus large. Dans ce sens, ces diverses études pourront être affinées et complétées en fonction des futurs développements associés au projet de définition du démonstrateur XADS.

7. CONCLUSIONS GENERALES

Les études liées à la gestion des déchets nucléaires par des options nouvelles ont tout naturellement conduit à la définition du concept d'ADS. Ces réacteurs innovants se caractérisent par le couplage d'un accélérateur de particules et d'un massif sous-critique. La sous-criticité du système permet l'utilisation des combustibles à forte teneur en actinides mineurs tout en assurant une sûreté presque exempte du risque d'accidents de réactivité. Ces éléments radioactifs à longue durée de vie peuvent ainsi être transmutés, le plus facilement en optimisant leur fission à l'aide d'un spectre rapide. Toutefois, pour atteindre le développement de ces systèmes transmutateurs de déchets, il est impératif de disposer de méthodes de calcul suffisamment fiables pour établir un projet de démonstrateur qui satisfasse les exigences de minimisation des incertitudes. En fonction de l'ensemble des avancées numériques constatées depuis plusieurs dizaines d'années, l'objectif immédiat est alors d'étendre le domaine de validité des schémas de calcul existants des réacteurs critiques aux systèmes hybrides alimentés par une source externe. Cette démarche de qualification n'est possible qu'en disposant de résultats expérimentaux représentatifs des systèmes innovants à élaborer. C'est dans cette logique que s'est inscrit le programme expérimental MUSE, réalisé sur l'installation MASURCA de Cadarache en France. Plus spécifiquement, cette thèse repose sur la réalisation de la phase 4 de ce programme, qui s'est déroulée entre les années 2000 et 2004.

Les configurations MUSE4 se caractérisent par le couplage entre un accélérateur de deutons (appelé GENEPI), qui produit des neutrons par réaction nucléaire avec une cible située au centre du cœur. Les cibles utilisées sont soit une cible de tritium (production de neutrons d'une énergie moyenne de 14.1MeV) soit une cible de deutérium (production de neutrons d'une énergie moyenne de 2.7MeV). L'intensité maximale de la source externe avec cible tritium est environ 100 fois plus importante que celle correspondant à la source externe du programme MUSE3, ce qui rend l'expérience moins tributaire de la source intrinsèque du réacteur. De plus, dans le programme MUSE4, cet accélérateur traverse le cœur du réacteur créant des hétérogénéités spécifiques des systèmes hybrides. Ces dernières sont encore amplifiées par la présence d'une zone de plomb diffusante au centre de la configuration afin d'obtenir un spectre neutronique plus représentatif d'une source de spallation (effet des réactions (n, xn) du plomb avec la source externe $T(d, n)He^4$). L'établissement d'un spectre rapide, essentiel pour assurer une transmutation/incinération des déchets radioactifs, est obtenu à l'aide d'un combustible MOX, enrichi en Pu à ~25%, avec un caloporteur sodium. Le réflecteur est quant à lui en acier/sodium. Sur cette base, les différentes configurations MUSE4 étudiées dans le cadre de cette recherche sont : la configuration critique de référence (M4CRIT) qui permet de quantifier les effets des hétérogénéités centrales par rapport à un cœur critique "propre", une configuration sous-critique, appelée M4SC0 ($k_{eff} \sim 0.996$) alimentée soit par la source externe $D(d, n)He^3$ (DD) soit par la source $T(d, n)He^4$ (DT), et une configuration plus fortement sous-critique, nommée M4SC2 ($k_{eff} \sim 0.970$), alimentée par la source DT. Des comparaisons entre ces diverses configurations sous-critiques et la configuration critique de référence permettent de quantifier les effets associés soit à la présence de la source externe soit au niveau de sous-criticité.

Afin d'approfondir la caractérisation neutronique des configurations MUSE4, des mesures d'activation de feuilles sans ou avec seuil de réaction, complémentaires aux traditionnelles traverses de chambre à fission, ont été réalisées dans le cadre de cette thèse débouchant sur l'irradiation de plus

de 350 échantillons (fissiles et non fissiles). Sur la base des activités saturées déduites, il est alors possible d'obtenir différents types de mesures intégrales rendant accessible une validation plus poussée des schémas de calcul comme l'évoque le paragraphe 7.1.

Toutefois, avant d'exposer les conclusions majeures de l'interprétation des expériences statiques du programme MUSE4, il est également à souligner que la cohérence des schémas de calcul a pu être vérifiée dans le cadre d'un exercice de comparaison numérique international piloté par la NEA, appelé "benchmark MUSE4". Le bon accord constaté entre les codes de Monte Carlo MCNP et TRIPOLI, nous a conduit à ne retenir qu'un des deux schémas pour la validation stochastique de nos résultats. De plus, une participation active à la définition des configurations MUSE4 par le formulaire de calcul ERANOS a également permis d'identifier certaines sensibilités de cette méthode à la description géométrique du cœur. Plus spécifiquement, l'utilisation du module 3D TGV/VARIANT d'ERANOS impose d'homogénéiser le canal de l'accélérateur avec sa gaine, car les zones de faibles densités sont traitées de manière erronée avec cette méthode à cause de la résolution de l'équation du transport dans sa formulation paire. L'effet d'homogénéisation (limitation des fuites) a été quantifié par MCNP à +100pcm.

7.1 DEVELOPPEMENT DES MESURES D'ACTIVATION ET INTERPRETATION DES MESURES STATIQUES DU PROGRAMME MUSE4

Afin de pouvoir étudier différentes gammes spectrales, les échantillons d'activation ont été sélectionnés de manière à avoir un large assortiment de réactions avec des seuils aussi bien répartis que possible entre 500keV et 15MeV. Certaines réactions sans seuil ont aussi été retenues. De plus, sur la base de simulations MCNP, une dizaine d'emplacements spécifiques a été choisie pour placer nos feuilles d'activation. Ces positions correspondent à des zones où les variations spectrales sont les plus importantes comme la région de plomb centrale, l'interface plomb/combustible ou l'interface plomb/accélérateur. Comme mentionné, l'avantage de ces mesures réside dans le fait que plusieurs niveaux d'interprétation sont possibles (indices spatiaux ou spectraux, taux de réaction absolus, ajustement du spectre) à condition de prendre en considération de manière scrupuleuse les corrections et incertitudes associées, ce qui a été fait ici. Dans ce sens, les résultats expérimentaux d'activation d'échantillons obtenus ont montré leur apport et leur plus forte sensibilité par rapport aux traverses de taux de fission, qui sont généralement utilisées pour caractériser neutroniquement le cœur du réacteur. En particulier, ces mesures ont permis de quantifier les effets de ralentissement de la zone plomb centrale et d'amplifier l'impact de la source externe au centre du cœur. Ainsi, l'interprétation par divers schémas de calcul de cette base de données expérimentales a présenté un apport important pour établir les avantages et inconvénients de ces différentes méthodes (code + données nucléaires) en fonction des systèmes étudiés et du type de mesure analysé. Les diverses recommandations établies sont exposées dans la suite en fonction du paramètre étudié. Dans ce contexte, il est à noter que pour compléter nos investigations d'autres paramètres statiques que ceux basés sur la campagne expérimentale mise en place dans cette recherche ont été interprétés. Tous les résultats sont évoqués ci-après.

- i. Le facteur de multiplication k_{eff}
L'analyse des mesures de réactivité a confirmé que la bibliothèque ENDF/B6v2 est inadaptée pour prédire le k_{eff} d'un système rapide avec du plutonium. L'utilisation de la bibliothèque JEF-2.2 que ce soit avec MCNP ou avec ERANOS permet d'obtenir une

adéquation avec la valeur expérimentale du facteur de multiplication de la configuration critique inférieure à 200pcm, tout à fait satisfaisante. Enfin, le meilleur schéma de calcul pour la prédiction du k_{eff} des différentes configurations MUSE4 est composé du formulaire ERANOS avec la bibliothèque ajustée ERALIB1, qui donne des incertitudes dues aux données nucléaires réduites.

- ii. La fraction de neutrons retardés
Les comparaisons calcul/expérience du paramètre β_{eff} montrent un accord satisfaisant de l'ordre de 5%. Il a été mis en évidence sur ce point la nécessité, pour prédire correctement ce paramètre avec MCNP, d'utiliser la méthode de Spriggs [spr].
- iii. La source intrinsèque
L'analyse de résultats expérimentaux provenant de taux de chambres à fission entre la configuration M4SC0+DD et M4SC0 alimenté simplement par la source intrinsèque a permis d'obtenir une valeur expérimentale du niveau d'intensité de la source intrinsèque (SI). Cette valeur a pu être utilisée pour effectuer la première validation d'une nouvelle évaluation numérique de la SI, qui résulte en grande partie d'un travail de thèse récent [bab]. Ces études comparatives ont permis de ramener l'incertitude sur l'intensité de la source intrinsèque de 30% à 15%, ce qui constitue un apport significatif pour l'interprétation de divers résultats expérimentaux.
- iv. Les traverses de chambre à fission
Les interprétations des traverses de taux de réaction, réalisées dans la configuration critique et dans les configurations sous-critique avec source, ont montré certaines difficultés à bien reproduire les réactions à seuil (comme la fission de l' U^{238}) dans les zones hétérogènes centrales, les écarts pouvant atteindre 5%. Si ces difficultés sont essentiellement associées aux données du plomb pour la configuration critique, c'est la bonne connaissance de la sous-criticité qui devient prépondérante pour les systèmes avec source. Par contre, il est à noter qu'une qualité de prédiction similaire de ces traverses est obtenue entre les différents schémas de calcul pour toutes les configurations, ne permettant pas d'en privilégier un par rapport à un autre. Les désaccords expérience/calcul des traverses de taux de réaction proches de la source externe observés dans MUSE3 (~30% d'écart) ont été fortement réduits, comme nous l'avons dit ci-dessus, à environ 5% au maximum dans le cadre de MUSE4. Cela résulte entre autres de la meilleure connaissance des matériaux qui composent l'accélérateur. En effet, des doutes subsistaient dans le cadre de MUSE3 avec notamment la présence d'huile, qui provoque d'importants effets de ralentissement des neutrons.
- v. Les indices spatiaux
Pour approfondir nos études spectrales, nos mesures d'activation ont été largement interprétées sous forme d'indices spatiaux. De plus, pour mieux identifier certains comportements ces indices ont été classés en trois groupes en fonction de leur seuil de réaction (G1=sans seuil, G2=entre ~1MeV et 3.1MeV, et G3=au-dessus de 6MeV (à noter qu'aucune réaction étudiée possède un seuil entre 3.1MeV et 6MeV)). Pour la configuration M4CRIT, l'interprétation de ces différents indices montre que l'accord entre les méthodes de calcul n'est plus aussi bon que celui constaté pour les traverses de chambre à fission. Les investigations associées aux indices spatiaux mesurés ont révélé que, dans la zone de plomb, les calculs ERANOS+JEF-2.2 étaient beaucoup plus

satisfaisants que ceux émanant de MCNP+JEF-2.2 (par exemple cet effet ne pouvait pas être constaté en étudiant le k_{eff} car le plomb n'a que peu d'impact sur ce paramètre). Après analyse, il apparaît que ce désaccord ne peut provenir que du travail de mise en format des bibliothèques (certaines réactions semblent avoir été comptées deux fois dans le cas de MCNP). Pour les configurations sous-critiques, l'impact de la source externe a été clairement mis en évidence par le fait que les réactions à haut seuil (G3) sont très difficiles à prédire pour les positions à proximité de la source externe (<15cm). Sinon, l'ensemble des schémas de calcul reproduit tous les indices spatiaux loin des hétérogénéités centrales des configurations MUSE4 de manière satisfaisante (un léger effet de "streaming", mal traité par ERANOS du fait de la modélisation simplifiée rendue nécessaire par les approximations de méthode du code TGV/VARIANT, est mis en évidence dans la configuration M4SC2+DT).

vi. Les taux de réaction absolus

Certains taux de réaction absolus ont également été comparés pour les configurations M4CRIT et M4SC0+DT. Dans la configuration critique M4CRIT, il apparaît que les calculs MCNP prédisent correctement les différents taux de réactions absolus, alors que les résultats ERANOS les sous-estiment d'environ 15%, l'ensemble des résultats restant en deçà des marges d'incertitudes dues aux données nucléaires. Pour la situation sous-critique M4SC0+DT, il semble difficile d'obtenir des comparaisons calcul/expérience appropriées à cause des incertitudes expérimentales associées à l'intensité de la source externe et à la connaissance du niveau de sous-criticité. Néanmoins, il a été montré que le comportement d'ERANOS par rapport à MCNP change ou, plus précisément, qu'ERANOS prédit, dans ce cas sous-critique, des taux absolus supérieurs d'environ 35% à ceux obtenus par MCNP.

vii. Le spectre neutronique et son ajustement

Le choix de divers échantillons s'activant selon différents seuils de réaction a permis de réaliser des déconvolutions de spectre à l'aide du code STAY'SL. Cette méthode d'analyse permet d'ajuster un spectre d'entrée calculé à l'aide de taux de réaction absolus (ou normalisés) expérimentaux en se basant sur les matrices de variance/covariance du spectre initial, des sections efficaces des réactions considérées et des taux de réaction mesurés. Ces études ont eu pour objectif de donner certaines tendances sur la fiabilité de la prédiction par ERANOS de la composante à haute énergie du spectre neutronique (entre 500keV et 15MeV). De plus, certains indices de spectre calculés par ERANOS ou MCNP ont été comparés avec les indices expérimentaux et ceux obtenus par STAY'SL (ajustés et non ajustés) pour la position 1 de la configuration M4CRIT, mettant en évidence certaines incohérences des données nucléaires des réactions $Nb^{93}(n,2n)$ et $In^{115}(n,n')$ de JEF-2.2 et ERALIB1 par rapport à IRDF90v2. Sinon, les ajustements de spectre réalisés nous montrent que des variations de l'ordre de 20% sont possibles pour certains groupes d'énergie entre le spectre initial ERANOS et le spectre ajusté par STAY'SL. Enfin, il a été mis en évidence que la présence de la source externe ne fait pas apparaître des fluctuations entre le spectre ajusté et le spectre initial plus importantes, et cela même si le comportement de l'ajustement est différent.

Ainsi, il a été montré que beaucoup d'enseignements ont pu être tirés des importants efforts d'interprétation des mesures statiques du programme MUSE4. Si ce paragraphe a plutôt axé le discours sur les recommandations d'utilisation des schémas de calcul en fonction des paramètres

statiques à prédire, la section suivante essaie de synthétiser les apports de ces interprétations pour la compréhension physique des systèmes de type ADS.

7.2 APPORT POUR LA COMPREHENSION PHYSIQUE DES SYSTEMES COUPLES

Les différentes investigations menées dans les diverses configurations critique et sous-critiques MUSE4 permettent de quantifier certains effets physiques associés aux systèmes couplés ainsi que de soulever l'impact des facteurs clés caractérisant ces installations innovantes. Plus spécifiquement, cela concerne :

- i. Le niveau sous-critique
Les différentes analyses du programme MUSE4 ont clairement mis en lumière l'importance de la bonne connaissance du niveau de sous-criticité. En effet, celui-ci détermine la proportion de neutrons de la source par rapport aux neutrons de fission, proportion qui est notamment essentielle pour prédire toutes les réactions à seuil à proximité de la source externe.
- ii. L'impact de la source externe
Les mesures d'activation à haut seuil, qui sont donc très sensibles aux neutrons de la source externe, ont permis d'identifier l'impact de cette dernière. Ainsi, il a été vu que pour les configurations de type MUSE4, l'influence de la source reste limité à environ 15-20cm du point d'émission de ces neutrons externes. De plus, il a aussi été montré que toutes les réactions sans seuil ne sont pas perturbées par la présence de la source externe. Cela amène à la conclusion significative que la distribution de puissance du cœur est faiblement tributaire de la présence de cet apport externe de neutrons.
- iii. Les hétérogénéités centrales
Une conséquence immédiate de la présence des hétérogénéités centrales du système est le déplacement du pic de puissance du centre du cœur à l'interface plomb/combustible. De plus, les perturbations engendrées par ces hétérogénéités concernent soit l'effet de ralentissement associé au plomb soit un effet de "streaming" lié au canal de l'accélérateur. Dans les deux cas, il a été vu que ces aspects peuvent avoir une incidence néfaste sur les prédictions numériques.

Enfin, afin d'élargir les conclusions associées au programme MUSE4 des études de transposition des résultats ont été effectuées à l'aide du formulaire ERANOS (calculs de sensibilité et de représentativité par rapport aux données nucléaires). Les constats liés à ces investigations sont mentionnés dans le point suivant. De plus, certaines orientations futures sont proposées dans ce paragraphe 7.3 en fonction des difficultés identifiées lors de l'interprétation des expériences MUSE4.

7.3 REPRESENTATIVITE DES RESULTATS OBTENUS ET ORIENTATIONS FUTURES

Ainsi, la dernière partie de la recherche a consisté à étudier l'apport des expériences MUSE4 pour le développement des systèmes ADSs, et en particulier des démonstrateurs à l'étude dans le cadre du projet PDS-XADS. Pour effectuer ces analyses de transposition, des calculs de représentativité ont été réalisés en utilisant de récents développements du formulaire ERANOS. Ces investigations ont montré que la représentativité des configurations MUSE4 est, en général, assez satisfaisante avec les

systèmes XADS-Na et XADS-gaz. Cependant, pour le système XADS-Pb/Bi, les effets associés aux fortes incertitudes sur les données nucléaires du plomb et du bismuth ont été clairement mis en évidence, indiquant le besoin d'expériences plus adaptées pour la validation de ce dernier type de système.

Pour conclure, l'ensemble des investigations associées à l'interprétation des expériences statiques du programme MUSE4 a permis de mettre en évidence certains effets dus soit aux hétérogénéités du système, soit au niveau de sous-criticité, soit encore à la présence de la source externe. Dans ce contexte, certaines recommandations d'utilisation des schémas de calcul ont pu être faites en fonction des paramètres à calculer (k_{eff} , β_{eff} , traverses de taux de fission, indices de spectre sans seuil ou à seuil inférieur à 3MeV), comme cela fut mentionné précédemment. Par contre, certaines difficultés restent par exemple pour la prédiction de taux de réaction absolus et d'indices de réaction à haut seuil dans les systèmes sous-critiques. De plus, les études de représentativité ont également permis d'identifier certaines limitations du programme MUSE4. Ces aspects amènent en guise de conclusion à suggérer certaines orientations possibles (numériques et expérimentales) pour optimiser l'exploitation des expériences MUSE4 et, dans un contexte plus large, pour approfondir les connaissances des systèmes hybrides, comme par exemple :

- i. Les écarts constatés sur la prédiction des taux absolus entre MCNP et ERANOS justifient la mise en place d'études numériques spécifiques avec des modèles simples, qui permettent d'éviter toute approximation géométrique (par exemple associée à la description du système ou à la modélisation de la source externe). De nouvelles mesures avec une intensité de la source externe mieux connue sont aussi souhaitées afin de confirmer le fait que les prédictions MCNP soient meilleures.
- ii. L'interprétation des taux de réaction à haut seuil pourrait également être approfondie en essayant d'utiliser des données dosimétriques très récentes, comme IRDF-2002 (640 groupes). Cela imposerait certainement un travail lié soit à une mise au format MCNP ou ERANOS de ces données nucléaires, soit à la réalisation de calculs dans une structure à 640 groupes (afin de tirer le meilleur parti des données IRDF).
- iii. Enfin, dans un cadre plus général, et plus axé sur l'objectif final, qui est la réalisation d'un démonstrateur transmutateur des déchets nucléaires, il s'avère indispensable que d'autres programmes expérimentaux soient mis en place notamment pour qualifier des massifs sous-critiques caloportés au plomb/bismuth (comme l'ont montré les études de représentativité pour le XADS-PB/Bi) ou, à plus long terme, avec des combustibles à teneur significative en actinides mineurs.

REFERENCES

- [abd] H.A. ABDERRAHIM, P. KUPSCHUS, P. BENOIT, E. MALAMBU, V. SOBOLEV, T. AOUST, K. VAN TICHELEN, B. ARIEN, F. VERMEERSCH, D. DE BRUYN, Y. JONGEN, D. VANDEPLASSCHE, *MYRRHA : a multipurpose accelerator driven system for R&D. Pre-design study completion*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [aka] M. AKAORI, Y. SHIRASU, M. TAKANO AND K. MINATO, *Fabrication and property measurements of MA nitride fuels and LLFP targets*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [ali] G. ALIBERTI, *Caractérisation neutronique des systèmes hybrides en régimes stationnaire et transitoire*, Thèse de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg, 2001.
- [ali2] G. ALIBERTI, G. PALMIOTI ET G. RIMPAULT, *Méthodes de calcul de sensibilité spécifiques à l'analyse des systèmes hybrides*, Document interne CEA, 2000.
- [ans] ANSALDO NUCLEARE, *XADS Pb-Bi colled experimental accelerator driven system reference configuration*, Summary report by division of Ansaldo Energia SpA, ADS 1 SIFX 0500, 2001.
- [arm] T.W. ARMSTRONG ET K.C. CHANDLER, *HETC : A high energy transport code*, Nucl. Sci. Eng. 49, p.110, 1972.
- [bab] R. BABUT, *Modélisation des réactions (α,n) sur les noyaux légers pour déterminer la source inhérente d'un réacteur nucléaire*, Thèse de l'Université Blaise Pascal, Clermont, 2002.
- [bar] P. BARDELLE AND AL., *Evaluation des nitrures d'uranium et des nitrures mixtes d'uranium-plutonium dans le cycle du combustible des réacteurs nucléaires du futur*, RGN 6, 548, 1990.
- [bau] G.S. BAUER, *Physics and technology of spallation neutron sources*, Proc. Summer School FJSS'98, Cadarache, France, 1998.
- [bau2] G.S. BAUER, *Research and development for molten heavy metal targets*, Proc. 2th Conf. On Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Sweden, 1996.
- [bau3] G.S. BAUER, *Liquid metal target for a 5MW spallation neutron source (ESS)*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [ben] V. BENZI, *The (α,n) neutron yield and energy spectrum in oxide nuclear fuels*, Energia nucleare, Centro Ricerche Energia ENEA, Bologna, 1985.
- [ber] P. BERTRAND ET AL., *Programme MUSE : Résultats et mesures*, Document interne CEA, Cadarache, France, 1996.
- [bes] O. BERSILLON, C. DIOP, J. FREHAUT, R. LEGRAIN, G. RITTER ET C. VOLANT, *SPARTE : Système de simulation dédié à la spallation. Spécifications générales*, Document interne CEA, Cadarache.
- [bil] A. BILLEBAUD, R. BRISSOT, C. DESTOUCHES AND ET., *The MUSE4 experiment : prompt reactivity and neutron spectrum measurements*, Proc. PHYSOR'02, Seoul, Korea, 2002.
- [boo] T.E. BOOTH, *A sample problem for variance reduction in MCNP*, LA-10363-MS, Los Alamos, USA, 1985.
- [bos] J.C. BOSQ ET AL., *Validation numérique du schéma de calcul déterministe JEF2/ECCO/ERANOS*, Document interne CEA, 1998.

- [bos2] J.C. BOSQ, *Développement et qualification d'un formulaire adapté à SUPERPHENIX avec réflecteurs*, Thèse de l'Université de Provence, 1998.
- [bot1] J.P. BOTH, *The Monte Carlo TRIPOLI-4 and its first benchmark interpretation*, Proc. PHYSOR'96, Mito, Japan, 1996.
- [bot2] J.P. BOTH, G. NERON DE SURGY ET Y. PENELIAU, *Notice d'utilisation du code TRIPOLI-4, version 4.2 : code de transport de particules par la méthode de Monte Carlo*, Document interne CEA, Saclay.
- [bri] J.F. BRIEFMEISTER, *MCNP – A general Monte Carlo n-particle transport theory code (version 4C)*, LA-13709-M, Los Alamos, USA, 2000.
- [cab] J.C. CABRILLAT, *Fast reactor : CEA data and methods for core, shielding and gamma heating calculations after the start-up of SUPERPHENIX*, Document interne CEA, 1992.
- [cac] D.J. CACUCI, *On perturbation and reactors kinetic : from Wigner's pile period to accelerator driven systems*, Proc. PHYSOR'02, Seoul, Korea, 2002.
- [cha] G. CHARPAK ET L.R. GARWIN, *Feu follet et champignon nucléaire*, Editions Odile Jacob, 1997.
- [com] M. COMETTO, *Standardisation des outils de calcul pour les ADS et leur application à différents scénarios de transmutation des déchets*, Thèse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne N°2714, Suisse, 2003.
- [del] M. DELPECH ET AL., *PWRs potentialities for minor actinides burning*, Proc. GLOBAL'95, Versailles, France, 1995.
- [dup] E. DUPONT, *Communication personnelle*, 2003.
- [eur] EUROPEAN COMMISSION, *Green Paper : Towards a European strategy for the security of energy supply*, via internet, http://europa.eu.int/comm/energy_transport/en/lpi_lv_en1.html, 2000.
- [fil] D. FILGES ET AL., *Nuclear studies of different target systems for the european spallation source (ESS)*, Proc. 13th Int. Col. On Advanced Neutron Source Conf., PSI, Switzerland, 1995.
- [fin] P.J. FINK ET AL., *The CIRANO experimental programme in support of advanced fast reactor physics*, Proc. PHYSOR'96, Mito, Japan, 1996.
- [fis] W.E. FISCHER (TARC COLLABORATION), *Target system material and engineering problems*, Proc. 10th Int. Col. On Advanced Neutron Source Conf., Los Alamos, USA, 1988.
- [for] E. FORT ET AL., *Realisation and performance of the adjusted nuclear data library ERALIB1 for calculating fast reactor neutronics*, Proc. PHYSOR'96, Mito, Japan, 1996.
- [fot] R.A. FORREST AND J.-C. SUBLET, *Fispact-99 : user manual*, EURATOM/UKAEA Fusion Association, UKAEA-FUS-407, 1999.
- [gan] A. GANDINI AND M. SALVATORES , *The physics of subcritical multiplying systems*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 39, No. 6, p. 673-686, 2002.
- [gar] F.A. GARNER, M.B. TOLOCZKO, Y.V. KONOBEV AND S. MALOY , *Forecasts of void swelling, irradiation creep and tensile properties of ferritic-martensitic steels envisioned for service in accelerator-driven devices*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [gho] C.J. GHO ET G. PALMIOTI , *BISTRO-Note No2 : Algorithmes pour la géométrie R-Z et optimisation de la diffusion pour l'accélération, module de passagemaille-point*, Document interne CEA, 1984.
- [gon] E. GONZALEZ, *Neutron cross-section for P&T and ADS at the n_TOF facility at CERN*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.

- [gon2] E. GONZALEZ, M. EMBID-SEGURA, M.C. VICENTE, *Detailed phase-out TRU transmutation scenarios studies based on fast neutron ADS systems*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [gro] F. GROSCHEL ET AL. , *The MEGAPIE project – an update*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [hon] D. HONDE, P. PALMIOTTI, J.M. RIEUNIER ET G. RIMPAULT, *ERANOS : Manuel des méthodes. Les calculs de perturbations et les analyses de sensibilité*, Document interne CEA, Cadarache, 1996.
- [inf] INFORMATION DE L'OFFICE FEDERAL DE L'ENERGIE, *Gestion des déchets radioactifs : Tour d'horizon*, Energie Extra (Spécial), 2002 .
- [jon] O.P. JONEJA, M. PLASCHY, F. JATUFF, A. LUETHI, M. MURPHY, R. SEILER AND R. CHAWLA, *Validation of an MCNP4B whole-reactor model for LWR-PROTEUS using ENDF/B-V, ENDF/B-VI and JEF-2.2 cross-section libraries*, Ann. Nucl. Energy 28, p.701, 2001 .
- [kad] Y. KADI, *Transmutation des actinides mineurs : analyse de systèmes basés sur un accélérateur de protons et validation des méthodes de calcul*, Université d'Aix-Marseille, Thèse, 1995.
- [kas] U. KASEMEYER ET AL., *Comparison of pressurized water reactor characteristics for 100% plutonium-containing loadings*, Nucl. Technol., 121, 52, 1998.
- [kon] A.J. KONING, *HINDAS : A European nuclear data program for accelerator-driven systems*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [law] G.P. LAWRENCE ET AL., *Critical design issues of high intensity proton linacs*, Proc. 4th European Particle Accelerator Conf., London, England, 1994.
- [leb] J.-F. LEBRAT ET AL., *Experimental investigation of multiplying subcritical media in presence of an external source operating in pulsed or continuous mode : The MUSE3 experiments*, Int Conf. Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Praha, Czech Republic, 1999.
- [leb2] J.-F. LEBRAT, C. BROEDERS, A. COURCELLE, A. HOGENBIRK, N. MESSAOUDI, M. PLASCHY, P. SELTBORG, R. SOULE, D. VILLAMARIN AND P. WACHTARCZYK, *Intercomparison of JEF-2based deterministic and Monte Carlo reactivity calculations of a simple subcritical benchmark*, Document interne CEA, 2001.
- [leb3] J.-F. LEBRAT, R. JACQMIN, F. GABRIELLI, M. CARTA, V. PELUSO, G. BUZZI, G. BIANCHINI, A. D'ANGELO, G. ALIBERTI, AND G. PALMIOTTI, *Fast reactor core-reflector interface effects revisited*, Proc. PHYSOR'02, Seoul, Korea, 2002.
- [lef] E. LEFEVRE, *Mise au point et validation d'un nouveau formulaire adapté au calcul des protections neutroniques des réacteurs à neutrons rapides*, Thèse de l'Université de Provence, France, 1995.
- [len] H. LENGELER, *Proposals for spallation sources in Europe*, Proc. 4th European Particle Accelerator Conf. , London, Englan, 1994.
- [len2] H. LENGELER, *The European spallation source study (ESS)*, Proc. 13th Int. Coll. On Advanced Neutrons Sources Conf., PSI, Switzerland, 1995.
- [lig] J. LIGOU, *Introduction au génie nucléaire*, Presses polytechniques et universitaires romandes, 1997.
- [lit] O. LITAIZE ET B. ROESSLINGER, *Introduction à la méthode de Monte Carlo et application au transport de particules. Initiation aux codes de calcul TRIPOLI4 et MCNP-4C*, Document interne CEA, 2002.

- [lut] A. LÜTHI, *Development and validation of gamma-heating calculational methods for plutonium-burning fast reactors*, Thèse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne N°1854, Suisse, 1998.
- [mac] H.G. MACPHERSON, *The molten salt reactor adventure*, Nucl. Sci. Eng., 90, 374-380, 1985.
- [man] P. MANDRILLON, S. BESANÇON, N. FIETIER, A.GIUSTO, S. MICHEL, S. PONNELLE ET C. RUBBIA, *Important design issues of a high efficiency cyclotron complex to drive the energy amplifier*, Proc. 5th European Particle Accelerator Conf., Barcelona, Spain, 1996.
- [mar] M. MARTINI ET AL., *Programme ISAAC – Configuration sous-critique ZONA2B-MUSE2 : Résultats des mesures*, Document interne CEA, Cadarache, France, 1997.
- [meu] R. KLEIN MEULEKAMP, S.C. VAN DER MARCK, A.J. KONING AND A. HOGENBIRK, *Benchmarking of lead and uranium cross sections and application to MUSE4*, Semi-annual MUSE meeting, Madrid, 2003.
- [mic] A. MICHAUDON, *Nuclear fission and neutron-induced fission cross-sections*, Pergamon Press Ltd., 1981.
- [mor] C. MORILLON ET AL., *Nucléide – LARA : Bibliothèque de données nucléaires pour la spectrométrie γ et α* , Document interne CEA, 2000.
- [mui] D.W. MUIR ET R.E. MACFARLANE, *The NJOY nuclear data processing system (version 91)*, LA-12740-M, Los Alamos, USA, 1994.
- [nea] NUCLEAR ENERGY AGENCY, *The JEF-2.2 nuclear data library*, NEA-JEFF Report 17, 2000.
- [nea2] NUCLEAR ENERGY AGENCY, *Nuclear waste bulletin*, Radioactive waste management N°13, 1998.
- [nea3] NUCLEAR ENERGY AGENCY, *ZZ-MCNPDATA : Standard neutron, photon and electron data libraries for MCNP-4C and MCNP4C2*, OCDE/NEA data bank, 2002.
- [nea4] NUCLEAR ENERGY AGENCY, *Intercomparisons of calculation made for GODIVA and JEZEBEL*, OCDE/NEA data bank, JEFF report 16, 1999.
- [orn] OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, *STAY'SL : Least squares dosimetry unfolding code system*, Lockheed Martin Energy Research Corporation, PSR-113, 1991.
- [orn2] OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, *SAND-II : Neutron flux spectra determination by multiple foil activation – Iterative method*, Lockheed Martin Energy Research Corporation, CCC-112, 1993.
- [pal] G. PALMIOTI ET AL., *Uncertainty assesement for accelerator-driven systems*, Proc. GLOBAL'99, Jackson Hole, USA, 1999.
- [pal2] G. PALMIOTI, C.B CARRICO ET E.E. LEWIS, *TGV : Nodal variational method for the solution of the diffusion and transport equation in two and three dimensions geometries*, Document interne CEA, Cadarache, 1991.
- [pal3] G. PALMIOTI, J.M. RIEUNIER, *Optimized two-dimensional Sn transport (BISTRO)*, Nuclear science and engineering 104-26, 1990.
- [pel] S. PELLONI, *Sensitivities of the proton beam current resulting from variations in the source terme for a Pb-Bi cooled accelerator driven system with a Pb-Bi target*, Ann. Nucl. Energy 30, p.983, 2003 .
- [pel2] S. PELLONI, *The Code erranossorce : Documentation*, Document interne PSI, 2003.
- [per] G. PERRET ET Y. RUGAMA, *Détermination de la fraction de neutrons retardés β_{eff} et de la constante de décroissance prompte α par la technique du bruit de pile en mode courant dans le programme MUSE4*, Document interne CEA, 2003.

- [per2] G. PERRET, *Amélioration et développement des méthodes de détermination de la réactivité – Maîtrise des incertitudes associées*, Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 2003.
- [pil] S. PILLON AND G. GAILLARD-GROLEAS, *Status of the CEA programme on transmutation fuels and targets*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [pil2] S. PILLON, N. SCHMIDT, J.M. ESCLEINE, A. RAVENET, B. VALENTIN, C. DE SAINT JEAN, S. GRANDJEAN AND F. DRAIN, *Impact of the curium management on the fabrication of the MA-bearing targets at the industrial scale in the frame of a mixed PWR and FBR P&T scenario*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [pla] J. PLANCHARD, *Méthodes mathématiques en neutronique*, Collection de la direction des études et recherches d'EDF, Eyrolles, 1995.
- [ply] M. PLASCHY ET G. RIMPAULT, *Validation numérique des schémas de calcul ERANOS pour la définition des configurations d'intérêt de l'expérience MUSE4*, Document interne CEA, 1999.
- [ply2] M. PLASCHY, C.-A. BOMPAS ET G. RIMPAULT, *Paramètres de sûreté de l'expérience MUSE4*, Document interne CEA, 1999.
- [ply3] M. PLASCHY, *MUSE4 : Explication de l'écart entre la masse critique calculée et la masse critique mesurée*, Document interne CEA, 2001.
- [ply4] M. PLASCHY, *Propositions d'utilisation de diverses techniques de mesures expérimentales complémentaires dans MASURCA (expériences MUSE) avancées par EPFL/PSI dans le cadre d'une thèse*, Document interne EPFL, 1999.
- [ply5] M. PLASCHY, *Etude de faisabilité et planification de mesures avec feuilles d'activation diverses pour permettre une reconstruction du spectre neutronique dans MUSE4, détermination de taux de réaction particuliers et présentation de traverses radiales du flux et des taux de fission U^{235} et U^{238}* , Document interne EPFL, 2000.
- [ply6] M. PLASCHY, O.P. JONEJA, R. CHAWLA, G. RIMPAULT AND C. DESTOUCHES, *Investigation of local spectral differences between critical and driven subcritical configuration in MUSE4*, Proc. 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [ply7] M. PLASCHY, *Introduction du thorium dans le réflecteur*, Présentation lors du 10^{ème} comité MUSE, 2000.
- [ply8] M. PLASCHY, M. THOMAS, C. DESTOUCHES, G. RIMPAULT, R. CHAWLA, AND F. MELLIER, *Interpretation of foil activation and reaction rate measurements in critical and subcritical MUSE4 configurations*, Proc. International Workshop on P&T and ADS development, Belgium, 2003.
- [rim] G. RIMPAULT, *Cahier des charges pour un programme expérimental MUSE en soutien aux systèmes hybrides à spectres rapides*, Document interne CEA, 1999.
- [rim2] G. RIMPAULT, P. SMITH, R. JACQMIN, F. MALVAGI, J.M. RIEUNIER, D. HONDE, G. BUZZI, P.J. FINCK, *ERANOS : Schéma de calcul de référence et orientation pour le schéma de calcul de projet*, Document interne CEA, 1996.
- [rim3] G. RIMPAULT, *ERANOS : Manuel des méthodes. Le code de cellule ECCO*, Document interne CEA, 1997.
- [rim4] G. RIMPAULT, *Algorithmic features of the ECCO cell code for treating heterogeneous fast reactor subassemblies*, Int. topic meeting on reactor physics and computations, Portland, USA, 1995.

- [rim5] G. RIMPAULT, C. JAMMES, P. RICHARD, J. MURGATROYD, R. SUNDERLAND, B. GIRAUD, B. CARLUEC AND A. MUELLER, *Core instrumentation and reactivity control of the He cooled experimental ADS (XADS)*, Proc. GLOBAL'03, New Orleans, USA, 2003.
- [ros] M. ROSSELET, *Reactivity measurements and their interpretation in systems with large spatial effects*, Thèse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, 1998.
- [rou] J. ROUAULT ET AL., *The CAPRA project : Status and Perspectives*, Nuclear Europe Worldscan, 9-10, 1995.
- [rub] C. RUBBIA ET AL., *An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle-beam accelerator*, Report AT-93-47 (ET), CERN, 1993.
- [rub2] C. RUBBIA ET AL., *Fast neutron incineration in the energy amplifier as alternative to geological storage : The case of Spain*, Report LHC/97-01 (EET), CERN, 1997.
- [rub3] C. RUBBIA ET AL., *A European roadmap for developing accelerator driven systems (ADS) for nuclear waste incineration*, via internet, <http://itumagill.fzk.de/ADS/whatsnew.html>, 2001.
- [rug] J.M. RUGGIERI ET AL., *Cahier des charges fonctionnel de DESCARTES*, Document interne CEA, Cadarache, 2002.
- [rug2] J.M. RUGGIERI, *Méthodes numériques pour la prise en compte d'hétérogénéités locales dans les calculs neutroniques de cœurs de réacteurs*, Thèse de l'université de Provence, France, 1995.
- [rus1] G.J. RUSSEL ET AL., *Shielding concerns at a spallation source*, Proc. 10th Int. Coll. On Advanced Neutron Sources Conf., Tsukuba, Japan, 1990.
- [rus2] G.J. RUSSEL ET AL., *Spallation physics – an overview*, Proc. 11th Int. Coll. On Advanced Neutron Sources Conf., Los Alamos, USA, 1988.
- [sal] M. SALVATORES ET AL., *Neutronics of waste transmutation in nuclear power*, Pro. PHYSOR'96, Mito, Japan, 1996.
- [sal2] M. SALVATORES ET AL., *MUSE1 : A first experiment at MASURCA to validate the physics of sub-critical multiplying systems relevant to ADS*, Proc. 2nd Int. Conf. Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Application, Kalmar, Sweden, 1996.
- [sal3] M. SALVATORES ET AL., *Long-lived radioactive waste transmutation and the role of accelerator driven (hybrdi) systems*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 414, 5-20, 1999.
- [sai] S. SAITO., *Research and development program on accelerator-driven transmutation at JAERI*, Proc. 2nd Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Application, Kalmar, Sweden, 1996.
- [sel] P. SELTBORG, *External source effects and neutronics in accelerator-driven systems*, Licentiate Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 2003.
- [sel2] P. SELTBORG AND R. JACQMIN, *Spallation neutron source effects in a sub-critical system*, Int. Meeting AccApp'01, Salt Lake City, USA, 2001.
- [sel3] P. SELTBORG, J. WALLENIS, K. TUCEK AND W. GUDOWSKI, *Definition and application of proton source efficiency in accelerator driven systems*, NSE, 145-1, 2003.
- [som] R. SOMMER ET AL., *Materials for Spallation Neutron Sources*, Report LA-13097-C, Los Alamos, USA, 1995.
- [sou] R. SOULE ET AL., *Validation of neutronics method applied to the analysis of fast subcritical systems : The MUSE2 experiments*, Proc. GLOBAL'97, Yokohama, 1997.
- [sou2] R. SOULE ET AL., *Experimental validation of the neutronic characteristics of the sub-critical multiplying medium of an ADS : The MUSE Experiments*, International Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Application (ADTT'01), Reno, USA, 2001.

- [sou3] R. SOULE, W. ASSAL AND D. VILLAMARIN, *Geometrical and physical data associated to the MUSE4 reference configuration*, Document interne CEA, 2001.
- [spr] G.D. SPRIGGS, R.D. BUSH AND J.M. CAMPBELL, *Calculation of the delay neutron effectiveness factor using ratios of k-eigenvalues*, Annals of Nuclear Energy, 28, 477-487, 2000.
- [sta] T. STAMMBACH, S. ADAM, W. JOHO, M. OLIVO, U. SCHRYBER ET P. SIGG, *The 0.9MW Proton Beam at PSI and Studies on a 10MW Cyclotron*, Proc. 2nd Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Application, Kalmar, Sweden, 1996.
- [sub] J.C. SUBLET, A. HOGENBIRK, M. PLASCHY ET D. VILLAMARIN, *The JEF-2.2 Pu-239 ENDF Nuclear Data File*, Document NEA, 2001.
- [tac] S. TACZANOWSKI, *Evaluation of accelerator-driven systems for transmutation of nuclear waste*, International Journal of Energy Research, 24, 935-951, 1999.
- [tho] M. THOMAS, *MUSE-4 with a 4x4 central lead fuel zone*, Semi-annual MUSE meeting, Cadarache, France, 2002.
- [tho2] M. THOMAS ET M. PLASCHY, *Normalisation de puissance dans les configurations MUSE4*, Document interne CEA, 2000.
- [thu] J. THUN, *Studies of the nuclear processes of proton capture photon production and spallation neutron emission with advanced experimental techniques*, Acta Universitatis, Uppsala Finland, 1999.
- [tom] J. TOMMASI, *Communication privée*.
- [tsi] A. TSIBOOLIA, Y. KHOMIAKOV, A. KOTCHETKOV ET AL., *Validation of neutron data for Pb and Bi using critical experiments*, Proc. PHYSOR'02, Seoul, Korea, 2002.
- [vil] D. VILLAMARIN, R. SOULE AND E. GONZALEZ, *Benchmark on computer simulation of MASURCA critical and subcritical experiments (MUSE4-BENCHMARK)*, NEA/SEN/NSC/WPPT(2001)5, 2001.
- [vol] J. VOLLAIRE, A. BILLEBAUD, R. BRISSOT, C. LEBRUN AND E. LIATARD, *Calibration and monitoring of the GENEPI neutrons source for the MUSE4 experiment*, ?, 2003.
- [wag] C. WAGEMANS, *The nuclear fission process*, CRC Press, Boca Raton, pp.545-584, 1991.
- [wat] L. WATERS, *MCNPX-2.4 : Monte carlo n-particle transport code system for multiparticle and high energy applications*, LA-CP-02-408, Los Alamos, USA, 2002.
- [wid] H.U. WIDER ET AL., *Severe accident studies in fast accelerator-driven systems*, Proc. 2nd Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Application, Kalmar, Sweden, 1996.
- [wyd] P. WYDLER ET AL., *Closing the fuel cycle : consequence for the long term risk*, Proc. GLOBAL'97, Yokohama, Japan, 1997.
- [wyd2] P. WYDLER ET AL., *Impact of transmutation on the radiotoxicity and long-term risk of the actinide waste*, Proc. PHYSOR'96, Mito, Japan, 1996.
- [you] G. YOUINO, *Etude conceptuelle de réacteurs sous-critiques couplés à un accélérateur de protons*, Thèse, Université de Provence, 1997.
- [zam] V. ZAMMIT-AVERLANT, *Validation intégrale des estimations du paramètre β_{eff} pour les réacteurs MOX et incinérateurs*, Thèse, Université de Provence, 1998.

ANNEXE A :

PROGRAMMES DE RECHERCHE LIES A LA CONCEPTION D'UN SYSTEME ADS

Cette annexe a simplement pour objet de détailler certaines activités de recherche qui sont liées à l'étude des réacteurs de type ADS, afin de fournir des informations complémentaires au paragraphe 2.2. Mentionnons toutefois qu'il ne s'agit pas d'une liste exhaustive. L'évocation de ces différents programmes a simplement pour objectif d'établir une identification des problèmes résiduels en vue du développement de ces systèmes dédiés à la transmutation des déchets nucléaires. De plus, la mention de ces diverses recherches permet de situer dans un cadre plus large les intentions du programme MUSE, sur lequel repose notre recherche.

A.1 ETUDES LIEES AUX ACCELERATEURS ET AU MODULE DE SPALLATION

Si d'un point de vue technique la réalisation d'accélérateurs de 10-100MW semble possible, les efforts de R&D restent importants notamment en ce qui concerne les problèmes de claquage du faisceau, la minimisation du phénomène de "halo" (défocalisation du faisceau), l'optimisation de la structure temporelle du courant (définition de la fréquence idéale de la source pulsée), ou l'accélération des protons à haute énergie avec une grande la flexibilité de l'intensité. Toutefois, le développement de ces accélérateurs intéresse non seulement la physique des systèmes ADS, mais également des sciences comme l'étude des matériaux ou la compréhension des interactions nucléaires, débouchant sur une motivation accrue et une meilleure répartition des coûts.

Dans ce contexte, divers efforts de recherche sont notamment entrepris aux Etats-Unis et au Japon avec notamment le développement de nouveau accélérateurs linéaires. En Europe, la recherche majeure concerne le projet ESS ("European spallation source") [1en], qui comprend la réalisation, pour l'étape finale, d'une source pulsée de 5MW avec des protons d'environ 1.3GeV. De plus diverses études ont lieu dans différents instituts européens. On peut mentionner notamment :

- i. Les expériences VICE ("the vacuum interface compatibility experiment") : Il s'agit d'une activité de recherche menée à Mol en Belgique par le centre SCK/CEN. Son objectif est d'étudier l'impact des interactions du faisceau avec la cible métallique liquide et la structure du tube sur la qualité du vide de l'accélérateur. Ce programme se présente en soutien au projet MYHRRA, qui propose un ADS sans fenêtre d'interface entre le faisceau et la cible.
- ii. Le programmes IPHI (injecteur de protons haute intensité) : L'objectif de ce programme, mené en France par le CEA et le CNRS, est de réaliser un accélérateur de démonstration de 1MW avec des protons de 10MeV, représentatif de l'injecteur nécessaire à la production d'un faisceau de neutrons de haute intensité et de haute énergie. Cet injecteur est composé d'une source d'ions légers à haute intensité (SILHI) capable de délivrer un courant de 100mA de protons de 95keV, d'un quadripôle radiofréquence (RFQ) standard permettant la focalisation du faisceau et amenant les protons à 5MW, et d'une partie accélératrice (DTL) où les protons obtiennent une énergie cinétique de 10MeV. Les 2 premières phases

du programme sont presque finalisées, alors que le 1er faisceau de protons délivré par l'IPHI est prévu pour 2004.

- iii. Le concept TRASCO ("transmutazione scorie") : Il s'agit d'études physiques, liées au développement des technologies nécessaires pour rendre possible l'aventure ADS. Dans ce sens, le programme TRASCO, mené en Italie à partir de 1998, est plus vaste que l'étude des accélérateurs de haute intensité. Cependant son 1er objectif est de définir (après comparaison de différentes options) un concept d'accélérateur linéaire de protons de 1GeV avec un faisceau de 30mA, notamment en se basant sur les caractéristiques de l'injecteur IPHI et en analysant l'utilisation de cavités supraconductrices.
- iv. Le projet ASH (accélérateur supraconducteur pour hybride) : Ce travail représente la partie ultime du programme TRASCO. Cependant, son développement est entrepris au travers d'une collaboration étroite entre l'INFN (Italie) et le CEA (France). Il s'agit d'une étude spécifique sur le développement de cavités supraconductrices, qui a déjà débouché sur la définition d'un design de référence.

Concernant les recherches sur le module de spallation, on peut mentionner les différents programmes suivants :

- i. Le programme MEGAPIE ("megawatt pilot experiment") [gro] : Il résulte d'une initiative lancée par 6 pays européens, ainsi que du centre de recherche JAERI (Japon). L'objectif est de construire une cible de spallation de 1MW en tirant avantage de l'installation existante SINQ (cyclotron) au PSI (Suisse), qui produit des protons de 590MeV. La cible choisie est l'eutectique plomb/bismuth à cause de ses points de fusion (125°C) et d'ébullition (1670°C) très avantageux. Le 1^{er} faisceau de proton, qui doit atteindre la cible depuis en dessous, est prévu pour 2004-2005. Le matériau de structure, dans lequel doit être contenue la cible liquide, devrait être un acier martensitique (type T91), au moins pour la partie inférieure, la partie supérieure pouvant être faite d'acier austénitique, car il est plus facile à souder. Un grand intérêt est soulevé par ce programme, qui fournit une 1^{ère} expérience représentative d'un module de spallation, nécessaire au développement d'un système ADS. De plus, ce projet est souvent présenté comme le complémentaire des expériences MUSE (plus particulièrement MUSE4), qui sont exposées dans le détail au chapitre 3 et sur lesquelles s'appuie cette thèse. En effet, si MEGAPIE étudie le couplage entre l'accélérateur et le module de spallation, MUSE4 analyse l'association entre une source neutronique externe et un massif sous-critique. Une vue de l'installation MEGAPIE est donnée à la figure A.1.
- ii. Les expériences LISOR ("liquid metal-solid metal reactions") : Elles se déroulent au PSI, et leur objectif est d'utiliser le cyclotron Phillips, qui émet des protons de 72MeV, pour irradier et tester des échantillons d'acier au contact de métaux liquides. Dans ce sens, ce projet peut fournir un 1^{er} support au programme MEGAPIE, c'est pourquoi il y a été incorporé.
- iii. Le concept ESS ("European spallation source") [len2] : L'ESS est une source de spallation, dont la construction est envisagée dans un avenir proche en Europe. L'accélérateur doit fournir des protons d'environ 1.3 GeV pour une intensité de 5MW. Différentes études [fil] ont mené à l'utilisation d'une cible mercure. De ce point de vue, cette source de spallation diffère de celle pressentie pour le démonstrateur XADS, où la cible liquide est du

plomb/bismuth. Toutefois, la construction de cette source fournirait un grand retour d'expérience, notamment car il s'agirait de la source la plus intense.

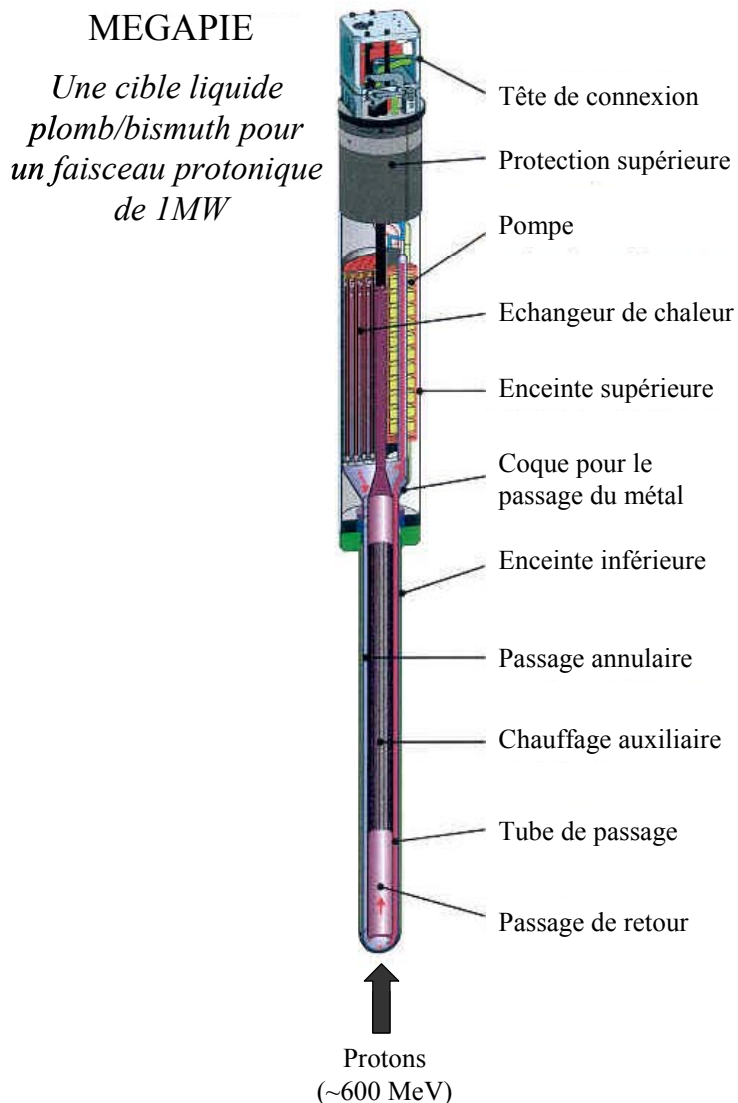


Figure A.1 : Vue schématique du module de spallation du PSI : le projet MEGAPIE

- iv. Les études TECLA ("technologies, materials and thermal-hydraulics for lead alloys") : Ce programme de R&D a été accepté par la communauté européenne au milieu de l'année 2000, et il est actuellement entrepris par 16 organisations de 6 pays différents. L'objectif du projet est d'évaluer l'utilisation d'alliage à base de plomb, d'une part, en tant que cible de spallation, et d'autre part, en tant que caloporteur, ce qui implique des études aussi bien sur des problèmes de corrosion que des considérations thermohydrauliques.
- v. Le laboratoire KALLA ("Karlsruhe lead laboratory") : Différentes activités sont liées à ce laboratoire situé en Allemagne, comme dans un 1^{er} temps l'analyse poussée du plomb/bismuth à l'état stagnant. Cependant pour bien quantifier les phénomènes de corrosion, une installation, nommée CORRIDA ("corrosion in dynamic lead alloy"), vient

d'être réalisée. Une année d'expérience est nécessaire afin de mettre en évidence des attaques de corrosion.

- vi. L'installation LECOR ("lead corrosion loop") : Ce système expérimental est installé au centre ENEA de Brasimone (Italie). Il est opérationnel depuis 2000, et son principal objectif est d'étudier les phénomènes de corrosion, qui affectent les aciers et les matériaux de structure, dans des conditions très diverses (température, rapidité de circulation du métal liquide, concentration d'oxygène).
- vii. Le circuit CIRCE ("circuito eutettico") : Il correspond à l'installation la plus importante pour fournir des données expérimentales concernant la thermohydraulique du plomb/bismuth et est situé en Italie (idem LECOR). Le dimensionnement du système est représentatif des besoins liés au démonstrateur ADS. Les premières mesures ont débuté récemment, elles ont notamment pour but d'étudier la circulation de la cible liquide, d'effectuer des tests de corrosion et de mettre au point des méthodes de purification (filtrage).
- viii. Le projet SPIRE ("spallation and irradiation effects") : Il s'agit d'un programme qui regroupe 10 organisations européennes, et dont l'action consiste à étudier les aciers martensitiques soumis à des spectres neutroniques et protoniques. Pour résister à ces irradiations les aciers martensitiques à haute teneur en Cr ont été premièrement retenus. Il est à noter que ces analyses sont intéressantes aussi bien dans le cadre du projet XADS, que du projet ITER.

A.2 ETUDES LIEES AUX COMBUSTIBLES INNOVANTS ET AU COUPLAGE

En vue du développement des ADSs, il est également nécessaire d'améliorer les connaissances sur l'élaboration de combustibles innovants à forte teneur en AMs. Dans ce contexte, plusieurs programmes de recherche européens d'intérêt sont à mentionner :

- i. Le programme EFTTRA ("experimental feasibility of targets for transmutation") : Il regroupe plusieurs organisations européennes (Allemagne, Hollande et France) et a été formé depuis 1992. Son objectif est de tester l'irradiation de certains PFs à vie longue (Tc^{99} et I^{129}), ainsi que de l'américium.
- ii. Le projet CONFIRM ("collaboration on oxide & nitride fuel irradiation & modelling") : Il a été accepté par la commission européenne en 2000 et doit durer 4 ans. Son objectif est d'analyser des combustibles nitrures sans uranium. Dans ce contexte, des problèmes comme la mauvaise stabilité chimique des nitrures ou la production de C^{14} seront traités.
- iii. La recherche FUTURE ("fuel for transmutation of transuranium elements") : Egalement soutenue par la commission européenne, elle consiste à étudier des oxydes avec actinides de type $(Pu, Am)O_2$, $(Th, Pu, Am)O_2$ et $(Pu, Am, Zr)O_2$ dilué dans une matrice inerte.

D'autres programmes se focalisent sur l'étude du couplage entre une source externe de neutrons, et un milieu sous-critique. Un des objectifs est de définir un schéma de calcul de projet pour la réalisation d'un démonstrateur ADS.

- i. Le programme MUSE, qui donne l'encadrement du travail actuel : Il a débuté en France sur l'installation MASURCA en 1995. Dès 2001, le programme est entré dans sa 4^{ème} phase (collaboration européenne), dans laquelle un accélérateur de deutons a été introduit.

Celui-ci permet l'émission de neutrons dans le milieu sous-critique au travers des réactions de fusion $D(d,n)He^3$ et $T(d,n)He^4$ selon la cible choisie. Le milieu sous-critique est composé d'un caloporteur sodium, alors qu'une zone diffusante en plomb entoure l'accélérateur, le combustible étant du MOX. Dans ces conditions, les puissances résultantes sont au maximum de l'ordre de la centaine de watts. Ce système hybride correspond à la première installation d'envergure permettant l'acquisition de données expérimentales représentatives d'un réacteur ADS, utilisées pour la validation des outils de calcul. En particulier, les perturbations liées aux nouvelles hétérogénéités du cœur (accélérateur, zone de plomb) et à la présence de la source externe ont pu être quantifiées. A noter que la phase 4 du programme MUSE a aussi permis de tester différentes techniques de mesures dynamiques dans le but de déterminer le niveau de sous-criticité. Enfin, pour les phases suivantes, il est envisagé d'introduire des zones plus importantes de plomb ou de remplacer le sodium par du gaz (He).

- ii. Le projet TRADE ("TRIGA accelerator driven experiment") : Il est envisagé de coupler le réacteur TRIGA ("training research isotope general atomic immersed test reactor") thermique de 1MW situé en Italie avec un cyclotron émettant un courant de protons d'environ 1 à 2 mA. Le combustible est de l'uranium enrichi, le modérateur de l'eau et la cible de spallation du tungstène. Ainsi, en choisissant un k_{eff} d'environ 0.97, il est possible d'obtenir une puissance d'environ plusieurs centaines de kW, ce qui constituerait une étape intermédiaire fondamentale avant la réalisation du démonstrateur XADS. Les objectifs mentionnés sont notamment l'étude de l'arrêt et de la mise en fonctionnement de l'installation, l'analyse de la corrélation entre le courant de proton et la puissance du réacteur et la validation expérimentale du comportement dynamique du cœur. Il est en particulier attendu une mesure dynamique de la réactivité à l'aide de signaux appropriés de l'accélérateur. Si l'effort de développement du projet est maintenu, il est envisageable d'entrevoir des premiers résultats expérimentaux vers 2006.
- iii. Le projet MYRRHA [abd] : Il est développé en Belgique (SCK/CEN) et est basé sur le couplage entre un cyclotron avec une cible liquide plomb/bismuth (option sans fenêtre) et un milieu sous-critique à spectre rapide. En tant que système ADS de puissance, ce vaste projet est conceptuellement le plus développé. Le système MYRRHA est composé d'un combustible MOX, avec un caloporteur liquide plomb/bismuth. Il est prévu que le faisceau de 5mA (protons de 350 MeV) atteigne la cible depuis le dessus. L'option sans fenêtre a été retenue pour éviter qu'une fraction d'énergie soit perdue et pour éviter des soucis d'usure de la fenêtre. En fonctionnement normal, une puissance entre 20 et 30 MW est attendue pour un k_{eff} d'environ 0.95. A noter qu'il est aussi envisagé d'introduire des assemblages modérés en périphérie. A la différence des projets MUSE et TRIGA, MYRRHA serait entièrement à construire. De ce point de vue, il devrait formuler, auprès des autorités de sûreté, la première demande de licence de fonctionnement d'un réacteur ADS. L'engagement concret du projet doit être effectif dans quelques années.

Toutefois, le développement des moyens numériques pour la définition et la caractérisation du futur démonstrateur nécessite également l'amélioration des sections efficaces spécifiques, correspondant aux matériaux innovant utilisés dans ces systèmes. C'est pourquoi deux projets adaptés ont vu le jour :

- i. Le projet N_TOF ("neutron time of flight") [gon] : Cette recherche, menée au travers d'une large collaboration européenne, est basée sur l'utilisation de l'accélérateur de protons de type synchrotron du CERN (20GeV), qui par spallation sur une cible de plomb, émet des neutrons. Ces neutrons sont conduits dans une zone expérimentale via un guide de 200m de long. Là, ils vont interagir avec le matériau souhaité et la détermination des particules secondaires émises permet l'identification de la réaction. L'énergie des neutrons incidents est déterminée par la mesure de leur temps de vol sur une distance de 185m, cela permet d'obtenir une haute précision (de l'ordre de 100eV pour des neutrons de 1MeV). Cette installation permet d'obtenir environ $7.0E+12$ protons par impulsion d'une durée de 5ns. Toutes ces caractéristiques font de N_TOF un système important pour la détermination de sections efficaces entre 1keV et plusieurs MeV. Le programme de mesure qui a déjà été bien engagé doit permettre l'amélioration des données nucléaires principalement relatives aux éléments suivants : Np²³⁷, Pu²³⁹, Am²⁴¹, Am²⁴³, Cm²⁴⁴, Cm²⁴⁵, Th²³², U²³³, U²³⁴, U²³⁵, U²³⁶ et U²³⁸ pour les sections efficaces de fission; Sm¹⁵¹, I¹²⁹, Tc⁹⁹, Se⁷⁹, Pb²⁰⁶, Pb²⁰⁷, Pb²⁰⁸, Bi²⁰⁹, Th²³², Pa²⁴¹, U²³³, U²³⁴, U²³⁶, Np²³⁷, Pu²⁴⁰, Pu²⁴¹, Am²⁴¹, Am²⁴³, Cm²⁴⁵ et Pu²³⁸ pour les sections efficaces de capture; Np²³⁷, I¹²⁹, Pu²³⁹ et Pu²⁴⁰ pour les sections efficaces totales; et enfin Np²³⁷, Th²³², Pa²⁴¹, Pu²³⁹, Pu²⁴¹, Am²⁴¹, Am²⁴³, U²³³ et Pb²⁰⁷ pour les sections efficaces liées aux réactions (n,xn). On constate que l'objectif est avant tout la connaissance des matériaux liés à la transmutation, au développement des ADSs et au cycle du thorium. L'ensemble des résultats devrait être accessible pour les années 2004-2005.
- ii. Le programme HINDAS ("high and intermediate energy nuclear data for ADS") [kon] : Engagé par 16 instituts différents, ce projet HINDAS est essentiel pour le développement de données nucléaires spécifiques aux ADSs à des hautes énergies (>20MeV), là où presque aucune valeur n'existe. Plus précisément, l'objectif général est la compréhension et la modélisation des réactions nucléaires dans une gamme d'énergie allant de 20 à 2'000MeV, comme par exemple les réactions (p,xn) ou (n,xn). Ainsi, il est question de développer une méthodologie théorique et numérique, pour la reconstruction des sections efficaces de multiples isotopes, basée sur des mesures effectuées sur des noyaux représentatifs. Dans ce contexte, le fer, le plomb et l'uranium ont été choisis. Bien sûr, d'importants efforts seront menés pour valider ces nouvelles données par des travaux de "benchmarking" et en itérant avec les scientifiques qui interprètent les différentes expériences intégrales.

A.3 REMARQUE SUR L'INTERET INTERNATIONAL LIE AUX ADSS

L'intérêt suscité par la transmutation et les réacteurs ADSs ne se manifeste pas seulement en Europe occidentale avec la mise en place des projets MYRRHA ou XADS-XADT (qui est devenu largement international), mais aussi aux Etats-Unis, en Asie (Japon, Corée, Chine) et en Europe de l'est (Russie, Tchéquie). En 1999, une étude sur le développement des technologies liées aux ADSs a été présentée devant le congrès américain. Cela a débouché sur une aide financière concrète de l'étude des systèmes hybrides dans le cadre du programme AAA ("advanced accelerator applications"), dans lequel on retrouve donc le projet ATW ("accelerator transmutation of waste") et aussi le projet APT ("accelerator production of tritium"). Ce programme ATW est très complet et propose de nombreux points de collaboration avec les recherches européennes, comme par exemple dans le cadre du

développement de sources de spallation de plus d'un 1MW (interaction avec l'ORNL : "Oak Ridge National Laboratory"). Au Japon, beaucoup d'efforts de recherche sont menés depuis quelques années notamment dans le cadre de l'avancement des procédés de séparation isotopique et de la transmutation de par l'important programme OMEGA. Il est aussi question de proposer un concept complet de démonstrateur ADS [sai]. En Russie, la grande expérience acquise depuis plus de 40 ans sur l'utilisation d'un caloporteur plomb/bismuth pourrait être de premier intérêt si ce caloporteur devient la référence dans les ADSs. De plus, certaines recherches sont clairement orientées pour l'étude des systèmes hybrides, comme par exemple le projet SAD ("sub-critical assembly in combinaison with the proton accelerator in Dubna").

ANNEXE B :

COMPOSITION ET METHODES DE CALCUL DU FORMULAIRE DETERMINISTE ERANOS

Cette annexe a pour objectif de rappeler les méthodes de calcul qui sont liées soit au code cellule ECCO soit aux codes cœurs (ou spatiaux) TGV-VARIANT et BISTRO. De plus, les potentialités du formulaire en terme de calcul de perturbations sont aussi mentionnées.

B.1 LE CODE CELLULE ECCO

Le code ECCO [rim3, rim4, ali] permet l'obtention de sections efficaces multigroupes autoprotégées moyennées pour des cellules décrites de manière homogène ou hétérogène. Ces sections efficaces sont ensuite utilisées par les codes spatiaux pour obtenir les caractéristiques neutroniques voulues du système.

B.1.1 LA METHODE DES SOUS-GROUPES

La détermination de sections efficaces moyennées est obtenue à l'aide d'une pondération par le flux, qui influence la valeur des sections efficaces multigroupes de part le phénomène d'autoprotection. Ce flux est toutefois la grandeur à déterminer avant d'effectuer la pondération pour l'obtention des sections efficaces, qui reste l'objectif de ce module de calcul ECCO. Ce calcul se fait par itération en utilisant la méthode des sous-groupes.

La méthode des sous-groupes est basée sur le changement de variable suivant (passage d'une intégrale de Riemann à une intégrale de Lebesgue équivalente) :

$$\Sigma_g = \frac{\int_{E_{inf}}^{E_{sup}} \Sigma(E)\Phi(E)dE}{\int_{E_{inf}}^{E_{sup}} \Phi(E)dE} \Rightarrow \Sigma_g = \frac{\int_{\Sigma_{t,inf}}^{\Sigma_{t,sup}} \Sigma(\Sigma_t)p(\Sigma_t)\Phi(\Sigma_t)d\Sigma_t}{\int_{\Sigma_{t,inf}}^{\Sigma_{t,sup}} p(\Sigma_t)\Phi(\Sigma_t)d\Sigma_t} \quad (B.1)$$

où $p(\Sigma_t)$ est la distribution de probabilité de Σ_t dans l'intervalle $[E_{inf}, E_{sup}]$.

Dès lors pour le calcul de cette intégrale, on effectue une discrétisation sur l'intervalle $[\Sigma_{t,inf}, \Sigma_{t,sup}]$, comme suit :

$$\Sigma_g \cong \frac{\sum_{k=1}^n \Sigma_k p_k \Phi(\Sigma_{t,k})}{\sum_{k=1}^n p_k \Phi(\Sigma_{t,k})} \quad (B.2)$$

Cette discrétisation montre une approximation similaire à celle que l'on obtiendrait si l'on subdivisait g en m groupes ultrafins, d'où l'appellation de méthode des sous-groupes. Toutefois, la méthode des

sous-groupes, qui consiste en un regroupement des sections efficaces par paliers de valeurs, induit une perte d'information sur la position des résonances dans le groupe.

De plus, dans le cas où la largeur des groupes est faible devant la perte d'énergie par chocs, la probabilité pour qu'un neutron subisse deux chocs dans un groupe est négligeable. ECCO permet l'utilisation d'une librairie à 1968 groupes d'énergie, qui nous place dans les conditions précitées. Dès lors, on peut faire l'hypothèse que la densité des sources dans le groupe est constante, ce qui découle, d'une part, de la connaissance du flux à une constante près, et, d'autre part, de la simplification de l'équation de Boltzmann. Le flux présente alors des variations en exacte opposition avec celles de la section efficace totale dans le groupe. On parle dans ce cas d'approximation des résonances étroites.

B.1.2 LE TRAITEMENT DE L'AUTOPROTECTION

La méthode des sous-groupes a besoin d'une fonction de pondération $\Phi(\Sigma_{t,k})$, comme le montre l'équation (B.2). Cette fonction dépend des approximations géométriques utilisées et de l'ordre de la section efficace considérée (dans le cas d'une décomposition angulaire des sections efficaces de diffusion anisotrope sur la base des polynômes de Legendre).

L'expression de cette fonction pour un milieu homogène infini et pour un flux spatialement distribué selon le mode fondamental s'obtient selon la démarche suivante. Dans le formalisme ECCO, le calcul de l'autoprotection en mode fondamental s'appuie sur la forme intégral-différentielle de l'équation de Boltzmann :

$$\begin{aligned} \text{div}(\vec{\Omega} \cdot \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})) + \Sigma_t^g \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \\ \sum_{g'} \int_{4\pi} \left[\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') + \frac{\chi^g \nu^g}{4\pi} \Sigma_f^{g'}(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') \right] \phi^{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' + S_{ext}^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

En intégrant sur les directions, on obtient l'équation qui exprime le bilan dans un élément de volume :

$$\text{div}(\vec{J}^g(\vec{r})) + \Sigma_t^g \phi^g(\vec{r}) = \sum_{g'} [\Sigma_s^{g' \rightarrow g} + \chi^g \nu^g \Sigma_f^{g'}] \phi^{g'}(\vec{r}) + S_{ext}^g(\vec{r}) \doteq S_t^g(\vec{r}) \quad (\text{B.4})$$

Dès lors, il est possible d'obtenir l'expression du flux de pondération, en utilisant la relation de Fick, en discrétisant sur les groupes d'énergie et en supposant que la densité de source est constante dans le groupe [ali] :

$$\phi^{g,k} = S_t^g \frac{P_k}{\Sigma_t^{g,k} + D^{g,k} B^2} \quad (\text{B.5})$$

avec $D^{g,k} B^2$ qui détermine le terme de fuite.

Les sections efficaces autoprotégées d'un élément résonnant dans le groupe g sont pondérées sur ce flux et sont alors données par la relation :

$$\tilde{\sigma}_{re,eff}^g = \frac{\sum_k \phi^{g,k} \sigma_{re}^{g,k}}{\sum_k \phi^{g,k}} = \frac{\sum_k \frac{P_k}{\Sigma_t^{g,k} + D^{g,k} B^2} \sigma_{re}^{g,k}}{\sum_k \frac{P_k}{\Sigma_t^{g,k} + D^{g,k} B^2}} \quad (\text{B.6})$$

En général, le faible terme de fuite n'influe que peu sur l'autoprotection, on obtient alors :

$$\tilde{\sigma}_{re,eff}^g = \frac{\sum_k \frac{P_k}{\Sigma_t^{g,k}} \sigma_{re}^{g,k}}{\sum_k \frac{P_k}{\Sigma_t^{g,k}}} \quad (B.7)$$

L'expression ci-dessus fournit la méthode de pondération des sections efficaces par le flux fondamental (section efficace d'ordre 0).

Pour l'obtention de sections d'ordre 1, la pondération est réalisée non pas par le flux mais par le courant. Elle conduit à l'expression suivante :

$$\tilde{\sigma}_{re,eff,1}^g = \frac{\sum_k \frac{P_k}{(\Sigma_t^{g,k})^2} \sigma_{re}^{g,k}}{\sum_k \frac{P_k}{(\Sigma_t^{g,k})^2}} \quad (B.8)$$

Enfin, pour des ordres supérieurs notés l , on utilise une pondération par le flux en polynôme de Legendre d'ordre l . Cela conduit à l'expression :

$$\tilde{\sigma}_{re,eff,l}^g = \frac{\sum_k \frac{P_k}{(\Sigma_t^{g,k})^{l+1}} \sigma_{re}^{g,k}}{\sum_k \frac{P_k}{(\Sigma_t^{g,k})^{l+1}}} \quad (B.9)$$

Voyons à présent la logique de calcul de l'autoprotection résonnante dans les cellules hétérogènes. Une section efficace autoprotégée dans le groupe g et dans la région j d'une cellule est définie par la relation :

$$\sigma_j^g = \frac{\int_{E_{inf}}^{E_{sup}} \sigma(E) \phi_j(E) dE}{\int_{E_{inf}}^{E_{sup}} \phi_j(E) dE} \quad (B.10)$$

où $\phi_j(E)$ représente le flux moyen dans la région j à l'énergie E .

Le flux en milieu hétérogène infini est accessible comme solution de l'équation intégrale du transport sous sa forme discrétisé en utilisant les probabilités de collision. En supposant que le choc est isotrope et que la cellule comporte n régions, on obtient :

$$\phi_j(E) = \sum_{i=1}^n S_i(E) p_{ji}(E) \quad (B.11)$$

avec :

$$S_i(E) = \int_0^{\infty} \Sigma_i(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' \quad (B.12)$$

$S_i(E)$ est la densité d'arrivée moyenne dans la région i et à l'énergie E par ralentissement et fission, $\Sigma_i(E' \rightarrow E)$ est la section efficace de transfert de l'énergie E' à E par ralentissement et fission, et $p_{ji}(E)$ est la probabilité réduite de collision dans la région i des neutrons nés dans la région j . Elle est définie par :

$$p_{ji}(E) = \frac{P_{ji}(E)}{\Sigma_{t,i}(E)} \quad (\text{B.13})$$

$P_{ij}(E)$ est la probabilité de collision normale et $\Sigma_{t,i}(E)$ est la section efficace macroscopique totale de la région i . Ainsi, le flux moyen dans le groupe g s'écrit :

$$\int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} \phi_j(E) dE = \sum_{i=1}^n \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} S_i(E) p_{ji}(E) dE \quad (\text{B.14})$$

En utilisant, d'une part, l'hypothèse où les résonances sont statistiquement distribuées dans le groupe, et d'autre part, en considérant la source constante dans le groupe, on peut remplacer la source $S_i(E)$ par sa valeur moyenne S_i^g dans le groupe g . La formule pour la détermination de la section efficace autoprotégée, qui en découle, est la suivante :

$$\sigma_j^g = \frac{\sum_{i=1}^n S_i^g \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} \sigma(E) p_{ji}(E) dE}{\sum_{i=1}^n S_i^g \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} p_{ji}(E) dE} \quad (\text{B.15})$$

Dès lors, cette section pondérée peut être obtenue en appliquant la méthode des sous-groupes au calcul de la probabilité de collision (expression dépendante de $\Sigma_i^{g,k}$ pour les p_{ji}) [rim3].

B.1.3 LA DETERMINATION DU FLUX FIN

Afin de bien prendre en compte le phénomène de ralentissement, il est important que le flux soit calculé dans un découpage très fin, afin de vérifier l'hypothèse selon laquelle la distribution énergétique du flux dans le groupe ne présente pas une forte dissymétrie. Ce flux découle de l'équation de Boltzmann sous sa forme suivante :

$$\nabla \vec{\Omega} \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_i^g \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = S^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (\text{B.16})$$

avec $S^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ le terme de source totale du groupe g .

En utilisant l'hypothèse du mode fondamental on obtient :

$$iB \cdot \vec{\Omega} \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_i^g \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = S^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (\text{B.17})$$

A présent, la variable angulaire est décomposée sur la base des polynômes de Legendre :

$$iB\mu\phi_l^g P_l(\mu) + \Sigma_t^g \phi_l^g P_l(\mu) = S_l^g(\mu) P_l(\mu) \quad (\text{B.18})$$

Le développement n'est pas mentionné, mais à l'aide de la relation de récurrence des polynômes de Legendre, il est possible d'établir deux équations respectivement pour $l=0$ et $l=1$ (on suppose que $\phi_2 = 0$) permettant de déduire le flux en mode fondamental (ϕ_0^g) et le courant (ϕ_1^g):

$$l = 0 \Rightarrow iB\phi_1^g + \Sigma_t^g \phi_0^g = S_0^g \quad (\text{B.19})$$

$$l = 1 \Rightarrow \frac{1}{3}iB\phi_0^g + \Sigma_t^g \phi_1^g = S_1^g \quad (\text{B.20})$$

Dans l'approximation P1 consistant, le terme de source d'ordre 1 ne subit aucune simplification. Par contre, dans l'approximation P1 inconsistant on suppose que les arrivées dans un groupe par transfert anisotrope s'équilibrent avec les départs anisotropes du même groupe. Dans ces conditions, il découle une modification de l'équation (B.20) :

$$l = 1 \Rightarrow \frac{1}{3}iB\phi_0^g + (\Sigma_t^g - \Sigma_{s,1}^g)\phi_1^g = S_1^g \quad (\text{B.21})$$

Généralement on définit une section efficace de transport $\Sigma_{tr}^g = \Sigma_t^g - \Sigma_{s,1}^g$ et on néglige la contribution anisotrope de la source externe.

En milieu hétérogène, la résolution des équations du transport par ECCO repose sur la forme intégrale de l'équation de Boltzmann avec l'utilisation des probabilités de collision [rimp3].

B.2 LES CODES CŒUR (OU SPATIAUX) BISTRO ET TGV-VARIANT

A partir des sections efficaces multigroupes autoprotégées résultant du code ECCO, un calcul cœur va pouvoir être entrepris. Dans le cadre du formulaire ERANOS, ce calcul, que l'on appelle aussi spatial, fait intervenir soit la méthode variationnelle nodale du module TGV-VARIANT [rug2, pal2], soit la méthode de transport S_N du module BISTRO [pal3, gho]. Il doit permettre d'obtenir les caractéristiques neutroniques à l'échelle du réacteur, comme le facteur de multiplication effectif, k_{eff} , ou le flux en tout point du système modélisé.

Dans les deux cas, ces codes déterministes utilisent les itérations de fissions, dites externes, pour la résolution des problèmes. Cette méthode transforme le problème initial multigroupe en une séquence de problèmes de transport à un seul groupe d'énergie avec un terme source, composé des neutrons de fissions, des neutrons émis par une source externe éventuelle et des neutrons provenant d'autres groupes à cause d'une modification de leur énergie suite à un choc. Ainsi, il est avantageux de présenter les méthodes de résolution dans un cas monoénergétique. En intégrant, on obtient l'équation du transport sous la forme :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) - \int \Sigma f(\vec{r}, (\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)) \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' dE' = S(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (\text{B.22})$$

Supposons à présent que les sections efficaces ne sont dépendantes que de la position \vec{r} , et utilisons le fait que la distribution angulaire des neutrons résultant d'une collision doit être indépendante de l'énergie E' du neutron avant collision. On peut alors écrire :

$$\int \Sigma f(\vec{r}, (\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)) dE = c(\vec{r}) f(\vec{r}(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})) \quad (\text{B.23})$$

avec $c(\vec{r})$ le nombre moyen de neutrons émis par collision au point \vec{r} et $f(\vec{r}, (\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}))$ la distribution angulaire des neutrons résultants normalisée telle que :

$$\int f(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) d\vec{\Omega}' = 1 \quad (\text{B.24})$$

Sur la base de l'équation du transport monoénergétique (B.22) et des hypothèses ci-dessus, une meilleure description des deux méthodes de résolution utilisées dans cette recherche est donnée.

B.2.1 LE CODE BISTRO

Le code BISTRO (bidimensionnel \underline{S}_N transport code optimisé) est une méthode de résolution de l'équation de Boltzmann bidimensionnel aux différences finies, qui permet l'obtention de résultats en option diffusion ou transport. Dans notre cas, c'est le mode bidimensionnel R-Z qui a été employé, mais il est aussi possible d'utiliser la méthode pour une géométrie X-Y. Globalement, la routine S_N permet une discrétisation de l'équation du transport en définissant un jeu de directions discrètes, alors que l'anisotropie des diffusions est prise en compte en décomposant les sections efficaces de transfert en une série finie de polynômes de Legendre (approximation P_N).

Le mode d'approximation P_N est développé, ci-après, dans le cas d'une géométrie X-Y à un seul groupe d'énergie. De plus, on fait l'hypothèse que la diffusion n'est tributaire que du cosinus de l'angle entre la direction du neutron avant choc, $\vec{\Omega}'$, et après choc, $\vec{\Omega}$, en d'autres termes l'interaction ne dépend que de $\mu_0 = \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}'$. Le flux peut alors s'exprimer en fonction de la coordonnée spatiale, x , et de la direction du cosinus, μ , relative à l'axe x ($\mu = \vec{\Omega} \cdot \hat{x}$, où \hat{x} est le vecteur unité dans la direction x). Sous ces conditions l'équation du transport (B.22) devient :

$$\mu \frac{\partial \phi_s(x, \mu)}{\partial x} + \Sigma(x) \phi_s(x, \mu) = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int \Sigma_s(x, \mu_0) \phi_s(x, \mu') d\vec{\mu}' + S(x, \mu) \quad (\text{B.25})$$

avec φ' l'angle azimutal de la direction $\vec{\Omega}'$, et où l'on a introduit la fonction de diffusion :

$$\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') = \Sigma(\vec{r}) c(\vec{r}) f(\vec{r}(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})) \quad (\text{B.26})$$

Le développement de la fonction de diffusion, du flux angulaire et de la source sur la base des polynômes de Legendre modifie l'équation du transport. Ces développements s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned} \Sigma_s(x, \mu_0) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \Sigma_{s,l}(x) P_l(\mu_0) \\ \phi_s(x, \mu) &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \phi_{s,m}(x) P_m(\mu) \\ S(x, \mu) &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} S_m(x) P_m(\mu) \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

où les polynômes de Legendre sont donnés par les relations suivantes :

$$P_0(x) = 1$$

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n \quad n = 1, 2, \dots \quad (\text{B.28})$$

Ces polynômes, qui vérifient les principes d'orthogonalité, ont l'avantage de satisfaire les relations de récurrence, données ci-après :

$$xP_n(x) = \frac{1}{2n+1} [(n+1)P_{n+1}(x) + nP_{n-1}(x)]$$

$$(x^2 - 1) \frac{dP_n}{dx} = n(xP_n - P_{n-1}) \quad (\text{B.29})$$

Ces formules de récurrence permettent la détermination du flux par un système itératif à condition d'imposer une limite à l'indice de sommation aux séries (B.27). Cela est fait comme suit :

$$\frac{d\phi_{s,N+1}(x)}{dx} = 0 \quad (\text{B.30})$$

Ainsi, on aura $N+1$ équations en $N+1$ inconnues, qui correspondent à l'approximation P_N pour l'équation du transport à un seul groupe d'énergie. Suivant la valeur de N on parle, de différentes approximations, comme par exemple l'approximation P_1 .

La méthode S_N permet la discrétisation de la variable μ et la résolution de l'équation du transport. En plus de l'hypothèse (B.23), on se place dans le cas où la diffusion et la source externe sont isotropes. L'équation monoénergétique du transport devient :

$$\mu \frac{\partial \phi_s(x, \mu)}{\partial x} + \Sigma(x) \phi_s(x, \mu) = \frac{c(x)\Sigma(x)}{2} \int_{-1}^1 \phi_s(x, \mu') d\bar{\mu}' + S(x, \mu) \quad (\text{B.31})$$

Dès lors cette dernière équation est considérée pour un jeu de directions discrètes $\{\mu_i\}$.

De plus, si l'intégrale est évaluée par une formule de quadrature numérique (où les ω_i sont les poids de la quadrature) :

$$\int_{-1}^1 \phi_s(x, \mu') d\bar{\mu}' \approx \sum_{i=1}^N \omega_i \phi_s(x, \mu_i) \quad (\text{B.32})$$

On obtient un jeu d'équations différentielles du premier ordre couplées, équivalent à l'équation (B.31) :

$$\mu_j \frac{\partial \phi_s(x, \mu_j)}{\partial x} + \Sigma(x) \phi_s(x, \mu_j) = \frac{c(x)\Sigma(x)}{2} \sum_{i=1}^N \omega_i \phi_s(x, \mu_i) + S(x, \mu_j) \quad j = 1, 2, \dots \quad (\text{B.33})$$

Ce système de N équations différentielles couplées peut-être résolu après avoir défini les conditions aux limites et le type de problème. Certains critères sont aussi liés au choix des directions $\{\mu_i\}$ et des poids de la quadrature $\{\omega_i\}$, mais ne sont pas développés ici (par exemple : choix symétrique des directions).

B.2.2 LE CODE TGV-VARIANT

L'objectif du module TGV-VARIANT est à nouveau de résoudre l'équation du transport (B.22). Par simplicité, nous choisissons ici le cas où la source et la diffusion sont isotropes, c'est à dire $\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') = \Sigma_s(\vec{r})$ et $S(\vec{r}, \vec{\Omega}) = S(\vec{r})$. L'équation devient alors :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}) \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Sigma_s(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) + S(\vec{r}) \quad (\text{B.34})$$

où $\Phi(\vec{r})$ est le flux scalaire.

Cette équation (B.34) est résolue à l'aide de la méthode variationnelle nodale. Pour ce faire le flux à un groupe est décomposé en sa contribution paire et impaire :

$$\begin{aligned} \phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= \phi_s^+(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \phi_s^-(\vec{r}, \vec{\Omega}) \\ \phi_s^\pm(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= \frac{1}{2} [\phi_s(\vec{r}, \vec{\Omega}) \pm \phi_s(\vec{r}, -\vec{\Omega})] \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

La parité des flux pair et impair nous permet de déterminer le flux scalaire seulement en fonction du flux pair :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \phi_s^+(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} \quad (\text{B.36})$$

Selon cette décomposition, et après quelques développements analytiques on obtient l'équation pour le flux pair suivante :

$$-\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{\Sigma(\vec{r})} \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_s^+(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}) \phi_s^+(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Sigma_s(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) + S(\vec{r}) \quad (\text{B.37})$$

Après la résolution de cette dernière équation le flux impair est obtenu directement par la relation :

$$\phi_s^-(\vec{r}, \vec{\Omega}) = -\frac{1}{\Sigma(\vec{r})} \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_s^+(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (\text{B.38})$$

Le problème de la détermination du flux pair est ramener à l'étude d'une fonctionnelle, sur laquelle on impose une condition de stationnarité par rapport aux variations de ϕ_s^+ et de ϕ_s^- . Cette fonctionnelle est définie comme suit :

$$F[\phi_s^+, \phi_s^-] = \sum_{\text{noeud}} F_{\text{noeud}}[\phi_s^+, \phi_s^-] \quad (\text{B.39})$$

avec :

$$\begin{aligned} F_{\text{noeud}}[\phi_s^+, \phi_s^-] &= \\ 2 \int_{\gamma} (\vec{n}_\gamma, \vec{\Omega}) \phi_s^+ \phi_s^- d\vec{\Omega} d\Gamma &+ \int_{\text{noeud}} \left\{ \int \left[\Sigma^{-1} (\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_s^+)^2 + \Sigma \phi_s^{+2} \right] d\vec{\Omega} - \frac{\Sigma_s \Phi^2}{\int d\vec{\Omega}} + \frac{2\Phi S}{\int d\vec{\Omega}} \right\} dV \end{aligned} \quad (\text{B.40})$$

où γ est la surface du nœud, et n_γ est la normale sortante de cette surface.

On suppose que le réacteur est divisé en nœuds (sous-régions), de façon que la solution puisse être approchée dans chaque nœud comme une combinaison linéaire d'une base orthogonale de fonctions choisies.

Plus concrètement, l'approximation spatiale est obtenue par une expansion en polynômes de Legendre et l'approximation angulaire est construite par des harmoniques sphériques. A noter que l'expansion angulaire du flux pair à l'ordre le plus bas (0) correspond à l'approximation de la diffusion.

B.3 LES CALCULS DE PERTURBATIONS

La théorie des perturbations, applicable par le formulaire ERANOS, présente un large éventail de possibilités pour la physique des réacteurs [hon]. En effet, son utilisation permet notamment d'identifier les phénomènes qui perturbent l'état stationnaire du système. De plus, cette analyse de sensibilité fournit des relations entre certains paramètres intégraux (k_{eff} , puissance, indice de spectre, coefficients de réactivité...) et les données nucléaires de base (sections efficaces, densités, géométrie,...), pouvant conduire parfois à des ajustements de sections efficaces.

B.3.1 LES COEFFICIENTS DE SENSIBILITE

En général, l'idée simple qui est à la base des analyses de sensibilité est la recherche d'une expression du type :

$$\Delta I = \sum_i \frac{\partial I}{\partial P_i} \Delta P_i \quad (\text{B.41})$$

avec P le paramètre de base et I la grandeur intégrale.

Dès lors, on appelle coefficient de sensibilité, S_i de la grandeur intégrale I au paramètre P_i , l'expression suivante :

$$S_i = \frac{\Delta I}{I} \bigg/ \frac{\Delta P_i}{P_i} \quad (\text{B.42})$$

La théorie des perturbations permet de calculer de façon simple et efficace les coefficients de sensibilité. En particulier, si l'on utilise l'approximation du premier ordre, ces coefficients sont indépendants de la perturbation. De plus, ils permettent de relier une variation quelconque ΔP_i d'un paramètre P_i à une variation ΔI de I , à l'aide d'une simple relation linéaire (valable pour de faibles perturbations), et ces coefficients sont calculés une fois pour toutes.

En pratique l'équation (B.42) est aussi un moyen puissant de relier les incertitudes des données de base aux incertitudes des paramètres intégraux. En effet, on peut évaluer l'écart type sur un paramètre I , à partir de S_i et de la matrice B (d'éléments b_{ij}) de dispersion des incertitudes sur le paramètre P_i (cf. point B.3.2), selon la formule suivante :

$$\sigma_i = \pm \sqrt{\sum_{i,j} S_i^+ b_{ij} S_j} \quad (\text{B.43})$$

De plus, l'équation (B.42) peut être utilisée pour établir la relation entre les incertitudes sur les paramètres de base P_I et les écarts calcul-expérience sur les paramètres intégraux I . En effet, ΔI peut être interprété comme un écart entre la valeur calculée I_c et la valeur mesurée I_m de I .

B.3.2 LA MATRICE DE VARIANCE-COVARIANCE

Cette matrice, aussi appelée la matrice de dispersion, sert à prendre en compte les incertitudes de plusieurs variables, ainsi que de leurs corrélations.

Soit une fonction y de 2 variables aléatoires x_1 et x_2 . La loi de propagation des erreurs donne pour la variance relative à \bar{y} :

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \right)^2 \sigma_{\bar{x}_1}^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \right)^2 \sigma_{\bar{x}_2}^2 \quad (\text{B.44})$$

dans le cas où x_1 et x_2 sont des variables indépendantes. Sinon, on doit introduire un terme additionnel et on a alors :

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \right)^2 \sigma_{\bar{x}_1}^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \right)^2 \sigma_{\bar{x}_2}^2 + 2 \frac{\partial y}{\partial x_1} \frac{\partial y}{\partial x_2} \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_2) \quad (\text{B.45})$$

Si chacune des variables a été mesurée n fois, les variances sur les moyennes de x_1 et x_2 sont données par :

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{x}_1}^2 &= \sum_{i=1}^n \frac{(x_{1i} - \bar{x}_1)^2}{n(n-1)} \\ \sigma_{\bar{x}_2}^2 &= \sum_{i=1}^n \frac{(x_{2i} - \bar{x}_2)^2}{n(n-1)} \\ \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_2) &= \sum_{i=1}^n \frac{(x_{1i} - \bar{x}_1)(x_{2i} - \bar{x}_2)}{n(n-1)} \end{aligned} \quad (\text{B.46})$$

L'incertitude sur la valeur moyenne de y étant :

$$I_y = (\sigma_{\bar{y}}^2)^{1/2} \quad (\text{B.47})$$

L'écriture devient plus aisée si l'on utilise une forme matricielle. Si D_y est la variance associée à la valeur moyenne de y , on a :

$$D_y = S^T D_x S \quad (\text{B.48})$$

avec $D_x = \begin{vmatrix} \sigma_{\bar{x}_1}^2 & \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_2) \\ \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_2) & \sigma_{\bar{x}_2}^2 \end{vmatrix}$ la matrice de covariance des variables x , $S = \begin{bmatrix} \frac{\partial y}{\partial x_1} \\ \frac{\partial y}{\partial x_2} \end{bmatrix}$ un vecteur

colonne et S^T le vecteur transposé.

Dès lors, la généralisation pour une fonction y qui dépend de n variables (x_1, x_2, \dots, x_n) ne présente pas de difficulté particulière. Soit un ensemble de m valeurs $y : (y_1, y_2, \dots, y_m)$, fonctions des mêmes variables x_1, x_2, \dots, x_n . On a alors :

$$D_x = \begin{vmatrix} \sigma_{\bar{x}_1}^2 & \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_2) & \cdots & \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_n) \\ \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_2) & \sigma_{\bar{x}_2}^2 & \cdots & \text{cov}(\bar{x}_2, \bar{x}_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \text{cov}(\bar{x}_1, \bar{x}_n) & \text{cov}(\bar{x}_2, \bar{x}_n) & \cdots & \text{cov}(\bar{x}_n, \bar{x}_n) \end{vmatrix} \quad (\text{B.49})$$

et :

$$S = \begin{bmatrix} \frac{\partial y_1}{\partial x_1} & \frac{\partial y_2}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial y_m}{\partial x_1} \\ \frac{\partial y_1}{\partial x_2} & \frac{\partial y_2}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial y_m}{\partial x_2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial y_1}{\partial x_n} & \frac{\partial y_2}{\partial x_n} & \cdots & \frac{\partial y_m}{\partial x_n} \end{bmatrix} \quad (\text{B.50})$$

La matrice D_x est une matrice $n \times n$, dite de dispersion ou de covariance. La matrice S est une matrice $n \times m$ et elle est aussi appelée matrice de sensibilité et ses éléments sont des coefficients de sensibilité.

Enfin, la matrice $D_y = S^T D_x S$ est une matrice $m \times m$.

La covariance de x_j et de x_k , qui permet de prendre en compte la corrélation de leur incertitude individuelle, est alors donnée par :

$$\text{cov}(\bar{x}_j, \bar{x}_k) = \sum_{i=1}^n \frac{(x_{j_i} - \bar{x}_j)(x_{k_i} - \bar{x}_k)}{n(n-1)} \quad (\text{B.51})$$

B.3.3 LES ANALYSES DE SENSIBILITE

Les modules de perturbations d'ERANOS sont nombreux afin de permettre une grande flexibilité d'utilisation. Dans tous les cas, ils s'appuient sur la détermination du flux et du flux adjoint.

Par exemple, les analyses de sensibilité au k_{eff} sont basées sur la théorie des perturbations standard (TPS). Dans ce contexte, le flux et le flux adjoint proviennent de l'équation de Boltzmann sans source (on est proche de la criticité) :

$$M\phi = \left(\left\{ A - \frac{1}{k} F \right\} \phi \right) = 0 \quad (\text{B.52})$$

$$M^* \phi^* = \left(\left\{ A^* - \frac{1}{k} F^* \right\} \phi^* \right) = 0$$

avec M l'opérateur de Boltzmann et son adjoint M^* , A et F les opérateurs de disparition et de production respectivement (et leur adjoint A^* et F^*), ϕ le flux (avec son adjoint ϕ^*), et k le facteur de multiplication du système. Considérons maintenant une perturbation du système telle que :

$$\begin{cases} M \Rightarrow M' (\delta M = M' - M) \\ A \Rightarrow A' (\delta A = A' - A) \\ F \Rightarrow F' (\delta F = F' - F) \end{cases} \quad (\text{B.53})$$

Cela nous conduit au système perturbé suivant :

$$M' \phi' = \left(\left\{ A' - \frac{1}{k'} F' \right\} \phi' \right) = 0 \quad (\text{B.54})$$

avec le flux perturbé $\phi' = \phi + \delta\phi$.

Après quelques développements analytiques utilisant les équations précitées, et en se limitant au premier ordre, on obtient (la notation \langle, \rangle est utilisée pour indiquer l'intégration sur tout l'espace des phases) :

$$\frac{\delta k}{k^2} \cong \frac{1}{I_f} \left\{ -\langle \phi^*, \delta A \phi \rangle + \frac{1}{k} \langle \phi^*, \delta F \phi \rangle \right\} \quad (\text{B.55})$$

avec I_f , l'intégrale de normalisation des fissions, donnée par :

$$I_f = \langle \phi^*, F \phi \rangle \quad (\text{B.56})$$

Le résultat obtenu en (B.55) montre que, pour n'importe quelle variation de l'opérateur de Boltzmann, on a besoin d'un seul calcul de ϕ et ϕ' pour évaluer au premier ordre, les variations de réactivité correspondantes. Ainsi, les coefficients de sensibilité sont définis de la façon suivante, pour le cas de l'opérateur A (disparition) :

$$S_A = \left(\frac{\delta k}{k} \right) / \left(\frac{\delta A}{A} \right) \quad (\text{B.57})$$

i.e. $S_A = -\frac{k}{I_f} \langle \phi^*, A \phi \rangle$

et pour le cas de l'opérateur F (production) :

$$S_F = \left(\frac{\delta k}{k} \right) / \left(\frac{\delta F}{F} \right) \quad (\text{B.58})$$

i.e. $S_F = \frac{1}{I_f} \langle \phi^*, F \phi \rangle$

Le calcul des coefficients de sensibilité peut donc être fait une fois pour toutes, puisqu'ils sont indépendants de la perturbation considérée.

Les sensibilités des taux de réaction sont, pour leur part, obtenues à partir de la théorie des perturbations généralisées (TPG). Analysons le problème, en prenant comme exemple le cas d'une fonctionnelle linéaire du flux, le taux de réaction R :

$$R = \langle \phi, \Sigma_R \rangle \quad (\text{B.59})$$

Dans le système critique, caractérisé par : $M\phi = 0$, on peut définir une nouvelle fonction importance généralisée relative à R notée ψ_R^* . Cette fonction importance généralisée est solution de l'équation inhomogène suivante :

$$M^* \psi_R^* = \Sigma_R = \frac{\partial R}{\partial \phi} \quad (\text{B.60})$$

Cette équation est simple à résoudre et possède toujours une solution particulière unique, si Σ_R n'est pas identiquement nulle. On considère maintenant une perturbation δM , qui laisse le système critique. On a une variation du taux de réaction R et du flux :

$$\begin{cases} \phi' = \phi + \delta\phi \\ R' = R + \delta R \end{cases} \quad (\text{B.61})$$

L'équation qui décrit le système devient :

$$(M + \delta M)(\phi + \delta\phi) = 0 \quad (\text{B.62})$$

En prenant, la perturbation au premier ordre (c'est-à-dire : $\delta M \delta\phi \approx 0$) et après quelques développements, on a :

$$\delta R = \langle \delta \Sigma_R, \phi \rangle - \langle \psi_R^*, \delta M \phi \rangle \quad (\text{B.63})$$

Cette dernière expression permet d'évaluer δR en évitant d'avoir à calculer $\delta\phi$, et d'obtenir les coefficients de sensibilité souhaités. Par exemple, la sensibilité par rapport à une variation relative connue $\delta\sigma/\sigma$ est donnée par :

$$S_R = \frac{\delta R}{R} \Big/ \frac{\delta\sigma}{\sigma} = \sigma \left[\frac{1}{\langle \Sigma_R, \phi \rangle} \times \left\{ \left\langle \frac{\delta \Sigma_R}{\delta \sigma}, \phi \right\rangle - \left\langle \psi_R^*, \frac{\delta M}{\delta \sigma} \phi \right\rangle \right\} \right] \quad (\text{B.64})$$

Ces coefficients de sensibilité peuvent, comme dans le cas de la réactivité, être calculés une fois pour toutes puisqu'ils sont indépendants de la perturbation concernée. A noter que la dérivation de ces coefficients dans un système sous-critique avec une source externe ($M\phi_s = S$) permet d'obtenir une relation analogue où il faut remplacer le flux ϕ par le flux inhomogène ϕ_s .

Enfin, l'analyse de sensibilité peut également porter sur une fonctionnelle bilinéaire du flux, par la théorie "équivalente" des perturbations généralisées (EGPT). Cela permet notamment de déterminer les sensibilités des coefficients de réactivité de contre-réaction [hon].

ANNEXE C :

METHODE DE MONTE CARLO APPLIQUEE AU TRANSPORT DE PARTICULES

La méthode de Monte Carlo est un procédé stochastique bien connu, qui se propose de fournir des valeurs moyennées en simulant un grand nombre d'événements. Dans le cadre du transport de particules, l'utilisation de codes de Monte Carlo, comme MCNP [bri, wat] ou TRIPOLI [bot1, bot2] pour estimer des grandeurs physiques telles que le k_{eff} , le flux, ou des taux de réaction repose sur la simulation d'histoires de particules dans la matière. Une histoire commence par la naissance de la particule (émission à partir d'une source) et se termine par sa mort (absorption ou fuite), les diverses possibilités d'interactions avec les matériaux, qui composent les différentes régions du système, entre ces deux états étant décrites à l'aide des données nucléaires (bibliothèques).

C.1 DESCRIPTION DE LA METHODOLOGIE

L'utilisation de la méthode de Monte Carlo pour les problèmes de transport a généralement pour but l'évaluation avec faible incertitude statistique d'une quantité intégrale ("tally") dans le domaine D [lit] du type :

$$I = \int_D f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d\vec{r} dE d\vec{\Omega} dt \quad (C.1)$$

$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ est le flux et $f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ représente une fonction réponse quelconque.

Par exemple, si la fonction réponse correspond à une section efficace, un taux de réaction est alors calculé.

C.1.1 EQUATION DE BOLTZMANN ET MODE DE RESOLUTION

Plus précisément, le flux recherché correspond à la solution de l'équation du transport (ou équation de Boltzmann), qui permet de décrire la propagation des particules neutres dans la matière (neutrons et photons dans le cadre de calculs réacteur) :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, \vec{v}) + \Sigma_t(\vec{r}, \vec{v}) \phi(\vec{r}, \vec{v}) = \int \Sigma_t(\vec{r}, \vec{v}') \phi(\vec{r}, \vec{v}') C(\vec{r}, \vec{v}' \rightarrow \vec{v}) d\vec{v}' + Q(\vec{r}, \vec{v}) \quad (C.2)$$

où $Q(\vec{r}, \vec{v})$ désigne le terme source, $\Sigma_t(\vec{r}, \vec{v})$ est la section efficace macroscopique et $C(\vec{r}, \vec{v}' \rightarrow \vec{v})$ représente l'opérateur de collision (proportion des particules entrant avec une vitesse \vec{v}' et sortantes après choc avec une vitesse \vec{v}).

L'équation (C.2) symbolise un cas stationnaire. De plus, les variables angulaire ($\vec{\Omega}$) et énergie (E), ont été remplacées par la variable vitesse (\vec{v}).

La simulation du transport des particules par la méthode de Monte Carlo implique la transformation de l'équation de Boltzmann en une équation de Fredholm, qui est particulièrement adaptée à la mise

en œuvre d'une méthode de Monte Carlo pour sa résolution. Pour cela, on introduit la densité de collision entrante $\psi(\vec{r}, \vec{v})$ comme suit :

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = \Sigma_t(\vec{r}, \vec{v})\phi(\vec{r}, \vec{v}) \quad (\text{C.3})$$

En définissant l'opérateur de transport $T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v})$ (proportion des particules quittant une interaction au point (\vec{r}', \vec{v}) faisant une nouvelle interaction en (\vec{r}, \vec{v})), et en interprétant $\chi(\vec{r}, \vec{v})$ comme une densité de collision sortante, on peut établir la relation :

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = \int \chi(\vec{r}', \vec{v})T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v})d\vec{r}' + Q(\vec{r}, \vec{v}) \quad (\text{C.4})$$

Par analogie avec l'équation de Boltzmann (C.2), on obtient aussi :

$$\chi(\vec{r}, \vec{v}) = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, \vec{v}) + \Sigma_t(\vec{r}, \vec{v})\phi(\vec{r}, \vec{v}) \quad (\text{C.5})$$

Finalement, en introduisant l'opérateur $L(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v}' \rightarrow \vec{v})$ comme suit (densité de particules quittant une collision au point (\vec{r}, \vec{v}) ayant quitté la précédente collision au point (\vec{r}', \vec{v}')) :

$$L(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v}' \rightarrow \vec{v}) = T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v})C(\vec{r}, \vec{v}' \rightarrow \vec{v}) \quad (\text{C.6})$$

on obtient l'équation de Fredholm recherchée :

$$\chi(\vec{r}, \vec{v}) = \int \chi(\vec{r}', \vec{v}')L(\vec{r}', \vec{v}' \rightarrow \vec{r}, \vec{v})d\vec{r}'d\vec{v}' + Q(\vec{r}, \vec{v}) \quad (\text{C.7})$$

L'équation (C.7) fait directement intervenir la source physique de particules $Q(\vec{r}, \vec{v})$, ainsi que des densités de particules. En pratique, cela est très agréable, car pour chaque particule une suite de "transport-collision" est générée de sorte qu'il est aisé d'obtenir les densités entrante et sortante ($\psi(\vec{r}, \vec{v})$ et $\chi(\vec{r}, \vec{v})$ respectivement) en se plaçant avant ou après la collision.

Dès lors, le traitement statistique Monte Carlo de cette dernière équation s'applique en établissant les histoires des particules. La vie et le mouvement de ces particules dépendent de la description probabiliste (génération de nombres aléatoires) des phénomènes physiques possibles dans le système, notamment à travers les valeurs des différentes sections efficaces de réaction.

Dans ce contexte, deux modes de propagation des neutrons sont possibles avec la méthode de Monte Carlo. Soit le système est sous-critique avec une source externe, on parle de calcul en mode source, soit le système est critique, on évoque alors le terme de calcul de k_{eff} .

Dans le mode source, chaque neutron est suivi individuellement jusqu'à sa disparition, ainsi que celle de tous les neutrons qu'il a pu engendrer. Bien évidemment, la convergence du calcul implique l'état sous-critique du système. A la fin du processus lié à la première particule, une seconde particule est émise, et ainsi de suite. Il est aisé de remarquer que ce mode de calcul est particulièrement bien adapté à une parallélisation de l'algorithme de traitement du problème car chaque particule évolue de manière indépendante dans le système.

Le mode k_{eff} est caractérisé par l'absence de source externe dans le système. Ainsi, c'est majoritairement le processus de fission qui fait naître de nouvelles particules. Dans ce mode, on parle de génération de neutrons. En effet, plusieurs neutrons (définition d'un nombre de neutron par cycle) sont suivis jusqu'à une fission, une autre absorption ou une fuite. Là, les conséquences du processus

sont figées et ne seront suivies que lorsque que tous les neutrons du cycle auront subi un phénomène similaire. Dès lors, les neutrons survivants constituent la source neutronique pour le 2^{ème} cycle du calcul (2^{ème} génération de neutron). Ces neutrons vont évolués comme pour la génération 1, et ils permettront la formation de la source neutronique de la génération 3, et ainsi de suite. Le rapport entre 2 générations de neutrons successives fournit le facteur de multiplication effectif.

C.1.2 LES ESTIMATEURS USUELS

Ces estimateurs permettent l'obtention des valeurs physiques des caractéristiques d'intérêt du système. Il existe des estimateurs volumiques, surfaciques ou ponctuels.

Parmi les estimateurs volumiques, dans TRIPOLI il existe l'estimateur de collision et l'estimateur de longueur de cordes. Pour l'estimateur de collision, il s'agit de comptabiliser le nombre de particules subissant une collision dans un volume considéré, en tenant bien évidemment compte de leur poids statistique. L'intégrale à calculer dépend donc de la densité de collision entrante :

$$I = \int_D h(\vec{r}, \vec{v}) \psi(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{r} d\vec{v} \quad (\text{C.8})$$

avec :

$$h(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{f(\vec{r}, \vec{v})}{\Sigma_t(\vec{r}, \vec{v})} \quad (\text{C.10})$$

La fonction f est choisie en fonction du paramètre recherché. Remarquons enfin que cet estimateur n'est pas défini dans les régions vides et pose problème pour de petits volumes où peut de collisions sont susceptibles de se produire. L'estimateur de cordes découle du produit entre le parcours dans le volume considéré de la particule et son poids. Il est défini comme suit :

$$I = \int_D g(\vec{r}, \vec{v}) \chi(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{r} d\vec{v} \quad (\text{C.11})$$

avec :

$$g(\vec{r}, \vec{v}) = \int h(\vec{r}', \vec{v}) T(\vec{r} \rightarrow \vec{r}', \vec{v}) d\vec{r}' \quad (\text{C.12})$$

Il résulte de l'utilisation de la densité de collision sortante.

Si l'on s'intéresse à évaluer un courant de neutrons $J(S, \vec{v})$, il suffit d'utiliser un estimateur surfacique. Ce dernier consiste simplement à comptabiliser les poids des neutrons qui traversent la surface considérée.

Enfin, il est aussi possible d'utiliser des estimateurs ponctuels. Ces derniers calculent à chaque collision la probabilité que la particule ré-émerge du choc avec une direction (angle solide) sous laquelle est vue notre région quasi-ponctuelle, et la probabilité d'un parcours sans choc du point de collision jusqu'à la région voulue. Le produit de ces probabilités donne alors la contribution à l'estimation du flux dans notre petit volume. Concrètement, certaines modifications sont apportées pour éviter une variance infinie de l'estimateur ponctuel du flux.

C.1.3 LES TECHNIQUES DE REDUCTION DE VARIANCE

Actuellement, la principale limitation des techniques de Monte Carlo réside dans l'importance des temps de calcul pour accéder à des précisions de calcul raisonnables. Plus précisément, la réduction de l'incertitude statistique est proportionnelle au carré du temps de calcul, ce qui peut amener pour certains systèmes complexes à des temps de calcul trop importants. Pour ces raisons, il reste avantageux de parfois faire appel à des techniques de réduction de variance, qui permettent, par un biaisage du problème, d'améliorer la statistique dans les zones d'importance.

Parmi ces techniques on peut notamment mentionner la technique dite de la "roulette russe" (d'autres techniques existent, mais ne sont pas discutées ici [boo]). Cette technique consiste à modifier le poids de la particule, tout en conservant le poids moyen (échantillonnage normé). La variation des poids des particules est déjà utilisée de manière standard pour ne pas faire disparaître la particule (processus de diffusion imposée). En effet, après chaque interaction la particule est réémise, mais avec un poids diminué selon le facteur $(1 - \Sigma_a / \Sigma_t)$. A force d'évoluer, la particule peut posséder un poids très faible, de sorte qu'il n'est pas judicieux de poursuivre son histoire, un poids minimal est donc défini. Lorsque le poids de la particule est inférieur à cette limite, un nombre aléatoire ζ entre 0 et 1 est échantillonné uniformément. Si ζ est inférieur au rapport du poids de la particule sur le poids limite, la particule est abandonnée. Par contre, si ζ est supérieur au même rapport la particule est conservée et on lui attribue le poids minimal.

Ce procédé d'échantillonnage entre le nombre de particules et leur poids respectif peut notamment être amplifié dans des régions d'importance, qui correspondent à des zones du système dans lesquelles on impose un échantillonnage plus important (augmentation du nombre de particules, mais diminution de leur poids). De cette façon, il est possible d'augmenter localement la statistique, ce qui peut être particulièrement intéressant par exemple pour le calcul de taux de réaction localisés.

C.2 LES CODES DE CALCUL DE MONTE CARLO

Plusieurs codes de Monte Carlo ont été développés dans le monde. Le premier et plus connu, nommé MCNP ("Monte Carlo n-particules"), a vu le jour à Los Alamos aux Etats-Unis, alors que le code stochastique développé par le CEA s'appelle TRIPOLI. Ces deux codes ont été utilisés lors de cette recherche. Même si l'inconvénient de ces codes stochastiques reste l'importance des temps de calcul, les avantages liés à la modélisation géométrique (peu d'approximations) permettent souvent de les considérer comme des codes étalon (ou de référence).

C.2.1 LES CODES MCNP-4C ET MCNPX-2.5

La version MCNP-4C du code est utilisée pour simuler le transport de particules au-dessous de 20MeV. Cela est tout à fait suffisant pour modéliser un réacteur nucléaire critique. Cependant, pour reproduire des processus nucléaires de plus haute énergie (comme la spallation) une extension des données nucléaires a été entreprise et est notamment disponible avec la version MCNPX-2.5. La logique d'obtention des résultats reste toutefois identique, et est basée sur le langage de programmation FORTRAN (77 ou 90 suivant les versions).

MCNP possède plusieurs estimateurs, représentés par la lettre F, comme les estimateurs de flux, de courants, ou de dépôts d'énergie. Passons en revue ces différents estimateurs :

L'estimateur de courant à travers une surface S :

$$F1 = \int |\mu| \phi(\vec{r}, E, t) S dt dE dS d\mu \quad (C.13)$$

L'estimateur surfacique du flux :

$$F2 = \int \phi(\vec{r}, E, t) S dt dE \frac{dS}{S} \quad (C.14)$$

L'estimateur corde du flux :

$$F4 = \int \phi(\vec{r}, E, t) dt dE \frac{dV}{V} \quad (C.15)$$

L'estimateur ponctuel du flux :

$$F5 = \int \phi(\vec{r}, E, t) dt dE \quad (C.16)$$

L'estimateur corde pour le dépôt d'énergie :

$$F6 = \frac{\rho_a}{\rho_g} \int \sigma_t(E) \bar{H}(E) \phi(E) dt dE \frac{dV}{V} \quad (C.17)$$

avec ρ_a et ρ_g qui représentent respectivement la densité en atomes/barn/cm et en g/cm³, alors que $\bar{H}(E)$ correspond à l'énergie moyenne déposée par réaction.

L'estimateur corde pour le dépôt d'énergie de fission :

$$F7 = \frac{\rho_a}{\rho_g} \int \sigma_f(E) Q \phi(E) dt dE \frac{dV}{V} \quad (C.18)$$

avec Q l'énergie libérée lors d'une fission.

A noter, que pour l'obtention du flux ou de taux de réaction, c'est l'estimateur F4 qui est généralement utilisé.

Chacun de ces résultats, appelés "tallies", sont accessibles à la fin d'un calcul MCNP s'ils ont été demandés. De plus, 10 différents tests statistiques sont réalisés pour s'assurer de la bonne convergence du calcul. Ces tests peuvent faire référence soit à l'erreur relative obtenue au cours de la simulation, soit à la figure de mérite (valeur devant rester constante), à la variance de la variance, etc. D'autre part, la valeur du facteur de multiplication effectif k_{eff} est fournie en moyennant la prédiction de trois estimateurs, que sont l'estimateur collision, l'estimateur absorption et l'estimateur corde. Leur expression ne va pas être détaillée ici [bri].

C.2.2 LE CODE TRIPOLI-4.3

Le code de calcul TRIPOLI-4.3 résulte du développement par le CEA d'un code stochastique à partir de la fin des années 1960. Ces méthodes de résolution sont très semblables à celles que l'on peut

rencontrer dans MCNP, mais le langage de programmation employée est le C ou le C++. Ce code contient également les estimateurs de base permettant l'obtention du flux, des taux de réaction ou du facteur de multiplication effectif k_{eff} .

ANNEXE D :

DESCRIPTION DE MASURCA ET GENEPI

Cette annexe se propose de présenter plus en détails l'installation MASURCA et l'accélérateur GENEPI. Par contre, les configurations spécifiques étudiées dans le cadre du programme MUSE4 sont données dans le paragraphe 3.5.

D.1 L'INSTALLATION MASURCA

L'installation MASURCA a subi plusieurs modifications au cours des différentes études afin de s'adapter aux nouveaux besoins en termes de validation expérimentale.

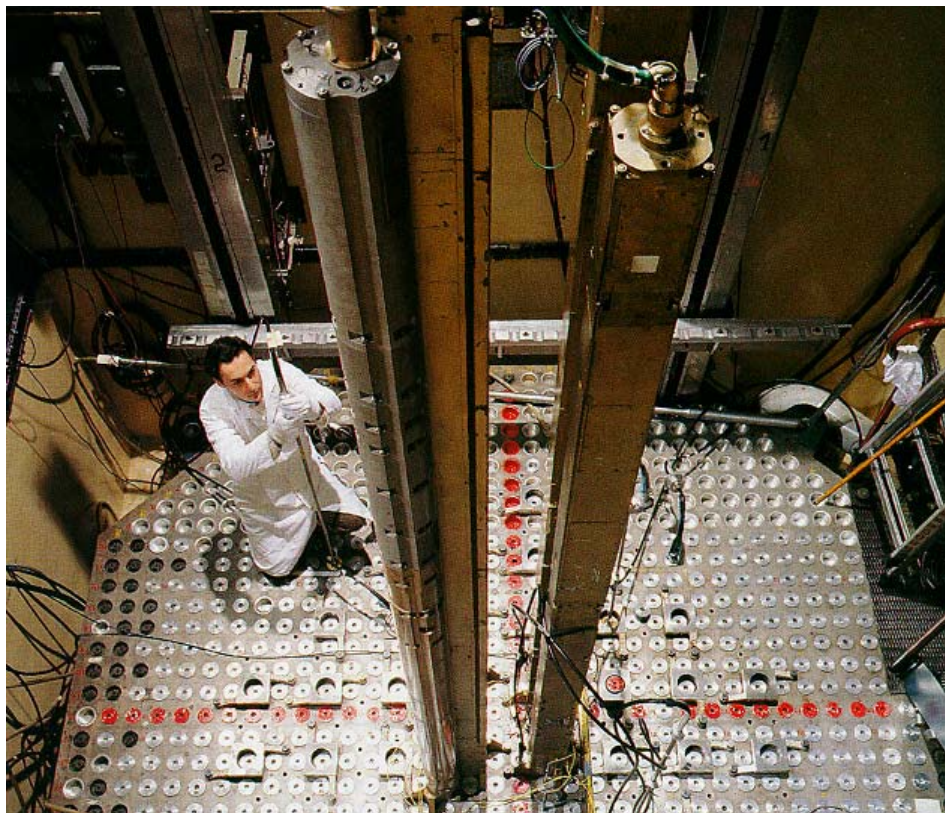


Figure D.1 : Vue depuis dessus du réacteur MASURCA

Dans le cadre du programme MUSE, et plus spécifiquement de la phase 4, il a été nécessaire de créer des emplacements dans certains assemblages pour permettre à l'accélérateur de deutons d'accéder jusqu'au centre du cœur. Cela est illustré dans la figure D.2. La modification des assemblages standards a conduit à des études complémentaires en termes de sûreté. Par exemple, les contraintes de résistance à un séisme de ces assemblages modifiés ont dû être à nouveau calculées.

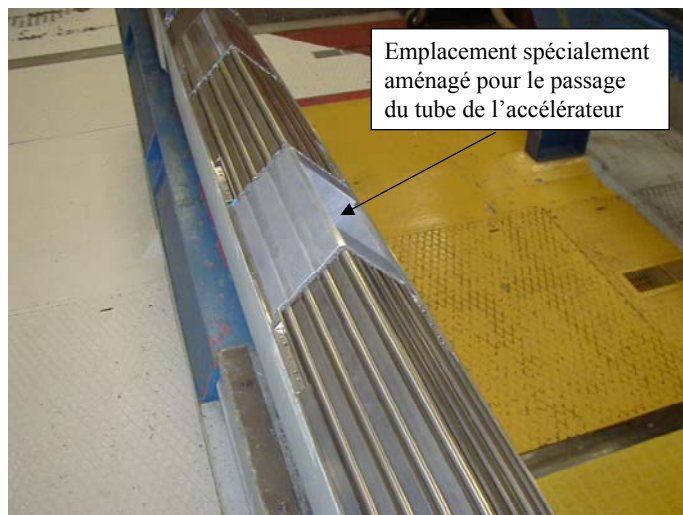


Figure D.2 : Visualisation d'un assemblage spécialement aménagé pour l'introduction du tube de l'accélérateur GENEPI (assemblage de 10.6cm de côté)

A part cette difficulté, il a également été nécessaire de gainer toute la zone plomb afin d'éviter un comptage de la zone combustible en cas de fonte de ce matériau.

L'ensemble des nouveautés précitées a conduit à une utilisation plus importante des réglettes de combustible de 12' par rapport à celles de 24'. Ainsi, en raison d'un nombre limité de réglettes PIT de 12', il a été nécessaire d'introduire du combustible P2A, dont la teneur en Pu239 est significativement plus importante. En résumé, le chargement de ces différents types de combustible a amené à définir trois compositions homogénéisées de combustible diverses :

1. $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (PIT-12' et PIT-24') + Na (appelé ici MOX1)
2. $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (PIT-12') + Na (appelé ici MOX2)
3. $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (P2A-12') + Na (appelé ici MOX3)

Notons toutefois, que ces trois assemblages de combustible restent du MOX de compositions assez voisines. De plus, ils conservent exactement la même structure, qui est celle exposée dans la figure D.3. Plus précisément, pour une réglette cylindrique de combustible MOX, on a une réglette carrée de sodium gainé.

La structure des assemblages du réflecteur est donnée dans la figure D.4. On remarque dans ces assemblages la présence d'une réglette de sodium pour 7 réglettes d'acier.

Concernant les assemblages de protection, ils sont majoritairement composés d'acier, et ont donc un effet réflecteur non négligeable (leur modélisation est nécessaire pour obtenir une valeur du facteur de multiplication correcte).

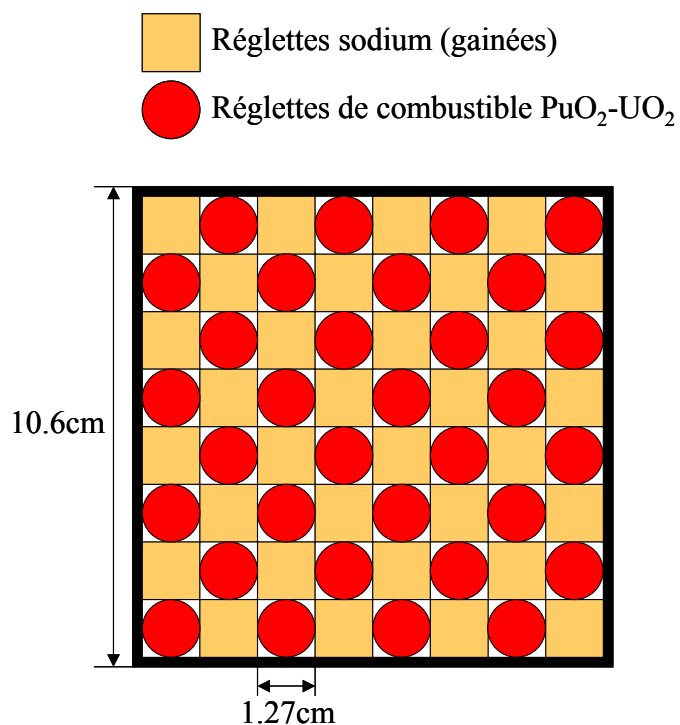


Figure D.3 : Coupe horizontale d'un assemblage de combustible

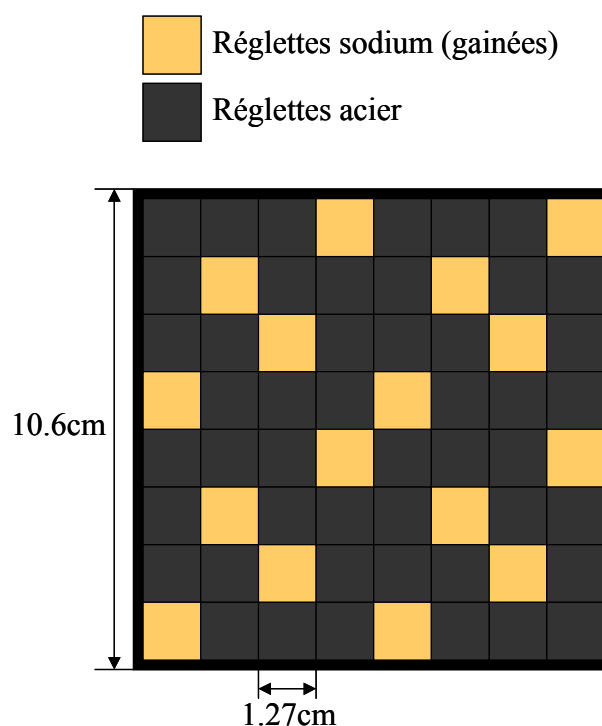


Figure D.4 : Coupe horizontale d'un assemblage de réflecteur

Ainsi, les assemblages chargés durant la phase MUSE4 sont très similaires à ceux usités lors de la phase MUSE3. C'est exclusivement les conséquences dues à la présence d'un accélérateur, traversant le cœur jusqu'en son centre, qui amène des hétérogénéités et donc des singularités par rapport aux phases précédentes du programme MUSE. Plus précisément, il s'agit de la présence d'une grande

zone de plomb, dont le but est, d'une part, de favoriser la représentativité de la source externe par rapport à une source de spallation, et, d'autre part, d'améliorer la symétrie nord/sud du cœur. L'intérieur du tube de l'accélérateur, caractérisé par une très faible densité, est aussi une nouveauté significative, qui constitue une difficulté de simulation supplémentaire, comme les études d'interprétation le montreront.

D.2 L'ACCELERATEUR GENEPI

Afin de coupler l'installation MASURCA avec une source externe variable et d'intensité significative, l'équipe de l'ISN de Grenoble a réalisé l'accélérateur de deutons GENEPI, qui peut produire des neutrons par réaction de fusion avec une cible de deutérium ou de tritium. Sa construction a nécessité 2 ans de travail entre les études et la conception. De plus, l'année 1999 a été exploitée pour effectuer des tests complets à Grenoble avant le transfert à Cadarache.

Les atomes de deutérium sont ionisés à l'aide d'une décharge d'un filament chauffé pour former un plasma. Les ions sont ensuite extraits et focalisés afin de créer un faisceau de deutons (D^+). Ce faisceau est accéléré jusqu'à environ 240keV et dévié d'un angle de 45° afin de permettre la sélection des deutons (et enlever les molécules D_2^+), et l'introduction de ceux-ci dans le cœur. Le faisceau de deutons est transporté sur les 5 mètres de distance qui le séparent du centre du cœur grâce à des quadripôles magnétiques et électrostatiques.

L'ensemble du dispositif GENEPI est présenté dans la figure suivante :

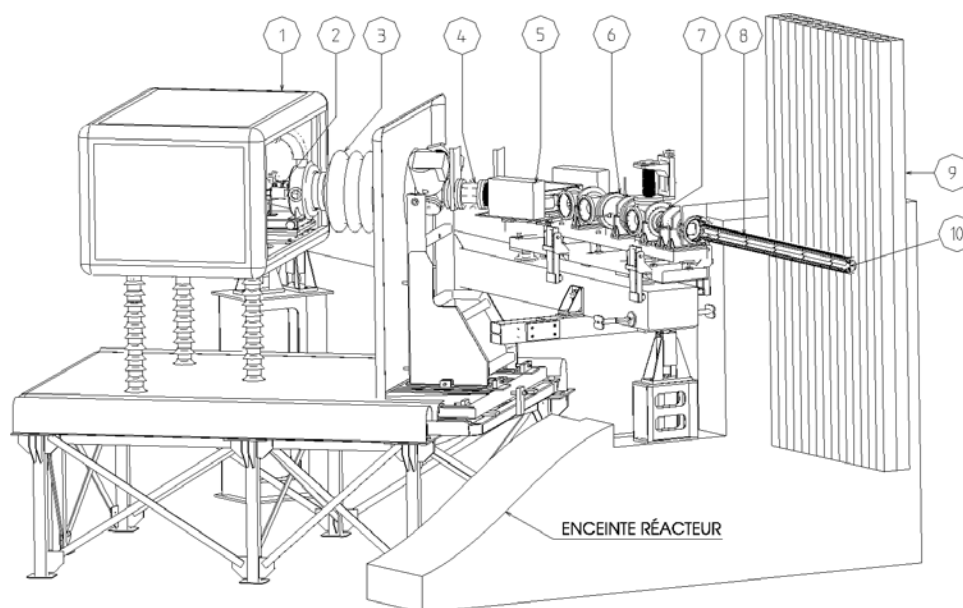


Figure D.5 : Présentation de l'implémentation de GENEPI dans l'installation MASURCA

Sur cette figure les différents numéros correspondent à :

1. Tête à haut voltage
2. Duoplasmatron
3. Tube de l'accélérateur
4. Quadripôle Q1
5. Aimant
6. Quadripôle Q2

7. Quadripôle Q3
8. Quadripôle Q4 + deuxième partie du tube
9. Tubes MASURCA
10. Cible

L'intensité du faisceau de deutons est mesurée par un ampèremètre électronique, alors que les neutrons produits sur la cible sont détectés de manière indirecte en comptabilisant les particules de recul chargées (α et p) émises également lors de la réaction de fusion, à l'aide de détecteurs au silicium.

Durant ces années d'utilisation à Cadarache, dans le cadre du programme MUSE4, GENEPI a fonctionné de manière satisfaisante, avec toutefois la nécessité de changer plusieurs éléments (filament, pompe, cartes électroniques,...). Pour la plupart, les critères initialement envisagés (intensité, modulation de fréquence,...) ont été confirmés. Pour des raisons de sûreté, il a également été nécessaire de modifier la méthode de redémarrage du faisceau après une coupure afin de limiter le temps de doublement de la population neutronique, qui pouvait engendrer une chute des barres de sûreté.

Enfin, la calibration absolue de la source neutronique produite par GENEPI a été mesurée en réalisant des activations d'échantillons à seuil de réaction. Ces feuilles ont été irradiées en étant placées très près de la source externe (<10cm) et dans une configuration très sous-critique afin de limiter l'activation par les neutrons de fission. Cela a permis d'identifier l'intensité neutronique suite aux deux types de réaction de fusion à environ 10% près, comme cela est indiqué au point 3.4.3.

Pour terminer, notons que l'ISN de Grenoble est en train de construire un nouvel accélérateur qui doit permettre d'obtenir une largeur de pulse encore plus faible (~500ns), ce qui est très adapté pour la poursuite d'études dynamiques.

ANNEXE E :

SCHEMAS DE CALCUL RETENUS POUR LES CONFIGURATIONS DE TYPE MUSE4

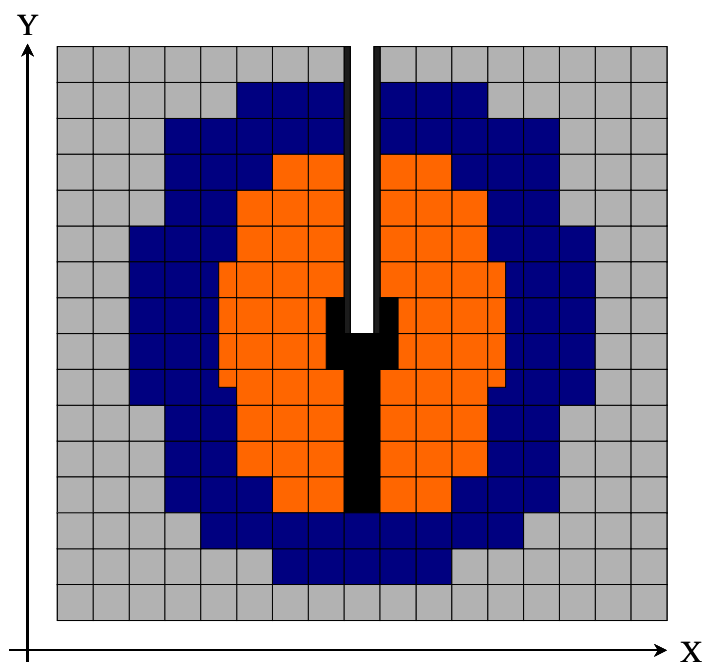
Cette annexe montre l'impact (en réactivité) de différentes options de calcul et de diverses bibliothèques (données de base) sur des géométries simplifiées ou homogénéisées de type MUSE4. L'objectif de cette étude est de définir des schémas de calcul judicieux et cohérents pour l'analyse et l'interprétation des expériences MUSE4. Plus concrètement, cette recherche a été motivée, d'une part, par le constat d'écart anormalement élevés entre des résultats MCNP et ERANOS, et d'autre part, pour juger de la bonne prise en compte des zones de faibles densités, comme l'intérieur du tube de l'accélérateur. Pour ce faire, des géométries représentatives simplifiées ont été définies pour limiter les sources possibles d'incertitude.

E.1 DEFINITION DES GEOMETRIES D'ETUDE SIMPLIFIEES

Le choix de géométries simplifiées pour cette étude a été justifié, d'une part, afin d'éviter toutes les complications dues à une modélisation délicate du système, et d'autre part, pour éviter des effets de compensations trop marqués dus à une liste d'isotopes trop importante. Toutefois, comme l'objectif est de rester représentatif par rapport à la configuration M4CRIT, les modèles RZ ont été définis par une analyse de sensibilité au k_{eff} .

E.1.1 LE MODELE HOMOGENE EN 3D DE LA CONFIGURATION M4CRIT

Ce modèle représente la configuration critique des expériences MUSE4, qui est aussi appelée M4CRIT. La mention homogène indique que tous les assemblages, qui constituent le cœur MUSE4, sont décrits de manière homogène. Par exemple, les réglettes de sodium et de MOX des assemblages combustibles ne sont pas décrites individuellement, mais elles forment une pâte homogénéisée. Ce niveau de description des configurations (densités des matériaux et définition de la géométrie) est également celui qui a été utilisé lors du "benchmark" MUSE4 (cf. §5.1), "benchmark" accessible à travers un document de la NEA [vil]. Toutefois, les coupes XY, ZY et ZX sont données par les figures E.1, E.2 et E.3.



Types d'assemblage (10.6cm x 10.6cm)

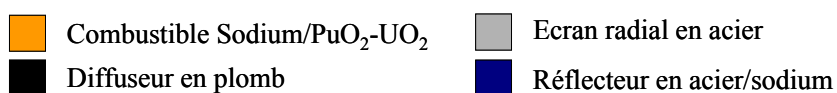
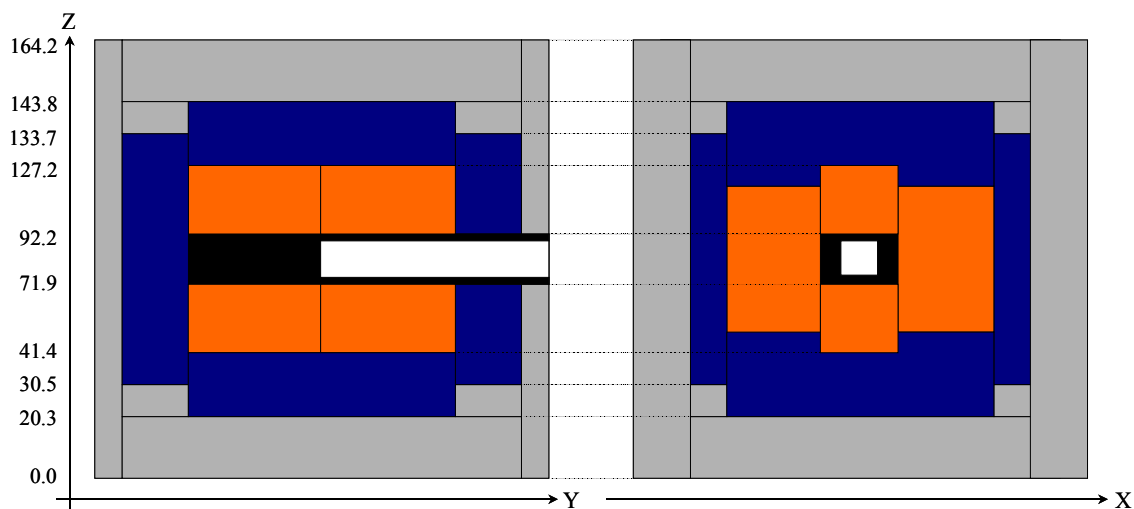


Figure E.1 : Vue de la coupe XY du modèle 3D homogène M4CRIT



Types d'assemblage (10.6cm x 10.6cm)

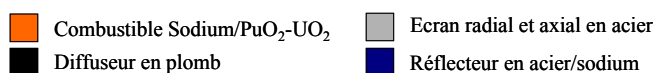


Figure E.2 : Vue de la coupe ZY et ZX du modèle 3D homogène M4CRIT

Dans le cadre de cette annexe, ce modèle constitue la configuration de référence. De façon plus générale, il est également utilisé pour l'interprétation de certains paramètres (cf. §5), car les phénomènes d'hétérogénéités localisés n'influencent que faiblement sur des grandeurs comme, par exemple, le flux neutronique ou la distribution de puissance. Deux variantes de ce modèle ont été définies, selon la description utilisée pour la simulation du tube de l'accélérateur. Dans un cas, le

vide est simulé, alors que dans l'autre cas, le tube de l'accélérateur et sa région intérieure peu dense sont homogénéisés. Certains problèmes, illustrés plus loin et liés au traitement du vide, expliquent ce choix.

E.1.2 LE MODELE HOMOGENE RZ DE LA CONFIGURATION M4CRIT

Comme géométrie d'étude, il a aussi été choisi de prendre le modèle RZ associé au modèle homogène 3D de la configuration M4CRIT. Cela va permettre d'étudier l'impact de la cylindrisation des modèles. De plus, et alors que le modèle 3D doit être traité par le module TGV-VARIANT, les configurations RZ sont traitées avec le module BISTRO (pour le formulaire ERANOS). Les calculs de sensibilité seront généralement obtenus avec ce modèle RZ.

Bien évidemment, la description des matériaux est identique à celle utilisée pour modéliser le modèle 3D homogène, par contre la géométrie est différente et elle est donnée par la figure E.4.

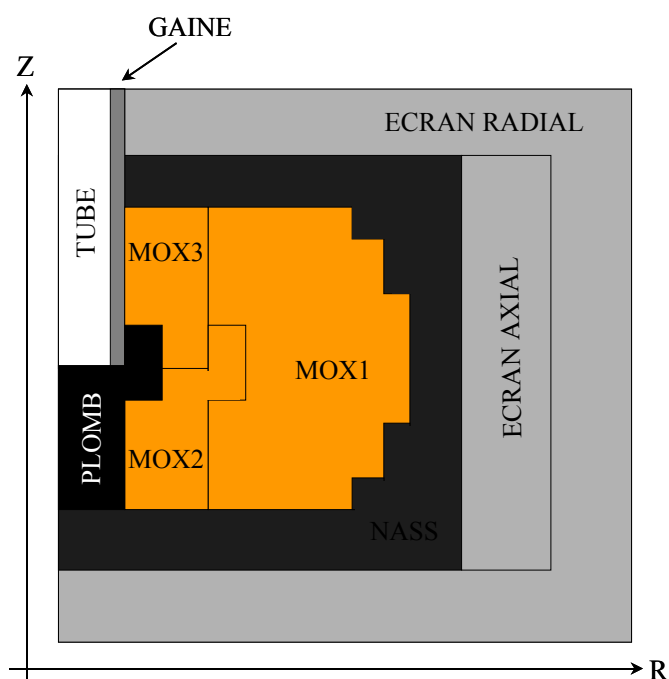


Figure E.4 : Présentation du modèle RZ homogène M4CRIT associé au modèle 3D

La cylindrisation a été obtenue en prenant comme axe de symétrie, l'orientation de l'accélérateur. Dès lors, les différentes régions sont définies en conservant le volume par rapport au cas à 3 dimensions.

E.1.3 LES MODELES REPRESENTATIFS RZ A 4 ET 2 REGIONS

Deux modèles RZ simplifiés ont été choisis (par commodité, on a essayé de jouer quelque peu avec la géométrie et la densité des matériaux pour obtenir un k_{eff} proche de 1.0). D'une part, le modèle RZ à 4 régions est présenté à la figure D.5, et la liste des isotopes correspondant à ces régions est donnée par le tableau E.1.

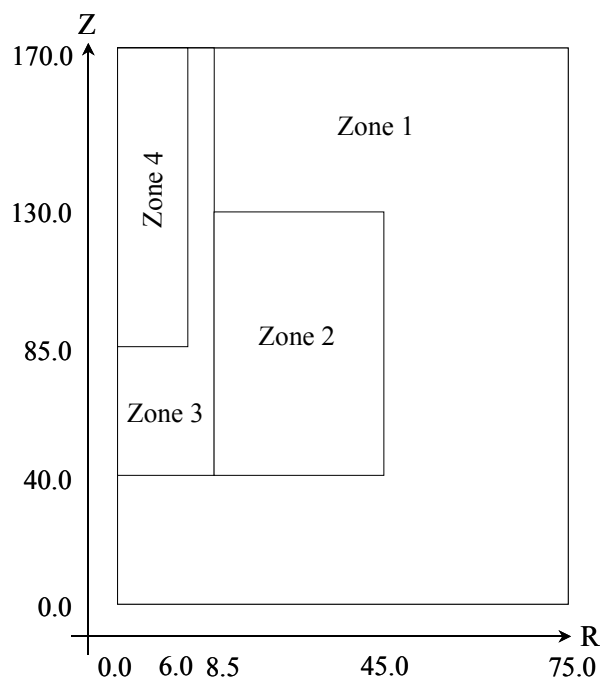


Figure E.5 : Présentation de la géométrie RZ simplifiée à quatre régions

Tableau E.1 : Compositions isotopiques liées à la géométrie à quatre régions

Zone	Isotope	Densité ($\times 10^{24}$ atomes/cm ³)
Zone 1 (Combustible)	Pu ²³⁹	1.5e-3
	Pu ²⁴⁰	3.5e-4
	Pu ²⁴¹	2.0e-5
	U ²³⁸	5.0e-3
	Fe ⁵⁶	7.0e-3
	Cr ⁵²	1.5e-3
	Na ²³	1.0e-2
	O ¹⁶	1.5e-2
Zone 2 (réflecteur)	Fe ⁵⁶	5.0e-2
	Cr ⁵²	1.5e-2
	Na ²³	5.0e-3
Zone 3 (diffuseur)	Pb _{nat}	3.3e-2
Zone 4 (air)	O ¹⁶	1.0e-5
	N ¹⁴	4.0e-5
	H ¹	5.8e-7

D'autre part, le modèle RZ à 2 régions est exposé à la figure E.6, et la liste des isotopes correspondant à ces régions est fournie par le tableau E.1.

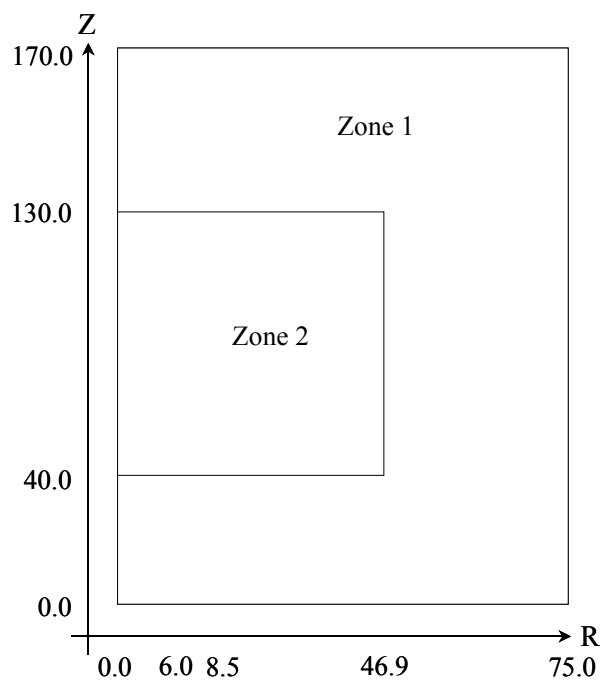


Figure E.6 : Présentation de la géométrie RZ simplifiée à deux régions

Tableau E.2 : Compositions isotopiques liées à la géométrie à deux régions

Zone	Isotope	Densité ($\times 10^{24}$ atomes/cm ³)
Zone 1 (Combustible)	Pu ²³⁹	1.5e-3
	Pu ²⁴⁰	3.5e-4
	Pu ²⁴¹	2.0e-5
	U ²³⁸	5.0e-3
	Fe ⁵⁶	7.0e-3
	Cr ⁵²	1.5e-3
	Na ²³	1.0e-2
	O ¹⁶	1.5e-2
Zone 2 (réflecteur)	Fe ⁵⁶	5.0e-2
	Cr ⁵²	1.5e-2
	Na ²³	5.0e-3

L'établissement de ces modèles RZ simplifiés provient d'une comparaison des sensibilités au k_{eff} (dus aux sections efficaces) avec le modèle précédent (d'ailleurs une analyse plus intuitive avait amené à étudier des modèles très proches [leb2]). Le tableau E.3 présente les résultats (pour la zone 1), et montre une écrasante importance du Pu²³⁹, résultant avant tout de son abondance dans la configuration et de l'importance de ces sections efficaces, notamment celles de fission. Cela était attendu étant donné le type de combustible PuO₂-UO₂ chargé dans le cœur.

Tableau E.3 : Répartition de la sensibilité de chaque isotope en % (somme = 100%) sur la prédiction du k_{eff} dans la région combustible pour les diverses configurations

Isotope	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration M4CRIT	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration à deux régions	Répartition de la sensibilité (%) pour la configuration à quatre régions
Pu ²³⁹	86.8	84.9	85.6
Pu ²⁴⁰	4.8	5.0	5.0
U ²³⁸	3.0	4.4	4.2
Pu ²⁴¹	1.6	1.5	1.5
O ¹⁶	1.3	2.0	1.9
Na ²³	1.0	1.5	1.4
Fe ⁵⁶	0.2	0.5	0.3
Cr ⁵²	0.1	0.2	0.1
Autres	1.2	/	/

Ces derniers résultats sont obtenus avec le formulaire ERANOS-2.0 (ECCO/BISTRO(S8P1)/JEF-2.2). Ils montrent clairement que les 3 modèles réagissent de la même manière (pour la prédiction du k_{eff}) à une variation de sections efficaces. Dans ce sens, les 2 modèles RZ sont représentatifs du modèle M4CRIT. De plus, le modèle RZ à deux régions a été défini pour éviter les problèmes liés à la modélisation de l'accélérateur (zone de faible densité), et de la zone de diffusion (incertitude des données nucléaires du plomb). Bien évidemment, d'un point de vue chronologique, c'est l'identification de difficultés, soit numériques, soit de librairies, qui a conduit à la définition et l'étude de ces deux géométries RZ, comme l'exposent les points suivants.

E.2 QUANTIFICATION D'EFFETS DE LIBRAIRIE SUR DES GEOMETRIES SIMPLES

Dès les premières estimations du k_{eff} par les codes du CEA, TRIPOLI et ERANOS, et le code américain MCNP, des écarts anormalement élevés ont été observés avec l'emploi de JEF-2.2, justifiant une vérification scrupuleuse de l'origine de cette librairie. Cette recherche nous a permis de mettre en évidence la coexistence de deux évaluations distinctes, appelées abusivement toutes les deux JEF-2.2, pouvant conduire à des incompréhensions (§E.2.1). De plus, l'impact du traitement des résonances non résolues a été quantifié (§E.2.2). Enfin, différentes librairies ont été comparées (§E.2.3).

L'ensemble des résultats discutés dans cette section est donné dans les tableaux E.4 et E.5 suivants :

Tableau E.4 : Calcul de k_{eff} sur la configuration RZ à deux régions

Code utilisé	Librairie : données source et origine	Σ_f du Pu ²³⁹ donné par : partielles ou totale	Traitement des résonances non résolues : oui ou non	$k_{eff} \pm pcm$ (ρ en pcm)	N°
ERANOS-2.0 (S8P1-33g)	JEF-2.2 CEA	totale	oui	0.99306 (-699)	(1)
ERANOS-2.0 (S8P1-33g)	ERALIB-1 CEA	totale	oui	0.99102 (-906)	(2)
TRIPOLI-4.3	JEF-2.2 CEA	totale	oui	1.00166 \pm 25 (+166)	(3)
TRIPOLI-4.3	JEF-2.2 CEA	totale	non	0.99866 \pm 19 (-134)	(4)
MCNP-4C	JEF-2.2 NEA	partielles	non	1.00384 \pm 12 (+382)	(5)
MCNP-4C	JEF-2.2 NEA	totale	non	1.00688 \pm 12 (+683)	(6)
MCNP-4C	JEF-2.2 CEA	totale	non	0.99932 \pm 12 (-68)	(7)
MCNP-4C	ENDF/B6v2 LANL	totale	non	1.01337 \pm 12 (+1222)	(8)

Tableau E.5 : Calcul de k_{eff} sur la configuration RZ à quatre régions

Code Utilisé	Librairie : données source et origine	Σ_f du Pu ²³⁹ donné par : partielles ou totale	Traitement des résonances non résolues : oui ou non	$k_{eff} \pm pcm$ (ρ en pcm)	N°
ERANOS-2.0 (S8P1-33g)	JEF-2.2 CEA	totale	oui	0.99335 (-669)	(1)
ERANOS-2.0 (S8P1-33g)	ERALIB-1 CEA	totale	oui	0.99144 (-863)	(2)
TRIPOLI-4.3	JEF-2.2* CEA	totale	oui	1.00380 \pm 31 (+379)	(3)
TRIPOLI-4.3	JEF-2.2* CEA	totale	non	0.99992 \pm 31 (-8)	(4)
MCNP-4C	JEF-2.2 NEA	partielles	non	1.00585 \pm 11 (+582)	(5)
MCNP-4C	JEF-2.2 NEA	totale	non	1.00899 \pm 11 (+891)	(6)
MCNP-4C	JEF-2.2 CEA	totale	non	1.00130 \pm 11 (+130)	(7)
MCNP-4C	ENDF/B6v2 LANL	totale	non	1.01437 \pm 13 (+1417)	(8)

*sauf le plomb qui provient de la librairie ENDF/B6.

E.2.1 MISE EN COHERENCE DE LA LIBRAIRIE JEF-2.2

L'évaluation officielle de JEF-2.2, distribuée par la NEA, date de janvier 1992, et résulte d'un travail de Fort, Derrien et Desaussure. Nous l'avons appelé JEF-2.2-NEA. Cependant, des modifications sur les isotopes Pu^{239} et Mn^{55} sont apparues un mois simplement après et ont conduit à l'élaboration d'une autre librairie non-officialisée, mais largement utilisée. Nous la dénommerons JEF-2.2-CEA. Les modifications sur cette dernière évaluation consistent en la correction de la distribution des largeurs neutroniques du Pu^{239} pour $L=1, J=1$, dans le domaine des résonances non résolues (1keV à 30keV), et en l'ajout à la section efficace totale du Mn^{55} de la section efficace potentielle de capture radiative (MT=102) [bos]. L'évaluation JEF-2.2-NEA a été utilisée pour développer cette bibliothèque au format MCNP, alors que l'évaluation JEF-2.2-CEA était à la base des fichiers employés par les codes TRIPOLI et ERANOS. Pour remédier à cette incohérence, il a fallu établir une nouvelle bibliothèque JEF-2.2-CEA pour le code MCNP. En fait, comme l'impact du Mn^{55} a été jugé négligeable, seules les données du Pu^{239} ont été retraitées et mises au format MCNP. Ce travail a été réalisé, d'une part, conjointement par CIEMAT (Espagne) et le CEA (France), et d'autre part, par NRG (Hollande) [sub].

Lors de cette opération, nous avons aussi été sensibilisés, aux problèmes qui pouvaient apparaître lors du traitement des données pour la mise au bon format de la librairie ("processing"). Prenons le cas important de la section efficace de fission du Pu^{239} . Cette section efficace peut être donnée soit directement, soit en effectuant la somme des sections efficaces partielles de fission. Ces sections partielles correspondent aux fissions de 1^{ère} chance, 2^{ème} chance, 3^{ème} chance, etc. Lorsque le noyau composé se forme, il a une certaine probabilité de fissionner (1^{ère} chance). Cependant, si le noyau composé possède une énergie d'excitation suffisante, il peut émettre un neutron avec formation d'un noyau de A-1 nucléons, ce dernier ayant une certaine probabilité de fissionner à son tour (2^{ème} chance), ou d'émettre à nouveau un neutron si son état d'excitation le permet, conduisant à la possibilité d'une fission de 3^{ème} chance, et ainsi de suite. Les données relatives à ces processus de fission sont en général fournies par les évaluateurs. Dans le cadre de la librairie JEF-2.2, le problème résulte du fait que la somme des processus partiels n'égale pas la section efficace totale de fission, prouvant l'existence d'une nouvelle incohérence [nea]. Pour résoudre cette difficulté, il a été choisi de réaliser des calculs en n'utilisant que les données relatives à la section efficace totale de fission. Cela a nécessité la suppression des valeurs des sections partielles dans le fichier JEF-2.2 pour MCNP, car celui-ci les utilisait par défaut (à l'inverse de TRIPOLI).

L'importance de ces effets d'incohérence de la bibliothèque JEF-2.2 est donnée dans les tableaux E.4 et E.5 pour les géométries RZ représentatives à 2 et 4 régions respectivement. Par exemple, on obtient les variations de réactivité suivantes pour le modèle simplifié à deux régions (avec MCNP-4C) :

Effet {JEF-2.2-NEA(partielles) → JEF-2.2-NEA(totale)}	: +301 ± 17 pcm
Effet {JEF-2.2-NEA(totale) → JEF-2.2-CEA(totale)}	: -751 ± 17 pcm
Effet {JEF-2.2-NEA(partielles) → JEF-2.2-CEA(totale)}	: -450 ± 17 pcm

Ces résultats nous montrent que les écarts anormaux entre TRIPOLI et MCNP (même méthode de résolution) n'étaient dus qu'à l'utilisation de deux versions distinctes de la librairie JEF-2.2. En effet, si on compare les valeurs (4) et (7) du tableau E.4 on constate un accord inférieur à 100 pcm, ce qui est tout à fait satisfaisant.

Pour conclure, l'utilisation de la librairie la plus récente est requise, c'est-à-dire la version du CEA. Pour la suite, si la mention unique JEF-2.2 est donnée c'est pour se référer à l'évaluation de février 1992, qui émane du CEA. D'ailleurs, les données du Pu^{239} de la récente librairie JEFF-3 sont très proches de la version JEF-2.2-CEA.

Il est intéressant de noter que les écarts présentés et expliqués dans le cadre de cette étude ne sont pas apparus lors du "benchmark" JEZEBEL [nea4], alors que le Pu^{239} y est très abondant. Cela est dû au spectre très dur de cette sphère en comparaison à nos géométries simplifiées (présence d'un réflecteur), spectre qui ne met pas en lumière les modifications réalisées sur la fission du Pu^{239} entre 1 keV et 30 keV.

E.2.2 IMPACT DU TRAITEMENT DES RESONANCES NON RESOLUES

L'étude de l'impact du traitement des résonances non résolues par table de probabilité n'est quantifiable pour l'évaluation JEF-2.2 qu'à l'aide du code TRIPOLI pour lequel il est très aisé de réaliser un calcul avec et sans ce traitement (cela dépend des librairies disponibles au moment de l'étude pour chacun des codes). A noter que nos résultats MCNP-4C, utilisant la librairie JEF-2.2, ne tiennent pas compte du traitement des résonances non résolues, alors que le formulaire ERANOS utilise dans tous les cas ce traitement.

Par conséquent, l'impact du traitement des résonances non résolues est estimé à l'aide du code TRIPOLI. Pour la géométrie RZ à deux régions, on obtient un effet en réactivité de 299 ± 31 pcm (différence entre les résultats (3) et (4) du tableau E.4), alors que pour la géométrie RZ à quatre régions il est de 387 ± 44 pcm (différence entre les résultats (3) et (4) du tableau E.5). Cette correction sur la prédiction du k_{eff} est significative. Toutefois, cette variation ne se répercute que très faiblement sur la prédiction de divers taux de réaction, nous pourrions donc la négliger.

E.2.3 COMPARAISONS ENTRE LES LIBRAIRIES JEF-2.2, ERALIB-1 ET ENDF/B6V2

La combinaison des résultats des tableaux E.4 et E.5 permet d'identifier des effets de librairies. Dans notre cas, les variations dues à l'utilisation des données nucléaires JEF-2.2, ERALIB-1 et ENDF/B6v2 sont évoquées. Nous obtenons donc :

Pour le modèle RZ à 2 régions :

Effet {JEF-2.2 → ENDF/B6v2} (avec MCNP-4C)	: +1290 ±16 pcm
Effet {JEF-2.2 → ERALIB-1} (avec ERANOS-2.0)	: -207 pcm

Pour le modèle RZ à 4 régions :

Effet {JEF-2.2 → ENDF/B6v2} (avec MCNP-4C)	: +1287 ±16 pcm
Effet {JEF-2.2 → ERALIB-1} (avec ERANOS-2.0)	: -194 pcm

Avant toute interprétation, il est à noter que les données nucléaires du plomb sont entachées d'une importante incertitude, comme l'a montré certaines études russes sur des configurations critiques avec beaucoup de plomb [tsi]. Par conséquent, il est judicieux de préciser l'origine des évaluations du plomb utilisées dans les différentes librairies, car elles constituent une source possible d'écart. Ainsi, comme le plomb n'est pas présent dans la librairie JEF-2.2 de TRIPOLI, ce dernier a été pris de la librairie existante ENDF/B6v2 (Fu et al. 1989). Dans la version MCNP de JEF-2.2, le plomb est présent et il provient des données EFF-1 traitées par Hogenbirk (Hollande). Enfin, pour le formulaire ERANOS, le plomb provient de l'évaluation JEF-2.2, comme pour MCNP, mais évidemment avec

un traitement NJOY et CALENDF spécifique. Ces différentes données du plomb, ainsi que la présence du canal vide peuvent expliquer certaines modifications des écarts entre les géométries à 2 régions et à 4 régions.

Les résultats exposés précédemment montrent une réactivité nettement supérieure pour la librairie ENDF/B6v2 par rapport à la librairie JEF-2.2. Ce comportement est connu pour les systèmes rapides, et il provient d'une valeur trop importante du nombre de neutrons émis par fission (ν) pour ENDF/B6v2. Par contre, il est intéressant de remarquer que le phénomène est inversé pour un réacteur thermique, où c'est JEF-2.2 qui fournit la valeur de k_{eff} la plus réactive [jon]. Concernant les librairies ERALIB-1 et JEF-2.2, on constate un effet en réactivité d'environ 200 pcm pour ces configurations R-Z simplifiées. Toutefois, il faut rester attentif au fait que cette variation est fortement tributaire du modèle étudié. En effet, lors de l'analyse des configurations MUSE4 (modèle non simplifié), l'utilisation de la librairie ERALIB-1 fournit une réactivité plus importante qu'avec la librairie JEF-2.2 (cf. Chapitre 5).

En résumé, à l'aide d'une mise en cohérence des données provenant de l'évaluation JEF-2.2, un bon niveau de confiance est atteint entre les différents schémas de calcul pour ces modèles simplifiés. En effet, on obtient pour le modèle RZ à 2 ou 4 régions des valeurs très proches entre les codes de Monte Carlo. Concernant l'écart entre le formulaire ERANOS-2.0 et le code TRIPOLI-4.3 (avec traitement des résonances non résolues), il est de l'ordre de 1000 pcm pour les deux configurations RZ simplifiées. Cet écart est important, et il est principalement dû aux ordres de précision du calcul (par exemple, pour ces modèles simples un ordre P5 aurait été souhaitable). Toutefois, cet effet est amplifié pour ces modèles simplifiés. En effet, l'effet stochastique-déterministe est fortement réduit pour des modèles plus complets, comme la géométrie M4CRIT (cf. E.3.4).

La comparaison des différents schémas de calcul pour la prédiction du k_{eff} de la configuration M4CRIT avec diverses librairies fait partie du chapitre 5. Dans ce chapitre, les meilleures estimations numériques (avec prise en compte de certaines corrections) sont confrontées à la valeur expérimentale. L'analyse des résultats préconise l'emploi de la librairie JEF-2.2 par rapport aux autres. Notons finalement que de plus amples comparaisons entre différentes librairies sur de configurations de type MUSE4 ont été réalisées lors du "benchmark" MUSE4 et seront accessibles dans un document récapitulatif NEA. Elles confirment les remarques déduites des géométries RZ simplifiées.

E.3 QUANTIFICATION D'EFFETS NUMERIQUES POUR LE MODELE M4CRIT

La quantification des effets numériques concerne l'optimisation des options de calcul du formulaire déterministe ERANOS. L'objectif est d'estimer l'importance de certaines approximations de calcul afin de définir un schéma de calcul "standard" (c'est-à-dire suffisant pour l'évaluation des paramètres essentiels), et un schéma de calcul de "référence" (meilleure approximation possible), adapté pour l'interprétation fine des mesures. Dans ce contexte, le code de Monte Carlo MCNP-4C va être utile dans certains cas pour fournir une valeur étalon, notamment lorsque des approximations géométriques interviennent dans la méthode de résolution déterministe.

Ces effets numériques vont principalement être établis en utilisant les modèle 3D et RZ M4CRIT afin d'avoir une géométrie d'étude plus complexe que les modèles RZ simplifiés, qui, eux, étaient appropriés à l'analyse du comportement des librairies et des isotopes principaux des configurations de type MUSE4.

E.3.1 IMPACT DU TRAITEMENT DES ZONES DE FAIBLES DENSITES

Une des particularités des configurations MUSE4 est la présence du canal de l'accélérateur, qui va jusqu'au centre du cœur. Cette hétérogénéité fait apparaître une zone de faible densité, qu'il n'est pas aisé de traiter pour tous les codes de calcul. Plus précisément, il est clair qu'une résolution de zones vides, selon la méthode de diffusion, par un code déterministe est inadaptée (coefficient de diffusion D qui tend vers l'infini). De plus, un traitement en transport est aussi inadéquat pour la méthode variationnelle nodale qui fait apparaître un terme en $1/\Sigma_t$ dans la formulation paire de l'équation de Boltzmann (cf. annexe B). Par conséquent, pour estimer l'importance de ces effets deux modélisations ont été réalisées pour chacune des géométries RZ et 3D, qui caractérise la configuration M4CRIT. Pour le 1^{er} modèle le canal de l'accélérateur est décrit de manière réaliste (vide simulé), alors que dans le 2^{ème}, une modélisation homogénéisée du canal de l'accélérateur et de sa gaine a été imaginée (disparition de la zone très faiblement dense). L'ensemble des résultats obtenus est donné dans le tableau E.6.

Tableau E.6 : Calcul de k_{eff} et de réactivité sur la configuration M4-CRIT en utilisant la librairie JEF-2.2 pour estimer l'impact des zones de faible densité

Code Utilisé	Modèle	Modélisation réaliste du canal de l'accélérateur (vide simulé)	N°	Modélisation homogénéisée du canal de l'accélérateur (gaine+vide simulé)	N°
ERANOS-2.0 (BISTRO-Diff.-33g)	RZ	0.96974 (-3120)	(1)	0.98294 (-1736)	(7)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S8P1-33g)	RZ	0.99794 (-206)	(2)	0.99898 (-102)	(8)
ERANOS-2.0 (TGV-Diff.-33g)	3D	0.98336 (-1692)	(3)	0.99186 (-821)	(9)
ERANOS-2.0 (TGV-P1-33g)	3D	0.99629 (-372)	(4)	1.00432 (+430)	(10)
MCNP-4C	RZ	0.99406 ±11pcm (-598)	(5)	0.99503 ±12pcm (-499)	(11)
MCNP-4C	3D	1.00151 ±12pcm (+151)	(6)	1.00248 ±11pcm (+247)	(12)

Tout d'abord, MCNP-4C a été utilisé pour estimer l'impact de cette homogénéisation du canal avec sa gaine (modélisation du vide non problématique). Cela a donné :

Pour le modèle RZ : $+ 99 \pm 16\text{pcm}$
 Pour le modèle 3D : $+ 96 \pm 16\text{pcm}$

Cet effet est légèrement positif, et s'explique par le fait que l'homogénéisation diminue légèrement les fuites hors de système. On s'attend donc à retrouver un tel écart pour les méthodes déterministes qui sont susceptibles de bien prendre en compte les zones vide. Le tableau nous renseigne à ce sujet, et on constate tout d'abord que la méthode de la diffusion est erronée dans le cas avec le vide simulé :

Pour le modèle RZ (i.e. utilisation de BISTRO-Diff.-33g) : +1384 pcm
 Pour le modèle 3D (i.e. utilisation de TGV-VARIANT-Diff-33g) : + 871 pcm

En effet, la variation obtenue entre le modèle homogénéisé et réaliste est trop importante et ne correspond pas du tout à celle obtenue avec le code MCNP-4C. Mentionnons, toutefois que la présence d'un "fix up" (valeur maximale pour le coefficient de diffusion) empêche l'arrêt du calcul et permet dans tous les cas l'obtention d'une réponse, même erronée.

Dès lors, si l'on passe en méthode de transport on obtient :

Pour le modèle RZ (i.e. utilisation de BISTRO-S8P1-33g) : + 104 pcm
 Pour le modèle 3D (i.e. utilisation de TGV-VARIANT-P1-33g) : + 802 pcm

Le calcul BISTRO RZ est réalisé à l'ordre P1, pour l'anisotropie des chocs, et avec une discrétisation angulaire S8. Comme prévu, cette méthode des différences finies permet une bonne prise en compte du vide et on obtient un résultat très voisin des résultats de Monte Carlo.

Le calcul TGV-VARIANT est réalisé en transport simplifié à l'ordre P1. Le résultat obtenu témoigne de la mauvaise gestion du vide par TGV. A noter que cette variation était beaucoup plus importante avec la version précédente 1.2 du formulaire ERANOS [ply]. Cela est dû à l'ajustement d'un nouveau "fix up" dans le module TGV du formulaire ERANOS-2.0, qui malgré tout reste insatisfaisant.

En résumé, l'emploi du transport est nécessaire pour le traitement des configurations MUSE4 avec les méthodes déterministes, mais non suffisant pour la méthode nodale (TGV) dans laquelle une homogénéisation des zones de faibles densités est requise.

E.3.2 EFFETS DES ORDRES DE PRECISION DU CALCUL DETERMINISTE

L'impact des différents ordres de précision du calcul déterministe est évalué dans ce paragraphe. Tous les résultats discutés sont donnés dans le tableau E.7, et ont pour objectif d'aboutir à la définition d'un schéma de calcul optimal. Afin d'éviter toute confusion, due au traitement du vide les comparaisons ont été établies pour le modèle avec le canal de l'accélérateur décrit de manière homogène.

Plusieurs effets peuvent être identifiés à l'aide du tableau E.7, comme l'effet lié à la description de l'anisotropie (ordre P_N), au choix du nombre de groupes énergétiques, à la discrétisation angulaire (S_N), ou encore aux impacts diffusion-transport :

Effet diffusion → transport :

Avec le module BISTRO {(5)-(2)} : +1634 pcm
 Avec le module TGV-VARIANT {(14)-(11)} : +1145 pcm

Ces résultats sont comparables à ce qui avait été constaté sur les configurations MUSE3. Ils montrent l'importance d'un calcul en transport.

Effets liés à l'ordre S_N (pour BISTRO) :

S4 à S8 {(5)-(4)} : -117 pcm
 S8 à S16 {(6)-(5)} : -21 pcm

Ainsi, l'approximation S8 est suffisante pour la majorité des calculs.

Tableau E.7 : Calcul de k_{eff} et de réactivité sur la configuration M4-CRIT en utilisant la librairie JEF-2.2 pour estimer l'effet des ordres de précision du calcul déterministe

Code Utilisé	Modèle	Modélisation homogénéisée du canal de l'accélérateur (gaine+vide simulé)	N°
MCNP-4C	RZ	0.99503 ±12pcm (-499)	(1)
ERANOS-2.0 (BISTRO-Diff.-33g)	RZ	0.98294 (-1736)	(2)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S4P0*-33g)	RZ	0.99705 (+296)	(3)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S4P1-33g)	RZ	1.00015 (+15)	(4)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S8P1-33g)	RZ	0.99898 (-102)	(5)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S16P1-33g)	RZ	0.99877 (-123)	(6)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S16P3-33g)	RZ	1.00040 (+40)	(7)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S16P3-49g)	RZ	0.99967 (-33)	(8)
ERANOS-2.0 (BISTRO-S16P3-62g)	RZ	0.99764 (-204)	(9)
MCNP-4C	3D	1.00248 ±11pcm (+247)	(10)
ERANOS-2.0 (TGV-Diff.-33g)	3D	0.99186 (-821)	(11)
ERANOS-2.0 (TGV-TSP0*-33g)	3D	1.00744 (+739)	(12)
ERANOS-2.0 (TGV-TSP1-33g)	3D	1.00432 (+430)	(13)
ERANOS-2.0 (TGV-TP1-33g)	3D	1.00325 (+324)	(14)
ERANOS-2.0 (TGV-TSP3-33g)	3D	1.00374 (+373)	(15)
ERANOS-2.0 (TGV-TSP3-49g)	3D	1.00271 (+270)	(16)
ERANOS-2.0 (TGV-TSP3-62g)	3D	0.99924 (-76)	(17)

Effet transport (T) à transport simplifié (TS) (pour TGV-VARIANT) :

T à TS {(13)-(14)} :

+106 pcm

L'effet est assez faible, et ne justifie pas l'augmentation importante du temps de calcul associé au calcul transport sans simplification.

Effet de la prise en compte de l'anisotropie des chocs :

Pour le module BISTRO :

P0* à P1 {(4)-(3)} :

-281 pcm

P1 à P3 {(7)-(6)} :

+163 pcm

Pour le module TGV-VARIANT : $P0^*$ à $P1$ {(16)-(15)} : -309 pcm
 $P1$ à $P3$ {(17)-(15)} : -57 pcm

Ainsi, pour un calcul fin l'approximation $P3$ est requise, sinon un résultat à l'ordre $P1$ est suffisant pour l'évaluation de nombreux paramètres.

Pour étudier les effets liés au nombre de groupes énergétiques, nous avons retenu 3 structures différentes, qui sont données et justifiées dans l'annexe F. La première est la structure standard à 33g, la suivante est une structure à 49g, qui permet un découpage plus fin des neutrons très énergétiques, alors que la structure à 62g fournit un découpage plus fin pour tous les neutrons au-dessus de 15 keV, qui constituent plus de 95% des neutrons dans un système rapide.

Effets dus au découpage multigroupes :

Pour le module BISTRO : 33g à 49g {(8)-(7)} : -73 pcm
 33g à 62g {(9)-(7)} : -244 pcm
 Pour le module TGV-VARIANT : 33g à 49g {(13)-(12)} : -103 pcm
 33g à 62g {(15)-(13)} : -449 pcm

Il est normal que la structure à 49g apporte peu d'écart pour ces configurations critiques. Son rôle est de pouvoir mieux simuler une source externe de neutrons d'énergie supérieure à 1MeV. Sinon, l'impact lié au découpage à 62g est, comme attendu, plus important. Ce découpage est conseillé pour les interprétations fines des expériences.

A part les effets précités, il faut également mentionner que le calcul cellule ECCO est défini par le choix de nombreuses options, qui peuvent parfois avoir un effet significatif. Dans ce contexte, tous les résultats ne peuvent être explicitement introduits ici, et un simple résumé des constatations va être fait. Il a donc été remarqué :

- i. L'effet de l'utilisation de l'approximation INCONSISTENT ou CONSISTENT est inférieur à 50 pcm sur la valeur du k_{eff} pour des géométries de type MUSE4.
- ii. La pondération des sections efficaces des zones non fissiles par un flux provenant de la zone combustible ou par la définition d'une source à l'intérieur de la zone conduit à des variations de l'ordre de la centaine de pcm sur la valeur de la réactivité.
- iii. Le choix du terme de fuite, ou "buckling", (de manière standard, donné à l'aide d'une formule semi-empirique initialement prévue pour des couvertures) est un paramètre sensible, actuellement étudié dans le détail par le CEA et l'ENEA. Pour notre part, nous avons conservé la méthode standard.
- iv. Lors d'un calcul à 33 groupes d'énergie, un passage initial à 1968 groupes d'énergie (avant une condensation) est approprié pour les zones combustibles, mais pas pour les autres régions [bos2] dans les conditions d'utilisation usuelle où la source des neutrons en provenance des régions combustibles est simulée par une source externe.
- v. La bonne prise en compte des résonances du fer et du sodium passe par un découpage énergétique important, qu'il n'est pas toujours possible d'atteindre (limitations informatiques). L'amplitude de ces effets, qui font naître des difficultés d'interprétation dans les réflecteurs acier-sodium a déjà été évaluée et une procédure d'optimisation est en cours de développement [leb3].

E.3.3 APPROXIMATION DE CYLINDRISATION

La cylindrisation du modèle M4CRIT n'a pas été aisée à cause des nombreuses hétérogénéités de la configuration. Le plus naturel fut de prendre comme axe de symétrie, la direction du canal de l'accélérateur. Plusieurs modèles ont été définis pour finalement ne retenir que celui présenté ici, l'objectif étant d'avoir un facteur de multiplication voisin de 1.0 (ce qui est le cas). On obtient alors comme effet 3D → RZ :

Pour le code MCNP-4C {(1)-(10)} :	-746 ± 16 pcm
Pour le formulaire ERANOS {(6)-(13)} :	-553 pcm

Ces résultats proviennent de diverses compensations, qui ne sont pas faciles d'isoler. Par exemple, le combustible MOX(1) est légèrement plus éloigné dans le modèle RZ que dans le modèle 3D.

E.3.4 EFFET DETERMINISTE-STOCHASTIQUE

La comparaison entre le formulaire ERANOS-2.0 et MCNP-4C est satisfaisante et peut s'expliquer par les différences des méthodes de résolution. De plus, il ne faut pas oublier que les sections efficaces utilisées par MCNP-4C ne tiennent pas compte des résonances non résolues, au contraire de ERANOS-2.0. Cet effet avait été estimé à environ 300 pcm dans le §E.2.2 pour une configuration simplifiée. Ce résultat nous donne une tendance. On a donc obtenu un écart brut stochastique → déterministe :

Pour la configuration RZ :	+295 pcm
Pour la configuration 3D :	-323 pcm

Cet accord permet d'envisager avec confiance l'interprétation des mesures MUSE4. Dans tous les cas, il fournit de premières conclusions sur l'optimisation du schéma de calcul déterministe.

E.4 DEFINITION DES SCHEMAS DE CALCUL DE BASE

Comme mentionné, l'objectif est de définir, en fonction des connaissances actuelles (acquises par l'interprétation de divers programmes expérimentaux [bos2]), les schémas de calcul les plus optimisés, et dont on souhaite étendre le domaine de validité aux réacteurs hybrides de type ADS. De plus, l'analyse faite ici nous a conduit à privilégier certaines méthodes de résolution pour la planification et l'interprétation des expériences MUSE4.

E.4.1 POUR LE FORMULAIRE ERANOS

Pour le mode déterministe, plusieurs schémas ont été étudiés, en modifiant notamment le nombre de groupes d'énergie, l'ordre de la discrétisation (soit pour la prise en compte de l'anisotropie des chocs, soit pour le traitement du flux) ou encore la modélisation des zones de faible densité.

Bien évidemment, le calcul déterministe idéal est un calcul macrocellule (avec une prise en compte plus fine des sections efficaces par rapport au milieu environnant) avec une structure énergétique maximale (1968 groupes d'énergie). Malheureusement, ce mode de résolution nous conduit à des temps de calcul irraisonnables (il y a aussi des problèmes de mémoire), c'est pourquoi les schémas de calcul décrits ci-après sont optimisés pour atteindre les exigences fixées par le programme MUSE4. Ils découlent de différentes études, dont celle exposée dans cette annexe.

En résumé, le calcul, appelé "standard", destiné à l'évaluation des paramètres principaux du problème, mais ne nécessitant pas une précision trop poussée (notamment pour les études de planification), est suffisant en 33 groupes d'énergie, et avec un traitement à l'ordre P1 de l'anisotropie des chocs (les autres options ECCO ont été évoquées précédemment). S'il s'agit d'un modèle RZ, le code BISTRO est utilisé en transport avec une discrétisation angulaire S8. Pour un calcul à 3 dimensions, le module TGV-VARIANT est employé en transport simplifié en ayant, de plus, conscience qu'il n'est pas à même de traiter les zones de faible densité (technique d'homogénéisation nécessaire).

Pour le calcul, dit de "référence", utilisé pour les interprétations fines des expériences, il est avantageux de passer en 62 groupes d'énergie avec un traitement de l'anisotropie à l'ordre P3 lorsque cela est possible (dans ECCO la méthode de résolution du flux employée pour le traitement de cellules hétérogènes n'est disponible que jusqu'à l'ordre P1). De plus, pour BISTRO un calcul transport avec une distribution angulaire S16 est préférable, ainsi qu'un calcul en transport non simplifié pour le code TGV-VARIANT (ce dernier point étant malheureusement souvent trop coûteux en termes de temps de calcul, sa prise en compte se fait par l'application d'une correction depuis la résolution en transport simplifié).

E.4.2 POUR LES METHODES DE MONTE CARLO

Concernant les codes de Monte Carlo, il n'y a pas spécifiquement de contraintes, si ce n'est le temps de calcul. Dans ce sens, la réalisation de calculs en parallèle a été entreprise, chaque fois que possible, et a permis une forte réduction des incertitudes statistiques par la simulation de plusieurs millions de particules pour chaque configuration. La principale recommandation est l'utilisation de la librairie JEF-2.2-CEA. Sinon, il a été décidé qu'un seul code, basé sur la méthode de Monte Carlo, était nécessaire pour servir de code étalon (validation numérique) lors de l'interprétation des expériences MUSE4. De toute façon, un très bon accord existe entre les prédictions MCNP-4C et TRIPOLI-4.3, comme on le voit ici sur des géométries simplifiées et comme il est aussi montré sur des configurations plus complexes de type MUSE4 (§5.1). Ainsi, le choix s'est porté sur le code MCNP-4C pour plusieurs raisons. D'une part, comme ce code de calcul est utilisé par plusieurs partenaires du projet MUSE4, un recoupage des résultats est possible. D'autre part, nos modèles MCNP-4C sont aussi exploitables par le code MCNPX, avec lequel la simulation de la spallation est possible.

ANNEXE F :

STRUCTURE MULTIGROUPE UTILISEE POUR LES CALCULS DETERMINISTES

La structure multigroupe utilisée pour les calculs déterministes est exposée ici. A partir de structures de groupe standards, certains nouveaux découpages ont été déterminés, d'une part pour permettre une meilleure prise en compte du spectre neutronique de la source externe, et d'autre part, pour optimiser les temps de calcul.

F.1 JUSTIFICATION DES DIFFERENTES STRUCTURES MULTIGROUPES

A la fin du calcul cellule ECCO, le découpage énergétique, selon lequel les sections efficaces autoprotégées sont stockées avant le calcul cœur, doit être figé. Cela s'opère par une condensation depuis des découpages fins (en général à 1968 groupes ou à 172 groupes d'énergie).

Le calcul standard de base prévoit une structure énergétique en 33 groupes. Cependant, cette structure n'est pas du tout adéquate pour décrire de manière précise les neutrons énergétiques au-dessus du MeV, comme le montre le tableau F.1. Cela n'est pas donc pas du tout optimisé pour simuler les sources externes de fusion produites par GENEPI dans le cadre du programme MUSE4. C'est pourquoi, un découpage à 49 groupes a été défini. Pour des raisons pratiques et de cohérence, cette dernière structure est toujours obtenue par condensation de la structure à 172 groupes. De plus, certaines études [leb3] ont montré que la structure standard à 33 groupes n'est également pas suffisante lors d'interprétations fines pour traiter les interfaces combustible/réflacteur à cause d'une mauvaise prise en compte de certaines résonances (principalement le fer et le sodium).

Par suite, il est conseillé d'utiliser la structure à 172 groupes d'énergie (même si elle n'est pas encore toujours suffisante). Cependant, ce découpage usuel, qui est très coûteux en temps de calcul et en taille mémoire, n'est pas judicieux pour un système critique. En effet, il existe un nombre de groupes inutilement important à basse énergie (<10keV) dans le cadre de l'interprétation des mesures du programme MUSE4. Cela nous a conduit à définir un découpage à 62 groupes, qui se base sur la structure à 172 groupes jusqu'à une énergie de 15 keV, pour réaliser l'interprétation de nos mesures. D'ailleurs, nous avons constaté que plus de 95% des neutrons dans la zone cœur possèdent une énergie supérieure à 15 keV, ce qui justifie d'autant plus notre choix.

F.2 PRESENTATION DES DECOUPAGES A 33, 49 ET 62 GROUPES D'ENERGIE

Le tableau des différents découpages est exposé ci-après par rapport à la structure standard à 172 groupes d'énergie.

Tableau F.1 : Présentation des découpages à 33, 49 et 62 groupes d'énergie

Energie supérieure du groupe en eV	Structure standard à 172 groupes	Structure standard à 33 groupes	Structure nouvelle à 49 groupes	Structure nouvelle à 62 groupes
1.964033E+07	1	1	1	1
1.733253E+07	2	1	2	2
1.491825E+07	3	1	3	3

1.384031E+07	4	1	4	4
1.161834E+07	5	1	5	5
1.000000E+07	6	2	6	6
8.187308E+06	7	2	7	7
6.703200E+06	8	2	8	8
6.065307E+06	9	3	9	9
5.488116E+06	10	3	10	10
4.493290E+06	11	3	11	11
3.678794E+06	12	4	12	12
3.011942E+06	13	4	13	13
2.465970E+06	14	4	14	14
2.231302E+06	15	5	15	15
2.018965E+06	16	5	16	16
1.652989E+06	17	5	17	17
1.353353E+06	18	6	18	18
1.224564E+06	19	6	19	19
1.108032E+06	20	6	20	20
1.002588E+06	21	6	21	21
9.071795E+05	22	6	22	22
8.208500E+05	23	7	23	23
6.081006E+05	24	7	23	24
5.502322E+05	25	7	23	25
4.978707E+05	26	8	24	26
4.504920E+05	27	8	24	27
4.076220E+05	28	8	24	28
3.019738E+05	29	9	25	29
2.732372E+05	30	9	25	30
2.472353E+05	31	9	25	31
1.831564E+05	32	10	26	32
1.227734E+05	33	10	26	33
1.110900E+05	34	11	27	34
8.229747E+04	35	11	27	35
6.737947E+04	36	12	28	36
5.516564E+04	37	12	28	37
4.086771E+04	38	13	29	38
3.697864E+04	39	13	29	39
2.928300E+04	40	13	29	40
2.739445E+04	41	13	29	41
2.478752E+04	42	14	30	42
1.661557E+04	43	14	30	43
1.503439E+04	44	15	31	44
1.113775E+04	45	15	31	44
9.118820E+03	46	16	32	45
7.465858E+03	47	16	32	45
5.530844E+03	48	17	33	46
5.004514E+03	49	17	33	46
3.526622E+03	50	17	33	46
3.354626E+03	51	18	34	47
2.248673E+03	52	18	34	47
2.034684E+03	53	19	35	48
1.507331E+03	54	19	35	48
1.433871E+03	55	19	35	48
1.234098E+03	56	20	36	49
1.010394E+03	57	20	36	49
9.142423E+02	58	20	36	49
7.485183E+02	59	21	37	50
6.772874E+02	60	21	37	50
4.539993E+02	61	22	38	51
3.717032E+02	62	22	38	51
3.043248E+02	63	23	39	52
2.039950E+02	64	23	39	52
1.486254E+02	65	24	40	53
1.367420E+02	66	24	40	53
9.166088E+01	67	25	41	54

7.567357E+01	68	25	41	54
6.790405E+01	69	26	42	55
5.559513E+01	70	26	42	55
5.157802E+01	71	26	42	55
4.825160E+01	72	26	42	55
4.551744E+01	73	26	42	55
4.016900E+01	74	27	43	56
3.726653E+01	75	27	43	56
3.372015E+01	76	27	43	56
3.051126E+01	77	27	43	56
2.760773E+01	78	27	43	56
2.498050E+01	79	27	43	56
2.260329E+01	80	28	44	57
1.945484E+01	81	28	44	57
1.592827E+01	82	28	44	57
1.370959E+01	83	29	45	58
1.122446E+01	84	29	45	58
9.905554E+00	85	29	45	58
9.189814E+00	86	29	45	58
8.315287E+00	87	30	46	59
7.523983E+00	88	30	46	59
6.160116E+00	89	30	46	59
5.346430E+00	90	30	46	59
5.043477E+00	91	30	46	59
4.129250E+00	92	30	46	59
4.000000E+00	93	31	47	60
3.380750E+00	94	31	47	60
3.300000E+00	95	31	47	60
2.767920E+00	96	31	47	60
2.720000E+00	97	31	47	60
2.600000E+00	98	31	47	60
2.550000E+00	99	31	47	60
2.360000E+00	100	31	47	60
2.130000E+00	101	31	47	60
2.100000E+00	102	31	47	60
2.020000E+00	103	31	47	60
1.930000E+00	104	31	47	60
1.840000E+00	105	31	47	60
1.755000E+00	106	31	47	60
1.670000E+00	107	31	47	60
1.590000E+00	108	31	47	60
1.500000E+00	109	31	47	60
1.475000E+00	110	31	47	60
1.440000E+00	111	31	47	60
1.370000E+00	112	31	47	60
1.337500E+00	113	31	47	60
1.300000E+00	114	31	47	60
1.235000E+00	115	31	47	60
1.170000E+00	116	31	47	60
1.150000E+00	117	31	47	60
1.123000E+00	118	31	47	60
1.110000E+00	119	31	47	60
1.097000E+00	120	31	47	60
1.071000E+00	121	31	47	60
1.045000E+00	122	31	47	60
1.035000E+00	123	31	47	60
1.020000E+00	124	31	47	60
9.960000E-01	125	31	47	60
9.860000E-01	126	31	47	60
9.720000E-01	127	31	47	60
9.500000E-01	128	31	47	60
9.300000E-01	129	31	47	60
9.100000E-01	130	31	47	60
8.600000E-01	131	31	47	60

8.500000E-01	132	31	47	60
7.900000E-01	133	31	47	60
7.800000E-01	134	31	47	60
7.050000E-01	135	31	47	60
6.250000E-01	136	31	47	60
5.400000E-01	137	32	48	61
5.000000E-01	138	32	48	61
4.850000E-01	139	32	48	61
4.330000E-01	140	32	48	61
4.000000E-01	141	32	48	61
3.910000E-01	142	32	48	61
3.500000E-01	143	32	48	61
3.200000E-01	144	32	48	61
3.145000E-01	145	32	48	61
3.000000E-01	146	32	48	61
2.800000E-01	147	32	48	61
2.480000E-01	148	32	48	61
2.200000E-01	149	32	48	61
1.890000E-01	150	32	48	61
1.800000E-01	151	32	48	61
1.600000E-01	152	32	48	61
1.400000E-01	153	32	48	61
1.340000E-01	154	32	48	61
1.150000E-01	155	32	48	61
1.000000E-01	156	33	49	62
9.500000E-02	157	33	49	62
8.000000E-02	158	33	49	62
7.700000E-02	159	33	49	62
6.700000E-02	160	33	49	62
5.800000E-02	161	33	49	62
5.000000E-02	162	33	49	62
4.200000E-02	163	33	49	62
3.500000E-02	164	33	49	62
3.000000E-02	165	33	49	62
2.500000E-02	166	33	49	62
2.000000E-02	167	33	49	62
1.500000E-02	168	33	49	62
1.000000E-02	169	33	49	62
6.900000E-03	170	33	49	62
5.000000E-03	171	33	49	62
3.000000E-03	172	33	49	62
1.100000E-04				

ANNEXE G :

COMPLEMENT A LA PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce complément à la présentation des mesures d'activation, qui est réalisée au chapitre 4, expose notamment différents facteurs correctifs, établis lors de cette recherche, ainsi que certains spectres en guise d'illustration. Tout d'abord, le suivi des irradiations est donné.

G.1 SUIVI DES IRRADIATIONS PAR CHAMBRES A FISSION

Les figures G.1 à G.4 exposent l'historique de chaque irradiation captée par certains moniteurs (généralement des chambres à fission).

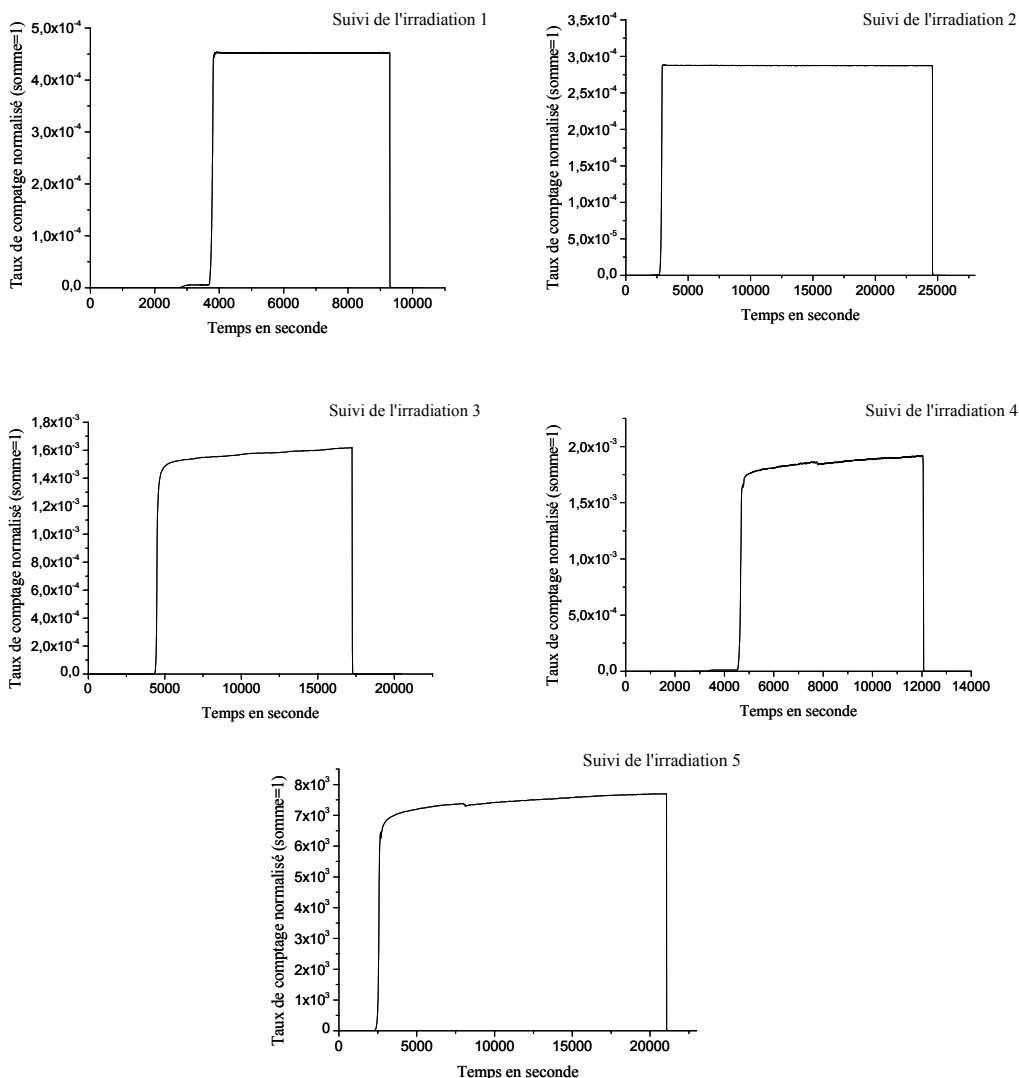


Figure G.1 : Historique des irradiations réalisées dans la configuration M4CRIT

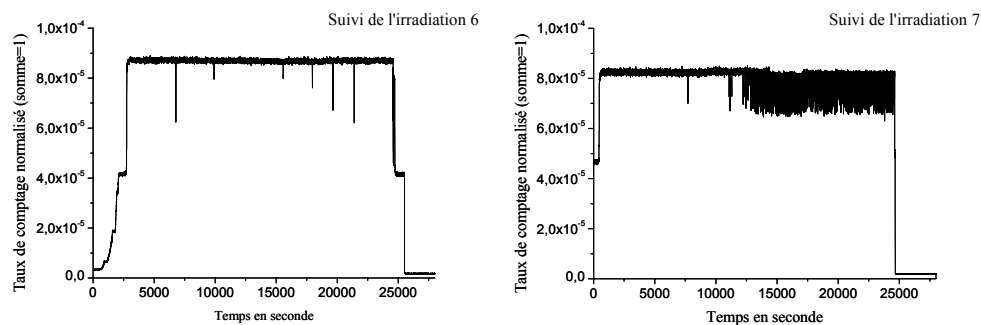


Figure G.2 : Historique des irradiations réalisées dans la configuration M4SC0+DD

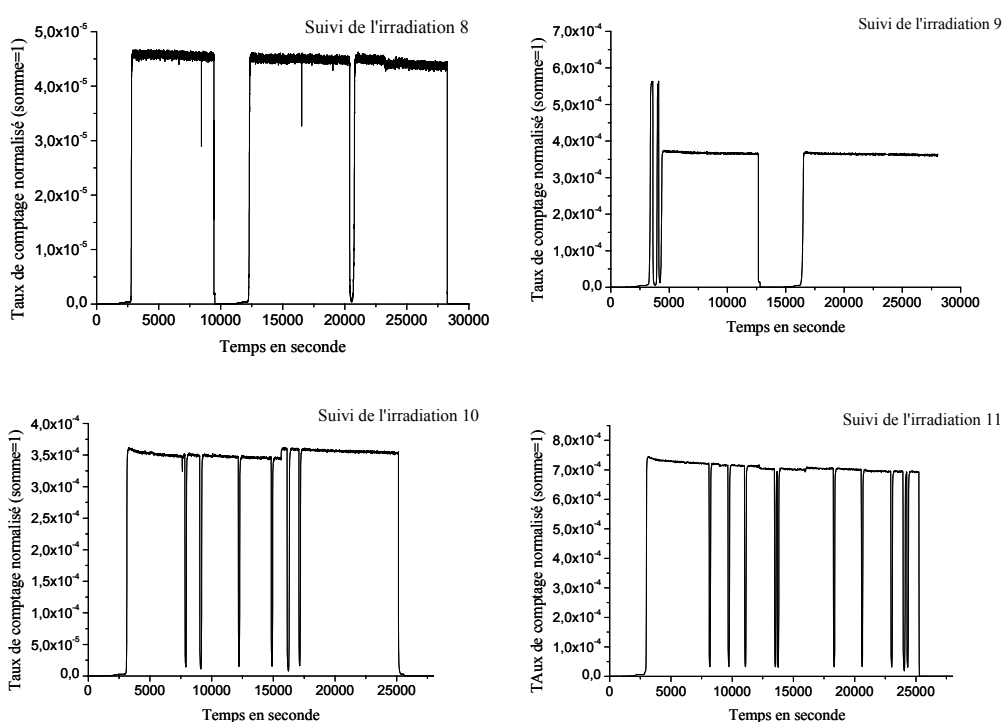


Figure G.3 : Historique des irradiations réalisées dans la configuration M4SCO +DT

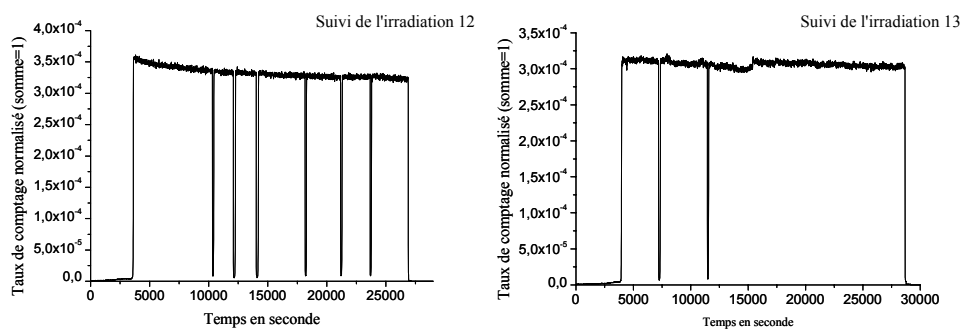


Figure G.4 : Historique des irradiations réalisées dans la configuration M4SC2+DT

Pour la configuration critique (cf. Figure G.1), on voit que les périodes d'irradiation sont bien définies. Pour les activations, qui ont eu lieu dans la configuration M4SC0+DD (Figure G.2), on constate des petites variations dues à une perte momentanée du faisceau de l'accélérateur. Toutefois, ces fluctuations restent faibles par rapport au niveau de puissance moyen du cycle d'irradiation. Dans la configuration M4SC0+DT, on constate que les irradiations 8 et 9 sont entachées d'une assez longue période de faible puissance (environ 1heure). Cela est provoqué par un enchaînement coupure/redémarrage du faisceau de l'accélérateur. En effet, il a été constaté que des claquages du faisceau pouvaient intervenir à cause d'une accumulation de charges dans la zone du filament (lieu de production du faisceau). Initialement, le redémarrage après claquage était trop rapide et créait une période de doublement du flux trop importante dans le réacteur, conduisant à une chute immédiate des barres de sûreté. Ainsi, les périodes de très faibles puissances sont dues à la durée de la procédure de remontée de ces barres. Par la suite, pour diminuer l'effet de claquage de l'accélérateur, un redémarrage plus doux de ce dernier a été mis au point par l'ISN de Grenoble afin d'éviter la chute des barres de sûreté (période d'augmentation du flux plus faible). Par conséquent, cela ne conduit qu'à des pertes "quasi" ponctuelles de la puissance du système, comme le montre les irradiations 10 et 11 de la figure G.3, et celles de la figure G.4. Les corrections associées à l'historique des irradiations sont données au paragraphe 4.4.1.

G.2 PRESENTATION DE CERTAINS SPECTRES γ OBTENUS

Afin d'illustrer les résultats de comptage γ à l'aide des deux diodes HPGe, certains spectres γ obtenus sont donnés sur les figures suivantes. C'est sur la base de ces courbes, établies à l'aide du logiciel GENIE2000, que les activités des échantillons sont déterminées.

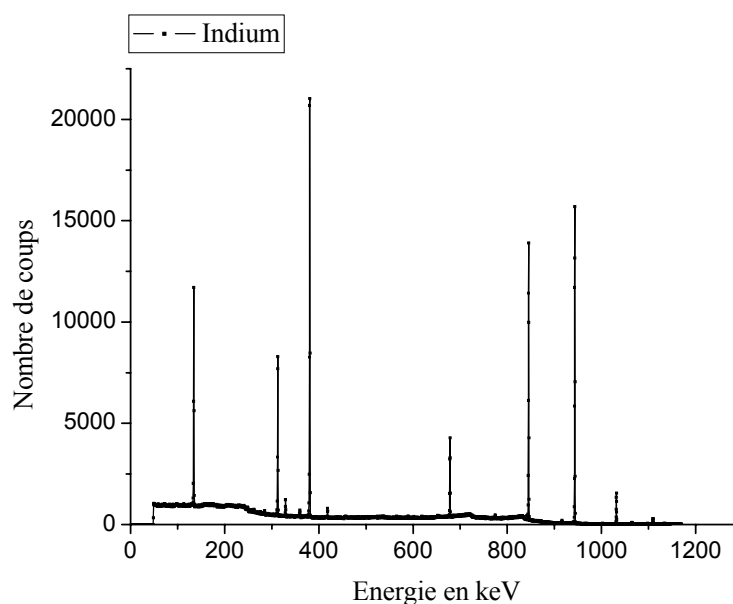


Figure G.5 : Spectre γ associé à l'activation de l'indium

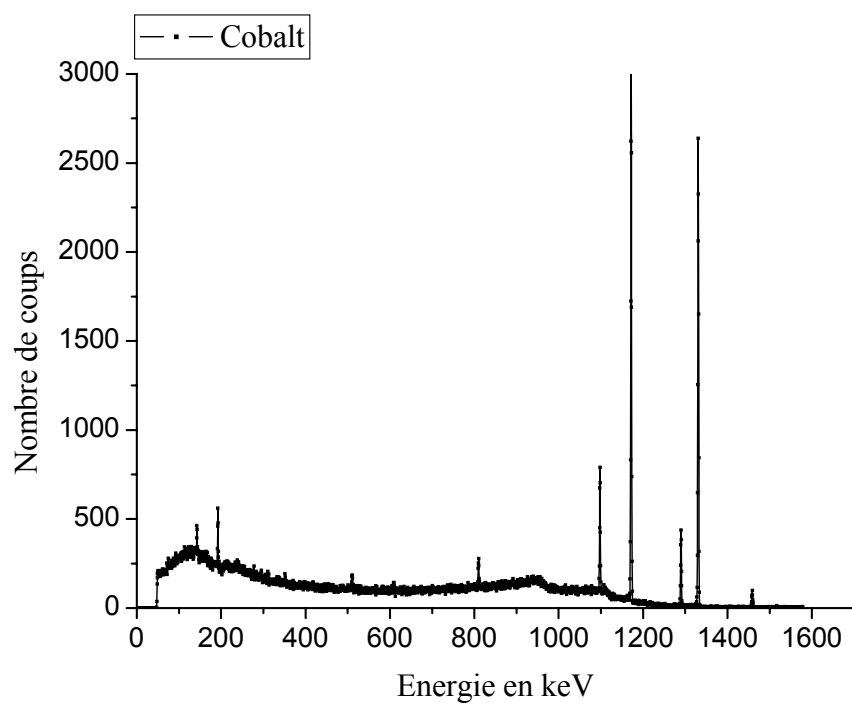


Figure G.6 : Spectre γ associé à l'activation du cobalt

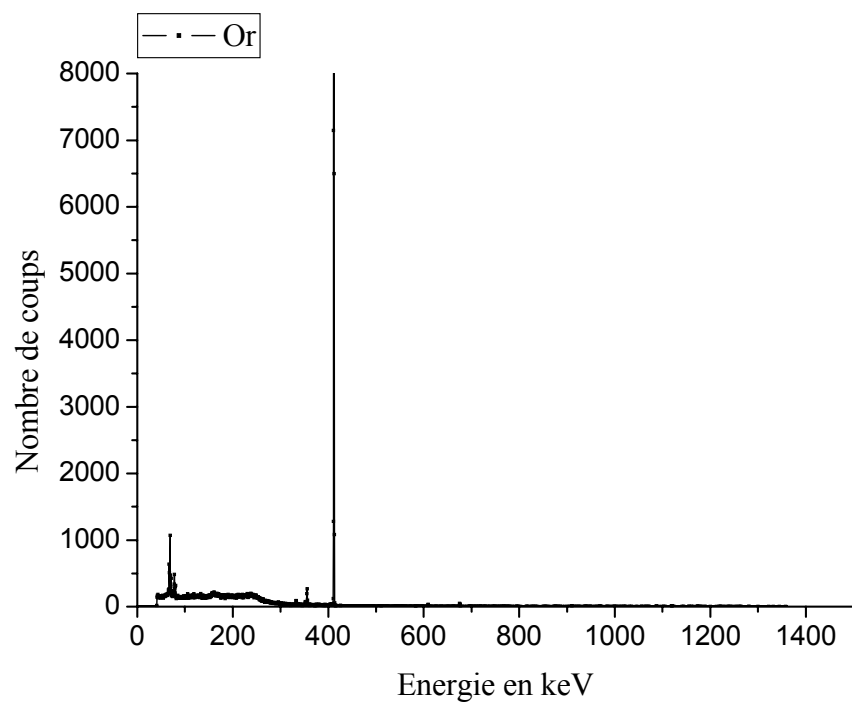


Figure G.7 : Spectre γ associé à l'activation de l'or

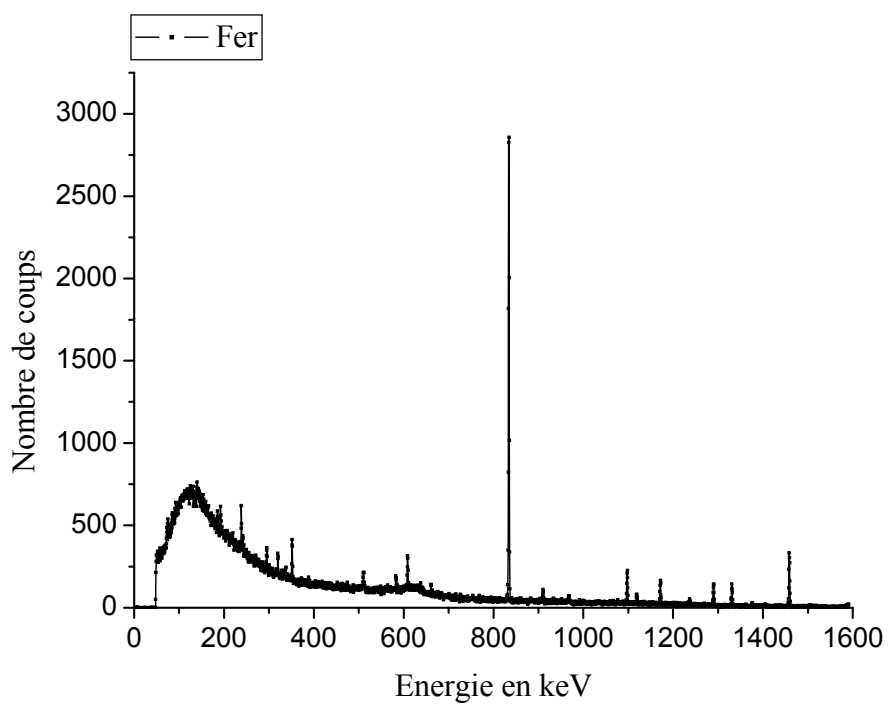


Figure G.8 : Spectre γ associé à l'activation du fer

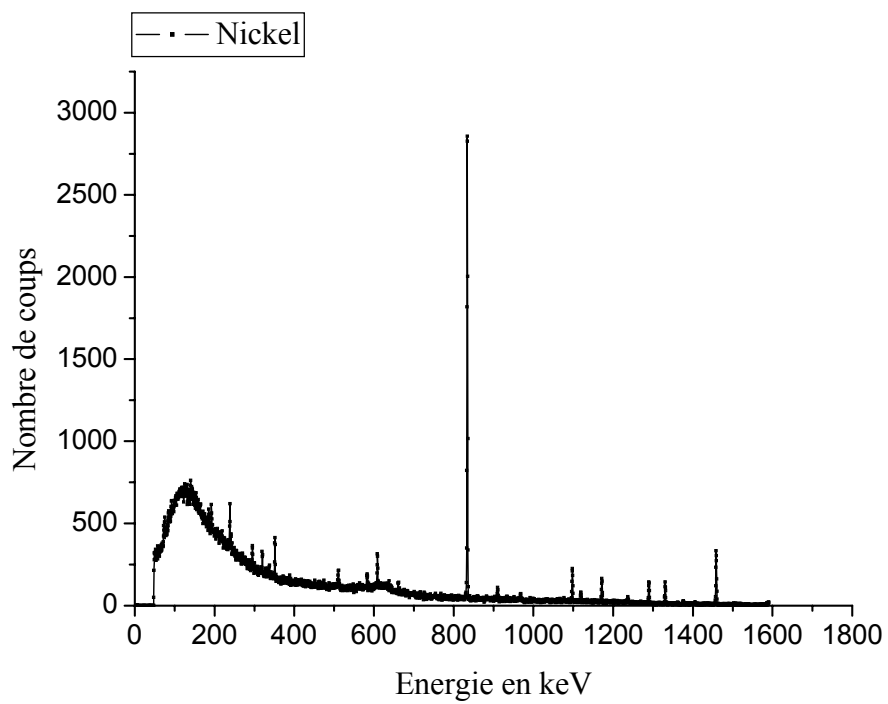


Figure G.9 : Spectre γ associé à l'activation du nickel

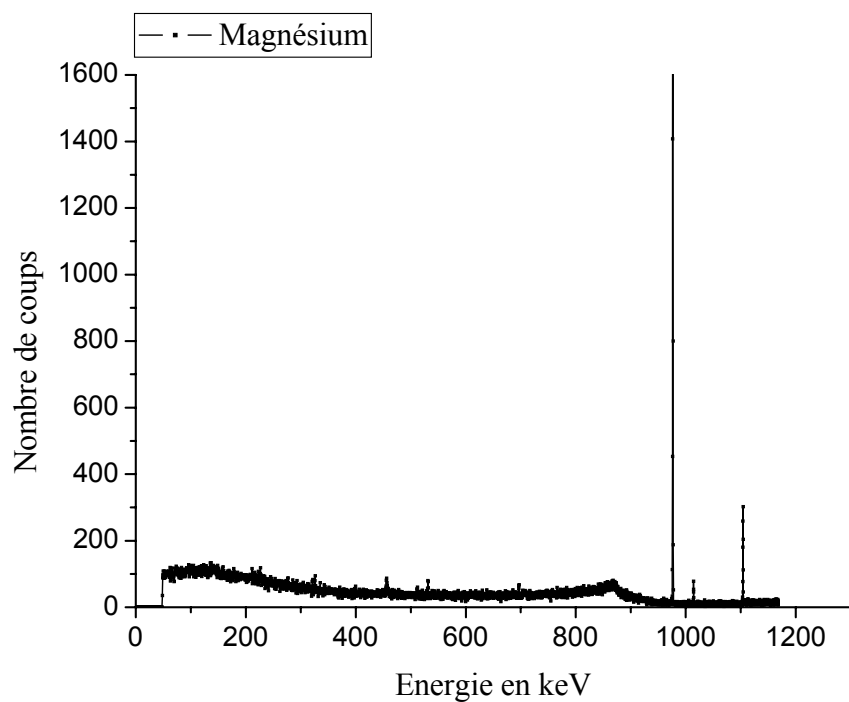


Figure G.10 : Spectre γ associé à l'activation du magnésium

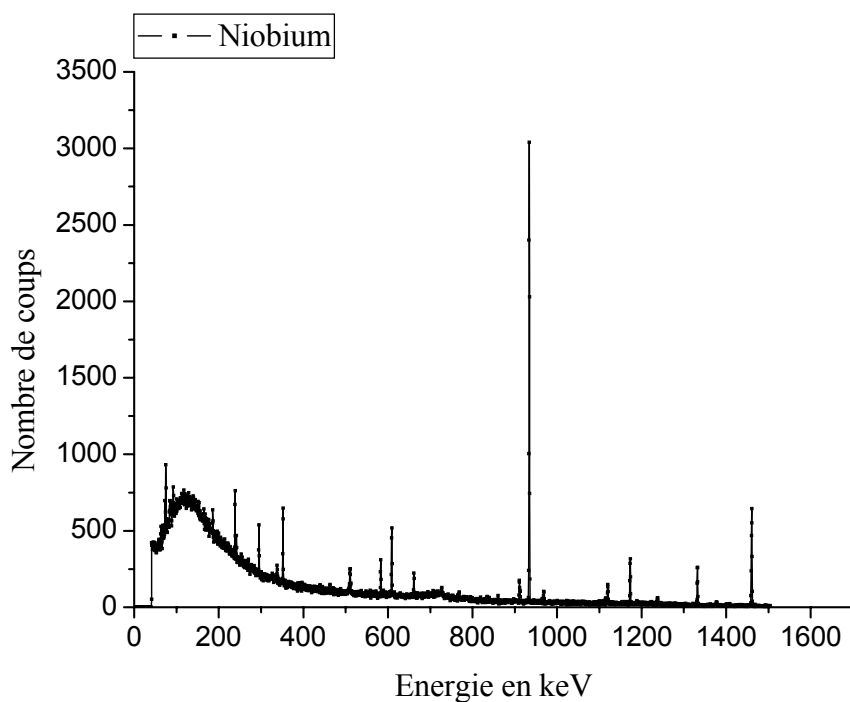


Figure G.11 : Spectre γ associé à l'activation du niobium

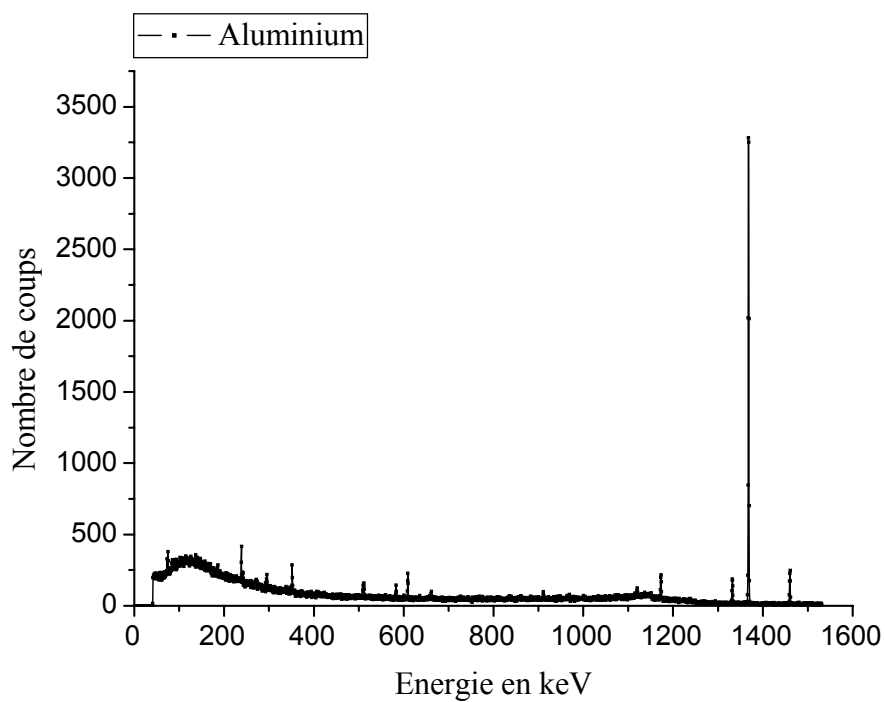


Figure G.12 : Spectre γ associé à l'activation de l'aluminium

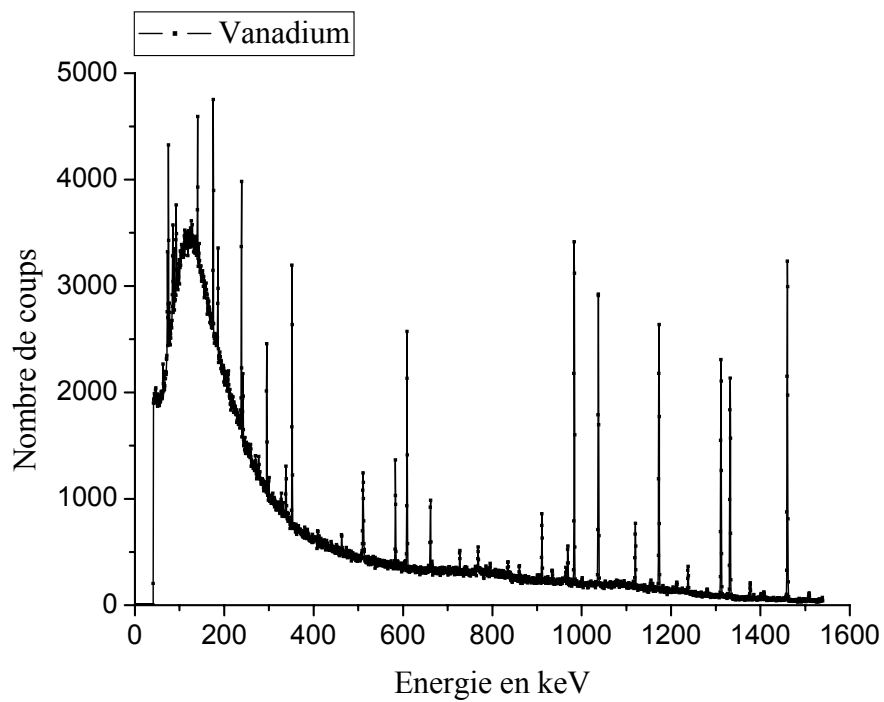


Figure G.13 : Spectre γ associé à l'activation de l'indium

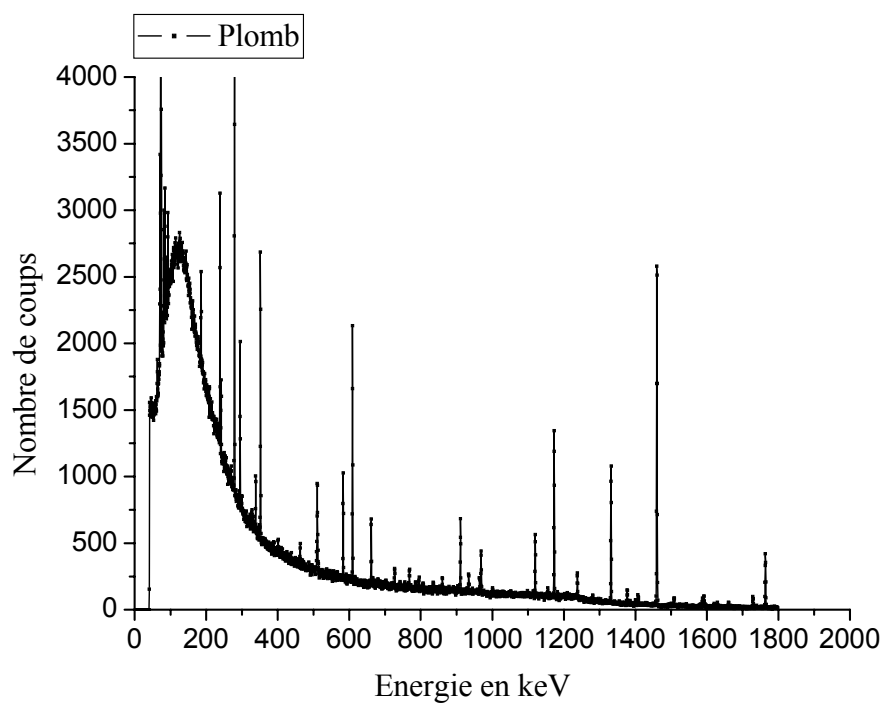


Figure G.14 : Spectre γ associé à l'activation du plomb

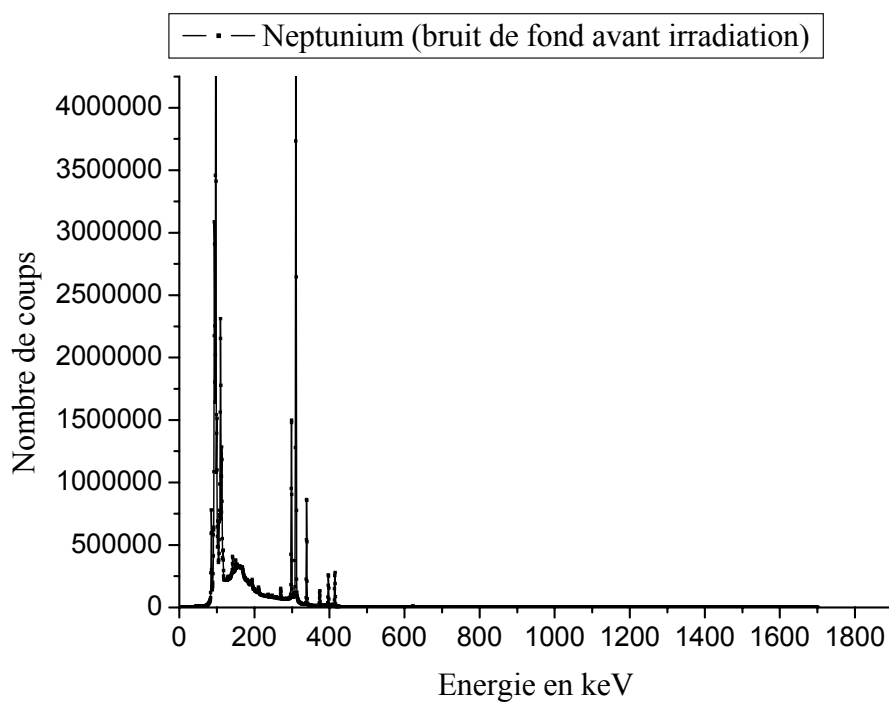


Figure G.15 : Spectre γ associé à l'activation du neptunium (avant l'irradiation)

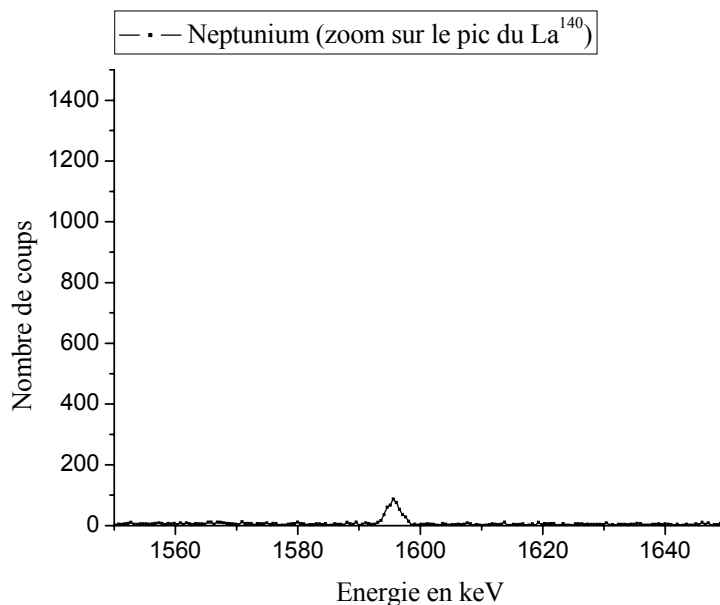


Figure G.16 : Spectre γ associé à l'activation du neptunium (juste après l'irradiation) en zoomant sur le pic du La^{140} résultant de la fission

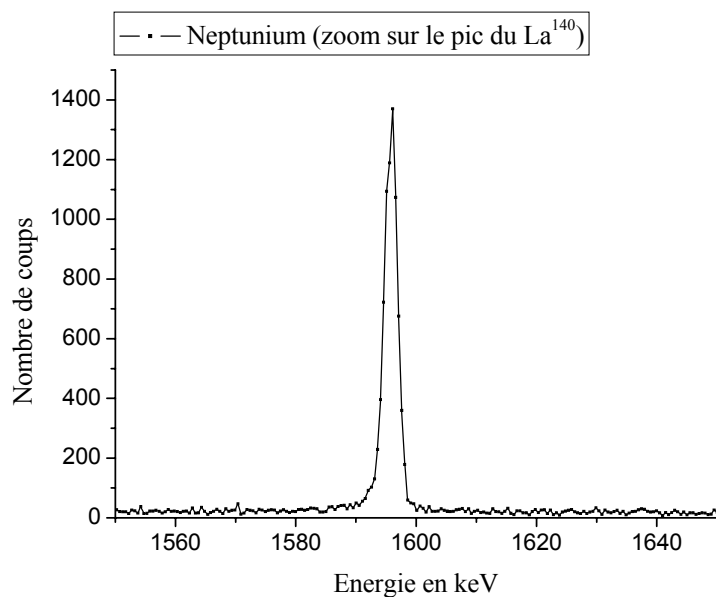


Figure G.17 : Spectre γ associé à l'activation du neptunium (14 jours après l'irradiation) en zoomant sur le pic du La^{140} résultant de la fission

Bien évidemment, tous les spectres γ n'ont pas été présentés ici, mais ils sont tous répertoriés dans les rapports du laboratoire dosimétrique de Cadarache. Pour prendre l'exemple de l'analyse du taux de fission par activation d'échantillon, les graphes G.16 et G.17 exposent l'exemple de la fission du neptunium qui crée un pic à 1596keV (création et décroissance du La^{140} , cf. Figure 4.2).

G.3 ACTIVITES SATUREES

Les tableaux G.1 à G.13, qui présentent les activités massiques saturées, fournissent la base expérimentale utilisée pour établir tous les différents indices ou taux de réaction absolus expérimentaux analysés dans le chapitre 5.

Tableau G.1 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 1 dans M4CRIT (pour la puissance C_1 selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1- σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	1	21.1	2.1	-9.5	9.089E+00	1.5
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	2	-0.6	-4.7	-0.6	3.411E+00	1.5
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	3	-7.4	-10.6	-0.6	6.184E+00	1.5
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	4	-7.4	10.6	-0.6	5.777E+00	1.5
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	5	-7.4	-21.2	-0.6	6.847E+00	2.2
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	6	-7.4	37.1	-0.6	6.540E+00	2.2
In ¹¹⁵ (n, γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	8.156E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n, γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	9.478E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n, γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	9.108E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n, γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	9.241E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n, γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	8.338E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n, γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	7.172E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	1	21.1	2.1	-9.5	1.088E+03	1.0
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	2	-0.6	-4.7	-0.6	8.091E+02	1.0
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	3	-7.4	-10.6	-0.6	9.604E+02	1.0
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	4	-7.4	10.6	-0.6	9.374E+02	1.0
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	5	-7.4	-21.2	-0.6	9.760E+02	1.0
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	6	-7.4	37.1	-0.6	8.188E+02	1.0

* A partir de l'activité du Ba¹⁴⁰, et de son rendement cumulé $5.7817E-02 \pm 5.722E-04$ (JEF-2.2).

Tableau G.2 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 2 dans M4CRIT (pour la puissance $10.61 * C_1$ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1- σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1	21.1	2.1	-9.5	1.042E+04	1.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	5.404E+03	1.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	3	-7.4	-10.6	-0.6	7.754E+03	1.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	4	-7.4	10.6	-0.6	7.667E+03	1.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	8.454E+03	1.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	6	-7.4	37.1	-0.6	7.423E+03	1.0
Zn ⁶⁴ (n, γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	1.767E+04	1.2
Zn ⁶⁴ (n, γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.109E+04	1.2

Zn ⁶⁴ (n,γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.010E+04	1.2
Zn ⁶⁴ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	1.956E+04	1.2
Zn ⁶⁴ (n,γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.809E+04	1.2
Zn ⁶⁴ (n,γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	1.458E+04	1.2
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	1	21.1	2.1	-9.5	3.508E+03	2.9
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.701E+03	2.9
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.501E+03	2.9
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	4	-7.4	10.6	-0.6	2.429E+03	2.9
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.787E+03	2.9
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	6	-7.4	37.1	-0.6	2.368E+03	2.9
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	1	21.1	2.1	-9.5	2.511E+01	1.2
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	2	-0.6	-4.7	-0.6	9.688E+00	1.2
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.690E+01	1.2
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	4	-7.4	10.6	-0.6	1.668E+01	1.3
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.986E+01	1.3
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	6	-7.4	37.1	-0.6	1.839E+01	1.3
Co ⁵⁹ (n,γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	1.916E+04	1.7
Co ⁵⁹ (n,γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.957E+04	1.7
Co ⁵⁹ (n,γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.543E+04	1.7
Co ⁵⁹ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	2.473E+04	1.7
Co ⁵⁹ (n,γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.025E+04	1.7
Co ⁵⁹ (n,γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	2.364E+04	1.7
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	1	21.1	2.1	-9.5	1.338E+02	3.9
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	2	-0.6	-4.7	-0.6	5.723E+01	3.9
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	3	-7.4	-10.6	-0.6	8.708E+01	3.9
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	4	-7.4	10.6	-0.6	9.325E+01	3.9
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.073E+02	3.9
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	6	-7.4	37.1	-0.6	9.258E+01	3.9
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	1	21.1	2.1	-9.5	8.152E+03	1.8
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	2	-0.6	-4.7	-0.6	3.997E+03	1.8
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	3	-7.4	-10.6	-0.6	5.961E+03	1.8
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	4	-7.4	10.6	-0.6	6.003E+03	1.8
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	5	-7.4	-21.2	-0.6	6.568E+03	1.8
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	6	-7.4	37.1	-0.6	5.728E+03	1.8
V ⁵¹ (n,α)	11.5	1	21.1	2.1	-9.5	2.679E+00	5.3
V ⁵¹ (n,α)	11.5	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.233E+00	5.3
V ⁵¹ (n,α)	11.5	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.850E+00	5.3
V ⁵¹ (n,α)	11.5	4	-7.4	10.6	-0.6	1.938E+00	5.3
V ⁵¹ (n,α)	11.5	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.059E+00	5.3
V ⁵¹ (n,α)	11.5	6	-7.4	37.1	-0.6	1.867E+00	5.3
Pb ²⁰⁴ (n,2n)	7.0	A	-53.0	2.1	-9.5	1.067E+01	4.3
Pb ²⁰⁴ (n,2n)	7.0	B	-31.8	2.1	-9.5	5.260E+01	4.3
Pb ²⁰⁴ (n,2n)	7.0	C	-10.6	2.1	-9.5	5.274E+01	4.3
Pb ²⁰⁴ (n,2n)	7.0	D	0.0	2.1	-9.5	3.677E+01	4.3

Tableau G.3 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 3 dans M4CRIT (pour la puissance $10.97 * C_1$ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1- σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1	21.1	2.1	-9.5	1.064E+04	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	5.393E+03	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	3	-7.4	-10.6	-0.6	7.919E+03	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	4	-7.4	10.6	-0.6	7.838E+03	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	8.755E+03	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	6	-7.4	37.1	-0.6	7.497E+03	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	7	-21.2	2.1	-9.5	1.069E+04	1.5
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	1	21.1	2.1	-9.5	3.428E+02	3.0
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.268E+02	3.0
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.248E+02	2.1
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.610E+02	2.0
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	7	-21.2	2.1	-9.5	3.486E+02	6.5
Al ²⁷ (n,p)	7.2	1	21.1	2.1	-9.5	1.339E+02	3.0
Al ²⁷ (n,p)	7.2	2	-0.6	-4.7	-0.6	5.234E+01	2.1
Al ²⁷ (n,p)	7.2	3	-7.4	-10.6	-0.6	9.782E+01	2.1
Al ²⁷ (n,p)	7.2	7	-21.2	2.1	-9.5	1.292E+02	3.8
*Th ²³² (n,fis)	-	A	-53.0	2.1	-9.5	2.060E+02	6.0
*Th ²³² (n,fis)	-	B	-31.8	2.1	-9.5	1.898E+03	6.0
*Th ²³² (n,fis)	-	C	-10.6	2.1	-9.5	2.220E+03	6.0
*Th ²³² (n,fis)	-	D	0.0	2.1	-9.5	1.861E+03	6.0
Th ²³² (n, γ)	-	A	-53.0	2.1	-9.5	1.151E+05	1.8
Th ²³² (n, γ)	-	B	-31.8	2.1	-9.5	4.255E+04	1.8
Th ²³² (n, γ)	-	C	-10.6	2.1	-9.5	5.080E+04	1.8
Th ²³² (n, γ)	-	D	0.0	2.1	-9.5	5.348E+04	1.8

* A partir de l'activité du Ba¹⁴⁰, et de son rendement cumulé $7.797E-02 \pm 4.2665E-03$ (JEF-2.2).

Tableau G.4 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 4 dans M4CRIT (pour la puissance $1.43 * C_1$ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1- σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	1	21.1	2.1	-9.5	1.308E+01	2.1
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	7	-21.2	2.1	-9.5	1.331E+01	2.5
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	1.009E+04	1.4
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.230E+04	1.4
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.166E+04	1.4
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	1.179E+04	1.4
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.056E+04	1.4
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	9.270E+03	1.4
*Np ²³⁷ (n,fis)	-	A	-53.0	2.1	-9.5	1.634E+03	3.0

$^{237}\text{Np}(n,\text{fis})$	-	B	-31.8	2.1	-9.5	7.003E+03	3.0
$^{237}\text{Np}(n,\text{fis})$	-	C	-10.6	2.1	-9.5	8.208E+03	3.0
$^{237}\text{Np}(n,\text{fis})$	-	D	0.0	2.1	-9.5	7.687E+03	3.0
$^{237}\text{Np}(n,\gamma)$	-	A	-53.0	2.1	-9.5	4.430E+04	2.0
$^{237}\text{Np}(n,\gamma)$	-	B	-31.8	2.1	-9.5	1.748E+04	2.0
$^{237}\text{Np}(n,\gamma)$	-	C	-10.6	2.1	-9.5	2.125E+04	2.0
$^{237}\text{Np}(n,\gamma)$	-	D	0.0	2.1	-9.5	2.190E+04	2.0

* A partir de l'activité du Ba^{140} , et de son rendement cumulé $5.8591\text{E}-02 \pm 1.051\text{E}-03$ (JEF-2.2).

Tableau G.5 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 5 dans M4CRIT (pour la puissance $10.84 * C_1$ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à $1-\sigma$ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
$\text{Mg}^{24}(n,p)$	6.8	1	21.1	2.1	-9.5	3.579E+02	1.8
$\text{Mg}^{24}(n,p)$	6.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.348E+02	1.8
$\text{Mg}^{24}(n,p)$	6.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.788E+02	1.8
$\text{Mg}^{24}(n,p)$	6.8	7	-21.2	2.1	-9.5	3.535E+02	1.8
$\text{Co}^{59}(n,\gamma)$	-	1	21.1	2.1	-9.5	2.033E+04	1.7
$\text{Co}^{59}(n,\gamma)$	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	3.089E+04	1.7
$\text{Co}^{59}(n,\gamma)$	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.689E+04	1.7
$\text{Co}^{59}(n,\gamma)$	-	4	-7.4	10.6	-0.6	2.445E+04	1.7
$\text{Co}^{59}(n,\gamma)$	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.135E+04	1.7
$\text{Co}^{59}(n,\gamma)$	-	6	-7.4	37.1	-0.6	2.610E+04	1.7
$^{235}\text{U}(n,\text{fis})$	-	A	-53.0	2.1	-9.5	3.544E+05	2.7
$^{235}\text{U}(n,\text{fis})$	-	B	-31.8	2.1	-9.5	2.530E+05	2.7
$^{235}\text{U}(n,\text{fis})$	-	C	-10.6	2.1	-9.5	2.788E+05	2.7
$^{235}\text{U}(n,\text{fis})$	-	D	0.0	2.1	-9.5	3.422E+05	2.7

* A partir de l'activité du Ba^{140} , et de son rendement cumulé $5.7817\text{E}-02 \pm 5.722\text{E}-04$ (JEF-2.2).

Tableau G.6 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 6 dans M4SC0+DD (pour la puissance C_2 selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à $1-\sigma$ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
$\text{In}^{115}(n,\gamma)$	-	1	21.1	2.1	-9.5	2.181E+01	2.1
$\text{In}^{115}(n,\gamma)$	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.592E+01	2.1
$\text{In}^{115}(n,\gamma)$	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.358E+01	5.4
$\text{In}^{115}(n,\gamma)$	-	4	-7.4	10.6	-0.6	2.489E+01	5.4
$\text{In}^{115}(n,\gamma)$	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.317E+01	5.4
$\text{In}^{115}(n,\gamma)$	-	6	-7.4	37.1	-0.6	1.969E+01	5.4
$\text{In}^{115}(n,\gamma)$	-	7	-21.2	2.1	-9.5	2.267E+01	5.4
$\text{In}^{115}(n,n')$	1.2	1	21.1	2.1	-9.5	2.988E+00	2.2
$\text{In}^{115}(n,n')$	1.2	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.710E+00	2.1
$\text{In}^{115}(n,n')$	1.2	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.785E+00	3.8

In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	4	-7.4	10.6	-0.6	2.971E+00	3.8
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.817E+00	3.8
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	6	-7.4	37.1	-0.6	2.503E+00	3.8
Np ²³⁷ (n,γ)	-	A	-53.0	2.1	-9.5	8.988E+01	2.0
Np ²³⁷ (n,γ)	-	B	-31.8	2.1	-9.5	3.678E+01	2.0
Np ²³⁷ (n,γ)	-	C	-10.6	2.1	-9.5	4.347E+01	1.9
Np ²³⁷ (n,γ)	-	D	0.0	2.1	-9.5	4.347E+01	1.9

Tableau G.7 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 7 dans M4SC0+DD (pour la puissance 1.24*C₂ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1-σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.082E+01	1.9
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	1.657E+01	1.4
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.002E+01	1.4
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.876E+01	1.4
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	1.921E+01	1.4
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.683E+01	1.4
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	1.531E+01	1.4

Tableau G.8 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 8 dans M4SC0+DT (pour la puissance C₃ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1-σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	1	21.1	2.1	-9.5	6.140E+00	2.7
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.458E+01	2.5
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	3	-7.4	-10.6	-0.6	7.635E+00	3.1
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	4	-7.4	10.6	-0.6	3.078E+01	2.5
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	4.691E+00	2.6
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1	21.1	2.1	-9.5	1.496E+02	1.1
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	9.075E+01	1.1
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.129E+02	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	4	-7.4	10.6	-0.6	1.406E+02	1.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.172E+02	1.4
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	6	-7.4	37.1	-0.6	1.070E+02	1.4
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	7	-21.2	2.1	-9.5	1.490E+02	1.1
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.843E+00	2.6
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	4	-7.4	10.6	-0.6	6.413E-01	3.4
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.513E+01	1.7
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	3	-7.4	-10.6	-0.6	3.197E+00	1.9
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	4	-7.4	10.6	-0.6	1.479E+01	1.5
Pb ²⁰⁴ (n,2n)	7.0	D	0.0	2.1	-9.5	2.869E+01	2.2

Tableau G.9 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 9 dans M4SC0+DT (pour la puissance 0.602*C₃ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1-σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	7.238E+02	1.1
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	8.068E+02	1.1
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	7.924E+02	1.1
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	7.573E+02	1.1
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	6.084E+02	1.1
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	7	-21.2	2.1	-9.5	7.283E+02	1.1
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	1	21.1	2.1	-9.5	1.012E+02	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	3	-7.4	-10.6	-0.6	8.676E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	4	-7.4	10.6	-0.6	9.633E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	5	-7.4	-21.2	-0.6	9.020E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	6	-7.4	37.1	-0.6	6.741E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	7	-21.2	2.1	-9.5	1.034E+02	2.5
V ⁵¹ (n,α)	11.5	6	-7.4	37.1	-0.6	3.143E-01	4.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	4	-7.4	10.6	-0.6	8.825E+01	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	7	-21.2	2.1	-9.5	9.066E+01	1.8
*U ²³⁵ (n,fis)	-	A	-53.0	2.1	-9.5	2.669E+03	1.9
*U ²³⁵ (n,fis)	-	B	-31.8	2.1	-9.5	2.138E+03	2.0
*U ²³⁵ (n,fis)	-	C	-10.6	2.1	-9.5	2.538E+03	2.1
*U ²³⁵ (n,fis)	-	D	0.0	2.1	-9.5	2.674E+03	2.1

* A partir de l'activité du Ba¹⁴⁰, et de son rendement cumulé 5.7817E-02 ± 5.722E-04 (JEF-2.2).

Tableau G.10 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 10 dans M4SC0+DT (pour la puissance 1.014*C₃ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1-σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
Al ²⁷ (n,p)	7.2	1	21.1	2.1	-9.5	3.916E+00	1.6
Al ²⁷ (n,p)	7.2	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.479E+01	1.6
Al ²⁷ (n,p)	7.2	3	-7.4	-10.6	-0.6	3.864E+00	1.6
Al ²⁷ (n,p)	7.2	4	-7.4	10.6	-0.6	1.448E+01	1.6
Al ²⁷ (n,p)	7.2	6	-7.4	37.1	-0.6	2.145E+00	2.1
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	1.147E+03	1.3
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.384E+03	1.3
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.305E+03	1.3
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	1.358E+03	1.3
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.190E+03	1.3
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	1.089E+03	1.3
Th ²³² (n,γ)	-	A	-53.0	2.1	-9.5	1.593E+03	2.9
Th ²³² (n,γ)	-	B	-31.8	2.1	-9.5	6.114E+02	2.9
Th ²³² (n,γ)	-	C	-10.6	2.1	-9.5	7.317E+02	2.9

Th ²³² (n,γ)	-	D	0.0	2.1	-9.5	7.751E+02	2.9
Th ²³² (n,2n)	7.0	A	-53.0	2.1	-9.5	1.154E+02	7.6
Th ²³² (n,2n)	7.0	B	-31.8	2.1	-9.5	1.232E+02	5.7
Th ²³² (n,2n)	7.0	C	-10.6	2.1	-9.5	2.053E+02	4.8
Th ²³² (n,2n)	7.0	D	0.0	2.1	-9.5	3.185E+02	4.1

Tableau G.11 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 11 dans M4SC0+DT (pour la puissance 0.924*C₃ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1-σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.492E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	1.223E+03	1.1
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.309E+02	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	4	-7.4	10.6	-0.6	1.526E+02	2.5
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	2	-0.6	-4.7	-0.6	6.494E+00	1.6
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.884E+00	1.6
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	4	-7.4	10.6	-0.6	6.199E+00	1.6
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.161E+00	2.0
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	6	-7.4	37.1	-0.6	1.177E+00	1.7
V ⁵¹ (n,α)	11.5	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.074E+00	1.9
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	1	21.1	2.1	-9.5	5.863E-01	1.6
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	7.323E-01	1.6
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	4	-7.4	10.6	-0.6	6.958E-01	1.6
Co ⁵⁹ (n,γ)	2.0	1	21.1	2.1	-9.5	4.150E+02	2.0
Co ⁵⁹ (n,γ)	2.0	2	-0.6	-4.7	-0.6	7.660E+02	1.7
Co ⁵⁹ (n,γ)	2.0	3	-7.4	-10.6	-0.6	5.987E+02	1.8
Co ⁵⁹ (n,γ)	2.0	4	-7.4	10.6	-0.6	5.784E+02	1.8
Co ⁵⁹ (n,γ)	2.0	5	-7.4	-21.2	-0.6	5.063E+02	1.8
Co ⁵⁹ (n,γ)	2.0	6	-7.4	37.1	-0.6	5.983E+02	1.8

Tableau G.12 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 12 dans M4SC2+DT (pour la puissance C₄ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1-σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	1	21.2	2.1	-9.5	1.792E+02	1.6
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.184E+02	1.6
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.034E+02	1.2
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	2.091E+02	1.2
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.820E+02	1.2
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	1.546E+02	1.5
In ¹¹⁵ (n,γ)	-	D	0.0	2.1	-9.5	2.113E+02	1.6
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	1	21.2	2.1	-9.5	2.665E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.828E+01	2.5

In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.548E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	4	-7.4	10.6	-0.6	2.915E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	5	-7.4	-21.2	-0.6	2.397E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	6	-7.4	37.1	-0.6	1.933E+01	2.5
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	D	0.0	2.1	-9.5	2.803E+01	2.5
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.686E+01	1.5
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	D	0.0	2.1	-9.5	1.515E+01	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1	21.1	2.1	-9.5	2.274E+01	2.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	2	-0.6	-4.7	-0.6	2.597E+01	2.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.898E+01	1.7
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	4	-7.4	10.6	-0.6	3.339E+01	1.5
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.768E+01	2.6
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	6	-7.4	37.1	-0.6	1.600E+01	2.0
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	D	0.0	2.1	-9.5	3.099E+01	1.5
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	1	21.1	2.1	-9.5	1.616E-01	14.0
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.318E+00	3.2
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	3	-7.4	-10.6	-0.6	2.023E-01	5.4
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	4	-7.4	10.6	-0.6	3.514E-01	9.5
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.946E-01	18.8
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	D	0.0	2.1	-9.5	7.109E-01	4.0

Tableau G.13 : Activités massiques saturées déduites de l'irradiation 13 dans M4SC2+DT (pour la puissance 0.909*C₄ selon les tableaux 4.6 et 4.7)

Réaction	Seuil en [MeV]	Position (Coordonnées selon Fig. 4.3)				Activités massiques saturées [Bq/mg] ou Taux de réaction [1/s.mg]	Incertitude à 1-σ (%)
		Id.	x [cm]	y [cm]	z [cm]		
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	1	21.1	2.1	-9.5	1.507E+02	1.5
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	2	-0.6	-4.7	-0.6	1.852E+02	1.4
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	3	-7.4	-10.6	-0.6	1.725E+02	1.5
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	4	-7.4	10.6	-0.6	1.805E+02	1.5
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	5	-7.4	-21.2	-0.6	1.564E+02	1.5
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	6	-7.4	37.1	-0.6	1.393E+02	1.5
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	-	D	0.0	2.1	-9.5	1.777E+02	1.4
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	1	21.1	2.1	-9.5	4.003E-01	3.2
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	2	-0.6	-4.7	-0.6	3.767E+00	2.5
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	3	-7.4	-10.6	-0.6	7.944E-01	2.7
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	4	-7.4	10.6	-0.6	3.489E+00	2.5
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	5	-7.4	-21.2	-0.6	3.020E-01	4.4
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	6	-7.4	37.1	-0.6	3.569E-01	2.6
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	D	0.0	2.1	-9.5	3.282E+00	1.6
Al ²⁷ (n,p)	7.2	2	-0.6	-4.7	-0.6	9.065E+00	1.6
Al ²⁷ (n,p)	7.2	D	0.0	2.1	-9.5	7.779E+00	1.6
V ⁵¹ (n,α)	11.5	2	-0.6	-4.7	-0.6	9.459E-01	2.7
V ⁵¹ (n,α)	11.5	D	0.0	2.1	-9.5	5.004E-01	3.4
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1	21.1	2.1	-9.5	2.068E+01	1.4

ANNEXE H :

COMPLEMENT A L'INTERPRETATION DES MESURES STATIQUES MUSE4

Une partie du travail d'interprétation des mesures expérimentales statiques a été placé en annexe afin d'optimiser la lecture du document principal.

H.1 TRAVERSES DE TAUX DE REACTION

Le grand éventail de chambres à fission a permis d'étudier plusieurs traverses de taux de réaction. Dans le chapitre 5, seuls les résultats caractéristiques et représentatifs sont présentés, alors que cette annexe expose l'ensemble des investigations réalisées, comprenant notamment certaines remarques sur des résultats expérimentaux moins fiables.

H.1.1 POUR LA CONFIGURATION CRITIQUE M4CRIT

A part l'analyse des traverses de taux de fission d' U^{235} , de Np^{237} et d' U^{238} réalisées dans les canaux radiaux (§5.4.1.1), d'autres traverses ont été interprétées, comme l'exposent les graphes suivants. On rappelle que la normalisation a été effectuée en considérant deux points symétriques au milieu du combustible ($\sim \pm 25$ cm) sur la traverse considérée (la somme de ces deux points est égale entre calcul et expérience).

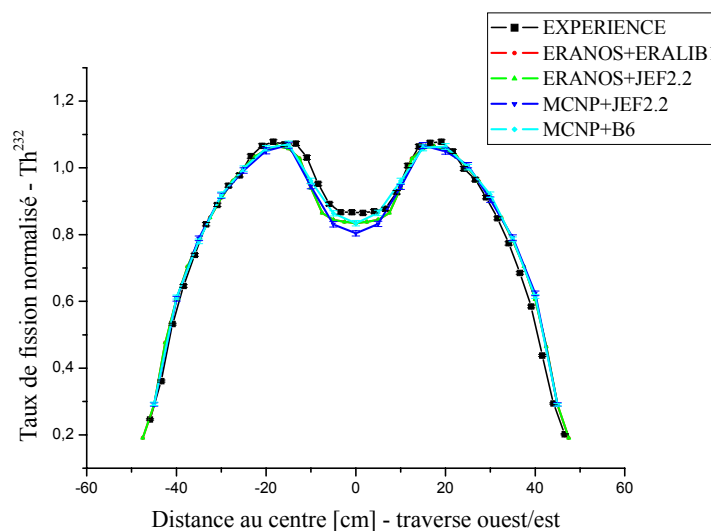


Figure H.1 : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission du Th^{232}

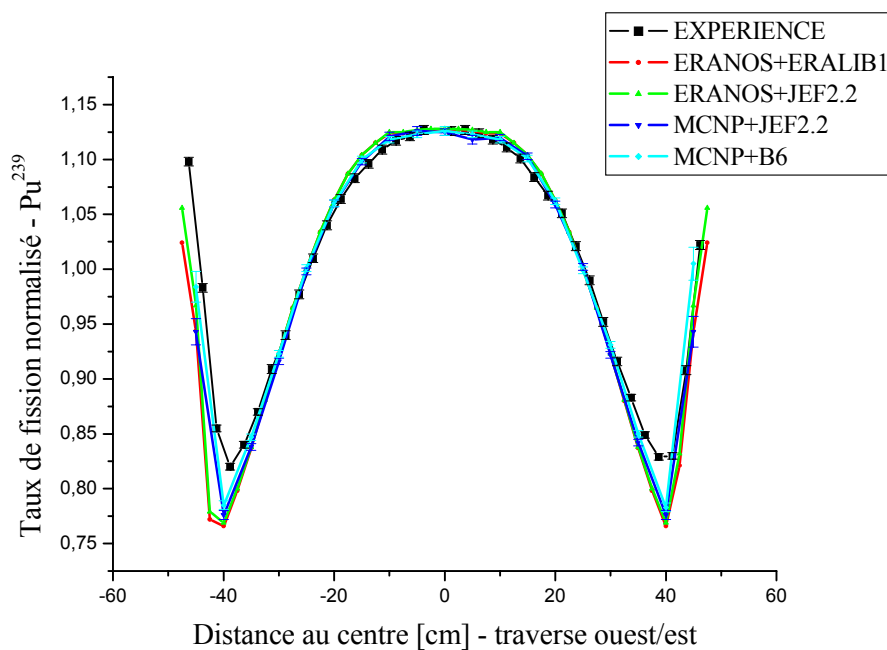


Figure H.2 : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission du Pu^{239}

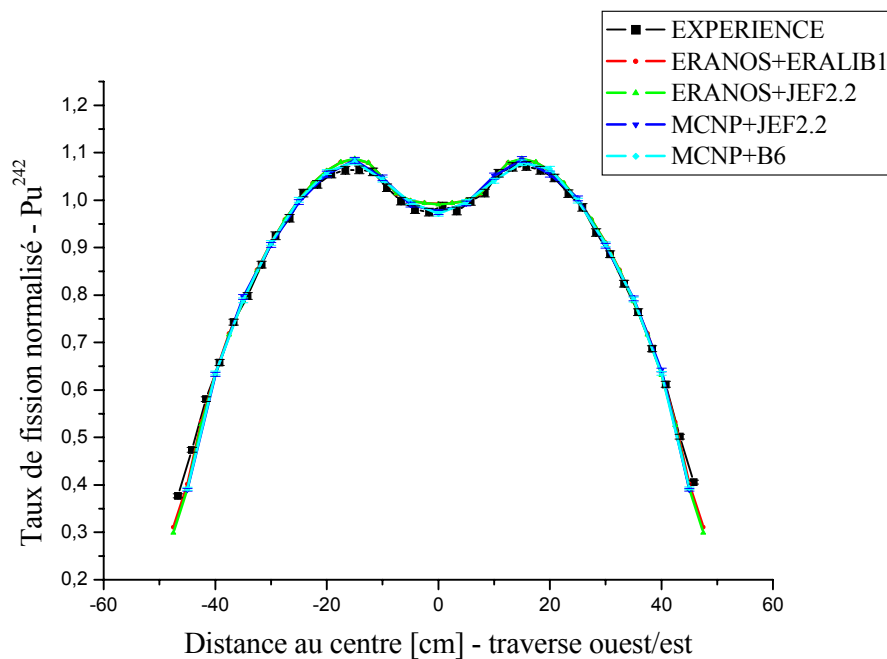


Figure H.3 : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission du Pu^{242}

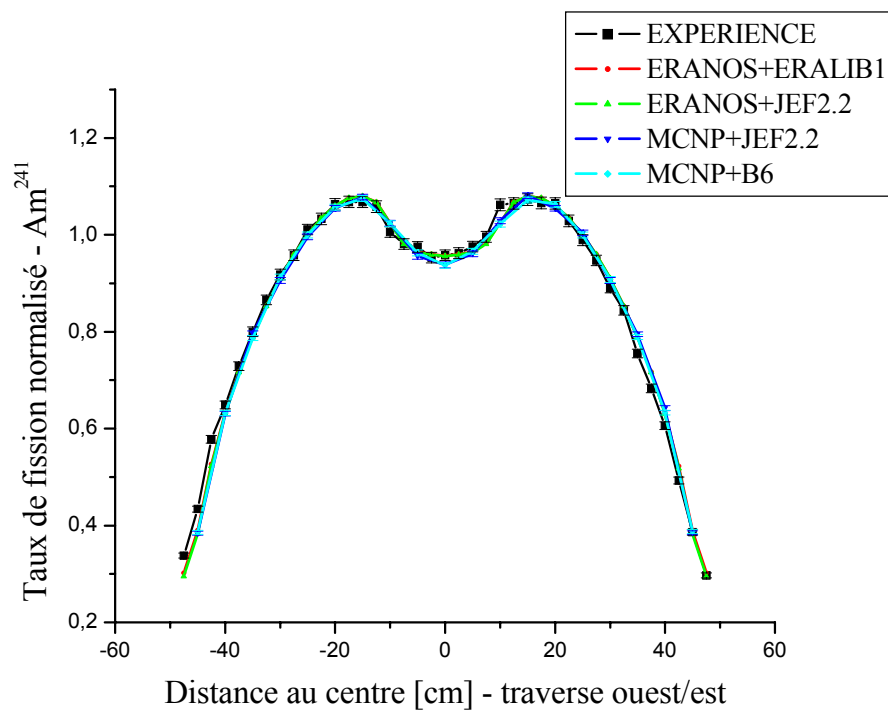


Figure H.4 : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission de l' Am^{241}

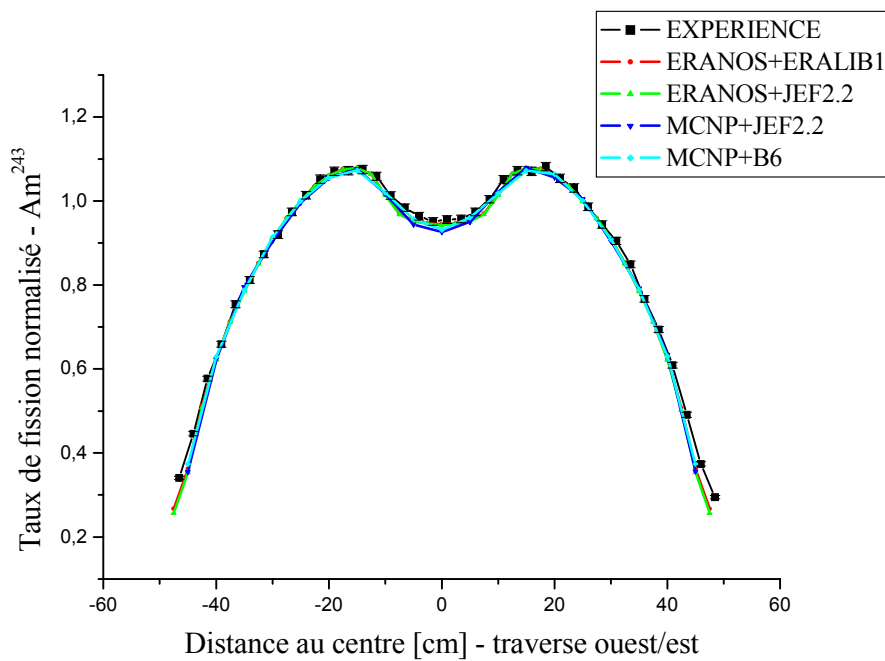


Figure H.5 : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de fission de l' Am^{243}

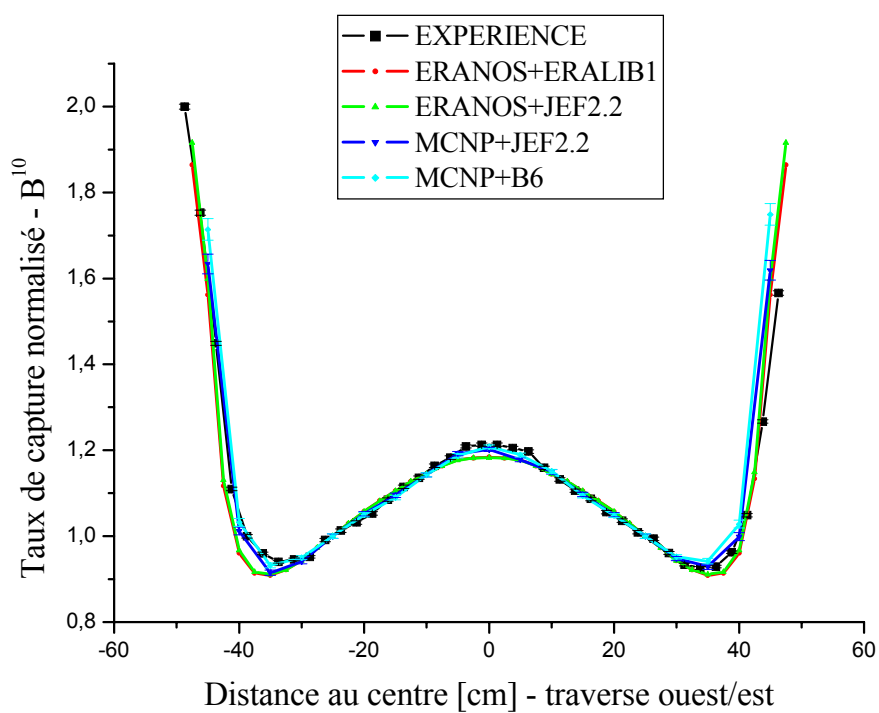


Figure H.6 : Traverse ouest/est dans M4CRIT du taux de capture du B^{10}

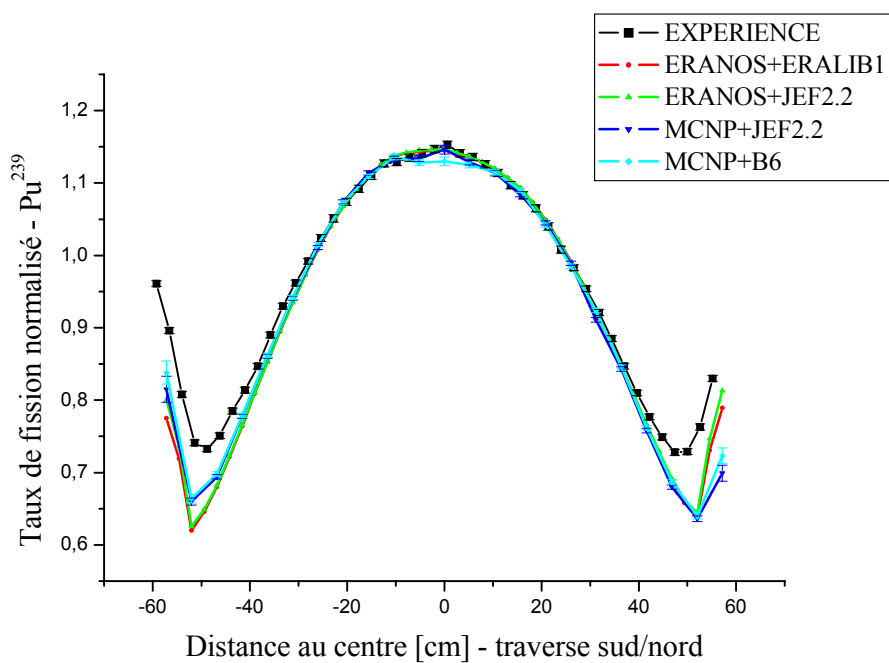


Figure H.7 : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission du Pu^{239}

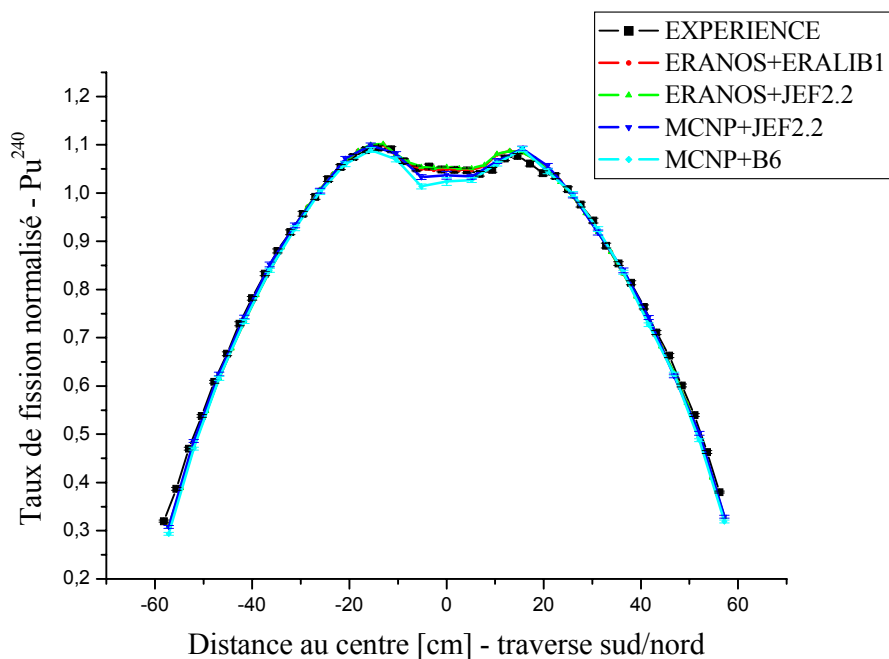


Figure H.8 : Traverse sud/nord dans M4CRIT du taux de fission du Pu^{240}

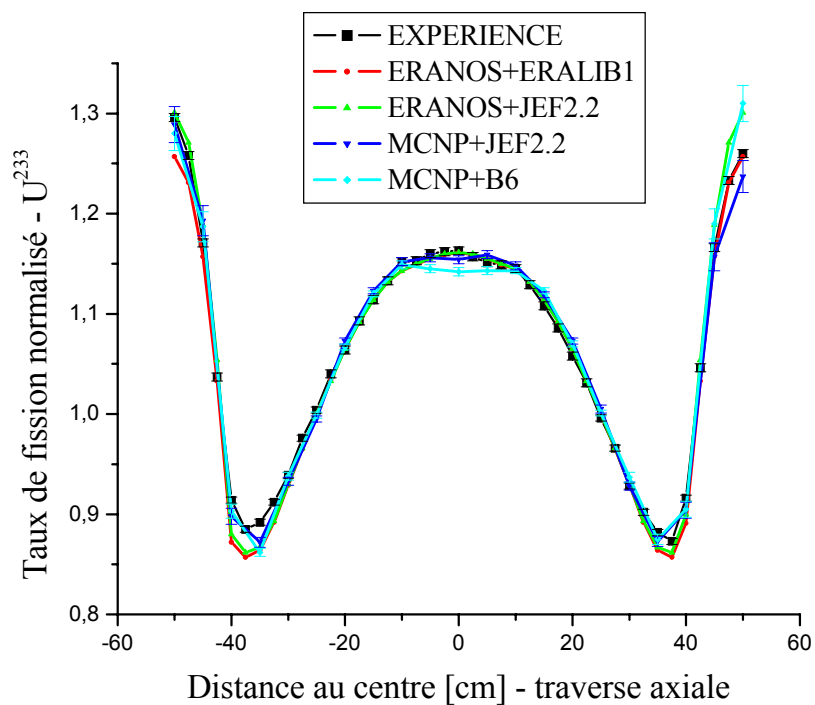


Figure H.9 : Traverse axiale dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{233}

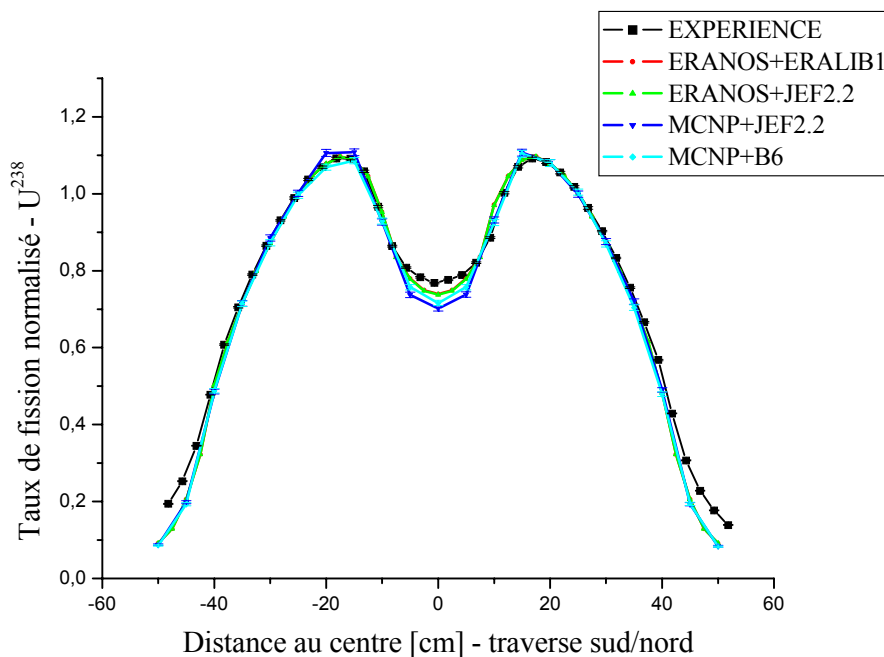


Figure H.10 : Traverse axiale dans M4CRIT du taux de fission de l' U^{238}

Les différentes traverses exposées ici confortent les remarques du chapitre 5.4.1 concernant notamment l'augmentation des difficultés d'interprétation des traverses de taux de réaction à seuil dans la partie centrale du cœur (zone plomb).

D'autres traverses furent utilisées, mais leur interprétation s'est avérée difficile à cause, soit d'une forte incertitude, soit de problèmes sur la qualité du dépôt fissile, comme, par exemple, pour la chambre au Pu^{241} , qui, depuis des années d'utilisation, a fortement décru en Am^{241} .

H.1.2 POUR LES CONFIGURATIONS SOUS-CRITIQUES

Pour la configuration M4SC0+DD, étant donné, son faible niveau de puissance, aucune autre traverse que celles exposées dans le chapitre 5 (U^{235}) n'a été effectuée.

Pour la configuration M4SC0+DT, aucune autre traverse n'a été réalisée dans les canaux radiaux, mais l'utilisation de chambres U^{235} et U^{238} a permis d'étudier deux réactions à seuil différent. Notons cependant, certaines traverses expérimentales ont été effectuées dans différents canaux axiaux.

Pour la configuration M4SC2+DT, une traverse radiale ouest/est et une traverse axiale ($x=-0.6\text{cm}$, $y=-4.6\text{cm}$) de taux de fission d' U^{235} ont aussi été réalisées. A nouveau, la sous-criticité plus importante de cette configuration conduit à avoir une forme très piquée de la traverse d' U^{235} . Cette forme est bien reproduite par les calculs, et les petites variations vues au centre sont principalement dues aux prédictions légèrement différentes des niveaux sous-critiques entre les schémas de calcul.

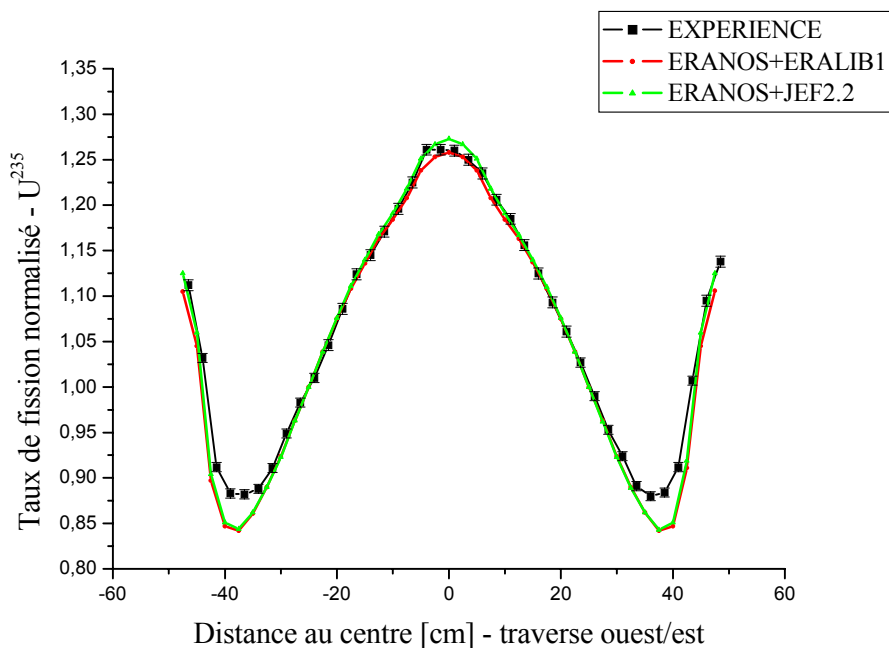


Figure H.11 : Traverse ouest/est dans M4SC2+DT du taux de fission de l' U^{235}

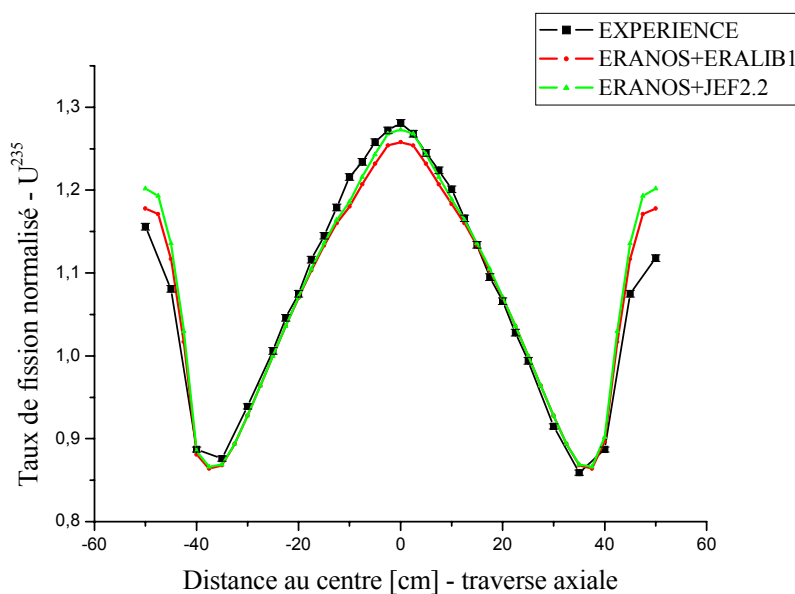


Figure H.12 : Traverse axiale dans M4SC2+DT du taux de fission de l' U^{235}

En conclusion, on peut mentionner que l'information obtenue à l'aide des traverses de taux de réaction permet d'identifier des zones où l'interprétation est délicate. Dans ce sens, lorsque cela est possible, il est très avantageux d'effectuer des traverses de taux de réaction avec de seuils respectifs différents. Donc, un autre moyen d'amplifier les fluctuations spectrales est de réaliser des mesures d'activation appropriées.

H.2 INTERPRÉTATION DES MESURES D'ACTIVATION

L'interprétation des mesures d'activation a compris notamment la comparaison de nombreux résultats expérimentaux avec différents schémas de calcul. Cette section présente de manière détaillée les différents résultats, qui amènent aux discussions et remarques du chapitre 5.5.

H.2.1 LA CONFIGURATION CRITIQUE M4CRIT

Dans cette configuration, 10 schémas de calcul différents ont été utilisés pour l'interprétation des mesures d'activation, et en particulier pour obtenir des C/E dans les positions P2 à P6 (indices spatiaux normalisés dans la position P1).

L'ensemble des résultats est donné dans les tableaux suivants. Pour chaque schéma de calcul un rapport C/E d'indices spatiaux est donné pour toutes les positions avec la position 1 comme emplacement de normalisation. La comparaison des différents tableaux amène à d'intéressantes constatations qui sont mentionnées dans le chapitre 5 (§5.5).

Tableau H.1 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul I (M-J2-J2)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	0.99	0.02	1.01	0.02	0.96	0.02	1.01	0.02	0.99	0.03
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.99	0.02	1.00	0.03	0.95	0.02	0.99	0.02	0.97	0.03
Co ⁵⁹ (n,γ)	/	0.95	0.07	0.89	0.06	0.85	0.06	0.95	0.06	1.01	0.07
Zn ⁶⁴ (n,γ)	/	0.99	0.02	1.00	0.02	1.00	0.02	1.01	0.02	0.97	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.88	0.01	0.95	0.01	1.00	0.01	1.00	0.01	0.96	0.01
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.62	0.04	0.92	0.05	0.95	0.05	0.99	0.06	0.98	0.06
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.84	0.01	0.95	0.01	1.02	0.02	1.04	0.02	0.98	0.02
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.83	0.03	0.96	0.04	1.06	0.04	1.05	0.04	1.03	0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.82	0.02	0.94	0.02	1.00	0.03	1.03	0.03	0.99	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.49	0.02	0.81	0.02	0.98	0.03	1.00	0.03	0.92	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.41	0.02	0.80	0.03	-	-	0.98	0.05	-	-
Al ²⁷ (n,α)	7.2	0.39	0.02	0.73	0.04	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.31	0.05	0.78	0.08	0.97	0.09	0.83	0.08	0.90	0.08
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.48	0.04	0.85	0.07	0.92	0.08	0.98	0.08	0.97	0.08

Tableau H.2 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul II (M-J2-D6)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	0.98	0.02	1.00	0.02	0.96	0.02	1.01	0.02	0.94	0.02
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.99	0.02	1.00	0.03	0.95	0.02	0.99	0.02	0.97	0.03
Co ⁵⁹ (n,γ)	/	0.89	0.04	0.85	0.04	0.86	0.04	0.92	0.04	0.99	0.04
Zn ⁶⁴ (n,γ)	/	1.01	0.02	1.02	0.02	1.02	0.02	1.03	0.02	0.99	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.66	0.04	0.94	0.05	0.96	0.05	1.00	0.06	0.99	0.06

Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.82	0.01	0.94	0.01	1.01	0.02	1.03	0.02	0.98	0.02
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.87	0.04	0.98	0.04	1.07	0.04	1.05	0.04	1.03	0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.86	0.02	0.95	0.03	1.01	0.03	1.04	0.03	0.99	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.49	0.02	0.81	0.02	0.98	0.03	1.00	0.03	0.92	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.41	0.02	0.80	0.03	-	-	0.98	0.05	-	-
Al ²⁷ (n, α)	7.2	0.39	0.02	0.73	0.04	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.30	0.05	0.77	0.08	0.97	0.09	0.82	0.08	0.90	0.08
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.21	0.05	0.83	0.14	0.92	0.14	0.87	0.13	0.99	0.15

Tableau H.3 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul III (M-J2Pb-J2Pb)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n, γ)	/	1.02	0.05	1.01	0.04	0.95	0.02	0.99	0.03	0.95	0.03
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	/	0.98	0.03	0.99	0.02	0.94	0.02	1.02	0.04	0.98	0.03
Co ⁵⁹ (n, γ)	/	1.02	0.08	0.96	0.07	0.90	0.06	1.03	0.07	1.00	0.07
Zn ⁶⁴ (n, γ)	/	1.00	0.02	1.01	0.02	1.00	0.02	1.02	0.02	0.98	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.80	0.01	0.90	0.01	0.97	0.01	0.98	0.01	0.97	0.06
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.78	0.04	0.97	0.05	1.00	0.06	1.01	0.06	1.01	0.04
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.82	0.01	0.93	0.01	1.02	0.02	1.02	0.02	0.99	0.02
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.82	0.03	0.94	0.04	1.06	0.04	1.03	0.04	1.04	0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.81	0.02	0.92	0.02	1.00	0.03	1.02	0.03	1.00	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.86	0.03	0.93	0.03	1.08	0.03	1.09	0.04	0.99	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.85	0.04	0.95	0.04	-	-	1.09	0.05	-	-
Al ²⁷ (n, α)	7.2	0.81	0.04	0.86	0.04	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.74	0.09	0.88	0.08	0.86	0.08	1.08	0.09	1.01	0.09
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.72	0.07	0.91	0.08	0.91	0.08	1.08	0.09	1.01	0.09

Tableau H.4 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul IV (M-J2Pb-D6)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n, γ)	/	0.99	0.02	1.00	0.02	0.96	0.02	1.00	0.02	0.94	0.02
Au ¹⁹⁷ (n, γ)	/	0.99	0.02	0.99	0.02	0.95	0.02	1.00	0.02	0.98	0.03
Co ⁵⁹ (n, γ)	/	0.93	0.04	0.85	0.04	0.88	0.04	0.92	0.04	0.97	0.04
Zn ⁶⁴ (n, γ)	/	1.00	0.02	1.01	0.02	1.01	0.02	1.03	0.02	0.99	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.79	0.04	0.98	0.05	1.00	0.06	1.01	0.06	1.01	0.06
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.81	0.01	0.92	0.01	1.01	0.02	1.02	0.02	0.99	0.02
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.84	0.04	0.95	0.04	1.07	0.04	1.04	0.04	1.05	0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.87	0.02	0.94	0.02	1.01	0.03	1.03	0.03	1.01	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.86	0.03	0.93	0.03	1.07	0.03	1.09	0.04	0.99	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.85	0.04	0.96	0.04	-	-	1.09	0.05	-	-
Al ²⁷ (n, α)	7.2	0.81	0.04	0.86	0.04	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.73	0.09	0.87	0.08	0.85	0.08	1.08	0.09	1.01	0.09
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.64	0.12	0.86	0.13	0.77	0.12	1.08	0.15	1.03	0.15

In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.90	0.01	0.96	0.01	1.02	0.01	1.01	0.01	0.97	0.01
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.84	0.05	1.00	0.06	1.03	0.06	1.02	0.06	1.00	0.06
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.92	0.01	0.99	0.02	1.07	0.02	1.05	0.02	1.00	0.02
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.91	0.02	0.97	0.03	1.05	0.03	1.05	0.03	1.00	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.92	0.03	0.93	0.03	1.09	0.03	1.08	0.04	0.95	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.92	0.04	0.96	0.04	-	-	1.08	0.05	-	-
Al ²⁷ (n,α)	7.2	0.87	0.05	0.86	0.04	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.83	0.10	0.94	0.09	0.90	0.09	0.98	0.09	0.88	0.08
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.75	0.08	0.91	0.08	0.92	0.08	1.05	0.09	0.95	0.09

Tableau H.8 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul VIII (M-B6-D6)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	0.98	0.02	1.00	0.02	0.96	0.02	1.01	0.02	0.95	0.02
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	1.00	0.02	0.98	0.02	0.95	0.02	1.00	0.02	1.00	0.03
Co ⁵⁹ (n,γ)	/	0.87	0.04	0.84	0.04	0.83	0.04	0.90	0.04	0.94	0.04
Zn ⁶⁴ (n,γ)	/	1.00	0.02	1.01	0.02	1.01	0.02	1.03	0.02	0.99	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.86	0.05	1.01	0.06	1.04	0.06	1.03	0.06	1.01	0.06
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.91	0.01	0.98	0.02	1.06	0.02	1.05	0.02	0.99	0.02
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.95	0.04	1.02	0.04	1.12	0.05	1.07	0.04	1.05	0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.96	0.03	0.99	0.03	1.06	0.03	1.06	0.03	1.01	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.92	0.03	0.93	0.03	1.10	0.03	1.08	0.04	0.95	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.92	0.04	0.95	0.04	-	-	1.07	0.05	-	-
Al ²⁷ (n,α)	7.2	0.87	0.05	0.86	0.04	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.83	0.10	0.95	0.09	0.90	0.09	0.97	0.09	0.88	0.08
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.87	0.16	0.90	0.13	0.81	0.12	1.08	0.15	0.98	0.14

Tableau H.9 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul IX (E-J2-J2)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.00	0.02	1.00	0.02	0.97	0.02	1.01	0.02	0.95	0.01
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.98	0.02	0.98	0.02	0.95	0.02	0.99	0.02	0.99	0.02
Co ⁵⁹ (n,γ)	/	1.06	0.03	1.01	0.03	0.92	0.03	1.01	0.03	0.95	0.03
Zn ⁶⁴ (n,γ)	/	0.91	0.02	0.94	0.02	0.95	0.02	0.98	0.02	0.95	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.92	0.01	0.93	0.01	1.03	0.01	0.99	0.01	0.94	0.01
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.85	0.05	0.92	0.05	1.07	0.06	0.99	0.05	0.96	0.05
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.94	0.01	0.93	0.01	1.09	0.02	1.03	0.01	0.96	0.01
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.94	0.04	0.94	0.04	1.14	0.05	1.04	0.04	1.01	0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.93	0.02	0.92	0.02	1.07	0.03	1.02	0.03	0.97	0.02
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.94	0.02	0.88	0.02	1.15	0.02	1.04	0.03	0.92	0.02
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.92	0.02	0.89	0.03	-	-	1.03	0.04	-	-
Al ²⁷ (n,α)	7.2	0.89	0.03	0.81	0.03	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.95	0.02	0.89	0.02	1.12	0.02	0.99	0.02	0.91	0.02
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.83	0.06	0.88	0.07	1.04	0.08	1.03	0.08	0.96	0.07

Tableau H.10 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul X (E-E1-E1)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.00	0.02	1.00	0.02	0.97	0.02	1.01	0.02	0.95	0.01
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.98	0.02	0.98	0.02	0.95	0.02	0.99	0.02	0.99	0.02
Co ⁵⁹ (n,γ)	/	1.05	0.03	1.00	0.03	0.92	0.03	1.00	0.03	0.94	0.03
Zn ⁶⁴ (n,γ)	/	0.90	0.02	0.94	0.02	0.95	0.02	0.97	0.02	0.95	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.92	0.01	0.94	0.01	1.03	0.01	1.00	0.01	0.94	0.01
Co ⁵⁹ (n,p)	2.0	0.85	0.05	0.92	0.05	1.07	0.06	0.99	0.05	0.96	0.05
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.94	0.01	0.93	0.01	1.09	0.02	1.02	0.01	0.96	0.01
Zn ⁶⁴ (n,p)	2.8	0.94	0.04	0.94	0.04	1.14	0.05	1.04	0.04	1.00	0.04
Fe ⁵⁴ (n,p)	3.1	0.93	0.02	0.92	0.02	1.07	0.03	1.02	0.03	0.96	0.02
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.93	0.02	0.88	0.02	1.15	0.02	1.04	0.03	0.92	0.02
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.92	0.02	0.89	0.03	-	-	1.03	0.04	-	-
Al ²⁷ (n,α)	7.2	0.89	0.03	0.80	0.03	-	-	-	-	-	-
Nb ⁹³ (n,2n)	11.0	0.94	0.02	0.89	0.02	1.12	0.02	0.99	0.02	0.91	0.02
V ⁵¹ (n,2n)	11.5	0.83	0.06	0.88	0.07	1.04	0.08	1.03	0.08	0.96	0.07

H.2.2 POUR LA CONFIGURATIONS M4SC0+DD

Dans cette configuration, 3 schémas de calcul différents ont été utilisés pour l'interprétation des mesures d'activation, et en particulier pour obtenir des C/E dans les positions P2 à P6 (indices spatiaux normalisés dans la position P1).

L'ensemble des résultats est donné dans les tableaux suivants. Pour chaque schéma de calcul un rapport C/E d'indices spatiaux est donné pour toutes les positions avec la position 1 comme emplacement de normalisation. Le facteur de multiplication a été maintenu constant entre les schémas de calcul en jouant sur l'épaisseur axiale du combustible (modifications éloignées des points d'étude). L'ensemble des résultats montre de très bons accords calcul/expérience, ce qui était attendu en fonction des réactions sans ou à faible seuil qui ont pu être activés dans cette configuration.

Tableau H.11 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4CRIT en utilisant le schéma de calcul I (M-J2-J2)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	0.98	0.04	1.03	0.04	0.98	0.04	0.96	0.04	0.93	0.04
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.98	0.03	0.98	0.03	0.94	0.03	0.97	0.03	0.98	0.03
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.98	0.04	0.93	0.04	1.07	0.04	0.94	0.04	0.87	0.03

Tableau H.12 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC0+DD en utilisant le schéma de calcul IX (E-J2-J2)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	0.99	0.04	1.04	0.04	0.98	0.04	0.96	0.04	0.93	0.04
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.99	0.03	0.99	0.03	0.97	0.03	1.01	0.03	0.98	0.03
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.94	0.04	0.90	0.04	1.08	0.04	0.94	0.04	0.85	0.03

Tableau H.13 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC0+DD en utilisant le schéma de calcul X (E-E1-E1)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	0.99	0.04	1.04	0.04	0.98	0.04	0.97	0.04	0.93	0.04
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.99	0.03	0.99	0.03	0.96	0.03	1.01	0.03	0.98	0.03
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.90	0.04	0.90	0.04	1.04	0.04	0.94	0.04	0.85	0.03

Dans cette configuration M4SC0+DD, un nombre limité de mesures a pu être réalisé. Cependant, des échantillons de NpO₂ ont été placés dans les positions A, B, C et D (selon la figure 4.3), afin de déterminer le taux de capture du Np²³⁷, comme l'expose la figure suivante :

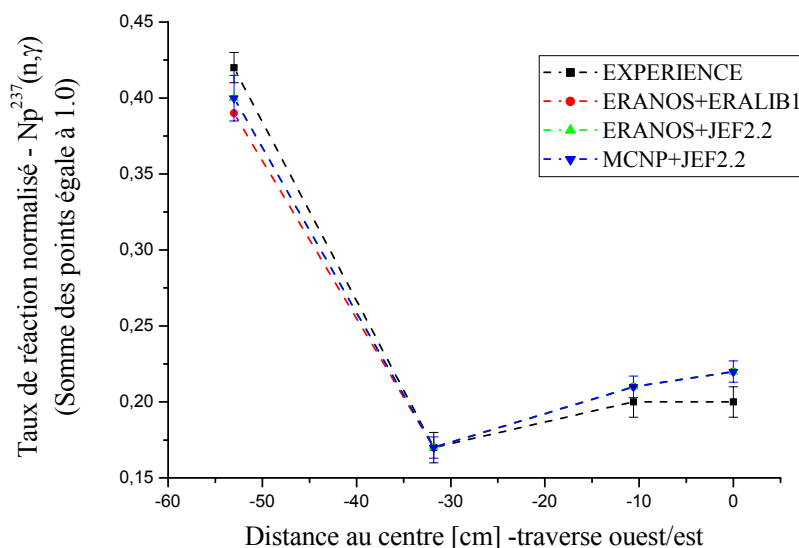


Figure H.13 : Interprétation du taux de capture du Np²³⁷ le long de l'axe ouest/est pour les positions A, B, C et D (voir Figure 4.3)

Cette figure montre l'importance des fluctuations du taux de capture du Np²³⁷ en fonction de la région du cœur.

H.2.3 POUR LA CONFIGURATIONS M4SC0+DT

Dans cette configuration, 5 schémas de calcul différents ont été utilisés pour l'interprétation des mesures d'activation, et en particulier pour obtenir des C/E dans les positions P2 à P6 (indices spatiaux normalisés dans la position P1). Le facteur de multiplication a été maintenu constant entre les schémas de calcul en jouant sur l'épaisseur axiale du combustible (modifications éloignées des points d'étude). L'ensemble des résultats est donné dans les tableaux suivants. Pour chaque schéma de calcul un rapport C/E d'indices spatiaux est donné pour toutes les positions avec la position 1

comme emplacement de normalisation. Le facteur de multiplication a été maintenu entre les schémas de calcul en jouant sur l'épaisseur axiale du combustible (modifications éloignées des points d'étude).

Tableau H.14 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC0+DT en utilisant le schéma de calcul I (M-J2-J2) et une modélisation isotrope de la source

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.01	0.03	1.00	0.03	1.01	0.03	0.97	0.03	1.10	0.05
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	1.01	0.04	1.01	0.04	0.94	0.03	0.98	0.04	0.97	0.04
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.99	0.04	0.99	0.04	1.08	0.04	0.99	0.04	1.10	0.05
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1.04	0.03	0.95	0.03	1.06	0.03	1.03	0.03	0.99	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	1.10	0.07	0.75	0.06	1.34	0.09	0.91	0.07	-	-

Tableau H.15 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC0+DT en utilisant le schéma de calcul I (M-J2-J2) et une modélisation anisotrope de la source

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.03	0.03	0.99	0.02	1.02	0.03	0.98	0.02	1.10	0.05
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	1.02	0.03	1.00	0.03	0.95	0.03	1.00	0.03	1.04	0.05
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.99	0.04	1.00	0.04	1.08	0.04	0.98	0.04	1.10	0.04
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1.01	0.02	0.96	0.03	1.09	0.03	1.03	0.03	1.00	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.87	0.05	0.64	0.05	1.27	0.07	0.82	0.05	-	-

Tableau H.16 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC0+DT en utilisant le schéma de calcul VII (M-B6-B6) et une modélisation anisotrope de la source

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	0.99	0.03	1.01	0.03	1.01	0.03	0.97	0.03	0.99	0.03
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.97	0.04	0.97	0.04	0.94	0.04	0.98	0.04	1.06	0.06
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1.09	0.03	1.02	0.03	1.16	0.03	1.07	0.03	1.00	0.03
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	1.04	0.07	1.01	0.08	1.32	0.09	0.86	0.07	-	-

Tableau H.17 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC0+DT en utilisant le schéma de calcul IX (E-J2-J2)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.02	0.02	1.01	0.02	1.02	0.02	0.98	0.02	1.00	0.02
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.99	0.02	0.99	0.02	0.94	0.02	0.99	0.02	0.95	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.97	0.03	0.97	0.03	1.05	0.03	1.00	0.04	1.07	0.04
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1.08	0.02	0.93	0.02	1.07	0.02	1.05	0.02	0.95	0.02
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.86	0.03	0.45	0.02	0.99	0.04	0.91	0.03	-	-

Tableau H.18 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration MSC0+DT en utilisant le schéma de calcul X (E-E1-E1)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.02	0.02	1.01	0.02	1.02	0.02	0.98	0.02	1.00	0.02
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.99	0.02	0.99	0.02	0.94	0.02	0.99	0.02	0.95	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	0.98	0.03	0.98	0.02	1.06	0.04	1.00	0.04	1.07	0.04
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1.08	0.02	0.93	0.02	1.07	0.02	1.05	0.02	0.95	0.02
Mg ²⁴ (n,p)	6.8	0.87	0.03	0.47	0.02	0.99	0.04	0.90	0.03	-	-

Les écarts moyens obtenus pour ces divers schémas de calcul sont discutés dans le chapitre 5.

H.3.4 POUR LA CONFIGURATIONS M4SC2+DT

Dans cette configuration, 3 schémas de calcul différents ont été utilisés pour l'interprétation des mesures d'activation, et en particulier pour obtenir des C/E dans les positions P2 à P6 (indices spatiaux normalisés dans la position P1).

L'ensemble des résultats est donné dans les tableaux suivants. Pour chaque schéma de calcul un rapport C/E d'indices spatiaux est donné pour toutes les positions avec la position 1 comme emplacement de normalisation. Le facteur de multiplication a été maintenu constant entre les schémas de calcul en jouant sur l'épaisseur axiale du combustible (modifications éloignées des points d'étude).

Tableau H.19 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC2+DT en utilisant le schéma de calcul I (M-J2-J2) avec une source anisotrope

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.08	0.04	0.97	0.03	0.97	0.03	0.97	0.03	0.94	0.03
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	1.00	0.04	0.99	0.04	0.99	0.04	1.01	0.04	0.94	0.04
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	1.07	0.04	0.96	0.04	1.23	0.05	0.97	0.04	1.00	0.04
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	0.86	0.03	0.93	0.03	1.07	0.04	1.03	0.04	1.02	0.04
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.57	0.04	0.49	0.04	1.08	0.07	0.75	0.06	0.82	0.06
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	3.20	0.57	2.18	0.43	-	-	0.37	0.12	-	-

Tableau H.20 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC2+DT en utilisant le schéma de calcul IX (E-J2-J2)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.00	0.02	0.99	0.02	0.99	0.02	0.99	0.02	0.96	0.02
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	1.00	0.02	0.98	0.02	0.95	0.02	0.97	0.02	0.97	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	1.05	0.04	0.89	0.03	1.25	0.04	0.95	0.03	0.96	0.03
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1.03	0.04	0.85	0.03	1.14	0.03	1.01	0.04	0.94	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.69	0.03	0.29	0.01	1.04	0.04	0.78	0.04	0.63	0.03
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	1.58	0.23	0.26	0.04	-	-	0.35	0.08	-	-

Tableau H.21 : Comparaisons C/E des indices spatiaux pour la configuration M4SC2+DT en utilisant le schéma de calcul X (E-E1-E1)

Réaction	Seuil [MeV]	C/E P2/P1	±	C/E P3/P1	±	C/E P4/P1	±	C/E P5/P1	±	C/E P6/P1	±
In ¹¹⁵ (n,γ)	/	1.00	0.02	0.99	0.02	0.99	0.02	0.99	0.02	0.96	0.02
Au ¹⁹⁷ (n,γ)	/	0.98	0.02	0.98	0.02	0.95	0.02	0.97	0.02	0.97	0.02
In ¹¹⁵ (n,n')	1.2	1.04	0.04	0.89	0.03	1.25	0.04	0.95	0.03	0.96	0.03
Ni ⁵⁸ (n,p)	2.8	1.01	0.04	0.85	0.03	1.12	0.03	1.01	0.04	0.94	0.03
Fe ⁵⁶ (n,p)	6.0	0.68	0.03	0.29	0.01	1.03	0.04	0.78	0.04	0.63	0.03
Ni ⁵⁸ (n,2n)	13.5	1.59	0.23	0.26	0.04	-	-	0.35	0.08	-	-

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été conduite dans le cadre d'une collaboration entre le CEA de Cadarache, l'EPFL et l'Institut Paul Scherrer (PSI). Les travaux de recherche ont été effectués dans le cadre du programme international MUSE4 et, dans ce cadre, j'ai été rattaché au laboratoire d'études physiques (LEPh) de Cadarache.

Pour commencer, je souhaite vivement remercier mon directeur de thèse, le Prof. R. Chawla, chef du LRS (Laboratoire de physique des Réacteurs et de comportement des Systèmes) au PSI et à l'EPFL, d'une part pour m'avoir offert l'opportunité de travailler dans un contexte international très enrichissant et d'autre part pour sa confiance et son soutien tout au long de la recherche.

De plus, je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance au Dr G. Rimpault, qui fut mon superviseur à Cadarache, pour son encadrement et pour avoir toujours su garder une vision d'ensemble de mon travail guidant avantagement son orientation.

Je remercie aussi le Prof. H. Brune (EPFL) pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse, ainsi que le Prof. R. Chawla, le Prof. O. Schneider (UNIL), le Dr P. D'hondt (SCK-CEN), le Dr G. Imel (ANL) et le Dr G. Rimpault pour avoir donné leur accord pour être membres du jury.

Etant donné le contexte international du programme, beaucoup d'autres personnes ont contribué d'une manière ou d'une autre à la réalisation de cette thèse. En particulier, je tiens à exprimer ma gratitude :

- au Dr A. Zaetta (chef du Service de Physique des Réacteurs et du Cycle, CEA) et au Dr R. Jacquemin (chef du LEPh durant ma thèse, CEA) pour m'avoir permis d'entreprendre cette recherche à Cadarache dans les meilleures conditions. J'associe également à ces remerciements le Dr D. Rippert (chef du Service d'études Physiques EXpérimentales, CEA) et le Dr P. Fougeras (chef du LEP, CEA) pour m'avoir facilité l'accès à l'installation MASURCA afin de pouvoir personnellement participer aux campagnes de mesures.
- aux différents acteurs de la coordination du programme MUSE4, et plus spécifiquement au Dr F. Mellier, au Dr R. Soule, au Dr G. Bignan et au Dr G. Granget, qui ont permis d'entretenir un climat très bénéfique d'étroite collaboration entre les divers partenaires du programme.
- à C. Destouches pour son étroite et indispensable collaboration notamment pour toute la partie expérimentale de mon travail et pour tout le temps qu'il m'a accordé.
- aux multiples partenaires du programme MUSE4 avec qui les échanges furent souvent très positifs notamment lors des comités MUSE. Parmi ces collaborateurs, je tiens plus personnellement à dire un grand merci à P. Seltborg (KTH, Suède), à M. Thomas (BNFL, Angleterre), à D. Villamarin (CIEMAT, Espagne), au Dr Y. Rugama (CEA), au Dr G. Perret (CEA), au Dr A. Billebaud (ISN, Grenoble), à R. Klein Meulekamp (NRG, Hollande) et au Dr M. Carta (ENEA, Italie) pour leur esprit d'ouverture et leur volonté d'optimiser l'apport scientifique du programme MUSE4.
- au Dr G. Aliberti (ANL) pour sa disponibilité et son aide très précieuse pour la compréhension du code de calcul ERANOS. Concernant l'apprentissage de ce formulaire de calcul je tiens également à souligner l'apport du Dr J. Tommasi, du Dr J.-C. Bosq et du Dr M. Cometto.

- à l'ensemble des membres (ou ex-membres) du LEPh de Cadarache pour leur accueil et leur disponibilité. Je tiens à remercier en particulier le Dr O. Serot, le Dr R. Babut, le Dr O. Litaize et le Dr E. Dupont pour leur intérêt, leur amitié et leurs nombreuses contributions. Je suis aussi reconnaissant envers le Dr J.-M. Ruggieri (nouveau chef du LEPh) pour ses diverses explications mathématiques, le Dr J.-F. Lebrat pour sa collaboration et ses remarques qui ont contribué à améliorer le travail, et le Dr J.-C. Sublet pour son apport afin d'obtenir des données nucléaires actualisées.
- à l'ensemble des membres du LRS de l'EPFL, dont R. Früh pour son professionnalisme et sa disponibilité, J.-P. Steudler et D. Godat pour la réalisation des tiges de support expérimentales, ainsi qu'au Dr O.P. Joneja pour ses conseils judicieux lors de la phase de définition du travail.
- à l'ensemble de l'équipe du laboratoire dosimétrique de Cadarache. Plus spécifiquement, je remercie sincèrement le Dr H. Servièrre, C. Domergue, H. Philibert et le Dr D. Beretz pour leurs compétences et leur contribution d'expert pour le comptage de l'activité des échantillons irradiés.
- à l'ensemble du staff de l'installation MASURCA, en soulignant l'aide fortement appréciée de P. Chaussonnet et J.-M. Laurens pour la réalisation des mesures d'activation.
- au Dr S. Pelloni pour nos multiples discussions scientifiques et pour son apport significatif pour la définition des démonstrateurs XADSs. Sur ce point, je remercie également le Dr P. Coddington pour avoir fait les démarches nécessaires pour me permettre d'exploiter ces données.
- aux précédents thésards du LRS, et en particulier au Dr A. Lüthi sans qui cette belle aventure n'aurait peut-être pas débuté.
- au Dr A. Testa, à P. Jacquemoud et au Dr J. Lebenhaft pour leurs multiples conseils informatiques et numériques.
- à R. Erard et au Dr D. Marti pour leur écoute durant la période de rédaction de mon travail.

Enfin, je souhaite remercier chaleureusement mes parents ainsi que toute ma famille et mes proches pour leur soutien inconditionnel tout au long de ces cinq années. Dans ce contexte, c'est avec émotion que je tiens à exprimer toute ma gratitude à Veronica, à qui je dédie cet ouvrage, pour son courage et sa compréhension, sans lesquels je n'aurais pu achever ce travail.

CURRICULUM VITAE

Michaël PLASCHY

Nationalité : Suisse

Date et lieu de naissance : Monthey (VS), le 4 janvier 1975

Adresse : Chemin du Sablet 8, 1110 Morges

FORMATION

2001	Licence de Chef d'Exploitation du Réacteur Nucléaire CROCUS (EPFL)
1999	Certificat d'Expert en Radioprotection décerné par l'IRA (EPFL)
1994-1999	Diplôme d'Ing. Physicien décerné par l'EPFL
1989-1994	Diplôme de Maturité type C décerné par le collège de St-Maurice

EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

1999-2003	Recherche en tant que doctorant EPFL, réalisée au centre CEA de Cadarache, dans le domaine des réacteurs nucléaires innovants
2000-2003	Enseignement des travaux pratiques de physique nucléaire pour les étudiants de 2 ^{ème} et 3 ^{ème} année de l'EPFL
1998-1999	Projet de modélisation du réacteur de recherche PROTEUS de l'Institut Paul Scherrer, réalisé dans le cadre du travail de diplôme
1998	Projet de simulation concernant la diffusion de polluants dans l'atmosphère, réalisé à l'EPFL
1997	Etude d'optimisation du bilan énergétique de la centrale thermique de l'entreprise CIMO SA de Monthey

PUBLICATIONS

- M. Plaschy, S. Pelloni, P. Coddington et al., "Numerical Comparisons between Neutronic Characteristics of MUSE4 Configurations and XADS-Type Models," Proc. 4th Int. Workshop on the Utilisation and Reliability of High Power Protons Accelerators, Daejon, Korea, 2004.
- R.Soule, A. Billebaud, M. Plaschy et al., "Neutronic Studies in Support of ADS : The MUSE Experiments in the MASURCA Facility," Nuclear Science and Engineering, accepted for publication, 2004.
- M. Plaschy, R. Chawla, M. Thomas et al., "Interpretation of Foil Activation and Fission Rate Measurements in Critical and Subcritical MUSE4 Configurations," Proc. P&T and ADS development, SCK-CEN, Belgium, 2003.
- M. Plaschy, C. Destouches, R. Chawla et al., "Foil Activation Studies of Spectral Variations in the MUSE4 Critical Configuration," Proc. Int. Conf. PHYSOR'02, Seoul, Korea, 2002.
- M. Plaschy, O.P. Joneja, G. Rimpault et al., "Investigation of Local Spectral Differences Between Critical and Driven Subcritical Configuration in MUSE4," Proc. 7th Meeting on Actinide and Fission Product P&T, Jeju, Korea, 2002.
- O.P. Joneja, M. Plaschy, F. Jatuff et al., "Validation of an MCNP4B Whole-Reactor Model for LWR-PROTEUS Using ENDF/B-V, ENDF/B-VI and JEF-2.2 cross-section libraries," Annals of Nuclear Energy, 28, 701-713, 2001.