

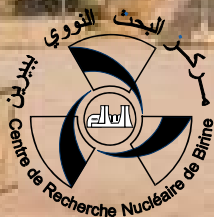


**L'Université des Sciences et de la Technologie
Houari Boumediene
Faculté de Physique
et
le Commissariat à l'Énergie Atomique
en collaboration avec
l'Association Algérienne de Physique**

Troisième Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs Applications CNRA 2009

**à l'USTHB, Bab-Ezzouar, Alger
les 26, 27 et 28 mai 2009**

Proceedings



Troisième Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs Applications CNRA'2009

USTHB, Alger 26 - 28 mai 2009

Thèmes

1. Interactions rayonnement-matière.
2. Physique des réacteurs.
3. Application des rayonnements et des techniques nucléaires en médecine.
4. Application des rayonnements et des techniques nucléaires dans l'industrie, l'agriculture, la géologie, l'environnement, etc ...
5. Lasers.

Comité d'organisation

A. Amokrane (Président, USTHB)
A. Mellah (Vice-président, CRNA)
M.R. Oudih (S.G., USTHB)
M. Belgaid (USTHB)
M. Benguerba (USTHB)
A. Chafa (USTHB)
B. Ferhat (USTHB)
M. Nemouchi (USTHB)
H. Ammi (CRNA)
M. Mahlous (CRNA)
D. Semmame (USTHB)
M. Abbaci (CRNB)
N. Boucherit (CRNB)
M. Rezzig (CRND)
M. Allek (CRND)

Comité Scientifique

A. Taleb (USTHB)
A. Afiane (CPMC)
H. Ammi (CRNA)
M. Abbaci (CRNB)
A. Seghour (CRNA)
B. Meftah (COMENA)
A.C. Chami (USTHB)
M. Fellah (USTHB)
M.R. Oudih (USTHB)
M. Belgaid (USTHB)
A. Toutaoui (CRNA)
A. Chafa (USTHB)
Z. Idiri (CRNA)
T. Kerdja (CDTA)
M. Nemmouchi (USTHB)
A. Amokrane (USTHB)
S. Tobeche (Univ. Batna)
S. Kessal (USTHB)
T. Zidi (COMENA)
A. Nedjar (CRND)
Z. Mokrani (CRNA)
S. Messaci (CDTA)
I. Abdellani (CRNB)
A. Djefal (CRNA)
M. Nekkab (Univ. Setif)
M. Meftah (Univ. Skikda)
M. Benguerba (USTHB)

Faculté de Physique, USTHB
BP 32, El-Alia 16111 Alger
Tél/Fax : 021 24 73 44
E-mail : cnra06@yahoo.fr

Communications orales

Thème 1 : Interaction rayonnement-matière

INFLUENCE DU STOPPING POWER ET DE LA DOSE D'IRRADIATION SUR LE DOUBLET 1105/1128 CM-1 DU PET IRRADIE A L'AIDE DE PARTICULES HE+ D'ENERGIE 0.7 - 3.5 MEV .
..... 12

M. Abdesselam, J.P. Stoquert , M. Djebara, C. Cerutti, S. Chami, A.C. Chami et M. Siad

ETUDE SYSTEMATIQUE DES FONCTIONS D'EXCITATIONS DES REACTIONS (N,) 18

N.Kellil et M.Belgaid

TRAITEMENT DE L'APPARIEMENT NEUTRON-PROTON DANS LE CAS DES NOYAUX CHAUDS RICHES EN PROTONS..... 26

N. Benhamouda, I. Ami, M. Belabbas, N. H. Allal, M. Fellah et M.R. Oudih

ELECTRON SLOWING DOWN INTO SEMICONDUCTEUR AND METALLIC MATERIALS: C, Si, Al and Cu IN THE EXAMINED ENERGY 1 to 100 keV 30

A. Bentabet and A. Aydin

METALLIC SURFACE UNDER CLUSTERS IMPACT 34

R. Chergui et M. Benguerba

ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA FILTRATION SUR LA QUALITE D'UN FAISCEAU RX DE BASSES ENERGIES..... 38

A. Herrati and K. Khalal-Kouache

EFFET DES FLUCTUATIONS DU NOMBRE DE PARTICULES DANS LE CAS ISOVECTORIEL SUR LES PROBABILITES DE TRANSITION BETA 42

S. Kerrouchi, M. Douici, N. H. Allal et M. Fellah

PREPARATION ET CARACTERISATION DE CIBLES DE CaF₂ DESTINEES AUX EXPERIENCES DE MESURE DE PERTE D'ENERGIE DANS LA GAMME DU MEV/u 46

D. Moussa, S. Damache and S. Ouichaoui

COMPARAISON DES TECHNIQUES NUCLEAIRES D'ANALYSE ENAA ET NAA EN UTILISANT DES MATERIAUX GEOLOGIQUES DE REFERENCE 50

M. Mouzai; H. Touil; C. Siouani

ETUDE DE LA DESINTEGRATION LPHA PAR LA THEORIE DE HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV 55

M.R. Oudih, M. Fellah, N.H. Allal et N. Benhamouda

NOUVELLE APPROCHE DU PHENOMENE DE SATURATION DES SECTIONS EFFICACES TOTALES D'EXCITATION DE Kr^{34+} A 33.9 MeV.u^{-1} PAR IMPACT DE DIFFERENTS ATOMES..... 60

H. Rekrak, F. Khalfaoui, Y. Si Abderrahman, B. Lasri, O. Abbes

OPTIMISATION PAR LE CODE DE MONTE CARLO (MCNP5) DE LA TECHNIQUE DE RETRODIFFUSION NEUTRONIQUE APPLIQUEE A L'ANALYSE D'ECHANTILLONS ORGANIQUES 63

Taïbouni Nabila, Z. Idiri, K. Boukhefoussa, N. Belouadah, S. Beddak

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DES REACTIONS (N, P) DANS LE CADRE DU MODELE DE PREEQUILIBRE DE FESHBACH KERMAN KOONIN..... 67

L. Yettou, M. Belgaid

Thème 2 : Physique des réacteurs

ÉTUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE L'IMPLEMENTATION DU MODE DE FONCTIONNEMENT EN CONVECTION NATURELLE (CN) AU REACTEUR DE RECHERCHE NUCLEAIRE NUR DE DRARIA 72

M. Azzoune, L. Mammou, M. Y.Mokkedem, A.Ameur, A. Fellouh, R. Zamoun, M. Mokrani, Y. Benkheda

DETERMINATION DE L'EVOLUTION SPATIOTEMPORELLE DU COMBUSTIBLE NUCLEAIRE DANS UN REACTEUR DE RECHERCHE 82

F. Letaim, S. Mazidi et B. Meftah

Thème 3 : Application des rayonnements et des techniques nucléaires en médecine

DOSIMETRY OF PHOTON AND ELECTRON BAMS: WHERE TO MEASURE TEMPERATURE FOR AIR DENSITY CORRECTION ?..... 88

M. Arib, T. Medjadj, M. Tilmati, A. Herrati , A. Kiouche and Y. Boudouma

DOSES AUX PATIENTS EN TOMODENSITOMETRIE CT : ETUDE DE LA FREQUENCE DES EXAMENS PEDIATRIQUES 93

Khelassi-Toutaoui Nadia, Merad Ahmed, Toutaoui AEK, Brahimi Zakia, Mansouri Boudjema

L'UTILISATION DE LA METHODE MONTE CARLO DANS LE CALCUL DE DOSE EN RADIOTHERAPIE 99

A.E.K Toutaoui, N. Khelassi-Toutaoui, Z. Brahimi

Thème 4 : Application des rayonnements et des techniques nucléaires dans l'industrie, l'agriculture, la géologie, l'environnement,... etc.

REGENERATION DU CHARBON ACTIF EN GRAINS SATURE PAR L'ACIDE HUMIQUE PAR LES VOIES THERMIQUE ET PAR IRRADIATION GAMMA AU MOYEN DU COBALT-60 105

S. Louelhi, D. Moudir, Z. Melzi, A. Aouabed, R. Rihi, A. Hammadache

SYNTHESE PAR IRRADIATION GAMMA D'UN PANSEMENT A BASE D'ALCOOL POLYVINYLIQUE – CHITOSANE 107

M. Mahlous, D. Tahtat, S. Benamer, A. Nacer Khodja, B. Mansouri; S. Larbi Youcef; H. Chader, M. B. Mansouri

Thème 5 : Lasers

LASER DYNAMICS PROSPECT: STRONG PERTURBATION ANALYSIS 115

S. Ayadi and B. Meziane

RECHERCHE DU QUANTUM CUTTER DANS LES PHOSPHATES DE TERRES RARES DOPÉS AUX IONS SAMARIUM ET EUROPIUM 118

S. Hachani, B. Moine, A. El-akrmi, M. Férid

IMAGERIE LASER INTERFEROMETRIQUE ET ETUDE DE LA DECOHERENCE A TRAVERS UN MILIEU DIFFUSANT 122

S. Chérif, A. Medjahed, A. Manallah, M. Bouafia

Posters

Thème 1 : Interaction rayonnement-matière

UTILISATION DE DEUX DETECTEURS EN MODE RBS POUR LA MESURE DE SECTIONS EFFICACES D'ARRET 129

M. Azzouz, M. Abdesselam, M. Djebara, A.C. Chami and M. Siad

ETALONNAGE DE CHAMBRE D'IONISATION AUX RAYONS X DE BASSES ENERGIES 132

A. Herrati and S. Terniche

MESURE DU DEBIT DE FLUENCE DELIVRE PAR LE GENERATEUR DE NEUTRONS 136

N. Belouadah, Z. Idiri, S. Bougandoura, S. Bedek

ANALYSE DE L'EAU DE MER PAR NAA ET PAR PIXE 140

N. Boudra, A. Amokrane, M. R. Mesradi, N. Abdelmjid and J.P. Stoquert

SIMULATION DU TAUX DE REACTION PHOTO-ELECTRIQUE PAR LE CODE MCNP APPLICATION AU CALCUL DE L'EFFICACITE D'UN SCINTILLATEUR NaI(TL).....	144
K. Boukeffoussa1, G. Medkour Ishak-Boushaki , M. Allab, Z. Idiri	
ETUDE DE LA REPONSE DES DOSIMETRES DE FRICKE ET FBX DANS LA GAMME DE DOSE 1 – 25 Gy.....	149
O. Moussous, M.Benguerba, T.Medjaj	
DETERMINATION DU POTENTIEL D'EXCITATION ET D'IONISATION MOYEN DES PARTICULES ALPHA DANS DES CIBLES POLYMERIQUE.....	153
A. Dib, S. Ourabah, S. Mammeri, H. Ammi	
SCALAR DIFFRACTION AT GRAZING AND NORMAL INCIDENCE ON AN EVANESCENT ATOMIC MIRROR.....	157
S. Ghezali and A. Taleb	
FORMATION D'AGREGATS DE NICKEL EN SOLUTION PAR RADIOLYSE IMPULSIONNELLE.....	159
M.L. Hioul, N.Keghouche and J.L. Marignier	
EFFET DE LA PERTE D'ENERGIE SUR LA PROBABILITE DE DIFFUSION D'IONS DE FAIBLE ENERGIE PAR UNE SURFACE SOLIDE.....	163
K.Khalal-Kouache, A.C.Chami, A.Mekhtiche et B.Aissous	
ANALYSE EXPERIMENTALE DES PLAQUETTES Si(111) IMPLANTEES PAR DES IONS Sb+.....	167
R. Labbani, L. Baouni et C. Benazzouz	
A COMPARATIVE STUDY BETWEEN SIMULATION PREDICTIONS AND EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION IN SI TARGETS SUBMITTED TO A BEAM OF Sb+ IONS.....	171
R. Labbani, L. Baouni and C. Benazzouz	
EFFET DE LA PERTE D'ENERGIE SUR LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES PARTICULES TRANSANSMISES À TRAVERS UNE CIBLE SOLIDE	176
A. Mekhtiche, K. Khalal-Kouache	
OPTIMISATION DES DIFFERENTS PARAMETRES EXPERIMENTAUX POUR L'EXTRACTION D'UN FAISCEAU DE PARTICULES CHARGEES A L'AIR LIBRE	180
S.Ourabah, A.Dib, A.Midouni, L.Bacha, S.Mammeri, H.Ammi	
CARACTERISATION DE MATERIAUX COMPOSITES POLYSTYRENE/NANOCRISTAUX DE GaAs PAR SPECTROSCOPIE RAMAN	184
N. Touka, H. Benelmadjat, B. Harieche, B. Boudine, O. Halimi et M. Sebais	

DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES OPTIMAUX DE FONCTIONNEMENT DE LA CHAÎNE DE COMPTAGE DES NEUTRONS RETARDÉS..... 188

S. Khaled, M. Mouzai, S. Belaid, B. Zouranen, A. Ararem

PREPARATION AND CHARACTERIZATION OF ZNO THIN FILMS 192

H. Benelmadjat, N. Touka, B. Boudine, O. Halimi, M. Sebais

ETUDE COMPARATIVE DE LA DIFFUSION EN SURFACE DU SYSTEME TERNAIRE Au/Pd/Si(111), SOUS L'EFFET DE L'IMPLANTATION IONIQUE ET SA DEPENDANCE DE LA MASSE DE L'ION 196

A. Hammoudi, C. Benazzouz, C. Lakhdar Chaouch, A. Medouni

ETUDE DE LA CINETIQUE DE FORMATION DE PHASES DANS LES SYSTEMES BINAIRES METAL/SEMI CONDUCTEUR 204

C. Benazzouz, A. Hammoudi, A. Medouni, D. Sahel, K. Remil, C. Pineda, M. Nkosi et H. Benyagoub

Thème 2 : Physique des réacteurs

ETUDE QUALITATIVE DE L'ACCIDENT DE PERTE DE REFRIGERANT PRIMAIRE DANS LA BOUCLE CALLISTO PAR COMPARAISON A LA PHENOMENOLOGIE DU LBLOCA DES REACTEURS PWR 211

Ahmed HADJAM, Ahcene LOUBAR, Ferhat SOUIDI, Marcel WEBER

Thème 3 : Application des rayonnements et des techniques nucléaires en médecine

EVALUATION EXPERIMENTALE DE LA DOSIMETRIE DES CHAMPS ASYMETRIQUES POUR LES FAISCEAUX DE PHOTONS..... 216

K. Adjidir, A.N. Aichouche, A.E.K. Toutaoui, F. Meddad, Z. Brahim, Neka Amel

UTILISATION DES FILMS EDR2 DANS LE PROCESSUS D'ASSURANCE QUALITE EN RADIOTHERAPIE 220

Aichouche Amar Nassim, Adjidir Kenza, Guerchaoui Sabiha, Toutaoui Aek

COMMISSIONING D'UN ACCELERATEUR LINEAIRE MEDICAL POUR LA RADIOTHERAPIE 224

M. Bourouina, A.E.K Toutaoui, B. Hattali, A.N. Aichouche, S. Bencheikh

DEVELOPEMENT D'UNE PROCEDURE POUR L'EVALUATION EXPERIMENTALE DU CYCLE DE LECTURE DES TLD100 229

Z. Brahim, A. Bounemri, F. Meddad, A.E.K Toutaoui, S. Yalaoui

VERIFICATION EXPERIMENTALE DES DISTRIBUTIONS DE DOSE DANS LE CAS DES CHAMPS IRREGULIERS..... 233

A.E.K Toutaoui, B. Hattali, M. Bourouina

DEVELOPPEMENT DE PROCEDURES POUR LA MESURE DE LA LONGUEUR DES FILS D'IRIDIUM-192 238

A. Bounemri, Z. Brahimi, Y. Kessira, A.E.K. Toutaoui, N. Toutaoui

DETERMINATION DES FACTEURS D'OUTPUT POUR UN FAISCEAU DE PHOTONS DE 18 MV .. 242

Meddad Fouzia; Brahimi Zakia; Nekaa Amel; Toutaoui A.E.K; Toutaoui Nadia

VARIATION DES NOMBRES CT EN FONCTION DES PARAMETRES D'ACQUISITION 246

A. Merad, N. Toutaoui, AEK.Toutaoui et Z.Brahimi

VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA DISTRIBUTION DE DOSE DANS LES JONCTIONS DE FAISCEAUX PHOTONS- ELECTRONS EN RADIOTHERAPIE EXTERNE 252

S. Guerchaoui, A. N. Aichouche, K. Adjidir, A.E.K Toutaoui

CALIBRATION DE LA MESURE DE DOSE D'ENTREE POUR LA DOSIMETRIE IN-VIVO POUR LES FAISCEAUX D'ELECTRONS..... 257

N.Sissaoui, S.Saadi, AEK.Toutaoui

ETUDE DE LA SURVIE DES CELLULES CHO-K1 IRRADIEES 261

N. Ait Said And H. Hamai-Amara

UTILISATION DE LA METHODE MONTE CARLO POUR LA VERIFICATION DES PERFORMANCES DES ALGORITHMES DE CALCUL DE DOSE POUR LES FAISCEAUX D'ELECTRONS UTILISES EN RADIOTHERAPIE 265

Said.Djaroum, Abdelkader.Toutaoui et Nassim.Aichouche

Thème 4 : Application des rayonnements et des techniques nucléaires dans l'industrie, l'agriculture, la géologie, l'environnement,... etc.

ETUDE DE LA RADIOSENSIBILITE AUX RAYONS GAMMA DE COBALT-60 DES GRAINES DU GENRE DATURA POUR L'INDUCTION DE MUTATIONS..... 271

N. Benslimani, L. Khelifi

L'UTILISATION DU ^{99m}Tc DANS L'ETUDE DU TRANSPORT DU MOLYBDENE DANS LES PLANTULES DE *Phaseolus vulgaris*..... 276

Salha Bouzid, Châabane Rahmoune et Nabila Lahlah

DEVELOPPEMENT D'UN SUBSTITUT OSSEUX ALLOGENIQUE RADIOSTERILE SOUS FORME D'UNE PÂTE INJECTABLE 280

Negache H, Ouafek A, Djerad A, Nouar M, Ferdjaoui M

ETUDE DE L'ADHESION ET DE LA STABILITE DE LA FIXATION DE *R.ERYTHROPOLIS B4* SUR DIFFERENTES MATRICES RADIOFORMEES..... 284

A. Djefal-Kerrar, K.Abdoun Ouallouche, S.Gais-Sellidj, A. NacerKhodja, M.Mahlous, R. Chouikrat, E.K.Y.Guendouz

PRODUCTION DE LA CHITINE A PARTIR D'UNE SOURCE FONGIQUE 289

Dahmani R, Bachtobdji M-K, A. Nacer Khodja, A. Djefal-Kerrar

Thème 5 : Lasers

ETUDE DE LA MULTICAPTURE ELECTRONIQUE DANS LA COLLISION A BASSE ENERGIE $Ar^{16+} + C_{60}$ 294

T. Bouchama, S. Martin, R. Bredy, J. Bernard et L. Chen

TRANSFORMATIONS DE PHASE INDUITES PAR LE LASER EXCIMERE KrF DANS LES COUCHES MINCES a-Si : H 299

N. Bouhdjar, K. Mirouh, A. Touil

CAPACITE CALORIFIQUE D'UN GAZ DE BOSONS DANS UNE BOITE 303

N.Daoudi, S.K.Mehdi, S.Kessal

MODAL ANALYSIS FOR A SEMI CONDUCTOR LASER SUBMITTED TO OPTICAL FEEDBACK..... 308

D. Ghezzaz, P. Besnard, A.Kellou

Communications orales

Thème 1

Interaction rayonnement – matière

INFLUENCE DU STOPPING POWER ET DE LA DOSE D'IRRADIATION SUR LE DOUBLET 1105/1128 CM⁻¹ DU PET IRRADIÉ À L'AIDE DE PARTICULES HE⁺ D'ÉNERGIE 0.7 - 3.5 MEV .

M. Abdesselam¹, J.P. Stoquert², M. Djebara¹, C. Cerutti, S. Chami¹, A.C. Chami¹ et M. Siad³

¹L.S.N.I.R.M., Faculté de physique, USTHB, Bab Ezzouar

²InESS, UMR7163 CNRS Strasbourg.

³DTN du Centre Recherche Nucléaire d'Alger

E-mail ; Abdesselam_m@yahoo.fr

Résumé :

Nous avons irradié du polyéthylène téréphtalate (PET) à l'aide d'un faisceau de particules He⁺ d'énergie comprises entre 0.1 et 3.8 MeV dans la gamme de fluences 10⁺¹³ et 10⁺¹⁵ He⁺/cm². Les échantillons irradiés sont ensuite analysés par spectroscopie infrarouge à transformée de fourrier (FTIR). Dans ce travail nous nous sommes tout particulièrement intéressés à l'évolution de la conformation cristalline et amorphe en explorant la région des nombres d'ondes comprise entre 1000 et 1030 cm⁻¹. Cette dernière reçoit deux contributions : 1018 cm⁻¹ et la 1024 cm⁻¹ caractérisant la conformation amorphe et cristalline respectivement. Dans le présent travail, nous quantifions l'atténuation des deux composantes en fonction de la dose d'irradiation et du pouvoir d'arrêt. L'ajustement de cette bande d'absorption à l'aide de deux gaussiennes a permis de se séparer les deux contributions et de quantifier la perte de cristallinité (1024 cm⁻¹) du PET en fonction des paramètres d'irradiation. Nous montrons que la conformation tran (cristalline) est très fragile comparée à celle liée à la conformation gauche (amorphe). L'atténuation de la bande amorphe (1018 cm⁻¹) constitue une preuve manifeste de la perte de masse du polyéthylène téréphtalate (PET) au cours de l'irradiation. Par ailleurs, on a étudié l'accroissement de la bande d'absorption (1609 cm⁻¹) en fonction de la dose d'irradiation.

Mots clés : Irradiation de polymère, PET, FTIR, Cristallinité, Amorphisation.

1. Introduction.

La particule chargée, d'énergie cinétique de l'ordre du MeV/u, cède son énergie cinétique graduellement aux électrons du milieu ralentisseur. Dans la gamme d'énergie qui nous concerne, la perte d'énergie d'origine nucléaire est insignifiante, tableau 1. Sur les substances organiques et plus particulièrement sur les polymères, les événements primaires créés par des particules ionisantes sont l'ionisation et/ou l'excitation des atomes cibles. Les énergies de liaisons covalentes mises en jeu dans ces composés organiques sont de l'ordre de quelques électronvolts. Les principaux effets de la radiolyse sur les polymères sont des réactions de réticulation, brisures de chaînes macromoléculaires, formation de produits gazeux (H₂, O₂ et CH_n) et la création d'insaturations [1-5]. L'importance de ces modifications, c'est-à-dire la dégradation des polymères sous irradiation, est étroitement corrélée à l'énergie déposée par unité de longueur (dE / dX) dans la cible et à la fluence d'irradiation. L'irradiation par faisceau d'ions est donc un puissant moyen d'investigation et de modification des propriétés physiques et chimiques des polymères.

Nous avons étudié la dégradation du PET (C₁₀H₈O₄) irradié avec un faisceau de particules alpha à l'aide de la spectroscopie infrarouge à transformée de fourrier (FTIR). Cette analyse FTIR nous a permis d'identifier et de quantifier l'évolution des brisures de liaisons chimiques du PET en fonction des deux grandeurs fondamentales caractérisant la radiolyse; la fluence et le pouvoir d'arrêt. Nous nous sommes particulièrement intéressés à l'évolution de la conformation du PET (degré de cristallinité) en déconvoluant la bande d'absorption située au voisinage de 1000-1030 cm⁻¹.

2. Dispositif expérimental

L'irradiation des polymères a été réalisée à l'aide de particules alpha délivrées par l'accélérateur Van de Graaff 4MV de InESS de Strasbourg. Pour minimiser le temps d'utilisation de l'accélérateur VDG et pour contourner la question épineuse liée à l'homogénéité de l'irradiation nous avons empilé cinq cibles de PET de 3.6µm d'épaisseur chacune, placées l'une derrière l'autre. L'homogénéisation de la dégradation est assurée en balayant le faisceau d'irradiation à l'aide de champs électriques perpendiculaires (X, Y) et alternatifs (517. Hz suivant X et 64 Hz pour Y). Par ailleurs, le balayage du faisceau permet également de réduire l'effet éventuel de l'élévation de la température du polymère au cours de l'irradiation. Les films de PET utilisés sont commercialisés par SOMAR international.inc. Ce polymère est choisi en raison de sa résistance aux irradiations, de sa composition chimique qui permet d'étudier plusieurs types de désorption à la fois et pour son très large domaine d'applications. Les films sont découpés en rectangles de 30x30 mm² afin de faciliter leurs empilements et leurs positionnements sur le porte échantillon. L'épaisseur des films est déterminée et contrôlée par la mesure de la perte d'énergie des particules alpha d'énergies allant de 1.0 à 3.0 MeV en utilisant la méthode dite de transmission indirecte [6].

Différents fluences comprises entre 10¹³ et 10¹⁵ α/cm² ont été utilisées. La densité du courant d'irradiation, mesurée sur le porte échantillon, est maintenu à 25 nA/cm². L'empilement des films a permis pour une énergie incidente de 3.8 MeV, délivrée par le VDG, d'étudier l'influence du pouvoir d'arrêt sur la dégradation du PET. La figure 1, calculée à l'aide du code SRIM08[7], donne les doses d'irradiation. En effet, l'énergie du faisceau d'irradiation passe graduellement de 3.8 MeV à la surface du premier échantillon pour atteindre 0.1 MeV à la sortie du cinquième échantillon.

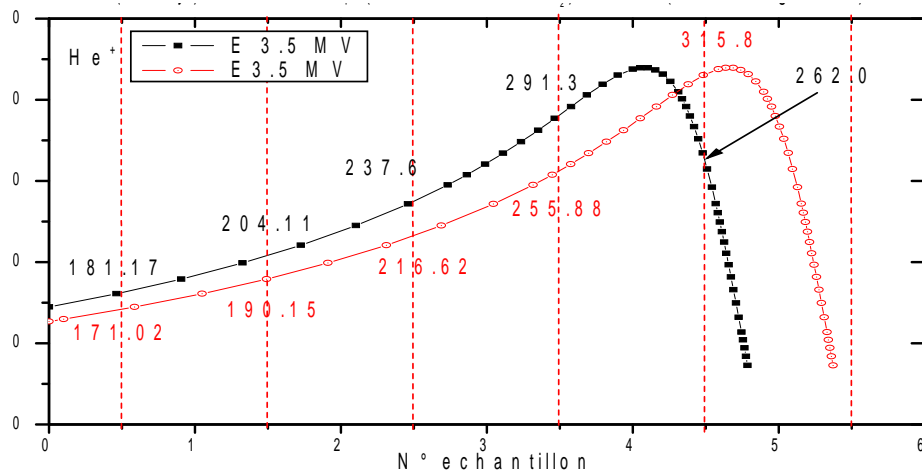


Figure1 : Récapitulation des principales caractéristiques énergétiques des particules α au cours de leur cheminement dans la série de cibles de PET empilées.

La dose (D) d'irradiation correspond à l'énergie absorbée par unité de masse du matériau bombardé. Elle s'exprime généralement en Gray (Gy) (1Gy=1 J.kg⁻¹) et se calcule à partir de la fluence et du pouvoir d'arrêt massique (MeV/mg/cm²) $S(\bar{E}) \approx S_e(\bar{E})$:

$$D(MGy) = 1.602 \times 10^{-13} \times F \times S(\bar{E}) \quad (1)$$

Ici la fluence F correspond au nombre total de particules reçues par la cible par unité de surface.

La dose maximale d'irradiation atteinte dans ce travail est de 300 MGy. Nous avons constaté que le PET irradié change de coloration en fonction de la dose reçue. Aux fluences élevées, le PET brunit, perd toute son élasticité et devient très cassant.

Les séries d'échantillons irradiés sont analysées par la spectroscopie FTIR à l'aide du spectromètre de type Spectrum One de Perkin Elmer du « laboratoire chimie et valorisation des minerais » de la faculté de chimie de l'USTHB. A cet effet nous avons élaboré un code de calcul permettant de traiter l'ensemble du spectre FTIR. L'analyse est faite en utilisant l'absorbance intégrée A (surface totale du pic d'absorption après soustraction de la ligne de base).

3. Résultats et discussion.

3.1 Evolution des bandes caractéristiques du PET avec la dose d'irradiation.

L'analyse FTIR est réalisée la gamme de fréquences comprise entre 700 cm^{-1} et 1800 cm^{-1} . Chaque mesure est effectuée en mode 32 balayages avec une résolution de 1 cm^{-1} . Cette région concerne les bandes caractéristiques du PET. L'analyse du spectre infrarouge d'un échantillon irradié est réalisée en comparant les formes des bandes d'absorption à celles du spectre infrarouge de référence (non irradié). L'analyse est faite en utilisant l'absorbance intégrée A (surface totale du pic d'absorption) et l'aire A des bandes d'absorption est proportionnelle au nombre de liaisons présentes. La figure 2 présente l'atténuation des raies d'absorption IR de films irradiés à diverses fluences pour le premier film de l'empilement pour lequel le dE/dx est de l'ordre de $150\text{ keV}/\mu\text{m}$. Cette figure met en évidence l'ampleur de l'endommagement du PET irradié aux fluences élevées. Il ressort de notre analyse que la dégradation est d'autant plus élevée que le pouvoir d'arrêt est important. Le cinquième échantillon (dernier de la pile) est le plus endommagé. La dégradation du PET augmente avec la fluence et avec la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) du faisceau d'irradiation. Les raies les plus intenses du PET ont été étudiées; seules les raies dont l'amplitude est inférieure à 0.01 sont écartées, car l'erreur sur la mesure de l'aire de ces bandes est considérable lorsque l'on soustrait le bruit de fond.

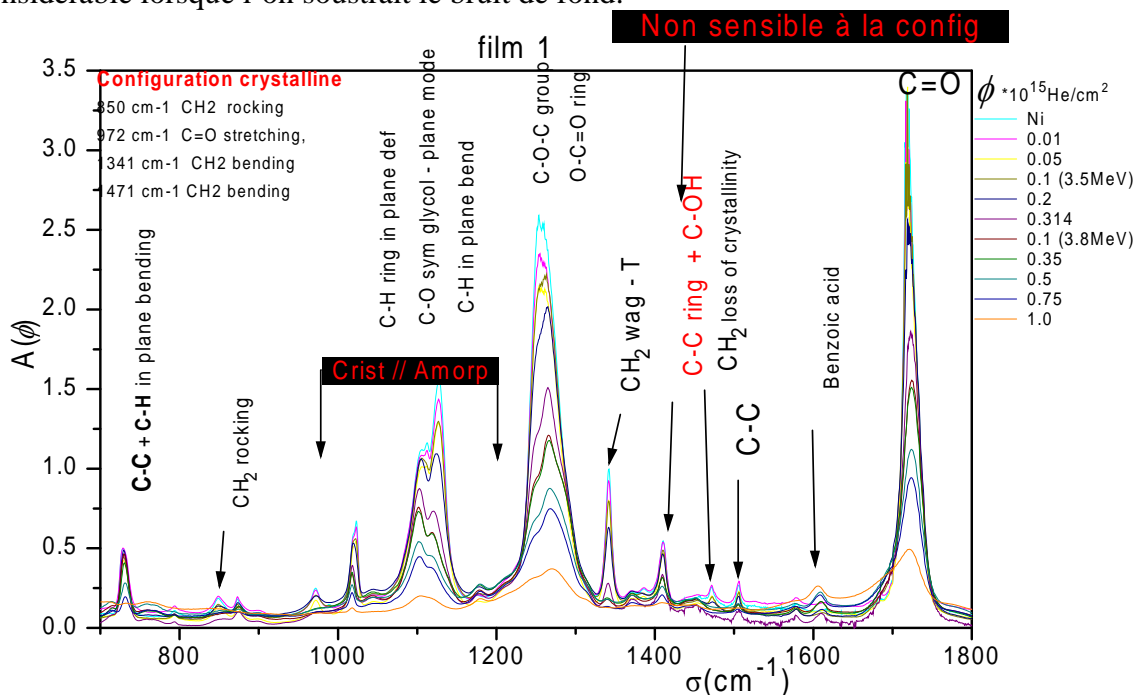


Figure 2 : Evolution de l'allure des spectres FTIR de PET irradié avec des particules He^+ en fonction de la dose d'irradiation.

Nos spectres FTIR du PET non irradié sont en accord avec ceux rapportés dans la littérature [8,9]. Comme indiqué sur la figure 2, les bandes les plus intenses et les plus sensibles à l'irradiation correspondent aux liaisons de l'oxygène avec le carbone ; soient les bandes $\nu_{C=O}$ 1717 cm^{-1} , $\nu_{O-C=O}$ 1248 cm^{-1} , $\delta_{O-C=O}$ 1102/1123 cm^{-1} et la bande ν_{C-O} 1000/1030 cm^{-1} . Le symbole ν est relatif aux modes de vibration 'élongation' et δ aux modes 'déformation'. La bande ν_{C-H} 730 cm^{-1} reçoit deux contributions du noyau aromatique, l'une de la vibration rocking du groupe C-H et l'autre de la liaison C-C. Tandis que celle située au voisinage 1374 cm^{-1} correspond à la l'élongation de la liaison ν_{C-H_2} . L'évolution des l'aires de ces deux bandes d'absorption doit nous renseigner sur la perte de masse de l'hydrogène. Notons par ailleurs que la vibration 1410 cm^{-1} du groupe aromatique C-C (para substituted benzène ring) semble être insensible à la conformation du PET.

L'effet de la fluence sur les bandes d'absorption IR du PET est illustré sur la figure 2. Il apparait clairement que l'intensité des pics d'absorption diminue considérablement avec l'augmentation de la fluence d'irradiation. A la fluence 5. 10^{14} J/cm^2 certaines raies ont déjà complètement disparu. La signature du polymère subsiste timidement mais l'intensité des groupements chimiques s'effondrent considérablement. Signalons également l'apparition d'épaulements de part et d'autre de la base du pic principal situé à 1717 cm^{-1} . Ils indiquent l'apparition de fonction carboxylique et de fonctions carbonyles du type R-(C=O)- -(C=O)-O-. Nous observons également que les bandes d'absorption caractéristiques de la conformation du groupement éthylène: trans (1471, 1341, 1123 et 1020 cm^{-1}) diminuent considérablement avec la fluence d'irradiation comparativement aux bandes de la conformation gauche (amorphe). Cela traduit la diminution de la cristallinité du polymère [8, 10].

3.2 Perte de cristallinité

La spectroscopie infrarouge nous renseigne également sur l'état de cristallinité du PET. D'une manière générale, la perte significative de cristallinité du polymère sous irradiation est corrélée aux processus de scission des chaînes principales au résidu de l'éthylène-glycol. L'amorphisation de la fraction cristalline du polymère est parfaitement révélée par les bandes d'absorption IR 1000-1030 cm^{-1} et 1060 -1160 cm^{-1} . La raie d'absorption comprise entre 1000 cm^{-1} à 1030 cm^{-1} est une composition de deux bandes d'absorption liées à l'anneau aromatique de benzène. Pour son traitement, nous avons effectué l'analyse FTIR de cette région (Figure 3) avec un balayage de 32 scans avec un pas de 1 cm^{-1} . L'atténuation de la bande 1020 cm^{-1} est plus accentuée que celle de la bande 1014 cm^{-1} traduisant ainsi la perte de cristallinité du PET en fonction de la fluence d'irradiation (figure 4). Cet effet qui est également confirmé par le comportement de la bande d'absorption 1060-1160 cm^{-1} . L'analyse de cette dernière, résultant d'une composition de diverses raies d'absorption ; 1102, 112, 1126 1122, est difficile à effectuée[11].

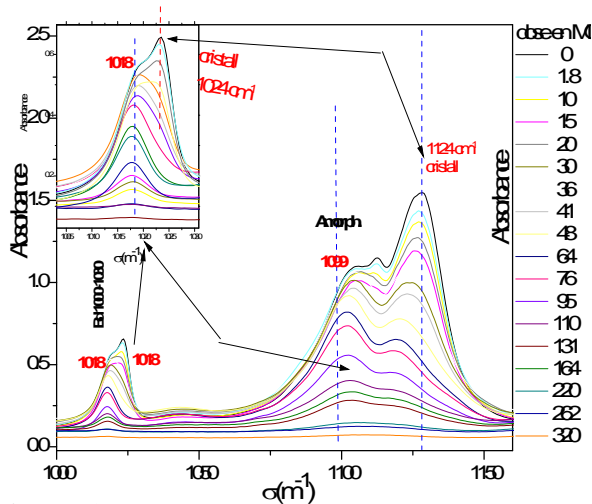


Figure 3. Spectres d'absorption FTIR de la bande 1000 à 1030 cm^{-1} en fonction de la dose d'irradiation.

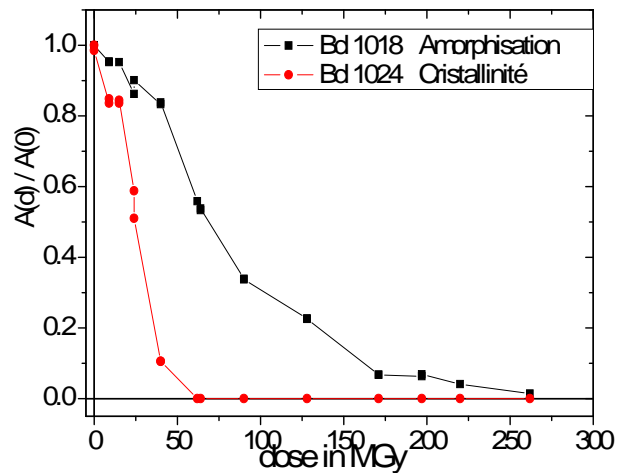


Figure 4. Evolution de l'absorption intégrée des composantes de la bande 1000-1030 cm^{-1} . Elles caractérisent les conformations du PET.

3.3 Apparition de nouvelles bandes : 1609 et 713 cm^{-1} .

L'aire des bandes caractéristiques de la vibration de para.-substituées de l'anneau de benzène (anneau aromatique) situées à 1614 cm^{-1} , 1504 cm^{-1} , 1410 cm^{-1} , 1126 cm^{-1} , 1109 cm^{-1} , 1018 cm^{-1} et 875 cm^{-1} [10] diminuent avec la dose d'irradiation. La région des nombres d'onde comprise entre 1650 cm^{-1} et 1400 cm^{-1} concerne les modes de vibration de l'anneau aromatique, les vibrations 'stretching' de la double liaison C=C et la vibration 'bending' de la liaison CH₂. Parallèlement à l'atténuation de la bande 1504 cm^{-1} para-substituée de l'anneau de benzène, deux nouvelles bandes l'une à 1609 cm^{-1} et l'autre à 713 cm^{-1} apparaissent. A ce titre, la figure 5 rapporte l'accroissement de l'aire relative de la bande 1609 en fonction de la dose d'irradiation et son évolution en fonction du stopping power est reportée sur la figure 6. Dans la gamme des fluences étudiée, les structures de l'anneau de benzène, bien que résistantes, semblent être également détruites aux fluences élevées.

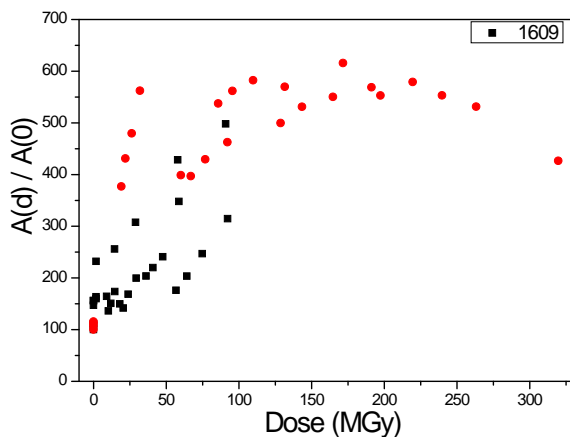


Figure 5: Evolution de l'absorbance de la bande 1609 cm^{-1} en fonction de la dose d'irradiation.

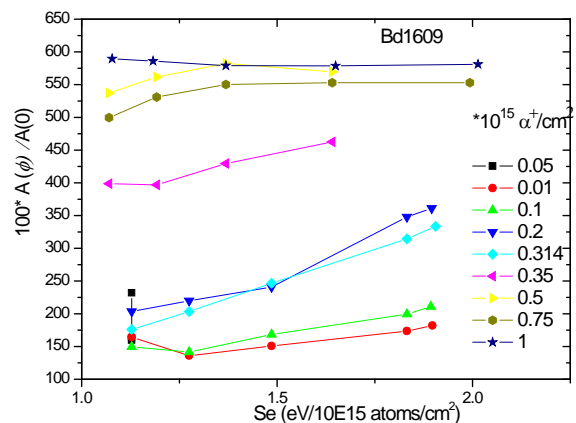


Figure 6. Evolution de l'aire relative de la bande d'absorption 1609 cm^{-1} en fonction du pouvoir d'arrêt.

4 Conclusion.

Les transformations chimiques subies par le polymère PET sous l'effet de l'irradiation par des alphas par spectroscopie infrarouge à transformée de fourrier (FTIR) dans la gamme de nombre d'onde allant de 700 à 1800 cm^{-1} . Les mesures sont effectuées à l'aide d'un spectromètre FTIR de type Spectrum One de Perkin Elmer du laboratoire de la valorisation des minerais de la faculté de chimie (USTHB). L'empilement des échantillons de PET nous a permis de réaliser des irradiations simultanées à différents pouvoirs d'arrêt et ce pour chaque fluence utilisée. La dégradation des polymères est explorée dans la gamme des fluences comprise entre $1 \cdot 10^{13}$ et $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ et pour des énergies allant de 3.8 MeV à 1. MeV. L'analyse par spectroscopie infrarouge FTIR après irradiation a permis d'étudier l'évolution des liaisons chimiques de la molécule $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ en fonction de la fluence et du pouvoir d'arrêt électronique.

Les principales bandes d'absorption du PET, correspondant aux trois bandes caractéristiques de la vibration de l'ester ; soit ($\delta_{\text{C=O}}=1717\text{cm}^{-1}$) couplées aux bandes à 1248 cm^{-1} ($\delta_{\text{O-C=O}}$) et à $1102\text{-}1123 \text{ cm}^{-1}$ ($\delta_{\text{O-C=O}}$), diminuent fortement avec l'augmentation de la fluence et du pouvoir d'arrêt. Nous avons quantifié la dégradation des bandes 1014 cm^{-1} et 1024 cm^{-1} typiques de vibration du para-substitué du noyau benzène du PET en fonction de la dose d'irradiation et du pouvoir d'arrêt. L'intensité des deux bandes diminue avec l'augmentation de la fluence. Parallèlement a cette diminution, on observe une augmentation de l'intensité du mono-substitué du benzène qui apparaît à 1606cm^{-1} .

Références

- [1] E.H. Lee, Nucl. Inst. and Methods B151(1999)29.
- [2] J. Davenas, X.L. Xu, G. Boiteux and D. Sage, Nucl. Inst. and Meth. B39(1989)754.
- [3] Ma. Esther Martinez-Pardo, J. Cardoso, H. Vazquez, M. Aguilar, Nucl. Inst. and Meth. B140(1998)325.
- [4] M.B. Lewis and E.H. Lee, Nucl. Inst. and Meth. B61(1991)457.
- [5] Virendra Singh, Physico-chemical studies of swift heavy ion modified polymers, Thesis for the degree of Doctor of philosophy, Faculte of science Panjab University, Chanigarh, 2006.
- [6] Ammi H.; Chekirine M.; Adjerad A, Rad. Meas., Volume 28, Number 1, 1997 , pp. 15-18(4).
- [7] J.F. Ziegler SRIM-08.03. The Stopping and Range of Ions in Matter; <http://www.srim.org>.
- [8] J T. Steckenreiter, E. Balanzat, H. Fuess, C. Trautmann, Nucl. Inst. and Meth. B131(1997)159.
- [9] J A. Biswas , S. Lotha , D. Fink , J.P. Singh , D.K. Avasthi , B.K. Yadav, S.K. Bose a, D.T. Khating b, A.M. Avasthi; Nucl. Inst. and Meth. B159 (1999) 40.
- [10] S.P.Boileau, thèse de doctorat université paris 6 (2003).
- [11] S. N. Abdullin and V. I. Furer, Zhurnal Priklanoi Spektroskopii, Vol. 52 (1990) 82-88

ETUDE SYSTEMATIQUE DES FONCTIONS D'EXCITATIONS DES REACTIONS (N,)

N.Kellil et M.Belgaid

*Laboratoire De Sciences Nucleaires Et De L'interaction Rayonnement Matiere, Faculte De
Physique, Universite Des Sciences Et De La Technologie Houari Boumediene, Bp 32, El
Alia, Bab Ezzouar, 16111, Alger, Algerie
(n.kellil@yahoo.com)*

Résumé

En se basant sur le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing, nous avons réalisé une étude systématique des fonctions d'excitation de la réaction (n,), afin d'aboutir à une formule analytique permettant une détermination rapide des sections efficaces dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV. Celles-ci dépendent des sections efficaces de formation du noyau composé par voies neutron et alpha calculées dans le cadre du modèle optique et de la densité de niveaux du noyau résiduel. Une étude paramétrique du modèle optique a été réalisée afin d'aboutir à des expressions analytiques permettant un calcul rapide de ces sections efficaces de formation du noyau composé.

L'étude systématique des fonctions d'excitation a permis d'établir une formule semi empirique permettant de calculer les sections efficaces (n,) dans la gamme d'énergie considérées, pour des noyaux cible de nombre de masse $50 < A < 92$.

La comparaison avec les données expérimentales montre un bon accord entre le calcul et les données expérimentales.

Mots clés : Sections efficaces (n, α), noyau composé, neutrons rapides, modèle d'évaporation, modèle optique.

1. INTRODUCTION

Le calcul des sections efficaces des réactions nucléaires dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV présente un intérêt primordial à la technologie des futurs réacteurs de fusion et apporte une contribution importante à l'étude de l'interaction nucléaire, la structure nucléaire et le mécanisme de réactions.

Pour la détermination des sections efficaces qui ne peuvent pas être mesurées expérimentalement, nous avons recours à des études systématiques, afin de réaliser des évaluations plus rapides. Celles-ci sont basées sur des formules semi-empiriques déduites à partir des modèles théoriques et comparées aux données expérimentales disponibles.

Le type le plus commun des réactions nucléaires est celui qui se produit entre une particule projectile et un noyau cible, qui aura comme produit de réaction un noyau résiduel et un nucléon ou un noyau plus léger émis. Les réactions induites par les neutrons rapides A(n,b)B font un bon exemple. A plus haute énergie (au dessus du seuil de la voie inélastique) $E \sim \text{MeV}$, on se trouve dans le domaine dit « continuum ». A ces énergies, si on examine le spectre des neutrons émis on observe que celui-ci présente la structure suivante :

- A haute énergie d'émission, on peut observer toute une série de pics assez étroits dont le plus énergétique se trouve à l'énergie du neutron incident (le pic élastique). Les structures immédiatement au dessous du pic élastique correspondent aux excitations des états de basse énergie du noyau cible, ce sont les pics inélastiques. Les composantes élastiques et inélastiques sont essentiellement produites par les processus des réactions directes, décrites dans le cadre de la DWBA ou le potentiel optique à voies couplées.

- Dans la zone des basses énergies des particules émises, on peut voir une composante d'allure maxwellienne, qui signe un processus statistique qui est décrit dans le cadre du modèle statistique.

- Finalement, l'intervalle qui se situe entre les processus statistiques et direct, est modélisé par un processus intermédiaire : le pré-équilibre.

2- MODÈLE STATISTIQUE D'ÉVAPORATION

Le taux de désexcitation du noyau composé dans une voie donnée peut être exprimé en fonction des coefficients de transmission. En utilisant le modèle optique, on peut déterminer les coefficients de transmission qu'on pourra les utiliser dans le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé.

$$\sigma_R \approx \sigma_{NC} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_l (2l+1)(1 - \text{Im}(\eta_l)) \quad (1)$$

La section efficace dans le cadre du modèle du noyau composé décrit dans le cadre du formalisme de la matrice R, représente une sommation des modules au carré des amplitudes de diffusion associées à chaque niveau et elle est donnée comme :

$$\bar{\sigma}_{c,c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\lambda, \mu, J} g_J |\bar{S}_{c,c}^J|^2 \quad (2)$$

où k_c est le vecteur d'onde dans la voie c , $S_{c,c}^J$ est l'élément de matrice de collision g_J est le facteur statistique permettant de moyenniser sur l'ensemble des états initiaux et de sommer sur l'ensemble des états finaux. Si en prenant la moyenne de la section efficace sur l'intervalle d'énergie de la particule incidente et faisant introduire les coefficients de transmissions, l'expression de la section efficace dans le cadre de la théorie de **Hauser-Feshbach** [Hau52] est donnée par :

$$\bar{\sigma}_{c,c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\lambda, \mu, J} g_J \frac{T_{c,c}^J T_{c,c}^J}{\sum_{c''} T_{c,c''}^J} \quad (3)$$

où $T_{c,c}^J$ sont les coefficients de transmission dans les deux voies. En faisant introduire la densité de niveaux du noyau résiduel, le spectre d'énergie des particules émises dans le cadre du modèle d'évaporation de **Weisskopf-Ewing** est donné comme :

$$\frac{d\sigma_{n,b}}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \frac{\frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) E_b \sigma_{CN}^b}{\sum_{b'} \frac{2m_{b'}}{\hbar^2} (2I_{b'} + 1) E_{b'} \sigma_{CN}^{b'}} \quad (4)$$

où $\omega_0(U=W_b-E_b, J)$: la densité de niveaux du noyau résiduel à l'énergie d'excitation U de spin J .

σ_{CN}^n , σ_{CN}^b et $\sigma_{CN}^{b'}$ sont les sections efficaces de formation du noyau composé par la voie neutron et la voie inverse, et qui s'écrivent comme :

$$\sigma_{CN}^c = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_l (2l+1) T_{cl}(E_c) \quad (5)$$

3- MODÈLE OPTIQUE

Le potentiel optique est donné par :

$$U(r) = V_c(r) - V_r f(r) + \frac{1}{2} \frac{1}{C_{SO}} V_{SO} h(r) - i[-4W_s g(r) + W_v f(r)] \quad (7)$$

Le terme $V_c(r)$ décrit le potentiel coulombien, $V_r(r)$ décrit le potentiel réel de volume, V_{SO} décrit le potentiel spin orbite, W_s décrit le potentiel imaginaire de surface et enfin W_v décrit le potentiel imaginaire de volume. C_{SO} est la longueur d'onde Compton pour le pion .

Le potentiel coulombien, ici, est celui créé entre une charge sphérique de rayon de charge $R_c = r_0 A^{1/3}$ qui est le noyau et une charge ponctuelle que représente le projectile.

f et g sont des facteurs de forme de type WOOD-SAXON :

$$V = V_0 + V_1 E + V_2 E^2 + V_3 E^3 + V_4 \ln(E) + V_5 \sqrt{E} \quad (8)$$

Les V_0, \dots, V_5 sont des paramètres que nous verrons plus explicitement dans la partie suivante.

Le rayon réduit et le rayon de diffusivité sont donnés respectivement, en fonction de l'énergie d'incidence comme suit :

$$r_i = r_i^0 + r_i^1 E \quad \text{et} \quad a_i = a_i^0 + a_i^1 E \quad (9)$$

L'indice i représente les différents termes du potentiel : coulombien, réel de volume, spin orbite, etc..

3.1- Choix des paramètres du potentiel optique

Pour mieux reproduire les données expérimentales de la distribution angulaire de la diffusion élastique, nous avons fait appel aux paramètres globaux du potentiel optique de Wilmore-Hodgson [Wil64] et de Becchetti et Greenlees [Bec69] pour la voie neutron.

Tableau 1 : Paramètres du modèle optique pour les neutrons d'énergie $0 \leq E \leq 10$ MeV [Wil64]

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	$1.32-7.610^{-4} \times A + 4 \cdot 10^{-6} \times A^2 - 8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	47.01	-0.267	-0.001
W_v	0	0	0	0	0
W_s	$1.26-3.710^{-4} \times A + 2 \cdot 10^{-6} \times A^2 - 4 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.48	9.52	-0.053	0
V_{so}	$1.32-7.610^{-4} \times A + 4 \cdot 10^{-6} \times A^2 - 8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	7.0	0	0

Tableau 2 : Paramètres du modèle optique pour les neutrons d'énergie $10 \leq E \leq 20$ MeV [Bec69]

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	1.165	.656	$57.75-21.75 \times (N-Z)/A$	-0.46	0
W_s	1.261	0.593	$10.2-15.5 \times (N-Z)/A$	-0.1	0
W_v	1.165	0.656	-1.1	-0.035	0
V_{so}	0.6	1.017	6.5	0	0

Nous avons utilisé comme critère du choix paramétrique, la reproduction des données expérimentales (EXFOR) de la distribution angulaire de la diffusion élastique des neutrons, par le calcul issu du modèle optique.

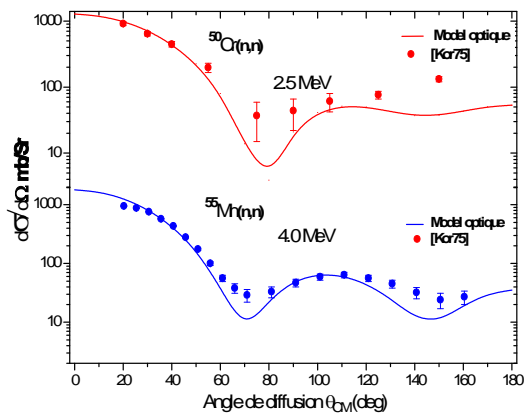


Fig 1 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur une cible du ^{50}Cr et le ^{55}Mn pour des neutrons d'énergies incidentes respectivement de 2.5 et de 4.0 MeV

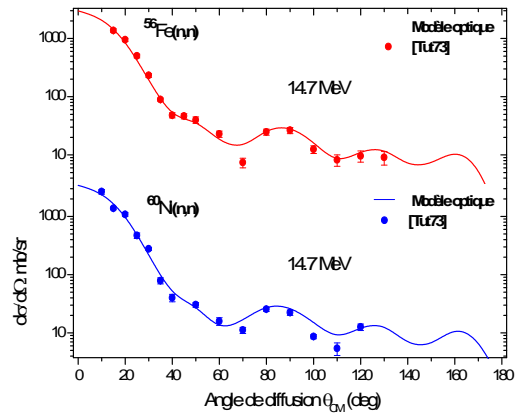


Fig 2 S.E.D de diffusion élastique sur une cible de ^{56}Fe et le ^{60}Ni pour des neutrons d'énergies incidentes de 14.7 MeV

Nous avons aussi choisi les paramètres globaux de Mac-Fadden et Satchler [Mac66], (Voir le tableau 2-3) pour la voie alpha.

Tableau 3 : Paramètres du modèle optique pour les particules alpha [Mac66]

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	1.40	0.52	185	0	0
W_s	0	0	0	0	0
W_v	1.4	0.52	25	0	0
V_{so}	0	0	0	0	0

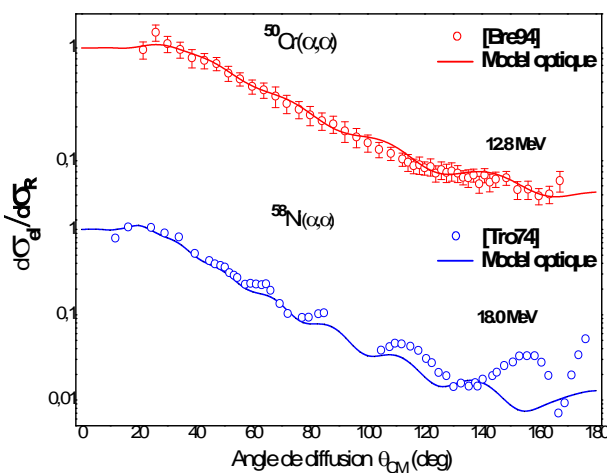


Fig 3 S.E.D de diffusion élastique sur une cible de ^{50}Cr et le ^{58}Ni pour des alpha d'énergies incidentes de 12.8 MeV et de 18.0 MeV respectivement

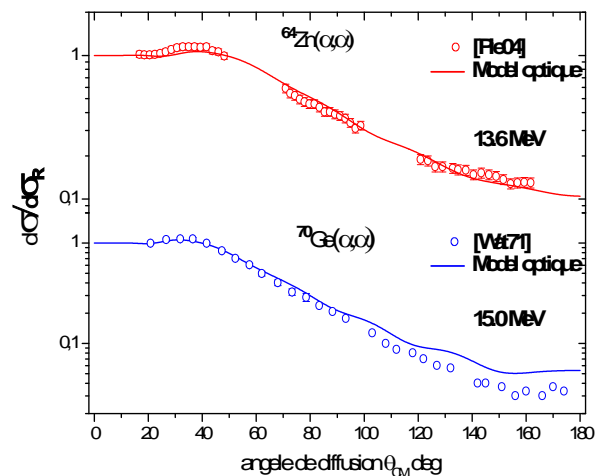


Fig 4 S.E.D de diffusion élastique sur une cible de ^{64}Zn et le ^{70}Ge pour des alpha d'énergies incidentes de 13.6 MeV et de 15.0 MeV respectivement.

En effectuant un ajustement par la méthode des moindres carrés des résultats du calcul du modèle optique, on a abouti à des expressions semi empiriques donnant la section efficace de formation du noyau composé en fonction de l'énergie :

$$\sigma_{cN}^n = P_0 - P_1 \ln(E_n) + P_2 E_n^{-2} \quad (\text{m b a r n}) \quad (10)$$

Les paramètres d'ajustement P_0, P_1 et P_2 sont exprimés en fonction du nombre de masse A du noyau cible comme suit :

$$\begin{aligned} P_0 &= 6715.8 - 2692.1A^{\frac{1}{3}} + 394.2A^{\frac{2}{3}} & (\text{m b a r n}) \\ P_1 &= 2594.23931 + 1149.33055A^{\frac{1}{3}} + 143.43773A^{\frac{2}{3}} & (\text{m b a r n}) \\ P_2 &= -16.93533 \sin\left(\frac{\pi}{27.71335}(A - 60)\right) + 12.52596 & (\text{m b a r n.M e V}^2) \end{aligned} \quad (11)$$

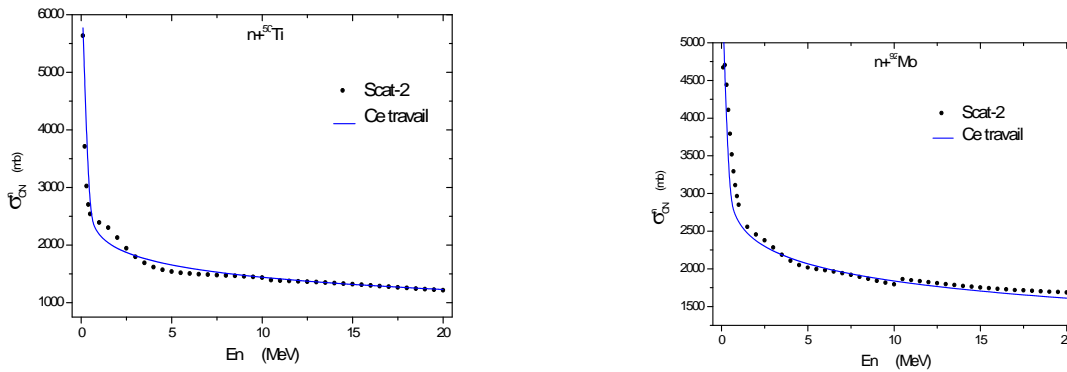


Fig 5 Section efficace de formation de noyau composé ^{55}Cr , ^{59}Fe , ^{68}Cu et ^{89}Zr par voie alpha

b. Voie alpha :

De même pour la voie alpha, on a abouti à des expressions analytiques donnant la section efficace de formation du noyau composé en fonction de l'énergie :

$$\sigma_{cN} = P_0 E^{-P_1} \exp\left(-\frac{P_2}{E^3}\right) \quad (\text{m b a r n}) \quad (12)$$

Les paramètres P_0, P_1 et P_2 sont donnés comme suit :

$$\begin{aligned} \ln(P_0) &= 7.00549 - 7.69797 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + 4.44401 \cdot 10^{-5} \frac{Z^4}{A^{\frac{2}{3}}} & [\text{N o D i m}] \\ P_1 &= 0.0209607 + 2.67423 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - 1.39507 \cdot 10^{-5} \frac{Z^4}{A^{\frac{2}{3}}} & [\text{N o D i m}] \\ P_2 &= -541.431 + 5.34624 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - 0.0459261 \frac{Z^4}{A^{\frac{2}{3}}} & [\text{M e V}^3] \end{aligned} \quad (13)$$

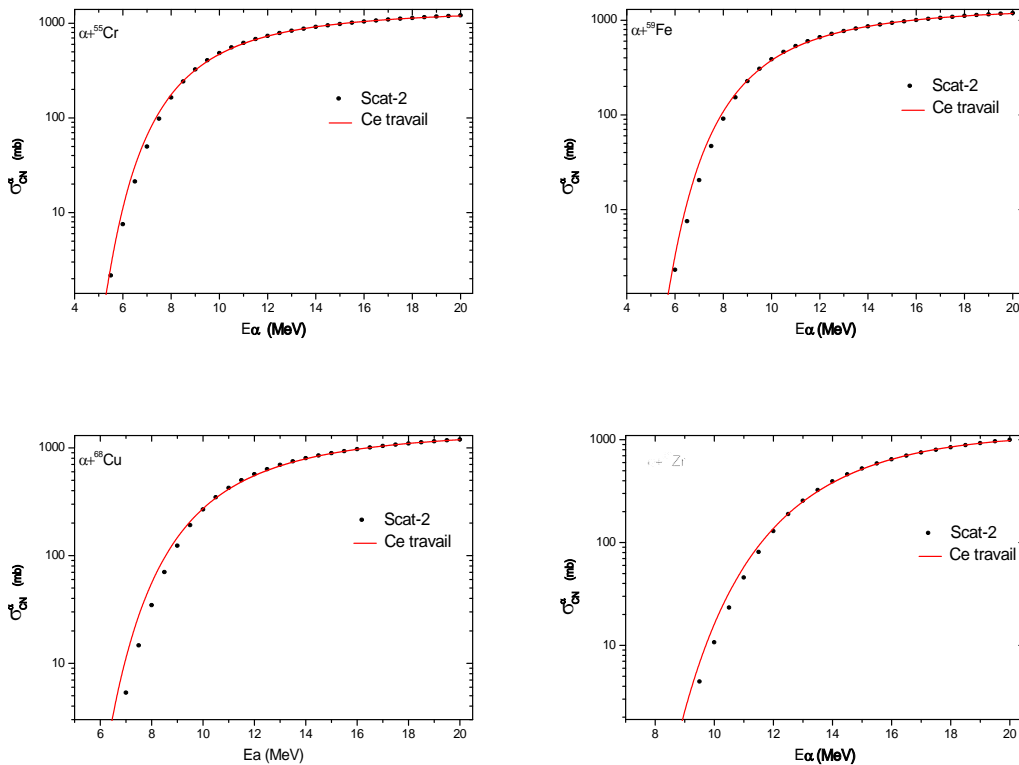


Fig 6 Section efficace de formation de noyau composé ^{55}Cr , ^{59}Fe , ^{68}Cu et ^{89}Zr par voie alpha

4- ETUDE SYSTEMATIQUE DES FONCTON D'EXCITATION DES REACTIONS (N,)

4.1- Fonction d'excitation

Les sections efficaces pour toutes les réactions énergétiquement possibles dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV ont été calculées en utilisant le modèle statistique d'évaporation de **Weisskopf-Ewing**[Bla52] .

En intégrant sur l'énergie des particules émises l'équation (4), la section efficace intégrée peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{n,b}^{WE} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{\sum_{b'} F_{b'}} \quad (14)$$

F_b exprimant une probabilité de désexcitation du noyau composé par la voie b, est donnée par :

$$F_b = \frac{2m_b}{h^2} (2I_b + 1) \int_0^{W_b} E_b \rho_b(E_b) \rho_{CN}(E_b) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) dE_b \quad (15)$$

où $\rho_b(W_b - E_b)$ désigne la densité de niveaux qui est donnée dans le cadre du modèle à température constante par :

$$\rho_b(W_b - E_b) = \rho_{CN}(E_{CN}) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) \quad (16)$$

4.2- Comparaison et discussion :

Dans ce qui suit, nous représentons les fonctions d'excitation des réactions comparées aux données expérimentales tirées de la base de données Nucléaires de l'AIEA (EXFOR) :

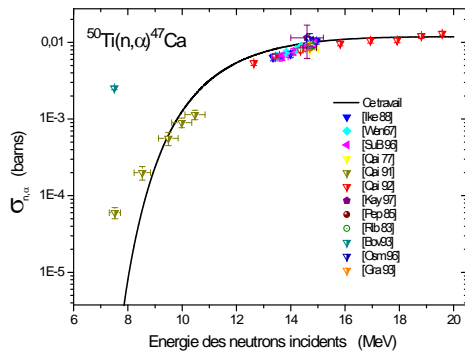


Fig 7 F^{ct} d'excitation de la réaction $^{50}\text{Ti}(n, \alpha)$

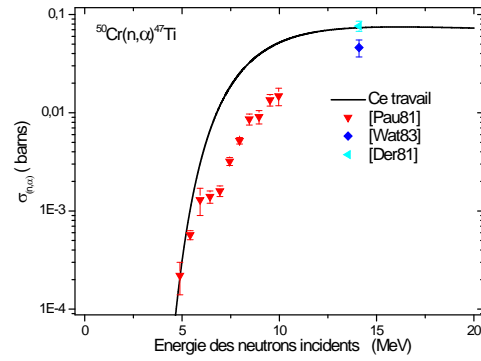
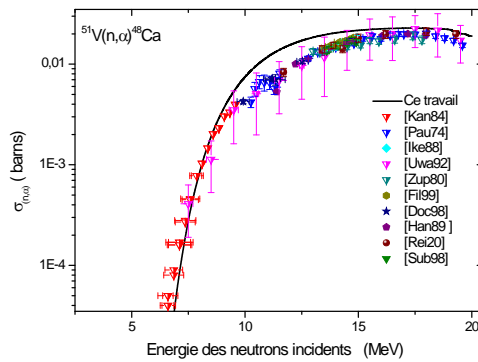


Fig 8 F^{ct} d'excitation de la réaction $^{50}\text{Cr}(n, \alpha)$



$^{50}\text{Cr}(n, \alpha)$

Fig 9 F^{ct} d'excitation de la réaction $^{51}\text{V}(n, \alpha)$

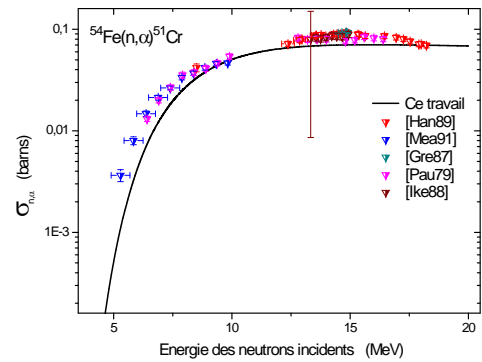


Fig 10 F^{ct} d'excitation de la réaction $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)$

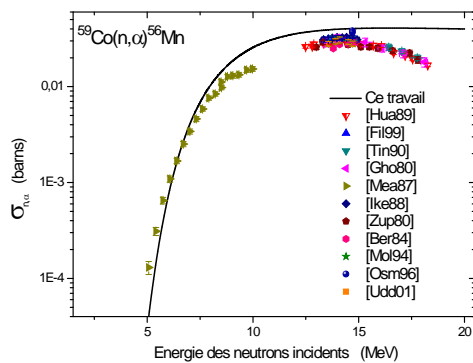


Fig 11 F^{ct} d'excitation de la réaction $^{59}\text{Co}(n, \alpha)$

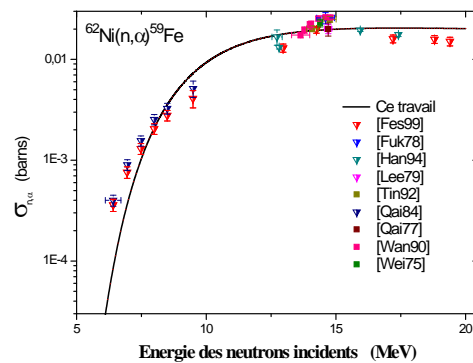


Fig 12 F^{ct} d'excitation de la réaction $^{62}\text{Ni}(n, \alpha)$

4.2.1- Discussion des résultats

Dans ce travail, nous avons calculé, dans le cadre du modèle de Weisskopf-Ewing [Wei40] les fonctions d'excitation de la réaction (n, α) dont la gamme d'énergie varie du seuil jusqu'à 20 MeV pour des noyaux dont le nombre de masse est compris entre 50 et 92. Ces fonctions d'excitation des réactions étudiées sont montrées sur les figures (7 à 12) et sont comparées aux données expérimentales tirées à partir de la base de données (EXFOR).

Dans ce calcul nous avons utilisé les formules analytiques établies dans le cadre du modèle optique pour décrire les sections efficaces de formation du noyau composé pour les deux voies (neutron et alpha). Une formule analytique de la densité de niveaux a été aussi, introduite afin de simplifier le calcul des fonctions d'excitation, elle dépend de l'énergie des neutrons incidents et celle des particules alpha, des énergies de séparation pour les deux particules et de la température nucléaire.

Dans cette gamme d'énergie, nous avons considéré uniquement, le processus d'évaporation. On constate un bon accord entre nos résultats et les données expérimentales, tirées à partir de la base de données EXFOR de l'AIEA. Néanmoins, pour certaines réactions on observe un léger désaccord qui est dû probablement, à la non considération des effets de déformation des noyaux, car le potentiel optique utilisé dans ce travail est typiquement sphérique.

Les expressions analytiques des sections efficaces de formation du noyau composé établies à partir d'un ajustement de moindres carrés et l'utilisation d'une seule expression simple de la densité de niveaux basée sur l'hypothèse de la température nucléaire constante pour toute la gamme d'énergie d'excitation font introduire d'éventuelles sources d'erreurs expliquant le désaccord enregistré pour certaines réactions.

De plus, la densité de niveaux joue un rôle important dans la détermination des sections efficaces ; dans ce travail nous avons supposé les états du noyau composé et celles du noyau résiduel dans le domaine du continuum, alors qu'à basse énergie d'incidence les états excités du (NC) et du noyau résiduel sont des états discrets qui contribuent aussi au calcul des sections efficaces. Le facteur de préformation de la particule alpha (particules composées de 4 nucléons) n'a pas été considéré dans ce travail

REFERENCES :

- [Art80] O.I.Artem'ev, I.V.Kazachevskiy, V.N.Levkovskiy, V.L.Poznyak, V.F.Reutov *Atomnaya Energiya* Vol.49, Issue.3, (1980).
- [Bec69] F.D. Bechchetti, Jr., and G. W. Greenlees, "Nucleon-nucleon Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV", *Phys. Rev.* 182, 1190 (1969).
- [Ber92] Bersillon. O, *Optical Model and use of the computer code Scat-2*, IAEA, Trieste (1992).
- [Bla52] J.M. Blatt and L.C. Biedenharn, *Rev. Mod. Phys.* (1952).
- [Boh36] N. Bohr, Neutron capture and nuclear constitution, *Nature*, 137 (1936) 344.
- [Con92] Nuclear data standards for nuclear measurements, NEANDC-311 "U", edited by H. Condé, NEA Nuclear Data Committee, Paris, (1992).
- [Hau52] W. Hauser et H. Feschbach: The inelastic scattering of neutrons. *Physical Review*, 87:p366, (1952).
- [Mac66] Mac Fadden and Satchler, *Nuc. Phys.* 84,177 (1966).
- [Nol87] M. Nolte, H. Machner, J. Bojowals, *Phys.Rev. C* 36 (1987).
- [Wei40] V. F. Weisskopf et D. H. Ewing: On the yield of nuclear reactions with heavy elements. *Physical Review*, 57:p472, (1940).
- [Wil64] D. Wilmore and P. E. Hodgson, "The Calculation of Neutron Cross Sections from Optical Potentials," *Nucl. Phys.* 55, 673 (1964).

TRAITEMENT DE L'APPARIEMENT NEUTRON-PROTON DANS LE CAS DES NOYAUX CHAUDS RICHES EN PROTONS

N. Benhamouda¹, I. Ami², M. Belabbas³, N. H. Allal^{1,4}, M. Fellah^{1,4} et M.R. Oudih¹

¹Laboratoire de Physique Théorique, USTHB, BP 32 El-Alia, 16111, Bab-Ezzouar, Alger

²Institut des Sciences et de la Technologie, Université Yahia Fares, Aïn-D heb, 26000 Médéa

³Faculté des Sciences et des Sciences de l'ingénieur, Université Hassiba Ben Bouali, BP51, Chlef

⁴Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, COMENA, BP399 Alger-Gare, Alger

Résumé :

Les variations des paramètres du gap Δ_{pp} , Δ_{nn} et Δ_{np} sont étudiées en fonction de la température, en tenant compte de l'appariement isovectoriel, dans le cas de deux noyaux dont $N=Z$: ^{36}Ar et ^{40}Ca . Il est montré que les trois paramètres du gap ont un comportement similaire à ceux de l'appariement entre particules identiques : en particulier, il existe une température critique au delà de laquelle l'appariement neutron-proton s'annule.

I. Introduction

L'étude des noyaux loin de la vallée de stabilité constitue actuellement un axe majeur de la recherche en physique nucléaire tant sur le plan expérimental que théorique. Le développement des techniques de production des faisceaux radioactifs a permis d'établir de nouvelles données concernant ces noyaux et ainsi d'étudier leur structure.

Il est bien connu que les effets d'appariement ont une grande influence sur les propriétés des noyaux. Leur inclusion s'effectue généralement par la méthode BCS. La généralisation de cette approche au cas des noyaux chauds n'a été réalisée jusqu'à présent que dans le cas de l'appariement entre particules identiques. Or le traitement des noyaux riches en protons nécessite la prise en compte de l'interaction neutron-proton [1-3]. Récemment, une approche basée sur la technique de l'intégrale de parcours de Feynman a permis d'établir les équations du gap à température finie pour ce type de systèmes dans le cas isovectoriel [4]. Toutefois, ces équations n'avaient été jusqu'à présent résolues que dans le cadre d'un modèle schématique simple : le modèle à un niveau.

Le but de la présente contribution est d'élargir le champ d'application du modèle à des cas réalistes en se basant sur les énergies à particules indépendantes d'un champ moyen déformé de Woods-Saxon. Les variations des paramètres du gap Δ_{pp} , Δ_{nn} et Δ_{np} sont étudiées en fonction de la température dans le cas de deux noyaux tels que $N=Z$: ^{36}Ar et ^{40}Ca .

II. Formalisme :

Dans le formalisme de la seconde quantification et du spin isotopique, un système de N neutrons et Z protons est décrit par l'hamiltonien [3] :

$$H = \sum_{\nu > 0, t} \varepsilon_{\nu t} (a_{\nu t}^+ a_{\nu t} + a_{\tilde{\nu} t}^+ a_{\tilde{\nu} t}) - \sum_{\nu \mu > 0} G_{\nu \mu} \sum_{t'} (a_{\nu t}^+ a_{\tilde{\nu} t'}^+ a_{\tilde{\mu} t'} a_{\mu t} + a_{\nu t}^+ a_{\tilde{\nu} t'}^+ a_{\tilde{\mu} t'} a_{\mu t'}) \quad (1)$$

où t est l'indice correspondant à la composante du spin isotopique ($t=n,p$), $a_{\nu t}^+$ et $a_{\nu t}$ représentent respectivement les opérateurs de création et d'annihilation d'une particule dans l'état $|\nu t\rangle$, d'énergie $\varepsilon_{\nu t}$, et $a_{\tilde{\nu} t}^+$ et $a_{\tilde{\nu} t}$ ceux de son état renversé par rapport au sens du temps $|\tilde{\nu} t\rangle$, ayant la même énergie, et $G_{\nu \mu}$ caractérise la force d'appariement, supposée constante. Les neutrons et les protons sont supposés occuper les mêmes niveaux.

Soit l'hamiltonien auxiliaire:

$$H' = H - \sum_t \lambda_t N_t \quad (2)$$

où λ_t $t=n,p$, sont les énergies des niveaux de Fermi et où N_t sont les opérateurs nombre de particules définis par :

$$N_t = \sum_{\nu>0} (a_{\nu t}^+ a_{\nu t} + a_{\tilde{\nu} t}^+ a_{\tilde{\nu} t}) \quad (3)$$

L'hamiltonien (2) a été diagonalisé approximativement au moyen de la technique de l'intégrale de parcours de Feynman en utilisant la transformation de Hubbard-Stratonovitch [5] et l'approximation du chemin statique [4]. On obtient alors la forme diagonale de l'hamiltonien :

$$H' = \sum_{\nu>0,t} \tilde{\varepsilon}_{\nu t} + \sum_{\nu>0,\tau} E_{\nu\tau} (\alpha_{\nu\tau}^+ \alpha_{\nu\tau} - \alpha_{\tilde{\nu}\tau}^+ \alpha_{\tilde{\nu}\tau}) \quad (4)$$

où nous avons posé $\tilde{\varepsilon}_{\nu t} = \varepsilon_{\nu t} - \lambda_t - (G_{tt} + G_{np})/2$, $t=n,p$ et où $\alpha_{\nu\tau}^+$ est l'opérateur de création de la quasiparticule de type τ ($\tau=1,2$), donné par :

$$\alpha_{\nu\tau}^+ = \sum_{\nu>0} (u_{\nu\tau} a_{\nu t}^+ + v_{\nu\tau} a_{\tilde{\nu} t}) \quad \text{avec } \tau=1,2 \quad \text{et } t=n,p \quad (5)$$

Les énergies correspondantes sont telles que :

$$E_{\nu\tau}^2 = \frac{1}{2} [E_{\nu n}^2 + E_{\nu p}^2 + 2\Delta_{np}^2 + (-1)^{\tau+1} R_{\nu}] \quad (6)$$

avec :

$$R_{\nu}^2 = (E_{\nu n}^2 - E_{\nu p}^2)^2 + 4\Delta_{np}^2 [(\tilde{\varepsilon}_{\nu n} - \tilde{\varepsilon}_{\nu p})^2 + (\Delta_{nn} + \Delta_{pp})^2] \quad (7)$$

où nous avons posé $E_{\nu t} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_{\nu t}^2 + \Delta_{tt}^2}$.

Dans ces équations, Δ_{tt} ($t,t'=n,p$) représentent les paramètres du gap qui sont solution des équations du gap généralisées, i.e. les trois équations :

$$\frac{4\Delta_{nn}}{G_{nn}} = \sum_{\nu\tau} \frac{1}{E_{\nu\tau}} \tanh \frac{1}{2} \beta E_{\nu\tau} \left\{ \Delta_{nn} + \frac{(-1)^{\tau+1}}{R_{\nu}} [(E_{\nu n}^2 - E_{\nu p}^2) \Delta_{nn} + 2\Delta_{np}^2 (\Delta_{nn} + \Delta_{pp})] \right\} \quad (8)$$

$$\frac{4\Delta_{pp}}{G_{pp}} = \sum_{\nu\tau} \frac{1}{E_{\nu\tau}} \tanh \frac{1}{2} \beta E_{\nu\tau} \left\{ \Delta_{pp} + \frac{(-1)^{\tau+1}}{R_{\nu}} [(E_{\nu p}^2 - E_{\nu n}^2) \Delta_{pp} + 2\Delta_{np}^2 (\Delta_{nn} + \Delta_{pp})] \right\} \quad (9)$$

$$\frac{2}{G_{np}} = \sum_{\nu\tau} \frac{1}{E_{\nu\tau}} \tanh \frac{1}{2} \beta E_{\nu\tau} \left\{ 1 + \frac{(-1)^{\tau+1}}{R_{\nu}} [E_{\nu n}^2 + E_{\nu p}^2 + 2(\Delta_{nn} \Delta_{pp} - \tilde{\varepsilon}_{\nu n} \tilde{\varepsilon}_{\nu p})] \right\} \quad (10)$$

combinées aux deux conditions de conservation du nombre de particules (i.e pour les systèmes neutrons et protons) :

$$\langle N_t \rangle = \sum_{\nu>0} \left[1 - \sum_{\tau} (u_{\nu\tau}^2 - v_{\nu\tau}^2) \tanh \frac{1}{2} \beta E_{\nu\tau} \right] \quad \text{avec } t=n,p \quad (11)$$

III. Résultats numériques et discussion :

Les équations du gap (8) à (11) constituent un système d'équations non linéaires qui n'ont jusqu'à présent été résolues que dans le cas d'un modèle schématique simple : le modèle à un niveau dans lequel il existe un seul niveau d'énergie $\varepsilon_{\nu}=0 \forall \nu$ [4]. Les variations des paramètres du gap Δ_{pp} , Δ_{nn} et Δ_{np} , en fonction de la température, dans le cas $N=6$, $Z=4$, $=11$ (étant la dégénérescence totale des niveaux), $G_{nn}=G_{pp}=0.242$ MeV et $G_{np}=0.6$ G_{pp} sont rappelées en fig.1. On constate alors que les différents paramètres du gap présentent une allure analogue à la forme familière de Δ_{pp} et Δ_{nn} en fonction de T , obtenue lorsqu'on considère uniquement l'appariement entre particules identiques : dans une première phase, il existe un plateau, suivi d'une décroissance, jusqu'à ce que le paramètre du gap s'annule. Il existe donc une température critique T_{ct} ($t,t'=n,p$) au delà de la quelle Δ_{tt} s'annule. Toutefois

$T_{cnn}=T_{cpp}$, ce qui n'est pas le cas si l'on considère uniquement l'appariement entre particules identiques. De plus, T_{cnp} est supérieure à T_{cnn} et T_{cpp} .

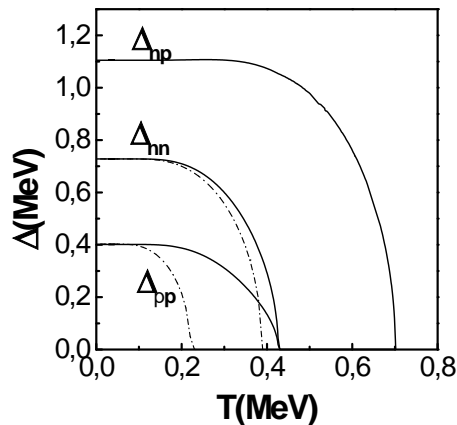


Figure 1 : Variation des paramètres du gap Δ_{pp} , Δ_{nn} et Δ_{np} en fonction de la température dans le cas du modèle à une niveau. Les résultats obtenus par le présent modèle sont représentés par (—) et les prévisions de l'approche BCS usuelle sont représentées par (-.-.-).

Dans le présent travail, nous nous intéressons à des cas réalistes. Nous avons pour cela considéré le cas des noyaux ^{36}Ar et ^{40}Ca en nous basant sur les énergies à particules indépendantes d'un champ moyen déformé de Woods-Saxon. Le choix de ces noyaux est dû, d'une part au fait qu'ils sont tels que $N=Z$ et d'autre part, au fait que les valeurs expérimentales des différents paramètres du gap, à température nulle, sont connues. Les valeurs des constantes d'appariement $G_{tt'}$ en sont directement déduites. Les variations de Δ_{pp} , Δ_{nn} et Δ_{np} , en fonction de la température, sont reportées en fig.2. Les variations de Δ_{pp} et Δ_{nn} dans le cadre de l'approche BCS usuelle (i.e. lorsque seul l'appariement entre particules identiques est pris en compte) sont également représentées sur la même figure.

On constate alors un changement complet d'allure par rapport au modèle schématique : même s'il existe une température critique T_{cnp} au delà de la quelle Δ_{np} s'annule, cette dernière est nettement inférieure à T_{cnn} et T_{cpp} . La valeur des différentes températures critiques semble donc dépendre de la valeur du paramètre du gap à température nulle.

De plus, on constate une discontinuité dans les courbes $\Delta_{pp}(T)$ et $\Delta_{nn}(T)$ au point $T=T_{cnp}$. Cette dernière est plus marquée dans le cas du noyau ^{40}Ca que dans le cas du ^{36}Ar

Par ailleurs, Les températures critiques T_{cnn} et T_{cpp} obtenues par le présent modèle sont plus importantes que celle obtenues dans le cadre de l'approche BCS usuelle.

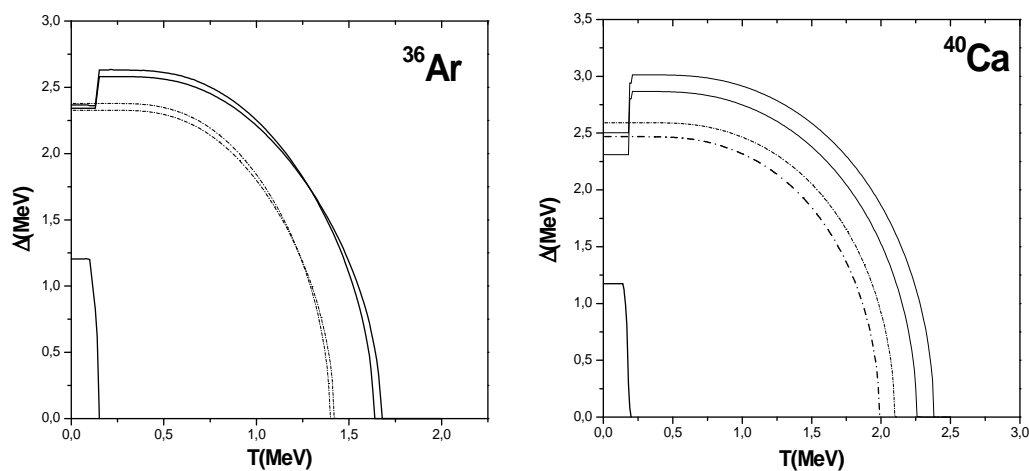


Figure 2 : Variation des paramètres du gap Δ_{pp} , Δ_{nn} et Δ_{np} en fonction de la température. Les résultats obtenus par le présent modèle sont représentés par (—) et les prévisions de l'approche BCS usuelle sont représentées par (-.-).

Références:

- [1] O. Civitarese et M. Reboiro, Phys. Rev. **C56**, 1179 (1997).
- [2] K. Kaneko et M. Hasegawa, Phys. Rev. **C72**, 031302(R) (2005)
- [3] D. Mokhtari, I. Ami, M. Fellah et N. H. Allal, Int. J. Mod. Phys. **E17**, 655 (2008).
- [4] M. Fellah, N.H. Allal, M. Belabbas, M.R. Oudih et N. Benhamouda, Phys. Rev. **C76**, 047306 (2007).
- [5] J. Hubbard, Phys. Rev. Lett. **3**, 77 (1959); R.L. Stratonovich, Sov. Phys. Dokl. **2**, 416(1958).

ELECTRON SLOWING DOWN INTO SEMICONDUCTEUR AND METALLIC MATERIALS: C, Si, Al and Cu IN THE EXAMINED ENERGY 1 to 100 keV

A. Bentabet¹ and A. Aydin²

¹Bordj-Bou-Arredj University Center, Institute of Sciences and technology, Algeria

²Balikesir University, Faculty of Sciences and Literature, Balikesir, Turkey

Abstract:

In this work, backscattering probabilities and mean penetration depths were calculated from the implantation profiles for electrons of energies 1–100 keV entering normal angles into a semi-infinite C, Si, Al and Cu targets. The calculated Monte Carlo results are compared with experimental data and good agreement is observed.

Keywords:

Elastic cross section; backscattering coefficient; Mean penetration depth; Monte Carlo Calculation.

I. Introduction

The electron material interaction has a great importance in many domains of analytical techniques such as: electron probe microanalysis, Auger electron spectroscopy, positron annihilation spectroscopy, scanning electron microscopy (SEM) etc.. [1-10]. Monte Carlo method has become a powerful tool for doing such study. The Monte Carlo programs used in the models of the electron implantation profile have been developed at first by Valkealahti and Nieminen [11-12], Adesida and al.[13], Jensen and Walker [4,6] and Lynn and McKeown [15]. All these programs have a similar structure. The accuracy of the model which is used depends on the modeling of scattering processes included in the study of the interaction projectile particle/materials. The most dominant interactions are the elastic and inelastic processes. Among the most successful methods in determining the electron and the positron elastic cross sections is the RPWEM (Relativistic Partial Wave Expansion Method)[16-17]. However, the projection in the Monte Carlo code requires a very long time compared to analytical expressions. In the present work we have used Bentabet et al. approximation to calculate the elastic differential cross section [19-23]. This approximation is an analytical expression with an adjustable parameters compared to RPWEM. In the present work, we have calculated the BSC and mean penetration depth for semi infinite solid targets of the following samples: C, Si, Al and Cu. This later (BSC) is a major factor to validate the model used in the simulation and *highlights* the absorbed rate of incident particles [18].

II. Method

The elastic differential cross section can be written in the following form:

$$\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\Omega} = e^{\alpha-\beta\theta} \frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\Omega} \Big|_R \quad (1)$$

Where α and β are two adjustable parameters which depend on the characteristics of the studied material and the kinetic energy of both incident electron and positron and $\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\Omega} \Big|_R$ is the screened Rutherford cross section. The α parameter is given by:

$$= \ln \left\{ \frac{(E)}{\int_0^E 2 \sin e^{-\frac{d_{el}(\cdot)}{d}} |R} \right\} \quad (2)$$

Where $\sigma(E)$ is the total cross section obtained by the Relativistic Partial Wave Expansion Method (RPWEM).

The core and the valence electron excitations are described using Gryzinski's excitation function [27-29]. The Gryzinski's differential cross section is given by the following expression:

$$\frac{d\sigma(\Delta E)}{d(\Delta E)} = \pi \frac{e^4 E_B}{\Delta E^3 E} \left(\frac{E}{E + E_B} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{\Delta E}{E} \right)^{\frac{EB}{EB + \Delta E}} \frac{\Delta E}{E_B} \left(1 - \frac{E_B}{E} \right) + \frac{4}{3} \ln \left(2.7 + \left[\frac{E - \Delta E}{E_B} \right]^{1/2} \right) \quad (3)$$

where $\Delta E, E_B$ and E are the energy loss, the mean electron binding energy, and the primary projectile energy respectively.

The total inelastic cross section is given as:

$$\sigma_{in\acute{e}l} = \pi \cdot e^4 N_S \left(\frac{E - E_B}{E + E_B} \right)^{3/2} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_B}{2E} \right) \cdot \ln \left[2.7 + \left(\frac{E}{E_B} - 1 \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (4)$$

where N_S is the number of electrons in a particular "shell" contributing to the inelastic events. The energy loss is taken equal to zero if it is less than the mean binding energy of the electron of target atom.

III. Computation

The Monte Carlo method has also been used *to study* the charged particle transportation in bulk solid targets by identifying the trajectories followed by incident particle. *The electrons as well as* the positrons since their penetration through the external surface to the end of their history *will be* defined by one of the following three cases:

If the incident particle loses its energy through the inelastic process inside the solid target to the point that its energy is inferior or equal to 100 eV then it is an absorbed particle. If it retreats from the same surface through which it penetrated then it is a backscattered particle and if it crosses the film thickness then it is a transmitted particle. The Monte Carlo method uses uniform random numbers belonging to the interval [0-1]. In the simulation, five random numbers were used to study the trajectories of the electrons or positrons in the solid target. Briefly, the Monte Carlo program uses five random numbers namely $R_1, R_2 \dots R_5$ for identifying random events that contribute to the transport model: the type of collision either elastic or inelastic (either with core electrons or valence electrons), the distance between the two successive collisions, the diffusion angle after an elastic collision, the energy loss in the case of an inelastic collision, the azimuthally angle after every collision either elastic or inelastic.

In our simulation the terminate energy was chosen to be 100 eV. The choice of the termination energy does not have much effect, since the path length travelled by the electron between 100 eV and near thermal energies is insignificant (few angstroms) compared to the implantation depths [35-37].

In the case of Monte Carlo method the statistical error is calculated as $\frac{1}{\sqrt{N}}$ where N is the number of initial particles. Since $10^5 - 10^6$ particle histories were used, this statistical error is found to be about 0.1%.

IV. Results and discussions

a. Backscattering coefficient: backscattered electrons coefficient is the ratio between the number of electron beam that return and emerge from a target surface when the beam impinges on a solid to that of incident electrons. The figure (1) represents the BSC of C, Si Al and Cu vs. primary electron energy compared to that of experiment.

The BSC for electrons increases starting from C to Al to Si then to Cu. In other words; *it can be noted that the BSC of electrons accordingly increases with the atomic number.* The aforementioned fact is justified by the increase of the atomic number which leads to the increase of the mass density and the elastic cross sections except for few elements [18, 39,

41-45]. In addition, the BSC of electrons increases with the energy in Cu and decreases in the case of light materials (C, Si and Al). This can be justified by the fact that heavy atoms have big cross sections and consequently,

it has a great probability of diffusion by large angles, in contrast to the case of light materials.

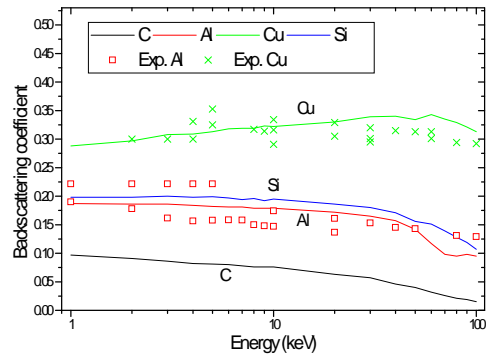


Fig1. Backscattering coefficient of C, Al, Si and Cu vs. electron primary energy. Solid lines are present work. Symbols are the experimental data estimated from the curves reported in Ref. [46] and the symbols reported in Refs. [38, 47]

b. The mean penetration depth

The mean penetration depth ($Z_{1/2}$) is the average distances which separates the absorbed particles and the external surface. Figure (2) represents $Z_{1/2}$ of C, Al, Si and Cu. We remark that $Z_{1/2}$ increases in monotony with the primary energy which means that the more the energy of electron increases the more the particle can go further in target. We can observe that $Z_{1/2}$ decreases in value traveling from the light element to the heavy element. This is due to the fact that the heavy elements have a short mean free path comparatively to those of light elements.

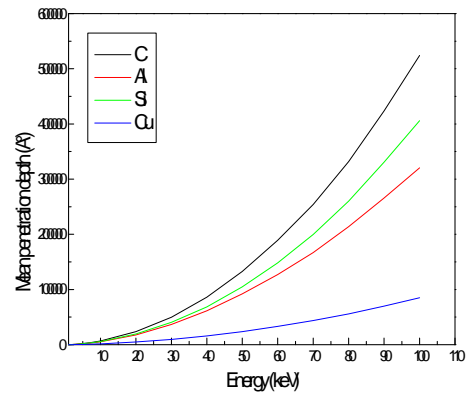


Fig 2. Mean penetration depth vs. energy

V. Conclusion

In conclusion, we have calculated the BSC and the mean penetration depth of electron impinging into C, Si, Al and Cu by using Monte Carlo simulation method in the examined energy range 1-100 keV. We have remarked that BSC increase from light element to that heavy in contrast to the mean penetration depth. This is due to the fact that the heavy elements have a short mean free path (big cross section) comparatively to those of light elements.

References

- [1] e.g. See, Lynn KG and McKee BTA, J. Appl. Phys. 19, (1979) 247
- [2] Mills AP Jr. 1995; Positron Spectroscopy of Solids, Dupasquier A, Mills AP Jr. (eds). IOS: Amsterdam, 209.

- [3] Schultz P J. and Lynn. KG, Rev. Mod. Phys. 60, (1988) 701
- [4] Jensen K O., A. B. Walker, and N. Bouarissa, AIP Conf. Proc. 218, (1990) 19.
- [5] Massoumi G R, Hozhabri N, Jensen KO, Lennard W N, M. S. Lorenzo, Schultz PJ., and Walker A B, Phys. Rev. Lett. 68, (1992) 3873.
- [6] Jensen KO and Walker AB, Surf. Sci. 292, (1993) 83.
- [7] Aers G C, Appl. Phys. Lett. 64, (1994) 661.
- [8] Dapor M, J. Appl. Phys. 77, (1995) 2840
- [9] Bouarissa N, Walker AB, and Aourag H, J. Appl. Phys. 83, (1998) 3643.
- [10] Chaoui Z and Bouarissa N, J. Appl. Phys. (2004) 807
- [11] Valkealahatni S and Nieminen R M, Appl. Phys. A 32(1983)95
- [12] Valkealahatid S and Nieminen R.M, Appl. Phys. A 35(1984)51.
- [13] Adesida I, Shimizu R, Everhart TE, J. Appl. Phys. 51 (1980) 5962
- [14] Jensen KO and Walker AB, Surf. Sci. (1983) 292
- [15] Ritley KA, McKeown M, and Lynn KG, in: Positron Beams for Solid and Surfaces, Eds. P.J. Schultz G. Massoumi and P.J. Simpson AIP, New York, 1990, pg.3.
- [16] Salvat F, Jablonski A, Powell C.J, Computer Physics Communications 165(2005)157
- [17] Mayol R and F. Salvat, Atomic Data and Nuclear Data Tables 65, (1997)55
- [18] Mäkinen J, Palko S, Martikainen J and Hautjarvi P, J. Phys. Condens. Matter 4, (1992) L503
- [19] Deghfel B and Bouarissa N and Bentabet A, Phys. Stat. Sol. (b) 238, No. 1 (2003) 136
- [20] Bouarissa N, Deghfel B and Bentabet A, Eur. Phys. J. AP 19 (2002) 89
- [21] Bentabet A and Bouarissa N, Phys. Lett. A 355 (2006) 390
- [22] Bentabet A and Bouarissa N, Surf. Interface Anal. 39, 5 (2007) 377
- [23] Bentabet A and Bouarissa N, Appl. Phys. A 88 (2007) 353
- [24] Vicanek M and Urbassek HM, Phys. Rev., B 1991; **44**: 7234.
- [25] Bentabet A and Bouarissa N, Applied Surface Science 253 (2007) 8725
- [26] Dapor M, J. Appl. Phys. 79 (1996) 8406
- [27] Gryzinski M, Phys. Rev. A 138 (1965) 305.
- [28] Gryzinski M, Phys. Rev. A 138 (1965) 322.
- [29] Gryzinski M, Phys. Rev. A 138 (1965) 336.
- [30] Beth HA, in Handbuch der Physik (Springer, Berlin, 1933)
- [31] Kanaya. K. and S. Okayama, J. Phys. D, 43(1972)
- [32] Liljequist D, J. Physics D: Appl. Phys. 16 (8) (1983) 1567.
- [33] Ashley JC. J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 1990; 50: 323
- [34] Bouarissa N, Walker A.B, Aourag H, J. Appl. Phys. 83 (1998) 3643.
- [35] Chaoui Z and Bouarissa N, Physics Letters A 297 (2002) 432
- [36] Chaoui Z and Bouarissa N, J. Phys.: Condens. Matter 16 (2004) 799
- [37] Baker J.A, Chilton NB, Jensen KO, Walker AB, Coleman PG, J. Phys.: Condens. Matter 3 (1991) 4109.
- [38] Hunter KL, Snook IK, Wagenfeld HK, Phys. Rev. B 54 (1996) 4507
- [39] Coleman PG, Albrecht L, Jensen KO, Walker AB. J. Phys.: Condens. Matter 4: (1992) 10311.
- [40] Aers GC, J. Appl. Phys. 76 (1994) 1622
- [41] Ghosh VJ, Aers GC, Phys. Rev. B 51 (1995) 45
- [42] Sempau J, Fernandez-Varea J.M, Acosta E, Salvat F, Nucl. Instr. Method. Phys. Resear B 207 (2003) 107
- [43] Dapor M, Phys. Rev B 46 (1992) 618
- [44] Dapor M, Surf. Interface Anal. 40 (2008) 714
- [45] Aydin A, Nucl. Instrum. Methods in Physics Research B 197(2002) 11
- [46] J. Sempau, J.M. Fernandez-Varea, E. Acosta, F. Salvat, Nucl. Instr. Method. Phys. Resear B 207 (2003) 107
- [47] A. Miotello and M. Dapor, Phys. Rev. B 56, (1997) 2241

METALLIC SURFACE UNDER CLUSTERS IMPACT

R. Chergui et M. Benguerba

Laboratoire des sciences nucléaires et interaction ion-surface

U.S.T.H.B, Faculté de Physique BP 32 AL -Alia

Bab-Ezzouar, Algiers 16111 Algeria.

Abstract:

In order to reproduce the measured sputtering yield of gold bombarded by gold clusters a semi analytical model has been developed. In this model, it assumed that the cluster constituents separate after its fragmentation upon the target surface. It has been shown by Monté Carlo simulation that, in average, the cluster energy is equally shared between its fragments. Under these conditions, the constituents penetrate independently in the solid with different energies and angles. The total sputtering yield was calculated as a sum of linear cascades and thermal spike contributions for each fragment. The total fragments yield obtained by this manner does not fit the experimental data. This indicates that another contribution must be added to reproduce the experimental data. Indeed, this later seems to reflect the contribution of the cluster as a non fragmented projectile to obtain the measured yield. However, both cluster and its fragments contribute to the total yield with probabilities depending on the incident energy and the cluster size.

It has been concluded that the cluster fragmentation takes place some times just after the penetration in the solid. A good agreement between simulated and measured yields has been obtained until the size five.

1 Introduction

There is a growing interest for collisions of polyatomic ions with solids due to new experimental possibilities and the potential applications. These projectiles are a unique tool for bombarding small areas of a solid by several atoms simultaneously. The high energy density deposited in the solids induces collective effects which are not present in a single impact. The collisional process of a cluster also shows the interesting so-called .nonlinear effect in the yield. This was first measured by Andersen and bay [1, 2] that bombarded Ag targets with Te and Te₂ ions. In order to observe effects with large size clusters, gold clusters Au_n (n = 1; 5) have been used to bombard metallic targets of gold and silver, in a broad energy range [3, 4]. In these experiments extremely high yield values have been measured and these data have not been explained in the scope of standard thermal spike theory [5]. Thermal convection equations have been used to obtain temperature profile. According to this model, the elastic wave due to relaxation of the high pressure in the spike, can carry away a significant fraction of the deposited energy, cool the spike, lowering the sputtering yield. Some molecular dynamics simulations have been performed [6, 7, 8, 9, 10] for sputtering under clusters impact. Recently, Bouneau et al [11] have shown that, the secondary ion energy distributions measured in the sputtering of gold by Au and Au₄ clusters were well explained by a sum of linear collision cascades and thermal spike processes, while for Au₉ cluster it was, surprisingly, necessary to use only a single spike model with two different temperatures regimes. The general conclusion is that both collisional and thermal spike mechanisms contribute to the large nonlinear yields. However, analytical models and molecular dynamics simulations do not reproduce or predict the measured yield variations as a function of the primary cluster energy. Nevertheless, Della-Negra and Brunelle developed a semi empirical model to explain some features of nonlinear sputtering phenomena in the case of high energy density deposition [12]. The model gives no prediction of sputtering yield. The aim of this paper is to analyses the feature of the nonlinear effect of sputtering under clusters impact over a large incident energy range, in the scope of thermal spike. This analysis is based on the data of ref[4].

2 Calculation procedure:

First of all we assume that, the impact of a cluster of size n on the surface is equivalent to n atomic impacts and both linear collisions cascades and thermal spike processes contribute to sputtering yield. For seek of simplicity, we consider a diatomic cluster (m₁ = m₂ = m) of energy E₀, incident on a metallic surface. As the cluster passes through the first few atomic layers, the two-atom become ionized and repel one another via a Coulomb potential. Let E_C be the initial potential energy of the two-atom system, the kinetic energy E_{fi} of a fragment i in the laboratory system, after separation is complete, is

$$E_{f1} = \frac{E_0}{2} + \frac{E_c}{2} + \sqrt{E_0 E_c} \cos(\theta_1), i = 1; 2 \quad (1)$$

Where θ_i is the polar angle of the fragment with respect the incident cluster (in the cm system) and $E_c = \frac{ke2}{2Ra}$, where Ra is the atomic radius .

In the case of a cluster of size n the energy E_{fi} of a fragment i resulting from a multi-fragmentation is

$$E_{fi} = \frac{E_0}{n} + \frac{(n-1)E_c}{n} + \frac{2}{n} \sqrt{(n-1)E_0 E_c} \cos(\theta_i) , i=1, n-1 \quad (2)$$

Assuming an isotropic distribution of θ_i , the atomic ions (or fragments) penetrate separately in the solid with energies E_{fi} statistically distributed according to the distribution

$$F(E_f) = \frac{n}{4\sqrt{(1-n)E_0 E_c}} (E_f - E_{\min}); \quad (3)$$

The energies E_{fi} varies between E_{\min} and E_{\max} corresponding to $\cos(\theta_i) = \pm 1$ in Eq(2). In order to obtain the total sputtering yield induced by n fragments, the energies E_{fi} of (n-1) fragments have been sampled from Eq(3) by putting $F(E_{fi}) = \xi$, where ξ is a random number uniformly distributed in [0; 1] interval. The energy of the nth fragment has been deduced from the energy conservation. The total yield of a cluster with size n and energy E_0 has been obtained as

$$Y_f(E_0) = \sum_{i=1}^n Y_{lin}(E_{fi}) + \sum_{i=1}^n Y_{ts}(E_{fi}) \quad (4)$$

where $y_{Lin}(E_{fi})$ and $y_{TS}(E_{fi})$ are respectively, the linear cascade yield[13] and the thermal spike contribution [14]. The total yield of fragments is given by

$$Y_{tot} = \frac{3}{2\pi^3} F'_D \frac{1}{N\lambda_0 a^2 U_s} + 0.036 \left(\frac{\lambda_0 a^2 F'_D}{U_s} \right) g \left(\frac{U_s}{kT_0} \right) \quad (5)$$

where , $F'_D = \alpha \left(\frac{m_1}{m_2} \right) NS_n$ denotes the energy deposited per unit depth at the target surface, N is the atomic density , S_n is the nuclear stopping power , U_s is the surface binding energy and $\alpha \left(\frac{m_1}{m_2} \right)$ is a numerically calculated function of the target-to-projectile atom mass ratio and $\lambda_0 = 24, a = 0,219$

$$\frac{U_s}{k_B T_0} = \frac{U_s}{\alpha S_n} 2\pi N_a \langle \rho^2 \rangle \text{ with } g(\xi) = (1 + \xi - \xi^2) \exp(-\xi) + \xi^3 \int_{\xi}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx$$

The values $\alpha = 0,27$ and $U_s = 3,78$ eV for gold were used in our calculation.

It is important to note that, the radius $\langle \rho^2 \rangle$ of the cylindrical thermal spike, should depend on energy E_0 and number n of constituents of the incoming cluster according to the following relation suggested by the authors of refs [3, 4]

$$\langle \rho^2_0 \rangle = n50 \left(\frac{E_0}{n} \right)^{1/3} \quad (6)$$

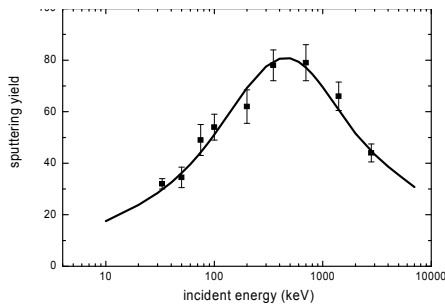


Fig.1 Sputtering yield from Au⁺ on Au

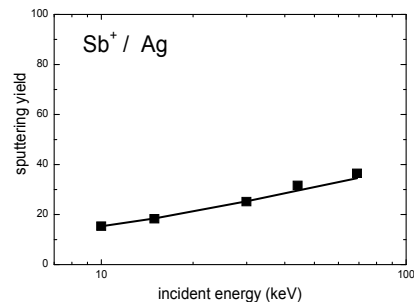


Fig.2 Sputtering yield from Sb⁺ on Ag solid line this work.

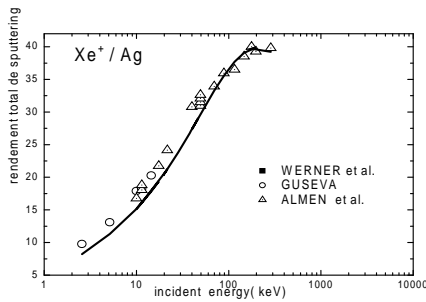


Fig. 3. Sputtering yield from Xe⁺ on Ag solid line this work.

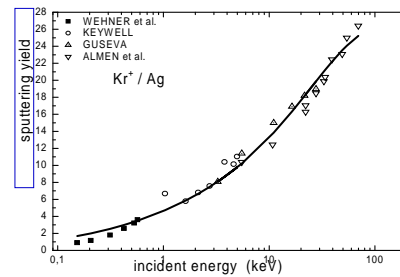


Fig.4. Sputtering yield from Kr⁺ on Ag. Solid line is the total yield in this work.

Before proceed to calculation of the yield induced by each fragment (atomic ion), it was necessary to verify if the injection of Eq(6) in Eq(5) can reproduce the experimental yield In the case of gold bombarded by Au+ ions, Au (n = 1). As can seen in Fig.1, the calculated yield (dashed line) assuming only a thermal spike [3, 4] does not reproduce the experimental yield. Moreover, the maximum of the calculated yield, under these conditions, is shifted towards the low energies with respect the experimental maximum. However, by just adding in Eq.(6) the energy $E_s = 700$ keV corresponding to the heat evaporation of the target. Under these conditions Eq(6) becomes

$$\langle \rho^2 \rangle_{thiswork} = CE_0^{1/3} \left(1 + \frac{E_v}{E_0}\right)^{1/3} \quad (7)$$

However, the use of Eq.7 in Eq.5 gives a total calculated yield (solid line) in good agreement with the measured yield.

This procedure was used to reproduce, in first, the atomic experimental data of different couple of projectile/target ; as shown in figures:1,2,3 and 4. A good agreement is observed with the experience. This procedure was used, in the simulation of n-cluster impact as n atomic impacts (fragments) to obtain the total sputtering yield of fragments. The simulation was repeated many times in order to obtain a good statistics.

The total fragments yield obtained by this manner does not fit the experimental data. This indicates that another contribution must be added to reproduce the experimental data. Indeed, this later seems to reflect the contribution of the cluster as a non fragmented projectile to obtain the measured yield. However, both cluster and its fragments contribute to the total yield with probabilities depending on the incident energy and the cluster size. It has been concluded that the cluster fragmentation takes place some times just after the penetration in the solid.

$$\begin{cases} p + q = 1 \\ Y_{exp} = Y = p \sum_{i=1}^n Y_i(E_{fi}) + qY_0(E_0) \end{cases} \text{ with } p(E_0, n) = -0.15 \ln(E_0) + \left(1 + \frac{n}{10}\right)$$

We remarked that the approximation of the nuclear stopping power of a cluster non fragmented to

$\frac{dE}{dx}_{nucl}^{cluster}(E_0) = n \frac{dE}{dx}_{nucl}^{atm}\left(\frac{E_0}{n}\right)$ don't give a good agreement with the experience but to approximate it to

$\frac{dE}{dx}_{nucl}^{cluster}(E_0) = n \frac{dE}{dx}_{nucl}^{atm}(E_0)$ is better and reproduce the experience.

In the figure 5, we can see the good agreement with the experimental data and our approach.

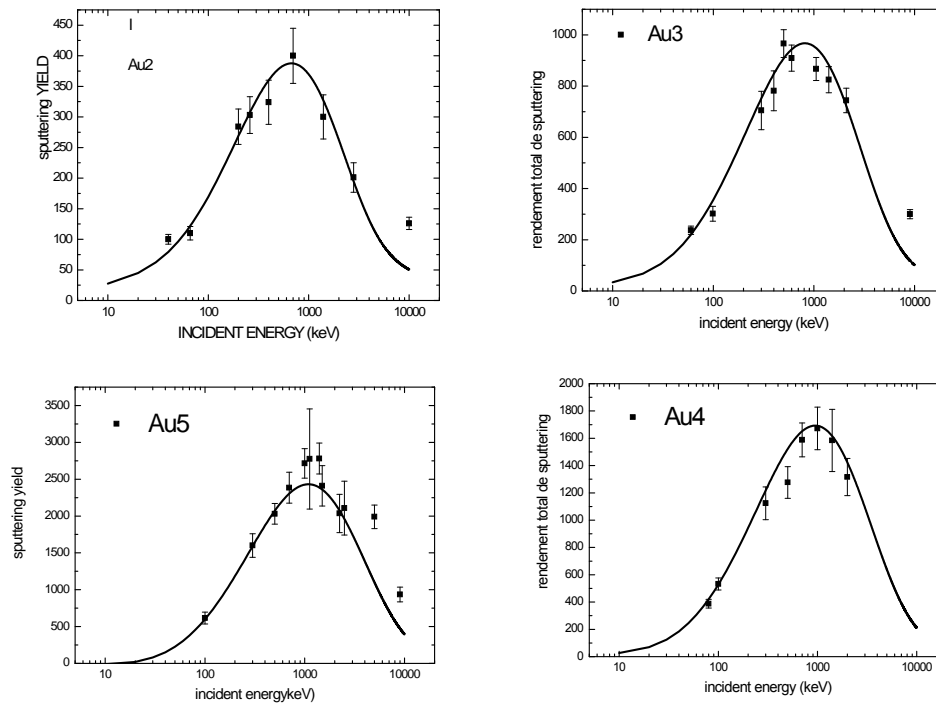


Fig. 5. Sputtering yield from Au_n⁺ clusters on Au. Solid line our work.

Conclusion

We can conclude from this work that:

The influence of the thermodynamic aspect of the target, in the yield of the secondary emission of the sputtering from the metallic targets.

The fragmentation of the cluster is assumed at the surface of the target, and each fragment penetrates with an angle and energy different.

Indeed to the contribution of the fragments to the yield of the sputtering of the clusters, the contribution of the cluster non-fragmented must be taken. These two contributions are conditioned by a probability which is a function of the energy and the size of the cluster.

And a new approach of the nuclear stopping power is considered.

References

- [1] H.H. Andersen and H.L. Bay, J. Appl. Phys. 45 (1974) 953.
- [2] H.H. Andersen and H.L. Bay, J. Appl. Phys. 46 (1975) 2416.
- [3] H.H. Andersen, A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jaquet, Y. Lebeyec, J. Chaumont and H. Bernas. Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 5433.
- [4] S. Bouneau, A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jaquet, Y. Lebeyec, M. Pautrat, M. Fallavier, J.C. Poizat, H.H. Andersen, Phys. Rev. B 65 (2002) 144106.
- [5] P. Sigmund and C. Claussen J. Appl. Phys. 52,990(1981).
- [6] Th.J. Colla, H.M. Urbassek, Nucl. Instr. and Meth. B164-165 (2000)687.
- [7] Th.J. Colla, R. Aderjan, R. Kissel, H.M. Urbassek, Phys. Rev. B 62(2000)8487.
- [8] M.H. Shapiro, T.A. Tombrello, Nucl. Instr. and Meth. B152(1999)221.
- [9] M. Lindenblatt, R. Heinrich, A. Wucher, B.J. Garison, J. Chem. Phys. 115 (2001) 8643.
- [10] R. Webb, M. Kerford and A. Way, Nucl. Inst. and Meth. B 153 (1999)309-313
- [11] S. Bouneau, S. Della-Negra, D. Jaquet, Y. Lebeyec, M. Pautrat, M. Shapiro, and A. Tombrello.
- [12] A. Brunelle and S. Della-Negra, Nucl. Inst. and Meth. B 222 (2004) 68-74
- [13] P. Sigmund. Phys. Rev. 184,383(1969).
- [14] P. Sigmund and C. Claussen J. Appl. Phys. 52,990(1981).
- [15] R. Webb, M. Kerford and A. Way, Nucl. Inst. and Meth. B 153 (1999) 309-313.
- [16] F. Rossi and N.V. Doan, Nucl. Inst. and Meth. B 61 (1991) 27-37.

ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA FILTRATION SUR LA QUALITE D'UN FAISCEAU RX DE BASSES ENERGIES

A. Herrati¹ and K. Khalal-Kouache²

¹ *Département de Physique Médicale, CRNA, 2 Bd Frantz Fanon BP399 Alger-RP 16000
Alger*

² *Faculté de Physique, USTHB, BP32 El-Alia 16011 Bab-Ezzouar Alger*

Résumé :

Nous avons consacré ce travail à l'étude de l'influence de la filtration additionnelle sur la qualité d'un faisceau RX de basses et moyennes énergies, exprimée en termes de couche de demi-atténuation (CDA) et facteur d'homogénéité dans l'aluminium.

Des spectres mesurés sans aucune filtration additionnelle tirés de la littérature, ont été manipulés à l'aide d'un programme développé au Laboratoire Secondaire des Etalons en Dosimétrie (LSED) du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA).

Nous avons validé la procédure (filtration) par comparaison des caractéristiques des spectres manipulés avec celles des spectres mesurés (écart entre 1^{ère} CDA inférieur à 5%). Le logiciel développé nous permet aussi de déterminer la filtration théorique qu'il faudrait ajouter pour obtenir une CDA donnée.

Les résultats de cette étude ont montré qu'on peut obtenir la même CDA en utilisant différentes combinaisons de filtres en aluminium et cuivre, pour une même tension appliquée au tube radiogène, et qu'on peut aussi obtenir la même CDA en utilisant différentes tensions et différentes filtrations.

Mots clefs Qualités RX, CDA, facteur d'homogénéité, filtration.

INTRODUCTION

Les rayons X de basses et moyennes énergies sont constitués d'un spectre continu et de raies caractéristiques de la cible. Ces rayons X sont définis par l'effet qu'ils produisent dans un matériau atténuateur dont la composition est connue avec précision.

Dans la littérature, selon les auteurs et la période ou ils ont effectué leurs travaux, on trouve différentes manières de caractériser un faisceau RX [1,2,3]: la donnée de la distribution spectrale, la donnée de la tension appliquée au tube et la 1^{ère} CDA, la donnée de la tension appliquée et la 1^{ère} et la 2^{ème} CDA, la donnée de la 1^{ère} CDA uniquement.

De ce fait, nous avons consacré ce travail à l'étude de l'influence de la filtration additionnelle sur la qualité d'un faisceau RX de basses et moyennes énergies, exprimée en termes de CDA et facteur d'homogénéité dans l'aluminium.

METHODOLOGIE

Des spectres mesurés sans aucune filtration additionnelle tirés de la littérature [4], ont été manipulés à l'aide d'un programme développé au Laboratoire Secondaire des Etalons en Dosimétrie (LSED) du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA). Ce programme nous permet de filtrer un spectre et calculer ses caractéristiques (1^{ère} CDA, 2^{ème} CDA et facteur d'homogénéité) dans l'aluminium ou le cuivre.

Pour cette étude on a utilisé les options suivantes: filtration (atténuation par une combinaison de filtres), atténuation (génération de courbes d'atténuation théoriques) et calcul de caractéristiques des spectres (1^{ère} CDA, 2^{ème} CDA et facteur d'homogénéité).

VALIDATION DE LA PROCEDURE

Des spectres sans aucune filtration ont été tirés du rapport [4], puis filtrés pour obtenir les mêmes caractéristiques qu'une autre série de spectres mesurés et publiés dans le même rapport. La comparaison entre les spectres manipulés et les spectres mesurés directement est illustrée dans la figure-1. La comparaison entre les caractéristiques des spectres regroupée dans le tableau-1 montre que l'écart maximal entre les 1ere CDA ne dépasse pas les 1%.

Tableau.1. Comparaison entre les caractéristiques des spectres modifiés et celles des spectres de référence

kV	Filtration (mm)	CDA1*	CDA1**	Ecart(%)	CDA2*	CDA2**	Ecart(%)
40	4.0Al + 0.21Cu	2.643	2.627	0.61	2.829	2.814	0.53
60	4.0Al + 0.6Cu	5.897	5.844	0.91	6.242	6.196	0.74
80	4.0Al + 2.0Cu	10.044	9.992	0.52	10.238	10.195	0.42
100	4.0Al + 5.0Cu	13.189	13.171	0.14	13.298	13.283	0.11

* Caractéristiques des spectres modifiés par les filtrations indiquées

** Caractéristiques des spectres mesurés

APPLICATION ET RESULTATS

Le spectre correspondant à 40 kV (sans filtration additionnelle) a été filtré par différentes combinaisons de filtres en aluminium et en cuivre, et les variations des CDA et des facteurs d'homogénéité en fonction de la filtration sont représentés dans les figures 2 et 3 respectivement. A titre d'exemple, la CDA de 2.5mmAl peut être obtenue pour les filtrations spécifiées dans le tableau-2.

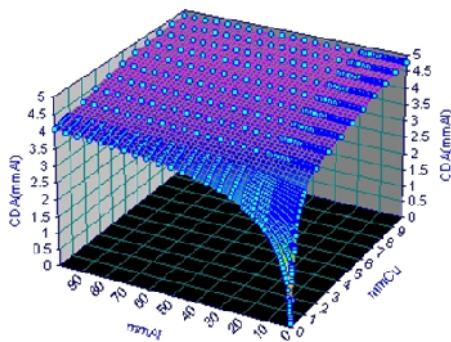


Figure 2. Variation de la CDA en fonction de la filtration (40kV).

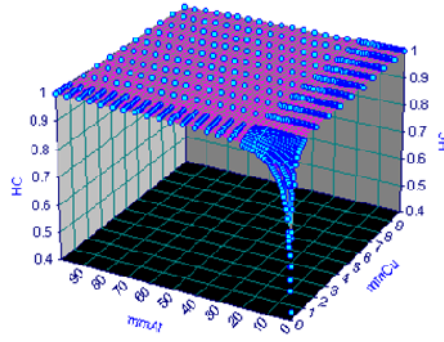


Figure 3. Variation de HC en fonction de la filtration (40kV).

Tableau.2. Combinaison de filtrations donnant une CDA de 2.5mmAl pour 40kV

Filtration (mmAl)	Filtration (mmCu)	CDA1 (mmAl)	CDA2 (mmAl)	HC
9.50	0.00	2.503	2.706	0.925
6.12	0.10	2.504	2.709	0.924
2.75	0.20	2.506	2.713	0.924

On déduit qu'on peut obtenir la même CDA en utilisant différentes filtrations.

La même procédure a été appliquée aux spectres obtenus pour 60kV, 80kV et 100kV, et les résultats obtenus sont illustrés par les figures 4, 5, 6, 7, 8 et 9.

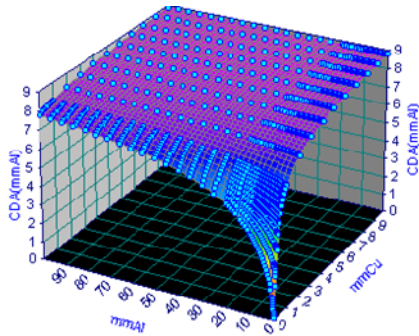


Figure 4. Variation de la CDA en fonction de la filtration (60kV).

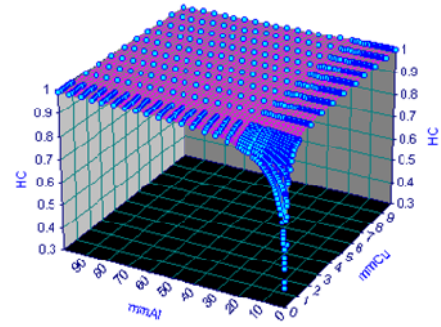


Figure 5. Variation de HC en fonction de la filtration (60kV).

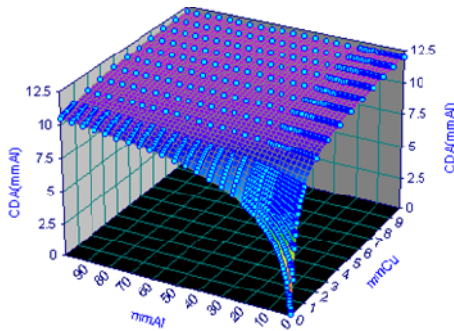


Figure 6. Variation de la CDA en fonction de la filtration (80kV).

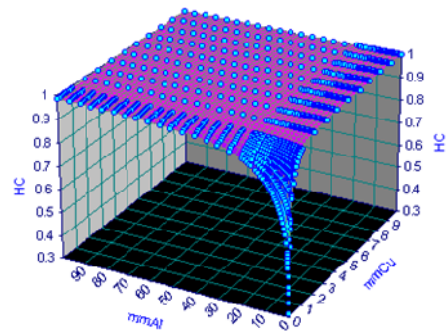


Figure 7. Variation de HC en fonction de la filtration (80kV).

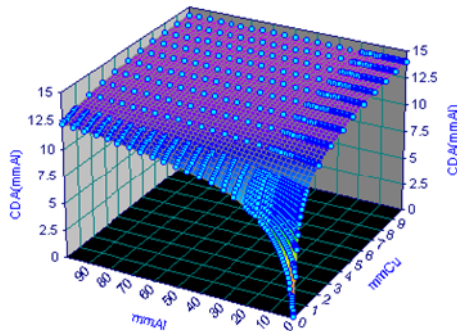


Figure 8. Variation de la CDA en fonction de la filtration (100kV).

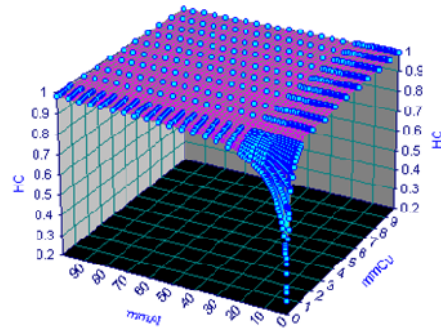


Figure 9. Variation de HC en fonction de la filtration (100kV).

Pour illustrer les résultats de cette étude, on a recherché les filtrations à ajouter aux différents spectres pour obtenir la même CDA (3.0mmAl). Les filtrations calculées pour chaque spectre, ainsi que les caractéristiques des spectres modifiés sont regroupées dans le tableau-3, et les courbes d'atténuation générées pour les différents cas sont représentées dans la figure-10.

Tableau.3. Combinaison de filtrations donnant une CDA de 3.0mmAl

kV	Filtration (mm)	CDA1	CDA2	HC
40	3.19Al+0.4Cu	2.999	3.131	0.958
60	4.81Al	3.002	3.790	0.792
80	2.95Al	3.014	4.406	0.684
100	1.97Al	2.995	4.965	0.603

CONCLUSION

Les résultats de cette étude ont montré qu'il est possible d'obtenir plusieurs spectres ayant la même CDA en utilisant différentes combinaisons de filtres en aluminium et en cuivre, pour une même tension appliquée au tube radiogène.

De plus, on peut aussi obtenir des spectres générés par des tensions différentes et ayant la même CDA en utilisant différentes combinaisons de filtres.

De ce fait, la caractérisation d'un spectre RX par la seule donnée de sa CDA est incomplète, et il est nécessaire de spécifier aussi la tension utilisée et la deuxième CDA (ou bien le facteur d'homogénéité).

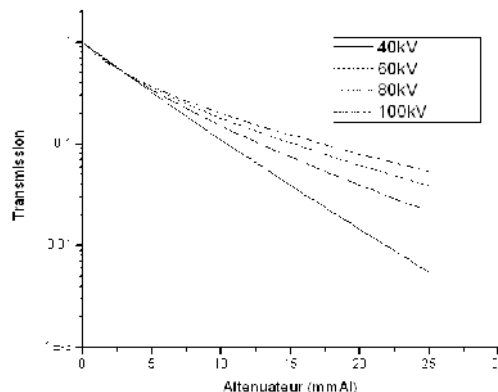


Figure 10. Courbes de transmission obtenues dans l'aluminium

40kV (3.19mmAl+0.4mmCu)

60kV (4.81mmAl)

80kV (2.95mmAl)

100kV (1.97mmAl)

Il paraît nécessaire de poursuivre les investigations, pour voir s'il n'y a pas une incidence sur la mesure des grandeurs dosimétriques tel que les rendements en profondeur, les facteurs de rétrodiffusion et les facteurs de conversion pour les grandeurs opérationnelles (qui dépendent fortement de la distribution spectrale, surtout aux basses énergies).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] International Organization for Standardization, "X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy- Part 1: Radiation characteristics and production methods", International Standard ISO 4037-1, 1997
- [2] International Electrotechnical Commission, 'Medical diagnostic X-ray equipment, Radiation conditions for use in the determination of characteristics', International Standard IEC 61267, 1994
- [3] W.W. Seelentag & al. 'Catalogue of spectra for the calibration of dosimeters', GSF Bericht 560, 1979
- [4] Ulrike Ankerhold, "Catalogue of X-ray spectra and their characteristic data - ISO and DIN Radiation qualities, diagnostic and therapy radiation qualities, unfiltered X-ray spectra ", PTB Bericht, PTB-Dos-34, April 2000, ISBN 3-89701-513-7.

EFFET DES FLUCTUATIONS DU NOMBRE DE PARTICULES DANS LE CAS ISOVECTORIEL SUR LES PROBABILITES DE TRANSITION BETA

S. Kerrouchi¹, M. Douici¹, N. H. Allal^{1,2} et M. Fellah^{1,2}

¹ *Laboratoire de Physique Théorique, Faculté de Physique, USTHB*

BP32, El-Alia, 16111, Bab Ezzouar, Alger, Algérie

² *Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, COMENA,*

2, Bd Frantz Fanon, BP399, Alger-Gare, Alger, Algérie

Résumé :

L'effet des fluctuations du nombre de particules, dans le cas de l'appariement neutron-proton de type isovectoriel, sur les probabilités de transition bêta a été étudié. Dans ce but, les expressions des probabilités de transition bêta conservant strictement le nombre de particules ont été établies. Elles ont été évaluées numériquement pour quelques noyaux pair-pairs tels que N=Z et dont les valeurs expérimentales des paramètres du gap sont connues. Les résultats obtenus ont été comparés d'une part aux valeurs obtenues avant la projection, et d'autre part à celles obtenues en considérant uniquement l'appariement entre particules identiques.

I- Introduction

Bien que le mécanisme des transitions bêta soit en principe bien connu, leur étude peut apporter des informations sur la structure des noyaux loin de la vallée de stabilité. Par ailleurs, on s'attend à ce que l'appariement neutron-proton (np) joue un rôle significatif dans ce type de transitions [1], en particulier dans les noyaux riches en protons, pour lesquels ce type d'interaction ne peut plus être négligé. Or, l'appariement np est généralement traité dans le cadre de l'approche BCS dont le principal défaut est la non conservation du nombre de particules. L'objet du présent travail est donc d'étudier les fluctuations du nombre de particules inhérentes à la théorie BCS, dans le cas isovectoriel, sur les probabilités de transition bêta.

II- Formalisme

Dans le formalisme de la seconde quantification et du spin isotopique, l'hamiltonien d'un système constitué de N neutrons et Z protons, est donné, dans le cas isovectoriel, par :

$$H = \sum_{\nu>0,t} \varepsilon_{\nu t} (a_{\nu t}^+ a_{\nu t} + a_{\bar{\nu} t}^+ a_{\bar{\nu} t}) - \frac{1}{2} \sum_{tt'} G_{tt'} \sum_{\nu\mu>0} (a_{\nu t}^+ a_{\bar{\nu} t'}^+ a_{\bar{\mu} t} a_{\mu t} + a_{\nu t}^+ a_{\bar{\nu} t'}^+ a_{\bar{\mu} t} a_{\mu t'}) \quad (1)$$

où $a_{\nu t}^+$ et $a_{\nu t}$ sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation d'une particule dans l'état $|\nu t\rangle$ ($t=n,p$) dont le renversé par rapport au sens du temps est l'état $|\bar{\nu} t\rangle$.

La procédure standard consiste à diagonaliser approximativement cet hamiltonien par la méthode de linéarisation (cette méthode sera désignée dans ce qui suit par BCSnp1). Il a été toutefois constaté que la transformation de Bogoliubov-Valatin ainsi obtenue ne conduit pas à un hamiltonien de quasi-particules indépendantes. Une rediagonalisation a donc été effectuée. Elle se traduit par une renormalisation des paramètres de la transformation (cette méthode sera désignée dans ce qui suit par BCSnp2). Nous avons ensuite utilisé l'approche simplifiée proposée par Raduta et Moya de Guerra [2] pour établir les expressions des probabilités de transition bêta, soit :

$$P_{\tau\tau'}^{\pm} = \left| \langle \psi | T^{\pm} | \tau\tau' \rangle \right|^2, \quad \tau, \tau' = 1, 2 \quad (2)$$

Où T^\pm est l'opérateur défini par : $T^{+(-)} = \sum_v a_{vp(n)}^+ a_{m(p)}$ et où $|\psi\rangle$ est l'état fondamental et $|\tau\tau'\rangle$, $\tau, \tau' = 1, 2$, l'état à deux quasiparticules.

Toutefois, les fonctions d'onde apparaissant dans (2) ne conservent pas le nombre de particules. Elles sont donc projetées dans l'espace nombre d'occupation par la méthode décrite dans les références [3,4] (Elle sera notée ci-dessous SBCS-np1 avant la rediagonalisation et SBCSnp2 après la rediagonalisation de l'hamiltonien). L'état fondamental est ainsi obtenu en projetant l'état BCS simultanément sur le bon nombre de neutrons et le bon nombre de protons, soit :

$$|\psi_{mm'}\rangle = C_{mm'} \prod_{t=n,p} \wp_t |\psi\rangle \quad (3)$$

L'opérateur de projection étant défini par :

$$\wp_t = \frac{1}{2(m+1)} \left\{ \sum_{k=0}^{m+1} \xi_k z_k^{-P_t} \prod_v \left[1 + (\sqrt{z_k} - 1) a_{vt}^+ a_{vt} \right] + c.c \right\} \quad (4)$$

où : $\xi_k = \begin{cases} 1/2 & \text{si } k = 0 \text{ ou } k = 2m+1 \\ 1 & \text{si } 0 < k < m+1 \end{cases}$, $z_k = \exp\left(i \frac{k\pi}{m+1}\right)$, m et m' désignent respectivement

l'ordre de projection sur le bon nombre de neutrons et de protons, c.c le complexe conjugué par rapport à z_k et $C_{mm'}$ la constante de normalisation.

De même, on définit l'état excité par :

$$|(\tau\tau')_{mm'}\rangle \propto \prod_{t=n,p} \wp_t |\tau\tau'\rangle \quad (5)$$

Notons toutefois que les états $|\psi_{mm'}\rangle$ et $|(\tau\tau')_{mm'}\rangle$ ne sont pas orthogonaux entre eux. C'est pourquoi, on introduit l'état :

$$|\overline{(\tau\tau')_{mm'}}\rangle = |(\tau\tau')_{mm'}\rangle - |\psi_{mm'}\rangle \langle \psi_{mm'} | (\tau\tau')_{mm'} \rangle \quad (6)$$

orthonormalisé par le procédé de Schmidt. Les probabilités de transition s'écrivent alors :

$$(P_{\tau\tau'}^\pm)_{mm'} = \left| \langle \psi_{mm'} | T^\pm | (\tau\tau')_{mm'} \rangle \right|^2 \quad (7)$$

La probabilité de transition totale est donnée par :

$$\beta^\pm = \sum_{\tau\tau'} P_{\tau\tau'}^\pm \quad (8)$$

Notons ici que la probabilité de transition totale (dans le cas d'une transition de type Fermi) obéit à la règle de somme d'Ikeda donnée par : $\beta^- - \beta^+ = N - Z$.

III- Résultats numériques – Discussion

Les probabilités de transition ont été évaluées numériquement pour quelques noyaux pair-pairs tels que $N=Z$ et dont les valeurs expérimentales des paramètres du gap sont connues, en se basant sur les énergies et états propres d'un champ moyen déformé de Woods-Saxon. Ces dernières ont été évaluées aussi bien dans le cas de l'appariement entre particules identiques (avant et après projection dans l'espace nombre d'occupation : ces méthodes seront désignées dans ce qui suit par BCS et SBCS respectivement), que dans le cas de l'appariement isovectoriel au moyen des différentes approches sus-citées. En raison du manque d'espace, seuls les résultats concernant les probabilités $P_{\tau\tau'}^+$, $\tau, \tau' = 1, 2$ sont présentés en figure 1 à titre d'exemple (Notons ici que $P_{12}^+ = P_{21}^+$).

On constate alors que l'effet de l'appariement isovectoriel se traduit par un changement radical sur les probabilités P_{11}^+ et P_{22}^+ . En effet, alors qu'elles étaient nulles dans le cadre de l'approche BCS, elles prennent des valeurs nettement supérieures à zéro lorsqu'on tient compte de l'appariement np, avant ou après la rediagonalisation de l'hamiltonien. On constate aussi un effet non négligeable de la fluctuation du nombre de particules sur les différentes probabilités de transition que ce soit dans le cadre de l'appariement entre particules identiques ou dans le cadre de l'appariement isovectoriel. Par exemple, pour la probabilité P_{12}^+ , l'écart relatif moyen entre valeurs BCS et projetées, dans la cadre de l'appariement entre particules identiques est de 1.8%. Lorsqu'on tient compte de l'appariement np, cet écart devient plus important et vaut 2% avant rediagonalisation et 3.2% après.

Par ailleurs, l'effet de la projection, pour une même probabilité est variable d'un noyau à l'autre. Nous avons également reporté dans le tableau 1 les valeurs des différences $\beta^- - \beta^+$ pour les différents noyaux considérés. On constate alors que, dans le cadre de l'approche BCS, $\beta^- - \beta^+ \approx 0 = N - Z$ pour tous les noyaux considérés (sauf le noyau ^{56}Ni (^{64}Ge)). La règle de somme d'Ikeda est donc satisfaite. Ce n'est plus le cas avec la méthode BCSnp1. Mais cette règle est de nouveau satisfaite après la rediagonalisation (sauf pour les noyaux ^{36}Ar , ^{56}Ni et ^{60}Zn (^{64}Ge et ^{68}Se)), ce qui prouve la nécessité de cette dernière.

Après projection dans l'espace nombre d'occupation, la règle d'Ikeda est toujours satisfaite (sauf pour le ^{56}Ni (^{64}Ge)) dans le cas de l'appariement entre particules identiques. Dans le cas isovectoriel, avant la rediagonalisation, cette règle est violée.

Après la rediagonalisation, les résultats sont moins satisfaisants après qu'avant la projection. Ceci est peut-être dû au fait que nous avons utilisé une méthode de projection de type après variation.

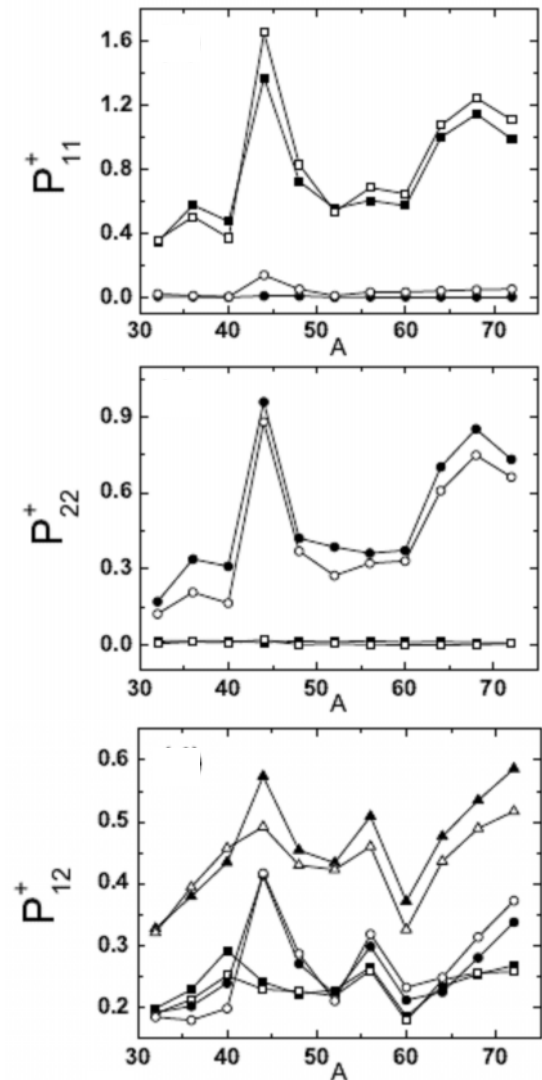


Fig. 1 : Variation des probabilités de transition en fonction du nombre de masse A dans les différentes approches (voir texte pour les notations)

Il semble donc que la violation de cette règle, qui était attribuée par Raduta et Moya de Guerra [2] à la non-conservation du nombre de particules, soit plutôt due au fait que l'hamiltonien soit toujours non-diagonal si l'on utilise la transformation de Bogoliubov-Valatin généralisée usuelle.

En conclusion, il ressort de l'ensemble des résultats qu'il est non seulement nécessaire de prendre en compte l'appariement np isovectoriel en effectuant une rediagonalisation de l'hamiltonien, mais il est également nécessaire d'éliminer les fluctuations sur le nombre de particules inhérentes à l'approche BCS.

Finalement, notons que nous n'avons pas effectué une comparaison avec les résultats expérimentaux, vue la définition simpliste adoptée pour la définition des probabilités de transition de type Fermi. Une définition plus réaliste permettrait une telle comparaison.

Noyau	BCS	SBCS	BCSnp1	SBCSnp1	BCSnp2	SBCSnp2
³² S	0.02	0.02	0.23	0.51	0.07	0.08
³⁶ Ar	0.04	0.04	0.35	0.41	0.02	0.09
⁴⁰ Ca	0.01	0.02	0.29	0.25	0.05	0.02
⁴⁴ Ti	0.06	0.07	0.37	0.50	0.02	0.32
⁴⁸ Cr	0.06	0.07	0.29	0.33	0.08	0.19
⁵² Fe	0.06	0.07	0.28	0.28	0.07	0.02
⁵⁶ Ni	0.04	0.05	0.28	0.30	0.00	0.10
⁶⁰ Zn	0.01	0.01	0.21	0.22	0.06	0.16
⁶⁴ Ge	0.09	0.10	0.32	0.37	0.19	0.31
⁶⁸ Se	0.06	0.06	0.38	0.42	0.12	0.29

Tableau 1 : Valeurs des différences $\beta^- - \beta^+$.

Références

- [1] O. Moreno, P. Sarriguren, R. Alvarez-Rodriguez and E. Moya de Guerra, Phys. Rev. **C73**(2006)054302.
- [2] A. A. Raduta and E. Moya de Guerra, Ann. Phys.-New-York **284**(2000)134.
- [3] N.H. Allal, M. Fellah, M.R.Oudih and N. Benhamouda, Eur. Phys. J **A27**, **s01**(2006) 301.
- [4] S. Kerrouchi, D. Mokhtari, N.H. Allal and M. Fellah, Int. J. Mod. Phys. **E18**(2009)141.

PREPARATION ET CARACTERISATION DE CIBLES DE CaF_2 DESTINEES AUX EXPERIENCES DE MESURE DE PERTE D'ENERGIE DANS LA GAMME DU MEV/u

D. Moussa^{1,*}, S. Damache² and S. Ouichaoui¹

¹ Faculté de Physique, USTHB, B.P. 32 El-Alia, 16111 Bab-Ezzouar, Alger, Algérie

² Division de Physique, CRNA, 02 Bd. Frantz Fanon, B.P. 399 Alger-gare, Alger, Algérie

Résumé

Le but de ce travail est la préparation de cibles minces de fluorure de calcium (CaF_2) pour les expériences de mesures de pertes d'énergie des protons et des particules alpha dans la gamme du MeV/u. Pour cela, deux cibles de CaF_2 supportées par de minces feuilles d'Aluminium ont été réalisées par des processus d'évaporations thermiques. Les épaisseurs des substrats de Al, préparés délicatement par le même procédé, ont été choisies de sorte que, pour les protons et les alphas, la perte d'énergie relative soit aussi faible que possible et à minimiser ainsi le straggling en énergie. Les cibles préparées ont été sondées en vue de déterminer leurs stoechiométries et leurs épaisseurs en utilisant : i) la fluorescence X à dispersion en énergie (ED-XRF) et fluorescence X à dispersion en longueur d'onde (WD-XRF) ii) la spectrométrie RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) et iii) la méthode basée sur la mesure de perte d'énergie des particules alpha émises par la source radioactive de ^{241}Am .

Un taux de $\sim 21.9\%$ de contaminant d'élément C a été révélé par l'analyse "WD-XRF". Par ailleurs, les valeurs de $\sim 1.310 \text{ mg/cm}^2$ et de $\sim 3.677 \text{ mg/cm}^2$ des épaisseurs des deux dépôts CaF_2 ont été déterminées à 3.4% près par la méthode de source radioactive. Les analyses RBS ont pu confirmer les valeurs de ces épaisseurs et elles ont également permis de déterminer la composition élémentaire des dépôts CaF_2 : C: 28.4%, Ca: 20.02%, F: 39.01%, O: 7.48% et Al: 5%.

1. Introduction

Le ralentissement des particules chargées dans la matière a fait l'objet, depuis plus d'un siècle, d'un grand nombre d'investigations tant sur le plan théorique qu'expérimental. De nos jours, cette discipline ne cesse de susciter un intérêt croissant vue son importance dans plusieurs domaines d'applications (physique médicale [1], sciences des matériaux [2], analyse par faisceaux d'ions [3], etc.). L'observable physique généralement recherchée est le pouvoir d'arrêt $S(E)$ qui, pour un matériau et un projectile donnés, représente la perte d'énergie moyenne rapportée à l'unité du parcours de l'ion projectile dans le dit matériau. Différentes approches théoriques et autres codes de simulations ont été développés pour prédire cette observable. Cependant, la validation de ces approches fait souvent appel à des mesures des $S(E)$ de plus en plus précises et particulièrement celles des matériaux composés. La première approximation généralement utilisée pour déterminer le pouvoir d'arrêt d'un composé est basée sur la règle de sommation de Bragg-Kleeman qui ignore les effets d'agrégations de la matière (effets de phase, effets des liaisons chimiques, ..). Des déviations de cette simple représentation ont été observées aux faibles énergies où ces effets peuvent être significatifs, particulièrement dans le cas des composés ioniques. Récemment, nous avons relevé expérimentalement [4, 5, 6] des écarts par rapport aux valeurs semi-empiriques de SRIM-2008 [7] et à celles calculées par la théorie BCAS [8] (Binary Collision Approximation scheme) de $\sim 8\%$ et de $\sim 4\%$, respectivement.

La plus grande erreur des mesures des $S(E)$ provient des paramètres cibles (épaisseur, composition stoechiométrique, uniformité de surface, ..) et par conséquent, la fiabilité de celles-ci dépend énormément des caractéristiques de la cible utilisée.

Dans cette communication, il est question de la préparation de cibles de fluorure de calcium (CaF_2) supportées par de minces films de Al (appelées ci-après CaF_2 -Al) par le procédé d'évaporation sous vide et de leur caractérisation par les différentes techniques nucléaires et atomiques disponibles au CRNA. Ce travail constitue une partie d'une étude expérimentale des pouvoirs d'arrêt des composés ioniques que nous menons dans le cadre d'un projet mixte CRNA-USTHB.

2. Procédure expérimentale

2.1. Préparation de cibles

Les échantillons de CaF_2 ont été préparés au CRNA par évaporation thermique, sous un vide de $\sim 10^{-5}$ Torr, de monocristaux de CaF_2 (pureté : 99.9%) sur de minces feuilles d'aluminium. Le choix de ce support de Al a été guidé par sa bonne stabilité chimique vis-à-vis du CaF_2 et son élaboration en films minces relativement facile. Par ailleurs, au contact de l'air, la surface de la feuille de Al s'oxyde en formant une fine enveloppe d'alumine (Al_2O_3) qui a l'avantage d'avoir une meilleure résistance thermique vue que sa température d'ébullition (2980°C) est nettement supérieure à celle (2497°C) de Al. Pour cela, nous avons d'abord effectué 2 évaporations successives : une première permettant de déposer $\sim 0.31\mu\text{m}$ de bromure de potassium (KBr) sur des lames de verre bien polies qui servira comme substrat pour un deuxième dépôt de $\sim 0.10\mu\text{m}$ de Al. Cette valeur a été choisie de sorte que la perte d'énergie des ions projectiles s'effectue principalement dans les dépôts CaF_2 . En d'autres termes, une perte d'énergie dans Al ne dépassant pas les 2% (minimiser le straggling dans le support de Al). Le relèvement des films de Al s'effectue en procédant à l'immersion progressive et oblique des lames ainsi obtenues dans de l'eau bi-distillée. Le feuille de Al se détache et flotte à la surface de l'eau suite à la dissolution complète du KBr (solubilité : 65g par 100 g d'eau à 20°C [9]). Une dizaine de minutes plus tard, nous procédons à la récupération des films sur des supports en Cu munis d'orifices de 6 mm de diamètre. En dernière étape, nous avons procédé à l'évaporation du CaF_2 sur les substrats de Al partiellement masqués de sorte que le dépôt s'effectue sur seulement une partie de la feuille de Al. Cette configuration nous permet de soustraire directement la contribution du support de Al à la perte d'énergie totale et d'obtenir ainsi celle de CaF_2 . Les caches utilisés (lames de verre) ont été récupérés et utilisés pour l'analyse de la composition chimique du dépôt CaF_2 par la méthode WD-XRF. Il est à noter que la structure moléculaire de ce composé n'est pas altérée lors du processus d'évaporation vu que sa température d'ébullition (2956°C) est de loin inférieure à celle de dissociation de la molécule.

2.2. Détermination des épaisseurs de cibles

Les épaisseurs des couches de Al et de CaF_2 ont été déterminées par la méthode basée sur l'utilisation de sources radioactives. Pour cela, nous avons mesuré les pertes d'énergies E des particules alpha dans Al seul et Al+ CaF_2 en sondant l'interface CaF_2 -Al. Préalablement, une source mixte (^{241}Am - ^{233}U - ^{239}Pu) a été utilisée pour la calibration (canal, énergie). La Fig. 1 montre les spectres typiques de pertes d'énergies obtenus (a) sans cible et (b) avec la cible CaF_2 -Al de $\sim 1.310\text{ mg/cm}^2$ d'épaisseur. On constate (Fig. 1 (a)) que les énergies des alphas de ^{241}Am émis par la source simple et la source mixte sont parfaitement identiques. Ceci explique, d'une part, la stabilité de l'électronique utilisée et d'autre part, la parfaite identité des fenêtres d'entrée des deux sources. Aussi, sont représentés sur la même figure les ajustements multi-gaussiens (traits pleins) permettant la détermination précise des positions des pics. Ces mesures E combinées aux valeurs $S(E)$ compilées dans le rapport ICRU-49 [10] nous permettent de déduire les valeurs $(1.310 \pm 0.044)\text{ mg/cm}^2$ et $(3.667 \pm 0.124)\text{ mg/cm}^2$ pour les deux épaisseurs réalisées. Il est à noter que nous avons tenu compte des

contributions à la perte d'énergie totale des contaminants du CaF₂ (cf. section 2.3 ci-dessous) en utilisant la règle de sommation de Bragg.

2.3. Analyse RBS

Les dépôts CaF₂ ont été analysés par RBS en utilisant un faisceau de particules alpha de 1.5 MeV d'énergie et de ~ 10 nA d'intensité. Notons que lors de l'acquisition du spectre RBS, nous avons pris le soin de protéger le dépôt CaF₂ en exposant la face Al au faisceau incident. La Fig. 2 montre le spectre RBS, enregistré avec une fluence de $1.87 \cdot 10^{16} \text{ } ^4\text{He}^+/\text{cm}^2$, pour le cas de l'échantillon CaF₂ de 1.310 mg/cm². Sur la même figure, nous avons reporté le résultat (meilleur ajustement) de la simulation de ce spectre en utilisant le programme SIMNRA [11]. Dans cette simulation, notre cible consistait en une séquence de quatre couches : KBr(C)-Al(C)-Al₂O₃(C)-CaF₂(C+Al+O) où (X) signifie impureté d'élément X dans ladite couche. Le contaminant C provient probablement des pompes lors du processus d'évaporation alors que l'impureté Al est le résultat de l'inter-diffusion qui s'effectue au niveau de l'interface CaF₂/Al. Pour le contaminant O, celui-ci résulte, en partie, de la combustion du F via la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$. De cette analyse, nous avons déduit la valeur 1.439 mg/cm² pour l'épaisseur avec une stœchiométrie atomique de (Ca: 20.02% ; F: 39.01% ; C: 28.4% ; O: 7.48% ; Al: 5%). Comme on peut le constater, la quantité de F présente dans le dépôt est sensiblement le double de celle de Ca et par conséquent, on peut conclure qu'aucune modification notable des molécules CaF₂ n'a été induite lors des différentes expositions aux faisceaux d'ions (acquisition des spectres RBS et mesures de perte d'énergie).

2.4. Analyse XRF

Les analyses par fluorescence X à dispersion en longueur d'onde et en énergie ont été réalisées au niveau du laboratoire de Spectroscopie du CRNA. La figure Fig.3 (a), (b)+(c) montrent les spectres obtenus par ED-XRF et WD-XRF respectivement. Ces analyses ont permis de mettre évidence la présence des raies $K_{\alpha} = 3.691 \text{ keV}$ et $K_{\beta} = 4.012 \text{ keV}$ caractéristiques de l'élément calcium, de la raie $K_{\alpha} = 0.677 \text{ keV}$ du fluor ainsi que la $K_{\alpha} = 0.282 \text{ keV}$ de l'élément carbone.

3. Conclusion

Nous avons pu préparer des cibles de composé CaF₂ par évaporation thermique sur des supports très minces d'élément Al. Ces cibles sont convenables aux expériences de pertes d'énergies dans la région d'énergie $E \approx 900 \text{ keV/u}$. En effet, nous avons pu atteindre des épaisseurs correspondant à des pertes d'énergies relatives de l'ordre de 30% pour $E = 900 \text{ keV/u}$ où ~ 0.6% dans le support Al. Les valeurs des épaisseurs ont été déterminées à 3.4% en utilisant la source de ²⁴¹Am. L'incertitude sur ces déterminations est due principalement aux valeurs S(E) du rapport ICRU-49. Les techniques d'analyses utilisées ont révélé un taux de ~ 28% du contaminant C, provenant vraisemblablement des pompes lors du processus d'évaporation. Ce résultat confirme nos précédentes observations [4, 5] dans le cas des cibles de composé LiF déposées sur de Al (même évaporateur) où un même taux du contaminant C a été obtenu.

Références

- [1] H. Paul et al., Nucl. Instr. and Meth. B 256 (2007) 561.
- [2] Y. Zhang et al., Nucl. Instr. and Meth. B 250 (2006) 62.
- [3] J.R. Tesmer and M. Nastasi, Editors, Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, Materials Research Society, Pittsburgh, Pennsylvania (1995).
- [4] S. Damache, Thèse de Doctorat d'état (2007)
- [5] S. Damache et al., XXV ICPEAC, Freiburg, Germany, 25 - 31 July 2007.

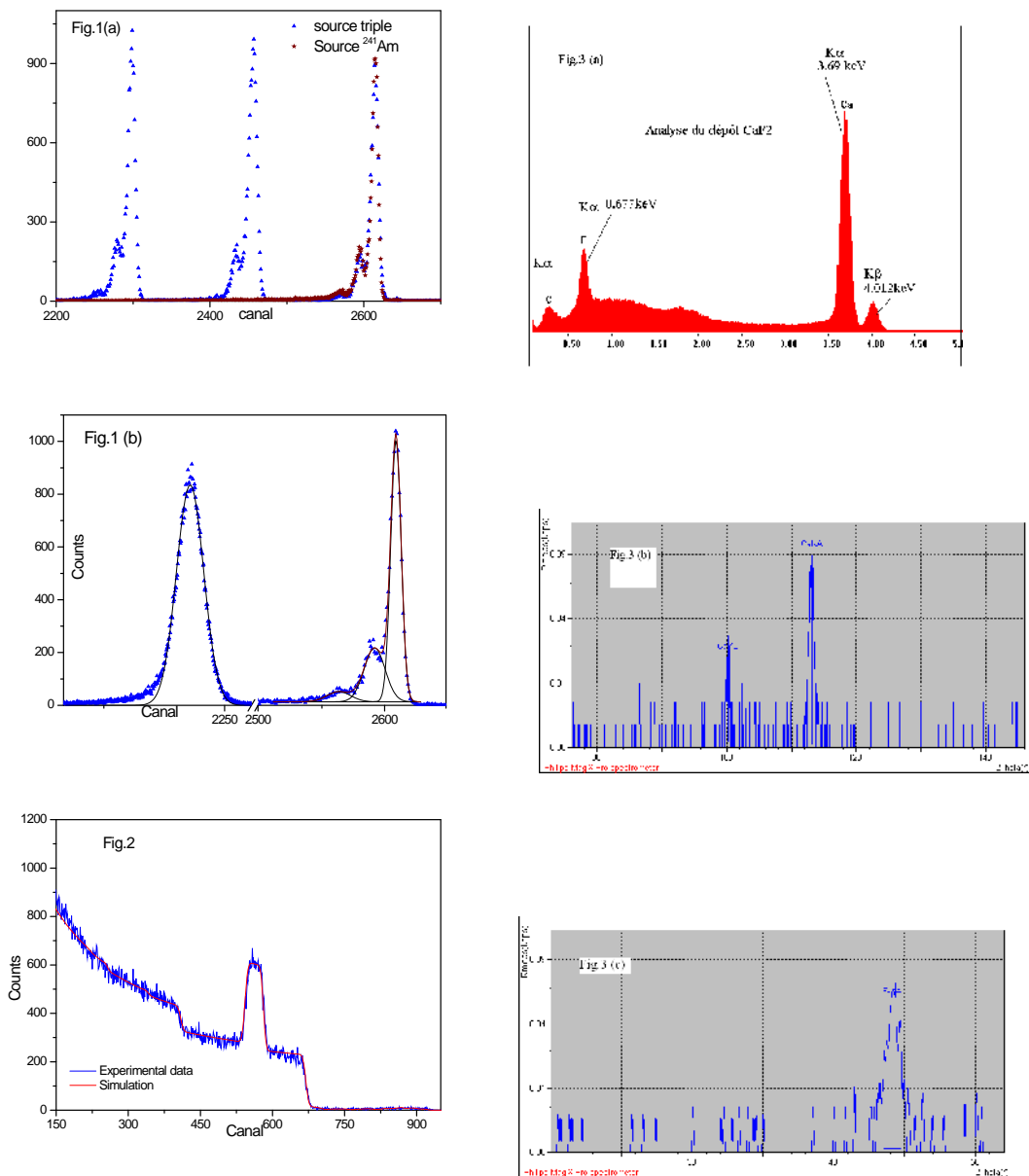
- [6] D. Moussa et al., CIPA'2007 Conférence, 02 – 04 décembre 2007, Oran, Algérie.
- [7] J.F. Ziegler et al, SRIM-2008 Computer Code, Version SRIM-2008.03, (2008).
- [8] A. Sharma et al., Nucl. Instr. and Meth. B 218 (2004) 19.
- [9] Lang's Handbook of Chemistry, ed. by J.A Dean, Mac Graw-Hill Book Company (1985)
- [10] ICRU-49 report (1993), Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles.
- [11] SIMNRA program version 6.04 by M. MAYER (1997-2008)

Légendes des figures:

Fig.1: Spectres des particules alpha émises par la source radioactive avec fits gaussiens ;(a) source triple sans mise en place de cible. (b) avec la cible de 1.310 mg/cm² en place

Fig.2: Spectre RBS avec des particules alpha d'énergie 1500 keV sur la cible CaF₂-Al.

Fig.3: Spectres XRF. (a)ED-XRF montrant les pics caractéristiques des éléments C, F et Ca. (b)WD-XRF montrant les raies K_{α} et K_{β} caractéristiques du Ca et (c) idem que (b) pour le F



COMPARAISON DES TECHNIQUES NUCLEAIRES D'ANALYSE ENAA ET NAA EN UTILISANT DES MATERIAUX GEOLOGIQUES DE REFERENCE

M. Mouzai^a ; H. Touil^b ; C. Siouani^b

^aCentre de Recherche Nucléaire de Birine ; BP180, 17200, Ain Oussera, Algérie

^b Université Ferhat Abbas de Sétif : Département de physique

Introduction

Un grand nombre de noyaux, notamment les lourds d'entre eux, préfèrent interagir avec les neutrons épithermiques tels que l'antimoine ou l'uranium. Ce phénomène est mis à profit pour diminuer l'influence de noyaux fortement interférents tel que le sodium dans certaines matrices géologiques [1]. Ce type de filtrage physique permet d'améliorer considérablement la sensibilité de certains éléments qui présentent un rapport $I/^{1}$ élevé [2]. Pour certaines applications, on préfère le filtrage physique aux méthodes de séparation radiochimique car ces dernières peuvent affecter l'intégrité des échantillons [3]. Le filtrage des neutrons thermiques peut être réalisé soit par du cadmium, soit par du bore qui sont de fort absorbant de neutrons thermiques. Dans notre expérience, un écran de cadmium cylindrique de 1 mm d'épaisseur a été utilisé. Le but de ce travail est de mettre en évidence ce mode de filtrage physique en comparant pour certains éléments dosés les résultats obtenus en utilisant la technique classique INAA avec ceux de la technique ENAA (analyse par activation aux neutrons épithermiques). L'étude permettra d'apprécier le bénéfice apporté par l'utilisation des neutrons épithermiques pour l'analyse de certains éléments dans les échantillons de type géologique.

Théorie

La capacité d'activation d'un nuclide aux neutrons épithermiques relativement à son activité totale (neutrons thermiques et épithermiques) est définie par le paramètre appelé rapport cadmium ou R_{cd} [4] dont l'expression est la suivante :

$$R_{cd} = \frac{\sigma \cdot \phi_{th} + \phi_{epi} \cdot I}{\phi_{epi} \cdot I} \quad [1]$$

Avec ϕ_{th} : flux de neutrons thermiques

ϕ_{epi} : flux de neutrons épithermiques

Pour évaluer l'efficacité de la technique ENAA par rapport à la technique INAA classique, on détermine un paramètre appelé F_a [5] (Facteur Avantage) dont l'expression est la suivante :

$$F_a = \frac{(R_{cd})_i}{(R_{cd})_a} \quad [2]$$

Où :

i : représente l'élément interférant qui est généralement le sodium

a : représente l'élément à doser

Il exprime le degré de réduction de l'activité du noyau interférant comparativement au noyau dosé. Le tableau 1 suivant renferme les valeurs de F_a des principaux éléments dosés par NAA en considérant que la valeur du rapport $\frac{\phi_{th}}{\phi_{epi}}$ pour le site d'irradiation du réacteur Es-Salem est de 20 [6].

Tableau 1 : Facteur avantage F_a pour quelques éléments

¹ I : Intégral de résonance ; : section efficace d'activation

Elément	Radio-isotope	F_a
Br	Br82	16,98
U	Np239	15,55
Sb	Sb122	11,63
Ba	Ba131	10,40
Rb	Rb86	9,01
Sm	Sm153	7,96
Cs	Cs134	7,52
Co	Co60	2,06
Fe	Fe59	1,24
Yb	Yb175	1,20
Na	Na24	1
Sc	Sc46	0,72

Procédure expérimentale

Deux capsules l'une contenant un écran cylindrique de cadmium (A) et l'autre sans cadmium (B) sont soumises dans le réacteur ES-Salam à des conditions d'irradiation similaires. Chaque capsule contient un standard de référence SOIL-7 et trois autres standards géologiques GSR1, GSD12 et GSS8 réalisés en trois exemplaires chacun pour lesquels on déterminera la composition élémentaire. Leur masse avoisine les 150 mg. Trois moniteurs de flux à base d'aluminium contenant 0,1% d'or ont aussi été pesés et disposés tout le long de la capsule de façon à déterminer le gradient de flux.

Les deux capsules ont été soumises à un flux de neutrons de 6.10^{13} neutrons/cm².sec durant 4 heures. Après une semaine de désactivation, une première campagne de mesure de spectre gamma a été effectuée pour le dosage des radionucléides de moyenne période (quelques dizaines d'heures à quelques jours). Une chaîne de spectrométrie gamma fine associée à un détecteur germanium haute résolution (1,7 kev) a été utilisée. Les spectres collectés durant 5000 secondes ont été traités avec le logiciel Génie 2000 de Canberra. L'échantillon a été déposé à 50 mm du détecteur. Après trois semaines de désactivation, une autre campagne de mesure a été nécessaire pour le dosage des radionucléides de longue période (quelques dizaines à plusieurs milliers de jours).

Résultats et discussions

L'expérience a permis l'analyse de 24 éléments majeurs, mineurs et traces dans trois échantillons de type géologique GSR-1, GSD-12 et GSS-8 (tableau 2). Les incertitudes ont été déterminées en appliquant les procédures du guide EURACHEM [7]. Dans les figures 1, 2 et 3 les lettres f et Cd mis entre parenthèses signifient respectivement concentration fournisseur de l'élément et valeur expérimentale obtenue sous filtre de cadmium. Ces figures montrent bien que pour les éléments ayant un facteur avantage F_a élevé, l'exactitude et la précision des concentrations en sont améliorées en utilisant l'activation par les neutrons épithermiques uniquement. C'est le cas des éléments Br, Sb, Sm, U et Yb. En effet, ces noyaux dont la période radioactive est de quelques jours sont moins affectés par le pic photoélectrique du sodium d'énergie 1368 kev qui est fortement réduit après filtrage des neutrons thermiques.

Pour les éléments de longue période (plusieurs dizaines à plusieurs centaines de jours) présentant un facteur F_a élevé, la technique ENAA réduira considérablement les comptages issus du scandium et du fer, ce qui améliore sensiblement l'exactitude et la précision de la concentration des éléments Rb, Th, et Nd.

Par ailleurs, on relève que lorsque le comptage gamma des éléments sensibles aux neutrons épithermiques est élevé après activation aux neutrons thermiques et épithermique, le bénéfice de la technique ENAA est négligeable. L'apport de cette technique devient important lorsqu'elle est appliquée pour des concentrations proches de la limite de détection. C'est le cas par exemple du dosage du brome dans le standard GSD-12.

En revanche, la technique ENAA présente l'inconvénient de réduire ou faire disparaître du spectre gamma les pics photoélectriques des radio-isotopes dont le rapport I/λ est faible tel que Fe, Cr et Na. Ceci a pour effet d'affaiblir l'exactitude et la précision des résultats de concentration.

Le nombre d'éléments analysés par la technique ENAA se trouve ainsi réduit comparativement à la technique NAA classique.

Conclusion

Le travail a porté sur l'étude et l'application de la technique d'analyse par activation aux neutrons épithermiques (ENAA) pour le dosage des éléments ayant un facteur avantage F_a élevé. Afin d'estimer le bénéfice apporté par la technique ENAA, nous avons mis en œuvre une expérience faisant intervenir un filtre de cadmium. Les résultats montrent que pour les éléments sensibles aux neutrons épithermiques, la technique ENAA améliore la sensibilité, l'exactitude et la précision des résultats de mesure. En revanche, elle réduit le nombre d'éléments analysés. De ce fait, la technique ENAA ne doit être appliquée que lorsqu'on s'intéresse au groupe d'éléments sensibles aux neutrons épithermiques.

Référence

- [1] Steinnes, Epithermal neutron activation analysis of geological material, Universitetsforlaget, Oslo (1971).
- [2] Taylor and Francis, C.R.C. Hand Book of chemistry and physics (2007).
- [3] Parry (S.J), Activation spectrometry in chemical analysis, John Wiley & Sons, New York (1991).
- [4] Donald Graig Stuart & Douglas Earl Ryan; Epithermal Neutron Activation Analysis with a SLOWPOKE nuclear reactor; Canadian Journal Chem. Vol 59, 1981.
- [5] D. Martin Lyttle, the Process of Epithermal Neutron Activation Analysis, January 19, 2005.
- [6] L. Alghem, M. Ramdhane, S. Khaled, T. Akhal, The development and application of k0-standardization method of neutron activation analysis at Es-Salam research reactor; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 556 (2006) 386–390.
- [7] Quantifying Uncertainty in Analytical Measurement; EURACHEM/CITAC Guide.

Elément	Concentration dans GSR1			Concentration dans GSD12			Concentration dans GSS8		
	[µg/g]			[µg/g]			[µg/g]		
	Valeur du Fabricant	Avec Cadmium	Sans Cadmium	Valeur du Fabricant	Avec Cadmium	Sans Cadmium	Valeur du Fabricant	Avec Cadmium	Sans Cadmium
As	2,1±0,2	2,02±0,18	2,51±0,4	115±3	94,4±3,9	111,2±4,9	12,7±0,5	12,60±0,57	13,69±0,73
Ba	343±13	303±41	387±90	206±7	198±28	220±63	480±11	458±60	402±98
Br				1,7	1,07±0,33		2,6	1,55±0,45	1,51±0,48
Ce	108±4	116,0±8,8	125,9±8,0	61±2	66,8±5,3	68,8±4,4	66±4	72,3±5,5	73,9±4,7
Co	3,4±0,2	3,02±0,29	2,94±0,18	8,8±0,3	8,98±0,71	8,33±0,5	12,7±0,4	13,05±0,96	12,15±0,74
Cr				35±1	40,4±6,8	30,9±3,8	68±2	66,4±9,6	61,6±7,5
Cs	38,4±0,8	38,2±3,1	39,1±3,2	7,9±0,3	7,84±0,65	8,01±0,67	7,5±0,5	7,21±0,59	7,32±0,62
Eu	0,85±0,04	1,07±0,24	0,18±0,11	0,61±0,02		0,59±0,08	1,2±0,04	1,35±0,28	1,11±0,14
Fe	15400±700	15390±570	14900±270	36000±1500	35200±1000	33900±600	31000±1500	31990±940	31230±520
Hf	6,3±0,5	6,23±0,5	6,05±0,29	8,3±0,6	8,98±0,69	8,29±0,35	7,0±0,5	6,52±0,5	6,62±0,31
K	46200±2500		45700±5800	26300±1000		25700±3000	21900±1000		
La	54±2	52,3±1,8	56,8±1,4	32,7±0,8	29,4±1,1		35,5±1,4	33,7±1,2	
Na	22100±1300	17570±820	24330±650	3300±200	3450±200	3230±90	13400±1000	10170±480	
Nd	47±2		45,5±1,9	25,6±1,7			32±1,6		
Rb	466±10	496±54	439±52	270±5	276±33		96±2	95±12	
Sc	6,1±0,2	5,96±0,46	5,77±0,42	5,1±0,2	5,01±0,54	4,76±0,35	11,7±0,4	11,47±0,86	10,96±0,80
Sm	9,7±0,5	11,25±0,45	11,40±0,46	5,0±0,2	5,13±0,21	5,51±0,22	5,9±0,3	5,86±0,23	6,09±0,25
Th	54±2	59,2±4,6	55,6±4,4	21,4±0,7	21,63±1,72		11,8±0,4	11,69±0,93	12,4±1
U	18,8±1	20,23±2,51	21,2±3	7,8±0,4	8,84±1,1	8,84±1,25	2,7±0,2	3,19±0,4	3,22±0,5
Yb	7,4±0,2	7,38±0,82	9,31±0,9	3,7±0,2	2,58±1,27	4,09±0,39	2,8±0,1	2,77±0,65	3,07±0,3
Zn	28±1	37,5	31,5±3,1	498±8	530±49	480±33	68±1,6	72,5±8,9	69,5±5,6
Tb	1,65±0,06	1,47±0,29	1,45	0,82±0,04		0,63±0,1			
Sb				24,3±1,3	24,43±1,7	25,2±1,8	1,04±0,12	1,39±0,1	1,47±0,12

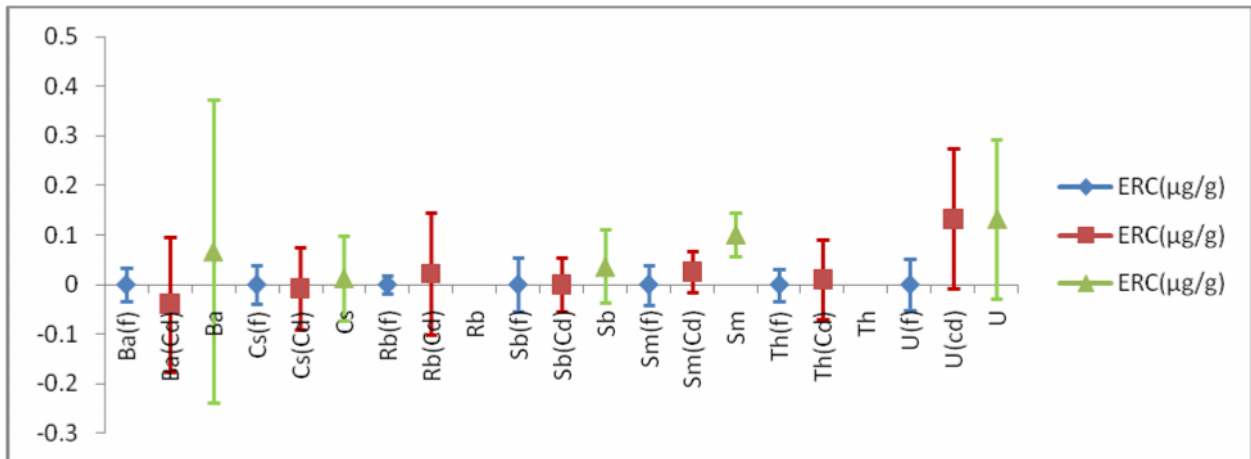


Figure 1 : Ecart relatif de concentration (ERC) pour le standard GSD12

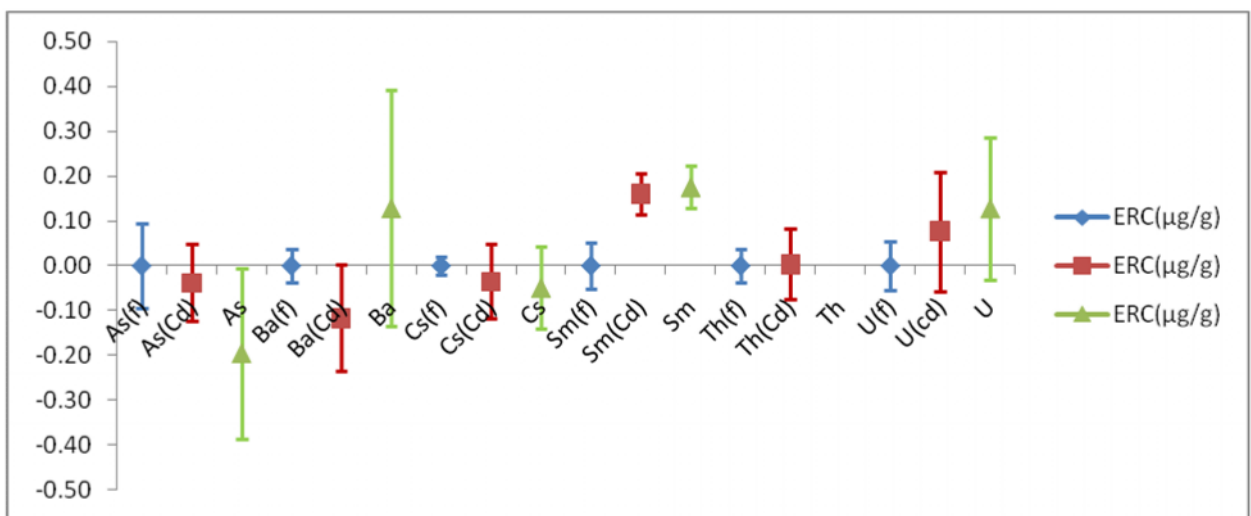


Figure 2 : Ecart relatif de concentration (ERC) pour le standard GSR-1

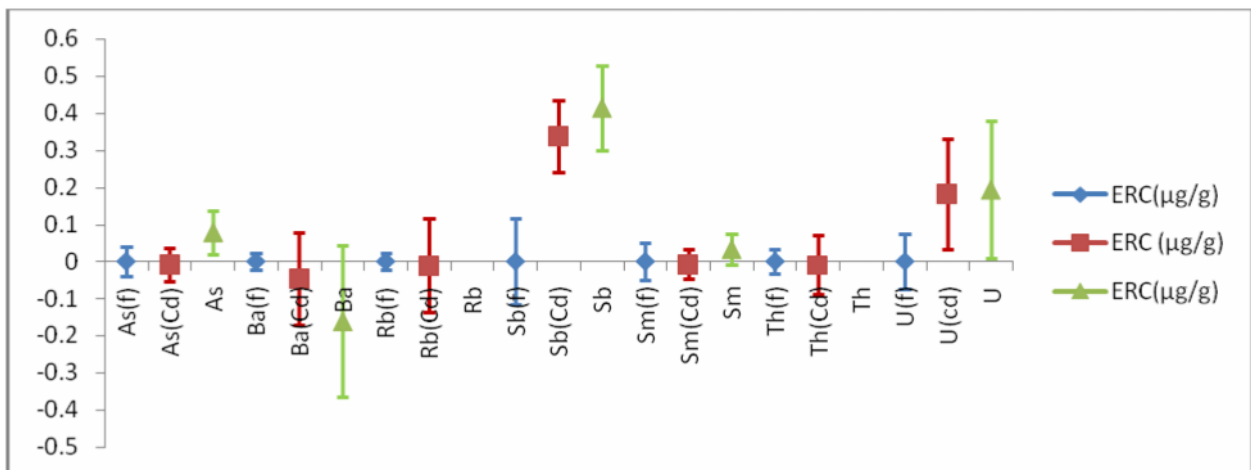


Figure 3 : Ecart relatif de concentration (ERC) pour le standard GSS8

ETUDE DE LA DESINTEGRATION LPHA PAR LA THEORIE DE HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV

M.R. Oudih¹, M. Fellah^{1,2}, N.H. Allal^{1,2} et N. Benhamouda¹

¹Laboratoire de Physique Théorique, Faculté de Physique
BP 32 Al-Alia, 16111 Bab-Ezzouar, Alger, Algérie

et

²Centre de Recherches Nucléaires d'Alger
2, Bd Frantz Fanon, BP399 Alger-Gare, Alger, Algérie

Résumé :

Des calculs du type Hartree-Fock-Bogoliubov avec une interaction de Skyrme sont effectués pour étudier l'énergie de désintégration de quelques noyaux transuraniens pair-pairs à symétrie axiale. Les résultats sont comparés aux données expérimentales disponibles et des prévisions sont établies pour les noyaux situés à la limite de la drip line neutron. Les énergies de désintégration obtenues sont ensuite utilisées pour le calcul des demi-vies de désintégration en se basant sur une formule similaire à celle de Viola-Seaborg.

I. INTRODUCTION

Selon l'électrodynamique quantique, le concept bien connu de l'atome comme système composé d'un noyau, qui porte presque entièrement la masse atomique, et les électrons qui tournent en orbite autour de ce dernier est valide pour des atomes très lourds de nombre atomique allant jusqu'à $Z = 170$. En fait, la limite de l'existence des atomes est atteinte beaucoup plus tôt en raison de l'instabilité du noyau lui-même. En effet, parmi environ 3000 noyaux connus à l'heure actuelle, seulement 287 noyaux existent dans la nature. L'excès des neutrons dans un noyau conduit à la réduction de l'énergie de séparation, S_n , du neutron. La limite est alors réalisée lorsque $S_n = 0$ (dripline neutron). De même, une énergie de liaison nulle du proton ($S_p = 0$), détermine la frontière de l'existence des noyaux riches en protons (dripline proton). Une autre limitation à l'existence des noyaux superlourds est associée au nombre maximal de nucléons pouvant constituer le noyau. Le changement du rapport entre le nombre de protons et le nombre de neutrons dans le noyau conduit à la désintégration β ou α .

La désintégration α est l'une des propriétés les plus importantes des noyaux atomiques. Elle est devenue, de nos jours, un outil puissant particulièrement pour l'étude des noyaux situés à la limite de la stabilité (drip line), des noyaux à couche fermée, et des noyaux lourds et superlourds. Pour ces derniers, la désintégration α joue un rôle principal du fait qu'elle permet de déterminer la frontière de leur existence et d'identifier de nouveaux éléments.

Dans le présent travail, la théorie de Hartree-Fock-Bogoliubov avec une interaction SLy4 de Skyrme est utilisée pour l'étude de l'énergie de désintégration Q et de la demi-vie de quelques noyaux transuraniens pair-pairs considérés à symétrie axiale.

II. FORMALISME

Dans la théorie de Hartree-Fock-Bogoliubov, on considère un hamiltonien total donné par :

$$\hat{H} = \sum_{\nu\mu} \varepsilon_{\nu\mu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\mu} + \frac{1}{4} \sum_{\nu\mu\beta\gamma} v_{\nu\mu\beta\gamma} a_{\nu}^{\dagger} a_{\mu}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\beta} \quad (1)$$

où

$$\varepsilon_{\nu\mu} = \langle \nu | \hat{T} | \mu \rangle \quad (2)$$

représente l'élément de matrice de l'opérateur énergie cinétique \hat{T} et les quantités

$$v_{\nu\mu\beta\gamma} = \langle \nu\mu | \hat{V} | \beta\gamma \rangle \quad (3)$$

sont les éléments de matrice antisymétrisés d'une interaction effective générale que nous supposons dépendante de la densité d'états ρ .

Le problème aux valeurs propres est résolu par le principe variationnel utilisant une fonction d'onde d'essai définie comme étant le vide de quasi-particules :

$$|\Psi\rangle = \left(\prod_{\nu} \alpha_{\nu} \right) |0\rangle, \quad \alpha_{\mu} |\Psi\rangle = 0, \quad \forall \mu \quad (4)$$

Les opérateurs d'annihilation α_{ν} et de création α_{ν}^+ de quasi-particules sont construits par la transformation canonique de Bogoliubov :

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \alpha^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U^+ & V^+ \\ V^T & U^T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix} = W^+ \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix} \quad (5)$$

où les matrices vérifient les propriétés

$$U^{\dagger}U + V^{\dagger}V = I, \quad UU^{\dagger} + V^*V^T = I, \quad U^TV + V^TU = 0, \quad UV^{\dagger} + V^*U^T = 0.$$

L'utilisation du théorème de Wick [7] permet d'écrire l'énergie du système sous forme d'une fonctionnelle :

$$E(\rho, \kappa) = \frac{\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = \text{tr} \left(\left(\varepsilon + \frac{1}{2} \Gamma \right) \cdot \rho \right) - \frac{1}{2} \text{tr} (\Delta \cdot \kappa^*) \quad (6)$$

de la matrice densité et le tenseur appariement associés à $|\Psi\rangle$ définies par :

$$\begin{aligned} \rho_{\nu\mu} &= \langle \Psi | a_{\mu}^+ a_{\nu} | \Psi \rangle = (V^* \cdot V^T)_{\nu\mu} \\ \kappa_{\nu\mu} &= \langle \Psi | a_{\mu} a_{\nu} | \Psi \rangle = (V^* \cdot U^T)_{\nu\mu} = -(U \cdot V^+)_{\nu\mu} \end{aligned} \quad (7)$$

et

$$\begin{aligned} \Gamma_{\nu\beta} &= \sum_{\mu\gamma} v_{\nu\mu\beta\gamma} \rho_{\gamma\mu} \\ \Delta_{\nu\mu} &= \frac{1}{2} \sum_{\beta\gamma} v_{\nu\mu\beta\gamma} \kappa_{\beta\gamma} \end{aligned}$$

La minimisation de l'énergie par rapport à et conduit à l'équation dite de Hartree-Fock-Bogoliubov :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon + \Gamma - \lambda & \Delta \\ -\Delta^* & -(\varepsilon + \Gamma)^* + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} \quad (8)$$

où est un multiplicateur de Lagrange généralement introduit pour assurer la conservation en moyenne du nombre de nucléons.

Dans le cas de la force de Skyrme [Ref], l'énergie HFB prend la forme :

$$E[\rho, \kappa] = \int d\vec{r} \left(H(\vec{r}) + V_{pair}(\vec{r}) \right), \quad (9)$$

avec

$$\begin{aligned} H(\vec{r}) = & \frac{\hbar^2}{2m} \tau + \frac{1}{4} t_0 \left[(2 + x_0) \rho^2 - (1 + 2x_0) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] \\ & + \frac{1}{8} \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] \tau \rho + \frac{1}{8} \left[t_2 (2x_2 + 1) - t_1 (2x_1 + 1) \right] (\tau_n \rho_n + \tau_p \rho_p) \\ & + \frac{1}{32} \left[3t_1 (2 + x_1) - t_2 (2 + x_2) \right] (\vec{\nabla} \rho)^2 - \frac{1}{32} \left[3t_1 (2x_1 + 1) + t_2 (2x_2 + 1) \right] \left[(\vec{\nabla} \rho_n)^2 + (\vec{\nabla} \rho_p)^2 \right] \\ & + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha \left[(2 + x_3) \rho^2 - (2x_3 + 1) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] - \frac{1}{16} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \vec{J}^2 + \frac{1}{16} (t_1 - t_2) (\vec{J}_n^2 + \vec{J}_p^2) \\ & + \frac{1}{2} W_0 \left[\vec{J} \cdot \vec{\nabla} \rho + \vec{J}_n \cdot \vec{\nabla} \rho_n + \vec{J}_p \cdot \vec{\nabla} \rho_p \right] \end{aligned}$$

où les $\{t_i, x_i, \alpha, W_0\}$ sont les paramètres de la fonctionnelle, et τ et J les densités d'énergie cinétique et de spin respectivement ; notons que est la densité locale. Le premier terme est celui de l'énergie cinétique, le deuxième (en t_0) provient de la partie attractive de l'interaction et les quatre suivants (en t_1, t_2) viennent de la dépendance en moment de l'interaction. Le terme en W_0 est celui du spin-orbite.

$V_{pair}(\vec{r})$ représente la densité d'énergie d'appariement considérée dépendante de la densité et de portée nulle :

$$V_{pair}(\vec{r}) = V_0 \left[1 - \eta \left(\frac{\rho(\vec{r})}{\rho_0} \right)^\gamma \right] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

où ρ_0 est la densité de saturation. Le caractère surface/volume de l'interaction d'appariement est donné par le coefficient η .

Dans tout ce qui suit, les calculs ont été réalisés en utilisant l'ensemble des paramètres SLy4.

Résultats et discussion

Dans un premier temps, l'énergie de désintégration a été déterminée à partir des énergies de liaison :

$$Q_\alpha = BE(A-4, Z-2) + BE(4, 2) - BE(A, Z) \quad (10)$$

La comparaison entre les valeurs calculées et les données expérimentales montre que ces dernières sont bien reproduites. La qualité des résultats théoriques confirme la fiabilité du présent modèle et la possibilité de son utilisation pour établir des prévisions.

L'étude des variations de l'énergie de désintégration en fonction du nombre de neutrons a révélé une brusque augmentation de l'énergie de désintégration pour $N=164$ et 186 . Ceci est une conséquence de la fermeture d'une couche à $N=162$ et d'une autre à $N=184$.

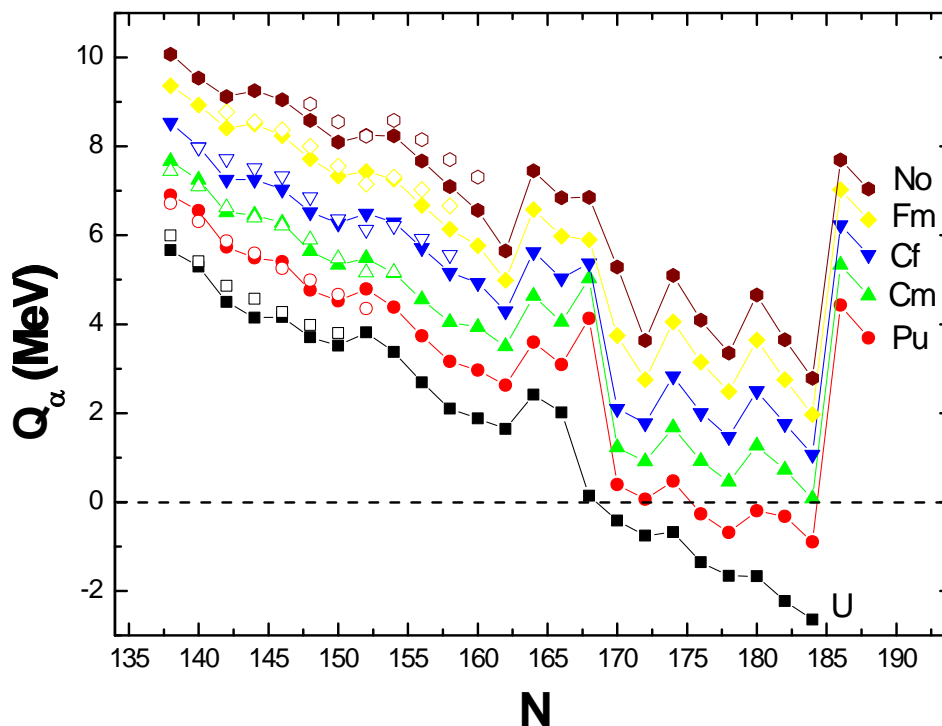


Figure 1. Variation de l'énergie de désintégration α de quelques noyaux transuraniens en fonction du nombre de neutrons. Les valeurs théoriques sont représentées par des points pleins et les valeurs expérimentales par des points creux.

Les valeurs théoriques de l'énergie de désintégration étant en bon accord avec les données expérimentales, elles ont été utilisées pour établir des prévisions des demi-vies de ces noyaux en se basant sur une formule similaire à celle de Viola-Seaborg habituellement utilisée [2] :

$$\log_{10} T_{\alpha} = a(Z_d Q_{\alpha}^{1/2} - Z_d^{2/3}) + b \quad (11)$$

où T est donnée en secondes et Q en MeV, et Z_d est le nombre de protons du noyau fils. Les constantes, $a=1,54$ et $b=19,30$, ont été ajustées de façon à reproduire les valeurs mesurées des demi-vies à partir des valeurs de Q prises des tables d'Audi et Wapstra [3] et de quelques références plus récentes [4-6].

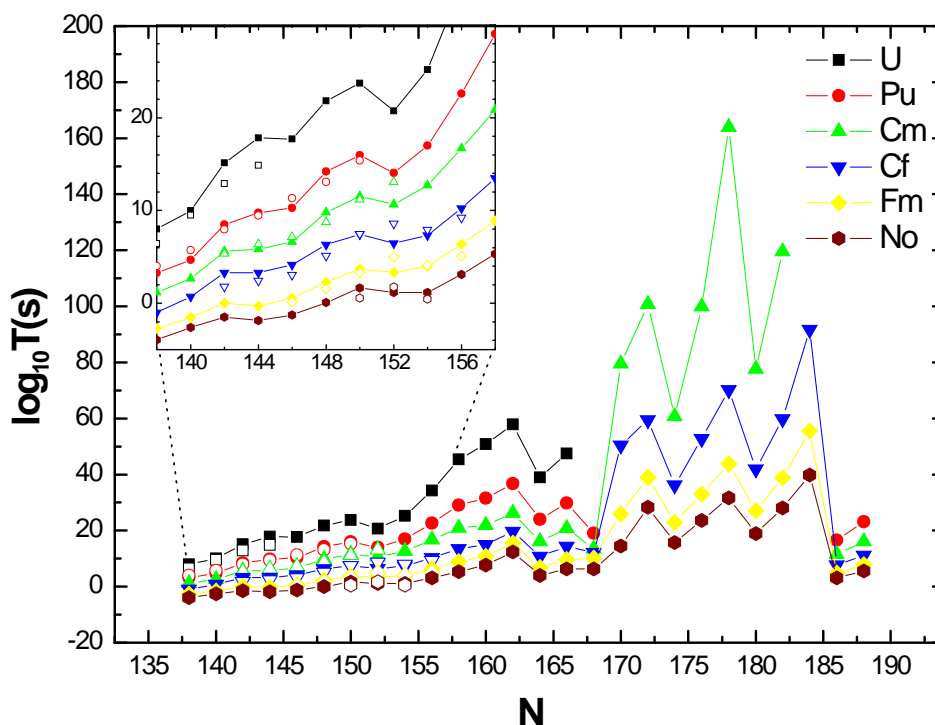


Figure 2. Variation de la demi-période de désintégration α de quelques noyaux transuraniens en fonction du nombre de neutrons. Les valeurs théoriques sont représentées par des points pleins et les valeurs expérimentales par des points creux.

De la figure 2, il apparaît que les valeurs théoriques de la demi-période de désintégration sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales disponibles. Par ailleurs, la figure montre l'existence d'un îlot de stabilité par rapport à la désintégration α entre $N=170$ et $N=184$ pour les noyaux Cm, Cf, Fm et No.

CONCLUSION

En conclusion, des calculs du type Hartree-Fock-Bogoliubov avec une interaction de Skyrme SLy4 ont été effectués pour étudier la désintégration de quelques noyaux transuraniens pair-pairs à symétrie axiale.

Les valeurs obtenues des énergies de désintégration sont en très bon accord avec les données expérimentales disponibles. Des prévisions ont été alors établies pour les noyaux situés à la limite de la drip line neutron.

Les énergies de désintégration obtenues ont été ensuite utilisées pour le calcul des demi-vies de désintégration en se basant sur une formule similaire à celle de Viola-Seaborg. Les demi-vies expérimentales disponibles sont bien reproduites par les présents calculs. La présente étude prévoit une stabilité relativement importante dans la région $170 < N < 184$.

REFERENCES

- [1] M.R. Oudih, M. Fellah, N.H. Allal and N. Benhamouda, Phys. Rev. C **76** (2007) 047307.
- [2] K.P. Santhosh, R.K. Biju and Antony Joseph, J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. **35** (2008) 085102.
- [3] G. Audi, A. -H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A729 (2003) 337.
- [4] P. Roy Chidhury, C. Smanta, D.N. Basu, Atom. Data Nucl. Data Tables 94 (2008) 781.
- [5] N. Dasgupta-Schubert, M. A. Reyes, Atom. Data Nucl. Data Tables 93 (2007) 907.
- [6] G.Royer and H.F. Zhang, Phys. Rev. C **77** (2008) 037602.

NOUVELLE APPROCHE DU PHENOMENE DE SATURATION DES SECTIONS EFFICACES TOTALES D'EXCITATION DE Kr^{34+} A $33.9 MeV.u^{-1}$ PAR IMPACT DE DIFFERENTS ATOMES.

H. Rekrak¹, F. Khalfaoui¹, Y. Si Abderrahman¹, B. Lasri², O. Abbas¹

¹Université Dr Moulay Tahar de Saïda, B.P 138 cité el Nasr, Saïda (20000).

²Laboratoire de Physique Théorique, Faculté des Sciences, Université Abou-Bekr-belkaïd, B.P 119 Tlemcen.

Résumé:

Dans le formalisme du paramètre d'impact, l'approche variationnelle basée sur la forme fractionnaire du principe variationnel de Schwinger est appliquée pour l'évaluation des sections efficaces totales d'excitation directe des niveaux $n=2$, $n=3$ et $2p+3$ de l'ion héliumoïde Kr^{34+} par impact de divers atomes de charges Z_p incluant celles des gaz rares (C, Si, Ar, Cu, Zr) à une énergie égale à $33.9 MeV.u^{-1}$. Nos prédictions théoriques de la saturation des sections efficaces totales d'excitation sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Chabot et al [1], contrairement avec ceux théoriques qui découlent de cette approche variationnelle de Schwinger.

Durant ces dernières années, l'étude des processus de collision mono-électronique au régime de vitesses intermédiaires a subi des développements très intensifs. Expérimentalement, il a été observé que les sections efficaces totales d'excitation des ions héliumoïde et hydrogéoïdes entrant en collision avec des atomes neutres ont tendance à se saturer quand la charge nucléaires des atomes augmente (Wohrer et al (1986) [2], Chabot et al [1], Xiang-yuan Xu et al (1988) [3]). Ce phénomène a été modélisé théoriquement par Bouamoud et Gayet 1989 [4], Lasri, Bouamoud et Gayet 2004 [5] grâce à l'approche variationnelle de Schwinger [6,7, 8].

Les procédures variationnelles basées sur le principe variationnel de Schwinger demeurent toujours un outil d'investigation très puissant pour étudier les mécanismes d'excitation atomique par impact d'ions. Dans le formalisme du paramètre d'impact cette approche prédit avec succès le phénomène de saturation des sections efficaces totales d'excitation des ions par impact de projectiles neutres aux vitesses intermédiaires [4,5]. De plus, ces procédures prédisent avec succès la saturation des sections efficaces totales lorsque la charge du projectile augmente. Ces diverses caractéristiques sont bien illustrées par un bon accord entre les résultats théoriques quand la fonction d'onde est assez bien représentée (5 et 10 états de base) et les résultats expérimentaux comme ceux de l'excitation de l'atome d'hydrogène et des ions hydrogéoïdes Li^{2+} , Be^{3+} par impact de protons ainsi que ceux des ions héliumoïde Fe^{24+} , Kr^{34+} , Xe^{52+} par impact de divers noyaux de charge Z_p .

Dans notre cas, l'objectif principale est de calculer les sections efficaces totales d'excitation des l'ion Kr^{34+} par impact de divers projectiles de charges Z_p ($6 \leq Z_p \leq 40$) incluant celles des gaz rares (C, Si, Ar, Cu, Zr) à une énergie de $33.9 MeV.u^{-1}$ afin d'examiner le phénomène de saturation qui a été observé expérimentalement par chabot et al en 1991 [1] et de comparer également les résultats obtenus avec ceux déduits à partir d'autres approches théoriques (Born I, Born II et Schwinger-Born) qui découlent de l'approche variationnelle de Schwinger.

Théoriquement et dans le formalisme du paramètre d'impact on peut montrer que l'amplitude de transition $\tilde{a}_{\beta\alpha}(\beta)$ est stationnaire par rapport à de petites variations des états de diffusion $|\psi_{\alpha}^{+}(z)\rangle$ et $|\psi_{\beta}^{-}(z)\rangle$ autour de leurs valeurs exactes où β est le paramètre d'impact.

On obtient ainsi une forme approchée de $\tilde{a}_{\beta\alpha}(\beta)$, en développant les états de diffusion sur les états d'une base tronquée de dimension N . L'approximation est d'autant meilleure que N est grand. $\tilde{a}_{\beta\alpha}(\beta)$ a la forme suivante [1, 2, 3]:

$$\tilde{a}_{\beta\alpha}(\beta) = \left(-\frac{i}{v} \right) \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (\beta | V | i) (D^{-1})_{ij} (j | V | \alpha)$$

où $(D^{-1})_{ij}$ est un élément de matrice défini sur la base des vecteurs $|i\rangle$ et $|j\rangle$, (D^{-1}) étant la matrice inverse de la matrice (D) qui représente l'opérateur $V - VG_T^{\pm}V$ où V est le potentiel d'interaction projectile-cible et G_T^{\pm} est l'opérateur de Green du système non perturbé. $|\alpha(z)\rangle$ et $|\beta(z)\rangle$ représentent respectivement les états, initial et final, de la cible ; le symbole $(| |)$ indique que l'intégration est effectuée sur les coordonnées électroniques et la seule coordonnée z de \vec{R} .

Expérimentalement et après de longues observations et analyses des raies émises, grâce à un spectromètre à rayon-x, il a été constaté en 1991 par Chabot et al [1] que les sections efficaces totales convergent vers une valeur limite quand la charge du projectile augmente ; ce qui est connu sous l'appellation du phénomène de saturation des sections efficaces totales d'excitation.

Les calculs théoriques ont été améliorés en incluant la contribution de la totalité du spectre discret ainsi que celui du continuum des états $|\nu\rangle$ de la cible dans la représentation G_T^{\pm} et ceci grâce au comportement en ν^{-3} des éléments de matrice de second ordre de type Born $(i | VG_T^{\pm}V | j)$ malgré que la contribution de cette dernière s'avère petite sans toutefois être négligeable (Lasri 1998 [6]). De plus, la base sur laquelle les fonctions d'ondes $|\psi_{\alpha}^{+}\rangle$ et $|\psi_{\beta}^{-}\rangle$ ont été développées, est élargie de 5 états (1s, ns, np₀, np₊₁, np₋₁) notée Schw55 à 10 états {1s, 3s, 3p₀, 3p₁, 3p₋₁, 3d₀, 3d₁, 3d₋₁, 3d₂, 3d₋₂} noté (Schw1010) afin d'aboutir à une meilleure représentation du propagateur G_T^{\pm} qui va nous mener sûrement à une description plus précise et assez complète de ce processus.

Cette méthode est d'une grande facilité grâce aux relations de symétrie, aux lois d'échelles sur les charges nucléaires de la cible et du projectile et aussi à l'évaluation analytique de nombreuses intégrales. Il en résulte une économie considérable sur le temps nécessaire au calcul numérique.

On s'attend à ce que la caractéristique de la saturation de la section efficace totale d'excitation quand la charge du projectile augmente est bien illustrée par un bon accord entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux correspondant à l'excitation de l'ion Kr^{34+} par les divers projectiles C, Si, Ar, Cu, Zr à une énergie de 33.9 MeV.u⁻¹.

Enfin, on pourra dire que les méthodes variationnelles fondées sur le principe variationnel de Schwinger peuvent donc être un outil d'investigation puissant qui prend le relai de traitements perturbatifs dans l'étude des collisions atomiques aux vitesses intermédiaires.

Référence :

- [1] - M. Chabot, P. Nicolai, K. Wohrer, A. Chetioui, J.P. Rozet, M..F. Politis, A. Touati, D, Vernhet, C. Stephan et R. Gayet Nucl. Instr. and Methods in Physics Research B 56/57 1-4 (1991).
- [2] - R. Gayet et M. Bouamoud, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 42 515-522 (1989).
- [3] - Xu. Xiang-Yuan, Montenegro E C. Anholt R. Danzmann K, W E Meyerhof, A S Schlachter, B S Rude et R J McDonald 1988 Phys. Rev. A 38 1848
- [4] - R. Gayet et M. Bouamoud, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 42 515-522 (1989).
- [5] - B. Lasri, M. Bouamoud et R. Gayet, Physical et Chemical News Journal. Volume 20, p12-17, November (2004).
- [6] - B. Lasri, thèse de Magistère 1998, Université de Tlemcen.
- [7] - B. Lasri, thèse de Doctorat 2007, Université de Tlemcen.
- [8] - Y. SI Abderrahmane, mémoire de magistère 2008, Université de Saida.

OPTIMISATION PAR LE CODE DE MONTE CARLO (MCNP5) DE LA TECHNIQUE DE RETRODIFFUSION NEUTRONIQUE APPLIQUEE A L'ANALYSE D'ECHANTILLONS ORGANIQUES

Taïbouni Nabila¹, Z. Idiri², K. Boukhefoussa¹, N. Belouadah², S. Beddak²

¹ Faculté de physique, USTHB

² Centre de Recherche Nucléaire Alger CRNA

Résumé :

La technique de rétrodiffusion neutronique est une méthode rapide et précise pour l'analyse de la matière organique. Elle permet la détermination de la concentration d'hydrogène et le taux d'humidité contenus dans divers matériaux.

Le dispositif expérimental qui a été développé [1] pour l'application de cette méthode est principalement constitué d'une source neutronique (Am-Be) déposée sur un bloc de polyéthylène qui joue le rôle de réflecteur de neutrons, ces neutrons sont thermalisés dans l'échantillon et rétrodiffusés pour être détectés par un compteur à gaz ³He.

Dans le but d'optimiser cette technique de rétrodiffusion neutronique, on utilise le code de calcul de transport Monte Carlo (Monte Carlo N particles – MCNP5) pour la modélisation du dispositif expérimental et la simulation des expériences.

Le calcul du flux thermique moyen rétrodiffusé permet d'évaluer la concentration de l'hydrogène dans les échantillons organiques.

Introduction :

La rétrodiffusion neutronique est une technique d'analyse nucléaire basée sur les phénomènes de modération et de rétrodiffusion des neutrons.

Lorsque des neutrons rapides émis par une source radioactive sont dirigés vers un milieu hydrogéné, ils sont ralentis puis rétrodiffusés par collisions élastiques avec les noyaux atomiques (essentiellement l'hydrogène) de ce milieu. Le nombre de neutrons thermiques rétrodiffusés est (avec une bonne approximation), proportionnel à la concentration de l'élément hydrogène (H) dans ce milieu.

La modélisation du dispositif expérimental par le code MCNP5 est validée par des mesures expérimentales de flux thermique des neutrons rétrodiffusés sur un échantillon d'eau.

Deux méthodes de mesures expérimentales ont été effectuées : la méthode directe à l'aide du détecteur ³He, ainsi que la méthode des feuilles d'activation, qui consiste à irradier des feuilles d'Indium sous un flux thermique afin de réaliser la réaction nucléaire : $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$.

Après la validation, on procède à l'analyse par simulation d'échantillons organiques pour déterminer leur concentration en hydrogène. On obtient ainsi la courbe de calibration pour la teneur en hydrogène.

Partie expérimentale :

Le dispositif représenté en (figure 1) est composé de :

- la source (Am-Be) isotrope d'une activité d'un (1) Curie, émettant environ $2,2 \cdot 10^6$ n/s.
- le détecteur (compteur proportionnel à gaz ³He).
- le milieu modérateur d'eau déminéralisée (H₂O) dans un contenant en Aluminium (Al).

La source et le détecteur sont insérés dans le polyéthylène qui sert de réflecteur de neutrons pour augmenter la fraction de ces neutrons arrivant sur l'échantillon d'eau.

Ainsi, les neutrons rapides émis par la source sont ralentis dans l'échantillon d'eau. Ils perdent quasiment toute leur énergie cinétique par collisions successives avec les éléments diffuseurs (les atomes d'hydrogène), ils sont alors thermalisés.

Une fraction de ces neutrons thermiques est rétrodiffusée vers le compteur proportionnel à gaz ^3He où elle subit la réaction d'ionisation suivante : $^1_0\text{n} + ^3\text{He} \rightarrow ^1_1\text{p} + ^3_1\text{H}$. De ce fait, le détecteur ^3He ne compte que les neutrons thermiques arrivant de l'échantillon d'eau. Une couche de Cadmium (Cd) entourant le détecteur absorbe tous les neutrons lents arrivant du bloc de polyéthylène.

La valeur du flux de neutrons thermiques arrivant dans le compteur est alors proportionnelle à la concentration d'hydrogène (H) dans l'échantillon.

1. Optimisation du volume de l'échantillon :

Dans le but de réduire les effets géométriques sur la précision du calcul, on varie l'épaisseur de l'eau. On mesure à chaque épaisseur l'intensité du flux de neutrons rétrodiffusés correspondant avec le détecteur ^3He pour obtenir la courbe de saturation (figure 2).

Une deuxième méthode de mesure du flux est utilisée : l'activation neutronique.

Les feuilles d'Indium sont irradiées à l'endroit où était placé le détecteur dans le dispositif. La mesure du flux est déduite par le comptage des Gammas retardés de la réaction nucléaire : $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$.

Les valeurs du flux thermique moyen rétrodiffusé déduites par la méthode d'activation sont comparables à celles de la mesure directe avec le détecteur ^3He .

Simulation avec le code MCNP5 (Monte Carlo N particles) :

La modélisation du dispositif expérimental par le code MCNP5 permet de calculer le flux thermique moyen des neutrons arrivant dans « la cellule » représentant le détecteur.

En variant l'épaisseur de l'eau dans le programme, on obtient la courbe du flux thermique moyen en fonction de cette épaisseur (fig. 2). On observe une saturation à partir de 10cm d'eau.

Résultats et validation :

Les résultats expérimentaux de la saturation du flux dans l'eau et ceux de la simulation sont représentés dans la figure (2) :

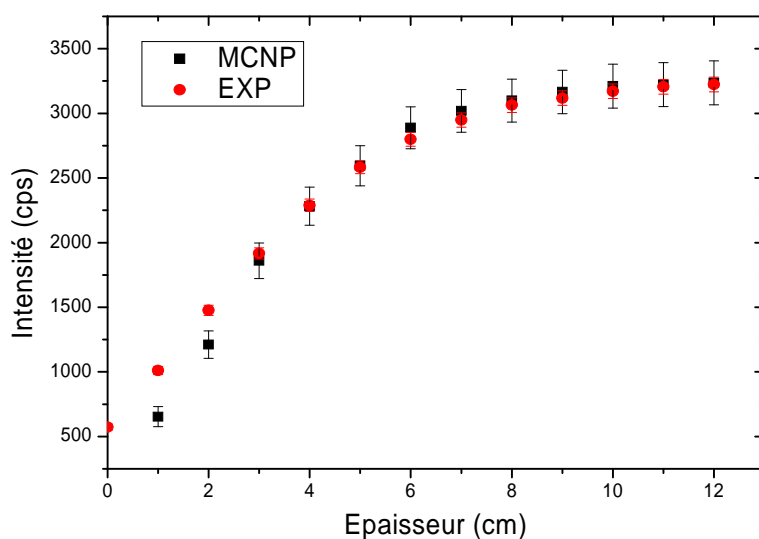


figure (2) : Courbe de saturation du flux dans l'eau

L'intensité I en coup/s (cps) représente la valeur du flux multipliée par la sensibilité du détecteur (égale à 21,8 cps/n.cm⁻²).

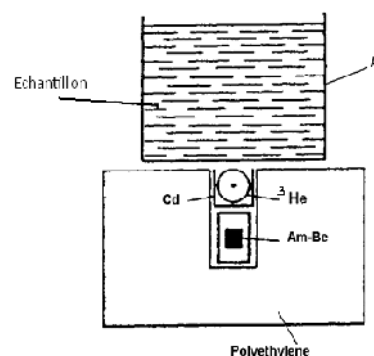


Fig. 1 : Dispositif expérimental d'analyse par rétrodiffusion neutronique

On note que les valeurs obtenues par la simulation sont en bon accord avec les valeurs expérimentales.

2. L'analyse des échantillons organiques avec le Code MCNP :

Après la validation, on procède à l'analyse d'échantillons organiques par simulation.

On calcule alors le paramètre de réflexion par la formule :

$$\eta = \frac{1}{\rho} \frac{\Phi - \Phi_0}{\Phi_0}$$

Où : ρ est la densité du composé organique, Φ le flux thermique rétrodiffusé et Φ_0 le flux thermique rétrodiffusé à vide (sans échantillon).

Ce paramètre représente l'excès relatif de neutrons rétrodiffusés par l'échantillon. Il est proportionnel à la concentration massique d'hydrogène comme illustré en figure 3.

La comparaison de ces valeurs avec les mesures expérimentales effectuées dans un travail précédent [7] montre un bon accord.

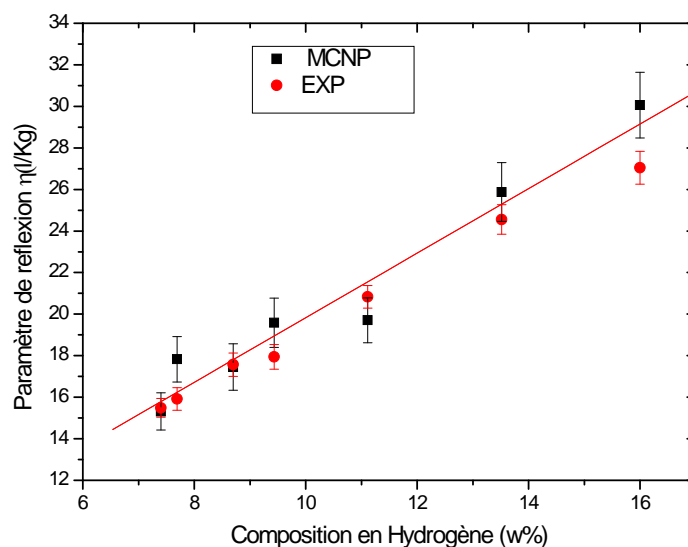


figure (3) : Courbe de calibration

Conclusion :

Dans le but d'optimiser le dispositif expérimental de la technique de rétrodiffusion, on a utilisé le code MCNP5. On a validé la modélisation pour pouvoir dans un travail ultérieur optimiser les dimensions et les matériaux.

Pour l'analyse des hydrocarbures, on a calculé le facteur de réflexion de composés organiques. Ce facteur étant proportionnel à la concentration massique d'hydrogène, on obtient la courbe de calibration qui permet de déduire la concentration en hydrogène d'autres échantillons organiques.

Références :

1. Z.Idiri et al. J. Radioanal. And Nucl. Chem., vol.265, N°1 (2005) 137-139

2. Breismeister.J.F, « MCNP, A General Monte Carlo N-particle Transport Code – Version 4C », Manuel LA-13709-M, 10 Avril 2000.
3. E.H.K.Akaho, J.Appl.Rad.Isot., 55(2001)617-622
4. ASTM D4125-83 for asphalt content of bituminous mixtures by nuclear method
5. N. Hadjebar, Mémoire de DEUA: « Dosage du bitume dans les revêtements routiers par la technique de rétrodiffusion neutronique », Juin 2002.

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DES REACTIONS (N, P) DANS LE CADRE DU MODELE DE PREEQUILIBRE DE FESHBACH KERMAN KOONIN

L. Yettou, M. Belgaid

Faculté de Physique, USTHB BP 32 El Alia 16111, Bab-Ezzouar, Algiers, Algeria.

Tel.: +21321247344; fax: +21321247344; E-mail: yettouleila@yahoo.fr

RESUME

le modèle de prééquilibre de Feshbach Kerman Koonin (FKK) est basé sur l'utilisation des interactions successives directes (MSD) et les interactions successives lors du passage vers le noyau composé (MSC). Une analyse détaillée a été faite sur les réactions (n, p) induites par des neutrons rapides d'énergie de 14MeV à l'aide du modèle (FKK). Notre travail nous a permis de réaliser des études paramétriques sur les expressions de la densité de niveaux et du modèle optique pour calculer les sections efficaces doubles différentielles $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$.

Mots clés : réactions du prééquilibre, modèle de Feshbach Kerman Koonin, sections efficaces doubles différentielles (n, p).

1. Introduction

Les sections efficaces expérimentales ont un intérêt en elles-mêmes, et la disponibilité de telles sections pour de nombreux canaux de réaction et énergies de neutrons incidents est un pré requis fondamental à toute évaluation théorique.

2. Modèle de Feshbach, Kerman et Koonin

Ce modèle [1] peut être vu comme une version du modèle d'excitons [2] où les probabilités de transition d'un nombre de particules trous à un autre sont calculés à partir de considérations quantiques. Les réactions se produisant dans l'espace P sont habituellement nommées réaction multiple directe (MultiStep Direct, MSD) et celles de l'espace Q , réaction multiple composée (MultiStep Compound, MSC). La distribution angulaire des particules issues des processus MSC est symétrique autour de 90° dans le centre de masse et est piquée vers l'avant pour celles générées par les processus MSD.

Réaction multiple composées (MSC): similairement au modèle d'excitons, la section efficace d'émission d'une particule est donnée par le produit des trois facteurs suivants :

- la probabilité de formation du noyau composé :

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \frac{2\pi\Gamma_1}{D_1} \quad (1)$$

- la probabilité que le noyau composé atteigne un état caractérisé par n particules et $(n-1)$ trous :

$$P_n = \frac{\Gamma_{1,2}}{\Gamma_1} \cdot \frac{\Gamma_{2,3}}{\Gamma_2} \dots \frac{\Gamma_{n-1,n}}{\Gamma_{n-1}} = \prod_k^{k=n-1} \frac{\Gamma_{k,k+1}}{\Gamma_k} \quad (2)$$

- et la probabilité d'émission d'une particule à partir de l'état n :

$$P_{esc} = \frac{\Gamma_{n,esc}}{\Gamma_n} \quad (3)$$

Après sommation sur n , on obtient la section efficace totale d'émission d'une particule :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{2\pi\Gamma_1}{D_1} \sum_n \prod_{k=1}^{n-1} \frac{\Gamma_{k,k+1}}{\Gamma_k} \frac{\Gamma_{n,esc}}{\Gamma_n} \quad (4)$$

Réaction multiple directe (MSD): lors des processus MSD, la section efficace des particules émises est décomposée en une contribution provenant de processus à une étape et une contribution provenant de processus multiples:

$$\frac{d^2\sigma_{MSD}}{d\Omega dE} = \frac{d^2\sigma_{1S}}{d\Omega dE} + \frac{d^2\sigma_{nS}}{d\Omega dE} \quad (5)$$

3. Détails de calculs et paramètres d'entrées

Pour l'analyse des réactions nucléaires sur des noyaux cibles comme le Mo92, et le V51, nous avons utilisé le code de calcul Empire [3]. Les formalismes TUL (MSD) [4] et exciton (MSC) [5] introduits dans le code semblent être capable de donner une analyse quantique consistante des données expérimentales, sur une grande gamme en énergie couverte par les particules éjectées lors des réactions nucléaires. De principaux paramètres ont été introduits pour le calcul de MSD et MSC (tableau 1).

Tableau 1 : principaux paramètres des calculs de MSD et MSC

Potentiel optique	J. Koning et J.P Delaroche (protons, neutrons) [6]. V. Avrigeanu, P.E. Hodgson et M. Avrigeanu (particules alphas) [7].
Densité de niveaux	Gilbert et Cameron [8]
Paramètre de la densité de niveau d'une seule particule	$g = A / 13$
Paramètre de spin de coupure	$\sigma_n^2 = (0.24 + 0.0038 E) n A^{2/3}$

4. Résultats

Les figures 1. et 2. montrent des spectres d'émission doublement différentiels pour la réaction (n, p) sur les V51 et Mo92 (points rouges) comparés aux calculs pour protons à l'énergie des neutrons incidents de 14.1MeV et 14.8MeV respectivement. Les données sont montrées à 2 angles laboratoires différents pour chaque noyau cible. Pour le V51 les calculs théoriques concordent peu avec les données expérimentales aux hautes énergies d'émission à angle 70°. A angle 90°, le calcul respecte l'allure générale des données expérimentales, i.e. la montée à basse énergie due à la désintégration du noyau composé et la queue à haute énergie due à l'émission dans le pré équilibre. L'accord est acceptable pour le Mo92 aux angles 90° et 136°. La figure 3. montre le spectre de la section efficace différentielle en énergie obtenue par intégration sur l'angle solide pour le V51 à l'énergie des neutrons incidents de 14.1 MeV. L'accord est acceptable même si on observe une sous estimation entre le calcul théorique et les données expérimentales (Kokooo et al 1999) aux hautes énergies d'émission. Dans le cas du Mo92, les sections différentielles en énergie n'existent pas dans la littérature d'Exfor et donc seules les sections efficaces doublement différentielles ont pu être comparées.

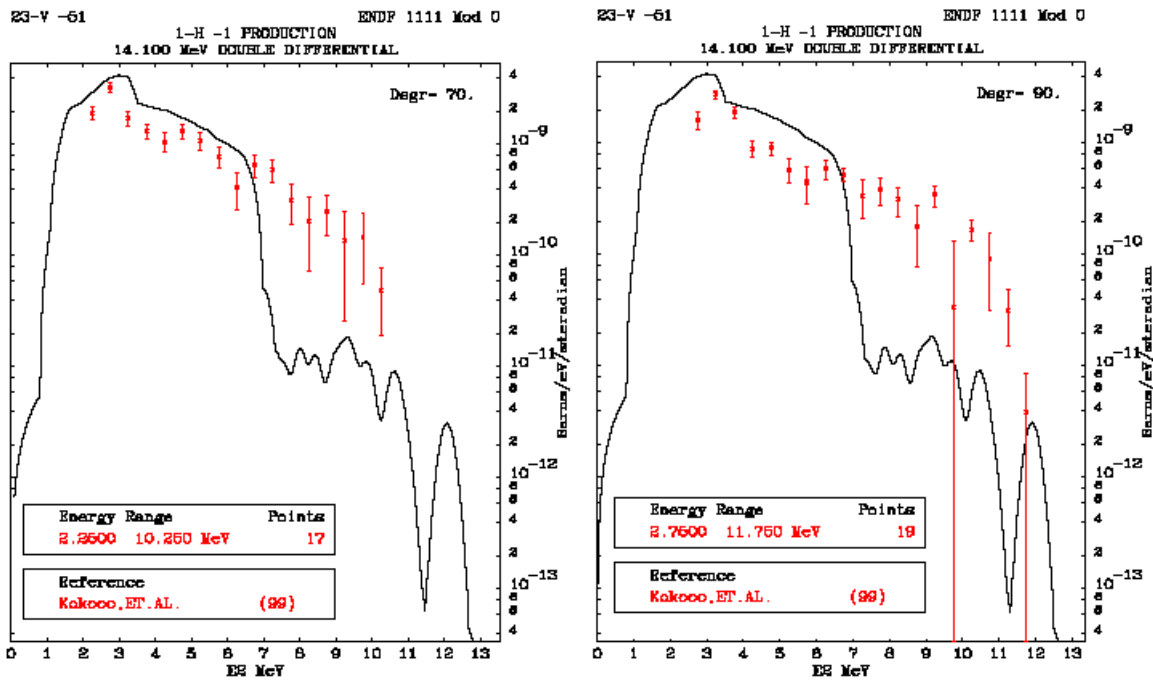


Figure1. Sections efficaces doubles différentielles pour la réaction $^{51}\text{V}(n, p)$.

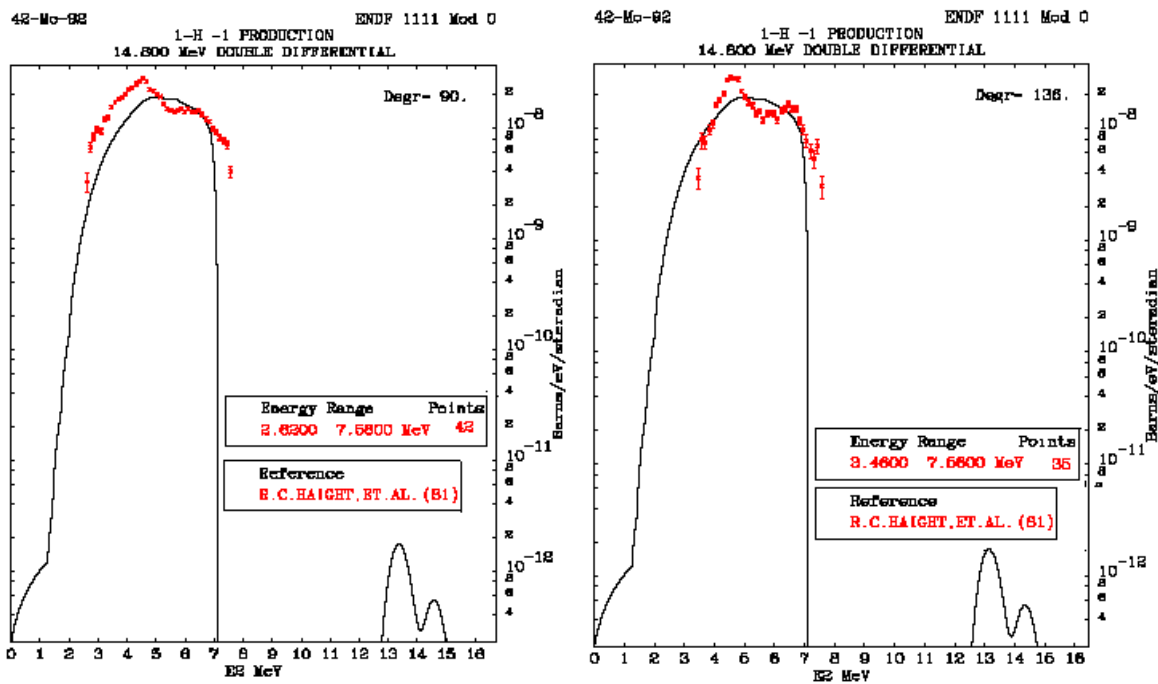


Figure2. Sections efficaces doubles différentielles pour la réaction $^{92}\text{Mo}(n, p)$.

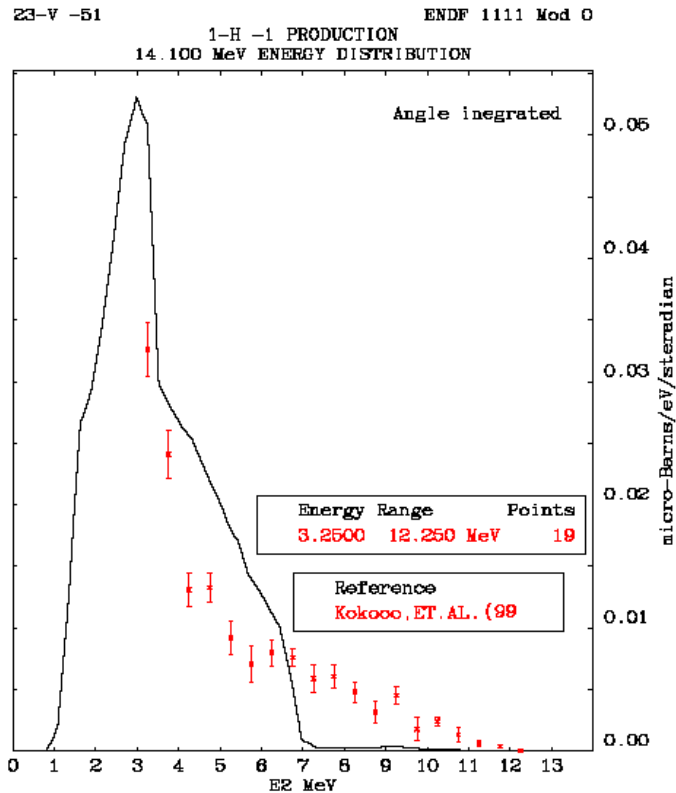


Figure3. Section efficace différentielle en énergie pour la réaction $^{51}\text{V}(n, p)$.

5. Conclusion

Les données expérimentales sur les deux noyaux cibles le V51 et le Mo92 ont été comparées à la prédiction théorique de Feshbach Kerman Koonin (FKK) du code Empire. Un accord acceptable de la section efficace double différentielle à angle hémisphère arrière pour le V51 et à angle hémisphère avant pour le Mo92 dans la région de pré-équilibre à l'énergie des neutrons de 14 MeV. En perspectives, on attend de la théorie qu'elle prédise des sections efficaces fiables pour une large gamme de noyaux et pour une gamme étendue d'énergies incidentes (0-40MeV).

6. Références

- [1] H. Feshbach, A. Kerman, and S. Konin, Ann. Of Phys. 125, 429 (1980).
- [2] Griffin J.,J. (1966), Phys. Rev.Lett.17, 478.
- [3] Herman H., Oblozinsky P., NNDC, Brookhaven National Laboratory, Upton, USA, Capote R., Trkov A., Zerkin V., International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, Sin M., University of Bucharest, Bucharest Rumania, Carlson B., ITA / Centro Tecnico Aeroespacial, Sao Jose dos Campos, Brazil
21st March 2005 Nuclear Reaction Model Code Version 2.19 (Lodi),
<http://www-nds.iaea.org/empire/downloads.html>.
- [4] Acta physica slovacica vol. 49 N° 3, 365-379 (1999).
- [5] M. Herman, G. Reffo. Volume 103, Number 4 / avril 1990.
- [6] A.J.Koning, J.P.Delaroche Nucl. Phys. A713, 231 (2003).
- [7] V.Avrigeanu,P.E.Hodgson, and M.Avrigeanu.
Report OUNP-94-02 (1994) , Phys. Rev. C49,2136 (1994).
- [8] Gilbert A. and Cameron A.G.W. (1965), Can J.Phys.43, 1446.

Thème 2

Physique des réacteurs

ÉTUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE L'IMPLEMENTATION DU MODE DE FONCTIONNEMENT EN CONVECTION NATURELLE (CN) AU REACTEUR DE RECHERCHE NUCLEAIRE NUR DE DRARIA

M. Azzoune^{(*)1}, L. Mammou⁽¹⁾, M. Y.Mokkedem⁽¹⁾, A.Ameur⁽¹⁾, A. Fellouh⁽¹⁾, R. Zamoun⁽¹⁾,
M. Mokrani⁽¹⁾, Y. Benkheda⁽²⁾
^(*) medazzoune@yahoo.ca

⁽¹⁾ Centre de recherche nucléaire de Draria

⁽²⁾ Université Saad Dahleb - Blida

RESUME :

Le réacteur NUR est un réacteur de type piscine d'une puissance thermique nominale de **1 MW**. Il a été conçu essentiellement pour la formation et la recherche dans le domaine de l'ingénierie nucléaire et pour la production de radio-isotopes. Il est refroidi à l'eau légère et son mode de fonctionnement courant est le mode forcé.

Dans ce travail, notre intérêt s'est porté essentiellement sur l'étude théorique et expérimentale des paramètres thermohydrauliques associés au mode de fonctionnement du réacteur en convection naturelle. Les paramètres en question sont étroitement liés à la sûreté du réacteur.

L'approche théorique a été réalisée moyennant une simulation numérique de ce mode de fonctionnement en utilisant le code système de thermohydraulique **RELAP5**. Des campagnes de mesures expérimentales des températures à travers la piscine du réacteur et autour du cœur, ont été effectuées afin de valider les résultats théoriques de simulation. La confrontation des résultats expérimentaux avec les résultats de simulation montre une bonne concordance. Ces résultats ont permis de tester le réacteur pour la première fois en mode de (CN) jusqu'à une puissance de 100 KW.

Mots clés : réacteur nucléaire; convection naturelle; thermohydraulique; code RELAP5, sûreté nucléaire

1. Introduction :

Le Réacteur NUR est refroidit à l'eau et son mode de fonctionnement courant est le mode de convection forcée, ce Réacteur peut être refroidi également en convection naturelle (CN) à une puissance thermique maximale évaluée à 100 KW [P. Abbate (INVAP.S.E), 1989].

L'évaluation de cette puissance thermique en mode de fonctionnement du Réacteur en (CN) a été déterminée moyennant le code de type "canal" dénommé CONVEC. Par contre, cette évaluation n'a pas fait l'objet de mesures expérimentales autour du réacteur de part le passé. De plus, ce travail servira à l'évaluation de la configuration (X-1) du cœur actuelle [Meftah et al 2006] pour ce mode de fonctionnement.

L'objet du présent travail est une contribution à l'étude et l'analyse thermohydraulique du réacteur nucléaire NUR dans le cas de fonctionnement de ce dernier en mode de (CN), par l'utilisation du Code Système RELAP5/Mod3.2 [INEL- RELAP5/MOD3.2 Code Manuals, 1997].

Un dispositif expérimental a été conçu et fabriqué pour la validation des résultats de la simulation numérique. Ce dispositif est destiné pour les mesures des températures d'entrée et de sortie du cœur, ainsi que les mesures des températures dues à la stratification thermique dans la piscine du réacteur.

Le fonctionnement en mode de (CN) du réacteur NUR revêt un intérêt particulier en cas d'absence du réseau électrique extérieur, de panne de la pompe de refroidissement du circuit primaire, d'irradiations de courtes durées, d'expériences autour nécessitant de faibles flux neutroniques et pour la vérification des limites de sûreté du réacteur en mode de

fonctionnement en (CN). Le fonctionnement des réacteurs nucléaires de recherche en mode de (CN) n'est pas très courant, sauf pour certains réacteurs de recherche de faibles puissances.

2. Bref description de NUR : [INVAP S.E, 1989]

Le Réacteur de Recherche NUR est un réacteur de type piscine ouverte. Il est doté d'une grande flexibilité expérimentale et sa puissance nominale est de un (1) MW. Le flux neutronique thermique atteint la magnitude de 10^{13} n / cm² .sec . Le combustible est de type plaque MTR (Material Testing Reactor). Le cœur du réacteur est refroidi et modéré à l'eau légère (eau déminéralisée) avec une circulation du fluide caloporteur descendante en mode de convection forcée.

Le système de refroidissement est composé d'un circuit primaire et d'un circuit secondaire. Un échangeur de chaleur transmet l'énergie dégagée dans le système primaire au système secondaire, qui à son tour la transmet à l'atmosphère par le biais d'une tour de refroidissement.

3. Modélisation de la cuve principale et de ses composants internes :

La modélisation de la cuve principale et de ses composants internes ont été divisés en trois grandes parties essentielles, la cuve principale, une partie de la conduite du circuit primaire et le cœur du réacteur.

Cette modélisation est détaillé sur le tableau1 ci-après, est illustrée par les figures- 1 et 2

Tableau 1.

Modélisation des principaux composants et leurs codes de référence:

Component	Code de Reference
Canal chaud	P-203
Canal moyen	P-204
Canal Bypass	P-205
Piscine du réacteur	P-216, P-214, B218
Simulateur de l'atmosphère	TDV-220
Clapet de convection naturelle	J-302

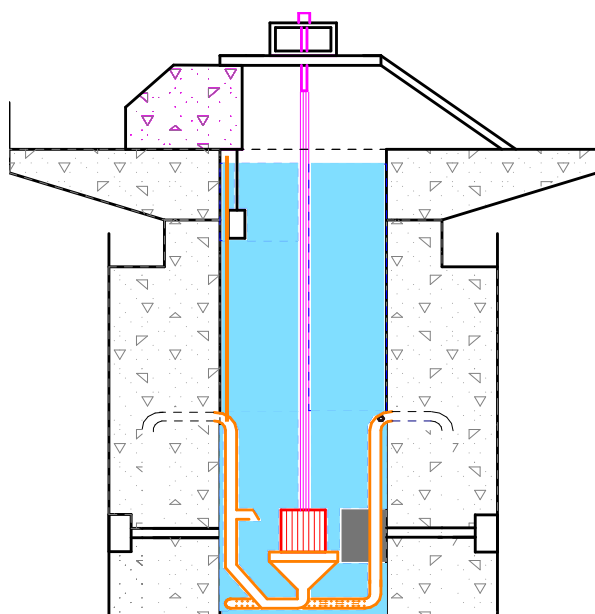


fig.1. Bloc Réacteur
(Partie modélisée)

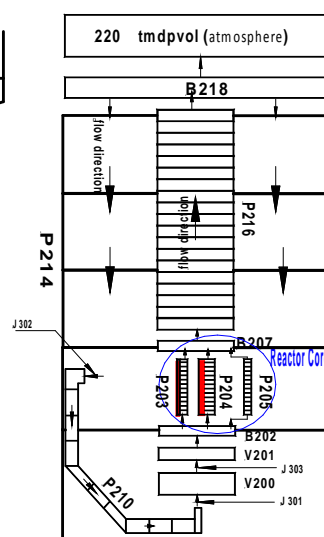


fig. 2 Modélisation du circuit de
Refroidissement du Réacteur NUR (mode CN)

Les facteurs de pic axial et radial sont respectivement de (1,31) et de (2,03). Ces facteurs de pic ont été déterminés par les calculs neutroniques [Meftah et al 2006].

4. Étude expérimentale :

Le réacteur de recherche NUR et ses facilités expérimentales associées, sont dotés d'une instrumentation nucléaire et conventionnelle appropriée qui répond à des exigences d'exploitation dans des marges, limites et conditions précises.

Par ailleurs, en cas de fonctionnement du réacteur NUR en mode de (CN), le réacteur n'est pas doté d'instruments de mesure **directe** de températures du cœur telles que les températures d'entrée et de sortie de celui-ci. De ce fait, on a mis en place un dispositif expérimental approprié pour les mesures des températures d'entrée et de sortie du cœur pour son mode de fonctionnement en (CN).

4.1. Description du dispositif expérimental :

4.1.1. Capteur de température d'entrée du Cœur :

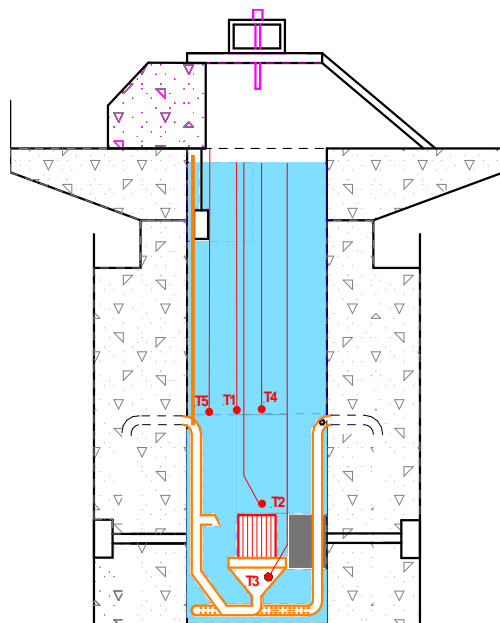
Un outil servant de support pour le passage du capteur de température d'entrée du Cœur a été conçu et fabriqué. Ce support est composé de deux tubes concentriques de diamètres intérieurs respectivement de 08 mm et de 36 mm et ayant une longueur totale de 9960 mm .

Un thermocouple de type "J", dénommé (T3) (fig.3), a été introduit graduellement dans ce support le long du petit tube.

4.1.2. Capteurs de température de sortie du Cœur et de la piscine :

Un second thermocouple de même type que le premier qu'on a dénommé (T2), destiné cette fois, à la mesure de la température moyenne de sortie du cœur, a été également introduit dans la cuve du réacteur.

D'autres senseurs de température dénommés T1, T5 et T6 qui sont de type (RTDs : PT 100) à résistance variable, ont été placés dans d'autres positions au dessus du niveau supérieur du cœur (voir fig. 3 ci-dessous).



- T1 & T4** : 3.00 m above reactor core
- T2** : 0.07 m above (E8) core assembly
- T3** : 0.15 m below core grid plate
- T5** : 3.00 m above reactor core

fig. 3. Disposition des capteurs de température dans la cuve du réacteur

4.2. Protocole expérimental du mode de fonctionnement en (CN):

Il s'agit de faire fonctionner le réacteur en mode de (CN) et de le porter à différents paliers de puissance de manière graduelle, afin d'évaluer le comportement neutronique et thermohydraulique à chacune des étapes, et de visualiser le comportement des capteurs de températures installés et disposés selon la figure 3. Cette campagne de mesures prend fin une fois les limites des paramètres préfixés suivants seraient atteintes, en l'occurrence, les limites radiologiques, les limites de flux neutronique et les limites des températures d'entrée et de sortie du cœur du réacteur.

Les paliers de puissance que nous avons proposés sont de : 5 KW, 10 KW, 20 KW, 30 KW, 40KW, 50 KW, 60 KW, 70 KW, 80 KW, 90 KW et 100 KW.

Les limites de flux neutronique ont été préfixées à un flux correspondant à 120 % de la puissance max à atteindre c'est à dire 120 KW. Les limites des températures d'entrée et de sortie du cœur du réacteur ont été préfixées respectivement à 30 °C et 35 °C.

Pour chaque palier de puissance on s'est donné un temps de quinze (15) à vingt (20) minutes pour l'observation des paramètres thermiques et neutroniques du réacteur. Une fois l'évaluation de cette première expérience réalisée, on a projeté une seconde expérience à **100 KW**, mais cette fois-ci **sans passer par les paliers de puissance** cités plus haut.

5. Résultats, analyses et discussion :

L'objectif de l'analyse thermohydraulique est d'évaluer les profils des températures des gaines du combustible et du fluide réfrigérant, les flux de chaleur et les profils des vitesses, afin de vérifier si ces paramètres restent dans les limites de design.

5.1. Résultats de la simulation numérique et analyse de sûreté :

5.1.1. Analyse des profils des températures de la gaine du combustible et du fluide réfrigérant :

En simulant le mode d'opération du Réacteur en (CN) sur la base de huit (08) heures de fonctionnement, à différents paliers de puissance, allant de 100 KW jusqu'à 400 KW, et en imposant des températures initiales de la piscine du Réacteur respectivement de 20 °C et 40°C (voir fig. 4 et fig. 5), nous pouvons tirer les premières conclusions pour les paliers de puissance du réacteur considérés de 400 KW, 350 KW, 300 KW, 250 KW, 200 KW, 150 KW et de 100 KW.

A la température initiale de l'eau de la piscine ($T = 20\text{ °C}$), on peut faire fonctionner le Réacteur à une puissance de 300 KW pendant huit heures (**fig. 4**), sans atteindre la température limite de 90 °C (limite technologique imposée). A la température initiale de l'eau de la piscine du réacteur ($T = 40\text{ °C}$), Cette même limite technologique de la température de la gaine du combustible, est atteinte au bout de huit heures de fonctionnement à une puissance de 200 KW (**fig. 5**)

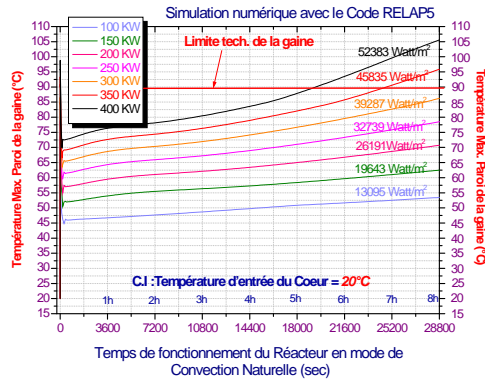


fig.4. Évolution des profils de températures de la gaine du canal chaud à Différents paliers de puissance- Te Cœur initiale =20°C

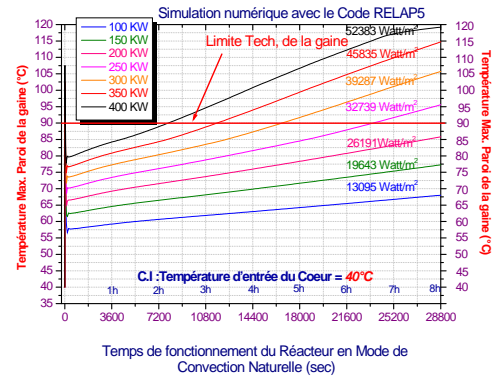
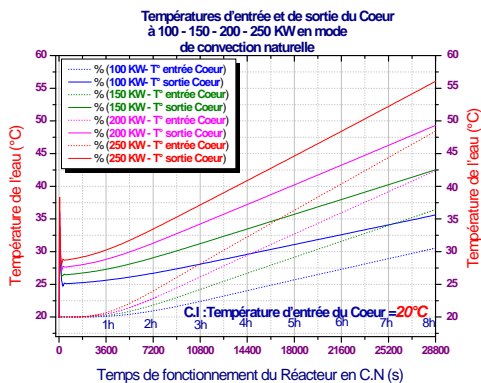


fig. 5. Évolution des profils de températures de la gaine du canal chaud à Différents paliers de puissance - Te Cœur initiale =40°C

Mais, le critère de la limite technologique de la température de la gaine n'est pas le seul critère direct pour définir les puissances limites de fonctionnement du Réacteur.

La température de sortie du cœur est une température de consigne indirecte fixée par les limites d'opération du Réacteur qu'on ne peut transgresser. Ainsi en adoptant comme température de sortie max. du cœur comme consigne de sécurité égale à 45 °C, nous pouvons tirer les conclusions suivantes : A la température initiale de la piscine du réacteur de 20 °C (voir fig. 6), on peut faire fonctionner le réacteur à une puissance de 150 KW en mode de (CN) pendant huit (08) heures, et le faire fonctionner également à une puissance de 200 KW durant approximativement six (6) heures et demi, sans atteindre la température limite de sortie du cœur préfixée de 45 °C



● fig. 6. Profil des températures d'entrée et de sortie du cœur (Te initiale cœur =20 °C)

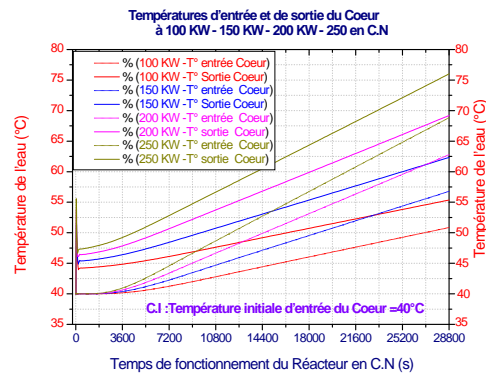


fig. 7. Profil des températures d'entrée et de sortie du cœur (Te initiale du cœur =40 °C)

Par contre à une température initiale de la piscine du réacteur de 40 °C (voir fig. 7), cette même température limite de sortie du cœur préfixée à 45 °C, est atteinte au bout d'une d'heure approximativement de fonctionnement à la puissance de 100 KW.

6.2.2. Analyse des profils des vitesses d'écoulement entre-plaques du combustible :

Dans les mêmes conditions initiales de température de l'eau de la piscine de 20 °C et de 40 °C, et pour les paliers de puissance de fonctionnement de 100 KW, 150 KW et de 200 KW, on observe une quasi linéarité dans l'évolution des profils des vitesses d'écoulement du fluide entre plaques dans les canaux chaud et moyen (voir fig. 8 et fig. 9). On constate également que les vitesses d'écoulement du fluide entre plaques dans les canaux chaud et moyens sont très nettement inférieures au 2/3 de la vitesse critique (9.34 m/s) [AIEA-TECDOC-233,1980].

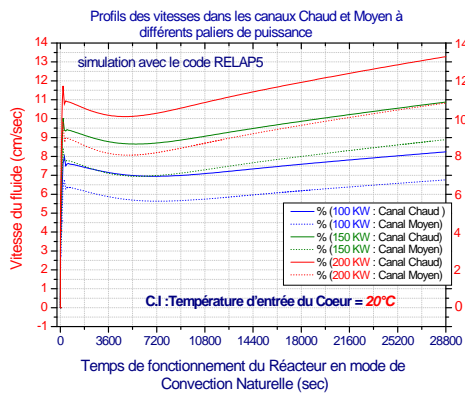


fig. 8. Profil des vitesses d'écoulement dans les canaux chaud et moyen (Te initiale du cœur =20 °C)

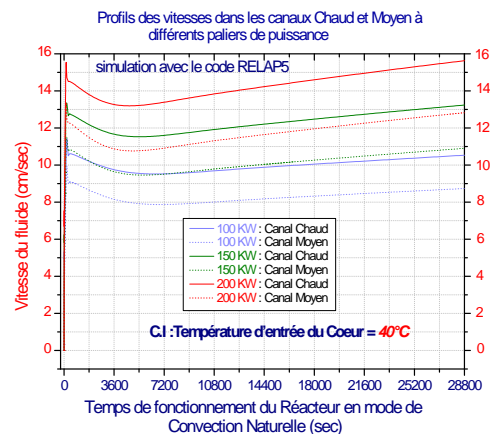


fig 9. Profil des vitesses d'écoulement dans les canaux chaud et moyen (Te initiale du cœur =40 °C)

La mise en évidence du régime d'écoulement entre les plaques du combustible du cœur du réacteur, nous conduit à la détermination du nombre adimensionnel de RAYLEIGH.

Le nombre adimensionnel de RAYLEIGH est une fonction de deux autres nombres adimensionnels, en l'occurrence, le nombre de GRASHOF et le nombre de PRANDTL ($Ra_L = Gr_L \times Pr$). Ces derniers caractérisent respectivement le régime d'écoulement en mode de (CN) et les propriétés du fluide considéré. Le nombre adimensionnel de RAYLEIGH caractérise le rapport des forces d'Archimède (Buoyancy force) sur les forces visqueuses.

La valeur du nombre de RAYLEIGH est :

$$Ra_L = 17720297.967 \text{ (régime d'écoulement laminaire)}$$

Cette valeur du nombre de RAYLEIGH est strictement inférieure à la valeur critique de transition de (10^9) séparant le régime laminaire et le régime turbulent.

6.3. Résultats expérimentaux :

6.3.1. Résultats de la première expérience :

Pour ce premier essai, et une fois le réacteur critique, on est monté en puissance graduellement, de la puissance nulle jusqu'à une puissance de 100 kW, en passant par les paliers intermédiaires de 5 KW, 10 KW, 20 KW, 30 KW, 40 KW, 50 KW, 60 KW, 70 KW, 80 KW et de 90 KW. A chaque palier de puissance que nous venons de citer, on s'est donné entre 15 à 20 minutes de temps pour l'observation et l'évaluation des paramètres thermiques et neutroniques du réacteur. Les premiers résultats de cette expérience sont résumés sur les figures 10 et 11 ci-après. Notre première constatation est que la réponse des capteurs de température est une fonction quasi-linéaire des paliers de puissance du réacteur, et plus particulièrement, la réponse des capteurs de température situés au dessus du niveau supérieur du cœur tels que T1, T2, T5 et T6 (fig. 10). La réponse du capteur de température T3, situé au dessous du cœur et représentant la température d'entrée du cœur du réacteur n'a pas le même profil que les autres capteurs. Cette différence de profil nous l'avons expliqué par l'effet de l'inertie thermique de la quantité très importante de la masse d'eau de la cuve du Réacteur. Contrairement aux capteurs de température T3 et T5, les capteurs des températures de sortie du Cœur T1, T2 et T6 situés dans la "Cheminée" du cœur du Réacteur, ont des profils quasi-stationnaires et très rapprochés les uns des autres. Ils sont même superposés pour les cas des capteurs T1 et T6. Le profil de température du capteur T2 est plus accentué que les deux autres car il est placé à seulement quelques centimètres au dessus du combustible occupant la position (E, 3) sur la grille du Cœur du Réacteur.

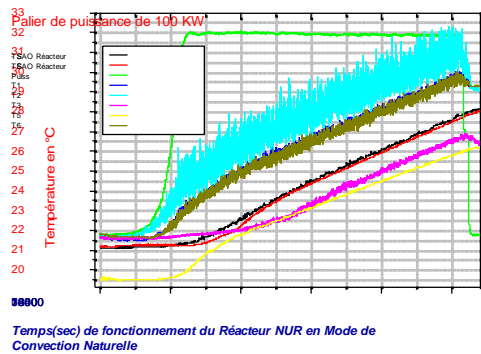


fig. 10, Profils de l'évolution des températures des capteurs installés dans la cuve du Réacteur à différents paliers de puissance

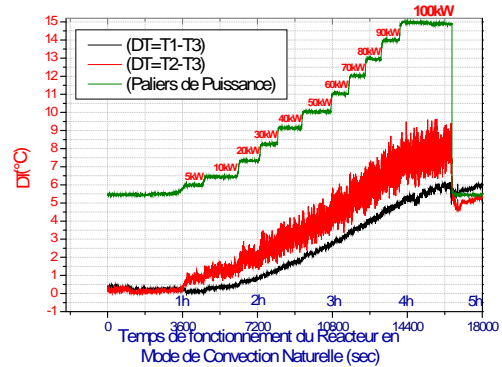


fig. 11. Profils de l'évolution des différences de températures d'entrée T3 et de sortie T1 et T2 du cœur du Réacteur à différents paliers de puissance

De même pour l'évolution dans le temps des différences de température dans le cœur (voir fig. 11), leurs profils est quasi-stationnaire pour les mêmes paliers de puissance cités plus haut (de la puissance nulle à 100 KW). Les différences de température du cœur en question sont représentées par les écarts de température entre T2 et T3, et entre T1 et T3.

La différence entre les deux courbes de la figure 6-8 est due au gradient de température de la stratification thermique, sachant que le capteur T1 est positionné à environ trois (3) mètres au dessus du capteur T2.

6.3.2. Résultats de la seconde expérience :

Sur la base des résultats de la première expérience citée au paragraphe 6.3.1, nous avons programmé et réalisé une seconde expérience. Cette seconde expérience consiste à faire fonctionner le réacteur en mode de (CN) pendant quatre (04) heures à une puissance max de 100 KW, mais cette fois-ci, sans passer par des paliers de puissance intermédiaire.

Les résultats obtenus sont résumés sur les figures ci-dessous :

Dans la (fig. 12), on a tenu à montrer l'évolution dans le temps des températures de tous les capteurs installés autour du cœur réacteur, y compris les réponses des capteurs de température d'entrée et de sortie (TE et TS) du cœur qui font partie du système d'instrumentation conventionnel du réacteur et connectés au Système d'Aide à l'Opération (SAO). En mode de démarrage du réacteur qui a duré un peu plus d'une heure, nous avons constaté en général une évolution non stationnaire des températures des différents capteurs. Cette évolution non stationnaire est due à l'instabilité même qui caractérise ce mode de fonctionnement.

Une fois cette période de démarrage écoulée et le réacteur porté à une puissance de 100 KW, nous avons constaté dans l'ensemble une évolution quasi-stationnaire des températures de tous les capteurs installés autour du cœur.

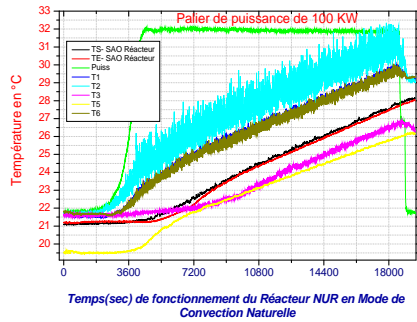


Fig.12 profils d'évolution des températures de tous les senseurs installés autour du Cœur (à une puissance de 100 KW)

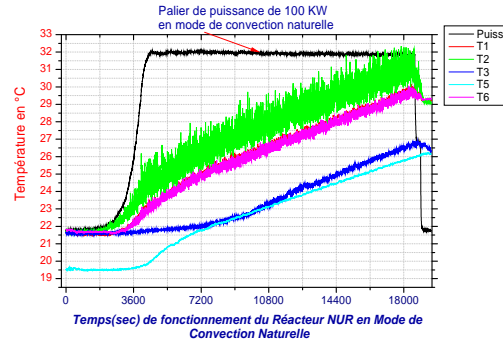


fig. 13. profils d'évolution des températures des senseurs T1, T2, T3, T5 et T6 installés autour du Cœur (à une puissance de 100 KW)

Dans la (fig. 13), on a présenté uniquement l'évolution des températures concernées par notre problème. Comme nous l'avons décrit précédemment, et contrairement aux profils des températures des capteurs T3 et T5, les profils des températures de sortie du Cœur des capteurs T1, T2 et T6 situés dans la "Cheminée" du cœur du Réacteur, présentent des profils de températures très rapprochés, et ils sont même superposés pour le cas de T1 et T6. Le profil de température du capteur T2 est plus accentué que les autres car il est placé à seulement quelques centimètres au dessus du combustible occupant la position (E, 3).

Les profils des températures moyennes d'entrée et de sortie du cœur en fonction de la puissance et du temps de fonctionnement du réacteur sont représentés sur la figure 14,

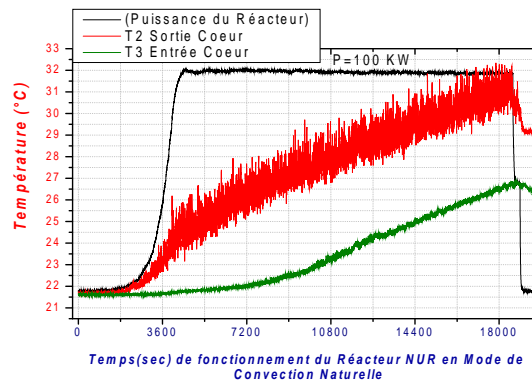


fig. 14. Profils des températures d'entrée et de sortie du cœur (à 100 KW)

Nous remarquons qu'en ce régime quasi-stationnaire et après une heure de fonctionnement à une puissance de 100 KW, ces profils de température sont linéaires. Et de ce fait, nous pouvons aisément extrapoler le nombre d'heures de fonctionnement du réacteur à cette puissance. En tenant compte des observations citées plus haut, nous avons extrapolé le temps de fonctionnement du réacteur à huit heures. Les conclusions qu'on a tiré sont les suivantes :

- A une température initiale de la piscine de 21.5 °C, au bout de huit heures de fonctionnement à 100 KW, les températures moyennes d'entrée et de sortie du cœur sont respectivement de 31°C et de 36 °C.

Finalement, après un temps de fonctionnement de huit heures, nous avons constaté un saut des températures moyennes d'entrée et de sortie du cœur d'environ 10 °C.

6.4. Comparaison des résultats de la simulation numérique avec les résultats expérimentaux :

En comparant les principaux paramètres thermiques qui caractérisent nos études théorique (simulation numérique avec le code RELAP5) et expérimentale, nous observons les phénomènes et faits suivants :

Dans les études théorique et expérimentale, les profils des températures correspondants aux températures d'entrée et de sortie du cœur du réacteur sont presque concordants (voir fig.15), et les écarts entre ces températures est quasi nulle pour la température moyenne de sortie du cœur, et on observe un écart moyen de un (1 °C) pour la température d'entrée du cœur. Pour les autres points de mesure des capteurs T1 et T6 (voir fig. 16) situés à 3. m et au dessus du cœur, leurs profils de températures correspondant à l'étude théorique (simulation avec le code RELAP5) coïncident énormément avec le profil de température de T3 (simulation avec le code RELAP5), ce qui représente un écart moyen de 1.5 °C entre les mesures expérimentales et la simulation numérique.

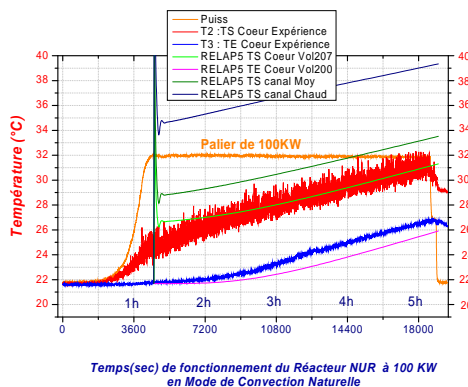


fig. 15. Courbes de comparaison théorique et expérimentale des profils des températures d'entrée et de sortie du cœur (à 100 KW)

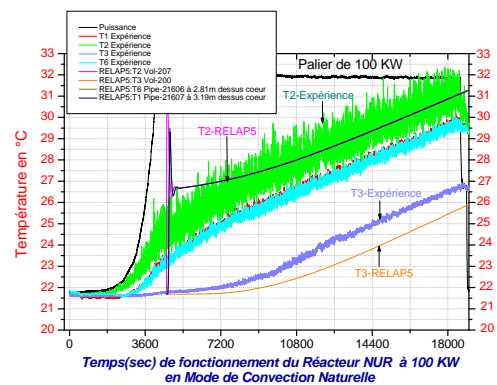


fig. 16. Courbes de comparaison théorique et expérimentale des profils des températures mesurées autour du cœur

Conclusion :

L'utilisation du code RELAP5 pour la simulation numérique du mode de fonctionnement en (CN) était nécessaire pour le suivi de l'évolution des paramètres thermohydrauliques dans le cœur, autour du cœur et dans le reste de la piscine du réacteur.

Lors du travail de modélisation, RELAP5 s'est avéré être un excellent outil qui permet une connaissance approfondie du comportement thermohydraulique d'un réacteur.

Pour la validation de certains résultats, on a eu recours à l'expérience. Un dispositif expérimental a été implémenté autour du cœur du réacteur pour la mesure des température moyennes d'entrée et de sortie du cœur, ainsi que la mesure d'autres températures à des positions différentes dans la piscine. En comparant les résultats de la simulation numérique avec les paramètres expérimentaux mesurés, les conclusions sont très encourageantes. Les profils d'évolution des températures présentent des allures semblables et les écarts entre les paramètres expérimentaux et théoriques sont acceptables.

Désormais, le réacteur peut fonctionner en mode de (CN) pour de nombreuses expériences et applications. Ce mode de fonctionnement dépend essentiellement des conditions initiales des températures de la piscine ainsi que de la durée de l'expérience.

Finalement à la puissance de 100 KW, correspondant à un flux neutronique moyen de 10^{12} neutron/s.cm², diverses expériences et applications peuvent être envisagées autour du réacteur, ce qui se traduit par une économie d'énergie d'environ 90 KWh et une disponibilité plus accrue de l'utilisation du réacteur.

Références :

- A.M. El-Messiry** " Reactivity accident analysis during natural core cooling operation of ETRR-2 " *Annals of Nuclear Energy* 27 (2000) 1427–1439
- A. M. Dalbert**, F. Penot and J. L. Peube, " Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé a flux constant", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.24, No.9, (1981), pp. 1463-1473.
- B. Meftah**, T. Zidi, A. Bousbia-Salah. " Neutron flux optimisation in irradiation channels at NUR research reactor " *Annals of Nuclear Energy* 33 (2006) 1164–1175
- Hamidouche T.**, A. B.-Salah ,M. Adorni , F. D’Auria " Dynamic calculations of the IAEA safety MTR research reactor Benchmark problem using RELAP5/3.2 code", *Annals of Nuclear Energy* 31 (2004) 1385–1402
- INVAP.S.E.** " Rapport de Sûreté du Réacteur NUR : volumes : 1, 2, 3 Mars 1989.
- IAEA** (International Atomic Energy Agency). " Research Reactor Core Conversion from Use of Highly Enriched Uranium to the Use of Low Enriched Uranium Fuels Guidebook". IAEA- TECDOC-233, 1980.
- Idaho National Engineering Laboratory** (INEL). "RELAP5/MOD3.2 Code Manuals: volumes: I, II, III, IV, V, VI, et VII " November 1997.
- M. Adorni**, A. Bousbia-Salah, T. Hamidouche, B. Di Maro, F. Pierro, Francesco D’Auria. " Analysis of partial and total flow blockage of a single fuel assembly of an MTR research reactor core " *Annals of Nuclear Energy* " (accepted June 2005).
- FLUKE** - Networked Data Acquisition Units :NetDAQ-2645A- Users Manual -1996
- P.J. Kreyger**, W.A. Essler, W. Delmann, " In-Core heat transfer in MTR plate type fuel elements " *Journal of Nuclear Engineering and Design* 12 (1970) 231-248
- Paul Abbate** (INVAP.S.E). " Mémoire Technique : Détermination de la Puissance max. admissible en mode de fonctionnement en Convection Naturelle dans le Réacteur NUR " Mars 1989

DETERMINATION DE L'EVOLUTION SPATIOTEMPORELLE DU COMBUSTIBLE NUCLEAIRE DANS UN REACTEUR DE RECHERCHE

F. Letaim¹, S. Mazidi² et B. Meftah³

¹ Faculté de Physique, Université Houari Boumediene, USTHB, BP 31 Bab Ezzouar, Alger
Fletaim@yahoo.fr

² Centre de Recherche Nucléaire de Draria, CRND, BP 43 Sebala, Alger
E-mail : mazidi10@yahoo.fr

³ Commissariat à l'Energie Atomique, COMENA, 02Boulevard F.Fanon, BP.399, Alger gare, Alger

Résumé

A la mise en marche d'un réacteur nucléaire MTR tel que le réacteur NUR, le combustible frais est uniquement constitué des isotopes U235, U238, de l'oxygène et de l'aluminium. Au cours de l'exploitation du réacteur, l'exposition du combustible à un flux de neutrons va changer la composition de celui-ci par l'apparition de nouveaux isotopes d'une part et l'évolution des isotopes initiaux de l'uranium d'autre part, en fonction du temps. Il y a par conséquent nécessité de réévaluer périodiquement la composition du cœur dans le but de connaître les marges de réactivité disponible à toute instant et de déterminer exactement les quantités de produits de fission et d'actinides formés durant le temps de fonctionnement et donc d'optimiser l'utilisation du combustible.

Afin de répondre à ce besoin, une approche a été adoptée dans laquelle l'enjeu méthodologique était de combiner des calculs neutroniques locaux à l'aide du code de cellule WIMS-D4 avec des calculs globaux à l'aide du code de diffusion CITVAP.

1. Introduction

Le taux de combustion nucléaire ou "Burn-up" (Barjon, 1993) d'un élément combustible est l'un des paramètres les plus importants pour décrire l'épuisement du combustible nucléaire irradié et inventorier les isotopes existants dans ce combustible à un instant donné.

La détermination du taux de combustion dans un réacteur de recherche est faite soit par des calculs, soit par des méthodes expérimentales (Letaim, 2007). En pratique les méthodes basées sur des calculs sont les plus souvent utilisées.

2. Description du réacteur NUR

Le réacteur NUR est un réacteur de recherche de type piscine (INVAP, 1989), doté d'une grande flexibilité expérimentale qui peut atteindre une puissance nominale de 1 MW. Le cœur, entouré par des blocs de graphite qui agissent comme réflecteurs de neutrons, est constitué d'éléments combustibles à plaques de type MTR enrichi approximativement à 20 % en U-235 et refroidi et modéré à l'eau légère. Le flux neutronique thermique atteint la magnitude de 10^{13} n/(cm².sec) dans la trappe centrale. Fig. 1 représente la configuration actuelle sur laquelle fonctionne le réacteur (Meftah et al, 2006).



Fig. 1. Configuration actuelle(X-1) du cœur du réacteur NUR.

3. Méthodologie

Les calculs d'évolution consistent à déterminer les solutions des équations des concentrations isotopiques ainsi que celles du bilan neutronique décrivant la criticité du cœur. Dans cette approche, les premières équations sont résolues par le code WIMS-D4 (Askew et al., 1967) alors que les dernières le sont par CITVAP (Villarino and Lecot, 1995).

Le calcul d'évolution est réalisé donc suivant deux niveaux :

Niveau microscopique : Des calculs précis des taux de réaction et de la composition isotopique pour une cellule d'une zone combustible donnée sont réalisés. Ces calculs microscopiques sont utilisés pour fournir les paramètres nécessaires pour le calcul du niveau macroscopique.

Dans ces calculs, WIMS-D4 utilise un traitement alternatif qui combine une série d'étapes de calculs de transport et de diffusion (Meftah et Zidi, 2005) :

- Résolution de l'équation de transport au niveau de la cellule pour déterminer la dépendance en espace des densités des neutrons et les sections efficaces effectives dans les différentes régions de la cellule combustible.
- Résolution des équations de criticité dans les régions homogénéisées.
- Normalisation du flux neutronique à un niveau de puissance nominale.
- Résolution des équations d'évolution des nuclides suivantes (Zeggar et Meftah, 2003) :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -\lambda_i N_i(t) - A_i N_i(t) + \sum_k \delta(i, j_1(k)) \alpha_{ki} C_k N_k(t) + \sum_k \delta(i, j_2(k)) \beta_{ki} \lambda_k N_k(t) + \sum_k \gamma_{ki} F_k N_k(t) \quad (1)$$

Durant le calcul d'épuisement, les équations des concentrations isotopiques sont résolues et les effets de l'espace sont négligés.

Les équations d'évolution sont résolues dans le cadre de la théorie de la diffusion (milieu homogène) pour déterminer les diverses concentrations nucléides pour différents temps de fonctionnement du réacteur.

Niveau macroscopique : Après le calcul d'évolution au niveau de la cellule par WIMS-D4, le calcul global est effectué pour déterminer le taux de combustion et les puissances dans tout le cœur.

Pendant le calcul du bilan neutronique, les effets de temps sont ignorés et l'équation critique statique de la diffusion multigroupe des neutrons (Weston, 2001) est résolue.

Un des résultats les plus importants du calcul global de réacteur est la puissance P_j produite par chaque élément combustible, normalisée à la puissance de fonctionnement Q du réacteur :

$$Q = \sum_{j=1}^{N_{EC}} P_j \quad (2)$$

Où N_{EC} est le nombre d'éléments combustibles dans le cœur.

L'incrément ΔBU_j^E de l'élément combustible j du réacteur fonctionnant à la puissance constante Q à la fin d'un intervalle de temps Δt est :

$$\Delta BU_j^E = \frac{P_j \Delta t}{t U_j} \quad (3)$$

Le taux de combustion total d'un élément combustible est calculé en ajoutant la contribution de l'incrément au taux de combustion accumulé dans les étapes précédentes. Le calcul est commencé pour un élément combustible frais et répété tant que l'élément est dans le cœur.

4. Résultats

Les calculs sont effectués pour différentes configurations du cœur et pour différents temps de fonctionnement du réacteur NUR.

Evolution des actinides

La courbe de la concentration de l'U235 (Fig. 2) montre que celle-ci diminue de façon continue et régulière.

La consommation d'U238 qui est très abondant dans le combustible prend la même voie que l'U235, peu de noyaux d'U238 fissionnés sous l'effet de neutrons rapides, mais la plupart des noyaux d'U238 détruits se transmutent par capture neutronique en noyaux de Pu239 (Fig. 2), ensuite en Pu240 et Pu241, puis en Pu242.

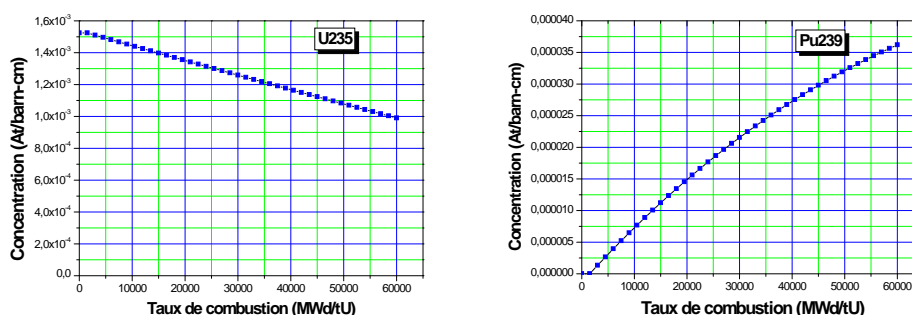


Fig. 2. Variation de la concentration de U235 et Pu239.

Evolution des produits de fission

La majeure partie des produits de fission se forme par la fission des noyaux d'U235, à cause de sa section efficace de fission très grande (environ 550 barns aux énergies thermiques). Les autres produits de fission proviennent soit de la fission du Pu239, soit de la capture de neutrons ou de la décroissance radioactive d'autres produits de fission.

Le Xe135 est un noyau radioactif très important. Il est produit principalement par la décroissance radioactive de l'I135. La concentration du Xe135 augmente progressivement et tend vers une valeur de saturation de l'ordre de $8 \cdot 10^{-9}$ At/barn.cm atteinte après un jour de fonctionnement environ, puis la courbe de densité du Xe135 diminue jusqu'à s'approcher de $6.75 \cdot 10^{-9}$ At/barn.cm (Fig. 3).

Le Sm149 est un autre noyau important. Ce noyau stable est produit par la décroissance radioactive du produit de fission Pm149. Le Sm149 aussi se sature à une densité égale $1.33 \cdot 10^{-7}$ At/barn.cm pour un taux de combustion égal à 10500 MWd/tU (Fig. 3). La densité du Sm149 diminue après grâce à la capture neutronique, jusqu'à $1.11 \cdot 10^{-7}$ At/barn.cm à 60 000 MWd/tU.

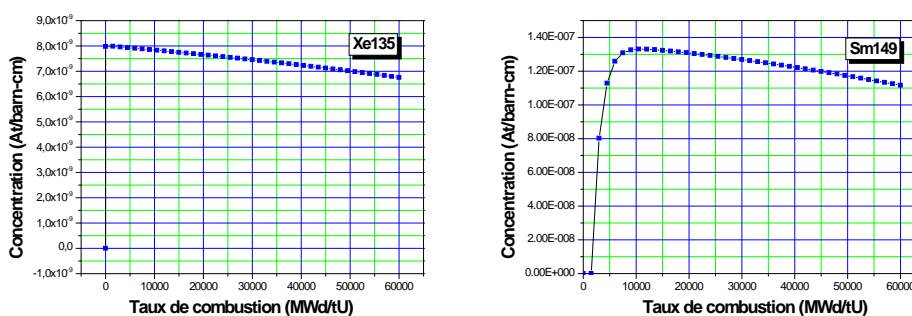


Fig. 3. Variation de la concentration de Xe135 et Sm149.

Distribution du taux de combustion et inventaire isotopique des éléments combustible

Après un cycle de fonctionnement (~100jours), la composition isotopique de chaque élément combustible dans le cœur varie beaucoup en comparaison de celle du début du cycle. L'élément combustible usé contient encore de la matière fissile (U235 et Pu239), et également des produits de fission, certains sont radioactifs. Le tableau 1 présente respectivement le taux de combustion après 100 jours, les densités des principaux actinides et produits de fission résidant dans les éléments usés après 1000 jours de fonctionnement.

FE/CFE	urnup (100j) [MWJ/TU]	Densités des actinides et produits de fission après 1000 j (à 1MW) [Atomes/(barn.cm)]									
		235	238	u239	u240	e135	m149	d157	u155	d113	
0	3	.00120 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.5110 ^{E-5}	.0139 ^{E-6}	.3231 ^{E-9}	.2419 ^{E-7}	.7236 ^{E-10}	.1020 ^{E-8}	.3023 ^{E-9}	
	3	.00120 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.5340 ^{E-5}	.0563 ^{E-6}	.3142 ^{E-9}	.2400 ^{E-7}	.7233 ^{E-10}	.1122 ^{E-8}	.3009 ^{E-9}	
	3	.00120 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.5206 ^{E-5}	.0316 ^{E-6}	.3195 ^{E-9}	.2411 ^{E-7}	.7235 ^{E-10}	.1063 ^{E-8}	.3017 ^{E-9}	
	5	.00104 ^{E0}	.00591 ^{E0}	.3923 ^{E-5}	.1461 ^{E-6}	.9021 ^{E-9}	.1492 ^{E-7}	.6568 ^{E-10}	.7020 ^{E-8}	.2214 ^{E-9}	
	3	.00118 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.6323 ^{E-5}	.2441 ^{E-6}	.2753 ^{E-9}	.2318 ^{E-7}	.7212 ^{E-10}	.1578 ^{E-8}	.2945 ^{E-9}	
	5	.00101 ^{E0}	.00591 ^{E0}	.5306 ^{E-5}	.6039 ^{E-6}	.8145 ^{E-9}	.1292 ^{E-7}	.6327 ^{E-10}	.8591 ^{E-8}	.2018 ^{E-9}	
	5	.00100 ^{E0}	.00591 ^{E0}	.5709 ^{E-5}	.7461 ^{E-6}	.7873 ^{E-9}	.1231 ^{E-7}	.6246 ^{E-10}	.9101 ^{E-8}	.1956 ^{E-9}	
	3	.00119 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.5754 ^{E-5}	.1340 ^{E-6}	.2981 ^{E-9}	.2366 ^{E-7}	.7226 ^{E-10}	.1310 ^{E-8}	.2983 ^{E-9}	
	1	5	.00102 ^{E0}	.00591 ^{E0}	.4758 ^{E-5}	.4171 ^{E-6}	.8503 ^{E-9}	.1375 ^{E-7}	.6428 ^{E-10}	.7937 ^{E-8}	.2099 ^{E-9}
		3	.00117 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.7247 ^{E-5}	.4308 ^{E-6}	.2371 ^{E-9}	.2236 ^{E-7}	.7182 ^{E-10}	.2043 ^{E-8}	.2879 ^{E-9}
	1	3	.00118 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.6501 ^{E-5}	.2792 ^{E-6}	.2680 ^{E-9}	.2302 ^{E-7}	.7207 ^{E-10}	.1665 ^{E-8}	.2933 ^{E-9}
		3	.00118 ^{E0}	.00593 ^{E0}	.6777 ^{E-5}	.3346 ^{E-6}	.2567 ^{E-9}	.2278 ^{E-7}	.7199 ^{E-10}	.1802 ^{E-8}	.2913 ^{E-9}
	3	/	.00109 ^{E0}	.00592 ^{E0}	.1398 ^{E-5}	.4121 ^{E-6}	.0433 ^{E-9}	.1804 ^{E-7}	.6893 ^{E-10}	.4720 ^{E-8}	.2502 ^{E-9}
		4	.00111 ^{E0}	.00592 ^{E0}	.0676 ^{E-5}	.2230 ^{E-6}	.0799 ^{E-9}	.1886 ^{E-7}	.6963 ^{E-10}	.4170 ^{E-8}	.2577 ^{E-9}
	4	4	.00110 ^{E0}	.00592 ^{E0}	.0918 ^{E-5}	.2855 ^{E-6}	.0678 ^{E-9}	.1858 ^{E-7}	.6941 ^{E-10}	.4350 ^{E-8}	.2552 ^{E-9}
		/	.00108 ^{E0}	.00592 ^{E0}	.1837 ^{E-5}	.5314 ^{E-6}	.0202 ^{E-9}	.1752 ^{E-7}	.6846 ^{E-10}	.5076 ^{E-8}	.2456 ^{E-9}
	2	.00128 ^{E0}	.00594 ^{E0}	.9828 ^{E-5}	.1903 ^{E-6}	.5071 ^{E-9}	.2801 ^{E-7}	.7161 ^{E-10}	.9037 ^{E-8}	.3282 ^{E-9}	

Tableau 1. Extrait de résultats pour la configuration X-1 de NUR.

5. Conclusion

A long terme, le combustible subit des transformations et voit sa réactivité diminuer : il y a progressivement disparition de l'U235 et de l'U238. Ce dernier se transforme partiellement par absorption de neutrons en Pu239 dont une grande partie disparaît par fission. Enfin il y a apparition de nombreux produits de fission et d'actinides mineurs. Pour le réacteur NUR, la perte de réactivité due au Xe135 et au Sm149 est compensée partiellement par la formation de nouveaux noyaux fissiles tel que le Pu239, et aussi par l'action des dispositifs de contrôle.

Le changement dans le contenu isotopique dans chaque élément combustible est une fonction de son taux d'épuisement et de sa position dans le cœur, ce qui provoque un changement dans la distribution de puissance à travers le cœur du réacteur. Cette distribution de puissance est différente d'une région à l'autre et d'un élément à l'autre, elle est plus élevée dans les éléments centraux.

References

Askew et al., 1967. A General Description of the Lattice Code WIMS. Nucl. Energy Soc. Vol 5,564.
 Barjon, R., 1993. PHYSIQUE DES REACTEURS NUCLEAIRES, Institut des sciences nucléaires, Grenoble (France). Edition 1993.
 INVAP SE, 1989. Réacteur nucléaire pour formation – rapport final de sûreté, Haut Commissariat à la recherche, Alger (Mars 1989).

- Letaim, F., 2007. Usure de combustible nucléaire dans un réacteur de recherche. Thèse de magister, Faculté de Physique, Université de l'USTHB, Alger, Algérie, Juin 2007.
- Meftah, B., Zidi, T., Bousbia-Salah, A., 2006. Neutron flux optimization in irradiation channels at NUR Research Reactor, *Annals of Nuclear Energy* 33, 1164-1175.
- Meftah, B., Zidi, T., 2005. Physique des Réacteurs et Codes de Calcul, Séminaire sur le Génie Nucléaire, Sétif, Algérie, Avril 2005.
- Villarino, E.A., Lecot, C.A., 1995. CITVAP V3.1, A Reactor Calculation Code. Nuclear Engineering division, INVAP SE, San Carlos de Bariloche, Argentina.
- Weston M. Stacey., 2001. NUCLEAR REACTOR PHYSICS. John Wiley & Sons, Inc. Georgia Institute of Technology.
- Zeggar, F., Meftah, B., 2003. Analyse de l'épuisement du combustible du réacteur NUR. CRND, COMENA, Alger, Algérie (mai 2003).

Thème 3

Application des rayonnements et des techniques nucléaires en médecine

DOSIMETRY OF PHOTON AND ELECTRON BAMS: WHERE TO MEASURE TEMPERATURE FOR AIR DENSITY CORRECTION ?

Mehenna Arib¹, Toufik Medjadj¹, Mohammed Tilmati¹, Ammar Herrati¹, A. Kiouche² and Youcef . Boudouma²

¹ Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 02 Bd Frantz Fanon, B.P 399 Alger Gare, Algérie.
Tel. : 213 21 434444 ext. 481, Fax: 213 21 434280, e-mail : mehenna.arib@comena-dz.org

² Faculté de Physique, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, Alger, Algérie.

Abstract

When an open air ionization chamber is used for measuring dosimetry quantities, it is demonstrated that its response is strongly affected by the temperature inside its cavity. Indeed, the higher the temperature, the lower the mass of air in the cavity volume and the lower the ionization signal. A well known k_{TP} correction factor, which incorporates the temperature correction, is recommended by all dosimetry protocols, to take into account the variation of this signal with respect to the reference temperature to which the calibration coefficient of the chamber is related. When determining absorbed dose to water, the chamber is usually used with a waterproofing sleeve. This raises an important question regarding the media in which the temperature should be measured. In water, in an identical sleeve or free in air. In the present work, we show that the percentage difference to the temperature inside the cavity, measured with a dummy chamber, varies between -0.6 % and 0.6 % (average value of $0.14\% \pm 1.2\%$) for the water probe. It lies between -2.7 % and -0.5 % (-0.95%) for the sleeve probe, and between -6.3 % and 9.7 % ($2.97\% \pm 1.98\%$) for the free in air one. We have calculated that the minimal, maximal and average differences in absorbed dose to water values are respectively -0.01%, 0.04% and 0.01% when temperature is taken in water, -0.2%, -0.06% and -0.07 % when it is taken in the sleeve and -0.4%, 0.7% and 0.22 % when it is measured free in air. This suggests that better accuracy is reached if temperature is measured in water or in sleeve. Our study demonstrates that the temperature should not be measured free in air.

1. Introduction

All dosimetry protocols [1,2,4,5] recommend performing the dosimetry of radiotherapy beams in terms of absorbed dose to water, by means of an ionization chamber calibrated in a Primary or Secondary Standard Dosimetry Laboratory. Water phantoms are recommended as reference medium and, when the ionization chamber is not inherently waterproof, it should be used with a less than 1 mm thick waterproofing plastic sleeve.

The mass of air contained in the cavity volume of the chamber is proportional to the air density ρ_{air} and the effective sensitive volume V_{cav} of this cavity. Since most ionization chambers are open to the ambient atmosphere, the air density ρ_{air} is a function of the atmospheric pressure, temperature and humidity, and so is the charge collected by the chamber, as both the air density and the collected charge are correlated. It is common practice to fix the value of ρ_{air} to certain conditions and convert the chamber reading to these conditions. For this purpose, the chamber calibration coefficients are always given for stated reference values of temperature and pressure which, for most standards laboratories, are 20°C (22°C in North America) and 101.325 kPa and the relative humidity during calibration is controlled within the range from 45% to 55%, so that the calibration coefficient applies for relative humidity around 50%.

At the user's beam, no correction is applied for humidity as soon as its relative value is less than 80 %. For environmental influence, only the correction factor $k_{T,P}$ for air temperature and

air pressure is applied to convert the measured signal to the reference conditions used for the chamber calibration at the standards laboratory. While the pressure is the same around unsealed chambers, Practical problems appear for temperature measurements. Indeed, it is impossible to measure directly the temperature inside the chamber cavity and the IAEA TRS398 [1] code of practice stated clearly that “The temperature of the air in a chamber cavity should be taken to be that of the phantom which should be measured; this is not necessarily the same as the temperature of the surrounding air”. In practice however, physicists actually take the temperature of the water, the temperature inside a waterproofing sleeve identical to the one used with the chamber or the temperature of the air surrounding the water phantom. In the present work, we have investigated the behavior of the temperature in the three media as compared to the temperature determined by a dummy chamber whose central electrode is replaced by a temperature probe so that the temperature, considered as ideal case, is measured.

2. Materials and methods

Four temperature sensors composed by type K thermocouples were used. These sensors are connected to a 2700 Keithley multimeter equipped with a Keithley 7700 multiplexer. Measurements were taken thanks to National Instruments Exelink software which allows a simultaneous monitoring of up to 4 temperature sensors. A dummy Farmer like ionization chamber, whose central electrode has been replaced by one of the temperature probes (probe 104 hereafter), and placed in a waterproofing sleeve identical to the one used for the absorbed dose measurements, provides temperature measurements considered as ideal case. Two others probes were placed respectively in the water phantom (probe 103) and in a waterproofing sleeve identical to the previous one (probe 105). The last sensor (probe 102) was kept free in air, monitoring the temperature of the surrounding air. The whole system was left in the irradiation room for about 16 hours and the temperature was recorded by each probe at intervals of 10 s. The calibration room is equipped with a cooling system, which was set up between 19°C and 23 °C. This allowed us to check the increasing and decreasing of the temperature in the investigated media as measured by the different probes.

Before performing the measurements, the temperature probes were calibrated for relative temperature measurements. For this purpose, they were placed together in water, considered as a thermally stable medium and thus allowing the probes to be exposed to the same temperature. The temperature is measured for about 15 hours and the recorded values of each sensor were compared to the temperature measured by the dummy chamber and calibration factors are deduced.

The temperature probes are intended to be used under beam irradiation. The effect of ^{60}Co irradiation upon the response of the dummy chamber probe were studied by monitoring the temperature variation with beam on and off. This allowed us to decide whether the main study should be performed under beam irradiation or not.

3. Results and discussions:

9.1. Calibration of the probes

In In the Figure 1, which illustrates the variation of the temperature as determined by the four temperature probes placed together in water, each point represents the average of ten individual measurements of approximately 10 seconds. The maximum standard deviation of the mean was 0.04 %. As can be seen, the different probes measure temperature with up to 0.2 °C difference. Calibration factors of 1.0045, 1.0032 and 0.9964 for air, water and sleeve probes respectively were determined.

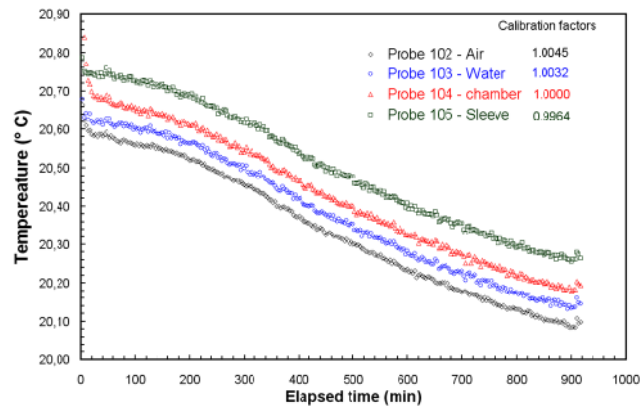


Fig. 1. Relative calibration of the temperature probes

3.2. Temperature in different media

As stated above, the temperature free in air, in the plastic sleeve, in water and in the dummy chamber was monitored for more than 16 hours while the cooling system set up between lower and upper temperature was functioning. As can be seen in the figure 3, the temperature sensors placed in the investigated media followed perfectly the temperature variations. The temperature equilibrium was reached within 5 min after putting the probes in their locations (see magnification on the fig. 2). As can be seen on this figure, the temperature variation is more important in the air. Furthermore, while the temperature rate measured free in air changes from 5° C/h (during the first 25 min of the temperature increasing) to 0.3 °C/h, it remains constant in all the other media and equals 0.3 °C/h. The same phenomenon is observed during the decreasing part of the temperature profile with a difference however that past the fall off region, the temperature rate is more important in air. This demonstrates that the temperature variation in air is not instantaneously transferred to the other media. On the other hand, the temperature rate is identical in the water, in the sleeve and in the dummy chamber.

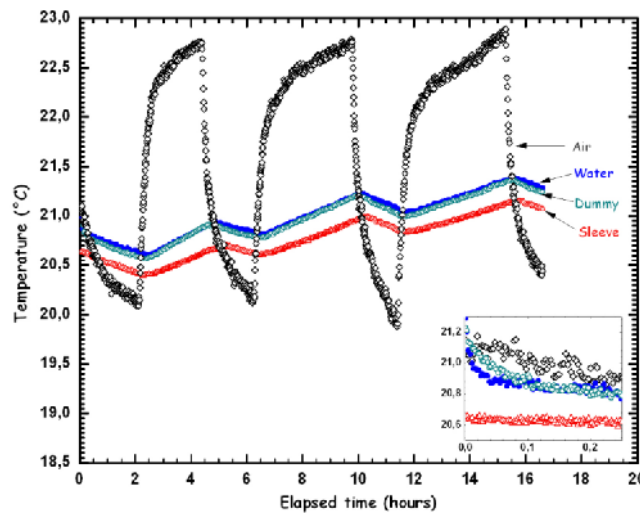


Fig. 2. Variation of the temperature in the different media.

The percentage difference to the temperature measured by the dummy chamber is illustrated by the figure 4 (water and sleeve) and figure 5 (air). This difference is calculated as:

$$\Delta T (\%) = \frac{(T_{\text{med}} - T_{\text{Dummy}})}{T_{\text{Dummy}}} \times 100 \quad (01)$$

Where T_{med} is the temperature measured by the probes placed in the different media (Water, sleeve and air) and T_{Dummy} is the temperature measured by the probe placed in the dummy chamber.

The influence of the temperature over the absorbed dose to water is calculated through the well known temperature correction factor k_T given by :

$$k_T = \frac{(273.15 + T_{med})}{293.15} \quad (02)$$

Using the variations illustrated by the figure 2, k_T values were calculated and the percentage ratios to the values obtained using T_{dummy} deduced. These ratios correspond exactly to those of the absorbed dose to water. The results are summarized in the table 1 and illustrated by the figures 3a and 3b for the water, sleeve and free in air probes. The table 1 gives the maximal, the minimal and the average differences in temperature and in absorbed dose to water when the probe is placed in water, in sleeve and free in air compared to the values obtained with the probe inserted in the dummy chamber.

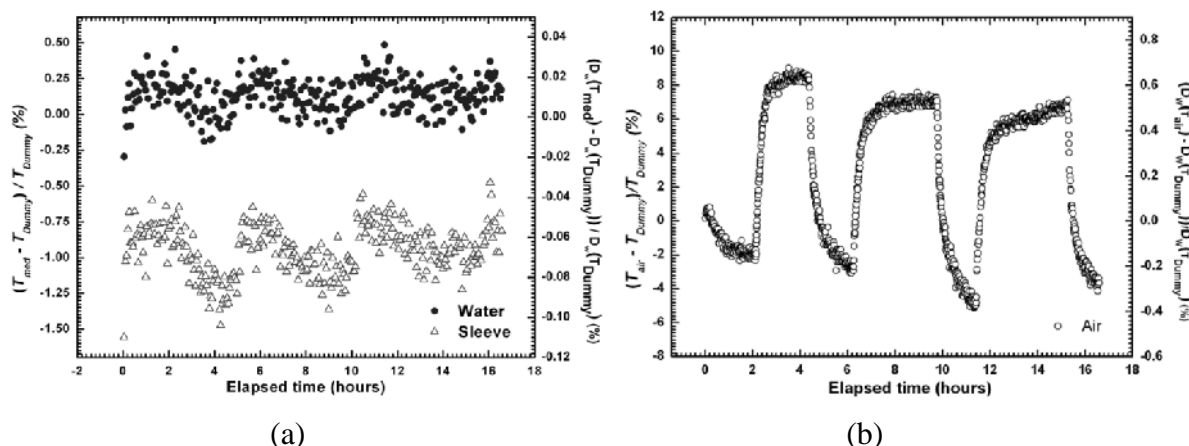


Fig. 3. Percentage difference in temperature and absorbed dose to water when temperature is measured free in air to the values obtained when temperature is measured in the dummy chamber. (a) water and sleeve, (b) air

Table 1: Difference in percent of the temperature and absorbed dose to water when the temperature is measured in water, in the waterproofing sleeve and free in air to the values obtained when temperature is measured in the dummy chamber

	Medium		
	Water	Sleeve	Air
Difference with T_{dummy} (%)			
Max	0.58 %	-0.48 %	9.67 %
Min	-0.62 %	-2.72 %	-6.30 %
Average	0.14 %	-0.95 %	2.97 %
difference in D_w (%)			
Max	0.04 %	-0.03 %	0.68 %
Min	-0.04 %	-0.20 %	-0.44 %
Average	0.01 %	-0.07 %	0.22 %

4. Conclusion

When measuring the absorbed dose in a water phantom using an ionization chamber with a waterproofing sleeve, a question always raises regarding the application of density correction: “Where to measure the temperature?”. This question is pertinent since some physicists measure the temperature of the water, others prefer to place a thermometer in a waterproofing sleeve identical to the one used with the chamber whereas many physicists simply place their temperature free in air. In our work, we reproduced all these cases using type K thermocouples. All the temperature measurements were compared to the values obtained by a temperature probe placed in a dummy ionization chamber and giving temperatures considered as ideal cases. All the probes were calibrated with respect to the dummy probe and their response was found not influenced by a ^{60}Co gamma beam irradiation. The temperature variations in the dummy chamber, in water, in the sleeve and free in air were monitored for 15 hours while the temperatures varied periodically between 19 °C and 23 °C thanks to a cooling system regulated between these two values. All the probes followed perfectly these variations demonstrating that all the investigated media were influenced either by the increasing and the decreasing of the temperature.

The study demonstrated that the temperature in water is close to the temperature inside the cavity chamber. Therefore, it is a good practice to place a thermometer directly in water. A temperature could also be taken inside a waterproofing sleeve of the same shape than the one used for absorbed dose measurement, without loss of accuracy. It is strongly discouraged to measure the temperature of the surrounding air since its important variations are not instantaneously transferred to the temperature in the cavity chamber and thus errors up to 0.7% could be introduced to absorbed dose to water when k_T correction factor are calculated using this temperature.

REFERENCES

- [1] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. “Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy. An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water”. Technical Reports Series No. 398, (IAEA, Vienna, 2000).
- [2] AAPM. AMERICAN ASSOCIATION OF PHYSICISTS IN MEDICINE, Task Group 51: Protocol for Clinical Reference Dosimetry of High-Energy Photon and Electron Beams, Med. Phys. 26 (1999) 1847 1870.
- [3] ICRU INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS, “Dosimetry of High-Energy Photon Beams based on Standards of Absorbed Dose to Water”, ICRU Report 64, Bethesda, MD: ICRU (2000).
- [4] IPSM INSTITUTE OF PHYSICAL SCIENCES IN MEDICINE, Code of Practice for high-energy photon therapy dosimetry based on the NPL absorbed dose calibration service, Phys. Med. Biol. 35 (1990) 1355 1360.

DOSES AUX PATIENTS EN TOMODENSITOMETRIE CT : ETUDE DE LA FREQUENCE DES EXAMENS PEDIATRIQUES

Khelassi-Toutaoui Nadia¹, Merad Ahmed¹, Toutaoui AEK¹, Brahimi Zakia¹, Mansouri Boudjema²

¹ *Département de physique médicale, Centre de recherche nucléaire d'Alger*

² *Service d'imagerie médicale, CHU BEO*

Résumé

Par rapport à la radiologie conventionnelle, la distribution des doses en scanographie est plus homogène en raison de la rotation du tube autour du patient, mais aussi beaucoup plus élevée. Compte tenu des niveaux de doses relativement élevés délivrés par ces examens, cette technique d'imagerie représente à ce jour la principale source d'exposition de la population dans le domaine du radiodiagnostic.

Le but de ce travail est d'estimer la fréquence des examens de scannographie (CT) chez les enfants de 0-15 ans, de vérifier si les facteurs d'exposition pour des enfants sont différents que ceux utilisés pour les adultes et aussi estimer la dose aux patients.

1. Introduction

Depuis son apparition il y a maintenant plus de vingt ans, la scanographie a connu un succès croissant, le nombre de scanners a, par exemple, doublé entre 1988 et 1997. Aussi compte tenu des niveaux de doses relativement élevés délivrés par ces examens, cette technique d'imagerie représente à ce jour la principale source d'exposition de la population dans le domaine du radiodiagnostic.

L'objectif de ce travail est de déterminer les doses aux patients adultes et pédiatriques pour différentes localisations. Une attention particulière sera donnée aux examens pédiatriques. Une estimation des fréquences des examens réalisés en scannographie pour enfants de 0 à 15 ans et adultes a été faite. Par la suite, des mesures de l'indice de dose $CTDI_w$, $CTDI_v$ et le produit dose-longueur DLP ainsi que la dose efficace ont été déterminées.

2. Matériel et méthodes

Deux installations de scanographie du centre d'imagerie médicale du CHU Bab el Oued ont été utilisées dans cette étude. Il s'agit de Somatom AR-SP (Siemens, 1997) et Somatom Sensation (Siemens, 2005). La première installation est un scanner spiral mono-barrette (SSCT, single slice computed tomography) alors le deuxième scanner spiral est de 16 barrettes (MSCT, multi-slice Computed tomography). Le détecteur utilisé est une chambre d'ionisation dite 'chambre crayon' (VICTOREEN 'Innovation Radiation measurements'). C'est une chambre d'un volume sensible de 10 cm de long et de 6.4 mm de diamètre. La chambre d'ionisation est rattachée à l'électromètre 4000M de Victoreem. Deux fantômes dosimétriques de 'Nuclear Associates' sont été utilisés. Il s'agit du fantôme 'corps entier' de 32 cm diamètre et du fantôme 'tête' de 16 cm de diamètre en polyméthylméthacrylate (PMMA). Les localisations sélectionnées sont : la tête, le thorax, le thorax haute résolution (HR), le rachis lombaire, l'abdomen et le pelvis pour des patients adultes et pédiatriques.



Figure 4.2 : Chambre d'ionisation 'crayon' 600-100 utilisée pour la mesure de la dose



Figure 4.3 : Fantôme tête ($\varnothing = 16$ cm) et corps entier ($\varnothing = 32$ cm) en PMMA

Une collecte effectuée sur deux années sur les données 'patient' tel que la taille, le poids, le sexe, l'âge et les paramètres d'irradiation : voltage, le courant, la charge et le type de balayage (axial ou hélicoïdal). Ces données sont collectées pour chaque localisation citée ci-dessus. La fréquence d'examens CT a été évaluée comme le rapport entre le nombre annuel d'examens sur le nombre global d'examens effectué sur la même installation et pour la même localisation.

Les deux principales quantités utilisées en scanographie sont: l'indice de dose scanographique, CTDI (mGy) en monocoupe ou multicoupes en mode axial ou hélicoïdal, et le produit dose-longueur explorée, DLP (mGy.cm) pour toute la région explorée. Le troisième paramètre est la dose effective, E (mSv) qui se détermine par calcul pour chaque examen.

Le CTDI exprimé en mGy, représente l'intégrale du profil de dose $D(z)$, calculée le long de l'axe de rotation du scanner, pour une rotation unique du tube de 360° , divisée par le nombre de coupes N obtenu pour une rotation unique du tube de 360° et la largeur nominale des coupes, T .

$$CTDI = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{D(z)}{N \times T} dz$$

On définit alors le CTDI pondéré ($CTDI_w$) qui rend mieux compte de la dose moyenne absorbée par le patient car il prend en compte la variation de dose dans la coupe. Il est défini comme suit :

$$CTDI_w = \frac{1}{3} CTDI_{100.c} + \frac{2}{3} CTDI_{100.p}$$

Pour la première installation, le Somatom AR- SP (Siemens, 1997), le $CTDI_w$ a été mesuré en utilisant la chambre crayon. Pour la seconde, Sensation (Siemens, 2005), le $CTDI_v$ qui représente le rapport entre le $CTDI_w$ et le pas (pitch) a été relevé directement de la console. Il est défini comme suit :

$$CTDI_{vol} = \frac{N \times T}{\Delta d} \cdot CTDI_w = \frac{CTDI_w}{pitch}$$

Le DLP a été déterminé en utilisant l'équation suivante :

$$DLP (mGy.cm) = \sum_i CTDI_w \cdot T \cdot N \cdot C$$

Où N est le nombre de coupes, chacune d'épaisseur T (cm) and et de charge C (mAs).

La dose effective dose, E , (mSv) qui est un reflet du détriment global théorique de l'exposition au rayonnement X a été aussi déterminé pour les deux installations. Elle a été déterminée en utilisant les valeurs des DLP et des coefficients de conversions appropriés E_{DLP} citées dans guides de procédures européens et est défini comme suit :

$$E(mSv) = E_{DLP} \cdot DLP$$

3. Résultats

La fréquence des examens pédiatriques par rapport au nombre total des examens est donnée au tableau 1 pour les deux installations scanographiques.

Le tableau 2 regroupe les paramètres techniques d'irradiation pour les trois localisations les plus fréquemment réalisées. Il s'agit de l'examen de la tête, le thorax et de l'abdomen réalisés sur les deux installations pour des patients adultes et enfants de moins de 15 ans (pédiatriques).

Dans le tableau 3, le CTDI et le DLP ont été déterminés pour les mêmes localisations cités ci-dessus, la dernière colonne du tableau indique les niveaux de référence diagnostiques (niveaux indicatifs) européens, (DRLs), publiés en 1999.

La dose effective a été aussi déterminée pour chaque examen et pour chaque installation. Le tableau 4 regroupe ces valeurs.

Tableau 1 : Fréquence des examens pour patients adultes et pédiatriques

	Examen	Somatom AR.SP		Somatom Sensation 16		Fréq. Pédiat. CT(%)	
		Adultes	Enfants (< 15 ans)	Adultes	Enfants (< 15 ans)	Somatom AR.SP	Somatom Sensation 16
2006	Tête	3221	359	2200	430		
	Thorax	1196	247	832	93		
	Abdomen	989	193	231	77		
	Total	7256	990	4000	1000		
2007	Tête	1507	232	1400	260		
	Thorax	936	38	18	-		
	Abdomen	878	22	515	3		
	Total	4000	500	2200	263		

Tableau 2 : Paramètres d'irradiation pour les patients adultes et enfants

		Somatom AR.SP		Siemens Sensation 16	
		adultes	Enfants	adultes	Enfants
Tête	Voltage (kV)	130	110	120	120
	Charge (mAs)	249	120	320	320
Thorax	Voltage (kV)	130	110	120	120
	Charge (mAs)	120	82	100	30
Abdomen	Voltage (kV)	130	110	120	120
	Charge (mAs)	158	82	160	55

Tableau 3 : Valeurs des CTDI et DLP pour des patients adultes et pédiatriques

	Somatom AR.SP		Somatom Sensation 16		Niveaux indicatifs CE	
	CTDI _w	DLP	CTDI _v	DLP		
Adulte					CTDI_w (mGy)	DLP (mGycm)
Thorax	13.8	483	3.2-10.58 (5.8)	76-482 (212)	30	650
Thorax HR	9.2	276	3.2-7.9 (5.44)	95-211 (171)	35	280
Abdomen/Rachis lombaire	22.2/26.1	726.2/ 1002	4.3-24.5 (12.6)	136-800 (573)	35	780
Pelvis	36.22	905	3.5-17.5 (8.6)	117-790 (453)	35	570
Enfants <15y						
Thorax	5.2	105	5.2	232		
Thorax HR	3.49	78.7	/	/	no	no
Abdomen/Rachis lombaire	5.2	131	3.2	111		
Pelvis	5.2	105				

Tableau 4 : Valeurs des doses effectives pour des patients adultes et pédiatriques

		E (mSv)				
		thorax	Thorax HR	Abdomen	Rachis lombaire	Pelvis
Somatom AR.SP	Adulte	6.7	3.9	10.9	15	13.2
	enfant	1.5	1.1	1.7	1.7	2.21
Sensation 16	Adulte	3	2.4	8.6	8.6	6.8
	Enfant	3.2	–	1.4	1.4	–

4. Discussions

La fréquence des examens CT Pédiatriques par rapport au nombre total d'examens est significative, elle est comprise entre 12 à 20 %. Une étude dosimétrique aux états unis à montré que cette fréquence était de 6.7%. Notre étude a révélé une valeur de 2 à 3 fois plus importante qu'aux USA. Ceci est probablement dû à la non accessibilité à d'autres modalités d'imagerie telle que l'imagerie par Résonance magnétique (IRM) ou/et une mauvaise justification de l'examen scanographique pour le patient pédiatrique. Cette fréquence peut conduire à une augmentation du risque chez l'enfant. Des études sont même allées à subdiviser les patients pédiatriques de 0-1an, 5 ans, 10 ans et 15 ans. Ceci est du au fait qu'à cette tranche d'âge, la taille et le poids de l'enfant varie considérablement.

La fréquence la plus élevée a été enregistrée sur l'installation Somatom Sensation 16 (tableau 1) qui est un scanner multi-barrettes hélicoïdal (MSCT). Parmi les avantages du scanner multi-barrettes, la possibilité de parcourir une grande distance en quelques secondes minimisant par cela le mouvement du patient. Ces avantages pourraient se transformer en un inconvénient si les protocoles d'irradiations ne sont pas bien adaptés à la situation clinique. Pour l'examen de la tête, le thorax et l'abdomen, la charge est réduite sur l'installation mono-coupe 'Somatom AR.SP' d'une manière arbitraire. Dans la deuxième installation, hélicoïdale multi-coupe, des paramètres d'irradiation identiques ont été utilisés pour les patients adultes et pédiatriques. Ceci peut conduire à l'augmentation du risque chez l'enfant.

D'après le tableau 2, c'est le protocole 'tête' qui fixe les mêmes paramètres d'irradiations pour l'adulte et l'enfant sur l'installation Siemens Sensation 16. Nous remarquons par rapport

aux données enregistrées que l'examen "tête" correspond au plus grand nombre d'examens effectué sur l'année. D'après l'ICRP 23, le poids de la tête est négligeable par rapport au poids total de l'adolescent et l'adulte. Durant l'examen de la scannographie de la tête, les régions de l'abdomen, le thorax, le pelvis... reçoivent relativement peu de rayonnements diffusés provenant de l'examen principal. Comme résultat, l'énergie déposée au niveau de la tête contribue d'une manière prédominante à la dose effective. Cependant, pour les enfants en bas âge, la tête représente une grande proportion par rapport au corps entier. Le rayonnement diffusé par la scannographie de la tête peut irradier des organes radiosensibles proches de la tête tels que la thyroïde, le poumon, etc. Pour les mêmes paramètres d'irradiation, les organes adjacents à l'organe d'intérêt reçoivent plus de dose chez un patient pédiatrique que le patient adulte. Donc, le fait de fixer les mêmes paramètres d'irradiation chez les patients adultes et pédiatriques, a non seulement la conséquence de donner plus de dose à l'enfant au niveau de la tête mais aussi aux organes avoisinants ajoutée à tout cela la radiosensibilité du patient pédiatrique aux rayonnements ionisants. Par conséquent, le détriment radiologique est beaucoup plus grand chez l'enfant que chez l'adulte pour une même dose effective.

La Commission internationale sur la radioprotection (ICRP) dans sa publication 73 recommande l'utilisation de niveaux de référence (DRLs) en comparant la valeur numérique du ce dernier aux valeurs moyennes dosimétriques, le CTDI et le PDL. Pour l'examen du thorax, thorax HR, Abdomen, rachis lombaire et le pelvis, le CTDI_w et le PDL sont inférieurs aux niveaux de référence européens dans presque tous les types d'examens. Peu de valeurs du CTDI et PDL en dessus des valeurs de référence ont été observés dans cette étude (tableau 3). Il a été remarqué, cependant, dans le tableau 3, que le DLP dans la l'installation Somatom AR.SP (SSCT) était presque le double que celui de la deuxième installation Somatom Sensation 16 (MSCT). Ceci est dû au fait que CTDI est également le double dans la première machine. L'installation Somatom AR.SP (SSCT) est dotée d'un système de modulation des milli-ampérages.

5. Conclusion

La FDA 'Food and Drug Administration' a publié une série de recommandations dans le but de maintenir les niveaux de doses CT aussi bas que raisonnablement possible (ALARA) spécialement pour de patients adultes de petite tailles et pédiatriques. Le choix arbitraire des paramètres d'irradiation peut conduire à une augmentation de la dose individuelle, collective et des risques des radiations ionisants sur les enfants qui sont très radiosensibles et ont une espérance de vie plus importante que l'adulte. Ceci augmente la probabilité d'apparition d'un cancer à long terme. La dispersion des paramètres d'irradiation dans les examens CT prouvent qu'il est possible de réduire la dose reçue par le patient et particulièrement l'enfant sans affecter (altérer) la qualité de l'image radiologique.

L'optimisation des paramètres d'irradiation (sans compromettre la qualité de l'image radiologique) est primordiale dans l'établissement des protocoles cliniques et le respect de ces derniers par le technologiste relève des fondements de base du principe ALARA. De plus, les protocoles d'imagerie doivent être spécifiques à la taille du patient pédiatrique afin d'éviter toute irradiation inutile et assurer le respect du principe d'optimisation de la dose aux patients.

Références

- [1] United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. Sources and effects of ionizing radiation. Volume I: Sources. New York: 2000.
- [2] Annuaire de la Cancérologie/Radiothérapie et des Imageries Médicales en France (ACRIM), 17^{ème} édition, éditeur A. Laugier, Paris 1998.
- [3] Shrimpton PC, Wall BF. CT - an increasingly important slice of the medical exposure of patients. Br J Radiol, 66:1067-1068 (1993).
- [4] ICRP, International Commission on Radiological protection : Recommandations de la Commission Internationale de la protection Radiologique. Publication 60. New York : Pergamon Press, 1990.

- [5] European guidelines on quality criteria for computed tomography. Report EUR16262, 1998.
- [6] Shrimpton PC, Hillier MC, Lewis MA and Dunn M. National survey of doses from CT in the UK 2003. *Br J Radiol*; 79: 968-980, 2006
- [7] Chapple C-L, Willis S and Frame J. Effective dose in paediatric computed tomography. *Phys med Biol*;47:107-115, (2002).
- [8] Pages J., Buisson N., Osteaux M., CT doses in children: a multicentre study. *Br J Radiol*; 76: 803-811 (2006).
- [9] Shrimpton PC, Hillier MC, Lewis MA, National Radiological Protection Board (NRPB): Doses from computed tomography examinations in the UK—2003 review, Dunn M. Document NRPB-W67. Chilton, England: National Radiological Protection Board, 2005.

L'UTILISATION DE LA METHODE MONTE CARLO DANS LE CALCUL DE DOSE EN RADIOTHERAPIE

A.E.K Toutaoui, N. Khelassi-Toutaoui, Z. Brahimi

Département de Physique Médicale, Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

Résumé :

L'implémentation des algorithmes de calcul de dose basés sur la méthode Monte Carlo dans les systèmes cliniques de planification de traitement de radiothérapie a été envisagée depuis plusieurs années. Il est généralement reconnu que la méthode Monte Carlo peut accroître la précision du calcul de dose en radiothérapie. Depuis la deuxième moitié des années 90, plusieurs modèles de calcul de dose Monte Carlo pour la planification de traitement en radiothérapie ont été présentés. Dans ce travail, l'approche Monte Carlo dans le calcul de dose en radiothérapie est passée en revue, en se focalisant sur la modélisation du patient, les approximations dans la modélisation de l'accélérateur linéaire et les techniques de réduction de variance en se référant plus particulièrement aux derniers développements dans le domaine.

I. Introduction

Les statistiques récentes ont prouvé que la radiothérapie contribue à la guérison de 40% de patients atteints d'un cancer dans le monde [1]. La radiothérapie peut donc être considérée comme une modalité thérapeutique importante et rentable du traitement du cancer. Il a été démontré que des différences de dose allant jusqu'à 7% peuvent être médicalement identifiées et que les déviations de la dose prescrite de 5% ou davantage peuvent compromettre la réponse des tumeurs et la morbidité de tissu sains [2, 3]. L'introduction dans la pratique clinique des algorithmes de calcul de dose, dans le patient, de plus en plus précis pour le patient de dose est donc d'une importance capitale. Des algorithmes de calcul de dose basés sur la méthode Monte Carlo (MC) sont largement considérés comme l'outil le plus précis disponible en radiothérapie [4]. Un certain nombre de codes Monte Carlo d'usage universel sont publiquement disponibles (par exemple : FLUKA [6], MCNP [7], EGSnrc [8], Penelope [9], GEANT [10]) et ont été intensivement utilisés pour la recherche et le développement dans les applications médicales des rayonnements ionisants ces dernières années. Récemment, Rogers [11] a passé en revue les techniques de simulations du transport électron-photon avec une considération particulière pour le code EGS4/EGSnrc. Ma et Jiang [12] ont passé en revue les techniques MC de modélisation des faisceaux cliniques d'électrons, tandis que Verhaegen et Seuntjens [13] ont concentré leur revue sur la modélisation des faisceaux de photons en radiothérapie. La figure 1 récapitule le nombre de publications entre 1985 et 2007 pour des codes MC d'usage universel d'intérêt principal pour la physique médicale. Les données sont groupées par secteur scientifique. Il est évident que le code MCNP soit employé intensivement dans différents domaines scientifiques. Ceci est dû à la flexibilité du package et en raison de la possibilité du code de transporter toutes les particules (c.-à-d. neutrons, protons et ions lourds aussi bien que des photons et des électrons). Cependant, dans le domaine des applications médicale le code EGS4/EGSnrc est très populaire, représentant, *de facto*, un standard pour le transport de photon-électron dans la gamme d'énergie (1-20 MeV) d'intérêt pour la radiothérapie. En particulier, le nombre de publications se rapportant à l'utilisation de la méthode MC dans la planification de traitement de radiothérapie (MCTP) a augmenté exponentiellement ces 25 dernières années (figure 2).

II. Historique des MCTP

Plusieurs codes MC ont été développés et utilisés en physique médicale dans les dernières années. La figure 3 récapitule les versions principales des codes MC populaires utilisés dans la physique de radiothérapie, la radioprotection et la planification de traitement ces 25 dernières années : les codes relatifs sont groupés ensemble. Le développement du code

BEAM en 1995 [15] représente assurément une étape importante dans l'utilisation de la technique MC dans la simulation des accélérateurs linéaires de radiothérapie (linacs). Le code BEAM a fourni à l'utilisateur un ensemble étendu de modules prédéfinis qui pourraient être utilisés pour la simulation de différents composants du linac, sans nécessité de récrire les routines pour le transport des particules chaque fois qu'elles sont requises. Le code BEAM a également fourni certains dispositifs innovateurs tels que la possibilité de produire des fichiers d'espace de phase (phsp). L'introduction des techniques de réduction de variances a conduit à l'augmentation de l'efficacité des simulations MC, et le développement de nouveaux codes MC optimisés pour le calcul de dose en radiothérapie, comme XVMC [17], VMC++ [18] et DPM [19], a réduit de façon significative le temps de calcul des distributions de doses dans le patient.

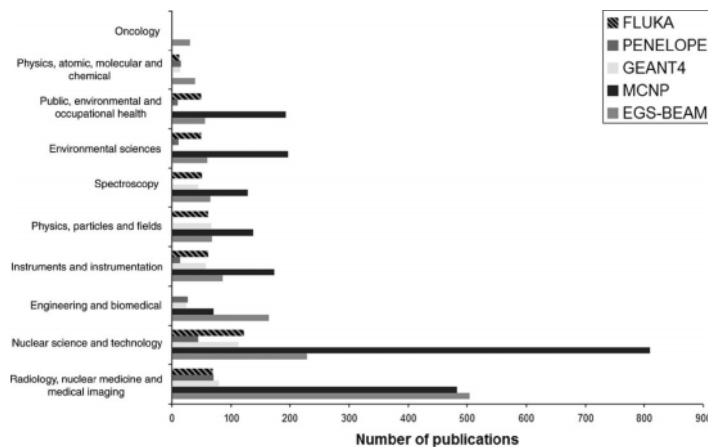


Figure 1: Nombre de publications entre 1985 and 2007 pour les principaux codes MC d'intérêt pour la radiothérapie. Les publications sont classées par domaine d'application (source: ISI Web of knowledge).

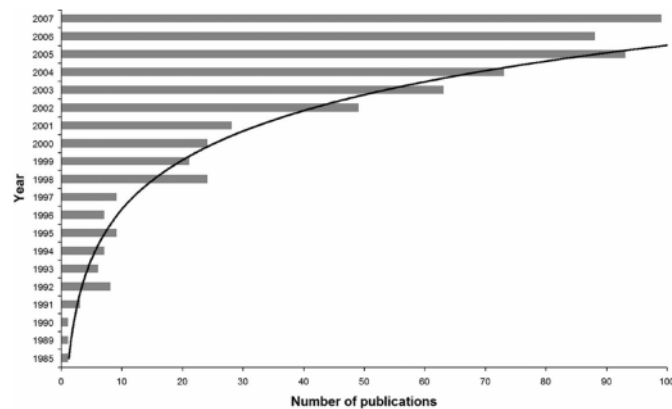


Figure 2: Nombre de publications relatives au MCTP entre 1985 and 2007 (source: ISI Web of knowledge).

III. Utilisation des codes MC dans la planification de traitement

Le calcul clinique précis de dose peut être calculé, à condition que la source de rayonnement et l'anatomie patiente soient modélées correctement. Bien qu'il soit prévisible que de plus nouveaux codes de MC permettront à on de simuler le transport de rayonnement par le linac et la dose fournie au patient dans une simulation rapide, jusqu'ici une approche commune a été de couper des calculs en deux parts : source et simulation de patient.

III.1 Simulation des sources

La simulation des sources de rayonnements peut être réalisée de plusieurs manières. L'une des options est de modéliser l'interaction des particules dans la tête d'irradiation et de

sauvegarder un dossier phsp au-dessus des collimateurs du faisceau. Dans ce cas-ci, la partie supérieure du linac (contenant les composants fixes) est simulée seulement une fois (figure 4). La collimation du faisceau spécifique au traitement (impliquant déplacement des composants) peut alors être simulée en sauvegardant un deuxième dossier phsp qui sera employé pour préparer le calcul de dose dans le patient. Alternativement, le volume patient peut être intégré dans la géométrie de transport, et la collimation du faisceau ainsi que la simulation du patient peuvent être effectués en même temps. Une deuxième option est d'employer un modèle de sources virtuelles pour pourvoir la collimation du faisceau spécifique au traitement. Les modèles de sources virtuelles sont des paramétrisations de la tête du linac et peuvent être construits à partir des dossiers phsp ou des mesures. Les modèles de source ont trois avantages par rapport aux dossiers phsp : (1) ils n'exigent pas de grand espace disque pour le stockage, (2) ils peuvent être optimisés automatiquement pour différents linacs et (3) ils ne sont pas susceptibles au bruit qui peut affecter les fichiers phsp quand un nombre relativement bas de particules sont enregistrés.

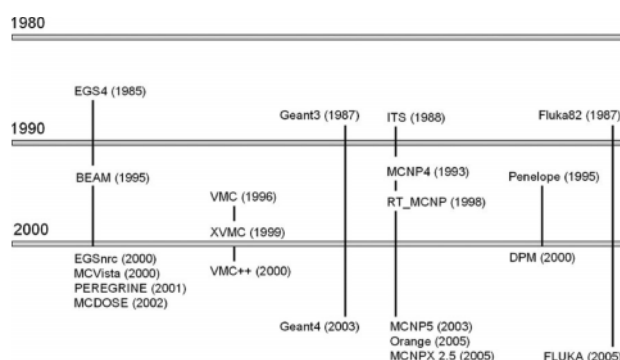


Figure 3 : Chronologie des différentes versions des codes MC utilisés en physique médicale.

III.2 Simulation du patient

Des données patient de simulation peuvent être traitées de deux manières. Une approche commune est de convertir des nombres CT en matériaux et des densités en utilisant une fonction prédéfinie de conversion des nombres CT. Ceci est montré sur la figure 5 où les images CT originales en format DICOM (figure 5a) sont converties (pour la démonstration) en fichier texte (figure 5b) où le nombre et la densité du matériau sont stockés pour chaque voxel de la grille de calcul en utilisant la fonction de conversion dans la figure 5c. Pendant la simulation MC, les données de sections efficaces de chaque matériau sont prélevées de la base de données quand les particules pénètrent un voxel spécifique. Une deuxième approche, qui a été implémentée dans les codes de XVMC/VMC++, est basée sur la considération que la variation de la masse et du pouvoir d'arrêt avec la densité peuvent être exprimé par un rapport simple pour les tissus biologiques aux énergies d'intérêt thérapeutique [17]. Dans cette méthode, des nombres CT sont convertis en densités de masse qui sont alors employées pour prélever des probabilités d'interaction en utilisant le rapport du pouvoir d'arrêt du matériau à celui de l'eau.

IV. Les récentes approches MCTP

Un certain nombre de systèmes de planification de traitement (TPS) basés sur MC sont disponibles dans le commerce aujourd'hui. Plusieurs travaux ont été publiés sur les modèles de calcul de dose basés sur la méthode MC.

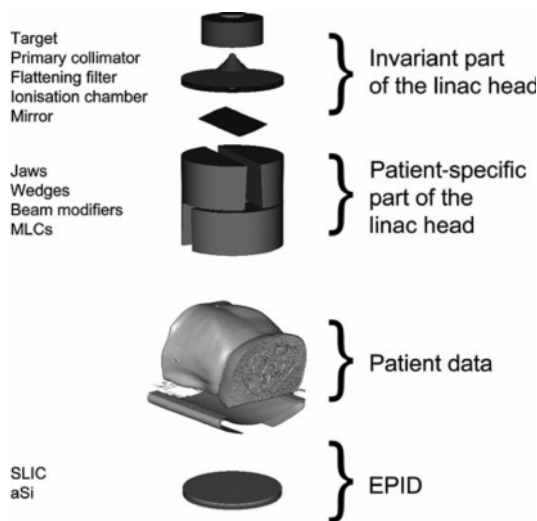


Figure 4

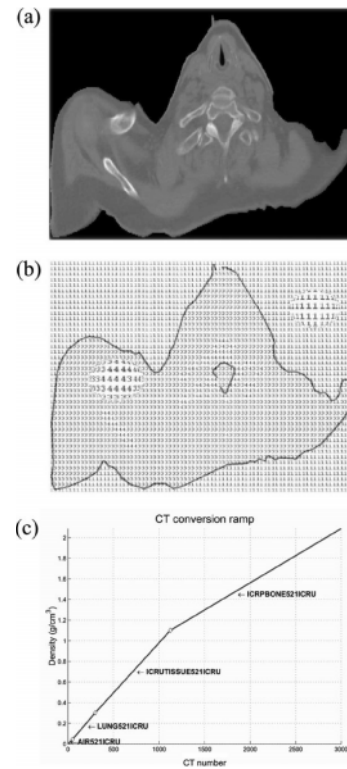


Figure 5

IV.1 MCRTV

Un système intégré pour la vérification des plans de traitement MC (MCRTV) [21] a été développé à l'université d'Osaka. Le système est établi sur le code MC EGS4 et divise la simulation du patient en trois étapes : (1) simulation de la pièce invariable de la tête des linac, (2) simulation de la modulation de faisceau spécifique-patient et (3) simulation de l'irradiation du patient. MCRTV a été intégré avec le TPS Eclipse (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA). MCRTV n'est pas encore publiquement disponible.

IV.2 MMCTP

L'environnement de recherche en matière de radiothérapie de McGill pour la planification de traitement avec MC (MMCTP), développé à l'université de McGill [22], est un système logiciel multi-plateforme (Windows, Linux, Macintosh) qui met en application les codes BEAMnrc et XVMC pour la planification de traitement. Les deux codes MC sont employés séquentiellement pour calculer la dose dans le patient. BEAMnrc est employé pour la simulation de tête de traitement, tandis que XVMC est employé pour le calcul de dose dans le patient. Le système fonctionne sur un monoposte, supporte les formats DICOM-RT, RTOG (le format de groupe d'oncologie de thérapie radiologique et format CART de Varian. Le système n'est pas encore publiquement disponible pour le téléchargement.

SMCP

Le plan suisse Monte Carlo (SMCP) a été développé à l'hôpital de Berne a été connecté avec le TPS Eclipse [23]. Les auteurs du code ont développé un environnement flexible dans lequel des simulations MC peuvent être lancées dans le TPS Eclipse par un GUI consacré où l'utilisateur peut ajuster plusieurs paramètres de simulation. Des simulations sont envoyées à un faisceau à distance et surveillées. Quand des simulations sont accomplies, les résultats sont rassemblés et transférés pour l'analyse en utilisant toutes les fonctions du TPS. Ce logiciel met en application EGSnrc [8], VMC++ [18], l'algorithme anisotrope analytique (AAA) [24] et PIN, un code interne MC pour la simulation des interactions de photon.

V. Etat actuel et perspectives

Le nombre de systèmes de planification de traitement basés sur la méthode MC en croissance continue. En plus de ceci, on s'attend à ce que le nombre de TPS commercialisés MC-based double en 2010 avec plus de 30 centres, en Europe seulement. Par conséquent, il est raisonnable de penser que MCTP restera un outil de prospective pour l'instant. Néanmoins, puisque MC est très une méthode générale et flexible, elle devient avantageuse à mesure que la complexité du problème augmente [27]. En effet, par analogie avec la simulation des filtres dynamiques ou des MLC dynamiques, la méthode MC très bien adaptée à la simulation des traitements de radiothérapie avec le mouvement respiratoire. C'est parce que l'ensemble de données de voxel représentant le patient peut être 'déplacé' mathématiquement pendant le calcul de dose MC pour simuler le mouvement patient, sans opérations informatiques additionnelles.

REFERENCES

1. National Radiotherapy Advisory Group. Radiotherapy: delivering a world class service for England (Department of Health) (2007).
2. Department of Health. Cancer reform strategy (Department of Health, London) (2007). See also <http://www.dh.gov.uk/publications>.
3. Dische, S., Saunders, M. I., Williams, C., Hopkins, A. and Aird, E. Precision in reporting the dose given in a course of radiotherapy. *Radiother. Oncol.* 29(3), 287–293 (1993).
4. Papanikolaou, N., Battista, J. J., Boyer, A. L., Kappas, C., Klein, E., Mackie, T. R., Sharpe, M. and Van Dyk, J. Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams. AAPM Report No. 85 (Medical Physics Publishing, Madison, WI) (2004).
5. Chetty, I. J. et al. Report of the AAPM Task Group No. 105: issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning. *Med. Phys.* 34, 4818–4853 (2007).
6. Fasso, A., Ferrari, A., Ranft, J. and Sala, P. R. FLUKA: a multi-particle transport code. CERN-200510, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773 (2005).
7. Brown, F. B. MCNP—a general Monte Carlo-particle transport code, version 5. Report LA-UR-03 1987 (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM) (2003).
8. Kawrakow, I. and Rogers, D. W. O. The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Technical Report PIRS-701 (National Research Council of Canada, Ottawa, Ont.) (2000).
9. Baro', J., Sempau, J., Fernandez-Varea, J. M. and Salvat, F. PENELOPE—an algorithm for Monte-Carlo simulation of the penetration and energy-loss of electrons and positrons in matter. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 100, 31–46 (1995).
10. Agostinelli, S. et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 506, 250–303 (2003).
11. Rogers, D. W. O. Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. *Phys. Med. Biol.* 51, R287–R301 (2006).
12. Ma, C. M. and Jiang, S. B. Monte Carlo modelling of electron beams from medical accelerators. *Phys. Med. Biol.* 44, R157–R189 (1999).
13. Verhaegen, F. and Seuntjens, J. Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. *Phys. Med. Biol.* 48, R107–R164 (2003).
14. Reynaert, N., van der Marck, S. C., Schaart, D. R., Vander Zee, W., Van Vliet-Vroegindewey, C., Tomsej, M., Jansen, J., Heijmen, B., Coghe, M. and De Wagter, C. Monte Carlo treatment planning for photon and electron beams. *Radiat. Phys. Chem.* 76, 643–686 (2007).
15. Rogers, D. W., Faddegon, B. A., Ding, G. X., Ma, C. M., We, J. and Mackie, T. R. BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment. *Phys. Med. Biol.* 22, 503–524 (1995).
16. Spezi, E. Status of MCTP in Europe. *Radiother. Oncol.* 84, S6–S7 (2007).
17. Fippel, M. Fast Monte Carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm. *Med. Phys.* 26, 1466–1475 (1999).
18. Kawrakow, I. VMC^{pp}, electron and photon Monte Carlo calculations optimized for radiation treatment planning: advanced Monte Carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications. In: *Proceedings of the Monte Carlo 2000 Meeting*, Lisbon, Kling, A. et al., Eds. (Springer, Berlin) pp. 229–236 (2001).
19. Sempau, J., Wilderman, S. J. and Bielajew, A. F. DPM, a fast, accurate Monte Carlo code optimized for photon and electron radiotherapy treatment planning dose calculations. *Phys. Med. Biol.* 45, 2263–2291 (2000).
20. Vanderstraeten, B. et al. Conversion of CT numbers into tissue parameters for Monte Carlo dose calculations: a multi-centre study. *Phys. Med. Biol.* 52, 539–562 (2007).
21. Yamamoto, T., Mizowaki, T., Miyabe, Y., Takegawa, H., Narita, Y., Yano, S., Nagata, Y., Teshima, T. and Hiraoka, M. An integrated Monte Carlo dosimetric verification system for radiotherapy treatment planning. *Phys. Med. Biol.* 52, 1991–2008 (2007).
22. Alexander, A., Deblois, F., Stroian, G., Al-Yahya, K., Heath, E. and Seuntjens, J. MMCTP: a radiotherapy research environment for Monte Carlo and patientspecific treatment planning. *Phys. Med. Biol.* 52, N297–N308 (2007).
23. Fix, M. K., Manser, P., Frei, D., Volken, W., Mini, R. and Born, E. J. An efficient framework for photon Monte Carlo treatment planning. *Phys. Med. Biol.* 52, N425–N437 (2007).
24. Ulmer, W., Pyry, J. and Kaissl, W. A 3D photon superposition/convolution algorithm and its foundation on results of Monte Carlo calculations. *Phys. Med. Biol.* 50, 1767–1790 (2005).
25. Yaikhom, G., Giddy, J. P., Walker, D. W., Downes, P. E., Spezi, E. and Lewis, D. G. A distributed simulation framework for conformal radiotherapy. In: *Proceedings of the 22nd IEEE International Parallel and Distributed Processing Symposium (IPDPS)* (IEEE Computer Society) 2993–3000 (2008).
26. Keall, P. J., Joshi, S., Vedam, S. S., Siebers, J. V., Kini, V. R. and Mohan, R. Monte Carlo as a fourdimensional radiotherapy treatment-planning tool to account for respiratory motion. *Phys. Med. Biol.* 49, 3639–3648 (2004).
27. Verhaegen, F. Monte Carlo techniques in radiotherapy treatment planning towards a virtual radiotherapy department. *SCOPE* 11, 20–24 (2002).

Thème 4

Applications des rayonnements

REGENERATION DU CHARBON ACTIF EN GRAINS SATURE PAR L'ACIDE HUMIQUE PAR LES VOIES THERMIQUE ET PAR IRRADIATION GAMMA AU MOYEN DU COBALT-60

S. Louelhi¹, D.Moudir¹, Z.Melzi¹, A.Aouabed², R.Rihi², A.Hammadache²

¹ Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, Département des Applications Industrielles, Division des Applications Nucléaire, 2, Boulevard Frantz Fanon BP399.RP.Alger –gare. Alger 16000 Alger

² Université de Blida ; Faculté des Sciences de l'Ingénieur. Route de Soumaa Ouled Yaich BP720 Blida

Au cours de ces dernières décennies, l'augmentation des besoins en eau par l'explosion démographique mondiale a rendu obligatoire l'utilisation des eaux de surface pour la production d'eau potable. Contrairement aux eaux souterraines, où parfois seule une désinfection est nécessaire, les eaux de surface sont de moindre qualité et nécessitent souvent des traitements préalables plus raffinés. Les eaux de surfaces peuvent véhiculer des substances indésirables comme les acides humiques qui proviennent essentiellement du lessivage des sols, des tourbières et des marécages.

Elle peut être la cause d'une certaine toxicité acquise au cours du traitement, via la métabolisation de certains composés, comme la formation de THM induite par une oxydation, plus particulièrement par une chloration et influence directement la stabilité biologique de l'eau dans le réseau de distribution. Les acides humiques ont une influence nuisible sur la qualité de l'eau, ces substances donnent des goûts et des couleurs indésirables, servent comme nourriture pour la croissance bactérienne et à cause de leur capacité à piéger les métaux lourds, les pesticides et les herbicides qui sont responsables de l'accroissement de la concentration de ces substances dans l'eau. Les acides humiques sont des poly-électrolytes naturels résultants de la dégradation des plantes, des animaux, et d'autres activités biologique des microorganismes dans l'environnement.

Lorsqu'ils sont en excès ils réagissent avec le chlore pour donner naissance à des composés organiques chlorés reconnus comme étant cancérigènes communément appelés sous produits de désinfection ou SPD

Afin de palier cet état de fait un certain nombre de modifications au niveau des filières de traitement des eaux ont été opérées pour répondre à des normes de qualité de plus en plus sévères.

Plusieurs procédés tels que la coagulation, la séparation membranaire et l'adsorption sur résines synthétiques et charbon actif ont été développé pour l'élimination de ces substances. Cependant, l'adsorption sur charbon actif semble être la méthode la plus adéquate pour la réduction des acides humiques.

Notre étude présente un double intérêt le premier est de santé publique et le second est économique qui repose sur le pouvoir de réutilisation du charbon actif plusieurs fois dans les opérations de traitement des eaux.

Mais cette possibilité est conditionnée sur le mode de régénération adéquat car ce dernier prend en considération plusieurs enjeux (rendement de régénération, coût du traitement).

Parmi les méthodes de réduction des composées organiques, l'adsorption sur charbon actif semble la plus adéquate, mais lorsque le charbon actif arrive à la saturation il desorbe la matière organique excédentaire.

L'objectif visé par cette présente investigation porte sur l'étude comparative entre deux techniques de régénération du charbon actif en grains (CAG) saturé par les matières organiques naturelles.

La première est par la voie thermique au moyen d'un four à moufle où le CAG saturé par l'acide humique a été exposé à différents paliers de température jusqu'à obtention de la température de réactivation optimale.

Les meilleurs résultats obtenus ont été enregistrés pour le CAG traité à 600° après un temps d'exposition de 15 mn pour le mode en batch et 700 °C après 15 mn d'exposition pour le mode en continu.

Ces conditions expérimentales ont permis d'atteindre les meilleures indices d'iode évalués à

734,7 mg.g⁻¹ pour le traitement en batch et à 739,7 mg.g⁻¹ pour le traitement en continu à 700°C

Cette technique a permis de réactiver le pouvoir d'adsorption à plus de 90 % par rapport au charbon actif neuf ayant un indice d'iode égale à 810 mg.g⁻¹.

Le second traitement par le rayonnement gamma (γ) émis à partir d'une source de Cobalt ($^{60}\text{Co}^*$) a été conduit au moyen de l'irradiateur pilote du CRNA ayant une activité initiale de $1332 \cdot 10^4$ Bq soit 35990 Ci.

Pour ce mode de régénération les résultats obtenus ont montré que la dose d'irradiation de 8 kGy, a permis d'obtenir un indice d'iode de 738,5 mg.g⁻¹ pour le traitement en batch et de 742,3 mg.g⁻¹ pour le mode de traitement continu à la dose de 10 kGy.

SYNTHESE PAR IRRADIATION GAMMA D'UN PANSEMENT A BASE D'ALCOOL POLYVINYLIQUE – CHITOSANE

M. Mahlous¹, D.Tahtat¹, S. Benamer¹, A. Nacer Khodja¹, B. Mansouri¹; S. Larbi Youcef¹; H. Chader², M. B. Mansouri

¹Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon, BP-399 Alger-gare

²Laboratoire National de Contrôle des Produits Pharmaceutiques

Résumé

Dans le présent travail, il a été synthétisé un hydrogel à base d'un polymère synthétique (alcool polyvinylique) contenant du chitosane, extrait à partir de plumes de calmar, déacétylé à 70% et de 470 kDa de poids moléculaire. Le complexe est irradié à l'aide d'une source de cobalt 60 à une dose de 25kGy qui permet, d'une part la réticulation de l'hydrogel en lui conférant une structure tridimensionnelle, et d'autre part, sa stérilisation qui est indispensable à son utilisation en tant que pansement pour le traitement des lésions cutanées. L'hydrogel est caractérisé par la détermination des taux de gel, de gonflement et de transmission de la vapeur d'eau. Des analyses par infrarouge à transformée de Fourier et des observations au microscope électronique à balayage (SEM) ont de même été réalisées. Les essais pharmacologiques du pansement ont été réalisés sur des rats, sur deux types de blessures : incision et brûlure. L'irradiation à la dose de 25 kGy de la formulation concentrée à 5% en PVA a permis une réticulation qui s'est traduite par un taux de gel de 76%. Le taux de gonflement à l'équilibre de l'hydrogel qui est atteint au bout de 48h est de 88%. Le spectre FTIR a montré l'apparition de deux nouveaux pics, l'un à 1705 cm⁻¹ attribué aux groupements carbonyles, et l'autre à 1655 cm⁻¹ qui peut être du aux groupements carbonyles et/ou carboxyles. L'observation au microscope électronique a montré une structure hétérogène du complexe qui est due à la présence des macromolécules du polymère naturel (chitosan) incorporé dans la formulation. Les résultats macroscopiques de cicatrisation du modèle de première intention (incision) sont observés au bout du 5^e jour, alors que pour le modèle de seconde intention (brûlure) la cicatrisation est obtenue au 15^e jour.

Introduction

Les hydrogels sont des réseaux polymériques tridimensionnels, hydrophiles, capables d'absorber de grandes quantités d'eau ou de fluides biologiques. Les réseaux sont composés d'homopolymères ou de copolymères, et sont insolubles en raison de la présence de liaisons de réticulation chimiques (liaisons covalentes) ou physiques, tels que les enchevêtrements. Les réticulations confèrent à l'hydrogel la structure du réseau et en assurent l'intégrité physique. Il existe de nombreuses applications des hydrogels, en particulier dans les secteurs médical et pharmaceutique. Ainsi, les hydrogels peuvent être utilisés comme des lentilles de contact, des membranes de biocapteurs, des matériaux pour peau artificielle, et de dispositifs de diffusion lente de médicaments.

Synthèse des hydrogels

Il existe différentes méthodes chimiques et physiques de synthèse des hydrogels; cependant, la synthèse par irradiation semble être la méthode la plus adéquate pour la fabrication de biomatériaux.

Irradiation de solutions de polymères

Les polymères mis en solution aqueuse sont, en fonction de leur structure chimique, soit réticulés soit dégradés sous l'effet du rayonnement ionisant. Les polymères vinyliques, dont les atomes de carbone de la chaîne principale contiennent au moins un atome d'hydrogène, ont généralement tendance à être réticulés sous irradiation. Ceux dont les atomes de carbone sont

tétra-substitués ont tendance à se dégrader sous irradiation. Dans le présent travail l'alcool polyvinylique (PVA) a été choisi comme polymère de base pour la synthèse de l'hydrogel.

Mécanisme de la réticulation du PVA sous irradiation.

Le PVA appartient à la famille des polymères réticulables sous irradiation.

Lors de l'irradiation d'une solution aqueuse du PVA, il se forme des radicaux sur la chaîne polymérique à la suite de la dissolution homolytique des liaisons C-H. De plus la radiolyse de l'eau donne naissance à des radicaux hydroxyles OH, qui à leur tour attaquent la chaîne polymérique pour donner naissance à des macroradicaux. La recombinaison des macroradicaux formés conduit à la formation de nouvelles liaisons covalentes intra et intermoléculaires. Cependant seules les liaisons intermoléculaires contribuent à la formation du réseau tridimensionnel réticulé, donc à l'augmentation de la masse moléculaire.

Matériel et méthodes

Matériel

Le chitosan déacétylé à 70% et de poids moléculaire égal à 470 kDa, a été produit par nos soins à partir de la chitine de plumes de calamar (*Loligo sp.*). Le poly (vinyle alcool) de masse moléculaire $M_w=205$ kDa, le polyéthylène glycol (PEG 400) (Fluka, pour analyse), ont été utilisés sans aucune purification.

Animaux

32 rats Albino Wistar males de poids compris entre 260-320g ont été utilisés pour les essais pharmacologiques. Les tests pharmacologiques ont été réalisés au Laboratoire National de Contrôle des Produits Pharmaceutiques.

Préparation de l'hydrogel

L'hydrogel PVA/ chitosan a été préparé par dissolution de la poudre de chitosane à différentes concentrations (0.25 à 1%) dans une solution aqueuse d'acide acétique 2M. Une quantité de poudre de PVA a été ajoutée à la solution de chitosane de sorte à avoir une concentration finale en polymère égale à 5%. Le PEG a été ajouté à la concentration de 1.5% au mélange. La solution ainsi obtenue a été irradiée à la dose de 25 kGy à l'aide du rayonnement gamma du cobalt -60. Cette dose d'irradiation permet, d'une part de réticuler l'hydrogel, et d'autre part elle en assure la stérilité.

Caractérisation de l'hydrogel

Etude du gonflement dans l'eau

La cinétique de gonflement de l'hydrogel dans l'eau distillée a été conduite à température ambiante et à pH neutre. Le taux de gonflement (S %) a été calculé à l'aide de la formule suivante:

$$S (\%) = [(W_s - W_d) / W_s] \times 100$$

où: W_s et W_d représentent, respectivement, le poids de l'hydrogel à l'équilibre de gonflement et avant immersion dans l'eau.

Taux de gel

Le taux de gel représente la fraction insoluble de l'hydrogel réticulé. Après extraction de la fraction soluble par autoclavage à 120°C pendant 2 heures, le gel obtenu est séché sous vide à 60°C jusqu'à poids constant. Le taux de gel, Gel (%) est déterminé comme étant le rapport du poids du gel sec (W_{dg}) au poids du initial du polymère (W_{ip}), exprimé en pourcentage.

$$\text{Gel} (\%) = (W_{dg} / W_{ip}) \times 100$$

Perméabilité à la vapeur d'eau

L'évaluation de la perméabilité de l'hydrogel à la vapeur d'eau a été réalisée par la détermination du taux de transmission de la vapeur d'eau (Water Vapor Transmission Rate, WVTR) et ce conformément à la norme ASTM (E 96-80). Cette méthode consiste à placer la cuve contenant de l'eau distillée et recouverte d'une plaque de l'hydrogel, objet de l'étude, dans une étuve thermostatée pendant 24h et d'effectuer des pesées à intervalles de temps réguliers afin de déterminer la quantité d'eau perdue par évaporation. Le taux de transmission de la vapeur d'eau TVE, exprimé en g/m²/h, est calculé à l'aide de la formule (2).

$$TVE = G/tA = (G/t)/A$$

où: G est la différence de poids, t-le temps pendant lequel il y a eu cette variation de poids, G/t – pente de la droite et A- la surface de la plaque de l'hydrogel au dessus de l'eau.

Microscopie électronique à balayage

La structure morphologique de l'hydrogel a été observée sur un microscope électronique à balayage XL ESEM de marque Philips. Les échantillons ont été recouvert d'une couche d'or de 20 Å d'épaisseur.

Spectroscopie infrarouge

Les analyses en infrarouge du PVA, du chitosane et du mélange PVA-Chitosan ont été réalisées sur un spectrophotomètre FTIR Nicolet 380. Les spectres ont été obtenus sur des pastilles de KBr à raison de 1 mg de produit à analyser dans 100 mg de KBr. Les spectres ont été enregistrés après accumulation de 1000 balayages par pas de 4 cm⁻¹ dans gamme des nombres d'onde allant de 4000 à 400 cm⁻¹.

Tests (pharmacologiques)

Les 32 rats ont été répartis en deux lots de 16 chacun, l'un pour le traitement conventionnel au tulle gras, l'autre destiné au traitement à l'hydrogel PVA/chitosane. Chaque lot comporte deux groupes, l'un avec le modèle de première intention (incision), l'autre avec le modèle de seconde intention (brûlure).

Les rats ont été anesthésiés à l'aide du thiopental de sodium à la dose de 40mg par kilogramme de poids de l'animal. Le produit a été administré par voie intra-péritonéale.

Les poils du dos de l'animal ont été rasés pour bien dégager la surface destinée à l'expérimentation. Sur chaque rat il a été pratiqué, selon le cas, soit une incision franche de 1,5 cm de longueur, soit une brûlure l'aide d'un poinçon en cuivre de forme carrée (1.5×1.5cm) chauffé à 100°C et appliqué pendant 5 secondes sur la surface rasée du flan de l'animal. Un analgésique a été administré aux animaux pendant 7 jours.

Le suivi de la guérison s'est fait sur la base d'observations visuelle de l'état de la blessure.

Résultats et discussion

Caractérisation de l'hydrogel

Etude du gonflement dans l'eau

La cinétique de gonflement de l'hydrogel dans l'eau distillée est représentée sur la figure 1. Il est observé une rapide augmentation du taux de gonflement pendant les dix premières heures d'immersion de l'hydrogel dans l'eau. Puis on observe un ralentissement et enfin la formation d'un palier qui correspond à l'équilibre de gonflement après 48 heures.

Le taux de gonflement de l'hydrogel semble être influencé par la teneur en chitosan, en effet, le taux de gonflement est d'autant plus important que la teneur en chitosan est grande. L'hydrogel gonfle grâce à l'absorption de l'eau qui vient occuper les volumes libres entre les chaînes macromoléculaires réticulées. Plus les liaisons de pontages (réticulation) sont rapprochées moins de volumes libres sont disponibles et par conséquent moins d'eau sera absorbée par le matériau. Inversement, une faible densité de réticulation favorise l'absorption.

Nous observons sur la figure 1 que le taux de gonflement est le plus faible pour le PVA ne contenant pas de chitosane, et plus la concentration en chitosane est importante, plus le taux de gonflement est élevé. Cela signifie que la présence de molécules de chitosane dans l'hydrogel empêche la formation de liaisons de pontage entre les macromolécules du PVA. Par conséquent on obtient des densités de réticulation d'autant plus faibles que les concentrations en chitosane sont importantes.

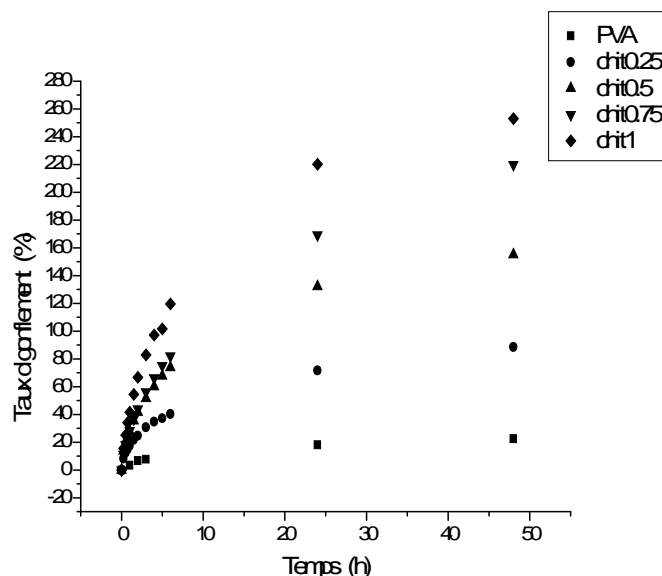


Fig. 1 : Cinétique de gonflement du PVA/Chitosane en fonction de la teneur en chitosan.

Taux de gel

La variation du taux de gel et du taux de gonflement de l'hydrogel en fonction de la concentration en chitosane est représentée sur la figure 2. Nous constatons que le taux de gel décroît avec l'augmentation de la concentration en chitosane. Ceci s'explique par le fait que la présence du chitosane dans le mélange empêche la formation de liaisons de réticulation entre les chaînes macromoléculaires du PVA, ce qui conduit à de faibles densités de réticulation ; et par conséquent à de plus importants volumes libres à même de contenir d'importantes quantités d'eau.

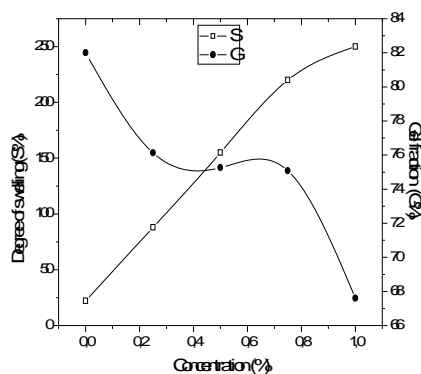


Fig. 2 : Evolution du taux de gel et du degré de gonflement de l'hydrogel PVA/chitosane en fonction de la teneur en chitosane.

Perméabilité à la vapeur d'eau

Le taux de transmission de la vapeur d'eau de l'hydrogel, déterminé selon la norme ASTM (E 96-80) est de 377.10^{-5} g. m⁻².h⁻¹.

Microscopie électronique à balayage

La structure morphologique de l'hydrogel observée sur un microscope électronique à balayage est représentée sur la figure 3. L'hydrogel à base de PVA pur présente une structure homogène (Fig. 3a), alors que celui contenant le chitosane présente une structure hétérogène qui est due à la présence d'agrégats de chitosane (Fig. 3b).

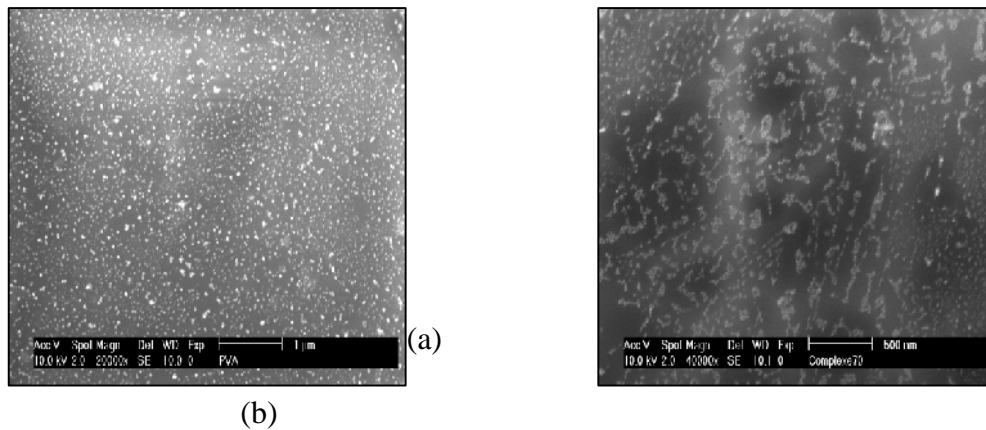


Fig. 3 : SEM photomicrographs: (a) PVA (b) hydrogels PVA/chitosan CsD₁

Spectroscopie infrarouge

Les spectres d'absorption en infrarouge du PVA, du chitosane et du mélange PVA-Chitosan Sont représentés sur la figure 4.

Le spectre PVA/chitosane présente deux nouveaux pics à 1644 et 1574 cm⁻¹.

Ces pics sont attribués, respectivement, à l'étirement des liaisons C=O des amides primaires aux liaisons N-H des amides secondaires du chitosane. Une autre bande d'absorption est apparue à 2942 cm⁻¹. Cette dernière n'est observée ni sur le spectre du PVA, ni sur celui du chitosane. L'apparition de ces bandes d'absorption dans le composés PVA/chitosane, dénote la présence du chitosane dans le mélange, mais ne en évidence aucune interaction entre les composants du mélange.

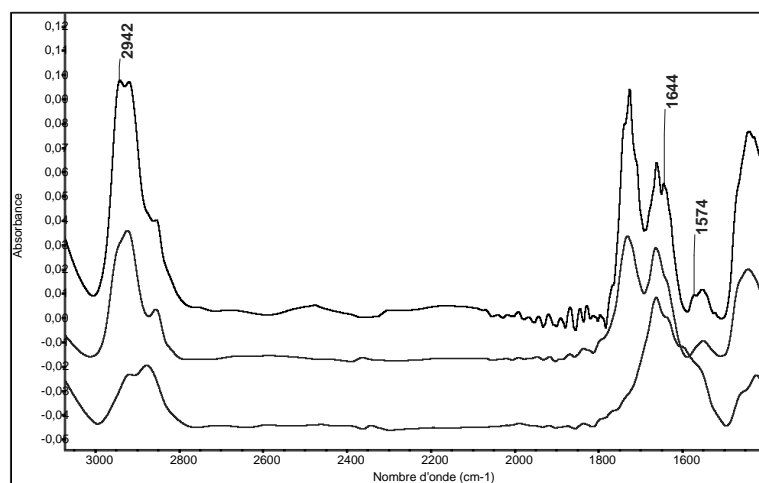


Fig. 4 : FTIR spectrum (a) PVA/chitosan CsD₁ 1%, (b)PVA, (c) chitosan

Tests (pharmacologiques)

Les observations des tests pharmacologiques ont montré que l'hydrogel utilisé pour le revêtement temporaire des lésions cutanées présente des propriétés bien meilleures que celle du tulle gras du fait qu'il n'adhère pas à la plaie et qu'il absorbe l'exsudat de celle-ci.

La présence du chitosane dans la formulation, connu pour ses propriétés cicatrisantes, semble réellement accélérer la cicatrisation. En effet, pour l'incision l'application de l'hydrogel a donné un excellent résultat au bout de deux jours d'application, et une cicatrisation totale au bout de 5 jours, alors qu'avec le tulle gras il en a fallu huit. Pour ce qui est de la brûlure, une bonne cicatrisation est obtenue au bout du neuvième jour. Le même résultat n'est obtenu avec le tulle gras qu'au bout de 20 jours.

Conclusion

Grâce à ses effets ionisants, le rayonnement gamma permet de modifier les propriétés des matériaux polymériques. Appliqué à la synthèse de biomatériaux, il permet d'obtenir des produits purs exempts d'additifs chimiques, dont l'élimination totale est généralement difficile à atteindre.

Les hydrogels à base de PVA, contenant du chitosane en faible quantité, utilisés comme pansement présentent d'excellentes propriétés, telles que la capacité à absorber l'eau de l'environnement où ils se trouvent ce qui permet l'absorption de l'exsudat des plaies et de maintenir un environnement humide autour de la plaie. Il est bien établi que l'environnement humide permet la régénération des cellules. Contrairement au tulle gras, leur particularité d'adhérer à la peau saine mais pas à la plaie, facilite le changement de pansement sans traumatisme supplémentaire, et donc sans douleur pour le patient.

La présence de chitosane dans la formulation de l'hydrogel permet d'inhiber la croissance de bactéries, et de favoriser le phénomène d'épithélialisation.

Remerciements

Nous remercions Pr. Mansouri (LNCPP) de nous avoir permis de réaliser les essais cliniques au sein de son Organisme.

Nos remerciements s'adressent aussi aux résidents en pharmacologie de 2^e année du LNCPP, promotions 2007/2008 et 2008/2009 pour leur précieuse contribution aux essais cliniques.

Bibliographie

- [1] C. C De Merlis, D. R Schoneker, Review of the oral toxicity of polyvinyl alcohol (PVA). *Food Chem. Toxicol.* **41** (2003) 319–326.
- [2] R..A..A. Muzzarelli, Chitosan-based dietary foods. *Carbohydrate polymers*; 29 (1996) 309-316.
- [3] W. Paul, C. P. Sharma, Chitosan and alginate wound dressings: short review. *Trends Biomater. Artif. Organs.* 18-1 (2004) 18-23.
- [4] I. M. Van der ubben, J. C. Verhoef; G. Borchard, H.E. Junginger, Chitosan and its derivative in mucosal drug and vaccine delivery. *European Journal of Pharmaceutical Science*, 14 (2001) 201-207.
- [5] M. Zhang, T. Tan, H. Yuan, C. Rui, Insecticidal and fungicidal activities of chitosan and oligo-chitosan. *Journal of Bioactive and Compatible Polymers*, 18 (2003).
- [6] E. Guibal, Interaction of metal ions with chitosan based sorbents: A review. *Separation and Purification Technology.* 38 (2004) 43-74.

- [7] S. Mima, M. Miya, R. Iwamoto, and S. Yoshikawa, Highly deacetylated chitosan and its properties. *Journal of Applied Polymer Science*. 28 (1983) 1909-1917.
- [8] D. Tahtat, C. Uzun, M. Mahlous, O. Guven. Beneficial effect of gamma irradiation on the N-deacetylation of chitin to form chitosan. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 265 (2007) 425-428.
- [9] J. Brugnerto, J. Lizardi, F.M. Goycoolea, W. Arguelles-Monal, J. Desbrieres, M. Rinaudo, An infrared investigation in relation with chitin and chitosan characterization. *Polymer*. 42 (2001) 3569-3580.
- [10] X. Jiang, L. Chen, W.A. Zhong, New linear potentiometric titration method for the determination of deacetylation degree of chitosan. *Carbohydrate Polymers*, 54 (2003) 457-463.
- [11] S.C. Tan, E. Khor, T.K. Tan, S.M. Wong, The degree of deacetylation of chitosan: advocating the first derivative UV spectrophotometry method of determination, *Talanta*. 45 (1998) 713-719.
- [12] M. Lavertu, Z. Xia, A.N. Serreqi, M. Berrada, A. Rodrigues, D. Wang, M.D. Buschmann, A. Gupta, A validation ¹H-NMR method for the determination of the degree of deacetylation. *J. Pha and biomedical Analysis*, 32 (2003) 1149-1158.
- [13] Y. Zhang, C. Xue, Y. Xue, R. Gao and X. Zhang, Determination of the degree of deacetylation of chitin and chitosan by X- ray powder diffraction. *Carbohydrate Research*, 340 (2005) 1914-1917.
- [14] R. Shepherd, S. Reader, A. Falshaw, Chitosan functional properties. *Glycoconjugate Journal*, 14 (1997) 535-542.
- [15] A. Tolaimate, J. Desbrieres, M. Rhazi, A. Alagui, M. Vicendon, P. Vottero, On the influence of deacetylation process on the physicochemical characterisation of chitosan from squid chitin. *Polymer*, 41 (2000) 2463-2469.
- [16] S. Benamer, M. Mahlous, A. Boukrif, B. Mansouuri, S. Larbi Youef, Synthesis and characterization of hydrogels based on Poly (Vinyl Pyrrolidone). *Nuclear Instruments and Methods in Physics research B*. 248 (2006) 284-290.

Thème 5

Lasers

LASER DYNAMICS PROSPECT: STRONG PERTURBATION ANALYSIS

S.Ayadi ¹ and B.Meziane ²

¹USTHB, Faculté de physique, Laboratoire Lasers, BP32, El Alia, 16111, Alger, Algérie

²Université d'Artois, UCCS Artois, UMR CNRC 8181, Rue Jean Souvraz, SP18,62307, Lens Cedex, France

Summary

We re-examine the single Laser equations with a third-order perturbation analysis to derive, in addition to the well-known basic transient-pulsation, a second natural frequency, typical of the permanent pulsing, a second natural frequency, typical of the permanent pulsing-regime of operation. Comprehensive reinterpretation of the Laser dynamics is consequently carried out in terms of these two eigen-frequencies.

Introduction

Despite their simple structure, the Lorenz equations have been challenging the Laser community for more than decades 1 and the hydrodynamics area for more than four 2. This work aims at re-examining, with an in-depth third-order harmonic expansion analysis, their self-pulsing properties. In the laser dynamics issue, these equations describe light-matter interactions inside a unidirectional ring cavity, relating the electric field $E(t)$ to the polarization $P(t)$ and population inversion $D(t)$ of the amplifying medium, with non-linearly coupled differential equation that take the basic form:

$$\dot{E}(t) = -k\{E(t) + 2CP(t)\} \quad (1a)$$

$$\dot{P}(t) = -\gamma_{\perp}\{-P(t) + E(t)P(t)\} \quad (1b)$$

$$\dot{D}(t) = -\gamma_{\parallel}\{D(t) + 1 + E(t)P(t)\} \quad (1c)$$

In the bad cavity configuration, beyond a critical pumping level $2C_{th}$ (second laser threshold), the above equations are unstable, revealing a rich variety of more or less complex solutions, in the form of regular or irregular, quite often chaotic, pulse trains.

Strong perturbation analysis to third-order in field-amplitude

Thus far, the analysis approach to eqs (1) has always been limited to linear stability analyse. Such small-perturbation methods extract the transient-pulsation of the signal, when developing from its stationary state, at the onset of instability.

$$\Delta_r = \gamma^{-1} \sqrt{2k\gamma_{\parallel}(k + \gamma_{\perp}) / (k - \gamma_{\parallel} - \gamma_{\perp})} \quad (2)$$

An iterative strong harmonic analysis based on a Fourier-expansion procedure 3, 4, extracts new analytical information that goes well beyond what is obtained from linear stability analysis. Carried-out to the third-order in field amplitude, it allows for the derivation, in addition to eq. (2), of a second natural frequency, which describes the long-term pulsation of the system when its driven beyond a characteristic level of excitation

$$\Delta_p = \sqrt{(2k(\gamma_{\perp} + 2\gamma_{\parallel}) + 3\gamma_{\parallel}) / \gamma_{\perp}(24\gamma_{\perp} + 6k + 9\gamma_{\parallel})} \quad (3)$$

Equation 2 and 3 confer the system the properties of two-frequency scheme that has never been put forward neither in the Laser nor in the hydrodynamics fields.

In addition to the above relations, we derive complete excitation-dependent closed form expressions for the transient and long-term pulsations. The obtained formulas are shown to scale commensurately, inside a narrow region of the control-parameters space, whose boundaries are precisely delimited. Within this zone, the solutions are predictable, and analytical solutions easily constructed. These carry a hierarchy of regular pulsing features; including the well known period-doubling route to chaos, which is shown to be rooted in a locking phenomenon between the two natural frequencies 2 and 3.

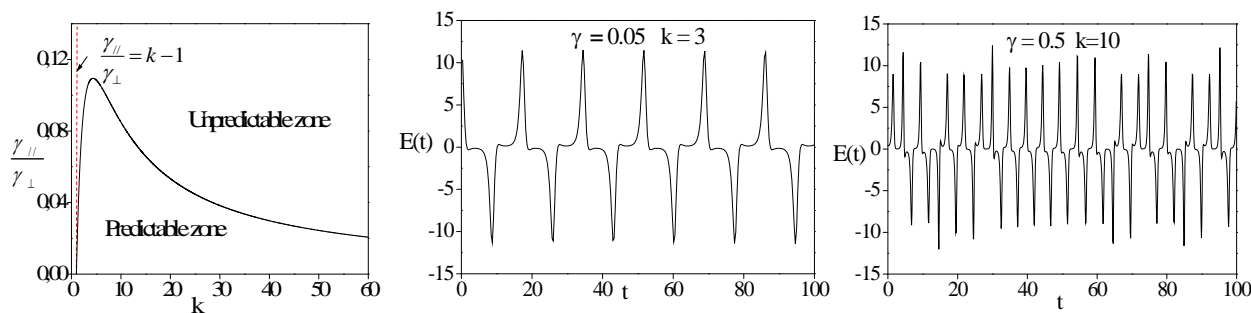


Fig. 1. Frontier delimitation between the predictable and the unpredictable solutions of the Laser-Lorenz equations (1), with two corresponding examples of regular and irregular time traces.

Within a much broader control-parameters space, the two eigen-frequencies scale incommensurately, giving the obtained solutions features of complex signals, culminating into unpredictable chaotic evolutions. As a direct consequence, a formal equivalence with the well-known “two- frequency route to chaos” is naturally drawn.

The boundary region, between the predictable and the unpredictable solutions is shown to satisfy the following cubic equation in $\gamma(k)$ ($\gamma = \frac{\gamma_{||}}{\gamma_{\perp}}$)

$$(9k^2 + 32k + 24)\gamma^3 + (15k^3 + 35k^2 + 52k + 24)\gamma + 2(3k^4 + 13k^3 + 26k^2 + 20k + 6)\gamma - 8k(k^2 - 1) = 0$$

With one physically- acceptable solution that follows the curve of fig.1, left. Two typical examples, obtained respectively in the predictable and in the unpredictable regions are represented in fig 1b and 1c, from which one may rapidly check that while the predictable solution is periodic, the unpredictable one follows an erratic evolution, a clear signature of chaotic behaviour

Conclusion

Our findings bear some high relevance in the fundamental aspect of non-linear dynamics, since, for more than four decades; Lorenz-Chaos has always been considered as a singular case of determinist turbulence. Any connection with the two-frequency scheme has ever been mentioned, neither in the laser literature nor in the hydrodynamics field. In fact only the third-order instability analysis correctly handles the Lorenz equations in their unstable and permanent regime of operation. For, only such an approach identifies a second eigen-

frequency, while linear stability analysis extracts the first one. The signature of these two coexisting pulsations gives Laser dynamics much now basically be viewed as a non-linear oscillation with two eigen-frequencies whose relative scaling directly connects to the system dynamics behaviour.

References

- [1] H. Haken, *phys. Lett. A* 53, 77 (1975)
- [2] E. N. Lorenz, *J. Atmos. Science* 20, 130 (1963)
- [3] S. Ayadi and B. Meziane, *Opt. Quant. Elect.* 39, 51 (2007)
- [3] B. Meziane and S. Ayadi, *Opt. Commun.* 281. Issues 15-16 , 4061-4067 (2008)

RECHERCHE DU QUANTUM CUTTER DANS LES PHOSPHATES DE TERRES RARES DOPÉS AUX IONS SAMARIUM ET EUROPIUM.

S. Hachani^{1,2}, B. Moine², A. El-akrmi³, M. Férid⁴

¹ Département de Physique, Faculté des Sciences et Sciences de l'ingénieur, B.P 145, Université Mohamed Khider, 07000, Biskra, Algérie, E-mail : hal souad@yahoo.fr

² Université de Lyon, Université Lyon 1, CNRS, UMR5620, Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, Villeurbanne, F-69622, France.

³ Département de Physique, Faculté des Sciences, B.P 12, Université Badji Mokhtar 23000, Annaba, Algérie.

⁴ Laboratoire des Matériaux, INRST, B.P 95, Hammam-Lif, 2050, Tunisie.

Résumé

Dans ce travail situé dans la perspective de recherche de nouveaux luminophores rouge à rendement optique supérieur à un, en utilisant le quantum cutter (QC), pour l'éclairage ou les panneaux à plasma couleur. Le couple d'ions choisi est le (Sm^{3+} , Eu^{3+}) et les matrices sélectionnées sont : YPO_4 , $\text{LaP}_5\text{O}_{14}$ et LaP_3O_9 . L'élaboration de ces matrices est réalisée en utilisant plusieurs méthodes physico-chimiques suivie par l'étude dans l'UV et le VUV afin de prouver le transfert d'énergie $\text{Sm}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ et l'existence du QC.

Mots-clefs : Phosphates ; Sm^{3+} ; Eu^{3+} ; Hydrothermale ; Flux ; quantum cutter ; VUV.

Introduction

Deux des applications les plus importantes pour lesquelles la fluorescence des ions terres rares est utilisée sont l'éclairage fluorescent et les écrans de visualisation. Dans ces deux cas les luminophores sont utilisés pour convertir les radiations ultraviolet (UV) ou (ultraviolet du vide (VUV)) en lumière visible. En ce qui concerne le domaine de l'éclairage de nombreuses études sont menées actuellement dans le but de supprimer le mercure nocif pour l'environnement utilisé comme source de photons UV, et le remplacer par un gaz rare comme le xénon. Le remplacement du mercure par le xénon pose le problème du rendement énergétique, donc si l'on veut que la décharge en xénon soit compétitive il faut trouver le moyen d'augmenter le rendement lumineux des luminophores qui réalisent la conversion VUV-Vis. Il faut donc chercher de nouveaux matériaux dont le rendement soit supérieur à 100% ! Ceci est possible en réalisant le Quantum Cutter (QC).

Le QC est la conversion d'un photon absorbé, dont l'énergie est située dans UV ou VUV, en deux photons émis. Nous avons décidé d'étudier le QC basé sur deux ions, appelé aussi « downconversion ». Après avoir posé les conditions de choix des dopants, nous avons sélectionné l'ion Sm^{3+} comme sensibilisateur et l'ion Eu^{3+} comme activateur. En utilisant la relation de P. Dorenbos [1], nous avons calculé la position de la bande 5d du Sm^{3+} , sa position nous a permis de sélectionner les matrices appropriées pour le couple (Sm^{3+} , Eu^{3+}) que sont : YPO_4 , $\text{LaP}_5\text{O}_{14}$ et LaP_3O_9 . La fig. 1 présente le diagramme des niveaux d'énergie des ions Sm^{3+} et Eu^{3+} . Le QC passe par les étapes suivantes :

- (1) Excitation du samarium dans la bande $4f^45d$, suivie d'une relaxation vibrationnelle jusqu'au niveau W (57000 cm^{-1}) ou le niveau Q (53000 cm^{-1}).
- (2) Relaxation croisée mène l'ion Sm^{3+} ou l'ion Eu^{3+} à un état excité.
- (3) Emission du premier photon rouge, si l'émetteur est l'ion europium, ou orange-rouge si l'émetteur est l'ion Sm^{3+} .
- (4) Le reste de l'énergie peut être transférée directement à un autre ion Eu^{3+} ou relaxation vibrationnelle de l'ion Sm^{3+} vers l'état $^4\text{G}_{5/2}$.
- (5) Emission du second photon visible (rouge ou orange-rouge).

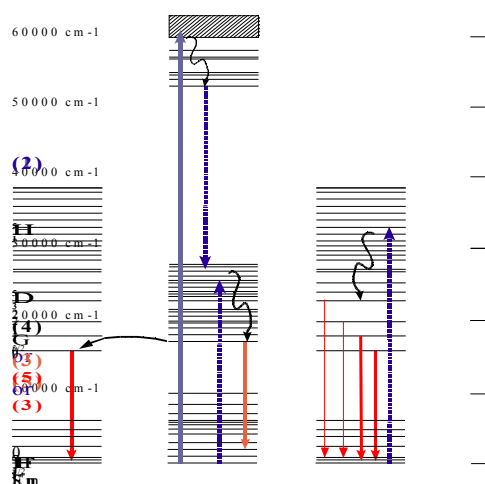


Fig.1. Diagramme des niveaux d'énergie des ions Sm^{3+} et Eu^{3+} .

2. Technique d'analyse Physico-chimique

YPO_4 cristallise dans le système quadratique du type zircon ZrSiO_4 , son groupe d'espace est $I4_1/amd$. $\text{LaP}_5\text{O}_{14}$ cristallise selon la forme (I) qui possède le groupe spatial $P2_1/c$ (C^5_{2h}), la maille est pseudoquadratique et l'angle est voisin de 90° et elle renferme quatre unités $\text{LaP}_5\text{O}_{14}$. LaP_3O_9 cristallise selon la forme (I) qui possède une symétrie orthorhombique et groupe d'espace $C222_1$. On note que l'ion terre rare occupe un seul type de site dans les trois matrices.

Les spectres d'excitation sont réalisés à l'aide d'une lampe Xe (450 W), le rayon incident passe par un monochromateur Jobin-Yvon Gemini 180 avant de taper sur l'échantillon. La fluorescence de l'échantillon est collectée par une fibre optique reliée à un double monochromateur Jobin-Yvon Triax 320. Ce double monochromateur transmet le signal au Photomultiplicateur EMI 9789. Les déclinés de fluorescence sont mesurés en utilisant un laser YAG avec OPO relié à un monochromateur et un ordinateur. Le dispositif de mesure de spectroscopie dans l'ultraviolet du vide est constitué d'une lampe deutérium (150 W) qui est couplé à un monochromateur MNR 100 (sous vide secondaire moins que 10^{-7} torrs). Les photons excitateurs entrent dans une enceinte où ils sont répartis en deux faisceaux par une lame MgF_2 transparente aux rayonnements VUV, un faisceau est dirigé vers un photomultiplicateur de référence sensible dans UV-VUV et l'autre faisceau est dirigé vers l'échantillon. La fluorescence et la réflexion diffuse de l'échantillon sont collectées d'une part par le photomultiplicateur de réflexion sensible dans UV-VUV et, d'autre part, par le photomultiplicateur de fluorescence R955P d'Hamamatsu sensible dans le domaine UV-Vis.

3. Résultats et discussions

3.1. Etude du transfert d'énergie

Il y a plusieurs méthodes d'étudier le transfert d'énergie entre les ions Sm^{3+} et Eu^{3+} dans le domaine spectral UV [4-6]. Parmi ces méthodes, nous avons utilisé la méthode d'excitation du niveau $^4I_{9/2}$ du Sm^{3+} (situé vers 481 nm dans tous les échantillons). En comparant les spectres d'excitation des matrices monodopées Eu^{3+} et codopées Sm^{3+} - Eu^{3+} pour voir l'émission de l' Eu^{3+} correspondante à la transition $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$; on définit deux types de pics. Premièrement, des pics détectés dans les deux spectres (indiqués par le signe 'x') attribués à l'ion Eu^{3+} . Deuxièmement, des nouveaux pics (indiqués par des flèches) détectés seulement dans les matrices codopées Sm^{3+} - Eu^{3+} attribués à l'ion Sm^{3+} . Ceci conduit, à la conclusion suivante : qu'il y a un transfert d'énergie $\text{Sm}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ dans les trois matrices (voir fig. 2). Pour vérifier cette conclusion, nous avons enregistré les spectres d'émission des

Les produits utilisés pour la préparation des échantillons sont : La_2O_3 (Fluka 99.98%), Sm_2O_3 (Fluka 99%), Eu_2O_3 (Fluka 99%) et Y_2O_3 (Merck 99.9%), H_3PO_4 (prolabo), $\text{La}(\text{NO}_3)_3\text{aq}$ (Fluka), $\text{SmCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (Merck 99%), $\text{Na}_3\text{P}_3\text{O}_9$ (Merck) et KBr (Prolabo). Les monophosphates d'yttrium sont préparés par la méthode hydrothermale [2], les cristaux $\text{LaP}_5\text{O}_{14}$ sont préparés par la méthode de flux [3] et les polyphosphates LaP_3O_9 sont élaborés par la précipitation des cyclotriphosphates.

matrices codopées sous excitation à 481 nm (le niveau $^4I_{9/2}$ du Sm^{3+}). Une fois l'ion Sm^{3+} est excité dans son niveau $^4I_{9/2}$, il relaxe d'une manière non radiative jusqu'au niveau $^4G_{5/2}$.

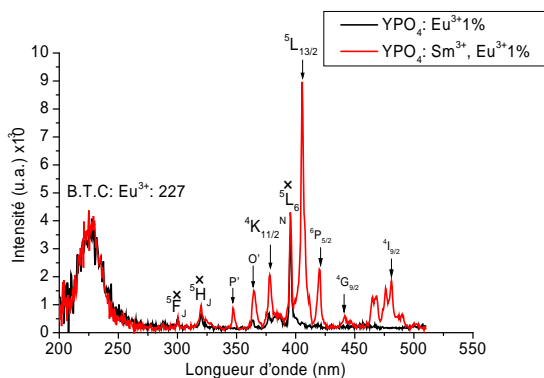


Fig. 2. Spectres d'excitation de $YPO_4: Eu^{3+} 1\%, Sm^{3+}-Eu^{3+} 1\%$ pour voir l'émission $^5D_0 - ^7F_1 : 595 \text{ nm}$ de l' Eu^{3+} .

Puis, une partie de l'énergie est transférée à l'ion Eu^{3+} voisin qui le mène à l'état 5D_0 excité, suivi par une émission selon les transitions $^5D_0 - ^7F_{2,4}$. Le reste de l'énergie est émise via des transitions $^4G_{5/2} - ^6H_J : Sm^{3+}$. Donc le transfert d'énergie $Sm^{3+} \rightarrow Eu^{3+}$ a eu lieu. On plus, la durée de vie de l'état excité 5D_0 de l' Eu^{3+} est ~ 3 ms est plus lente que celle de l'état $^4G_{5/2}$ du Sm^{3+} égale à 2 ms (dans YPO_4). Et dans le cas de LaP_5O_{14} , la durée de vie de l'état 5D_0 est ~ 4 ms est plus lente que celle de l'état $^4G_{5/2}$ égale à 3 ms. Ce résultat favorise le transfert d'énergie $Sm^{3+} \rightarrow Eu^{3+}$ estimé.

3.2. Spectroscopie VUV

Les spectres VUV d'excitation des échantillons sont présentés par les figs 3-5. La première transition $4f \rightarrow 5d$ du Sm^{3+} se situe vers 174 nm, 164 nm et 165 nm dans les matrices YPO_4 , LaP_5O_{14} et LaP_3O_9 respectivement [1]. Dans le cas de l'ion Eu^{3+} , la bande $5d_{DBS}$ se situe vers 152 nm dans la matrice YPO_4 [1,7]. On n'a pas pu détecter la 1^{ère} transition $4f \rightarrow 5d$ située, d'après le calcul, à des énergies inférieures à 150 nm pour les matrices LaP_5O_{14} et LaP_3O_9 [1] car ces deux matrices n'émettent pas au dessous de 155 nm. En outre, ces spectres montrent la B.T.C du Sm^{3+} situées vers 183 nm, 180 nm et 179 nm pour les matrices YPO_4 , LaP_5O_{14} et LaP_3O_9 respectivement [8]. Et la B.T.C de l' Eu^{3+} située à 219 nm pour YPO_4 [8]. Dans les spectres de la matrice LaP_5O_{14} , la Bande centrée à 213 nm peut être fitter par trois gaussiennes aux maxima situés à 220 nm, 194 nm et 165 nm. La 1^{ère} gaussienne est attribuée à la B.T.C de l' Eu^{3+} et l'attribution des deux autre n'est pas claire pour l'instant mais une des deux peut être attribuée à B.T.C $O^{2-} - La^{3+}$ [9]. Dans le spectre d'excitation de $LaP_3O_9 : Eu^{3+} 2\%$, on remarque une large bande centrée vers 224 nm. Cette bande peut être fitter par deux gaussiennes à des maximums vers 205 nm et 235 nm. La première gaussienne est attribuée à la B.T.C $O^{2-} - La^{3+}$ [9] et l'autre à la B.T.C de l' Eu^{3+} [9]. Ce chevauchement permet à l'énergie VUV d'excitation d'être efficacement transférée à l'ion Eu^{3+} ce qui conduit à l'augmentation de la fluorescence rouge. On note que les gaps des matrices YPO_4 , LaP_5O_{14} et LaP_3O_9 se situent à 146 nm [10], 152 nm [11] et 155 nm [9,12] respectivement

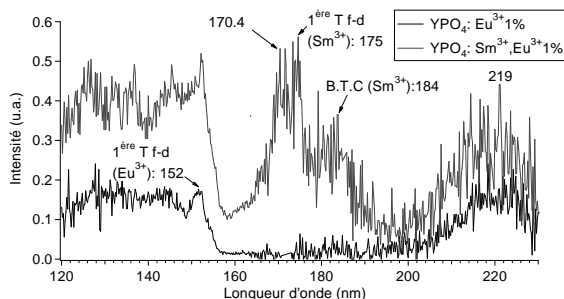


Fig. 3. Spectres VUV d'excitation de $YPO_4: Eu^{3+} 1\%, Sm^{3+}-Eu^{3+} 1\%$ en utilisant le filtre rouge > 600 , $T = 300 \text{ K}$.

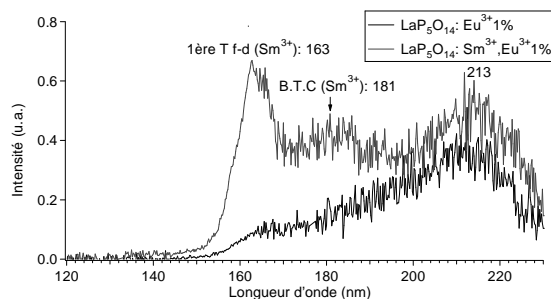


Fig. 4. Spectres VUV d'excitation de $LaP_5O_{14}: Eu^{3+} 1\%, Sm^{3+}-Eu^{3+} 1\%$ en utilisant le filtre rouge > 600 , $T = 300 \text{ K}$.

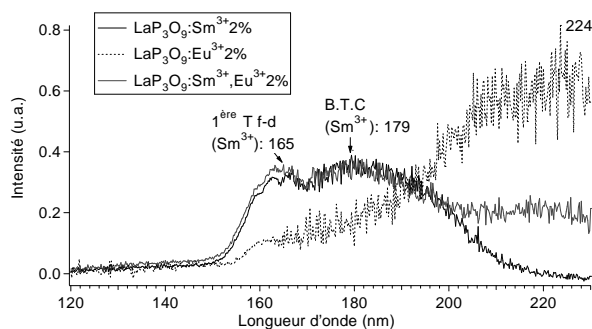


Fig. 5. Spectres VUV d'excitation de $\text{LaP}_3\text{O}_9 : \text{Sm}^{3+} 2\%, \text{Eu}^{3+} 2\%$ et $\text{Sm}^{3+}\text{-Eu}^{3+} 2\%$ en utilisant le filtre rouge > 600 , $T = 300$ K.

4. Conclusion

Dans la perspective de recherche de nouveaux phosphores rouge à rendement optique supérieur à un pour les applications dans les écrans à plasma et la nouvelle génération des tubes fluorescents sans mercure, nous avons synthétisé les phosphates YPO_4 , $\text{LaP}_5\text{O}_{14}$ et LaP_3O_9 dopés par les cations Sm^{3+} et Eu^{3+} avec des différentes méthodes d'élaboration. L'étude par spectroscopie UV et VUV a été réalisée, le transfert d'énergie $\text{Sm}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ apparaît, l'émission de l' Eu^{3+} sous excitation à 481 nm correspondante aux transitions $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_{2,4}$ a été détectée. Les spectres d'excitation pour l'émission correspondante à la transition $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_1$ prouvent ce transfert. Dans le VUV, la B.T.C de l' Eu^{3+} est chevauchée dans le cas LaP_3O_9 et $\text{LaP}_5\text{O}_{14}$ par la B.T.C $\text{La}^{3+}\text{-O}^{2-}$ qui rend le transfert de l'énergie d'excitation VUV à l' Eu^{3+} efficace et conduit à l'accroissement de la fluorescence rouge. La position de la bande $4f^45d$ (BS) de Sm^{3+} est indexée entre 164 nm et 174 nm, exactement l'intervalle d'émission de xénon. Le bat de la bande $5d$ de l' Eu^{3+} ne peut pas être détectée à cause du gap de nos matrices, sauf pour YPO_4 . On se base sur le transfert d'énergie dans UV et les résultats de la spectroscopie VUV, on ne peut pas dire à ce moment que nous avons le QC à cause des phénomènes de quenching, l'absorption de la matrice et les relaxations non radiatives.

Référence

- [1] P. Dorenbos, J. Lumin, vol. 91, (2000) 155-176.
- [2] K. Byrappa, Masahiro Yoshimura, Hand Book of Hydrothermal Technologie, Materials Science and Processing Technology Series, William Andrew Inc., 2001.
- [3] G.I. Dorokhova, O.S. Filipenko, L.O. Atovmyan, B.N. Litvin, Russ. J. Inorg. Chem. 33, (1988) 1581.
- [4] P.R. Biju, G. Jose, V. Thomas, V. P. N. Nampoore, N. V. Unnikrishnan, Optical Materials 24 (2004) 671-677.
- [5] Hai Lin, Dianlai Yang, Guishan Liu, Tiecheng Ma, Bin Zhai, Qingda An, Jiayou Yu, Xiaojun Wang, Xingren Liu, Edwin Yue-Bun Pun, J. Lumin 113 (2005) 121-128
- [6] Liqiong An, Jian Zhang, Min Liu, Shi Chen, Shiwei Wang, Optical Materials 30, (2008) 957-960.
- [7] Eiichiro Nakazawa, J. Lumin, 100, (2002) 89-96.
- [8] P. Dorenbos, J. Lumin. 111, (2005) 89.
- [9] D. Wang, Y. Wang, L. Wang, J. Electrochem. Soc. 154 (1), (2007) J32-J34.
- [10] M. Balcerzyk, Z. Gontarz, M. Moszynski and M. Kapusta, J. of Lumin, vol. 87-89, (2000) 963-966.
- [11] C. Kim, I. Kwon, C. Park, Y. Hwang, H. Bae, B. Yu, C. Pyum, G. Hong, J. of Alloys and Compo. vol. 311, (2000) 33.
- [12] Yuhua Wang, Dan Wang, J. Solid State Chemistry, vol. 180, p. 3450-3455, 2007.

IMAGERIE LASER INTERFEROMETRIQUE ET ETUDE DE LA DECOHERENCE A TRAVERS UN MILIEU DIFFUSANT

S. Chérif¹, A. Medjahed², A. Manallah³, M. Bouafia⁴

^{1, 2, 3, 4} Département d'Optique et Mécanique de précision, Laboratoire d'Optique Appliquée.

Université Ferhat Abbas de Sétif

E-mail: sh_cherif@yahoo.fr

Aicha_medjahed@yahoo.fr

Résumé :

L'imagerie à travers les milieux diffusants par des techniques optiques suscite un grand intérêt depuis quelques années. Notre travail constitue une approche exploratoire de l'imagerie au travers des milieux diffusants.

Les applications possibles de ce thème de recherche sont nombreuses et variées : vision à travers le brouillard, tomographie du corps humain, détection sous-marine...

La propagation des ondes dans les milieux diffusants pose des problèmes fondamentaux qui sont communs à plusieurs communautés de chercheurs : les opticiens, les sismologues, les médecins, ...etc.

Nous traiterons de l'approche optique utilisant le laser pour sa propriété de cohérence.

Le présent travail est agencé en deux parties :

- On fait une analyse expérimentale des changements de la cohérence du laser à l'aide d'un interféromètre de Michelson, à travers un milieu diffusant qui est le lait dans notre expérience.
- On fait aussi de l'imagerie optique interférométrique pour comparer les images obtenues avec les changements des propriétés de cohérence du laser à travers le milieu diffusant.

1. Introduction:

Lorsque une impulsion de lumière incidente traverse un milieu diffusant, nous pouvons observer à la sortie trois types de photons : faiblement diffusés (balistiques), ce sont ceux qui contiennent l'information la plus utile sur le milieu traversé; moyennement diffusés (serpentes); et totalement diffusés (diffusés). De ces caractéristiques, nous pouvons nous demander si des changements de propriétés de la lumière incidente peuvent survenir. Par changements, nous faisons allusion à la variation de la cohérence de la lumière. L'étude de ces changements nous permettrait de détecter l'information venant de ces milieux (par exemple : objet s'y trouvant) et donc de faire de l'imagerie [1].

Il existe plusieurs méthodes pour sélectionner les photons porteurs d'information (balistiques), parmi elles la sélection par cohérence temporelle qui se base sur le fait que seuls les photons balistiques conservent leur propriété de cohérence à la sortie d'un milieu diffusant.

1.1 Principe de l'interférométrie : [2,3]

Pour qu'il y ait une interférence entre deux rayons lumineux, il faut satisfaire les conditions suivantes :

- Monochromaticité.
- Polarisation.
- Cohérence

Considérons 2 ondes électromagnétiques d'amplitudes $E_1(t) = A_1 \cos(\omega t + \phi_1)$ et $E_2(t) = A_2 \cos(\omega t + \phi_2)$. Si les deux ondes s'interfèrent, on a :

$$I_{\alpha} \overline{E^2(t)} = \frac{A_1^2}{2} + \frac{A_2^2}{2} + A_1 A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_1 - \phi_2)$$

Dans cette expression, nous voyons que l'intensité de l'onde qui résulte de la somme des deux autres n'est pas la simple somme des intensités de celles-ci mais qu'il s'y trouve un terme supplémentaire, appelés terme d'interférence. Ce terme joue un rôle central dans la notion de cohérence.

Soit : $I = I_0(1 + C \cos \phi)$, où $I_0 = I_1 + I_2$ et où le contraste C est donné par :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \gamma$$

γ : le degré de cohérence, il peut varier entre 0 et 1. Les cas limites $\gamma = 1$ et $\gamma = 0$, décrivent la lumière cohérente et incohérente. Pour les cas intermédiaires, on parle de lumière partiellement cohérente.

La cohérence est dite temporelle si les ondes restent cohérentes lorsqu'on retarde l'une par rapport à l'autre et elle est dite spatiale si elle existe entre des points différents de l'espace.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter une manière de mesurer la cohérence temporelle d'une onde, à l'aide de l'interféromètre de Michelson.

1.2 L'interféromètre de Michelson :

Représente l'instrument classique pour effectuer la mesure de la cohérence temporelle d'une onde. C'est un interféromètre à séparation d'amplitude.

Son principe est le suivant: (voir Fig.1)

Un rayon de lumière est dirigé vers une lame partiellement réfléchissante qui le sépare en deux. Les deux rayons sont renversés par deux miroirs vers la lame réfléchissante qui sert à les recombiner et à les diriger vers un détecteur. Le séparateur ne modifie pas la polarisation de l'onde incidente. Il y a donc interférence entre les deux rayons incidents sur le détecteur.

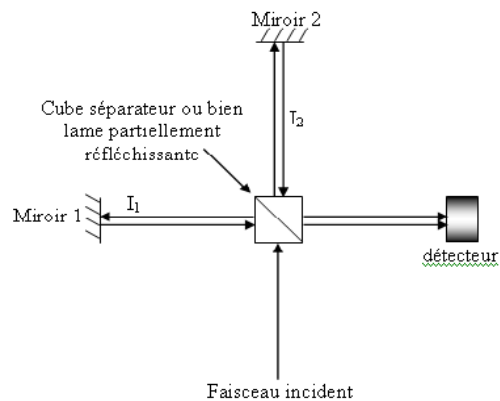


Fig.1: Schéma de l'interféromètre de Michelson

2. Etude expérimentale:

2.1 Le milieu choisi :

On a utilisé un milieu dont le pouvoir diffusant pourrait être facilement variable, et qui n'absorbe pas ou du moins très peu la lumière qui le traverse en vue de simplifier le problème. Sous ces conditions, nous avons choisi un milieu composé d'eau et de lait en concentration variable et connue.

2.2 Etude de la décohérence :

Dans cette expérience, on calcule le degré de cohérence temporelle et au même temps on fait de l'imagerie optique interférométrique.

Nous déterminons le degré de cohérence temporelle à partir d'une mesure du contraste C des franges d'interférence.

En effet, en mesurant l'intensité minimale et maximale des franges d'interférence, nous

calculons le contraste C via la formule : $C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$

Dès lors, on utilise la formule suivante pour calculer le degré de cohérence : $C = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \gamma$

Où I_1 et I_2 sont les intensités de chacun des deux faisceaux après séparation dans l'interféromètre, et γ est le degré de cohérence. Il faut donc mesurer I_{\min} , I_{\max} , I_1 , I_2 pour chaque dose de lait dans le milieu diffusant.

2.3 Dispositif expérimentale :

La figure 2, présente l'arrangement du montage :

La source lumineuse utilisée est une source laser He-Ne émettant dans le rouge d'une longueur d'onde ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$).

Le faisceau laser est envoyé dans un interféromètre de Michelson. On a collé sur une des parois du récipient contenant le milieu diffusant une lame graduée de façon à ce qu'elle occupe uniquement la moitié du champ, dans le but de voir en même temps les modifications de l'image des graduations et les franges d'interférence.

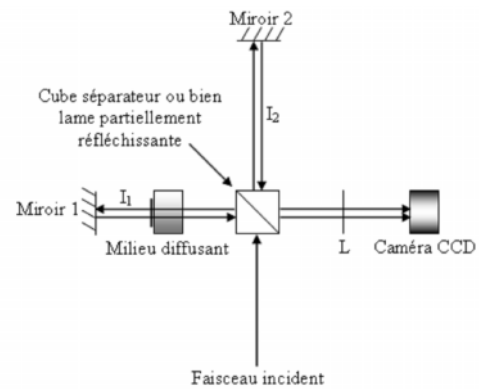


Fig.2: Analyse du milieu par l'interféromètre de Michelson

On interpose notre cuvette dans un des deux bras de l'interféromètre, puis on rajoute le lait avec un pas de $100 \mu\text{l}$ à chaque fois, et on enregistre les images obtenues à l'aide d'une caméra CCD.

Pour calculer le contraste des franges, on prend une ligne de l'image contenant les franges à l'aide d'un logiciel de traitement d'image et on dessine le profil à l'aide du même logiciel, puis on calcule le contraste C.

Les images d'interférences obtenues et le profil de leurs franges sont représentés ci-dessous (Fig.3) :

En observant ces images, on remarque que les franges d'interférence disparaissent avec l'accroissement du pouvoir diffusant du milieu, ce qui veut dire que le nombre de photons qui interfèrent diminue.

La question que nous pouvons nous poser est : pourquoi le contraste des franges d'interférence diminue ?

On sait que pour qu'il y ait une interférence entre deux rayons lumineux, il faut satisfaire les conditions suivantes : Monochromaticité; Polarisation; Cohérence.

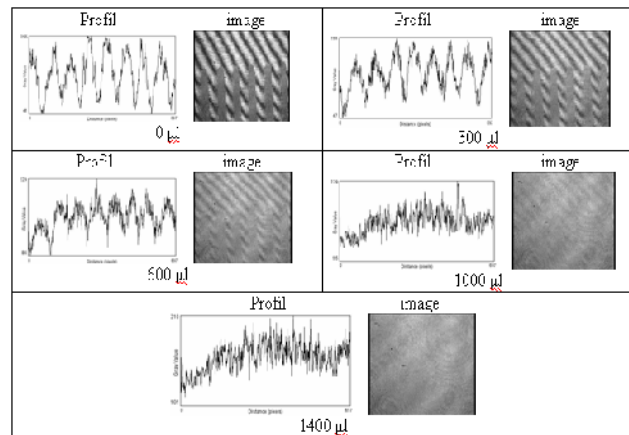


Fig.3: Images obtenues et le profil de leurs franges

a) Le laser He-Ne est une lumière monochromatique ($\lambda = 632,8$), donc on élimine la monochromaticité (elle n'est pas en cause dans la diminution de l'interférence).

b) Une autre expérience a prouvé qu'il y a une dépolarisation de la lumière à travers le milieu diffusant (Fig.4) :

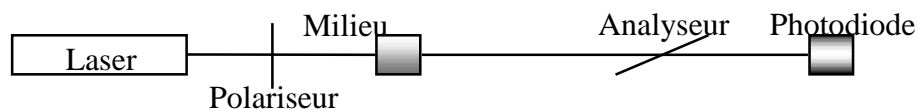


Fig.4: Montage d'étude de la dépolarisation

On calcule le degré de polarisation linéaire qui quantifie la quantité de la lumière diffusée qui a gardé sa polarisation initiale, il est donné par la formule $P = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}}$, avec :

$I_{//}$: L'intensité lumineuse diffusée mesurée lorsque la direction de l'analyseur mis avant la caméra est parallèle au polariseur placé après la source laser.

I_{\perp} : L'intensité lumineuse diffusée mesurée lorsque la direction de l'analyseur mis avant la caméra est perpendiculaire au polariseur placé après la source laser.

On trace la courbe qui représente la variation du degré de polarisation (Fig.5):

Nous voyons que le degré de polarisation diminue chaque fois qu'on augmente le nombre de doses du lait, c'est-à-dire que la quantité de lumière diffusée qui perd leur état de polarisation initial augmente avec l'augmentation du pouvoir diffusant du milieu.

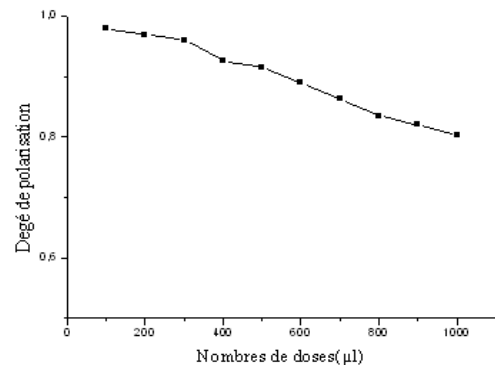


Fig.5: Variation du degré de polarisation en fonction de la concentration du lait

Mais est ce que c'est la seule cause pour que le contraste des franges diminue ?

c) On calcule le degré de cohérence pour chaque dose de lait, Voici la courbe représentative de la variation du degré de cohérence (Fig.6):

Nous voyons que le degré de cohérence diminue faisant apparaître une décohérence.

Donc la dépolarisation et la décohérence de la lumière provoquent une diminution du contraste.

On voit aussi que l'image de la lame graduée disparaît avec la disparition des franges d'interférence, donc on constate que l'augmentation des photons diffusés qui perdent leur polarisation initiale et leur cohérence (donc leur informations initiales), brouille les photons balistiques (porteur d'information) dont la quantité reste très réduite, et cause la disparition de l'image.

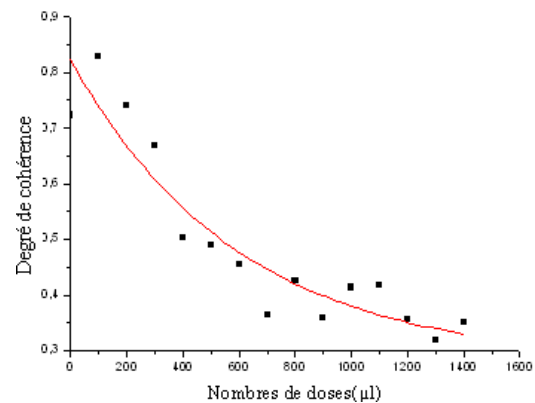


Fig.6: Variation du degré de cohérence

3. Conclusion:

●

Nous avons vu que les milieux diffusants pouvaient modifier les propriétés d'une lumière cohérente. De plus, nous avons pu mettre en notre faveur ces modifications pour faire de l'imagerie d'objets se trouvant dans ou derrière ces milieux.

●

Il faut finalement insister sur le fait que l'imagerie à travers des milieux diffusants est un sujet de grande actualité étudié dans plusieurs universités. Ces recherches peuvent déboucher sur plusieurs applications intéressantes. Les progrès dans ce domaine de recherche nous font espérer que nous pourrions aboutir à plusieurs méthodes performantes et exploitables par l'industrie et le corps médical dans les années à venir. Donc l'imagerie optique à travers les milieux diffusants est un sujet de recherche à facettes multiples, riche d'application et promis à un avenir brillant.

Référence bibliographique :

[1] Juliette Selb «Source virtuelle acousto-optique pour l'imagerie des milieux diffusants» thèse de doctorat -spécialité optique- Université Paris XI (2002).

[2] M.born and E.wolf «principles of optics » (1999).

[3] René Paul salathé «Introduction à l'optique II». Ecole polytechnique fédérale de Lausanne. Département de microtechnique, institut d'optique appliquée (2000).

Posters

Thème 1

Interaction rayonnements – matière

UTILISATION DE DEUX DETECTEURS EN MODE RBS POUR LA MESURE DE SECTIONS EFFICACES D'ARRÊT.

M. Azzouz¹, M. Abdesselam¹, M. Djebara¹, A.C. Chami¹ and M. Siad²

¹Département de Physique des Rayonnements, Faculté de physique USTHB Alger.

²DTN du Centre Recherche Nucléaire d'Alger

E-mail ; maly_azzouz@yahoo.com

Résumé

Nous présentons ici, une nouvelle méthode expérimentale pour la mesure de la section efficace d'arrêt de particules chargées dans les cibles solides en utilisant la technique dite de rétrodiffusion (RBS). Dans notre configuration expérimentale, deux détecteurs à barrière de surface sont placés au même angle de rétrodiffusion, de part et d'autre de la direction du faisceau d'analyse. La perte d'énergie des particules rétrodiffusées est une composition de deux contributions : l'une issue du trajet aller ΔE_{all} et l'autre du trajet retour ΔE_{ret} . L'inclinaison de la cible par rapport à la direction du faisceau incident d'un angle θ induit une différence de parcours uniquement pour les trajets retour. La section efficace d'arrêt $\varepsilon(\bar{E})$ est aisément déduite de l'écart en énergie des particules rétrodiffusées à l'interface couche/substrat. Cette méthode a le considérable avantage, de simplifier la procédure d'extraction de la section efficace d'arrêt tout en évitant les approximations utilisées dans les méthodes RBS conventionnelles et la suppression de l'erreur systématique liée à la mesure de l'épaisseur de la cible. A titre d'exemple, nous avons mis en œuvre cette méthode pour la mesure de la section efficace d'arrêt des particules He⁺ d'énergie comprise entre 0.9 MeV et 3. MeV dans une cible d'Or de 7.10^{17} atomes/cm², déposée sur un substrat de silicium poli ainsi que pour une cible mince d'oxyde de silicium de $1.7 \cdot 10^{18}$ atomes /cm². Nos résultats sont en accord avec les mesures les plus récentes disponibles dans la littérature et les prédictions semi-empiriques données par le code SRIM08.

Introduction

La mesure des sections efficaces d'arrêt des particules chargées d'He par la technique dite de rétrodiffusion (RBS) présente des avantages manifestes, comparée à celle dite par transmission. Contrairement à toutes les autres méthodes, la RBS offre la possibilité de contrôler, au cours de la mesure, les modifications structurelles et compositionnelles induites par le faisceau d'analyse ainsi que la présence d'éventuelles impuretés. Le second indéniable avantage de la RBS est que l'on peut extraire de chaque mesure deux pouvoirs d'arrêt ; l'un associé au trajet aller et l'autre au trajet retour. Par contre, la méthode nécessite le concours de fastidieux calculs pour la détermination de l'énergie de la particule incidente à l'interface cible/substrat. En outre la méthode n'est pas appropriée pour les couches constituées d'éléments de faibles numéros atomiques. Dans notre travail, nous avons réalisé une configuration expérimentale qui facilite et étend les possibilités de la méthode RBS. Dans le mode opératoire proposé, la cible est inclinée d'un angle $\theta = 45^\circ$ par rapport à la direction du faisceau d'analyse. Nous utilisons simultanément deux détecteurs à barrière de surface, placés symétriquement relativement à la direction du faisceau et repérés par les angles θ_1 et θ_2 par rapport à la normale de la cible. Les particules incidentes, ayant le même parcours aller, ont toutes la même énergie E_x à l'interface cible-substrat et atteignent les détecteurs avec des énergies E_1^s et E_2^s . L'écart en énergie $\Delta E = E_1^s - E_2^s$ est donc dû à la différence des parcours retour. Ainsi, la section efficace d'arrêt $\varepsilon(\bar{E})$ associée à $(E_1^s - E_2^s)/2$ est déduite.

Méthode expérimentale

La technique RBS a été mise en œuvre pour mesurer les sections efficaces d'arrêt d'Au et de Si pour des particules He⁺ d'énergie comprise entre 0.9 MeV et 3. MeV. La cible d'or, déposée sur un substrat de silicium poli, a une épaisseur de 7.10^{17} atomes/cm², et la cible mince d'oxyde de silicium a une épaisseur de $1.7 \cdot 10^{18}$ atomes /cm². L'expérience est réalisée auprès de l'accélérateur Van de Graff du CRNA d'Alger par M. Abdesselam. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure1. Dans notre configuration expérimentale, deux

détecteurs à barrière de surface sont placés au même angle de rétrodiffusion, de part et d'autre de la direction du faisceau d'analyse et repérés par les angles $\theta_1 = 25^\circ$ et $\theta_2 = 65^\circ$ par rapport à la normale de la cible. La mesure de la perte d'énergie en utilisant deux détecteurs a été décrite dans notre précédent travail [1]. Ces cibles sont préparées suivant la méthode décrite dans la référence [1]. L'inclinaison de la cible d'un angle $\theta = 45^\circ$ par rapport à la direction du faisceau incident apporte une amélioration aux mesures comme on le verra plus loin.

Calcul de la perte d'énergie

On présente sur la figure 2 les spectres typiques obtenus dans le cas de la rétrodiffusion des particules He^+ de 2 MeV par la cible d'au. Sur cette figure est indiquée la quantité ΔE nécessaire à l'extraction des pertes d'énergie. La particule incidente d'énergie E_0 pénètre dans la cible sous un angle θ_0 par rapport à la normale à la cible et atteint l'interface avec une énergie $E_x = E_0 - \Delta E_{\text{all}}$ où ΔE_{all} représente la perte d'énergie de la particule en traversant la cible. Elle quitte la cible, après rétrodiffusion, avec l'énergie $E_1^s = k(E_0 - \Delta E_{\text{all}}) - \Delta E_{\text{ret}}^{d1}$ pour le détecteur d_1 et $E_2^s = k(E_0 - \Delta E_{\text{all}}) - \Delta E_{\text{ret}}^{d2}$ pour le détecteur d_2 où $\Delta E_{\text{ret}}^{d1}$ et $\Delta E_{\text{ret}}^{d2}$ représentent les pertes d'énergie retour associées aux deux détecteurs et k étant le facteur cinématique. Ainsi la perte d'énergie totale de la particule est $\Delta E_{\text{tot}}^{d1} = k\Delta E_{\text{all}} - \Delta E_{\text{ret}}^{d1}$ pour d_1 et $\Delta E_{\text{tot}}^{d2} = k\Delta E_{\text{all}} - \Delta E_{\text{ret}}^{d2}$ pour d_2 . Les quantités ΔE_{all} , $\Delta E_{\text{ret}}^{d1}$ et $\Delta E_{\text{ret}}^{d2}$ sont déterminées en utilisant la méthode itérative décrite dans la référence [1]. La section efficace d'arrêt $\varepsilon(\bar{E})$ associée à l'énergie moyenne $\bar{E} = (E_1^s + E_2^s)/2$ s'exprime en fonction de la différence de parcours Δx au trajet retour comme suit :

$$\varepsilon(\bar{E}) = \frac{E_1^s - E_2^s}{\delta x} \text{ Avec } \delta x = N \Delta X \left[\frac{1}{\cos \theta_1} - \frac{1}{\cos \theta_2} \right] \text{ où } N \Delta X \text{ représente l'épaisseur de la cible.}$$

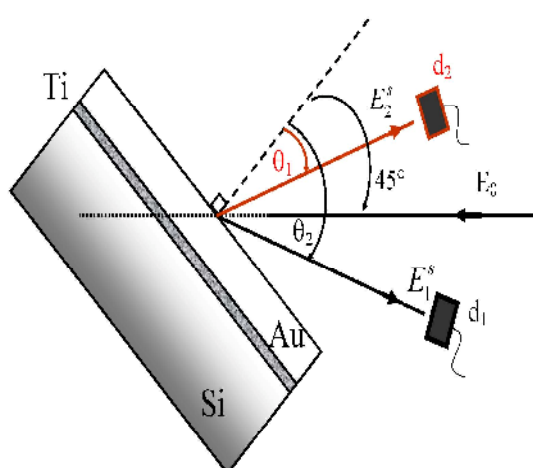


Figure1. Configuration géométrique du dispositif expérimental

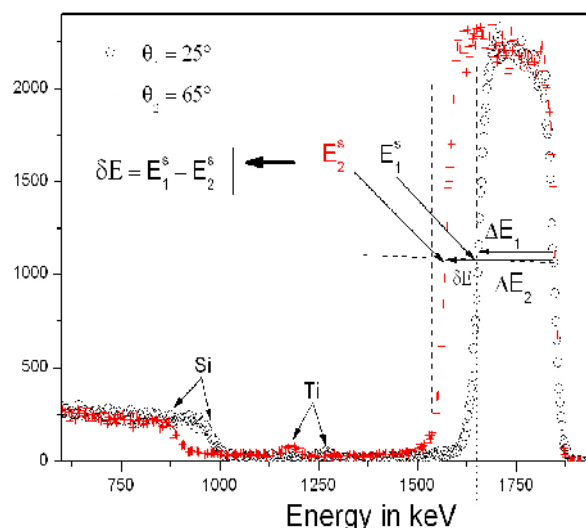


Figure2. Exemple de spectres de rétrodiffusion de particules He^+ de 2. MeV par la cible d'au/Ti/Si.

Résultats

Sur les figures 3a et 3b, sont représentés les pouvoirs d'arrêt des particules He^+ de 2 MeV dans les cibles d'Au et de SiO_2 respectivement. Nos mesures sont comparées aux données tabulées par H. Paul, aux mesures déduites par la méthode décrite dans [1] et aux prédictions semi empiriques données par le code SRIM08. Nos mesures sont en bon accord avec les prédictions de SRIM08 et les résultats obtenus par la méthode [1]. Un désaccord est observé par rapport aux données de H. Paul et celui-ci est plus prononcé dans le cas du SiO_2 .

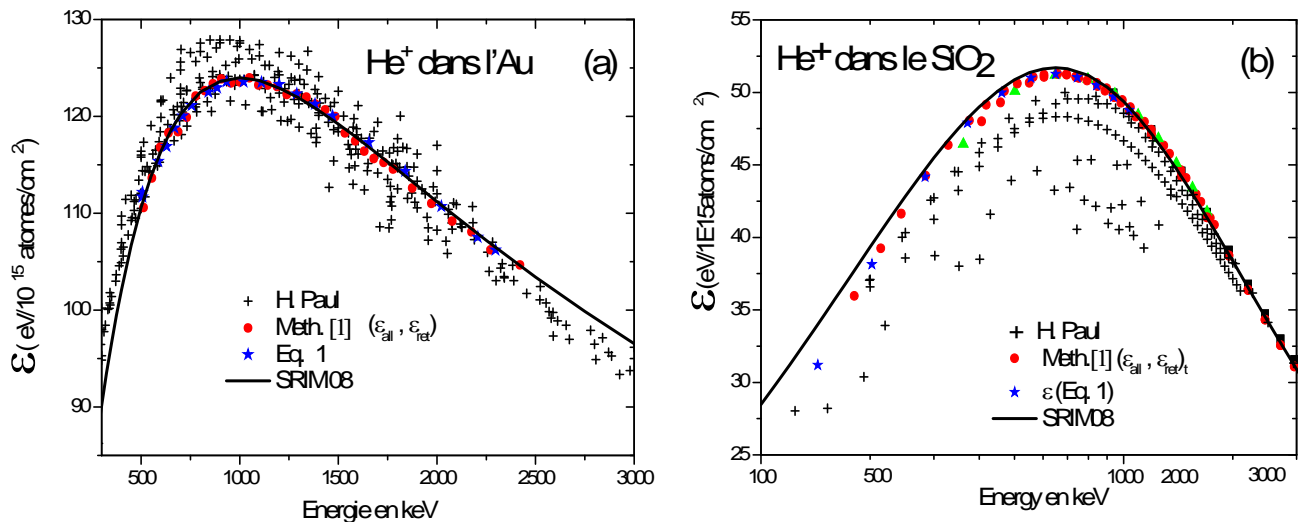


Figure 3a et 3b. Sections efficaces d'arrêt des particules He^+ dans la cible d'Au et de SiO_2 . Nos mesures sont comparées aux données tabulées par H. Paul, aux mesures déduites par la méthode [1] et aux prédictions de SRIM08.

Conclusion

Dans ce travail la technique RBS a été mise en œuvre pour mesurer les sections efficaces d'arrêt d'Au et de Si pour des particules He^+ d'énergie comprise entre 0.9 MeV et 3. MeV. La nouvelle méthode expérimentale proposée permet :

- L'obtention de quatre sections efficaces d'arrêt à partir d'une seule mesure,
- L'extraction de la section efficace d'arrêt à partir de la simple différence des énergies de sortie,
- L'amélioration de la précision de la mesure des sections efficaces d'arrêt en évitant le recours aux méthodes itératives et aux approximations successives,
- La possibilité de l'exploration du ralentissement des particules chargées aux basses vitesses,
- L'extension des mesures aux couches constituées d'éléments de faibles numéros atomiques.

Références

- [1] M. Abdesselam et al. Nucl. Inst. And Meth. B 266(2008) 3899-3905.
- [2] H. Paul, Institut für Experimental Physik, Universität of triz A 4040, triz, Austria, www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/
- [3] J. F. Ziegler and al. the stopping and range of ions in solids, Pergamon Press, New York, SRIM08, 1985, www.srim.org/

ETALONNAGE DE CHAMBRE D'IONISATION AUX RAYONS X DE BASSES ENERGIES

A. Herrati¹ and S. Terniche²

¹ Département de Physique Médicale, CRNA, 2 Bd Frantz Fanon BP399 Alger-RP 16000
Alger

² Faculté de Physique, USTHB, BP32 El-Alia 16011 Bab-Ezzouar Alger

Résumé :

L'utilisation des rayons X de basses énergies en radiothérapie suscite de plus en plus d'intérêts vu les avantages qu'ils offrent pour le traitement des tumeurs superficielles. La réussite ou l'échec du traitement dépend fortement de la précision de la mesure de la dose délivrée aux malades traités. De ce fait, il est impératif d'utiliser des systèmes dosimétriques adéquats, préalablement étalonnés dans un laboratoire de référence.

Dans ce travail, nous avons procédé à la reproduction expérimentale des qualités RX de références recommandées par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Les caractéristiques des qualités reproduites au niveau du Laboratoire Secondaire des Etalons en Dosimétrie (LSED) du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), exprimées en termes de CDA et de filtration additionnelle, ont été comparées aux valeurs de référence, et les écarts trouvés ne dépassent pas les 3%.

Les qualités RX développées ont été utilisées pour l'étalonnage d'une chambre d'ionisation associée à son électromètre, et cette dernière a servi à la détermination des débits de références d'une unité de radiothérapie superficielle (rayons X produits par des tensions comprises entre 20kV et 150kV). La précision sur la détermination de la dose de référence pour les différentes qualités de rayons X utilisées est meilleure que 5%.

INTRODUCTION

Les rayons X de basses énergies sont utilisés en radiothérapie pour le traitement des tumeurs superficielles. Pour la mesure de la dose délivrée au patient, on utilise en général une chambre d'ionisation associée à un électromètre, l'ensemble préalablement étalonné auprès d'un laboratoire de référence. L'opération d'étalonnage est d'une grande importance, vu que la réussite ou l'échec du traitement dépend fortement de la précision de la mesure de la dose délivrée au malade traité.

Les chambres d'ionisation sont étalonnées en termes de Kerma à l'air (N_k) ou en termes de dose absorbée dans l'eau (N_D), selon le protocole dosimétrique utilisé [1,2].

METHODOLOGIE

Pour arriver à l'objectif visé, nous avons procédé à la reproduction expérimentale au niveau du Laboratoire Secondaire des Etalons en Dosimétrie (LSED) du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), des qualités RX de références recommandées par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), et développées au niveau du laboratoire de référence de l'Agence International à l'Energie Atomique (AIEA).

Les caractéristiques des qualités RX recommandées pour l'étalonnage des instruments de mesure utilisés en radiothérapie sont regroupées dans les Tableau.1 et Tableau.2.

Tableau.1. Caractéristiques des qualités RX (moyennes énergies) de référence (AIEA).

Tension (kV)	100	135	180	250
1 ^{ère} CDA	3.91mmAl	0.5mmCu	1.03mmCu	2.49mmCu

Tableau.2. Caractéristiques des qualités RX (basses énergies) de référence (AIEA).

Tension (kV)	25	30	50	50
1 ^{ère} CDA (mmAl)	0.24	0.5	2.23	1.05
Filtration	0.38	0.2	4	1.1

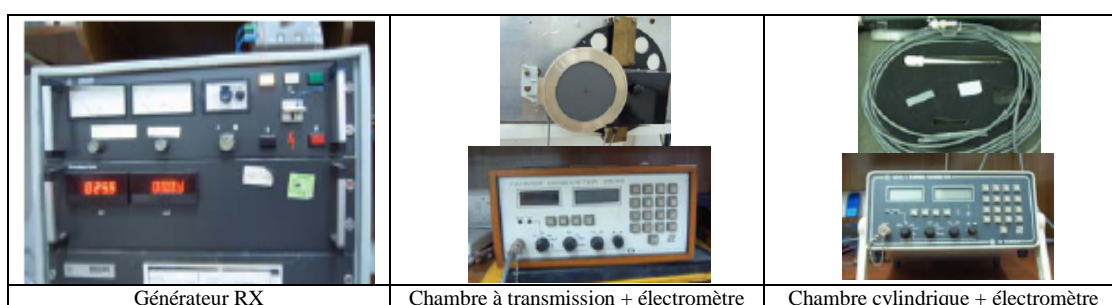
Pour chaque qualité, on trace des courbes d'atténuations pour différentes filtrations additionnelles et on détermine par conséquent les CDA correspondantes.

On étudie pour chaque qualité la variation de la CDA en fonction de la filtration additionnelle, et on déterminera la filtration qui nous donnerait une CDA 'égale' à la CDA du faisceau de référence. L'écart maximal toléré entre les CDA des faisceaux reproduits et les CDA des faisceaux de référence ne doit pas dépasser 5% [3].

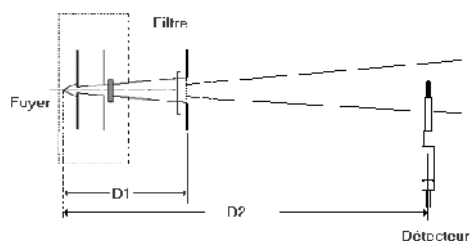
DETERMINATION DES QUALITES RX

Pour la détermination expérimentale des qualités RX développées ont a utilisé les équipements suivants :

- Un générateur RX (tension réglable entre 10 et 250kV)
- Une chambre d'ionisation à transmission associée à un électromètre
- Une chambre d'ionisation cylindrique associée à un électromètre
-



Le dispositif expérimental est représenté par les figures suivantes :



Les résultats obtenus sont regroupés dans les tableau.3 et tableau.4.

Tableau.3. Comparaison entre les caractéristiques des qualités RX (moyennes énergies) mesurées (LSED) et de référence (AIEA).

H.T (kV)	1 ^{ère} CDA mesurée	1 ^{ère} CDA référence	Ecart (%)
100	3.87	3.91	1.02
135	0.49	0.5	2
180	1.023	1.03	0.71
250	2.38	2.49	4.41

Tableau.4. Comparaison entre les caractéristiques des qualités RX (basses énergies) mesurées (LSED) et de référence (AIEA).

Qualité	H.T (kV)	Caractéristiques des qualités AIEA		Caractéristiques des qualités LSED		Ecart (%)
		Filtration additionnelle (mmAl)	CDA (mmAl)	Filtration additionnelle (mmAl)	CDA (mmAl)	
T8	25	0.38	0.24	0.25	0.23	2.91
T9	30	0.2	0.19	0.15	0.1918	0.95
T10	50	4	2.23	3.52	2.2	1.35
T11	50	1.1	1.09	1.05	1.11	1.83

ETALONNAGE DE CHAMBRE D'IONISATION

La méthode d'étalonnage utilisée au niveau du LSED est la méthode par substitution [1]. L'instrument de référence du LSED a été étalonné au niveau du laboratoire de référence de l'AIEA en termes de Kerma à l'air. On effectue des mesures avec l'instrument de référence, une chambre d'ionisation cylindrique associée à son électromètre (pour les moyennes énergies), et une chambre d'ionisation plate associée à son électromètre (pour les basses énergies).

Le facteur d'étalonnage de la chambre à étalonner est donné par l'équation (1) :

$$N_K' = M_u \times N_K / M_u' \quad (1)$$

Ou :

- N_K' : est le facteur d'étalonnage en termes de kerma dans l'air pour la chambre d'ionisation utilisée.
- M_u' : est la lecture de la chambre rapportée aux conditions de référence (T_0, P_0) et corrigée pour les autres quantités d'influence.
- N_K : est le facteur d'étalonnage en termes de kerma dans l'air pour la chambre d'ionisation utilisée.
- M_u : est la lecture de la chambre de référence aux conditions de référence (T_0, P_0) et corrigée pour les autres quantités d'influence.

CARACTERISATION DE L'UNITE DE CONTACTHERAPIE

Dans le but de déterminer la dose de référence d'une unité de contactthérapie, on a procédé à sa caractérisation (détermination de CDA à partir de courbes d'atténuation). Les résultats obtenus sont regroupés dans le Tableau.5.

Les qualités des faisceaux de l'unité de contactthérapie sont différentes des qualités ayant servies à l'étalonnage de la chambre d'ionisation. De ce fait, il est nécessaire de corriger le facteur d'étalonnage pour tenir compte de cette différence.

Dans le cas ou la chambre d'ionisation est utilisé pour effectuer des mesures pour une qualité Q différente des qualités pour lesquelles elle a été étalonnée, sont facteur d'étalonnage pour la qualité en question est obtenu à partir de la relation (2) :

$$N_{K,Q} = N_{K,Q_0} \times k_{Q,Q_0} \quad (2)$$

ou :

$N_{k,Q}$: Facteur d'étalonnage pour la qualité Q.

N_{k,Q_0} : Facteur d'étalonnage pour la qualité Q_0 .

k_{Q,Q_0} : Correction du facteur d'étalonnage N_{k,Q_0} dans le cas où la qualité du rayonnement

Q est différente de la qualité Q_0 calculé à partir de la relation :

$$k_{Q,Q_0} = 1 + \left[\frac{(N_{Q1} - N_{Q0})}{N_{Q0}} \right] \times \left[\frac{CDA_Q - CDA_{Q0}}{CDA_{Q1} - CDA_{Q0}} \right]$$

Ou :

N_{Q1} : est le facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation pour la qualité Q1 (CDA_{Q1})

N_{Q0} : est le facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation pour la qualité Q0 (CDA_{Q0})

CDA_Q : CDA de la qualité Q

Tableau.5. Caractéristiques des qualités RX délivrées par l'unité de contactthérapie.

H.T (kV)	Courant (mA)	Filtration additionnelle		1 ^{ère} CDA	
		mmAl	mmCu	mmAl	mmCu
20	20	0.1	-	0.1019	-
30	20	0.4	-	0.3118	-
40	20	0.6	-	0.5788	-
50	20	0.8	-	0.5737	-
80	10	0.8	-	1.2	-
80	20	2	-	2.2742	-
100	20	1.8	0.1	4.8139	-
120	20	1.1	0.3	-	0.4382
150	20	0.2	1	-	1.0392

CONCLUSION

Les qualités de rayons X reproduites au LSED sont conformes aux qualités de référence ayant servies à l'étalonnage de l'instrument standard, vu que les écarts par rapport aux valeurs de référence ne dépassent pas les 3%.

Les qualités RX disponibles au LSED sont conformes aux qualités de référence (écart maximal entre les CDA ne dépasse pas les 3%, si on ne tient pas compte de la qualité 250kV). Ces qualités sont utilisées pour l'étalonnage des instruments des unités de contactthérapie.

La précision sur la détermination de la dose de référence pour les différentes qualités de rayons X utilisées au niveau de l'unité de radiothérapie est meilleure que 5%.

La détermination des CDA des qualités délivrées par les unités de contactthérapie est une étape incontournable dans la dosimétrie des faisceaux RX de basse énergie (correction des facteurs d'étalonnage).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TRS-277 'Absorbed dose determination in photon and electron beams: An international code of practice- second edition' Technical reports series No.277.Vienna: IAEA; 1997
- [2] TRS-398 'Absorbed dose determination in photon and electron beams: An international code of practice- second edition' Technical reports series No.398.Vienna: IAEA; 2000.
- [3] International Organization for Standardization, "X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy- Part 1: Radiation characteristics and production methods", International Standard ISO 4037-1, 1997

MESURE DU DEBIT DE FLUENCE DELIVRE PAR LE GENERATEUR DE NEUTRONS

N. Belouadah ⁽¹⁾, Z.Idiri⁽¹⁾, S.Bougandoura⁽¹⁾, S.Bedek⁽¹⁾

(1) Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

2, Boulevard Frantz Fanon-Alger

b_belouadah@yahoo.fr

Résumé:

L'objectif de ce travail, est la détermination du débit de fluence délivré par le générateur de neutrons par deux méthodes:

1- La première consiste à utiliser un détecteur de neutrons d'Iodure de lithium Li(I) entouré d'une sphère modératrice en polyéthylène pour ralentir et thermaliser les neutrons rapides : ce détecteur a été calibré par le constructeur (Berthold) pour différents spectres d'énergies.

2- Dans la deuxième méthode, on utilise l'analyse par activation neutronique dont le principe consiste à irradier un élément donné avec un flux de neutrons, et à mesurer l'activité induite du radio-isotope formé. L'énergie et l'activité des gammas émis par le radioélément formé permettent l'identification et la quantification de l'élément constituant l'échantillon.

Mots clé : Débit de fluence, générateur de neutrons

Introduction

La détermination du débit de fluence avec le détecteur de neutrons Li(I) permet le contrôle, la mesure de la variation du flux et la normalisation des comptages d'une irradiation à l'autre.

Nous avons aussi réalisée des mesures du débit de fluence à partir de la méthode d'activation neutronique (NAA). cette technique, consiste à mesurer la radioactivité émise par un élément après l'avoir soumis à une irradiation sous un flux de neutrons.

Les feuilles d'Aluminium sont irradiées sous un flux de neutrons produits par le générateur de neutrons d'une énergie autour de 14 MeV. Notre choix s'est limité à la réaction nucléaire à seuil $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$. La détection des gammas induite par cette réaction est faite avec un détecteur à semi conducteur de type Ge(HP).

Générateur de neutrons

Le générateur de neutrons permet d'accélérer des ions de deutons D^+ d'énergie E_d comprise entre 0 et 300 keV pour bombarder une cible tritiée.

Les neutrons sont produits par la réaction exo énergétique (D-T) :



Mesure du débit de fluence de neutrons rapides

a- Méthode directe :

Les variations éventuelles de flux durant l'irradiation sont collectées dans un intégrateur linéaire enregistrées dans une échelle de comptage à affichage numérique. L'enregistreur, nous permet d'avoir le nombre de neutrons N compté pendant chaque intervalle de temps t .

b- Méthode des feuilles détectrices

➤ **Principe de la méthode :**

L'analyse par activation neutronique est basée sur la réaction nucléaire de capture radiative. Le produit de la réaction nous informe sur l'élément dosé. En effet, lorsque le noyau est bombardé par un neutron, un noyau composé se forme, le type de désintégration du noyau composé est lié à l'énergie du neutron incident.

➤ **Choix de l'Aluminium**

Le choix de l'²⁷Al s'est fait après une étude sur les réactions nucléaires possibles avec les neutrons de 14 MeV ainsi qu'une recherche détaillée concernant les γ émis par les produits de ces réactions. Les résultats de cette recherche sont regroupés dans le tableau ci-dessous.

Réactions Nucléaire	(mb)	Produit de la réaction	Période (s)	Energie des gammas (keV)	Intensité de la raie émise %
²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	77	²⁷ Mg	568	844 1014	71.8 28.2
²⁷ Al(n, γ) ²⁴ Na	114	²⁴ Na	53900	1369 2754	100 99.9
²⁷ Al(n, γ) ²⁸ Al	1.72	²⁸ Al	135	1779	100

La réaction (n,p) est choisie pour la valeur de sa période (T_{1/2}=568s) qui nous permet d'avoir une bonne statistique de comptage sans atteindre la saturation pendant l'irradiation.

Nous avons utilisé la réaction nucléaire ²⁷Al(n, p)²⁷Mg qui présente une section efficace d'interaction de 77mb (Figure 1) autour de 14 MeV .

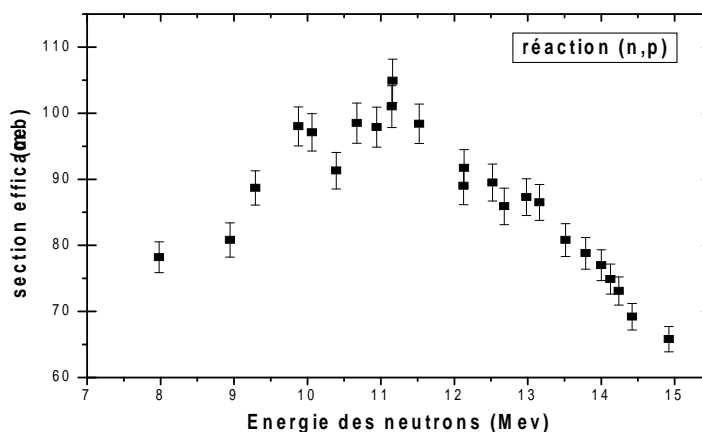


Figure 1 : fonction d'excitation de la réaction ²⁷Al(n,p)²⁷Mg

➤ **Débit de fluence de neutrons rapides avec l'²⁷Al**

L'expression du débit de fluence est donnée par :

$$\Phi = \frac{M \lambda}{n \sigma I \gamma \varepsilon (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})}$$

où :

M : Surface du pic.

: Efficacité du détecteur

I : Rapport d'embranchement.

n : Nombre total de noyaux cibles

: Section efficace

T : Période

λ : Constante de décroissance radioactive

t_i : temps d'irradiation

t_d : temps de transfert (le temps écoulé entre la fin de l'irradiation et le début du comptage en secondes)

t_c : temps de comptage

➤ Caractéristique de la chaîne de détection gamma

La chaîne de spectrométrie gamma utilisée est composée :

- D'un détecteur à semi-conducteur de type Ge(HP) maintenu à la température de l'azote liquide.
- D'un amplificateur ORTEC modèle 572.
- D'un analyseur multicanaux (MCA) qui permet d'enregistrer et de mémoriser le signal numérique.

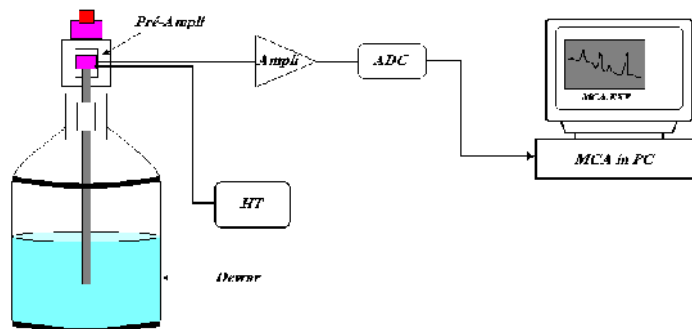


Figure 2 : Configuration de la chaîne de spectrométrie gamma utilisée

Résultats

En utilisant l'équation précédente, le débit de fluence est calculé pour la raie d'énergie 844 keV

$$\Phi = (2.679 * 10^7 \pm 0.952) (n * s^{-1} * cm^{-2})$$

L'incertitude sur la mesure du débit de fluence est donnée par la relation suivante

$$\left(\frac{\Delta \Phi}{\Phi} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2$$

Le débit de fluence dans 4π est donnée par la relation :

$$\Phi^* = \frac{\Phi}{\Omega} 4\pi$$

Où Ω est l'angle solide entre la cible tritiée et les feuilles d'Aluminium ($\Omega = 1.88 \cdot 10^{-2}$)

Le débit de fluence corrigé est : $\Phi^* = 1.121 \cdot 10^{10} \text{ n s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Le débit de fluence délivrée par le générateur de neutrons par la méthode directe

$$\Phi_i = \frac{N_i}{\alpha \Delta t_i}$$

α : Facteur de normalisation

$$\Phi_i = 9.02210^9 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Conclusion

La connaissance précise du débit de fluence neutronique délivré par le générateur de neutrons est nécessaire pour déterminer le flux de neutrons à différentes distances et le débit de dose des neutrons. Ce ci nous a permis de préparer des expériences au niveau de générateur.

Références

- [1] Détermination du flux de neutrons délivré par Générateur du CENES.Z.Idiri et al CENES-LPNE-01-86
- [2] J.Csikai, The properties of D-D and D-T Neutrons Sources, IAEA Interegional training course on neutron generators, Leningrad, October 1989
- [3] R.Pepelnik, Neutron activation analysis – Respect to sensitivities and interferences of all useful reactions, institut fur physik, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht (1986)
- [4] W.Mannhart, D.Schmidt phys.Techn.Bundesanst Neutronenphysik Reports No.53 (2007)
- [5] R.Pepelnik, capability of the 14 MeV neutron activation, J.Radioanal. and nucl.chem 112,2,435 (1987)
- [6] M.Belgaid, M.Siad, M.allab, Measurement of 14 MeV neutron 14.7 MeV neutron cross sections for several isotops, J.Radioanal. Nucl. Chem Letters 166 (1992)

ANALYSE DE L'EAU DE MER PAR NAA ET PAR PIXE

N. Boudra¹, A. Amokrane^{1,3}, M.R. Mesradi², N. Abdelmjid² and J.P. Stoquert²

¹Laboratoire SNIRM, Faculté de Physique, Université de Sciences et de la Technologie ;
Houari Boumediene, BP32, El Alia, Bab Ezzouar, 16111, Alger, Algérie.

²Labo de Chimie Nucléaire, Centre de Recherche nucléaire de Strasbourg

³Ecole Nationale Préparatoire aux Etudes d'Ingénieur, Route n°5 Rouiba, Alger

¹nazi_physcan@yahoo.fr

1-Introduction

La pollution marine constitue un problème d'actualité touchant toutes les mers du monde et plus particulièrement les mers fermées telles que la mer Méditerranée. De part son activité économique importante, le port d'Alger est un des points les plus touchés par ce phénomène. Notre travail vise à contribuer à l'étude de cette pollution en utilisant les techniques nucléaires telles que l'Analyse par Activation Neutronique (NAA) et l'Emission X Induite par des Particules Chargées (PIXE) pour l'identification et le dosage des éléments polluants.

2-Techniques expérimentales

2-a-Lieu de prélèvement d'échantillons marins

Les échantillons ont été prélevés en deux points différents du port d'Alger.

Le premier, en surface à la pêche d'Alger et le second, en profondeur et à quelques mètres du quai du port d'Alger. Nous avons acidifié les bouteilles d'eau en plastiques avant de les remplir avec l'eau de mer, pour éviter les pertes des éléments par effet d'adsorption ou diffusion puis mises tout de suite au froid pour conserver l'eau.

2-b-Préparation de Cibles

2-b-1. cibles minces à analyser par PIXE

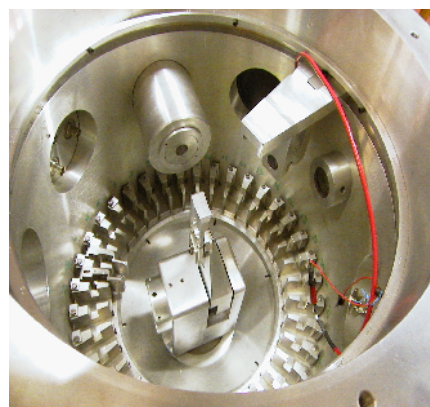
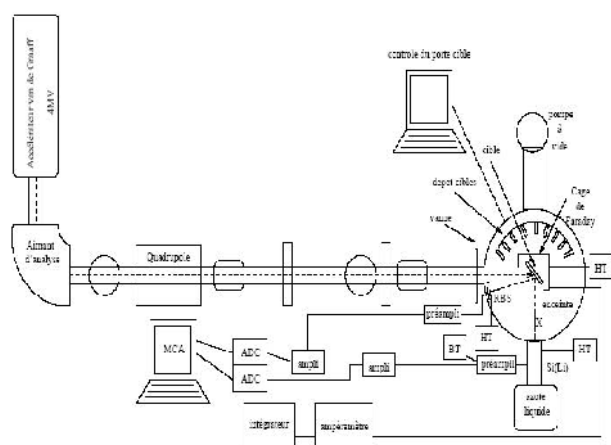
Nous nous sommes intéressés dans le présent travail à l'élaboration de cibles minces par « préconcentration chimique » [1] avec l'ajout d'un complexant chimique (Na-DDTC). L'échantillon a subi une double filtration sur un filtre millipore de 45 µm de porosité afin d'obtenir le dépôt qui a été analysé par PIXE avec l'accélérateur de VAN DE GRAAF de 4 MeV [2]. La cible utilisée est représentée sur la figure (C).

2-b-2. Cibles pour l'analyse par NAA

Les échantillons marins prélevés comme déjà cité précédemment, (eau de mer et les sédiments marins), ont été lyophilisés au C.R.N.A [3] (figure D). Les cibles ont été préparées de poudre obtenue à partir de l'eau de mer et des sédiments marins, mis dans des enveloppes en Aluminium nucléaire, intercalés par des standards multiélémentaires de sédiments choisis appelés SL1.

2-c-Dispositif expérimental pour la PIXE)

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure a. La figure b montre la chambre à réaction avec un dispositif pouvant accepter jusqu’à une dizaine de cibles et un bra pour les disposer en face du faisceaux. Les figures c et d montrent un dépôt et un ballon contenant l’échantillon d’eau. Les rayons X ont été comptés avec un détecteur Si(Li). Un spectre est présenté sur la figure 1



a- Accélérateur de Van de Graaf d'INESS de 4MeV

b- Chambre à réaction



c- Cible mince sous forme de dépôt

d- ballon contenant la poudre d'eau mer

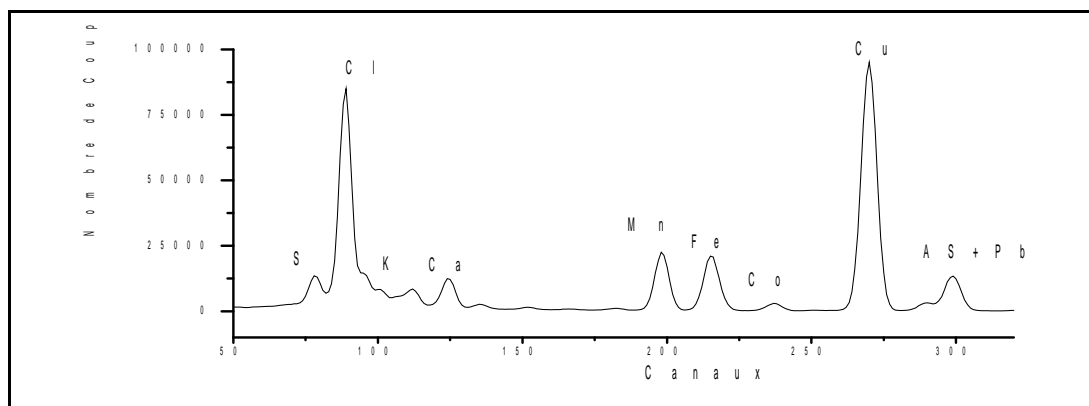


Figure 1 : Spectre PIXE

2-d-Dispositif expérimental pour la NAA

Les analyses par NAA ont été effectuées auprès du réacteur Nour de Draria. Les gammas ont été mesurés avec un détecteur Ge(HP). La figure 2 montre un spectre gamma obtenu par NAA.

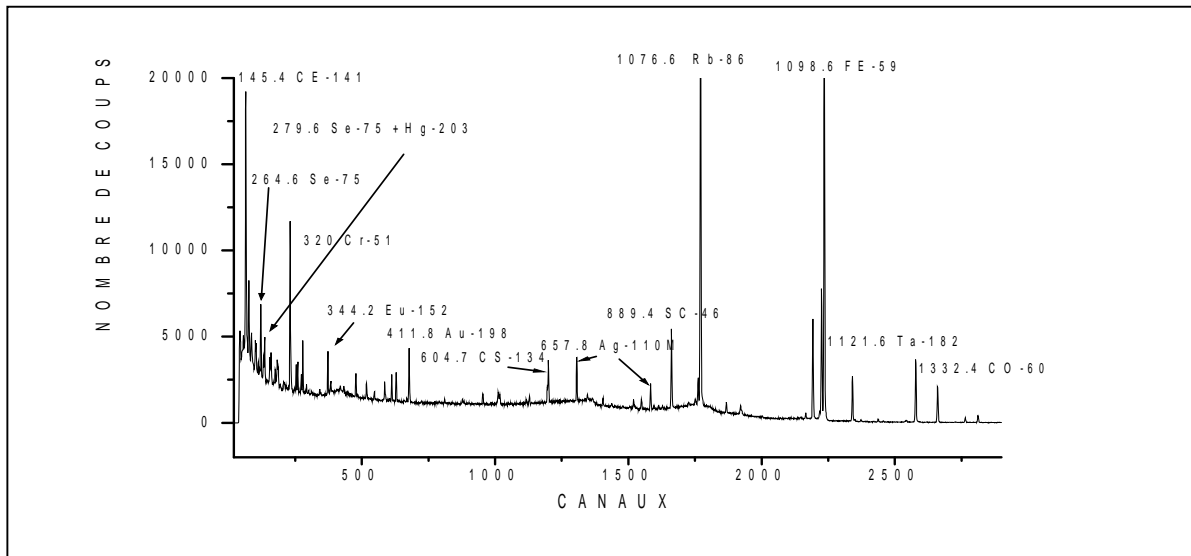


Figure 2 : Spectre γ obtenu par activation neutronique de sédiments marins

3-Détermination des concentrations

Les concentrations ont été déterminées en NAA, en utilisant la méthode absolue en NAA, à partir de la relation

$$A = m \frac{N}{M} I (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_c}) e^{-\lambda t_d} \quad (1)$$

En PIXE, les concentrations ont été obtenues en utilisant le Chlore comme standard interne (le sel étant en grandes proportions dans l'eau de mer) et en utilisant la relation

$$N_{xj} = I_0 n_j \times \sigma_{xj}(E_0) \varepsilon_j / 4 \quad (2)$$

où N_x , I_0 , n_j , $\sigma_{xj}(E_0)$, ε_j , désignent respectivement le nombre de rayons X, le nombre de particules incidentes, le nombre d'atomes cibles, la section efficace d'émission X, l'efficacité et l'angle solide intercepté par le détecteur.

En passant aux concentrations, nous avons

$$(N_{xj})_{Cl} = I_0 C_{Cl} \sigma_{Cl}(E_0) \varepsilon_{Cl} / 4 \quad (3)$$

et pour l'élément inconnu ,

$$(N_{xj})_{Ci} = I_0 C_i \sigma_i(E_0) \varepsilon_i / 4 \quad (4)$$

Ce qui donne

$$C_i = N_i C_{Cl} \sigma_{Cl} \varepsilon_{Cl} / N_{Cl} \sigma_i \varepsilon_i \quad (5)$$

Nous portons dans le tableau ci-dessous quelques éléments polluants trouvés par NAA de longues et moyenne périodes ainsi que ceux trouvés par PIXE avec des protons de 2MeV.

Element	Concentrations par PIXE (ppm)		Concentrations par NAA (ppm)		
	Eau de surface	Eau de profondeur	Eau de surface	Eau de profondeur	Sédiment
Cr	0.777±0.731	6.32±0.35	1.03±0.76	9.86±2.65	141.12±30.00
FE	9.63±1.10	147±4.42	0.0014±0.0003		46.57±2.84
Co			0.023±0.005	11.58±1.96	10.96±1.87
CU	33±2	885±25.4			
ZN	1.50±0.14	20.5±0.84			468±26
As		3.45±1.18			23±1
Pb		7.02±1.20			
Ag		107±6.19			1.82±0.27
Hg					14.3±3.54
Cs			0.029±0.036		6.54±1.82

4- Interprétation des résultats

Les concentrations trouvées par NAA pour les sédiments marins sont très élevées par rapport aux normes telles que pour Cr, Co, Hg, Pb, As, Zn....etc, alors que pour les deux types d'eau de mer elles le sont moins, tout en restant toujours au dessus des normes permises. Avec La PIXE nous retrouvons presque les mêmes ordres de grandeurs que la NAA, avec davantage de valeurs élevées pour Pb et As ainsi que pour d'autres éléments toxiques.

5- Conclusions

Avec les deux techniques nucléaires différentes NAA et PIXE, nous retrouvons presque les mêmes ordres de grandeurs des concentrations élevées des éléments polluants, qui traduisent bien une importante pollution de la baie d'Alger. Ces résultats sont analogues à ceux trouvés par l'ISMAL [4] .

6- References:

- [1]- Giancarlo APILESI; Nuclear Instrument and Methods in physics Research B₃ (1984) 172.
- [2] – Accélérateur de Van de Graaf d'INESS de 4 MeV de Strasbourg, France.
- [3]- Division des Techniques Nucléaires, Centre de Recherches Nucléaires d'Alger.
- [4] - Institut des Sciences de la Mer et de l'Aménagement du Littoral.

SIMULATION DU TAUX DE REACTION PHOTO-ELECTRIQUE PAR LE CODE MCNP APPLICATION AU CALCUL DE L'EFFICACITE D'UN SCINTILLATEUR NaI(TL)

K. Boukeffoussa¹, G. Medkour Ishak-Boushaki¹, M. Allab, Z. Idiri^{*}

Laboratoire Interaction Rayonnements -Matière

Faculté de physique - USTHB –

* Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

bk.khelifa@gmail.com

RESUME :

Dans ce travail, nous nous intéressons à la détermination de l'efficacité intrinsèque d'un détecteur de type NaI(Tl) correspondant au pic d'absorption photoélectrique.

Cette efficacité peut être calculée à partir de la valeur de l'efficacité totale du détecteur en tenant compte du fait que l'efficacité est proportionnelle aux taux d'absorption caractérisant les divers modes d'interaction du rayonnement gamma incident avec la matière (effet Compton, création de paires, effet photoélectrique). Toutefois, la valeur de l'efficacité photoélectrique ainsi déduite est inférieure à celle déterminée expérimentalement du fait de la contribution des gammas dûs aux réactions secondaires.

Sur la base du principe de fonctionnement du scintillateur NaI(Tl), les réactions secondaires qui affectent le calcul de l'efficacité photoélectrique ont été identifiées et le taux de réaction correspondant a été estimé à l'aide du code de calcul Monte Carlo N-Particle (MCNP).

L'efficacité photoélectrique du détecteur NaI(Tl) a été estimée aux énergies gamma s'étalant de 200 keV à 2 MeV. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus en utilisant des sources de cobalt et de césium.

Mots clés : NaI(Tl), MCNP

1/ Introduction :

Les scintillateurs NaI(Tl) sont caractérisés par une efficacité de détection élevée (comparée notamment à celle d'un détecteur semi conducteur du type Ge(Hp)) et un fonctionnement à température ambiante. Ils sont très utilisés pour identifier et mesurer les rayonnements γ et X des sources radioactives de faible activité.

En spectrométrie γ , l'utilisation d'un NaI(Tl) nécessite, au préalable, la détermination précise de sa courbe d'efficacité $\varepsilon(E_\gamma)$. Cette efficacité traduit le pouvoir de détection d'un rayonnement γ , d'énergie E_γ . Généralement, $\varepsilon(E_\gamma)$ est mesurée en utilisant des sources γ standards. Toutefois, en l'absence de telles sources la détermination expérimentale de ce paramètre est difficile et l'on a alors généralement dans la pratique recours aux estimations théoriques [1,2].

Il existe deux méthodes pour résoudre un problème de transport de particules: la méthode Monte Carlo et la méthode déterministe. Les deux approches sont très différentes. La méthode déterministe résout l'équation du transport pour une distribution moyenne ou approchée du nombre de particules. La méthode Monte Carlo ne résout pas explicitement une équation mais résout un problème de transport en simulant individuellement l'histoire des particules depuis leur naissance (émission par la source) jusqu'à leur disparition par absorption ou échappement en enregistrant certains aspects de leur distribution moyenne.

Dans ce travail, nous nous proposons d'établir la courbe d'efficacité intrinsèque d'un détecteur NaI(Tl) disponible au laboratoire, relative au pic photoélectrique, par simulation Monte Carlo à l'aide du code Monte Carlo N particle, version 2005, MCNP5[3] et de les comparer aux valeurs expérimentales correspondantes obtenues en utilisant des sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs .

2/ Description du code de simulation MCNP5 :

Monte Carlo N particle, version 2005, est un code de simulation développé par le laboratoire Los Alamos aux Etats-Unis[3]. Le MCNP5 simule le transport au cours du temps de neutrons, photons ou électrons en fonction de l'énergie dans des géométries à trois dimensions. Ce code est très adapté à l'étude du transport des n, γ et électrons dans des configurations complexes composées de divers matériaux. Il est applicable pour des neutrons dont l'énergie varie de 10^{-11} MeV à 20 MeV et des γ et des électrons dont l'énergie s'étale de 1keV jusqu'à 1000MeV.

Le MCNP5, résout un problème de transport par une méthode probabiliste. Cette méthode consiste à suivre chaque particule(n ou γ ou e^-) depuis son point d'émission de la source jusqu'à sa disparition . Les différentes probabilités d'interaction de chaque particule avec les divers matériaux, composant l'environnement dans lequel elle se propage, sont exprimées en fonction de sections efficaces d'interaction. Les sections efficaces sont tirées des bibliothèques annexées au code, notamment la bibliothèque ENDF[4].

L'utilisateur crée un fichier Input qui contient toutes les informations concernant le problème à résoudre en particulier :

- le choix de mode i.e mode n seul(simuler uniquement le transport de neutrons)ou γ seul ou électron seul ou un mode combiné n- γ (photons produits par neutrons) ou n- γ -électron, γ -électron, électron- γ .
- la spécification précise de la géométrie de la configuration étudiée.
- la description des matériaux composant l'environnement dans lequel la particule se propage et la sélection de la bibliothèque des sections efficaces d'interaction.

L'utilisateur précise aussi, dans le Input, le type de réponse souhaitée (tally) : calcul du flux, taux de réaction, énergie déposée,...etc. Il doit aussi préciser le nombre d'histoires à simuler correspondant au nombre de particules dont il veut simuler le transport.

3/ Simulation Monte Carlo de l'absorption γ dans un cristal NaI(Tl) :

En spectrométrie γ , le spectre γ mesuré représente la distribution de l'énergie cédée par le photon incident aux électrons du détecteur. Si le détecteur utilisé est un scintillateur inorganique (NaI(Tl)), l'énergie transférée aux électrons sera convertie en photons de scintillation.

La surface du pic photoélectrique (ou pic d'absorption totale) donne le nombre de photons γ qui ont cédé toute leur énergie au milieu en étant complètement absorbés dans le détecteur.

Un photon γ , d'énergie E_γ , est absorbé dans un cristal NaI(Tl) en subissant une seule interaction ou après avoir subi plusieurs interactions lors de diffusions Compton.

Dans le premier cas, le γ est absorbé par effet photoélectrique et un électron est éjecté avec une énergie cinétique T_e :

$$T_e = E_\gamma - E_L, \text{ où } E_L \text{ est l'énergie de liaison de l'électron éjecté.}$$

Dans le deuxième cas, le photon subit une ou plusieurs diffusions Compton à un angle θ et le γ diffusé aura une énergie $E_\gamma(\theta)$ telle que :

$$\frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} \leq E_\gamma(\theta) \leq E_\gamma ;$$

où $m_e c^2$ est l'énergie de l'électron au repos.

Dans ce cas le γ incident aura généré dans le cristal des photons dont l'énergie sera comprise

entre $E_{\gamma \min} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}}$ et E_{γ} . Les γ successivement générés seront finalement

absorbés par effet photoélectriques.

Il est difficile de distinguer expérimentalement les modes d'interaction subis par les photons mais dans les deux cas ils seront comptabilisés dans le pic photoélectrique du spectre γ mesuré.

Dans ce travail, nous avons étudié par simulation Monte Carlo le mécanisme d'absorption totale d'un rayonnement γ d'énergie E_{γ} dans un cristal NaI(Tl). Nous avons utilisé le code MCNP5 en mode photon. L'étude a été faite pour une configuration particulière source-détecteur illustrée dans la figure 1.

La géométrie introduite dans le Input est celle d'une source radioactive isotrope sous forme de disque de rayon 0.5cm et d'épaisseur 1mm (de même forme que celle des sources de ^{137}Cs et ^{60}Co disponibles au laboratoire). Le cristal NaI(Tl) est modélisé par un cylindre de dimensions 3''x 3''. La source est placée à 4cm du détecteur sur son axe de symétrie.

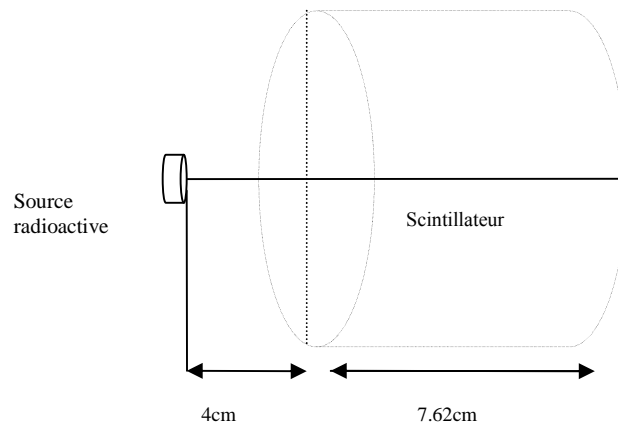


Fig.1 Géométrie de la source et du détecteur introduite dans le Input

Le nombre de photons γ , d'énergie E_{γ} , absorbés dans le cristal est calculé en utilisant la tally Fm4 .

La tally Fm4 est utilisée par le code pour le calcul de toute grandeur de la forme :

$$C \int \phi(E) R(E) dE$$

Où $\phi(E)$ est une fluence de particules dépendant de l'énergie E (particule/cm²). $R(E)$ est une fonction réponse.

Dans notre étude nous avons utilisé la tally Fm4 pour calculer le nombre de photons d'énergie E , généré dans le cristal par un γ incident d'énergie E_{γ} et subissant une absorption photoélectrique à l'énergie E :

$$Fm4 = N \iiint \sigma_{photoélectrique}(E) \phi(E, \vec{r}, t) dE dt dV/V$$

où $\sigma_{photoélectrique}(E)$ est la section efficace de l'interaction photoélectrique d'un γ d'énergie E et N la densité atomique du milieu.

$\phi(E, \vec{r}, t)$ est le flux de particules à l'instant t en un point \vec{r} , d'une cellule de volume dV , et dont l'énergie est comprise entre E et $E+dE$.

4/ Calcul de l'efficacité intrinsèque relative au pic photoélectrique :

L'efficacité intrinsèque, relative au pic photoélectrique d'un γ d'énergie E_γ est définie comme suit :

$$\varepsilon_{\text{int}}(E_\gamma) = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ absorbés dans le cristal}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le cristal}}$$

Dans notre cas, cette efficacité est calculée à partir de l'équation :

$$\varepsilon_{\text{int}}(E_\gamma) = \frac{\text{nombre total de photons d'énergie } E \text{ absorbés dans le cristal } (E_{\gamma_{\text{min}}} < E < E_\gamma)}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le cristal}}$$

La figure 2 donne la variation de l'efficacité déduite du calcul de simulation pour des photons dont l'énergie varie de 200 keV à 2 MeV.

Les valeurs obtenues sont comparées aux valeurs expérimentales de l'efficacité que nous avons mesurées avec une source de ^{137}Cs et une source de ^{60}Co et à l'aide d'une chaîne de détection classique, comportant un Préampli, un Amplificateur et un ordinateur pour l'acquisition des données. Nous constatons un bon accord entre les valeurs calculées par simulation et les valeurs expérimentales.

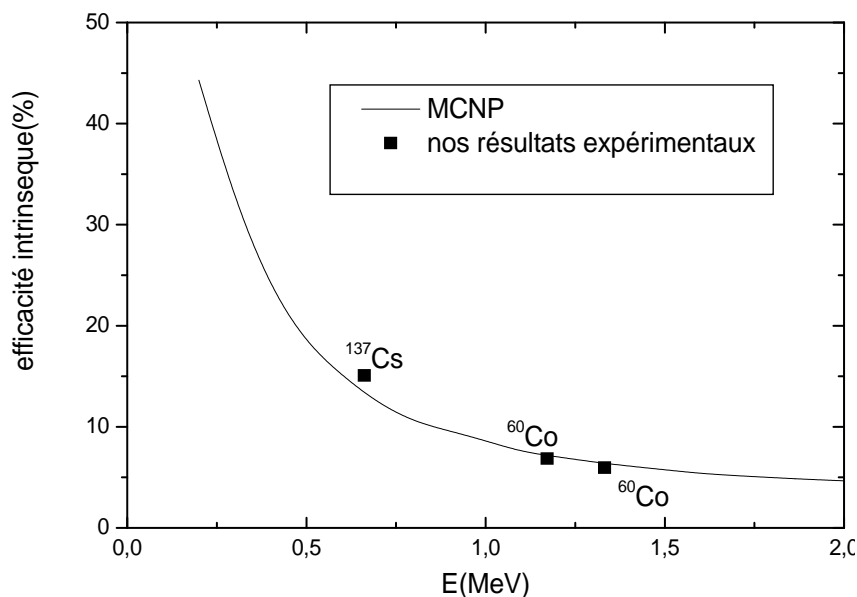


Fig.3 : variation de l'efficacité intrinsèque d'un NaI(Tl) en fonction de l'énergie du γ incident.

5/ Conclusion :

Dans ce travail, nous avons étudié par simulation Monte Carlo, à l'aide du code MCNP5, la distribution énergétique du taux d'absorption totale d'un rayonnement γ dans un cristal NaI(Tl) et déduit l'efficacité intrinsèque relative au pic d'absorption totale pour des photons dont l'énergie varie de 200 keV jusqu'à 2 MeV dans un cristal NaI(Tl)

Nous avons comparé les valeurs déduites de la simulation à celles mesurées expérimentalement pour des sources de ^{137}Cs et de ^{60}Co disponibles dans notre laboratoire. Nous avons aussi reporté de la littérature les valeurs de ce paramètre pour d'autres sources radioactives. Nous notons un bon accord entre les valeurs de l'efficacité calculées par simulation et les valeurs expérimentales.

6/ Références :

- [1] K. Boukeffoussa¹, G. Medkour Ishak-Boushaki, M. Allab, Z. Idiri, 12^{èmes} Journées Scientifiques et Pédagogiques, 22-23 avril 2007, USTHB.
- [2] S.Yacin, O.Gurler, G.Kaynak, O.Gundogdu, Applied Radiation and Isotopes,65(10), 1179, 2007.
- [3] A general Monte Carlo N-Particle Transport Code, version 2005, Transport Methods group, Los Alamos National Laboratory, U.S.A.
- [4] Evaluated Nuclear Data File .National Nuclear Data Center. Brookhaven Laboratory U.S.A.

ETUDE DE LA REPOSE DES DOSIMETRES DE FRICKE ET FBX DANS LA GAMME DE DOSE 1 - 25 Gy

O. Moussous¹, M.Benguerba², T.Medjaj¹

Laboratoire d'étalonnage secondaire pour la dosimétrie¹ Centre de Recherche Nucléaire d'Alger 02
Boulevard Frantz Fanon B.P. 399 Alger- Gare, Alger-Algérie

Laboratoire Sciences Nucléaires et Interactions Rayonnement-Matière,² Faculté de Physique,
USTHB, BP 32 El-Alia, 16123 Bab Ezzouar, Alger, Algérie

Résumé :

La fiabilité pour les applications de radiothérapie d'un dosimètre chimique basé sur le principe d'oxydation d'ions Fe^{2+} en ions Fe^{3+} , analysé au moyen de la spectroscopie d'absorption uv-visible, a été étudiée. Le dosimètre au sulfate ferreux ($Fe(SO_4)_2$) ainsi que le dosimètre au sulfate ferreux modifié (FBX), ont été investigués dans la gamme de dose absorbée allant de 1 à 25 Gy. L'étude est réalisée dans le faisceau de cobalt-60 en utilisant l'unité El-dorado 78 du Laboratoire d'Etalonnage Secondaire pour la Dosimétrie. L'objectif principal de ce travail est la détermination du facteur de sensibilité défini comme le rapport densité optique/dose ainsi que la valeur du rendement radiochimique $G (Fe^{3+})$. Les irradiations ont été effectuées dans un milieu équivalent tissu (eau et PMMA) au point de référence où le débit de dose absorbée est mesuré au moyen de l'étalon secondaire calibré en terme de dose absorbée dans l'eau. Les résultats montrent que le complément de xylénol orange augmente la sensibilité du dosimètre au sulfate ferreux dans la gamme de dose considérée. Les valeurs du facteur de sensibilité et $G (Fe^{3+})$ ainsi trouvées ont été comparées aux valeurs publiées dans la littérature. Les résultats montrent un bon accord.

1. Introduction

L'application des rayonnements ionisants en dosimétrie clinique met en évidence la nécessité d'une grande précision aussi bien au niveau de la localisation (précision de la « conformation » de l'irradiation au volume tumoral) qu'à celui de la dose à la tumeur pour une meilleure efficacité du traitement. L'ICRU fait état d'une erreur maximale de 5% au niveau de la dose à la tumeur. Pour atteindre cet objectif il est admis que toute mesure de dose de rayonnements ionisants doit être traçable à un étalon de référence, créé et maintenu dans un laboratoire primaire. En radiothérapie notamment dans les faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie la grandeur physique à mesurer est la dose absorbée dans l'eau D_w . Le dosimètre de Fricke étant approximativement équivalent-eau, capable de haute précision, indépendant de la qualité de rayonnements, il a été largement utilisé pour la dosimétrie liée à la radiothérapie [1,2]. Dans ce présent travail, nous nous sommes proposés au laboratoire d'étalonnage secondaire pour la dosimétrie du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (SSDL-CRNA) de développer et de caractériser le dosimètre de Fricke ainsi que le dosimètre de Fricke modifié, dans la gamme de dose utilisée en radiothérapie (1 – 25 Gy) en utilisant une chambre d'ionisation cylindrique étalonnée en terme de dose absorbée dans l'eau pour les photons du cobalt-60, en association avec le formalisme du protocole AIEA [4]. Les résultats obtenus sont présentés et comparés à ceux obtenus dans les laboratoires primaires [5] et publiés par l'ICRU [3].

2. Principe de la dosimétrie chimique

Le système chimique le plus utilisé, et mis en œuvre depuis de nombreuses années aux laboratoires de métrologie des rayonnements ionisants, est le dosimètre de Fricke. Le dosimètre de Fricke est une solution aqueuse acide de sulfate ferreux dont le principe est basé sur la radiolyse de l'eau et la formation des radicaux. Lors de l'irradiation de la solution les ions Fe^{2+} réagissent stoechiométriquement avec les radicaux libres et forment des ions ferriques Fe^{3+} dont la concentration se mesure avec précision par spectrométrie d'absorption à la longueur d'onde de 304 nm. Le nombre d'atomes, de molécules ou de radicaux produits par mole pour une quantité d'énergie de 100 eV est caractérisé par un rendement radiochimique, $G (Fe^{3+})$, il est exprimé en $mol.kg^{-1}.Gy^{-1}$. L'introduction d'impuretés organiques dans la solution peut modifier le rendement. Le schéma réactionnel simplifié en

milieu aéré est alors. La quantité des ions Fe^{3+} produits dépend de la dose d'énergie absorbée par la solution. Le rendement radiochimique est obtenu à partir de la relation fondamentale de la dosimétrie chimique :

$$D_s = 9.647 \times 10^8 \frac{\Delta OD}{G(Fe^{3+}) \varepsilon \rho_s l}$$

Où ΔOD est la densité optique mesurée, $\varepsilon(Fe^{3+})$ le coefficient d'extinction molaire, l le

trajet optique, ρ_s la densité volumique de la solution D_s la dose absorbée dans la solution

de Fricke dérivée de la dose absorbée de référence dans l'eau D_w à partir de la relation suivante

$$D_w = D_s f p_{wall}$$

Où f est le rapport des pouvoirs d'arrêt eau/solution et p_{wall} facteur correctif de l'effet de la paroi en pyrex de l'ampoule renfermant la solution.

3. Moyens expérimentaux et méthode

Avant d'effectuer l'irradiation des échantillons, nous avons procédé à la calibration du faisceau de cobalt 60. Cette étape consiste à mesurer le débit de dose dans l'eau en suivant le protocole AIEA TRS-398. Les mesures sont effectuées en utilisant une chambre d'ionisation cylindrique étalonnée dans un laboratoire primaire en terme de dose absorbée dans l'eau pour les photons de cobalt-60. L'expérience est réalisée dans un fantôme d'eau de dimensions $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ placé à 80 cm de la source. La chambre d'ionisation de volume 0.6 cm^3 est placée à une profondeur de 5 cm dans l'eau. La taille du champ à la surface du fantôme est $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ (figure1). Corrigé pour température et pression le débit de dose de référence mesuré est environ de $1 \text{ Gy/mn} \pm 0,5\%$. Une deuxième expérience est réalisée dans un fantôme en plexiglas dans les mêmes conditions géométriques. Le débit de dose est déterminé avec la même chambre d'ionisation moyennant un facteur de transfert eau/PMMA.

Il est important d'éliminer toutes les impuretés présentes sur la verrerie et notamment les impuretés organiques qui peuvent réagir avec les radicaux et qui peuvent être une cause d'erreur dans les expériences. Dans ce but, la vaisselle utilisée pour préparer les solutions à irradier ainsi que les cellules d'irradiation font l'objet d'un traitement spécial. Elles sont soigneusement lavées puis rincées avec de l'eau désionisée. Cette verrerie est ensuite passée au four pendant 1h à 550°C pour pyrolyse des résidus organiques absorbés dans les microfissures du verre.

Les solutions aqueuses sont préparées avec de l'eau ultra pure d'une résistivité $18,2 \text{ M}$, la concentration de carbone organique total (COT) est inférieure à 4 ppb. Les produits utilisés pour la préparation des solutions à irradier sont au moins de qualité «pour analyse», afin d'éviter les réactions avec les impuretés.

La solution de Fricke, de masse volumique 1.024 g cm^{-3} a la composition suivante: $10^{-3} \text{ mol dm}^{-3}$ de fer ferreux sous la forme de sel de Mohr ($Fe(SO_4)_2 (NH_4)_2,6 H_2O$), 0.4 mol dm^{-3} d'acide sulfurique ($\text{pH} = 0.46$), $10^{-3} \text{ mol dm}^{-3}$ de chlorure de sodium (solution aérée). La solution FBX, de masse volumique 1.010 g cm^{-3} a la composition suivante: $0.2 \cdot 10^{-3} \text{ mol dm}^{-3}$ de fer ferreux sous la forme de sel de Mohr ($Fe(SO_4)_2 (NH_4)_2,6 H_2O$), 0.04 mol dm^{-3} d'acide sulfurique $5 \cdot 10^{-3} \text{ mol dm}^{-3}$ d'acide benzoïque et $0.2 \cdot 10^{-3} \text{ mol dm}^{-3}$ xylénol orange.

Les ampoules renfermant la solution de chimie lors de l'irradiation sont en verre pyrex de parois d'épaisseur de 0.5 mm. Toute fois le volume de la solution dosimétrique est

environ 2 cm³. L'irradiation des solutions est réalisée dans les mêmes conditions géométriques décrites précédemment pour la chambre d'ionisation. La dose délivrée s'étale de 1 Gy à 25 Gy.

La dosimétrie chimique avec l'ion Fe³⁺ (dosimètre de Fricke et FBX), est réalisée par spectrophotométrie d'absorption. Le principe de la spectrophotométrie d'absorption repose sur la loi de Beer Lambert qui permet de relier la variation de l'intensité lumineuse à la concentration de l'espèce détectée. L'échantillon est placé dans une micro-cuvette en quartz dans un spectrophotomètre. Suite à l'absorption de la lumière du faisceau d'analyse, l'appareil donne l'absorbance à la longueur d'onde choisie. Dans notre cas les mesures ont été réalisées avec un spectrophotomètre uv-visible CARY 100 (VARIAN), à la longueur d'onde d'absorption maximale, 302 nm pour le dosimètre de Fricke et 548 nm pour le système FBX.

Avant tout usage l'appareil d'analyse doit être calibré. Pour ce fait, à partir d'une solution mère en ions Fe³⁺, des dilutions à différentes concentrations en ions Fe³⁺ ont été effectuées.

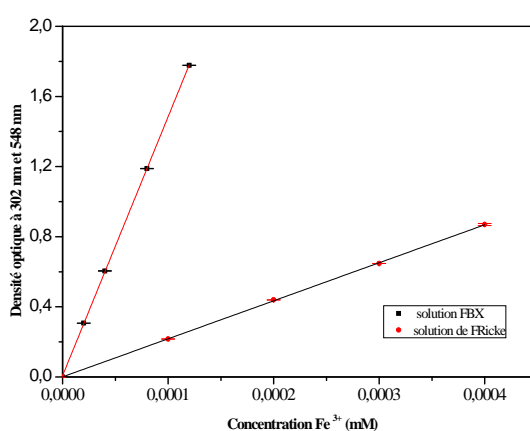


Figure. 1 Détermination du coefficient d'extinction molaire des dosimètres Fricke et FBX

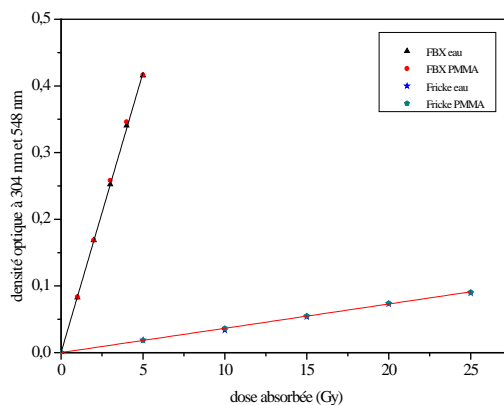


Figure.2. Courbe de calibration des dosimètres chimiques Fricke et FBX irradiés dans l'eau et dans le plexiglas dans le faisceau de cobalt-60

Tableau.1. Valeur du rendement radiochimique Fricke et FBX

Système	coefficient d'extinction molaire M ⁻¹ cm ⁻¹	facteur de sensibilité cGy ⁻¹	densité volumique (□) g cm ⁻³	G (Fe ³⁺) trouvé (ions/100eV)	valeur publiée (ions/100eV)
Fricke	2200 ± 0.1%	0.00361	1.024	15.43 ± 0.5%	15.5
FBX	14760 ± 0.1%	0.0784	1.010	54.3 ± 0.5%	54

4. Résultats

Figure 1 représente la variation de la densité optique en fonction de la concentration en ions Fe^{3+} , pour les deux systèmes dosimétriques Fricke et FBX. Le coefficient d'extinction molaire est déterminé à partir du gradient de la régression linéaire des données pour différentes concentrations. Les valeurs trouvées sont : $2200 \text{ M}^{-1} \text{ cm}^{-1} \pm 0.1\%$ et $14760 \text{ M}^{-1} \text{ cm}^{-1} \pm 0.1\%$ pour le dosimètre de Fricke et FBX respectivement. Ces valeurs seront utilisées ultérieurement dans le calcul du rendement radiochimique.

Figure 2 montre la variation de la dose en fonction de la densité optique; obtenue pour les deux systèmes dosimétriques, dans l'eau et dans le PMMA. Les facteurs de sensibilité OD/dose sont calculés à partir du gradient de la régression linéaire des données (densités optiques) pour différentes doses. Les valeurs de 0.00361 et 0.0784 sont trouvées pour le dosimètre de Fricke et FBX, respectivement. En comparant ces deux valeurs nous trouvons un rapport de sensibilité de 21.6. L'addition du produit xylenol orange dans la solution augmente la sensibilité du dosimètre de Fricke pour les faibles doses [6].

La valeur du rendement radiochimique est calculée à partir de la relation (1). Les valeurs obtenues ainsi que les valeurs publiées sont résumées dans le tableau.1.

5. Conclusion

Deux techniques ont été investiguées dans ce travail afin d'améliorer la sensibilité du dosimètre de Fricke. Le dosimètre modifié FBX et le dosimètre de Fricke standard dont la solution est préparée avec une eau ultra pure (18.2 M) et en pré irradiant l'acide sulfurique à une dose optimale. A travers notre étude nous concluons que la réponse du dosimètre de Fricke est linéaire dans la gamme de dose considérée avec un minimum de dose détectable de 5 Gy. L'incertitude relative standard de mesure obtenue est de l'ordre de 0.5%. Quand au dosimètre FBX, la linéarité est observée entre 1 Gy et 5 Gy avec une incertitude relative standard de mesure de 0.2% pour la dose minimale détectée de 1 Gy. La figure 1 montre clairement que la sensibilité du dosimètre FBX est élevée pour les faibles doses, comparée à celle du dosimètre de Fricke. Comparées aux valeurs publiées dans la littérature (tableau.1) les valeurs obtenues pour $G(\text{Fe}^{3+})$ s'écartent de 0.5% et de 0.6%, pour le dosimètre de Fricke et dosimètre FBX, respectivement. Ainsi, les systèmes dosimétriques développés dans notre laboratoire présentent des performances métrologiques fiables pour la calibration des faisceaux de rayonnements de haute énergie utilisés en clinique.

6. References

- [1] CHANG-MING Ma, ROGERS D. W. O., SHORTT K. R., ROSS C. K., NAHUM A. E. and BIALAJEW A. Wall-correction and absorbed-dose conversion factors for Fricke dosimetry: Monte carlo calculations and measurements. *Med. Phys.*, 1993, **20**(2), 283-292.
- [2] Ross CK, Klassen NV, ShorttKR and SmithGD1989 A direct comparison of water calorimetry and Fricke dosimetry *Phys. Med. Biol.* **34** 23-42
- [3] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. - Radiation Dosimetry : Electron beams with energies between 1 and 50 MeV. ICRU report 3(Bethesda: ICRU), 1984 .
- [4] Andreo P, Burns DT, Hohlfeld K, et al. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. IAEA Technical Report Series No 398. Vienna: International Atomic Energy Agency; 2000.
- [5] N V Klassen, K R Shortt, J Seuntjens and C K Ross . Fricke dosimetry: the difference between $G(\text{Fe}^{3+})$ for ^{60}Co -rays and high-energy x-rays *Phys. Med. Biol.* **44** (1999) 1609-1624.
- [6] Gupta B L 1973 Low level dosimetry studies with the FeSO_4 -benzoic acid-xylenol orange system *IAEA Int.Symposium on Dosimetry in Agriculture, Industry, Biology and Medicine* (Vienna: IAEA) pp 421-32

DETERMINATION DU POTENTIEL D'EXCITATION ET D'IONISATION MOYEN DES PARTICULES ALPHA DANS DES CIBLES POLYMERIQUE.

A. Dib, S. Ourabah, S. Mammeri, H. Ammi

Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2, Bd. Frantz Fanon, BP 339, Alger-Gare, Alger

Résumé :

Dans le cadre du travail mené par notre groupe de recherche dans le domaine du ralentissement des particules chargées dans la matière, nous nous sommes intéressés à la détermination du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen, $\langle I \rangle$, des particules alpha traversant des cibles polymériques de type $(C_xH_yO_z)_n$ {Mylar($C_{10}H_8O_4$)_n, makrofol($C_{16}H_{14}O_3$)_n, et polypropylène (C_3H_6)_n}. Pour cela, nous avons adopté la méthode des variables X de Bichsel, pour déterminer le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen d'un composé donné. Nous avons alors ajusté les valeurs de la variable expérimentale X_{Exp} par les données numériques générées par la variable X_{th} , en considérant le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen $\langle I \rangle$ et la charge effective comme étant les paramètres d'ajustement entre ces deux variables. Les résultats obtenus sont : $\langle I \rangle = 74.47 \pm 0.25$ eV pour le Mylar, $\langle I \rangle = 67.62 \pm 0.35$ eV pour le Makrofol et $\langle I \rangle = 54.46 \pm 1$ eV pour le Polypropylène.

Mots clés : potentiel d'excitation et d'ionisation moyen ; pouvoir d'arrêt ; les polymères ; la charge effective ; loi de Bragg.

Introduction :

Durant ces dernières décennies, plusieurs approches théoriques ont été développées pour prédire les pouvoirs d'arrêts des ions lourds dans la matière. Ces modèles ont, souvent, été adaptés aux ions légers, tels les particules alpha. Par conséquent, les mesures et les compilations des pouvoirs d'arrêts de ces ions dans des matériaux de différentes natures connaissent un regain d'intérêt croissant, en particulier les composés à structure fragiles, tels que les polymères organiques, qui couvrent un large champ d'application dans différents domaines : industrie électronique, radioprotection et physique nucléaires etc..... Pour cela, nous allons interpréter les données expérimentales du pouvoir d'arrêt en énergie, déjà obtenues par notre groupe de recherche, à l'aide des modèles théoriques et semi-empiriques existants dans la littérature pour extraire des grandeurs physiques (tel que les potentiels d'ionisation et d'excitation moyen, les corrections de couches, l'effet de Barkas, l'effet de Bloch, ..., etc.), on s'intéressera plus particulièrement à la détermination du potentiel d'ionisation et d'excitation moyen pour des particules alpha traversant des cibles solides, en tenant compte de la charge effective.

Analyse des données :

a) **Pouvoir d'arrêt :**

Les données des pouvoirs d'arrêts des particules alpha, ont été réalisées, par notre groupe de recherche [1,2], auprès de l'Accélérateur Van de Graaff de 3.75-MV du Centre de Recherche Nucléaires d'Alger. Elles ont pour objectif, la mesure aussi précise que possible des pertes d'énergies dans une catégorie de cibles de films polymères (le Mylar, le Makrofol et le Polypropylène). La méthode choisie pour effectuer de telles mesures a été celle dite "transmission après rétrodiffusion". Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau ci-dessous en unité (keV/ μ m) pour les trois cibles.

Mylar		Makrofol		Polypropylène	
E _{Moyen} (keV)	S _{Exp} (keV/ μm)	E _{Moyen} (keV)	S _{Exp} (keV/ μm)	E _{Moyen} (keV)	S _{Exp} (keV/ μm)
952	293,37	937,6	257,14	780,07	238,67
1050,5	290,57	1039,5	248,74	959,736	240,71
1171,3	275,20	1149,4	244,90	1175,53	228,52
1282,3	265,43	1263,2	239,74	1405,23	210,86
1398,8	254,25	1371,8	231,70	1634,92	193,20
1507	244,47	1485,4	221,02	1856,86	178,59
1618	233,29	1692	207,34	2073,58	166,04
1833	217,93	1894,8	196,30	2283,94	156,00
2027	203,96	2104	182,14	2491,49	147,06
2316,3	196,97	2318,5	167,14	-	-
2532	183,00	2516,3	159,94	-	-
2726	176,72	2714,8	150,10	-	-
2929,3	166,24	2904	146,98	-	-
3024,2	163,44	3105	140,74	-	-

Tab 1 : Pouvoir d'arrêt obtenu du Mylar, Makrofol et le polypropylène en fonction de l'énergie des particules alpha.

b) Potentiel d'excitation et d'ionisation moyen :

Les valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt S(E) ont été exploitées dans le cadre de la théorie de Bethe_Bloch modifiée incluant les termes correctifs d'ordre supérieurs en Z₁, afin d'extraire le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen de la cible, I. Pour cela, il était commode d'utiliser le pouvoir d'arrêt réduit X, défini par :

$$X_{the} = \ln I + \frac{C}{Z_2} - Z_1 L_1 - Z_1^2 L_2, \quad (1)$$

Pour un calcul théorique, et par :

$$X_{exp} = \ln\left(\frac{2mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2}\right) - \beta^2 - \frac{\beta^2}{0.30708} \frac{A}{z_1^2 Z_2} S_{Exp}, \quad (2)$$

où S_{exp} est le pouvoir d'arrêt mesuré, pour son expression expérimentale.

Avec :

*Z₁L₁ est le terme de Barkas, sont évaluation empirique à été proposée par Ziegler [3], donnant :

$$Z_1 L_1 = \frac{L_{low} L_{high}}{L_{low} + L_{high}}, \quad (3)$$

Où L_{low} = 0.0001E et L_{high} = (1.5/E^{0.4}) + 45000/Z₂ E^{1.6}, où E est l'énergie de l'ion incident évaluée en keV/u.

*Z₁²L₂ est le terme de Bloch, sont expression paramétrique [3] est donné par:

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 \left[1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4) \right], \quad \text{avec } y = \frac{Z_1 \alpha}{\beta}$$

*C/Z₂, correction de couches obtenue en inversant l'équation du pouvoir d'arrêt, S, soit

$$\frac{C}{Z_2} = f(\beta) - \ln \langle I \rangle_{th} - \frac{\beta^2 S_{total}(E)}{k Z_1^2 Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2.$$

Avec I_{th} = 11.4 Z₂ (eV) [3].

Dans le but de décrire le pouvoir d'arrêt électronique aux projectiles partiellement épluchée [4], il est recommandé d'utiliser le concept de la charge effective Z₁^{*} à la place de Z₁ dans les équations précédentes.

Résultats et discussion:

Basant sur la loi d'additivité de Bragg-Kleeman, l'importance relative de chacun des trois termes correctifs est représentée sur la figure ci-dessous en fonction de l'énergie des particules alpha pour les trois cibles polymériques.

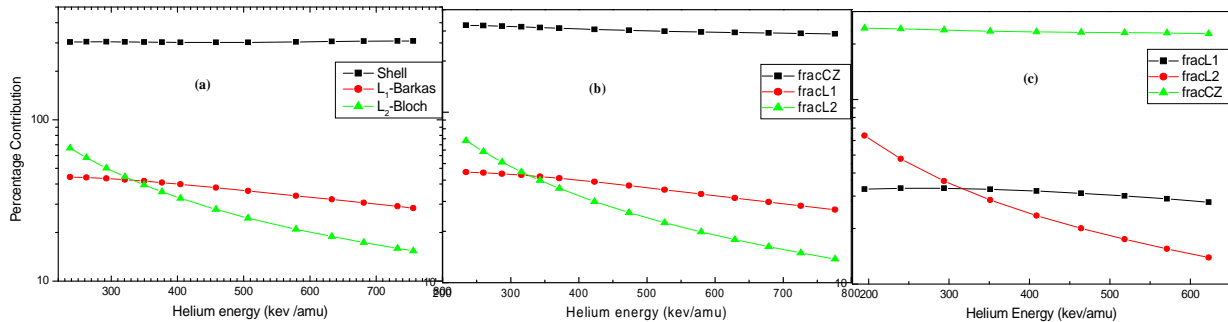


Fig1 : contribution des termes correctifs dans la formule du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée, par rapport au nombre d'arrêt $L(\)$, en fonction de l'énergie des particules alpha : corrections des couches, de Barkas et de Bloch ; (a) pour le Mylar, (b) pour le Makrofol et (c) pour le polypropylène.

Dans ce travail, nous avons ajusté les valeurs de la variable expérimentale X_{exp} par les données numériques générées par la variable X_{th} , en considérant le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen, $\langle I \rangle$, comme un paramètre libre où les particules alpha sont considérer complètement épluchés en 1^{ère} étape. En second étape, en considérant la charge effective comme étant un paramètre libre d'ajustement, donnée par la formule de Ziegler [4] :

$$\gamma_{He}^2 = \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^2 = 1 - \exp\left[-\sum_0^3 a_i \ln(E)^i\right] \tag{4}$$

tout en fixant le potentiel, $\langle I \rangle$, par sa valeur trouver précédemment.

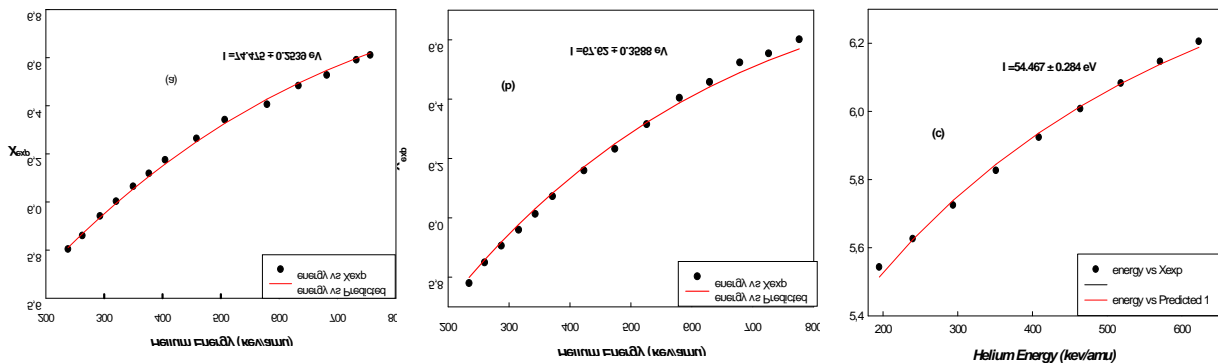


Fig 2 : Pouvoir d'arrêt réduit expérimental, X_{exp} , obtenu pour: a)- Mylar, b)- makrofol et c)- le polypropylène. Le meilleur ajustement théorique, X_{th} , est obtenu pour les valeurs respectives: $I= 74.45\text{eV}$, $I= 67.62\text{ eV}$ et $I= 54.46\text{ eV}$ du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen, sous l'hypothèse de la charge effective donnée par l'expression (4).

Les valeurs du potentiel d'excitation et d'ionisation obtenus dans ce travail, sont présentées dans le tableau suivant pour les trois cibles, comparées à celles rapportées dans la littérature.

cibles	Mylar	Makrofol	Polypropylène
Présent travail	74.47±0.25 eV	67.62±0.35 eV	54.46±0.28 eV
Travaux antérieurs I (eV)	^P 76±1.1 [2] 78.7 [5] ^P 79.92±1.3 [6] 80.48 [8]	^P 70.8±1.1 [2] ^P 71.0±1.4 [7] ^P 73.1 [5]	^P 55.4±1 [2] ^P 56.9±0.72 [6] ^P 55.4±5 [5]
projectile	^P : proton : particule alpha		

Pour les trois cibles, non données du potentiel sont en bon accord avec celles obtenues dans la littérature, avec toutefois, une valeur légèrement inférieure (~ 4 à 5eV) à celles données par ailleurs pour le Mylar et le Makrofol.

Conclusion:

Les données des trois polymères ont été analysées avec le formalisme de Bethe-Bloch, sous l'estimation de l'effet de la charge effective pour la détermination du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen des particules alpha. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec celles trouvées dans la littérature.

Référence :

- [1] H. Ammi et al, Nucl, Instr and Meth, B230, (2005)68.
- [2] H. Ammi et al, Radiation effects & Defect in Solids, Vol.161, N° 6, (2006)339.
- [3] J.F. Ziegler et al, Journal of Applied Physics Reviews, Vol 85, N° 3, (1999).
- [4] The Stopping and Range of Ions in Solids. J.F. Ziegler, New York.
- [5] ICRU Report 49, 1993.
- [6] S. Damache et al, Nucl, Instr and Meth, B255, (2004)449.
- [7] J. Raisanen et al, Nucl, Instr and Meth, B118, (1996)1-6.
- [8]: D.C. Santry et al, Nucl, Instr and Meth, B1, (1984)13.

SCALAR DIFFRACTION AT GRAZING AND NORMAL INCIDENCE ON AN EVANESCENT ATOMIC MIRROR

S. Ghezali (*) and A. Taleb

(*) Department of Physics. Faculty of Sciences. Université of Blida. Blida
and LEQ. Faculty of Physics. USTHB. Bab-Ezzouar. Algiers.

Abstract:

We will study the possibility of obtaining diffraction of atoms on a network by reflection. We will not take into account the Van der Waals potential correction in the following. We will describe the kinematic characteristics of the diffraction orders [1].

Let's consider an incident wave TE polarized on the glass prism. The problem is treated in a scalar manner as the lights shifts of the Zeeman sublevels of the fundamental state are equal. Thus, a two level atom configuration is considered. We will use the Ewald's construction in order to represent the two components of the atom's momentum along Ox and Oz before and after diffraction. The modulated potential is "soft" along Oz at the scale of the atomic wavelength contrarily to the reflection networks in the light optics. We define ξ as the number of periods that the atom explores in its path within the evanescent wave (the contrast of the interference pattern) and $\beta(\xi)$ the obliqueness factor between the incident atomic wave vector and the perpendicular to the diffraction network. Indeed, we will show to a good approximation that the grating behaves as a thin phase grating which produces a spatially modulated de Broglie wave whose the corresponding phase modulation index is given by: $\phi = 2\pi\Delta z / \lambda_{dB} = \varepsilon \cdot P_z / \dots$ where $1/ \dots$ is the decay length of the electric field and Δz is a peak to peak height $\Delta z = \varepsilon / \dots$.

The observed linear variation of ϕ with ε is an important test of the considered model [2] in which the diffraction is essentially due to the modulation of the evanescent wave resulting from the interference incident and retro-reflected evanescent waves.

Introduction :

We will study the scalar (specular) diffraction at a grazing and a normal incidence on an evanescent atomic mirror. We will take a TE polarization so that we neglect the polarization mixing and so all the Clebsch-Gordan coefficients. A two level atom is considered. We will neglect the Van der Waals potential contribution.

In a classical point of view, the atom behaves as a ball which crosses the modulated potential. The effect of the modulation is a transfer of velocity accumulated along its trajectory. The atom explores a high number of periods of the dipolar evanescent potential when its incidence angle is grazing. This is due to the fact that the potential is soft along Oz at the scale of the atomic wavelength. The cumulated effect of the velocity transfer received because of the modulation potential is thus nul. If we note ξ the number of periods that explores the atom along its trajectory inside the evanescent wave, the maximum velocity transfer is exponentially small at the order zero (along Oz):

$$\Delta v_{\max} \propto \exp(-\pi \cdot \xi / 2) \quad (1)$$

We use a semi-classical approach to describe the network of thin phase. It is analog to the Raman-Nath approximation in light optics. The classical trajectory is calculated on a flat evanescent potential (non modulated); the modulation is introduced as a perturbation so that the trajectories are modified just a little by the presence of the modulation. We calculate further the accumulated phase along the non perturbed atomic trajectory in presence of the modulation thanks to the WKB approximation for example [1].

We will describe two extreme cases, grazing incidence and normal incidence, using the construction of Ewald. We won't mention the Oy axis. All happens in the xOz plane.

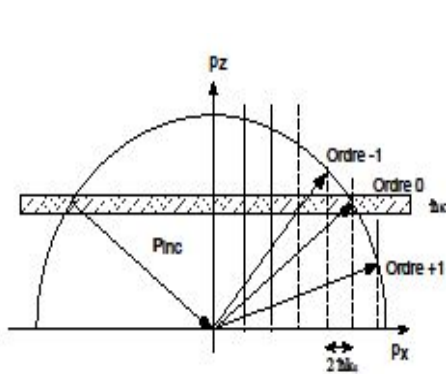


Figure 1: Grazing diffraction

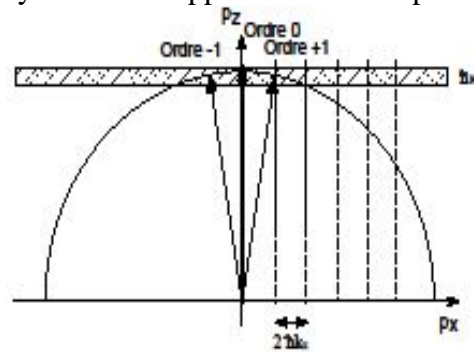


Figure 2: Normal diffraction

The main difference consists in the velocity transfer along the Oz axis. For a normal incidence and when $|P_{in}| \gg k_x$, the velocity transfer along Oz is given by $P_{in,z} \sim P_{\pm 1,z}$. The function is maximum and equal to 1. For a normal incidence, this velocity transfer may reach tens of k_x .

$$\beta(\xi) = (\pi\xi/2) / (\sinh(\pi\xi/2)) \quad (2)$$

ξ is the number of periods seen by the atom in the evanescent wave (figure 3). For a grazing incidence, $P_z = P_{\pm 1,z} - P_{in,z} \gg k_x$.

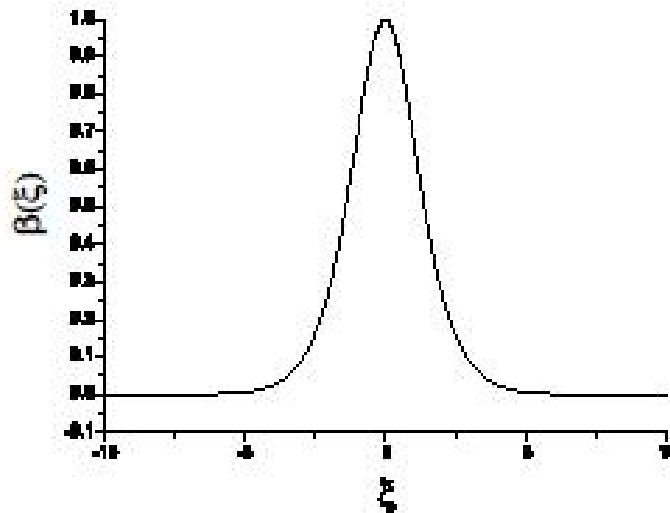


Figure 3 : The obliqueness factor between the incident wave vector and the perpendicular to the diffraction network.

Because the potential is soft along Oz, the grazing diffraction is eliminated in a scalar manner of description. Inside a modulated evanescent wave where the modulation is along an axis perpendicular to Oz and the characteristic length $1/\kappa$ along Oz, the velocity transfers along Oz in the absence of a modulation, between reflected waves and diffracted waves do not exceed $\hbar\kappa/2\pi$ within a scalar model.

References:

[1]: L. Cognet PhD thesis. University of Orsay. 1999.
 [2]: A. Landragin et al, EuroPhys. Lett., 39 (5),pp. 485-490 (1997).

FORMATION D'AGREGATS DE NICKEL EN SOLUTION PAR RADIOLYSE IMPULSIONNELLE

M.L. Hioul¹, N.Keghouche¹ and J.L.Marignier²

¹ *Laboratoire de Microstructures et défauts dans les matériaux, Département de Physique, Université de Constantine, Route de Ain El Bey 25100 Constantine Algérie*

² *Laboratoire de Chimie Physique, Université Paris Sud XI, Bât 349, 91405 Orsay Cedex France*

Résumé :

L'étude des nanoagrégats ou clusters, qui constituent un état mésoscopique de la matière intermédiaire entre l'atome ou la molécule isolée et le solide massif, nécessite des méthodes adéquates de grande résolution. Une des applications majeures des nanoagrégats métalliques, est leur utilisation comme catalyseurs sur des supports solides tels que les oxydes [1,2]. Dans notre étude, nous nous intéressons particulièrement aux clusters de nickel, préparés par voie radiolytique et étudiés par radiolyse impulsionnelle. Les premières expériences portent d'abord sur des solutions de nickel seules (sulfate de nickel dans de l'eau ultra pure) soumises aux irradiations impulsionnelles au moyen d'un accélérateur d'électrons (FEBETRON 706) disponible au LCP. Par la suite, d'autres études ont été faites sur les mêmes solutions en présence d'alcool (isopropanol). Ces mêmes solutions ont été ensuite irradiées par le moyen d'un accélérateur rapide d'électrons « ELYSE » disponible au Laboratoire de Chimie Physique d'Orsay.

Introduction :

Les agrégats sont des états intermédiaires de la matière entre l'atome et le solide massif. Au fur et à mesure que les techniques expérimentales et les ordinateurs se sont développés, leur étude a fait une avancée remarquable et a permis de lever un peu de leur mystère. Le principe de la méthode de la radiolyse des agrégats consiste à irradier des solutions métalliques dans des solvants polaires (le plus souvent de l'eau). La pénétration de ces rayonnements très énergétiques (comme les électrons accélérés) mène à l'excitation et l'ionisation des molécules. Les électrons arrachés à ces molécules perdent de leur énergie tout en ionisant et en excitant d'autres molécules ; ainsi il y a thermalisation et solvation de ces électrons. Les espèces formées par la traversée des électrons présentent au début une distribution spatiale non homogène. De ce fait, elles sont groupées dans des régions de fortes concentrations. Au terme de la formation de ces espèces, l'électron solvaté dont le potentiel redox est très négatif (-2,87 eV), réduit les ions métalliques jusqu'à obtention de l'état atomique. Celui-ci étant un état instable de la matière, les atomes ont tendance à coalescer [1,2]. Afin d'éviter les phénomènes de réoxydation des valences intermédiaires, un capteur de radicaux oxydants est ajouté à l'avance dans la solution. Dans le cas du nickel, qui est très fragile vis-à-vis de la corrosion, le formiate s'est avéré très efficace [3].

Dispositif expérimental :

Les expériences de radiolyse pulsée pour l'étude du nickel sont menées au moyen d'un accélérateur d'électrons qui délivre des impulsions d'électrons d'une énergie de 600 keV et d'une durée de 3 ns (Febetron 706). La solution à étudier est placée dans une cellule de quartz. L'évolution cinétique des espèces transitoires formées est suivie par spectroscopie d'absorption résolue en temps au moyen d'un système de détection constitué d'une source de lumière, de lentilles, de monochromateurs et de photomultiplicateurs dont le signal est transmis à un oscilloscope lui-même connecté à un ordinateur. Les signaux cinétiques obtenus pour différentes longueurs d'onde permettent aussi de reconstituer l'évolution du spectre d'absorption transitoire des espèces observées.

Les études à temps très court ont été effectuées sur l'accélérateur d'électrons ELYSE du LCP qui délivre des impulsions de 15 ps avec une énergie de 9 MeV. Grâce à une détection originale disposant d'une streak camera, il est possible d'enregistrer l'absorption des espèces transitoires simultanément sur tout un domaine de longueurs d'onde en fonction du temps.

Résultats expérimentaux et interprétation :

Solutions de sulfate de nickel (0,02M) dans l'eau ultra pure.

Ces solutions ont été soumises aux irradiations de l'accélérateur d'électrons Febetron. La figure 1 montre à 300 nm l'évolution de l'absorption due à l'ion Ni⁺ formé par réaction des électrons solvatés avec l'ion Ni²⁺. On observe dans les conditions de l'expérience une formation très rapide suivie d'un déclin résultant de la réaction de Ni⁺ avec les radicaux OH.

La figure 2 montre le spectre d'absorption transitoire de Ni⁺ reconstitué à partir d'une série d'enregistrements similaires à celui de la figure 1 à différentes longueurs d'onde d'analyse.

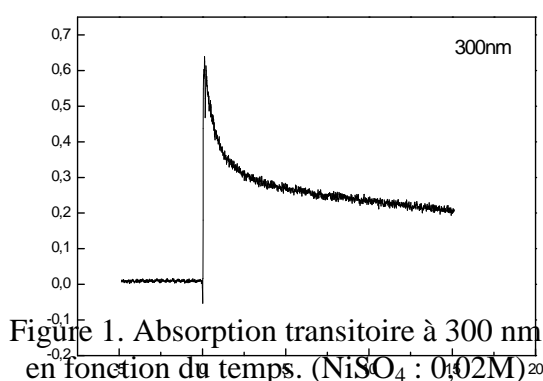


Figure 1. Absorption transitoire à 300 nm en fonction du temps. (NiSO₄ : 0,02M)

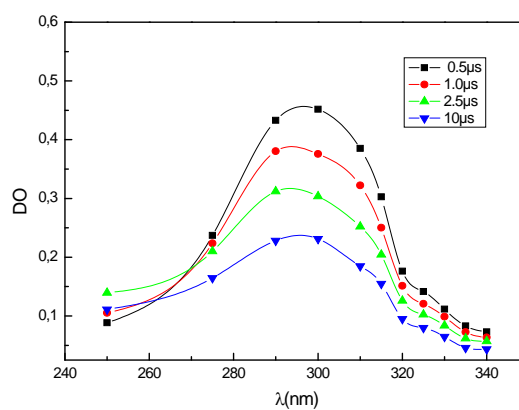


Figure 2. Spectre d'absorption transitoire. Solution NiSO₄ : 0,02M

Solutions de sulfate de nickel (0,02M) dans l'eau ultra pure en présence de 0,5M d'isopropanol.

L'isopropanol est un intercepteur efficace de radicaux OH selon la réaction :

$\text{RHOH} + \text{OH}^\circ \longrightarrow \text{ROH}^\circ + \text{H}_2\text{O}$. Par ailleurs, ROH[°] est un radical réducteur qui peut aussi intervenir dans le mécanisme réactionnel. L'ion Ni⁺ est ainsi protégé de l'oxydation par les OH.

La figure 3 montre les signaux obtenus pour 3 longueurs d'onde. A 300 nm, on constate que le déclin de Ni⁺ est suivi d'une absorption dont la formation est observable aux longueurs d'onde où Ni⁺ n'absorbe pas comme à 250 ou à 360 nm.

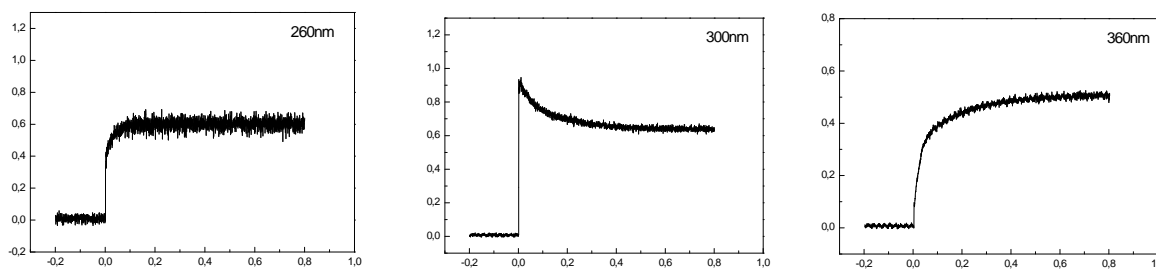


Figure 3. Signaux d'absorption transitoire à différentes longueurs d'onde enregistrés dans le domaine de la seconde

L'évolution du spectre d'absorption de la solution au cours du temps (Figure 4) montre que la disparition du pic d'absorption de la valence instable Ni^+ laisse place à la croissance d'un spectre très large qui s'étend de 250 à 700 nm sans maximum apparent.

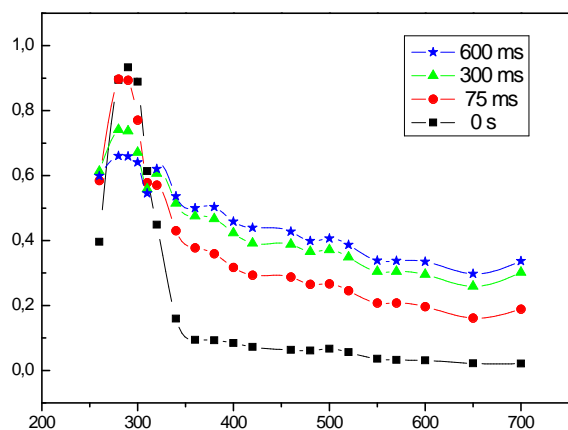


Figure 4. Evolution du spectre d'absorption transitoire avec le temps

Ce spectre très large n'évolue plus et reste constant. Il témoigne de la formation d'une espèce stable dans la solution qui présente une couleur brune. La présence d'espèces stables oblige à renouveler la solution entre deux irradiations par l'impulsion de l'accélérateur afin d'effectuer à chaque fois la radiolyse sur la solution initiale.

Ce spectre est typique d'agrégats de nickel métallique. C'est à notre connaissance la première expérience de radiolyse pulsée où il est possible d'observer la formation d'une solution colloïdale d'agrégats de nickel induite seulement par une impulsion d'électrons. Ceci est certainement dû à la dose très importante déposée dans la solution (environ 1000 Gy par impulsion). Il est ainsi possible de suivre les différentes étapes de la formation des agrégats de nickel depuis la nanoseconde.

Afin d'observer précisément les premières étapes de la réduction de Ni^{2+} , les solutions de sulfate nickel en présence de 0,2 M d'isopropanol ont été étudiées sur l'accélérateur d'électrons ELYSE du LCP. Les signaux d'absorption enregistrés dans des temps inférieurs à 50 ns à différentes longueurs d'ondes ainsi que les spectres d'absorption transitoires à différents temps sont montrés dans les figures 5 et 6.

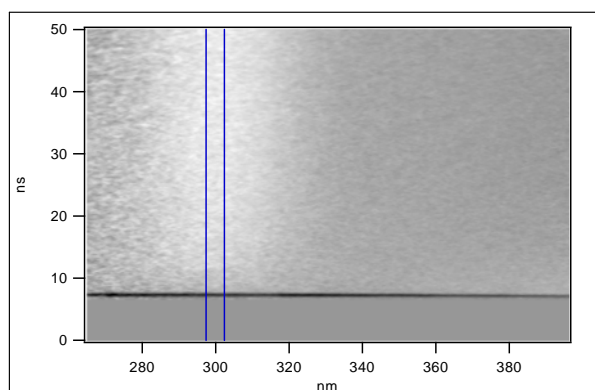


Figure 5. Spectres d'absorption entre 260nm et 400nm

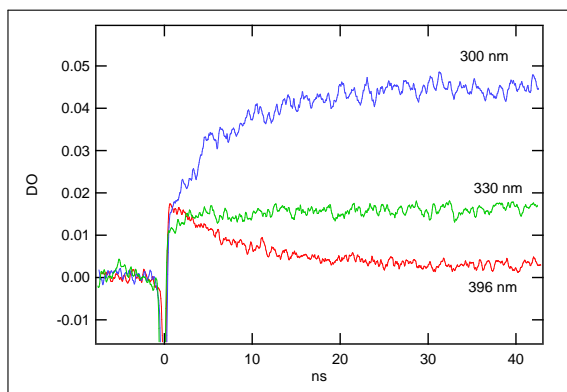


Figure 6. Evolutions cinétiques à différentes longueurs d'onde

Sur la figure 6, nous observons la formation de Ni^+ à 300nm en même temps que le déclin de l'électron hydraté à 396nm. A 330nm, nous avons un point isobestique.

En conclusion, nous avons obtenus la formation directe d'agrégats de Ni en présence d'alcool, et la formation de Ni^+ pour les solutions de nickel seules. Dans une prochaine étape, nous comptons étudier la formation d'agrégats de nickel supportés sur oxyde (silice nanométrique) et l'effet du support sur la dynamique de croissance des agrégats.

Références :

- [1] Keghouche, N.; Chettibi, S.; Latrèche, F.; Bettahar, M. M.; Belloni, J.; Marignier J. L. Rad. Phys.Chem. 74 (2005) 185-200
- [2] Chettibi, S.; Wojcieszak, R.; Boudjennad, E. H.; Belloni, J.; Bettahar, M. M.; Keghouche, N. Catalysis Today 113 (2006) 157-165.
- [3] J. L. Marignier, Thèse de doctorat d'état, Orsay (1987).

EFFET DE LA PERTE D'ÉNERGIE SUR LA PROBABILITE DE DIFFUSION D'IONS DE FAIBLE ENERGIE PAR UNE SURFACE SOLIDE

K.Khalal-Kouache, A.C.Chami, A.Mekhtiche et B.Aissous.

*Laboratoire des Sciences Nucléaires et de l'Interaction Rayonnements-Matière,
Faculté de Physique, USTHB, BP32 El-Alia 16111 Bab Ezzouar Alger.*

Résumé :

Cette étude concerne la diffusion d'ions de faible énergie (quelques keV) par une cible solide amorphe. Les spectres en énergie des ions diffusés ont été calculés en utilisant la solution de l'équation de Boltzmann dans la théorie de transport. Ce modèle, valable pour les faibles angles de diffusion, tient compte des diffusions multiples. Un intérêt particulier a été accordé à l'effet de la perte d'énergie des ions dans la cible sur les distributions en longueurs et sur les spectres en énergie. Une comparaison de ces résultats à la simulation Monte Carlo est présentée suivie d'une discussion.

1. Introduction :

Les faisceaux d'ions de faible énergie (quelques keV) sont largement utilisés pour l'analyse et la caractérisation des surfaces solides [1, 2]. Les processus d'interaction ion-surface solide à basse énergie suscitent encore l'intérêt de plusieurs équipes de recherche à travers le monde. Il s'agit essentiellement des processus d'échange de charge et d'énergie et du potentiel image [3, 4]. Dans ce domaine, la contribution de la simulation numérique reste importante. Les techniques de simulation les plus utilisées sont basées sur le calcul Monte Carlo ou la dynamique moléculaire.

Nous présentons ici une simulation numérique basée sur la théorie de transport pour le calcul des distributions en longueurs et des spectres en énergie des particules diffusées par une cible solide à basse énergie. L'effet de la perte d'énergie des projectiles dans la cible sur les grandeurs ainsi calculées est étudié.

2. Calcul des distributions en longueurs et des spectres en énergie :

Nous nous intéressons à la diffusion d'ions légers (H^+ , He^+ , Li^+) de quelques keV par des surfaces solides amorphes (Silicium, Nickel). Nous utilisons un modèle basé sur la théorie de transport pour le calcul des distributions en longueurs et des spectres en énergie des particules diffusées. Ce modèle est valable pour une distribution homogène des centres diffuseurs et tient compte des diffusions multiples qui sont importantes dans cette gamme d'énergie. La perte d'énergie du projectile dans une cible n'est pas prise en compte dans ce modèle.

L'angle d'incidence α est mesuré relativement à la surface solide (figure 1). L'angle de diffusion θ est mesuré par rapport à la direction du faisceau incident.

La probabilité ΔP_{L_1} pour un projectile d'être diffusé d'un angle θ (correspondant à la direction $\vec{\Omega}$), dans l'angle solide $\Delta\Omega$ avec un parcours total dans la cible compris entre L et $L + \Delta L$ est donnée par l'expression suivante [5, 6]:

$$\Delta P_{L_1} = \Delta L (\theta - \alpha) \Delta\Omega \int_{\rho_z = -\infty}^{+\infty} F(L, \rho_y = \alpha L, \rho_z, \theta_y = \theta, \theta_z = 0) d\rho_z \quad (1)$$

$F = F(\vec{r}, \vec{\Omega})$ est la fonction de distribution, dans l'espace réel \vec{r} et dans la direction $\vec{\Omega}$, d'un faisceau collimaté initialement dans la direction Ox [7, 8].

$$F(\vec{p}, \vec{\Omega}) = F(x, \vec{\rho}, \vec{\theta}) = \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{1}{x^2} \int \cos(\vec{k} \cdot \vec{\psi} + \vec{k} \cdot \vec{\theta}) \exp\left(-N_0 x \int_0^1 \sigma_0(|\vec{k} - \beta \vec{K}|, E_0) d\beta\right) d\vec{k} d\vec{K} \quad (2)$$

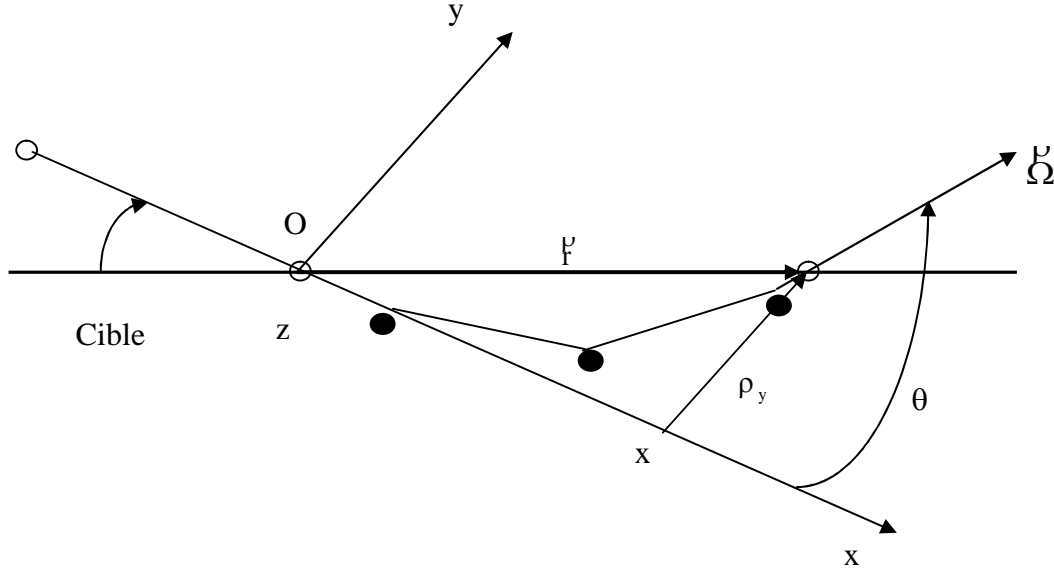


Fig.1. Géométrie utilisée pour le calcul des probabilités de diffusion.

Le vecteur \vec{p} s'écrit: $\vec{p} = (x, \vec{\rho}) = (x, \rho_y, \rho_z)$. Dans l'approximation des faibles angles de diffusion, le vecteur $\vec{\Omega}$ s'écrit: $\vec{\Omega} = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|} \approx (1, \vec{\theta}) = (1, \theta_y, \theta_z)$ où v est la vitesse de la particule diffusée.

La direction du faisceau incident et la normale à la surface forment le plan d'incidence. Nous considérons uniquement les particules diffusées dans ce plan, ce qui justifie le choix suivant : $\theta_y = \theta$ et $\theta_z = 0$. \vec{k} et \vec{K} sont des vecteurs du plan yOz et $\vec{\psi} = \frac{\vec{\rho}}{x} - \vec{\theta}$. N_0 est le nombre d'atomes par unité de volume. $\sigma_0(k, E_0)$ est donné par l'expression:

$$\sigma_0(k, E_0) = \sigma_0(k) = \int_0^\infty d\sigma(\varphi) (1 - J_0(k\varphi)) \quad (3)$$

$d\sigma(\varphi)$ est la section efficace différentielle de diffusion à l'énergie incidente E_0 . L'interaction projectile-atome cible est décrite en utilisant le potentiel coulombien écranté ZBL [9]. J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro et du premier type et φ est l'angle de simple diffusion défini dans le repère lié au laboratoire.

La probabilité $\Delta P_{L_1}(L=0)$ est calculée en utilisant l'approximation de la diffusion simple:

$$\Delta P_{L_1}(L=0) = \frac{d\sigma}{d\Omega} N_0 \Delta L \Delta \Omega \quad (4)$$

Pour tenir compte de l'énergie perdue par le projectile dans la cible, nous effectuons la transformation suivante dans l'expression de $F(x, \vec{\rho}, \vec{\theta})$:

$$N_0 x \int_0^1 \sigma_0(|\vec{k} - \beta \vec{K}|, E_0) d\beta \rightarrow N_0 \int_0^x dx' \int_0^1 \sigma_0(|\vec{k} - \beta \vec{K}|, E(x')) d\beta \quad (5)$$

$E(x')$ est l'énergie du projectile dans la cible après un parcours x' . La probabilité ainsi calculée est appelée ΔP_{L_2} .

Les spectres en énergie sont obtenus à partir de $\Delta P_{E_{1,2}}$ qui est la probabilité pour un ion d'être diffusé dans la direction $\hat{\Omega}$, dans l'angle solide $\Delta\Omega$ avec une énergie de sortie comprise entre $E_s(L)$ et $E_s(L) + \Delta E_s$. $E_s(L)$ est l'énergie de sortie attribuée au parcours L dans la cible. La probabilité $\Delta P_{E_{1,2}}$ est donnée par:

$$\Delta P_{E_{1,2}} = \frac{\Delta P_{L_{1,2}}}{\Delta L} \frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_T}_{x=L} \Delta E_s \quad (6)$$

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_T$ est le pouvoir d'arrêt total.

3. Résultats et discussion :

Les distributions en longueurs des particules diffusées ont été calculées pour différents systèmes projectile/cible et pour différentes géométries en utilisant les expressions de ΔP_{L_1} et ΔP_{L_2} . L'exemple de la diffusion d'ions Li^+ d'énergie $E_0 = 4\text{keV}$ est donné (fig.2). Nous avons présenté également les résultats obtenus par simulation Monte Carlo [6]. Pour les faibles parcours, nous remarquons que ΔP_{L_1} et ΔP_{L_2} sont pratiquement identiques et donnent un bon accord avec la simulation Monte Carlo. Ceci s'explique par le fait que pour ces parcours, la perte d'énergie du projectile est faible et peut donc être négligée. Pour les parcours plus grands, cette perte d'énergie devient plus importante. Les valeurs de ΔP_{L_2} sont plus faibles que celles de ΔP_{L_1} et donnent ainsi un meilleur accord avec la simulation Monte Carlo. Un résultat analogue est obtenu en comparant les spectres en énergie calculés en utilisant ce modèle à ceux obtenus par simulation Monte Carlo. L'exemple de la diffusion d'ions He^+ d'énergie $E_0 = 4\text{keV}$ est donné (fig.3).

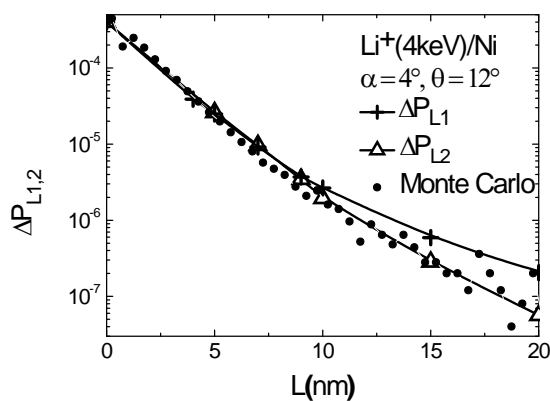


Fig.2. Variations des probabilités de diffusion en fonction du parcours L pour $\text{Li}^+(4\text{keV})/\text{Ni}$.

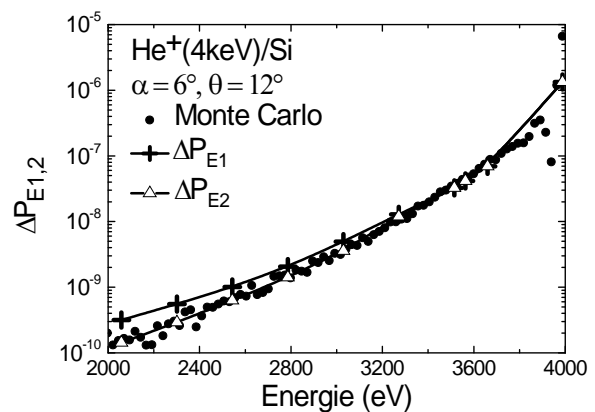


Fig.3. Spectres en énergie calculés pour $\text{He}^+(4\text{keV})/\text{Si}$.

Nous avons défini la correction relative apportée à la probabilité ΔP_{L_1} par:

$$\tau = \frac{\Delta P_{L_1} - \Delta P_{L_2}}{\Delta P_{L_2}} \quad (7)$$

La correction τ a été calculée pour les différents systèmes considérés dans cette étude. Dans chaque situation, nous avons évalué la perte d'énergie ΔE du projectile correspondant au parcours L. La figure 4 montre la variation de τ en fonction de ΔE . Pour les faibles valeurs de ΔE (correspondant aux faibles parcours L), la correction relative est pratiquement nulle ($\Delta P_{L_1} \approx \Delta P_{L_2}$). Pour des parcours L plus grands, la correction devient importante et ne peut plus être négligée. τ augmente avec ΔE et cette variation est la même pour tous les cas étudiés ici. Ceci montre bien l'importance de l'introduction de la perte d'énergie dans le calcul des probabilités de diffusion pour les grands parcours.

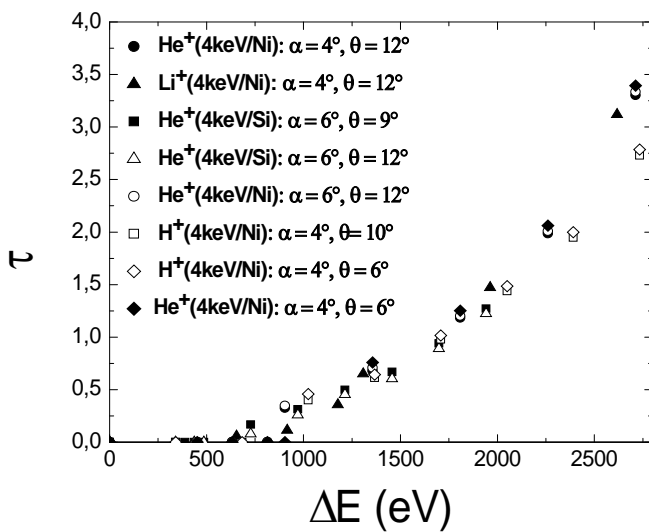


Fig.4. Variation de la correction relative τ en fonction de ΔE pour les différents cas étudiés.

4. Conclusion :

Les distributions en longueurs et les spectres en énergie des particules diffusées par une cible solide ont été calculés en utilisant un modèle basé sur la théorie de transport. En tenant compte de la perte d'énergie du projectile dans la cible, un meilleur accord est observé avec les résultats obtenus par la simulation Monte Carlo. Cette correction devient importante et donc nécessaire pour les grands parcours L dans la cible.

Références :

- [1] Low Energy Ion-Surface Interactions, J.W.Rabalais (Ed), John Wiley and Sons.
- [2] H.Winter, Phys. Rep. 367 (2002) 387.
- [3] M.Draxler, S.N.Markin, R.Beikler, E.Tauglauer, F.Kastner, M.Bersmann, P.Bauer, Nucl. Instr. and Meth. B219-220 (2004) 578.
- [4] H.H.Brongersma, M.Draxler, M.de Ridder, P.Bauer, Surf. Sci. Rep. 62 (2007) 63.
- [5] A.Mekhliche, *Thèse de Magister, USTHB, Alger.*
- [6] B.Aissous, *Thèse de Magister, USTHB, Alger.*
- [7] P. Sigmund and K.B. Winterbon, Nucl. Instr. and Meth., 119 (1974) 541.
- [8] A.D. Marwick and P. Sigmund, Nucl. Instr. and Meth., 126 (1975) 317.
- [9] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, The stopping and Ranger of Ions in Solids, Pergamon, New York, 1985.

ANALYSE EXPERIMENTALE DES PLAQUETTES Si(111) IMPLANTEES PAR DES IONS Sb⁺

R. Labbani¹, L. Baouni¹ et C. Benazzouz²

¹ Laboratoire (LCMI), Département de Physique, Faculté des Sciences Exactes, Université Mentouri de Constantine, Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie.
labbanire@gmail.com

² Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon, Alger 16000, Algérie.

Résumé :

Dans ce travail, on étudie expérimentalement l'implantation ionique de l'antimoine dans des substrats Si(111). Les cibles ont été implantées par des ions Sb⁺, à température ambiante, pour une énergie et une dose de 120 keV et 1.6×10^{15} Sb⁺cm⁻² respectivement. Par la suite, un recuit thermique a été effectué, à 900°C, 30 min., pour la guérison des défauts et l'activation électrique du dopant.

Les échantillons ont été caractérisés par les techniques : la diffraction des rayons X (DRX) et la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (2 MeV, He⁺). Pour cette dernière, les modes random et canalisés ont été employés. Avant le recuit des échantillons, des dommages considérables ont été observés à la surface des spécimens. Ces dégâts d'irradiation ont été par la suite bien guéris grâce au traitement thermique effectué.

Mots clés : silicium; antimoine, implantation ionique.

1. Introduction.

La fabrication des composants électroniques à base de silicium exige un contrôle précis de la distribution des dopants dans le matériau. Le dopage peut s'effectuer soit par diffusion à haute température ou alors par implantation ionique. Cette dernière est de plus en plus utilisée vu qu'elle permet le contrôle précis de la concentration des éléments implantés ainsi que leur pénétration dans le réseau [1,2]. Néanmoins, suite aux collisions entre les ions incidents et les atomes de la cible, des dommages structurels importants sont créés dans le réseau. Ainsi, il est nécessaire d'effectuer des traitements thermiques pour la guérison des dégâts d'irradiation et l'activation électrique des dopants.

Dans le cadre de ce travail, on se propose d'étudier l'implantation ionique de l'antimoine dans des substrats de silicium monocristallin d'orientation <111>. En particulier, nous allons investiguer les dégâts d'irradiation induits par l'implantation des ions Sb⁺ dans Si ainsi que leur guérison. Notre investigation est réalisée expérimentalement en utilisant les techniques d'analyse : la diffraction des rayons X (DRX) et la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (He⁺, 2 MeV).

2. Procédure expérimentale

Les spécimens ont été préparés par implantation ionique de l'antimoine dans des plaquettes Cz de silicium monocristallin d'orientation <111>. L'implantation des ions a été effectuée à température ambiante avec une accélération et une dose de 120 keV et 1.6×10^{15} Sb⁺cm⁻² respectivement. Pendant l'implantation ionique des plaquettes, celles-ci ont été désorientées de 7° par rapport au faisceau ionique pour éviter le phénomène de canalisation. Des échantillons de 1×1 cm² ont été découpés par une pointe en diamant puis un recuit thermique conventionnel (900°C, 30 min, sous ultra vide (10⁻¹¹ Torr)) a été appliqué pour guérir les dégâts d'irradiation dans les échantillons et activer le dopant.

Les spécimens ont été caractérisés par les techniques : la diffraction des rayons X (DRX) et la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (2 MeV He⁺). Pour la DRX, nous avons utilisé un appareil automatisé de type Siemens D8 Avance. Il est muni d'une anticathode en Cu et d'un filtre en Ni. La tension d'accélération et le courant dans le filament ont été fixés à 35 kV et 20 mA respectivement. Concernant les analyses RBS, nous avons mis en oeuvre un accélérateur Van de Graaf. Nous avons employé un faisceau d'hélium 4He⁺ accélérés à 2 MeV. Les particules ont été récoltées par un détecteur à barrière de silicium placé à un angle de rétrodiffusion de 165°. Pour le dépouillement des spectres RBS, obtenus en mode random, nous avons utilisé le logiciel approprié RUMP [3].

3. Resultats & Discussions

Sur la figure 1, on représente les spectres de diffraction X enregistrés à partir de différents échantillons. La figure 1 (a) est obtenue à partir de l'échantillon référence (*i.e.* vierge). Elle montre deux raies principales à $2\theta = 28.58^\circ$ et $2\theta = 95.08^\circ$. La première correspond au plan (111) et la deuxième au plan (333). A partir de ce spectre, le pic relatif à la raie (111) est très intense montrant la haute qualité cristalline de l'échantillon analysé. Après implantation ionique des échantillons, les intensités des deux raies (111) et (333) diminuent considérablement comme le montre le spectre DRX de la figure 1 (b). Ceci est dû aux perturbations engendrées par l'introduction des ions d'antimoine dans les couches superficielles de la cible de silicium. Après recuit thermique des échantillons à 900°C, 30 min. (sous ultravide), une bonne guérison des dégâts d'irradiation a été obtenue. Ceci est révélé par le spectre DRX de la figure 1 (c) où il est clair que les intensités des deux raies caractéristiques augmentent significativement par rapport à celui de la figure 1 (b).

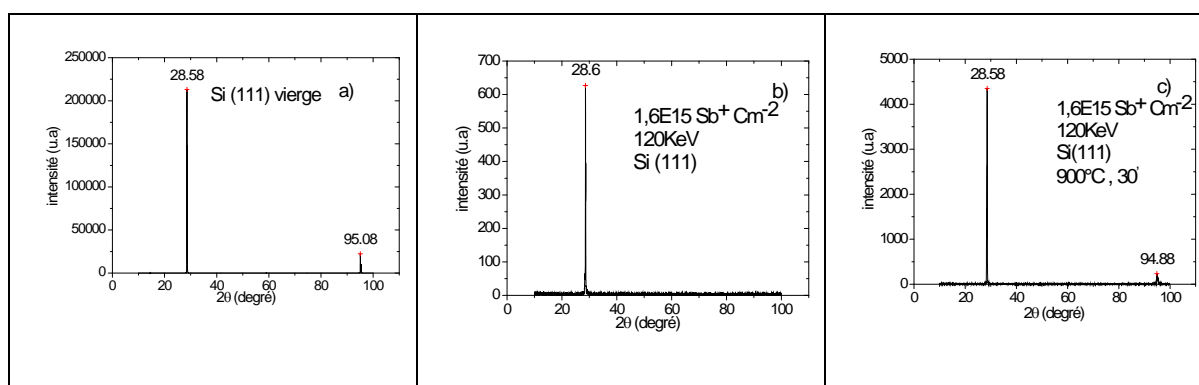


Figure 1 Spectres DRX correspondants aux échantillons Si (111) : (a) vierge; (b) implanté (1.6×10^{15} Sb⁺/cm², 120 keV); (c) implanté (1.6×10^{15} Sb⁺/cm², 120 keV) et recuit à 900°C pendant 30 min. sous ultravide.

Sur la figure 2, on représente la superposition du spectre RBS expérimental (—) et simulé (—). A partir de cette figure, il est clair que les spectres (expérimental et simulé) sont bien superposés montrant qu'une simulation satisfaisante a été obtenue. Les résultats de la simulation RUMP sont comme suit :

- La dose de l'antimoine = $2.2 \cdot 10^{15}$ at/cm²,
- Le parcours projeté $R_p=600$;
- La déviation standard $R_p=200$.

A partir des résultats délivrés par la simulation, on s'aperçoit que la dose des ions implantés est supérieure à la valeur nominale (*i.e.* 1.6×10^{15} Sb⁺/cm²). Ceci montre qu'un

surdosage a eu lieu pendant l'implantation ionique de l'antimoine. Quant au parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , ils sont en parfait accord avec les valeurs tabulées [4].

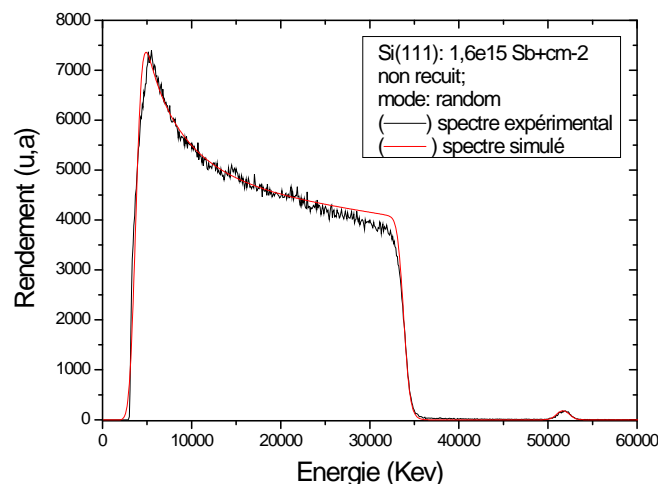


Figure 2 Spectres énergétiques RBS en mode Random de particule (2 MeV) d'un échantillon Si(111) implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{Sb}^+/\text{cm}^2$) et non recuit.

Spectre expérimental (—) ; spectre simulé par RUMP (—)

Sur la figure 3, on reporte les spectres RBS obtenus à partir de différents spécimens et selon différents modes. Le spectre (—), obtenu en mode canalisé, correspond à l'échantillon vierge (*i.e.* référence). Il possède un très faible rendement par rapport au spectre random (—). Ceci révèle la bonne qualité cristalline des plaquettes Si utilisées. En plus, sur le spectre canalisé de l'échantillon vierge, on détecte deux petits pics correspondant aux impuretés O et C. Elles sont probablement introduites durant l'élaboration des plaquettes de Si par la méthode Cz [5]. Pour ce qui est du spectre (—), il est obtenu en mode canalisé et il correspond à un échantillon implanté mais non recuit. Il possède un très grand pic de surface (atteignant la hauteur du spectre random). Ceci signifie qu'un grand dégât d'irradiation (*i.e.* amorphisation) s'est produit suite à l'implantation des ions d'antimoine dans les cibles de Si. Ceci est en accord avec les résultats révélés par la méthode DRX. Après recuit thermique, une bonne guérison des défauts d'irradiation a été remarquée. En effet, le spectre (—), correspondant à un échantillon implanté et recuit (900°C, 30 min.) possède un très faible pic de surface par rapport à celui relatif à l'échantillon implanté et non recuit (—). En plus, il est clair que le rendement du spectre (—) est comparable à celui relatif à l'échantillon référence (—). Ceci confirme la très bonne guérison des défauts par le traitement thermique effectué. Quantitativement parlant, la largeur à mi-hauteur du pic de surface du spectre (—), traduit une épaisseur résiduelle endommagée d'environ 1474.77 Å. Elle est comparable à celle relative au spectre (—) et correspondant à l'échantillon vierge (*i.e.* épaisseur = 726.77 Å). Notons que la bonne guérison des défauts est un résultat cohérent avec les analyses par DRX. Concernant l'antimoine, aucune perte de cette espèce n'a été mise en évidence après le recuit des spécimens. Ceci constitue un résultat remarquable puisqu'il est reporté qu'une exo-diffusion de ce dopant a généralement lieu suite aux traitements thermiques [6-8].

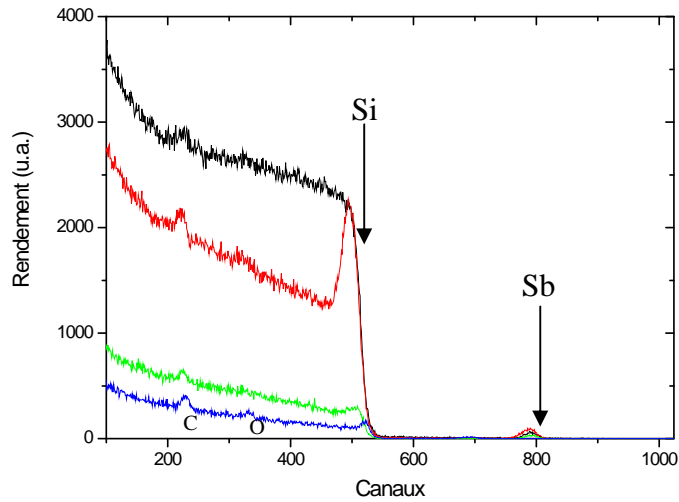


Figure 3 Spectres énergétiques RBS de particule (2 MeV) d'échantillons Si(111): implanté ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et non recuit, en mode canalisé (—); implanté ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et non recuit, en mode random (—); implanté ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et recuit (900°C , 30 min.), en mode canalisé (—); vierge en mode canalisé (—).

4. Conclusions

Dans ce travail, nous avons étudié expérimentalement l'implantation ionique de l'antimoine dans le silicium. Les spécimens ont été obtenus par implantation ionique des ions Sb^+ ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$, 120 keV) dans des substrats Si(111). Un traitement thermique a été effectué (900°C , 30 min. sous ultra vide) pour la guérison des dégâts d'irradiation et l'activation électrique du dopant. Les techniques expérimentales mises en oeuvre sont : la diffraction des rayons X (DRX) et la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford en modes random et canalisé. Les techniques utilisées ont fourni des résultats cohérents et complémentaires. Nous avons constaté que les ions d'antimoine conduisaient à un grand dégât d'irradiation dans les cibles de Si. Ces perturbations ont été par la suite bien guéries par le recuit thermique mis en oeuvre. Concernant le parcours projeté (R_p) et la déviation standard (σ), des ions d'antimoine dans la cible Si, les valeurs trouvées étaient en accord avec la littérature [4].

5. Références

1. S. M. SZE, "Semiconductor Devices, Physics & Technology", AT & T. Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey, (1985)
2. M.D. Giles, "Ion Implantation in VLSI technology", New York: McGraw-Hill: (1988).
3. <http://www.genplot.org>.
4. H. Ryssel, I. Ruge, Ionimplantation, B.G. Teubner, Stuttgart, (1978).
5. W. Zulehner, G. Harbeke, M.J. Schulz (Eds.), Semiconductor Silicon, Springer, Heidelberg, (1989), p. 2.
6. R. Labbani, R. Halimi, T. Laoui, A. Vantomme, B. Pipeleers & G. Roebben, Mater. Sci. & Eng. B, 102 (2003) pp.390-397
7. R. Labbani, R. Halimi, Materials Science and Engineering B 124-125 (2005) 280-282
8. R. Labbani, R. Halimi, Z. Chafi, Nucl. Inst. Meth. A 480 (2002) 178.

A COMPARATIVE STUDY BETWEEN SIMULATION PREDICTIONS AND EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION IN Si TARGETS SUBMITTED TO A BEAM OF Sb⁺ IONS

R. Labbani¹, L. Baouni¹ and C. Benazzouz²

¹ Laboratoire (LCMI), Dépt. de Physique, Fac. des Sciences Exactes, Univ. Mentouri de Constantine, Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie. labbanire@gmail.com

² Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon, Alger 16000, Algérie.

Abstract:

In this work, we study antimony ion implantation in silicon targets. The investigation is performed by simulation using the program SRIM2006 and experimentally. Several quantities were obtained such as the stopping powers in silicon, the projected range (R_p), the standard deviation (σ), and the redistribution of Sb⁺ ions in the target. Besides, the radiation damage (vacancies and phonons) in the substrates was also predicted.

On the other hand, an experimental study was carried out. Monocrystalline Si(111) targets were submitted to a beam of antimony ions and implanted at 120 keV energy to a dose of 1.6×10^{15} Sb⁺cm⁻². The characterization of the samples was performed by 2 MeV He⁺ Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS) in random mode.

The experimental results were in agreement with the simulation. In particular a Gaussian profile of Sb⁺ ions has been obtained and no channeling effect has been revealed.

Key words: silicon; antimony, ion implantation, simulation.

1. Introduction

The doping of semiconductors is a very important operation for VLSI technology. It is generally realized by ion implantation which possesses very advantages with regards to the doping by diffusion at high temperatures [1]. The elements which are generally employed for semiconductors doping are phosphorus, arsenic and boron. However, for the fabrication of very shallow junctions (thickness < 0.1 μ m), we must use elements having low diffusivity in the target. In this work, we study the antimony ion implantation in silicon targets because of its low diffusivity in Si [2,3].

One of the principal factors which play an important role, in the stopping of ions in matter, is the loss of energy. It is called the stopping power and it traduces the decrease of ions kinetic energy during their penetration in the solid. According to the LSS (Lindhard, Scharff and Schiott) theory [4], this quantity is due to the elastic (S_n) and the inelastic (S_e) stopping powers. The first parameter is due to the nuclear collisions between ions and targets atoms. Concerning the second parameter (*i.e.* S_e), it is due to the electronic collisions. In this work, the upgraded TRIM (TRAnsport of Ions in Matter) [5] version, SRIM2006 (Stopping & Range of Ions in Matter) [6], was used to predict the stopping powers and several other phenomena such as the redistribution of Sb⁺ ions in the target and the radiation damage (vacancies and phonons) profiles. On the other hand, an experimental study was carried out using the RBS technique. A comparison between the simulated and measured results was performed to test the SRIM predictions.

2. Experimental & Simulation

The substrates of commercial silicon wafers with (111) surface were implanted at room temperature. The implantation of antimony ions was performed at 120 keV energy to a dose of 1.6×10^{15} Sb⁺cm⁻². During the implantation, the samples were tilted at 7° to minimize the channelling effects. Afterwards, many implanted samples (~ 1 cm × 1 cm) were cut up.

The analysis of the samples was carried out using the RBS technique in random mode. We used a beam of He⁺ particles at 2 MeV energy and a current of 100 nA. During the experience, the He⁺ ions backscattered at 165° with respect to the incident direction.

The SRIM2006 program was used to simulate the interactions of antimony ions with silicon targets. In the calculation, it is assumed that the atomic density of Si remains constant during the implantation process. We used 99999 incident ions and full cascade calculation. The displacement energy of a silicon atom and the Si binding energy were chosen to be 15 eV and 2 eV respectively. These are the defaults values given by SRIM which are slightly different with regards to tabulated data [7,8]. Concerning the target, we assumed a substrate of silicon with a thickness of 10000 Å. We also supposed a thin layer (15 Å) of silicon dioxide (SiO₂) on the surface of the target. This oxide was included to represent the native silicon oxide which is always present if the silicon wafer is in contact with air. Furthermore, the target was supposed to be shifted (with respect to antimony ions) by an angle of 7°.

3. Results and discussion

Figure 1 shows the SRIM predictions of nuclear and electronic stopping powers versus antimony ions energy. From this plot, one can see that two principal domains may be observed. For the energies inferior to 2000 keV, the nuclear stopping power is predominant. However, from the critical energy ($E = 2000$ keV), the stopping of antimony ions becomes governed by the electronic collisions.

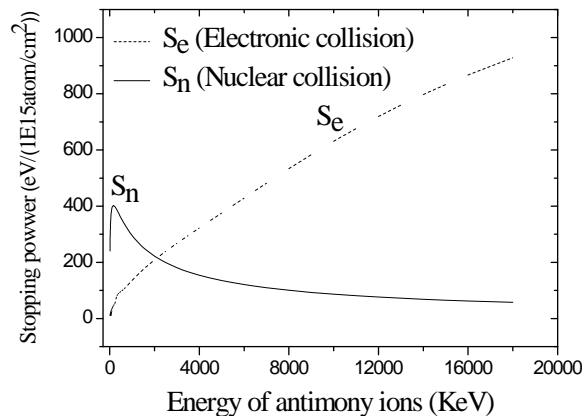


Figure 1 Simulation of the nuclear and electronic stopping powers, in a silicon target, versus the energy of antimony ions.

In ion implantation, it is crucial to predict the ion implantation parameters such as the projected range R_p and the standard deviation ΔR_p of the ions in the target. In figure 2, we report the variations of these quantities with respect to antimony ions energy. According to these plots, one can see that the low energies (*i.e.* $E < 200$ keV) are interesting. Indeed,

they provide low values of R_p and ΔR_p which are suitable for VLSI technology. From that, we have chosen an energy of 120 keV during the implantation of the specimens by Sb^+ specie. In figure 3, the distribution of antimony ions in the silicon target is displayed for the selected energy (*i.e.* $E = 120$ keV) and a dose of $1.6 \times 10^{15} Sb^+/cm^2$. From this plot, it is clear that the simulated profile (Fig. 3 (—)) is almost defined by a Gaussian fit (see Fig. 3 (...)). Moreover, according to this figure, one can see that the distribution of the ions exhibits a peak at approximately 600 Å. Concerning the full width at half maximum (FWHM), we obtain a value of ~ 400 Å which means a standard deviation ΔR_p of ~ 200 Å. Concerning The (Skewness) and (kurtosis) factors, they have been evaluated to 0.407 and 3.066 respectively. They are slightly different from those corresponding to Gaussian fit (*i.e.* $= 0$ & $= 3$). The positive value of indicates that the peak is slightly skewed away from the surface. Whereas, the obtained Kurtosis indicates that a small broad tail is present. In figure 3, we have added the Gaussian fit to show the small shift with regards to the simulated distribution. For this reason, we conclude that antimony ions exhibit a Gaussian-like distribution in the silicon target.

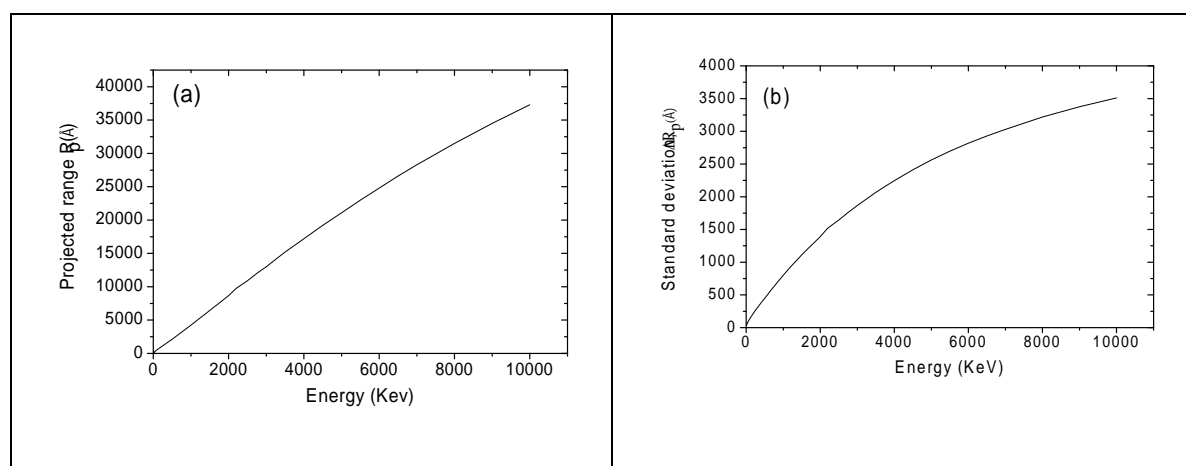


Figure 2 SRIM predictions of the projected range R_p (a) and the standard deviation ΔR_p (b), in silicon target, with respect to antimony ions energy.

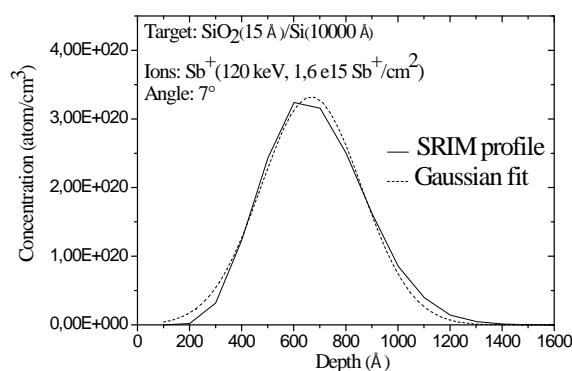


Figure 3 SRIM predictions (—) of antimony ions ($1.6 \times 10^{15} Sb^+/cm^2$, 120 keV) profile in silicon target. The Gaussian fit (...) is added for comparison.

In figure 4, the experimental result is shown. The displayed RBS spectrum of figure 4 (a) exhibits two signals at approximately 1.14 MeV and 1.76 MeV corresponding to silicon and antimony elements respectively. In figure 4 (b), the antimony signal is shown solely for clarity. From this plot, it is clear that the distribution of antimony ions in the silicon targets has a Gaussian form which is logical since the wafers were shifted with an angle of 7° during the ion implantation. Taking into account the signal of figure 4 (b) and the formula of reference [9], the experimental values of the projected range R_p and the standard deviation ΔR_p are found to be $\sim 593 \text{ \AA}$ and 204 \AA respectively. We note that the values are in agreement with the simulation prediction.

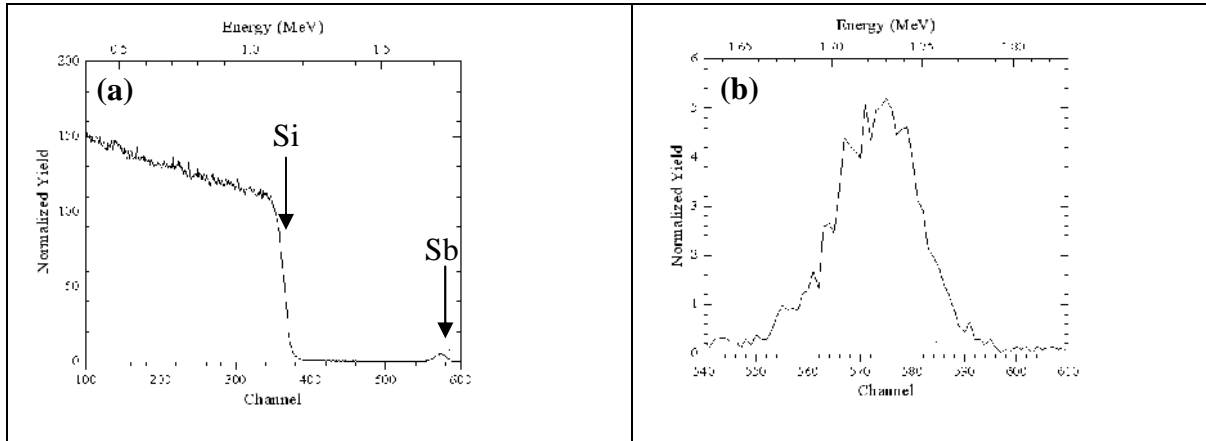


Figure 4 2 MeV He^+ RBS Spectrum, in random mode, obtained from Si(111) sample (implanted at $1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$, 120 keV). (a) The total RBS spectrum is displayed. (b) Only the Sb signal is displayed.

It is well known that the ion implantation enhances defects in the target. Using the program SRIM, we have obtained the distribution of phonons (Fig. 5 (a)) and vacancies (Fig. 5(b)) generated in the silicon target. First of all, it is clear that the radiation damage is due to both ions and recoils. However, one can notice that the phenomenon enhanced by recoils is always more important than that generated by ions. In all cases, the distribution of the defects is almost described by a Gaussian form. Moreover, we note that the defects generated by recoils are near the surface whereas the defects which are due to ions are localized deeper in the target. Indeed the simulation shows that the defects (phonons & vacancies) due to recoils exhibit peaks at approximately 200 \AA under the surface sample. However, in the case of defects generated by ions, the peaks are observed at $\sim 500 \text{ \AA}$ which is slightly inferior to the projected range R_p .

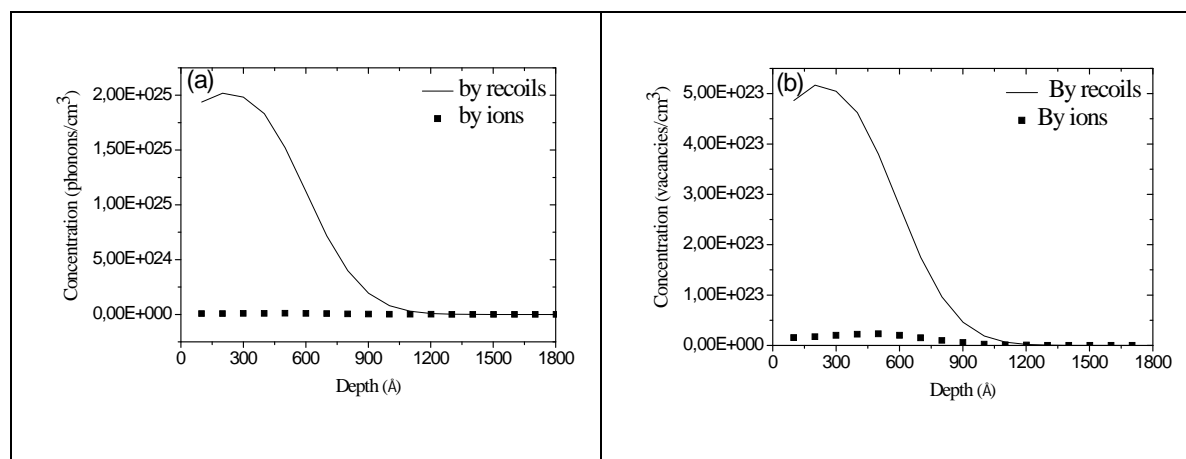


Figure 5 SRIM predictions of defects profiles generated in a silicon target implanted with antimony ions ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$, 120 keV). (—) The distribution generated by recoils; (- - -) the distribution generated by ions.
(a) Phonons profiles; (b) vacancies profiles.

4. Conclusion

In this work several parameters related to antimony ion implantation, in silicon targets, were studied. The investigation was carried out by simulation, using the program SRIM2006, and experimentally. The redistribution of antimony ions in the target was obtained. The shapes of the experimental and simulated profiles were similar. They exhibited Gaussian-like distributions. The mean range and the projected range straggling of the RBS-measured profiles were found to be 593 Å and 204 Å respectively. The experimental values were in agreement with those calculated by SRIM (*i.e.* $R_p = 600 \text{ Å}$ and $\Delta R_p = 200 \text{ Å}$).

Besides, the defects profiles were obtained by SRIM predictions. The distribution shapes of phonons and vacancies in the target exhibited Gaussian-like forms. We note that the defects generated by recoils were predominant with regards to those generated by ions. Moreover, the defects which were due to ions were localized deeper in the target with respect to those created by recoils.

References

- [1]. Jenkins, T. E., 1995, *Semiconductor Science: Growth & characterization techniques*, ed. Prentice Hall International (UK) Limited.
- [2] Blood, P., Brown, W. L. & Miller, G. L., 1979, *Journal of Applied Physics*, **50**, 173
- [3] Williams, J. S., & Elliman, R. G., 1982, *Applied Physics Letters*, **40**, 3, 266.
- [4] Lindhard, Scharff and Schiott, 1963, *Range Concepts and Heavy Ion Ranges*, *Mat. Fys. Medd.*, 33.
- [5] Ziegler, J. F., Biersack, J. P., Littmark, U., 1985, *The Stopping and Ranges of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York.
- [6] SRIM Program. Available from: <www.research.ibm.com/ionbeams/srim/>.
- [7] Nastasi, M., Mayer, J. W., Hirvonen, J. K., 1996, *Ion-Solid Interactions: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, New York, 146.
- [8] Nordling, C., Osterman, J., 1987 *Physics Handbook*, Studentlitteratur, Lund, 29.
- [9] Chu, W. K., 1979, *Backscattering Spectroscopy*, Academic press.

EFFET DE LA PERTE D'ENERGIE SUR LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES PARTICULES TRANSMISES À TRAVERS UNE CIBLE SOLIDE

A. Mekhtiche, K. Khalal-Kouache

Laboratoire des Sciences Nucléaires et de l'Interaction Rayonnements-Matière
Faculté de Physique, USTHB.

Résumé :

Nous présentons dans ce travail une étude de la distribution angulaire des particules transmises à travers une cible solide. Un modèle basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann dans la théorie de transport a été utilisé afin de déterminer la fonction de distribution. Ce modèle qui tient compte des diffusions multiples dans la cible, néglige la perte d'énergie du projectile dans le solide. La distribution angulaire d'ions d'hydrogène, d'énergie $E=9\text{keV}$, transmis à travers une cible d'aluminium, d'épaisseur égale à 14.3 nm, a été calculée. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux déterminés expérimentalement.

Cependant, pour des épaisseurs supérieures à 20 nm, l'énergie perdue par les ions devient plus grande. Pour tenir compte de la perte d'énergie dans la cible, des corrections ont été apportées au modèle utilisé. La comparaison des résultats ainsi obtenus à ceux calculés en négligeant la perte d'énergie montre l'importance de la perte d'énergie dans le calcul de la distribution angulaire des ions transmis à travers une cible solide.

Mots-clés : transmission, diffusion multiple, perte d'énergie, distribution angulaire

1. Introduction:

Le passage de particules chargées à travers une cible solide s'accompagne d'une succession de collisions avec les atomes de la cible [1]. La théorie des diffusions multiples a été étudiée depuis longtemps par Bothe [2], Molière [3], Mayer [4] et Scott [5]. Sigmund et al ont calculé la distribution spatiale d'ions transmis à travers une cible solide [6-8]. Ces résultats ont été largement utilisés par la suite.

Cette théorie, valable pour les faibles angles de diffusion, ne tient pas compte de la perte d'énergie du projectile dans la cible. Cette approximation est justifiée dans le cas des cibles ayant une faible épaisseur (épaisseur inférieure à 25 nm). Cependant, pour des épaisseurs plus grandes, un désaccord entre les résultats ainsi calculés et les résultats expérimentaux a été observé [9, 10].

Dans le présent travail, nous étudions l'effet de la perte d'énergie sur les distributions angulaires d'ions transmis à travers des cibles solides.

2. Théorie de transport pour le calcul de la fonction de diffusion multiple :

La distribution angulaire d'un faisceau de particules après la traversée d'une cible mince a été calculée dans l'approximation des faibles angles de diffusion par Bothe [2] :

$$F(x, \alpha) = \frac{d\Omega}{2\pi} \int_0^{\infty} k dk J_0(k\alpha) \exp[-N x \sigma_0(k)] \quad (1)$$

Où:

F : fonction de distribution.

α : angle total de diffusion.

$d\Omega$: angle solide de diffusion.

N: nombre de centres diffuseurs par unité de volume.

$J_0(z)$: fonction de Bessel d'ordre zéro et de premier type.

$$\sigma_0(k) = \int_0^{\infty} d\sigma(\phi)[1 - J_0(k\phi)] \quad (2)$$

ϕ : angle de la diffusion simple dans le système du laboratoire.

$d\sigma(\phi)$: section efficace différentielle de diffusion.

Cette théorie est basée sur les hypothèses suivantes:

- distribution aléatoire des centres diffuseurs dans l'espace.
- approximation de la collision binaire avec une symétrie azimutale de diffusion.
- faibles angles de diffusion.
- la perte d'énergie est négligée.

Pour un potentiel Coulombien écranté, la section efficace peut s'écrire sous la forme [11]:

$$d\sigma = \pi a^2 \frac{dt^{1/2}}{t} f(t^{1/2}) \quad (3)$$

Où:

a: rayon d'écran

$f(t^{1/2})$: fonction de diffusion, elle est déterminée à partir du potentiel d'interaction.

$$t^{1/2} = \varepsilon \sin \frac{\theta}{2} \quad (4)$$

θ : angle de diffusion dans le système du centre de masse.

$$\varepsilon = \frac{M_2 E}{M_1 + M_2} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \right) \quad (5)$$

M_1 : masse de l'ion incident.

M_2 : masse de l'atome cible.

Z_1 : numéro atomique de l'ion incident.

Z_2 : numéro atomique de la cible

e: charge élémentaire de l'électron.

Dans la limite des faibles angles de diffusion, nous avons: $t^{1/2} = E\hat{\phi} = \frac{Ea}{2Z_1 Z_2 e^2} \phi$. (6)

Dans le modèle de Sigmund, l'énergie est considérée comme constante. Pour tenir compte du fait que l'énergie de l'ion incident varie le long de son parcours (soit $E=E(x)$), nous effectuons le changement suivant dans l'équation (1) :

$$\exp[-N x \sigma_0(k)] \rightarrow \exp\left[-N \int_0^x \sigma_0(k, E(x')) dx'\right] \quad (7)$$

En utilisant les équations (2), (3) et (7), l'équation (1) devient :

$$F(x, \alpha) d\Omega = \frac{\hat{\alpha} d\hat{\alpha}}{E^2} \int_0^\infty z dz J_0\left(\frac{z\hat{\alpha}}{E}\right) \exp\left(-\frac{\tau}{x} \int_0^x dx' \Delta'(z)\right) \quad (8)$$

Avec: $\tau = \pi a^2 N x$ et $\hat{\alpha} = \frac{E a}{2Z_1 Z_2 e^2} \alpha$

$$\Delta'(z) = \int_0^\infty \frac{d\hat{\phi}}{E(x') \hat{\phi}^2} f(E(x') \hat{\phi}) [1 - J_0(z\hat{\phi})] \quad (9)$$

En introduisant la fonction $f_1(\tau, \alpha)$ (appelée fonction de diffusion multiple) [6], l'équation (1) s'écrit:

$$F(x, \alpha) d\Omega = \hat{\alpha} d\hat{\alpha} f_1(\tau, \hat{\alpha}) \quad (10)$$

$E(x')$ est l'énergie d'un ion ayant un parcours x' dans la cible, elle est donnée par l'expression suivante :

$$E(x') = E_0 - \int_0^{x'} \left(\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (11)$$

Où $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ est la perte d'énergie totale (électronique et nucléaire) et E_0 est l'énergie initiale de l'ion incident.

3. Résultats et discussion:

La fonction de distribution (équation 8) dans le cas où la perte d'énergie d'ions dans le solide n'est pas considérée, a été calculée en utilisant le potentiel ZBL [12].

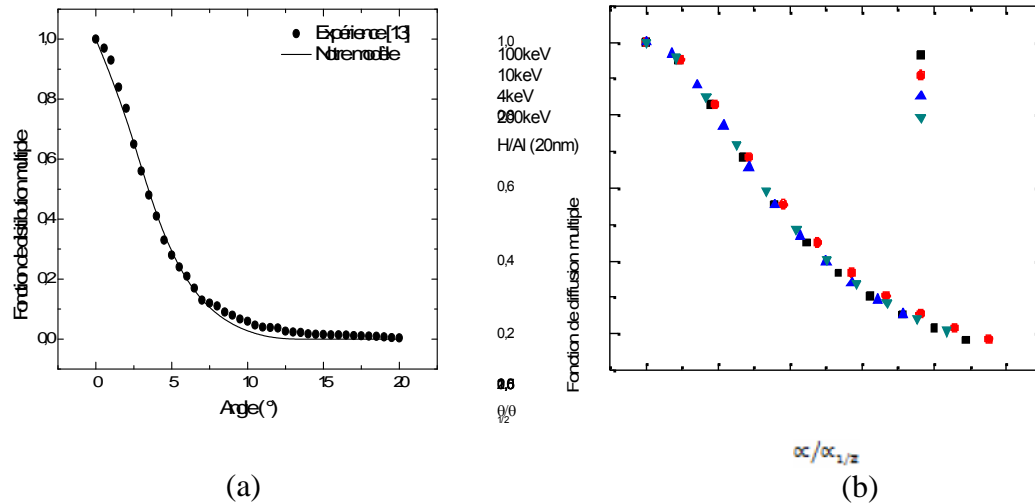


Fig. 1: a) Fonction de diffusion multiple d'ions H^+ d'énergie de 9 keV, transmis à travers une cible d'aluminium d'épaisseur 14.3 nm. b) Fonction de diffusion multiple d'ions H^+ d'énergie de 4keV, 10keV, 100keV et 200 keV, transmis à travers une cible d'aluminium d'épaisseur égale à 20nm.

La distribution angulaire de la fonction de diffusion multiple calculée pour des ions H^+ (9keV) transmis à travers une cible d'aluminium d'épaisseur $x=14.3$ nm est donnée (fig.1.a). Ces résultats montrent un très bon accord avec les résultats expérimentaux [13].

Sur la figure1.b nous présentons la variation de la fonction de distribution en fonction de $\alpha_{1/2}$ ($\alpha_{1/2}$ est l'angle qui correspond la moitié de maximum de la distribution). On peut

remarquer que l'allure des distributions angulaires est pratiquement la même autour de toute la gamme d'énergie considérée. Ceci a été observé expérimentalement par Famà [14].

Cependant, pour des épaisseurs supérieures à 20 nm, l'énergie perdue par les ions devient plus importante. Pour cela, nous avons introduit l'expression de l'énergie $E(x)$ (équation 11) dans l'équation (9). Les valeurs des pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire pour la gamme d'énergie considérée sont obtenues à partir de SRIM 2006 [15].

Sur la figure 2, nous présentons les distributions angulaires d'ions H^+ transmis à travers des cibles d'aluminium dont l'épaisseur varie entre 20 nm et 50 nm. On peut remarquer que pour $x \leq 20$ nm, l'effet de la perte d'énergie est négligeable. Cependant pour des cibles d'épaisseur $x \geq 25$ nm, la perte d'énergie des ions dans le solide devient de plus en plus importante.

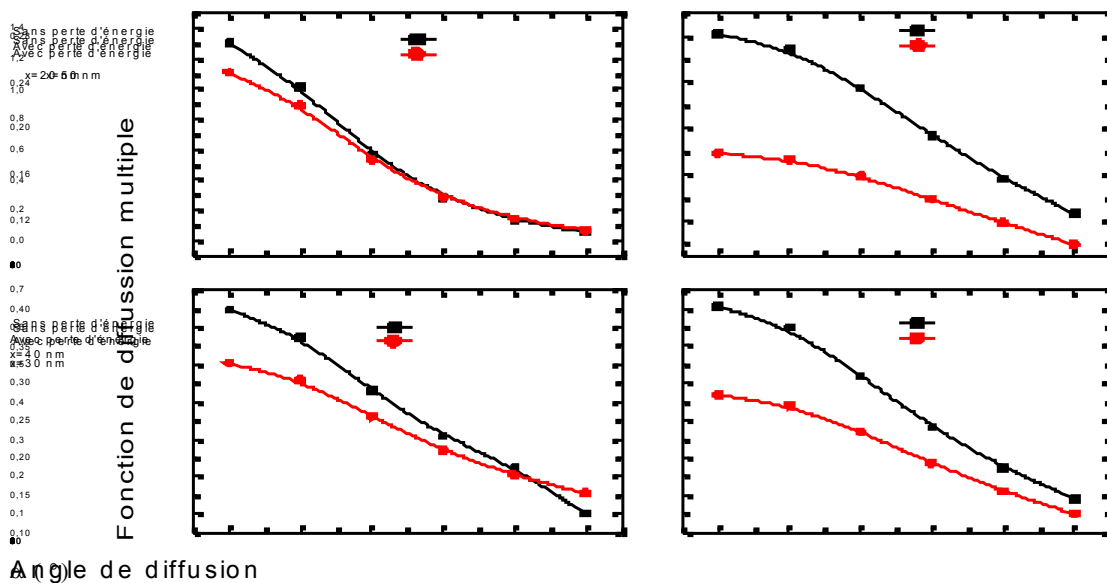


Fig. 2: Fonction de diffusion multiple d'ions H^+ (10 keV) transmis à travers une cible d'aluminium d'épaisseur 20nm, 30nm, 40nm et 50 nm .

4. Conclusion :

Dans ce travail, nous avons étudié la distribution angulaire d'ions à travers une cible solide. Nous avons utilisé un modèle basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann dans la théorie de transport. En comparant nos résultats à des résultats expérimentaux, nous avons obtenu un bon accord. Nous avons apporté des corrections à ce modèle pour tenir compte de la perte d'énergie des ions dans le solide. Nous avons également calculé les distributions angulaires d'ions d'hydrogène transmis à travers des cibles d'aluminium dont l'épaisseur varie entre 20nm et 50 nm. Les résultats obtenus montrent l'importance de la perte d'énergie dans le calcul des distributions angulaires dans le cas des cibles d'épaisseurs supérieures à 25nm.

5. Références:

- [1] G. Amsel, G. Battistig, A. L_Hoir. Nucl Instr. and Meth. B 201 (2003) 325.
- [2] W. Bothe, Z. f. Physik 5 (1921) 63.
- [3] G. Molière, Z. Naturforschung. A3 (1948) 78.
- [4] L. Meyer, Phys. Stat. Sol. (b) 44 (1971) 253.
- [5] W.T. Scott, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 231.
- [6] P. Sigmund, K.B. Winterbon, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 541.
- [7] A.D. Marwick, P. Sigmund, Nucl. Instr. and Meth. 126 (1975) 317.
- [8] P. Sigmund, J. Heinemeier, F. Besenbacher, P. Hvelplund, H. Knudsen, Nucl. Instr. and Meth. 150 (1978) 221.
- [9] H. H. Andersen and J. Bottinger, Phys. Rev. B4 (1971)2105.
- [10] G. Sidenius and N. Andersen, Nucl. Instr. and Meth. 128(1975) 275
- [11] J. Lindhard, A. Winther, Mat.-Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk 34 (4) (1964).
- [12] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, The stopping and Ranger of Ions in Solids, Pergamon, New York, 1985.
- [13] J.C.D. Archubi, C.D. Denton, J.C. Eckardt, G.H. Lantschner, N.R. Arista, J.E. Valde's, J. Ferron, Nucl. Instr. and Meth. B230 (2005) 53.
- [14] M. Fama, G.H. Lantschner, J.C. Eckardt, N.R. Arista, , Nucl. Instr. and Meth. B 174 (2001) 16.
- [15] www.srim.org

OPTIMISATION DES DIFFERENTS PARAMETRES EXPERIMENTAUX POUR L'EXTRACTION D'UN FAISCEAU DE PARTICULES CHARGÉES A L'AIR LIBRE

S.Ourabah^{(1)*}, A.Dib⁽¹⁾, A.Midouni⁽¹⁾, L.Bacha⁽¹⁾, S.Mammeri⁽¹⁾, H.Ammi⁽¹⁾
(1)Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon, B.P 399, Alger-Gare.
Algérie

*E-mail :s.ourabah@gmail.com

Résumé :

S'insérant dans les activités menées par notre groupe de recherche à savoir le développement des techniques nucléaires par faisceaux d'ions, actuellement on s'attèle à mettre au point un dispositif expérimental permettant l'extraction d'un faisceau d'ions à l'air libre pour effectuer des analyses d'échantillons volumineux exemple, échantillons de type archéologique. Cette extraction est généralement obtenue par collimation dans le vide d'un faisceau d'ions et sa transmission à travers une feuille délimitant le vide et l'air ambiant. Un travail préliminaire a été effectué dans le but d'optimiser les différents paramètres intervenant dans la mise au point de ce dispositif expérimental, ces paramètres sont : nature et épaisseur de la cible, distance cible détecteur, énergie du faisceau avant et après extraction, intensité du courant faisceau, perte d'énergie des particules dans l'air, épaisseur de l'absorbant mis devant le détecteur etc.

Mots clés : Faisceau extrait, Pixe

Introduction

L'analyse d'échantillons volumineux de type archéologique et œuvres d'art par la technique Pixe nécessite l'extraction du faisceau de particules chargées à l'air libre et la mise au point du dispositif expérimental pour cette extraction nécessite l'optimisation des différents paramètres tels que : nature et épaisseur de la cible, distance cible détecteur, énergie du faisceau avant et après extraction, intensité du courant faisceau, perte d'énergie des particules dans l'air, épaisseur de l'absorbant mis devant le détecteur. Le but de ce travail est d'étudier ces différents paramètres nécessaires pour l'extraction du faisceau de particules chargées à l'air libre.

➤ Nature et Epaisseur de la fenêtre de sortie

Plusieurs recherches ont été menées pour choisir le matériau et l'épaisseur adéquate pour l'extraction du faisceau à l'air libre, les raies caractéristiques de ce dernier est toujours présent c'est pour cela qu'il est souhaitable d'utiliser seulement les matériaux de faible Z comme fenêtre de sortie. Dans le tableau N°1, nous présentons les différentes cibles utilisées comme fenêtre de sortie par différents laboratoires. Comme nous le remarquons l'échantillon le plus utilisé comme fenêtre de sortie étant le Kapton (C₆HN₇O₈) avec une épaisseur allant de 7.5µm à 25µm. On peut aussi utiliser de l'aluminium d'une part parce qu'il est disponible et d'autre part à cause de sa grande stabilité lors de l'irradiation avec une épaisseur allant de 1.5µm à 12µm. Le mylar peut aussi être comme fenêtre de sortie mais son étanchéité est mauvaise c'est pour cela que les laboratoires utilisent un mylar aluminisé d'épaisseur allant de 1µm à 13µm.

➤ Energie du Faisceau avant et après l'Extraction

Le choix d'une énergie de protons de 2Mev pour l'analyse étant trouvé pour plusieurs cas être un bon compromis pour atteindre une section efficace de production des rayons X suffisante et un faible bruit de fond dans le spectre (rayonnement de freinage).

Dans le but d'avoir cette énergie du proton incident à la sortie de la cible externe, il est nécessaire de commencer avec une énergie de 2.5Mev sur la fenêtre de sortie. Dans les tableaux 2,3 et 4 nous avons calculé la perte d'énergie dans différentes cibles pour différentes énergies incidentes avant l'extraction. Comme nous le remarquons pour une énergie de 2.5Mev et pour une cible de Kapton d'épaisseur 7.5µm la perte d'énergie dans la feuille est de 132.9Kev, pour utiliser une énergie de 2Mev sur l'échantillon à analyser, celui-ci doit être mis à une distance 1.5cm par rapport à la fenêtre de sortie. Pour l'aluminium d'épaisseur 1.5µm la perte d'énergie dans la feuille est de 38.44kev, dans ce cas l'échantillon doit être mis à une distance de 2cm. Pour la mylar aluminisé d'épaisseur 1µm la perte d'énergie est de 18.52kev, l'échantillon doit être mis à une distance de 2.5cm de la fenêtre de sortie.

➤ **Perte d'énergie des particules dans l'air**

L'irradiation avec un faisceau de protons produit dans l'air une raie K très intense autour de 3 Kev aussi bien qu'un bruit de fond dû à la perte d'énergie des protons dans l'air (283kev). La raie K de l'argon peut être utilisée comme un moniteur et un point de calibration ou bien peut être supprimée en mettant un absorbant devant le détecteur pour accroître la sensibilité de la technique Pixe pour la détection des éléments lourds. Pour minimiser la perte d'énergie dans l'air, on peut utiliser un gaz d'hélium ou de l'azote sur la distance séparant l'échantillon et la fenêtre de sortie.

Tableau 1: Kapton 7.5µm

E ₀	ΔE	E _{sortie}	E ₁	I	J	K	L	M
Kev	kev	kev	kev,1cm air	kev,1.5cm air	kev,2 cm air	kev,2.5cm air	kev,3 cm air	kev,3.5cm air
2000	156,75	1843,25	1617,45	1504,55	1391,65	1278,75	1165,85	1052,95
2250	143,7	2106,3	1900,8	1798,05	1695,3	1592,55	1489,8	1387,05
2500	132,9	2367,1	2178,2	2083,75	1989,3	1894,85	1800,4	1705,95
2750	123,75	2626,25	2451,15	2363,6	2276,05	2188,5	2100,95	2013,4
3000	115,875	2884,125	2720,725	2639,025	2557,325	2475,625	2393,925	2312,225
3250	108,975	3141,025	2987,725	2911,075	2834,425	2757,775	2681,125	2604,475
3500	102,975	3397,025	3252,425	3180,125	3107,825	3035,525	2963,225	2890,925

Tableau 3: Aluminium 1.5µm

E ₀	ΔE	E _{sortie}	E ₁	I	J	K	L	M
kev	kev	kev	kev,1cm air	kev,1.5cm air	kev,2 cm air	kev,2.5cm air	kev,3 cm air	kev,3.5cm air
2000	44,895	1955,105	1738,505	1630,205	1521,905	1413,605	1305,305	1197,005
2250	41,385	2208,615	2010,115	1910,865	1811,615	1712,365	1613,115	1513,865
2500	38,445	2461,555	2278,055	2186,305	2094,555	2002,805	1911,055	1819,305
2750	35,94	2714,06	2543,26	2457,86	2372,46	2287,06	2201,66	2116,26
3000	33,78	2966,22	2806,32	2726,37	2646,42	2566,47	2486,52	2406,57
3250	31,905	3218,095	3067,595	2992,345	2917,095	2841,845	2766,595	2691,345
3500	30,24	3469,76	3327,46	3256,31	3185,16	3114,01	3042,86	2971,71

Tableau 4 : Mylar Aluminisé 1 μm

E_0	ΔE	E_{sortie}	E_1	I	J	K	L	M
kev	kev	kev	kev,1cm air	kev,1.5cm air	kev,2 cm air	kev,2.5cm air	kev,3 cm air	kev,3.5cm air
2000	21,71	1978,29	1763,59	1656,24	1548,89	1441,54	1334,19	1226,84
2250	19,98	2230,02	2033,02	1934,52	1836,02	1737,52	1639,02	1540,52
2500	18,52	2481,48	2299,18	2208,03	2116,88	2025,73	1934,58	1843,43
2750	17,28	2732,72	2562,82	2477,87	2392,92	2307,97	2223,02	2138,07
3000	16,2	2983,8	2824,6	2745	2665,4	2585,8	2506,2	2426,6
3250	15,27	3234,73	3084,83	3009,88	2934,93	2859,98	2785,03	2710,08
3500	14,45	3485,55	3343,75	3272,85	3201,95	3131,05	3060,15	2989,25

➤ Intensité du courant

L'intensité du courant de faisceau de protons à utiliser durant les manipes dépend beaucoup de l'épaisseur de la cible (fenêtre de sortie), plus l'épaisseur est grande plus on peut utiliser des intensités de courant assez grand, seulement leur durée de vie diminue. Pour le Kapton d'épaisseur 25 μm , il maintient intégralement le vide pour une durée de 20 à 30 heures avec un courant de 30 à 60nA, seulement la présence de l'oxygène qui entoure la feuille de Kapton et son endommagement du aux irradiations accélère sa détérioration, c'est pour cela qu'il faut utiliser un gaz d'hélium ou l'azote plutôt que l'air pour le refroidir. Avec une épaisseur de 7.5 μm , l'intensité du courant doit être entre 0.6nA - 2nA. Même chose pour le mylar aluminisé, sans refroidissement il peut être expose a un courant moins de 10nA et seulement pour un temps assez cours.

➤ Distance échantillon-détecteur

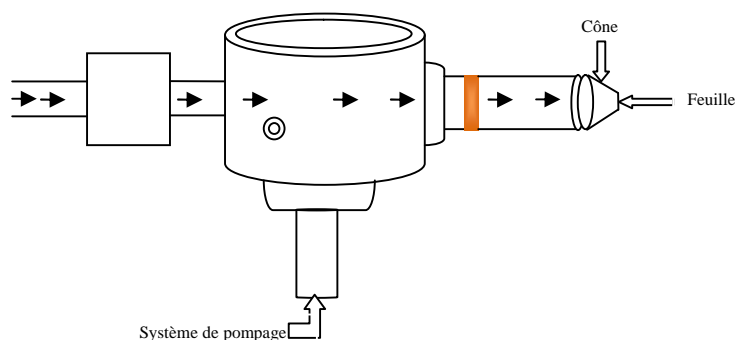
La distance échantillon détecteur doit être très courte et ce pour augmenter le taux de comptage. Le détecteur doit être à un angle supérieur ou égale a 90⁰ par rapport a l'échantillon, cela est du au faite que le bruit de fond est minimise pour les angles arrières. Cependant si les grands angles sont utilisés, la distance augmente entre l'échantillon et le détecteur et l'efficacité du détecteur diminue.

➤ Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé d'une petite chambre de forme cylindrique composé d'un bras coulissant, d'un connecteur BNC pour mettre un détecteur à barrière de surface permettant ainsi l'acquisition d'un spectre de rétrodiffusion RBS, d'une vanne électro motrice protectrice permettant la protection de l'extension dans le cas ou il y a rupture de la feuille de sortie du faisceau de particules.

A la sortie de la chambre un tube de forme cylindrique en Aluminium terminant par un cône, les parois de celui-ci peuvent être utilisées comme un collecteur de charge ou cage de faraday permettant ainsi la lecture du courant.

A la fin du cône, on colle une feuille pour permettre ainsi l'extraction du faisceau de particules à l'air libre.



➤ Conclusion

Nous pouvons conclure que la mise au point d'un système d'extraction du faisceau de particules chargées à l'air libre nous permettra d'analyser des échantillons volumineux de tailles aléatoires, ce qui est impossible à réaliser sous vide et dans les chambres à réaction. Le choix d'une cible de faible Z comme fenêtre de sortie avec une épaisseur adéquate nous permettra de maintenir un bon vide. Et le choix de l'intensité du courant de faisceau de particules chargées ainsi que la mise au point d'un système de refroidissement permet une durée de vie assez longue pour la fenêtre de sortie.

➤ REFERENCES

- [AKS79] K.R. Akselsson and S.A.E. Johansson, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26(1979)1358
- [BOU79] G. Boule and M. Peisach, J. Radioanal. Chem. 50(1979)205
- [CAM81] J.H. Campbell, S. Faig, R.S. Gibson, S.B. Russell and C.W. Schulte, Anal. Chem. 53(1981)1249
- [CAR81] L.E. Carlsson and K.R. Akselsson, Adv. in X-Ray Anal. 24(1981)313
- [HUD79] w. Huda, Nucl. Instr. and Meth 158(1979)587
- [HYV81] M. Hyvonen Dabek, J. Raisanen and J.T. Dabek, J. Radioanal. Chem. 63(1981)163
- [IGA80] T. Igaki, T. Hanai, T. Nishida, M. Abe and H. Takekoshi, Bull. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ. 58(1980)11
- [JOL78] R.K. Jolly, J.R. Kame, D.C. Buckle, G. Randers-Pehrson and H. Aceto, Nucl. Instr. and Meth 151(1978)183
- [PAS83] A.S. Paschoa, G.B. Baptista and C.V. Barros Leite, Progress Report, IAEA Research Contract 2553 R2/RB(May, 1983)
- [PEI77] M. Peisach, B.R. Meyer and I.J. VanHeeden, Southern Universities Nuclear Institute Reports SUNI-47, SUNI-50(1977)
- [RAI81] J. Raisanen, M. Hyvonen Dabek and J.T. Dabek, Int. J. Appl. Rad. Isotop. 32(1981)165
- [RAI82] J. Raisanen and A. Antilla, Nucl. Instr. and Meth. 196(1982)489
- [RAIT80] B. Raith, H.R. Wilde, M. Roth, A. Stratmann and B. Gonsior, Nucl. Instr. and Meth. 168(1980)251
- [RAIT81] B. Raith, A. Stratmann, H.R. Wilde, B. Gonsior, S. Bruggerhoff and E. Jackwerth, Nucl. Instr. and Meth. 181(1981)199
- [REN80] M. J. Renan, X-Ray spectrometry 9(1980)90
- [REN81] M. J. Renan, C.F. Albrecht and D.T.L. Jones, Nucl. Instr. and Meth 181(1981)297
- [WIL81] E.T. Williams, H.L. Finston and P.M.S. Lesser, Nucl. Instr. and Meth 181(1981)195
- [WEB80] G. Weber, G. Robaye, J.M. Delbrouck, I. Roelandts, O. Dideberg, P. Bartsch and M.C. de Pauw, Nucl. Instr. and Meth 168(1980)551
- [YAM] T. Yamada and H. Takekoshi, Bull. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ. To be published

CARACTERISATION DE MATERIAUX COMPOSITES POLYSTYRENE/NANOCRISTAUX DE GaAs PAR SPECTROSCOPIE RAMAN

N. Touka, H. Benelmadjat, B. Harieche, B. Boudine, O. Halimi et M. Sebais

Laboratoire de Cristallographie, Université de constantine Route Ain El bey, Constantine
25017, Algérie, email: Nassimtouka@yahoo.fr

Résumé

Le matériau composite Polystyrène (PS)/Nanocristaux de GaAs (PS/GaAs) a été élaboré par la dispersion des nanocristaux de GaAs dans la matrice hôte de polystyrène. La solution GaAs/polystyrène (PS)/solvant utilisée pour la préparation des matériaux composites est obtenue par mélange de deux solutions mères : polystyrène /solvant et GaAs/solvant dont le rapport varie de 1 à 4; le mélange obtenu est agité magnétiquement pendant 30 minutes. Le dépôt des films de PS/GaAs est effectué en utilisant la technique de spin coating à la température ambiante et sous la pression atmosphérique. Les diagrammes des rayons X des films de PS pur montrent qu'ils sont amorphes ; par contre ceux des matériaux PS/GaAs révèlent la présence de deux pics situés à 27.55° et 45.50° qui correspondent respectivement aux raies (111) et (220), positions angulaires identiques à celles du GaAs. L'étude des spectres Raman des films a montré, en plus des pics Raman correspondant au polystyrène, l'existence de deux pics correspondant au GaAs situées à 264.047 cm^{-1} et 286.6 cm^{-1} ; elles correspondent aux nanocristaux du semi-conducteur GaAs de dopage. Le pic situé à 264.047 cm^{-1} est assigné au phonon optique transverse (TO), par contre le pic à 286.6 cm^{-1} est attribué au phonon optique longitudinale (LO) Cette constatation confirme celle des rayons X. Les spectres de densité optique dans le domaine UV – visible montrent un décalage du bord d'absorption du GaAs vers les hautes énergies (courtes longueurs d'onde) par rapport à celui du cristal massif de GaAs, dû à la très faible taille des cristallites qui a induit un phénomène de confinement quantique.

Mots clés: Nanocristaux GaAs, polystyrène, DRX, spectroscopie Raman et absorption optique.

1.Introduction

L'intérêt technologique actuel se concentre sur les nanocristallites et les films minces à base de composés semi-conducteurs à gap direct élaborés par différentes méthodes, car l'ensemble des propriétés physico-chimiques des nanomatériaux sont généralement affectés par le confinement énergétique induit par la taille nanométrique des cristallites. Les nanocristaux semi-conducteurs manifestent un changement important de leurs propriétés physiques lorsque leurs tailles se rapprochent de celles des molécules en comparaison aux cristaux massifs. Les études des nanocristaux semi-conducteurs GaAs de gap direct ($E_g = 1.42\text{ eV}$) sont très répandues du fait de sa structure cristalline et sa structure électronique qui lui donnent des propriétés spécifiques qui font qu'il est utilisé en électronique rapide [1], fabrication de circuits intégrés, de détecteurs infrarouge [2], de lasers à puits quantique [3] et de cellules solaires [4]. Les polymères organiques ont été les premiers matériaux solides à être utilisés comme matrices hôtes [5]. Ce choix a été largement favorisé par la compatibilité matrice-dopant et par la disponibilité de ces matériaux largement utilisés par ailleurs. Les matrices organiques ont été utilisées pour des applications concrètes, par exemple dans la fabrication d'une sonde spectroscopique [6].

2. Préparation des échantillons

Le polymère de base (polystyrène) qui se trouve à l'état massif est dissout dans du tétrahydrofurane (THF); la solution liquide obtenue est maintenue sous agitation magnétique pendant 72 heures. La poudre nanocristalline de GaAs utilisée pour le dopage est élaborée par broyage mécanique à billes. La solution dopante est préparée en versant du THF dans un récipient et en y ajoutant une quantité adéquate de poudre de GaAs ; on mélange bien cette solution pour la rendre homogène. Cette solution dopante est laissée au repos 48 heures pour que les grosses particules se sédimentent au bas du récipient, les particules légères restent en suspension. Lors du dopage, on utilise la solution proche de la surface contenant les plus petites cristallites de GaAs. Les nanocristaux étant en solution, il est relativement aisé de les introduire dans le polystyrène à l'état liquide. Les films composites PS/GaAs sont obtenus à partir du mélange de deux solutions mères : polystyrène /solvant et GaAs/solvant dont le rapport varie de 1 à 4; le mélange obtenu est agité magnétiquement pendant 30 minutes. Les films sont préparés par la méthode de centrifugation (spin coating). Elle donne d'excellents résultats sur les substrats plans dont les dimensions sont de l'ordre du cm^2 . Le nettoyage des substrats est une étape critique de la fabrication des films, et se fait en plusieurs étapes : Lavage au détergent, rinçage à l'eau distillée, rinçage au méthanol et séchage à l'abri de la poussière. La vitesse de rotation est comprise entre 1000 et 3200 tours/min.

3. Resultats et discussion

La diffraction des rayons X sur le polystyrène pur (fig. 1) ne présente aucun pic de diffraction. On peut dire que les films de polystyrène pur préparés sont amorphes. On observe sur le diagramme de la diffraction des rayons X sur les films du matériau composite PS/GaAs la présence de deux pics situés à 27.55° et 45.50° qui correspondent respectivement aux raies (111) et (220), positions angulaires identiques à celles du GaAs.

La caractérisation par diffraction des rayons X permet de déduire l'incorporation des nanocristallites du semi-conducteur GaAs dans la matrice de polystyrène (fig. 2). L'élargissement des pics de diffraction est dû à la faible taille des cristallites.

La figure 3 montre les spectres Raman des films de polystyrène pur et du matériau composé PS/Nanocristallites de GaAs. En comparant les deux spectres, on peut observer les raies supplémentaires de faible intensité situées à 264.047 cm^{-1} et 286.6 cm^{-1} ; elles correspondent aux nanocristaux du semi-conducteur GaAs de dopage. Le pic situé à 264.047 cm^{-1} est assigné au phonon optique transverse (TO), par contre le pic à 286.6 cm^{-1} est attribué au phonon optique longitudinale (LO) [7-8]. Ces modes se ramollissent avec la décroissance de la température [9-10]. Le pic observé à 362.065 cm^{-1} correspond probablement à l'effet de la matrice sur les nanocristaux de dopage; cet effet fait également apparaître de nouveaux modes résonants autour d'une nanoparticule et sont situés au voisinage des modes de la nanocristallite de GaAs [11]. L'apparition de ces raies permet d'affirmer que ce milieu (PS/GaAs) présente une réponse à une excitation optique.

Le polystyrène est transparent et ne présente aucune absorption dans le domaine visible ; il présente un bord d'absorption abrupt à 300 nm. Le gap optique du polystyrène pur est de 4.54 eV ; ce résultat est obtenu par la méthode de la dérivée seconde [12] du spectre d'absorption de polystyrène pur. La caractérisation par mesure d'absorption optique dans le domaine UV – visible a montré un déplacement du bord d'absorption du semi-conducteur GaAs vers les hautes énergies par rapport à celui du cristal massif du GaAs ($E_g=1.42 \text{ eV}$) (fig. 4). En utilisant la méthode de la dérivée seconde on a déterminé le gap optique des cristallites de GaAs dont la valeur est égale à 3.56 eV. Cette augmentation de l'énergie du gap

(ΔE_g (GaAs) = 2.14 eV) est due à la très faible taille des cristallites qui a induit un phénomène de confinement quantique et augmente le gap du semi-conducteur. On note donc un shift vers les hautes énergies de 2.14 eV. L'estimation de la taille des cristallites a été faite en utilisant le modèle de la masse effective qui est basé sur l'équation suivante :

$$E_x = 1.48 + \frac{2.10}{R^2} - \frac{0.297}{R}$$

où $E_x = 3.56$ eV et R la taille moyenne des cristallites. On trouve une taille moyenne de 1 nm, valeur inférieure à celle du rayon de bohr de l'exciton libre du cristal massif du GaAs ($a_B = 12.4$ nm [13]). On peut déduire que le confinement des nanocristaux de GaAs est fort.

4. Conclusion

Le présent travail rassemble différents résultats concernant l'élaboration ainsi que les caractérisations structurale et optique de nanocristaux de GaAs inclus dans une matrice de polystyrène. L'élaboration des échantillons a été réalisée par la technique spin coating. L'incorporation des nanocristallites du semi-conducteur GaAs a été effectuée en additionnant une poudre très fine de GaAs obtenue préalablement par broyage mécanique. La présence de cristallite du semi-conducteur GaAs dans la matrice a été révélée par la diffraction des rayons X, et a été confirmée par les résultats de la spectroscopie Raman. La caractérisation par mesure d'absorption optique, dans le domaine UV – visible, du polystyrène dopé par les cristallites de GaAs a montré un déplacement du bord d'absorption du semi-conducteur GaAs vers les hautes énergies (courtes longueurs d'onde) par rapport à celui du cristal massif. Ce décalage est dû au confinement quantique induit par l'effet de la réduction de taille.

5. Références

- [1] J. Pankove, 1971, Optical processes in semiconductors, Dover publications Inc.
- [2] A. L. Korotkov, 2003, J. Appl. Phys, 93, 786-788.
- [3] W. Schrenk, N. Finger, S. Gianordoli, E. Gornik, G. Strasser, 2000, Appl. Phys. Lett. 77, 3328.
- [4] N. Usami, Y. azuma, T. Ujihara, G. Sazaki, K. Nakajima, et al, 2000, Appl. Phys. Lett. 77, 3565.
- [5] D.E. Bornside, C.W. Macosko and L.E. Seriven, 1989, Spin-coating : one-dimensional model, J. Appl. Phys, 66, 5185.
- [6] C.B. Walsh and E.I. Franses, 2003, « Ultra thin films spin-coated from toluene solutions », Thin Solid Films, 429, 71-76.
- [7] P. Machac, V. Machovic, 2004, Microelectronic Engineering, 71, 177-181.
- [8] A.M. Mintairov, P.A. Blagnov, V.G. Melehin, and N.N. Faleev, A. F. Ioffe Physical Technical Institute, 26 Polytechnicheskaya, St. Petersburg 194021, Russia.
- [9] G. Lu, H. An, Y. Chen, J. Huang, B. Xiang, Q. Zhao, D. Yu and W. Du, 2005, Journal of Crystal Growth, 247, 530-535.
- [10] N. Sankar and K. Ramachandran, 2002, Bulletin of Materials Science, 25, 329-334.
- [11] D.B. Murray and L. Saviot, 2004, Phonons in an inhomogeneous continuum: Vibrations of an embedded nanoparticle, Phys. Rev. B 69, 094305-094309.
- [12] W. Bardshey, D.T. Jhurle and J.Bmullin, 1977, The weighing method of automatic Czochralski crystal growth, Journal of Crystal growth, 40, 13-20.

[13] D. BIMBERG and coll, 1982, Landolt-Börnstein series, Crystal and solid state physics – Physics of group IV elements and III-V compounds et Physics of II-VI and I-VII compounds, O. Madelung ed., Springer. Vol. III/17a et 17b.

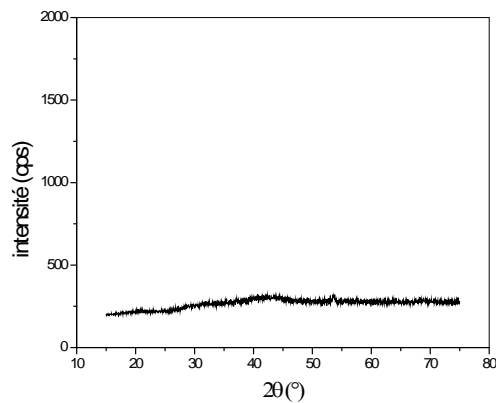


Figure 1 : DRX du polystyrène pur.

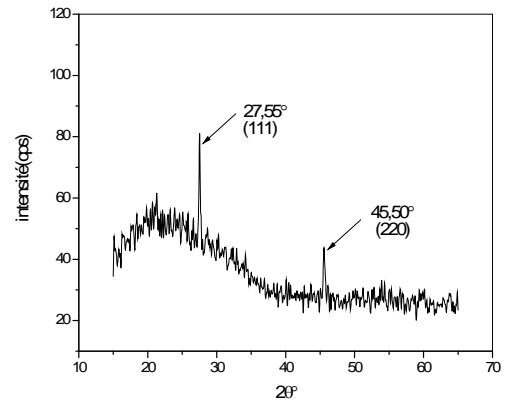


Figure 2 : DRX de films PS/GaAs.

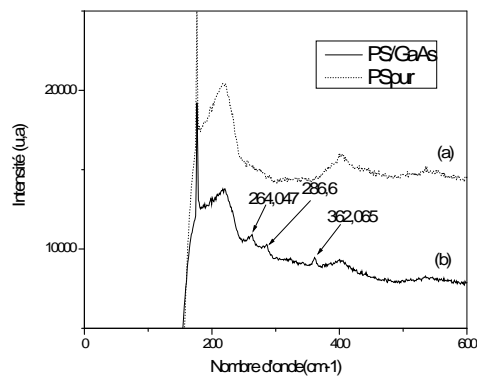


Figure 3: Spectres Raman :
(a) Polystyrène pur, (b) PS/GaAs.

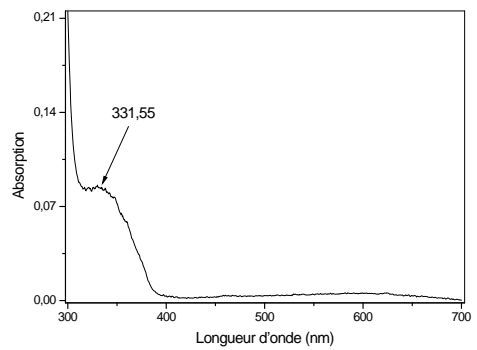


Figure 4 : Spectre d'absorption de film composite PS/GaAs

DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES OPTIMAUX DE FONCTIONNEMENT DE LA CHAÎNE DE COMPTAGE DES NEUTRONS RETARDÉS

S. Khaled, M. Mouzai, S. Belaid, B. Zouranen, A. Ararem
Centre de Recherche Nucléaire de Birine, BP180, Ain Oussera, 17200, Algérie
Tel: 027872921, Fax: 027874280
E-mail: bzouranen@yahoo.fr

Résumé:

Ce travail porte sur la détermination des paramètres optimaux de fonctionnement de la chaîne de comptage des neutrons retardés. Cette caractérisation s'avère nécessaire pour choisir la haute tension optimale de fonctionnement des compteurs proportionnels BF3. Les deux autres paramètres à déterminer sont : le seuil de discrimination et le gain d'amplification.

1. Introduction:

La chaîne de comptage des neutrons retardés est utilisée pour le dosage d'uranium dans des échantillons géologiques. Son système de détection est constitué d'un ensemble de 12 compteurs proportionnels BF3, et des composantes électroniques associées. La caractérisation des ces compteurs permet de choisir ses paramètres optimaux de fonctionnement, et le bon choix des composantes électroniques associées. La caractérisation est effectuée grâce à une source neutronique Am-Be d'une intensité de 10^4 n/cm²s.

2. Théorie :

Le choix optimal des paramètres de fonctionnement consiste en la recherche d'un palier où le comptage devient indépendant de la variation des paramètres de fonctionnement [1,2]. Après, on détermine la valeur du paramètre comme le milieu de ce palier.

Soit X_d la valeur du début du palier, X_f la valeur de la fin du palier.

La longueur du palier est donnée par: $X = X_f - X_d$.

Le nombre moyen d'impulsions est donné par :

$$\bar{n} = \frac{n_d + n_f}{2} \quad (1)$$

La valeur optimale du fonctionnement du compteur est donnée par :

$$\bar{X} = \frac{X_d + X_f}{2} \quad (2)$$

La pente du palier est donnée par :

$$P = \left(\frac{n_f - n_d}{\bar{n}} \right) \left(\frac{100}{\Delta X} \right) \quad (3)$$

3. Procédure expérimentale:

3.1. Chaîne de comptage utilisée :

La chaîne utilisée est constituée d'un détecteur (12 compteurs proportionnels), préamplificateur, haute tension, amplificateur, analyseur de canaux (SCA), et d'un compteur (DCT).

La source d'Am-Be est placée au centre des 12 compteurs proportionnels BF3.

La chaîne est représentée par la figure suivante :

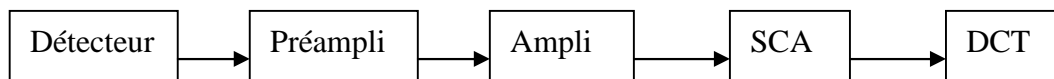


Fig.1 : Chaîne de comptage.

3.2. Détermination des paramètres optimaux:

Il s'agit de tracer [1,2]:

- Les courbes de plateaux de comptage.
La détermination se fait en faisant varier la haute tension d'un pas de 40 Volts, pour une valeur fixe du seuil et du gain. On effectue un comptage de 10 s pour chaque valeur de la haute tension, d'où on peut déduire la courbe du taux de comptage en fonction de la tension de polarisation.
- Les courbes de discrimination.
En fixant la haute tension déterminée précédemment et le gain, on fait varier le seuil d'un pas de 0.1 Volt. On effectue un comptage de 10 secondes pour chaque valeur du seuil, d'où on obtient la courbe du taux de comptage en fonction du seuil.
- Les courbes du gain.
En fixant la haute tension et le seuil déterminés précédemment, on fait varier le gain d'amplification. On effectue un comptage de 10 secondes pour déterminer le taux de comptage en fonction du gain
- Le relevé du spectre.
Après la caractérisation, on fixe les paramètres déterminés et on procède au relevé du spectre d'impulsion sur le MCA.

4. Résultats et discussion:

Après l'emplacement de la source Am-Be au centre des compteurs proportionnels BF3, les courbes du comptage en fonction de la haute tension, du seuil et du gain on été tracées (Fig.2).

4.1. Haute tension :

Le comptage augmente en fonction de la haute tension, puis se stabilise après une certaine valeur. A la fin de cette stabilisation, on a remarqué que le comptage décroît brusquement; une chose inattendue, alors que le comptage doit augmenter après la stabilisation. Ceci est dû probablement à une saturation dans le détecteur. Mais ce qui nous intéresse est l'apparition du plateau. A partir de ce dernier, on peut déterminer la région du fonctionnement stable du compteur (Fig.2).

La tension du début du palier correspond à $V_d = 1140$ V.

La tension de la fin du palier correspond à $V_f = 1300$ V.

La longueur du palier est : $V = 160$ V.

Le nombre moyen d'impulsions est : 4665 cps.

La haute tension optimale du fonctionnement du compteur est égale à : 1220 V.

La pente du palier est égale à : 0.005%/160V.

4.2. Seuil de discrimination :

Les faibles valeurs du seuil de discrimination correspondent à un grand taux de comptage. Plus on augmente le seuil, le taux de comptage diminue (Fig.2).

En choisissant une région de stabilité, on peut déduire la valeur optimale du seuil.

Le seuil du début du palier correspond à $S_d = 360$ mV.

Le seuil de la fin du palier correspond à $S_f = 480$ mV.

La longueur du palier est : $S = 120$ mV.

Le nombre moyen d'impulsions est égal à : 4678 cps.

A partir de cette valeur, on peut déterminer le seuil optimal du fonctionnement du compteur ; il est égal à : 420 mV.

La pente du palier est égale à : 0.02%/120 mV.

4.3. Gain :

Les faibles valeurs du gain correspondent à un taux de comptage nul. Plus on augmente le gain, le taux de comptage augmente (Fig.2).

En choisissant une région de stabilité, on peut déduire la valeur optimale du gain.

Le gain du début du palier correspond à $G_d = 39$.

Le gain de la fin du palier correspond à $G_f = 55$.

La longueur du palier est : $G = 16$.

Le nombre moyen d'impulsions est égal à : 4694.5 cps.

A partir de cette valeur, on peut trouver le gain optimal du fonctionnement du compteur ; il est égal à : 47.

La pente du palier est égale à : 0.02 %.

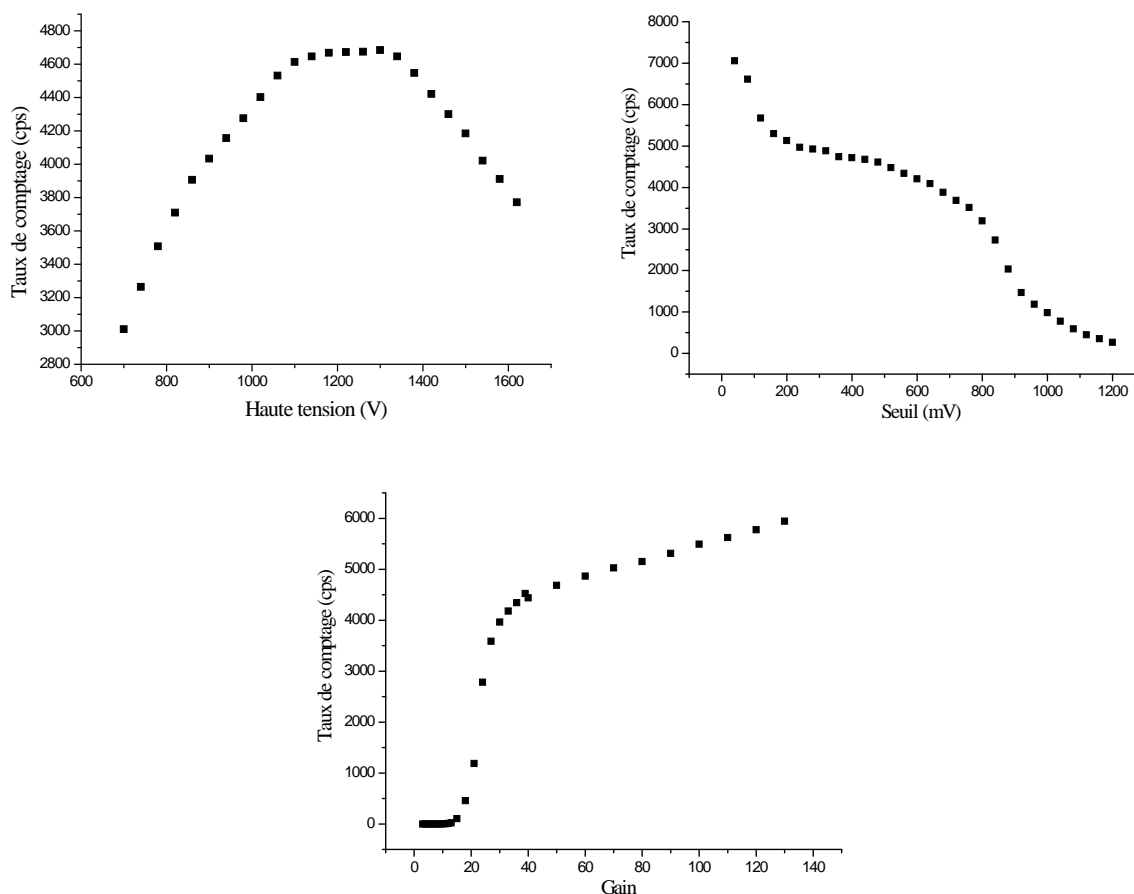


Fig.2 : Le tracé des courbes de chaque paramètre.

4.4. Relevé du spectre :

Le spectre obtenu est donné par la figure suivante:

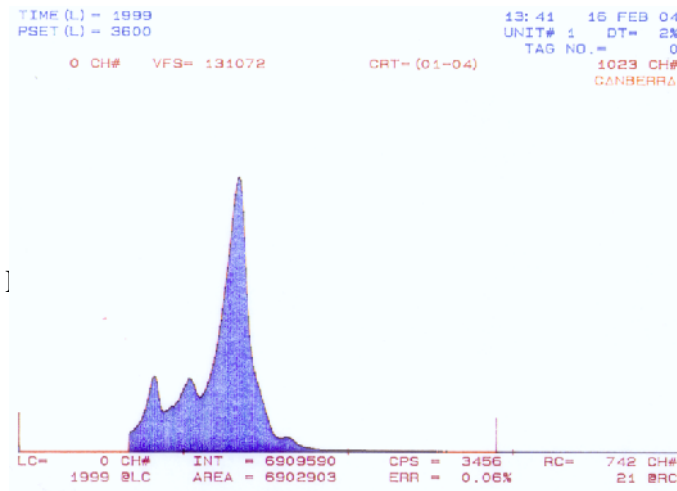
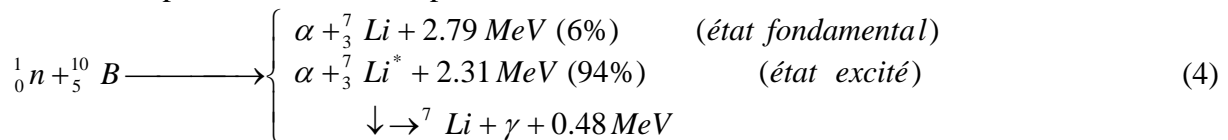


Fig.3 : Relevé du spectre neutronique.

Le spectre obtenu comprend un pic principal correspondant à l'énergie de 2.31 MeV avec Li dans un état excité, et un pic secondaire correspondant à l'énergie de 2.79 MeV avec Li dans son état fondamental. Le spectre comprend aussi deux autres pics correspondants aux énergies de 1.47 MeV pour α et 0.84 MeV pour Li dus à l'effet de paroi (Fig.3).

La réaction produite dans le compteur BF₃ utilisé est sous la forme [3]:



D'après les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, le bilan énergétique est partagé entre les deux produits de réaction comme suit : (7/11)Q pour α et (4/11)Q pour Li [4].

L'efficacité absolue est obtenue directement du spectre, elle est égale à:

$$eff_a = \frac{\left(\frac{\text{intégrale sous la courbe}}{\text{temps de collection}} \right)}{\text{intensité de la source}} = \frac{\left(\frac{6902903}{1999} \right)}{5.1 \times 10^4} = 6.77 \% \quad (5)$$

5. Conclusion:

Ce travail nous a permis non seulement de déterminer les paramètres optimaux d'exploitation de la chaîne de comptage des neutrons retardés à savoir : la haute tension, le seuil de discrimination et le gain d'amplification mais aussi et surtout, il nous a permis de déterminer l'efficacité de détection.

6. Références :

- [1]. B. Khene, K. Negara; Caractérisation des compteurs proportionnels BF₃ destinés à une chaîne de comptage des neutrons retardés, Mémoire pour l'obtention du diplôme DEUA (INES, Djelfa, 1994).
- [2]. A. Tahri, Caractérisation des compteurs proportionnels BF₃ et He₃; Mémoire pour obtenir le diplôme de DPGS.
- [3]. D. Reilly et al., Passive Non-destructive Assay of Nuclear Materials, (LANL, Los Alamos, 1991).
- [4]. R. Cervellati, A. Kazimierski; Nuclear Instruments and Methods 60 (1968) 173-178.

PREPARATION AND CHARACTERIZATION OF ZNO THIN FILMS

H. Benelmadjat, N. Touka, B. Boudine, O. Halimi, M. Sebais
*Laboratoire de Cristallographie, Département de Physique, Faculté des Sciences Exactes,
Université Mentouri – Constantine*
Benelmadjat_hannane@yahoo.fr

Abstract- Undoped and doped ZnO thin films were prepared on ITO substrate by sol gel method; the effects of Sn and Sb dopants on optical properties were investigated. ZnO films were doped with 2% and 7% Sn and Sb concentrations. The optical spectra show an important effect of Sn and Sb dopants on the optical band gap and crystallite sizes, so structural and optical properties were found to be influenced by the nature of dopant used.

I-INTRODUCTION

In recent years, ZnO thin film attracted much attention because of its large band gap of 3.37 eV, and a large exciton binding energy of 60 meV which make it a good candidate for optoelectronic applications and its several applications in new technologies such as the fabrication of solar cells, gas sensors and catalysers [1]. A lot of methods have been employed to prepare ZnO thin films like spray pyrolysis [2], molecular beam epitaxy, chemical vapor deposition, RF magnetron sputtering [3]. More over the sol gel method is also used [4] and it has the advantage to be easy and to give a height surface morphology at lower crystallizing temperature.

In this work, sol gel technique was used, to enhance the optoelectronic properties of ZnO thin films, Sn and Sb dopants have been used, their introduction has an important effect on electrical and optical properties of the films. The coating solutions were prepared using zinc acetate dehydrate as precursor, 2-methoxyethanol and monoethanolamine as solvent and catalyser respectively. ZnO thin films were deposited on cleaned ITO substrates by spin coating technique.

The structural and optical properties of ZnO thin films were investigated. The effect of nature and doping concentration on optical properties were studied.

II-EXPERIMENTAL PROCEDURE

ZnO pure solution was prepared by dissolving Zinc acetate dehydrate ($\text{Zn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) in 2-methoxyethanol with addition of monoethanolamine (MEA) the mixture was stirred at 60°C for 2h. The doping sources were tin and antimony. Sn doping solution was prepared by dissolving SnCl_4 in 2-methoxyethanol with a suitable amount of MEA, the mass doping rate is of 2% and 7%, while Sb doping solution was prepared by dissolving 0.015g of SbO_2 in sulfuric acid (H_2SO_4), after shaking for a few minutes an orange solution was obtained. This solution was then mixed with the pure one so as to add a rate mass doping of 2% and 7%. The solutions were then deposited by spin coating technique on ITO substrate mounted on motor axel rotating at 3200 rpm for 30s for undoped ZnO films and 45s for doped ones. The obtained films were preheated at 250°C for 15min and the heat treatment was carried out at 550°C for 1h.

III-Results A. STRUCTURAL PROPERTIES

XRD studies have been performed on ZnO thin film in order to determine crystallographic structure. Figure 1 shows the X-ray diffraction diagram of a pure ZnO film.

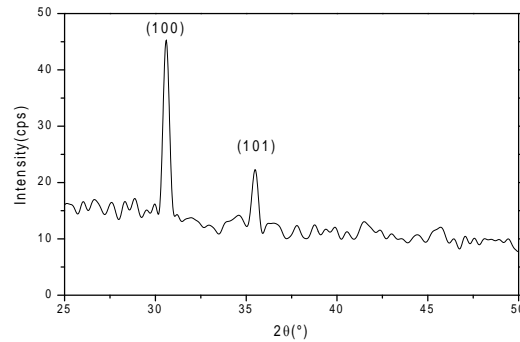


Fig.1. XRD diagram of pure ZnO thin films.

We observe two diffraction peaks situated at $2\theta = 31.190^\circ$ and $2\theta = 36.102^\circ$ which correspond respectively to (100) and (101) plans of wurtzite ZnO structure. Comparing with JCPDS file (36-1451) we note that the film presents a preferential orientation of crystallites along (100) plane.

Figure 2 and 3 display Raman spectra of pure and Sn and Sb doped ZnO thin films at 2 and 7% respectively.

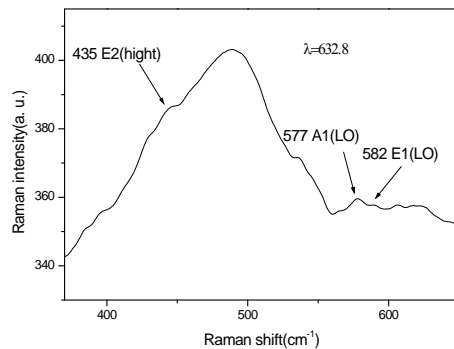


Fig.2. Raman spectrum of pure ZnO thin film.

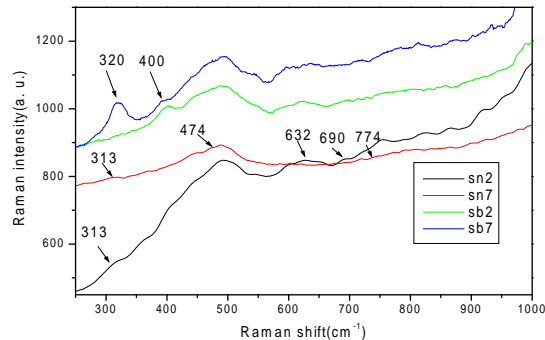


Fig.3. Raman spectra of ZnO doped Sn and Sb at 2 and 7%.

In figure 2 Three bands, situated at 435cm^{-1} , 577cm^{-1} and 582cm^{-1} , were observed. Its correspond respectively to E2(high), A1(LO) and E1(LO) phonon frequencies of ZnO wurtzite structure. While in figure 3 we observe that more than the bands related to ZnO structure, additional peaks are located at 313cm^{-1} , 632cm^{-1} and 690cm^{-1} for Sn doped ZnO at 2%. The band at 632cm^{-1} can be assigned to the Eg mode of rutile SnO_2 bulk structure. The two other bands at 313cm^{-1} and 690cm^{-1} are not detected for the bulk structure, this result was observed in the SnO_2 nanobelts [5], and in also for the rutile SnO_2 nanoroads [6]. The band at 313cm^{-1} and 690cm^{-1} can be identified to the IR-active Eu(3)TO and A2uLO (TO is the mode of the transverse optical phonon, LO is the mode of the longitudinal optical phonon) modes, respectively. With increasing doping (Sn) 7% two additional peaks appears at 474cm^{-1} and 774cm^{-1} , these bands belong to the rutile SnO_2 bulk structure and can be indexed to the Eg mode and B2g mode respectively.

Additional bands are observed too for the case of Sb doped ZnO. This bands are situated at 400cm^{-1} (2% Sb doped ZnO thin film) and at 400cm^{-1} and 320cm^{-1} (7% Sb doped ZnO thin film). The band at 400cm^{-1} is attributed to the vibration of the liaison Sb-O-Sb [7], the band at 320cm^{-1} is assigned to the vibration of the Sb-Sb liaison [8]. We can conclude that Sn and Sb are incorporated in ZnO thin films.

B. Morphological properties

Figures 4, 5 and 6 show MEB results for undoped and Sn and Sb doped ZnO thin films.

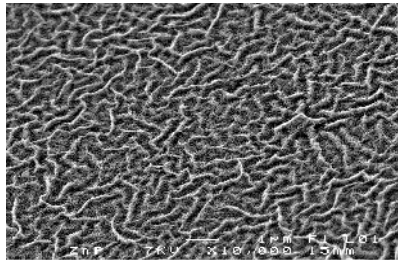


Fig.4. MEB of pure ZnO thin film.

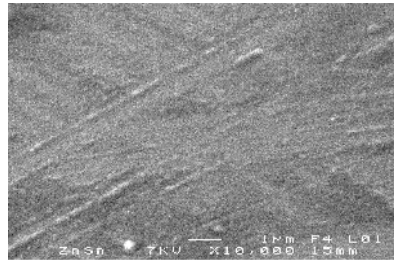


Fig.5. MEB of Sn doped ZnO thin

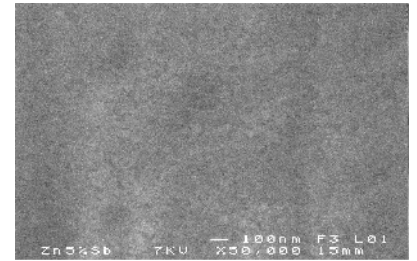


Fig.6. MEB of Sb doped ZnO thin

For the pure ZnO (fig.4.), we note the formation of islets emerging to the surface of the film; this is due to the hetero epitaxial process which makes a mismatch between the film and the substrate. We think that the straights induced by the interface will be relaxed by the formation of islets. For the doped films (fig.5.6.) the morphology of the surface is better than the pure one, less islets is noticed witch results on a good film's morphology. We can also see that Sb doping results on better surface quality than Sn.

In order to evaluate the surface quality of Sn doping we have used Raman spectra resulting from green excitation (fig. 7 and 8).

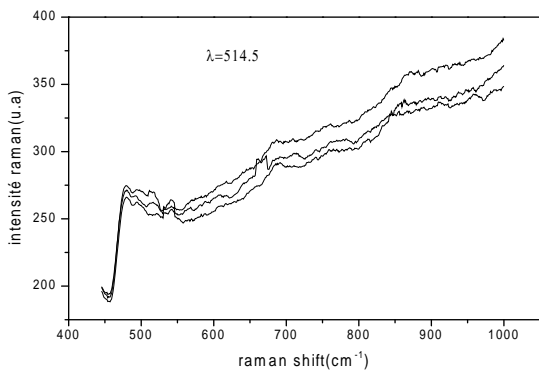


Fig.7. Raman spectra of pure ZnO thin film.

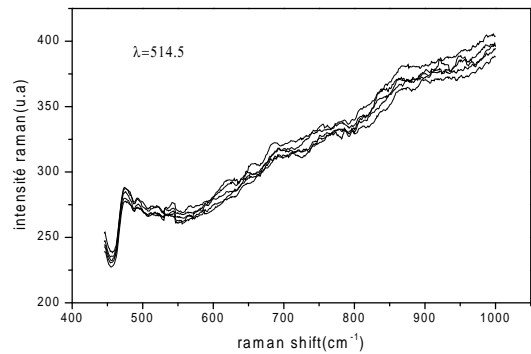


Fig.8. Raman spectra of Sn doped ZnO thin film at 2%.

We note that the different spectra have the same profile and coincide practically on each other. This result proves the homogeneity of the pure film. The coincidence is better for the film doped Sn. We concluded that the introduction of Sn improves the surface homogeneity of the film.

C. Optical properties

Figure 9 and 10 show the absorption spectrum of pure and Sn and Sb doped ZnO thin films.

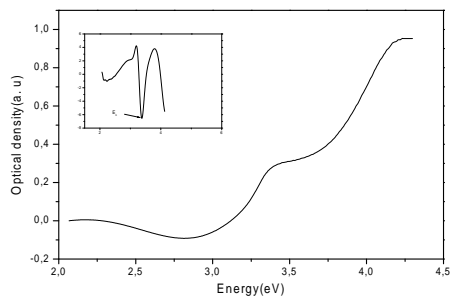


Fig.9. optical density of pure ZnO thin film, inset the second derivative curve.

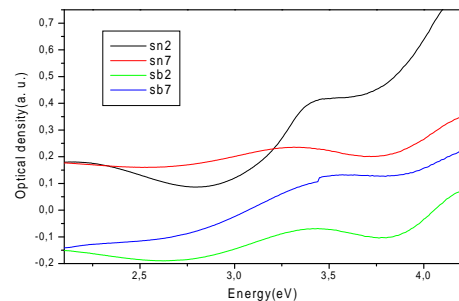


Fig.10. Optical density of Sn and Sb doped ZnO

le re absorption optique dans ces films est d'environ 3.50 eV, this enlargement can be explained by the presence of a size dispersion of ZnO thin films crystallites. We note also that the absorption edge slightly blue shifts to height energies. The

optical band gap determined from the second derivative method has a value of 3,384 eV. This shift indicates a weak quantum confinement regime.

The average size of crystallites was calculated from the effective mass model for the case of the weak confinement regime using the following Kayanuma formula [9]:

$$E_n(R) = E_g - E_{ex} + \frac{\eta^2 \pi^2 n^2}{2MR^2}.$$

where R is the average radius of crystallites.

The value found was 22.87nm.

Figure 10 shows the optical absorption of 2% and 7% Sn and Sb doped ZnO thin film.

The results of calculating gaps indicate that for Sn the band gap decreases with increasing concentration of doping from 3.379 for a doping rate of 2% to 3.302eV for a doping concentration of 7%. Whereas in the case of Sb doping, we noticed that the gap increases from 3.419 eV (2%) to 3,510 eV 7%. We think that the incorporation of Sb in ZnO thin films fractures the ZnO crystallites because of stress caused by its great radius.

V. CONCLUSION

Pure and doped ZnO thin films were prepared using sol-gel method and deposited by spin coating on ITO substrates. Structural characterization by XRD shows a preferential orientation along (a) axis. Raman spectra prove the incorporation of Sn and Sb dopants at a mass rate doping of 2% and 7%. Optical absorption, crystallite sizes and optical gap of the samples were found to be influenced by the nature of dopant used. Sn dopant decreases the band gap while Sb dopant causes a blue shift of the band gap.

VI. REFERENCES

- [1] H. Xu, X. Liu, D. Cui, M. LI, M. Jiang, *Sensor. Actuat. B-Chem.* 114 (2006) 301.
- [2] A. Ghosh, S. Basu, *Mater. Chem. P`hys.* 27 (1991) 45
- [3] O. Kluth, B. Rech, H. Wagner *European. Photovoltaic. Solar Energy Munich. Germany,* 22-26 oct, 2001.
- [4] Jin-Hong Lee, Byung-Ok Park, *thin solid films* 426, (2003) 94-99.
- [5] S.H. Sun a, G.W. Meng a,b,* , G.X. Zhang c, T. Gao a, B.Y. Geng a, L.D. Zhang a, J. Zuo d; *Chem Phys Letts* 376 (2003) 103–107
- [6] Y. K. Liu, C.L. Zheng, W.Z. Wang, C.R. Yin, G.H. Wang, *Adv. Mater.* 13(2001)1883.
- [7] L. Koudelka, J. Subcík, P. Mosner, L. Montagne and L. Delevoye, *journal of non crystalline solids*, volume 353 Issues 18-21, (2007) 1828.
- [8] R. Viennois, M. C. Record, V. Izard and J. C. Tedenac, *journal of alloys and compounds*, volume 440, Issues 1-2 L22 (2007).
- [9] Y. Kayanuma, *phys. Rev. B* 38, (1988) 9797.

ETUDE COMPARATIVE DE LA DIFFUSION EN SURFACE DU SYSTEME TERNAIRE Au/Pd/Si(111), SOUS L'EFFET DE L'IMPLANTATION IONIQUE ET SA DEPENDANCE DE LA MASSE DE L'ION

A. Hammoudi¹, C. Benazzouz¹, C. Lakhdar Chaouch¹, A. Medouni¹, D. Sahel¹, A. Zehri¹, N. Benouattas², S. Tobbeche³, N. Boukhalifa⁴ et J.P. Stoquet⁵

¹ Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

² Département de Physique, Faculté des Sciences, Université Ferhat Abbas, Sétif

³ Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Batna

⁴ Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Blida

⁵ Iness, CNRS, Strasbourg/ France

Résumé :

L'étude de l'influence de l'implantation ionique sur la diffusion en surface d'un système ternaire a été élaborée en effectuant une étude comparative sur un même système ternaire, composé du dépôt de deux couches métalliques, le Palladium et l'Or respectivement sur un substrat de Silicium monocristallin, d'orientation (111), avec et sans implantation préalable, avec des ions de mêmes nature mais avec des masses différentes. Ainsi, on a pu obtenir une triple série d'échantillons, les quels ont été soumis à un traitement thermique sous vide à des températures variant de 200 à 800°C par pas de 200°C et avec un temps de recuit fixé à 30 minutes. L'implantation ionique d'une paire de substrats de Silicium, monocristallin d'orientation (111) a eu lieu séparément, avec des faisceaux d'Argon et de Krypton, à la même dose de $1 \cdot 10^{16}$ ions/cm² et à la même énergie de 50keV. Il est à noter que le choix de ces deux ions, qui sont d'ailleurs de même nature mais dont le rapport de masses est assez important et ce afin de mettre en évidence l'effet de la masse en question de l'ion implanté. Le dépôt des deux couches métalliques s'est produit successivement et sans rompre le vide régnant au sein de l'évaporateur. Les substrats de Silicium utilisés ont tous subi un traitement chimique adéquat par la méthode dite au CP4. Dans le souci de maintenir exactement les mêmes conditions expérimentales, on a pris le soin de procéder, simultanément au recuit thermique de chaque série, formée par le triplet d'échantillons. Ainsi, on a réussi à préparer plusieurs séries d'échantillons dont la caractérisation par les différentes techniques disponibles au CRNA, à savoir, la Rétrodiffusion des particules chargées (RBS), la diffraction des Rayons X (DRX) et la microscopie électronique (MEB) et la technique de Dispersion des Rayons X (EDX), incorporée à cette dernière.

Ces analyses ont permis de mener une étude comparative de l'inter-diffusion entre les différents éléments sous l'influence, à la fois de l'implantation ionique et de la masse de l'ion utilisé.

Introduction :

Les siliciures sont des matériaux hybrides, produits par la Combinaison métal/Semi-Conducteur et sont obtenus de manière assez simple, qui consiste à déposer une couche métallique, mince sur un substrat semi-conducteur (plusieurs techniques sont disponibles pour ce faire), sous une atmosphère de vide poussé, suivie d'un traitement thermique adéquat, dans les conditions expérimentales optimales (vide, température et durée du recuit, rampe de montée et de descente,...). Toutefois, ces matériaux possèdent des propriétés intéressantes, à savoir, leur bonne adhérence et leur bonne résistance de contact quant à leur utilisation dans l'industrie microélectronique car ceux-ci présentent une très bonne alternative au problème d'interconnexion entre une multitude de composants électroniques dans un volume restreint, comme c'est le cas en technologie d'intégration à très grande échelle (VLSI). Cependant, un handicap majeur émerge lors du fonctionnement en haute température, qui se traduit par la diffusion des atomes du métal au sein du substrat.

Expérimental

Pour décrire la démarche expérimentale suivie on donne le résumé suivant :

- *Préparation des échantillons*

Une plaquette de Silicium de type N et d'orientation <111> et de diamètre 4 inch a été découpée en quatre quarts pour préparer les trois séries d'échantillons. Tout d'abord, on a commencé par le traitement chimique par la méthode au CP4, en vu de leur nettoyage. Deux quarts ont subi un dopage, l'un à l'Ar⁺ à une énergie de 50 keV et à une dose de 1*10¹⁶ ions/cm² et l'autre avec un faisceau de Kr⁺ à une énergie de 50 keV et à une dose de 1*10¹⁶ ions/cm², par la suite, l'ensemble des trois quarts a été déposée à l'intérieur de l'évaporateur pour effectuer le dépôt des deux couches métalliques, le Palladium et l'Or, sans casser le vide régnant au sein de l'enceinte de l'évaporateur, l'épaisseur de chacune des deux couches métalliques est de l'ordre de 200 Å. Finalement, on a procédé au découpage des échantillons.

- **Le traitement thermique**

Le traitement thermique a eu lieu dans un four tubulaire muni d'un système de vide pour assurer un recuit sous vide afin de palier au problème d'interférence de la barrière d'Oxygène. La gamme des températures est comprise dans l'intervalle 200 à 800°C par pas de 200°C et le temps de recuit a été fixé à 30min et pour chaque température de recuit, on met en place, simultanément, un triplet d'échantillons, deux d'entre eux avec implantation et l'autre sans implantation.

Résultats et discussion

La caractérisation des échantillons recuits a été effectuée avec différentes techniques. A titre indicatif, on s'est intéressé particulièrement aux températures de recuits de 400 et 600°C car on a pu montrer dans une étude menée précédemment sur la diffusion en surface d'un système ternaire que c'est effectivement la zone d'intérêt :

- **La spectroscopie de rétrodiffusion de particules chargées (RBS):**

La série d'échantillons recuits a été analysée par la technique de rétrodiffusion des particules chargées avec un faisceau de particules alpha, d'énergie 2 MeV, délivré par un accélérateur du type VDG. Ceci a permis de collecter les spectres expérimentaux (voir la figure 1a, b et c) et de suivre l'évolution de l'interdiffusion des différents constituants de la cible en fonction de la température de recuit. L'analyse qualitative et quantitative de ces échantillons a pu être élaborée grâce au logiciel de simulation RUMP. Les résultats obtenus sont également donnés sur le tableau suivant:

Echantillon	Composition de la sous couche (%)	Epaisseur de la sous couche (Å)
Au/Pd/Si(111) 400°C	Au(25)+Pd(75)	170
	Au(20)+Pd(20)+Si(50)	130
	Au(50)+Si(50)	180
	Pd(48)+Si(52)	350
	Si(100)	30000
Au/Pd/Ar⁺→Si(111) 400°C	Pd(80)+Si(20)	200
	Au(10)+Pd(90)	240
	Ar(100)	100
	Si(100)	30000
Au/Pd/Kr⁺→Si(111) 400°C	Au(05)+Pd(95)	150
	Au(75)+Pd(15)+Si(10)	130
	Au(99)+Pd(01)	140
	Kr(100)	150
	Si(100)	30000

D'après ces résultats on voit clairement que l'Or commence à diffuser à travers le Palladium vers le substrat de Silicium à partir de 400°C pour l'échantillon non implanté tandis que cette diffusion ne prend lieu qu'à partir de 600°C dans le cas des échantillons implantés. De plus, on a pu mettre en évidence encore une fois l'action retardatrice de l'implantation ionique sans aucune préférence pour l'un des deux ions.

• **La diffraction des rayons X (DRX) :**

La série d'échantillons recuits a subi une caractérisation par le technique de diffraction des rayons X, avec la raie $k\alpha$ du Cuivre. Cette technique de caractérisation a permis l'identification des phases formées au cours des différentes étapes du recuit. L'exploitation des données recueillies s'est traduite par le tracé des diffractogrammes pour chaque type d'échantillon et pour chaque température de recuit, donnés en superposition (voir les figures 2 a,b et c). En ce qui suit les phases formées :

Echantillon	Angle 2θ °	Phases formées
Au/Pd/Si(111) 400°C	31.489	Au ₅ Si ₂ (122)
	42.312	Pd ₂ Si(420)
	48.307	Pd ₂ Si(600)
	65.398	Pd ₂ Si(628)
	85.759	Au ₅ Si
Au/Pd/[Ar ⁺ -> Si(111)] 600°C	31.489	Au ₅ Si ₂ (122)
	44.426	PdSi(211)
	48.307	Pd ₂ Si(600)
	81.755	Au ₇ Si(622)
	85.759	Au ₇ Si
	98.341	Au ₇ Si
Au/Pd/[Kr ⁺ -> Si(111)] 600°C	31.489	Au ₅ Si ₂ (122)
	42.312	Pd ₂ Si(420)
	48.307	Pd ₂ Si(600)
	64.185	Au ₃ Si(512)
	66.822	Au ₃ Si(135)
	77.175	Au ₇ Si(560)
	81.755	Au ₇ Si(622)
	86.711	Au ₇ Si

Selon les résultats de cette analyse, il est aisé de voir que la diffusion de l'Or vers le Silicium à travers le Palladium commence à 400°C pour l'échantillon non implanté tandis qu'elle prend naissance seulement à partir de 600°C dans le cas des échantillons implantés. De plus, on a pu mettre en évidence encore une fois l'action retardatrice de l'implantation ionique sans aucune préférence pour l'un des deux ions.

• **Microscopie électronique (MEB):**

L'observation de la morphologie de surface de la série d'échantillons au microscope électronique à balayage montre l'état de surface de chaque type d'échantillon et pour chaque température de recuit (voir figures 3 (a), (b) et (c)).

La figure 3 (a) montre la morphologie de surface pour l'échantillon non implanté et recuit à 400°C : on peut y voir des bâtonnets rectangulaires de dimensions moyenne de 4µm avec des agglomérats triangulaires équilatéraux d'environ 10 µm de longueur de coté, entouré d'une zone lisse.

La figure 3 (b) montre la morphologie de surface de l'échantillon implanté à l'Argon et recuit à 600°C : on peut y voir des bâtonnets rectangulaires de dimension moyenne de 4µm.

La figure 5 (c) montre la morphologie de surface de l'échantillon implanté à Krypton et recuit à 600°C : on peut y voir des bâtonnets rectangulaires de dimension moyenne de 4µm.

L'analyse par la technique EDX, incorporée au MEB révèle la stœchiométrie relative à la phase Pd₂Si

Conclusion :

Tout d'abord, nous constatons la parfaite coïncidence entre les résultats obtenus par les différentes techniques utilisées. Par ailleurs, cette étude nous a permis de mettre en évidence l'action retardatrice de l'implantation ionique d'une part et d'autre part, la reproductibilité de ce même constat sans préférence aucune pour aucun des deux dopants utilisés.

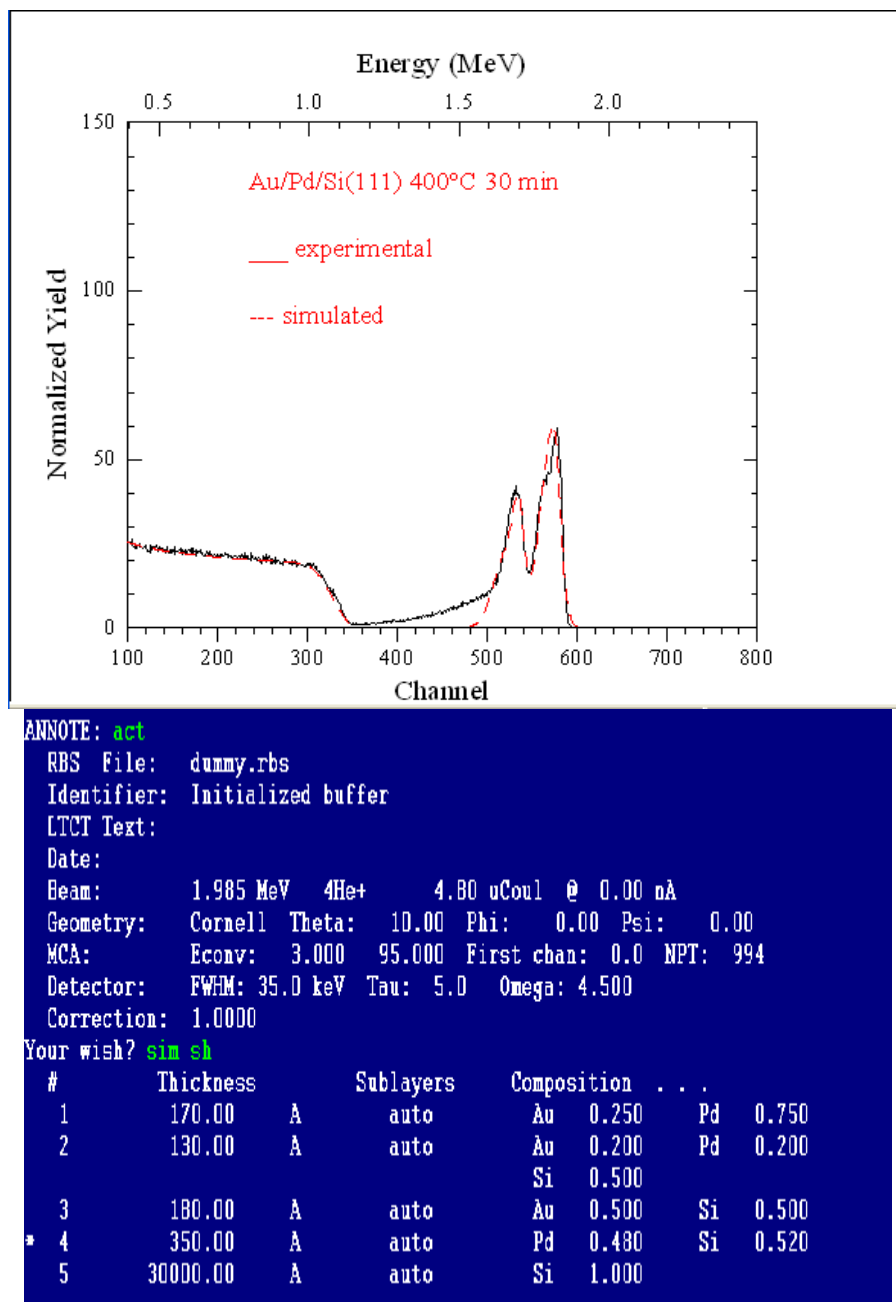


Figure 1.a

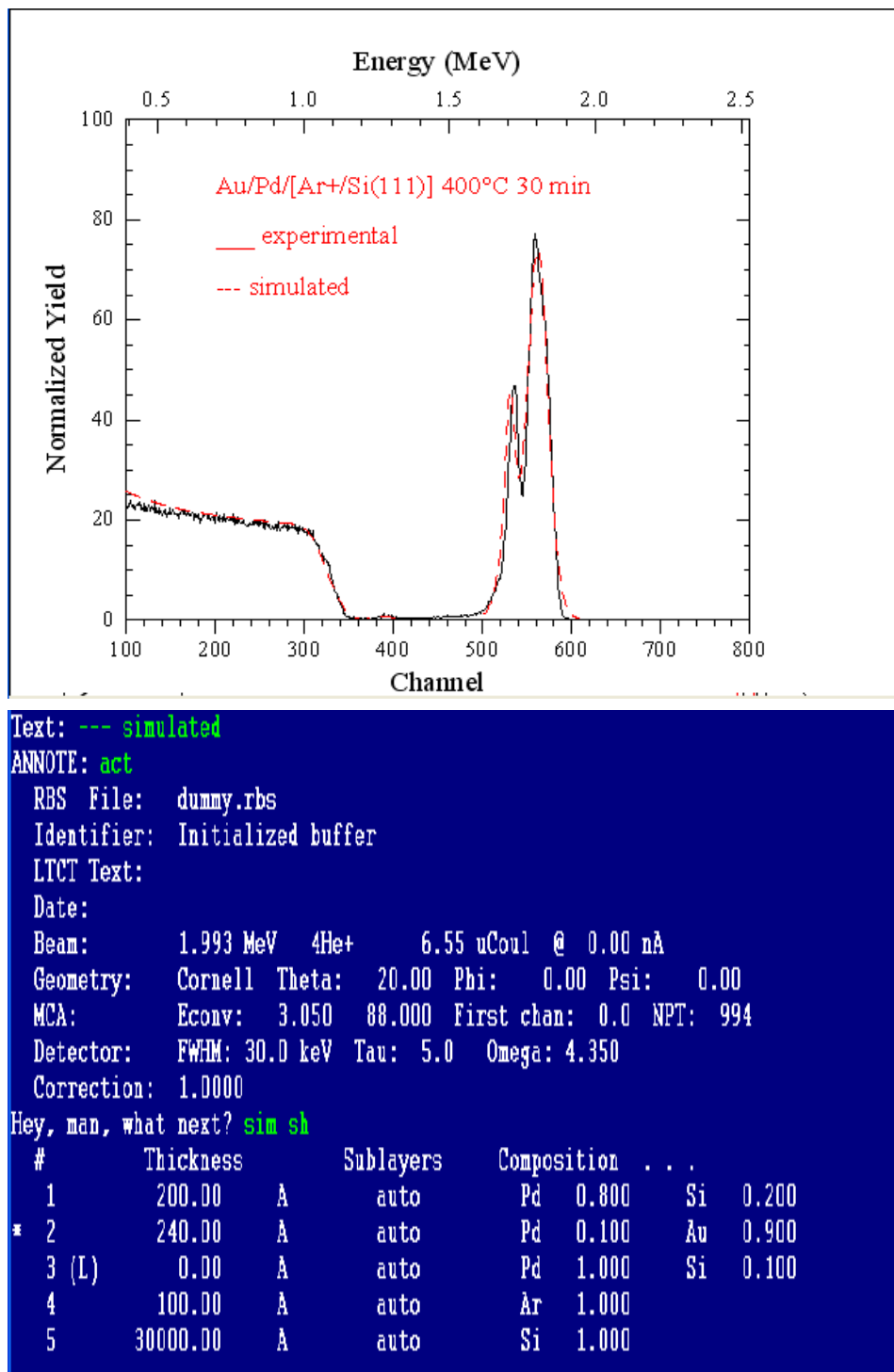
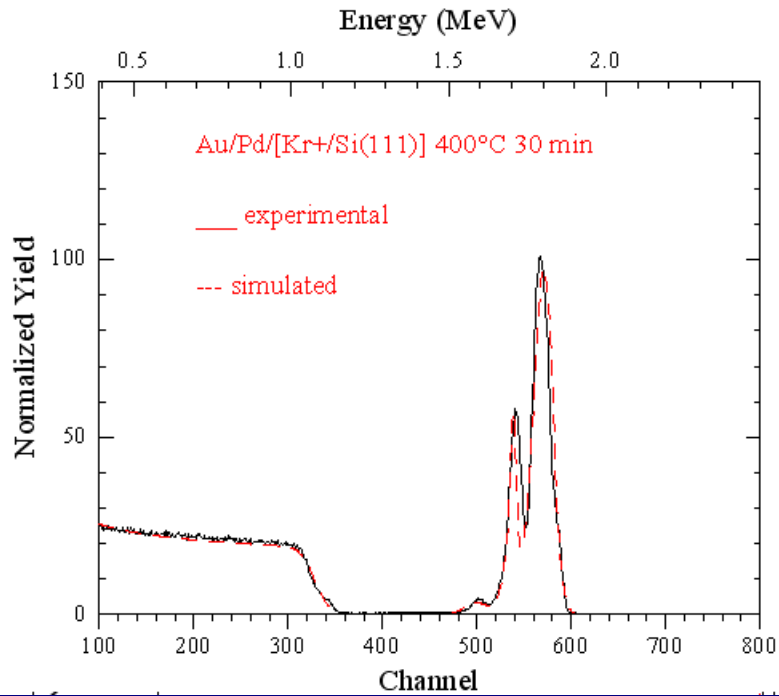


Figure 1.b



```

ANNOTE: act
RES File: dummy.rbs
Identifier: Initialized buffer
LTCT Text:
Date:
Beam: 1.990 MeV 4He+ 12.00 uCoul @ 0.00 nA
Geometry: Cornell Theta: 15.00 Phi: 0.00 Psi: 0.00
MCA: Econv: 3.000 90.000 First chan: 0.0 NPT: 994
Detector: FWHM: 15.0 keV Tau: 5.0 Omega: 4.150
Correction: 1.0000
Your wish? sim sh
# Thickness Sublayers Composition . . .
* 1 150.00 Å auto Au 0.050 Pd 0.950
2 130.00 Å auto Au 0.750 Si 0.100
Pd 0.150
3 140.00 Å auto Au 0.990 Pd 0.010
4 150.00 Å auto Kr 1.000
5 30000.00 Å auto Si 1.000
=====
    
```

Figure 1.c

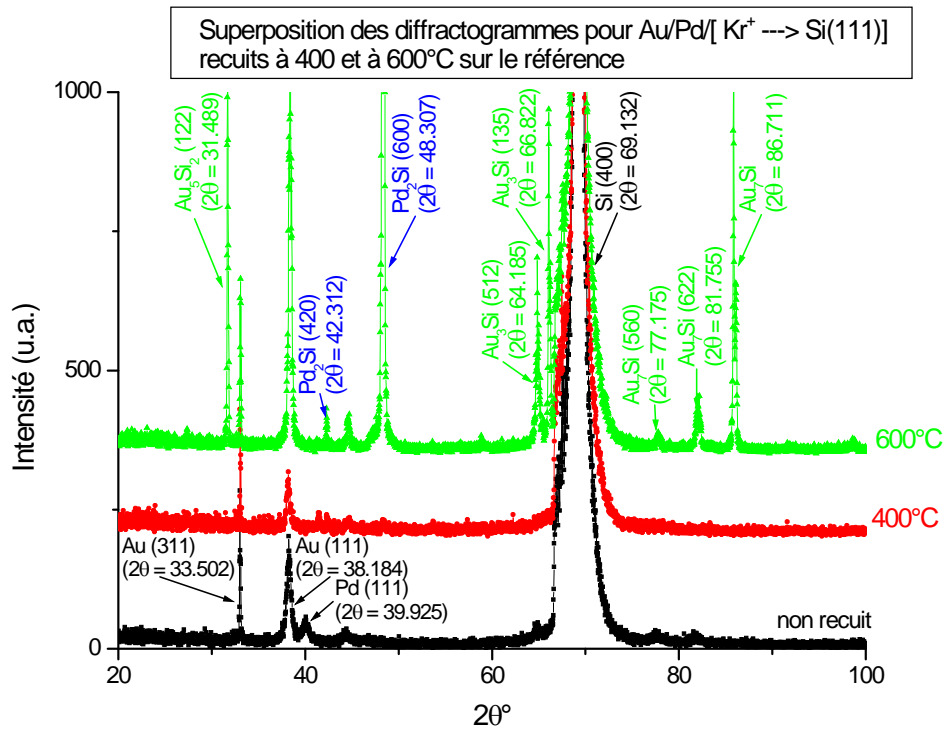
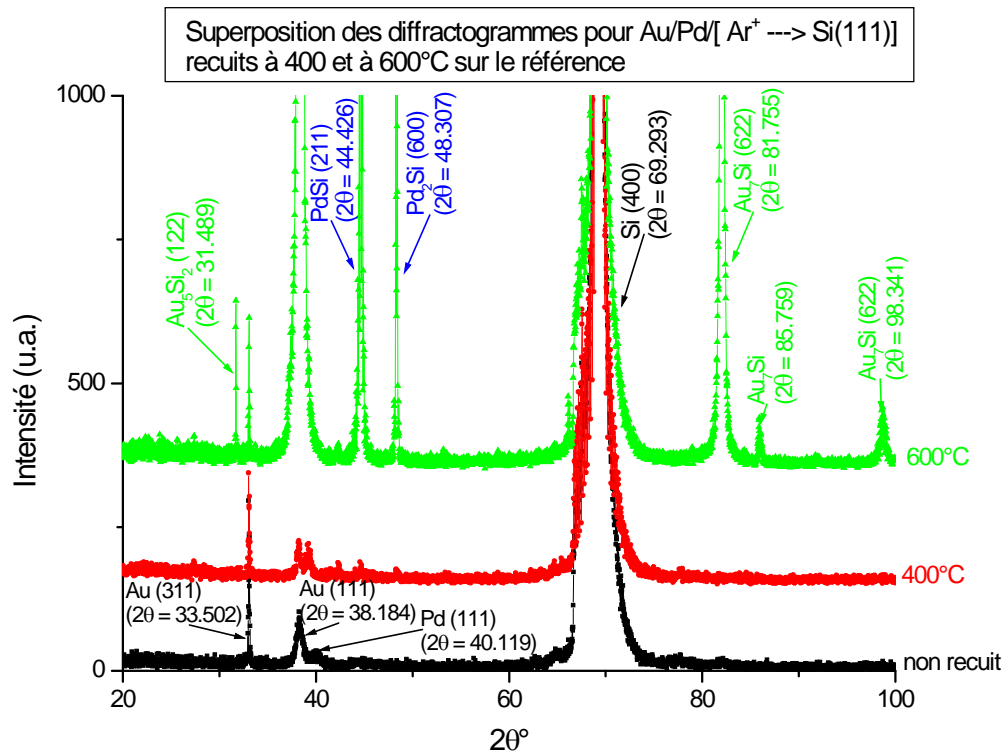


Figure 2.c



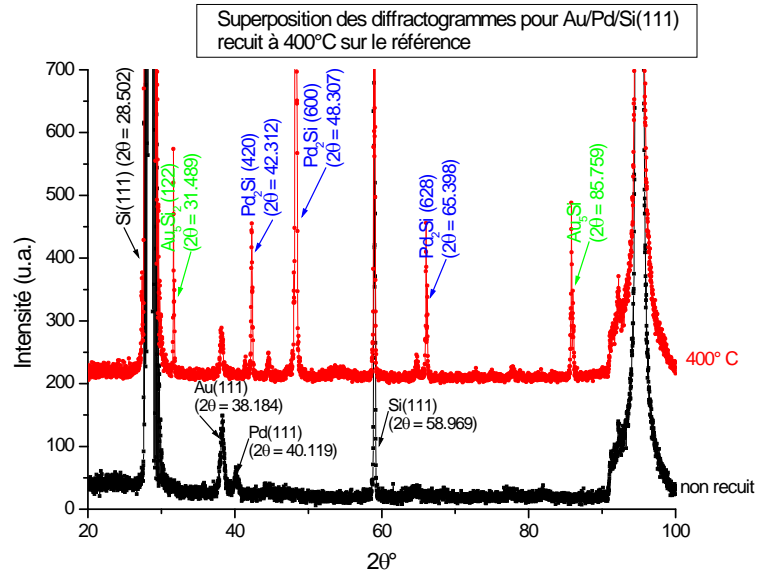


Figure 2. a

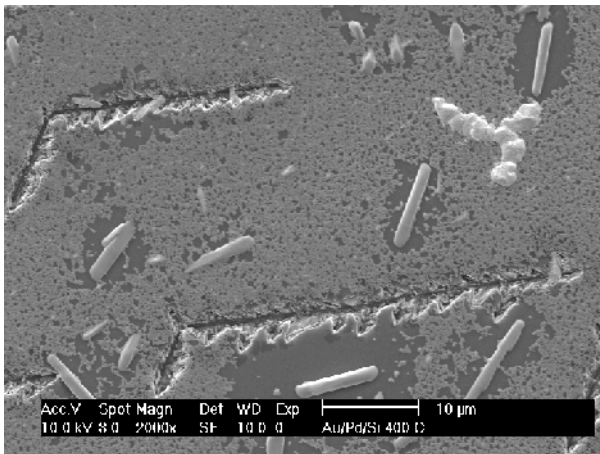


Figure 3.a

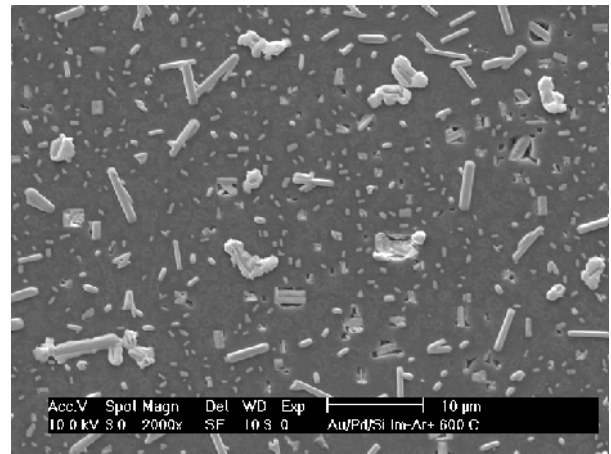


Figure 3. b

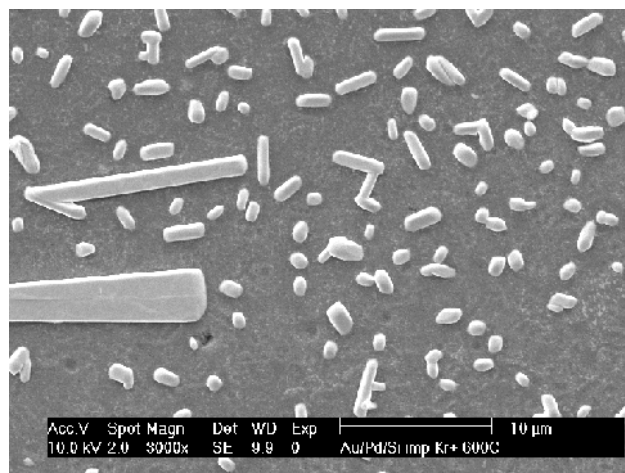


Figure 3. c

ETUDE DE LA CINÉTIQUE DE FORMATION DE PHASES DANS LES SYSTEMES BINAIRES METAL/SEMI CONDUCTEUR

C. Benazzouz¹, A. Hammoudi¹, A. Medouni¹, D. Sahel¹, K. Remil¹, C. Pineda², M. Nkosi² et H. Benyagoub³

¹ Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

² Ithemba Labs, Cape Town, South Africa

³ Université de Djelfa, Algerie

Résumé:

Une étude de la cinétique de formation de phases a été élaborée dans les systèmes binaires, formés par une combinaison métal/semi-conducteur, obtenus par le dépôt d'une couche métallique sur un substrat de Silicium monocristallin, ce dernier ayant subi au préalable un nettoyage par la méthode CP4 afin d'assurer le dégraissage du substrat, puis afin d'enlever aussi la couche d'oxyde native. Le dépôt de la couche métallique a été réalisé avec un évaporateur thermique, les métaux déposés sont : l'Or, le Chrome et le Nickel, l'épaisseur de la couche métallique est de 600 Å, la vitesse du dépôt appliquée est de l'ordre de 03 Å/sec. Les systèmes binaires ainsi obtenus ont subi un traitement thermique sous un vide poussé dans un four tubulaire pour assurer une atmosphère saine et palier par conséquent, au problème de l'effet de la barrière de diffusion induit provoquant le ralentissement de la diffusion du métal déposé vers le substrat durant le recuit thermique des différents échantillons. La gamme de températures de recuits appliquée varie de 200 à 800°C par pas de 100°C et le temps de recuit est fixé à 30 minutes. Ainsi, on a pu obtenir trois séries d'échantillons dont la caractérisation par différentes techniques d'analyses, en particulier, la Spectrométrie de Retrodiffusion des particules chargées (RBS) nous a permis de collecter les spectres expérimentaux RBS dont la simulation par le logiciel RUMP a permis d'analyser qualitativement et quantitativement chaque cible et on a pu de cette manière suivre l'évolution, en fonction de la température du phénomène de l'interdiffusion entre les différents constituants, La Technique de Diffraction des Rayons X (DRX) pour l'identification des différentes phases formées au cours du traitement thermique.

Ainsi, on a pu effectuer une étude sur la cinétique de formation des phases formées durant le traitement thermique.

Introduction :

La haute performance de la technologie des circuits intégrés à grande intégration (VLSI) nécessitent des dispositifs aux dimensions de plus en plus petites, des performances de plus en plus exigeantes et une moindre consommation en puissance. Cette évolution vers une plus grande miniaturisation des dispositifs a éveillé un nouvel intérêt dans le développement de nouveaux schémas de métallisation parce qu'ils apparaissent maintenant comme l'un des facteurs limitant la haute fiabilité des dispositifs. Parmi les avantages de cette métallisation on note une bonne adhésion au substrat, une hauteur de barrière adéquate, une faible résistance électrique et une grande résistance à la corrosion.

Le présent travail entre dans ce cadre et consiste à étudier l'interdiffusion et la réaction à l'état solide entre des films minces de Chrome, Nickel et l'Or et des substrats de Silicium monocristallin.

La cinétique de formation et de croissance des composés intermédiaires qui se forment à l'interface Cr/Si, Ni/Si et Au/Si est suivie en fonction de la température de recuit.

Expérimental :

Pour décrire la démarche expérimentale suivie on donne le résumé suivant :

- *Elaboration des échantillons*

Une plaquette de Silicium de type N et d'orientation <111> et de diamètre 4 inch a été découpée en quatre quarts pour préparer les trois séries d'échantillons. Tout d'abord, on a

commencé le traitement chimique par la méthode au CP4, en vu de leur nettoyage, par la suite, l'ensemble des trois quarts a été déposée à l'intérieur de l'évaporateur pour effectuer le dépôt des couches métalliques, le Chrome, le Nickel et l'Or, sans casser le vide régnant au sein de l'enceinte de l'évaporateur, l'épaisseur de chacune des deux couches métalliques est de l'ordre de 600 Å. Finalement, on a procédé au découpage des échantillons.

- **Le traitement thermique**

Le traitement thermique a eu lieu dans un four tubulaire muni d'un système de vide pour assurer un recuit sous vide afin de palier au problème d'interférence de la barrière d'Oxygène. La gamme des températures est comprise dans l'intervalle 200 à 800°C par pas de 100°C et le temps de recuit a été fixé à 30min et pour chaque température de recuit, on met en place, simultanément, un triplet d'échantillons et ce dans le souci de maintenir exactement les mêmes conditions expérimentales.

Résultats & Discussion :

- **Caractérisation par la technique RBS :**

On donne pour chaque système les spectres expérimentaux RBS en superposés (voir figures 1,2 et 3). A travers ces spectres il est aisé de voir l'évolution de l'interdiffusion entre le métal déposé et le substrat de Silicium et on peut même déceler la formation d'éventuelles phases, caractérisée par l'apparition de l'épaulement sur le pic du métal, accompagné d'un plateau de Silicium en escalier.

- **Caractérisation par la technique DRX :**

On donne pour chaque système les diffractogrammes expérimentaux DRX en superposés (voir figures 4,5 et 6). A travers ces spectres il est aisé de voir l'évolution de l'interdiffusion entre le métal déposé et le substrat de Silicium et on peut même déceler l'apparition de pics caractéristique des différentes phases formées au cours des différentes étapes du recuit.

- **La droite de calibration :**

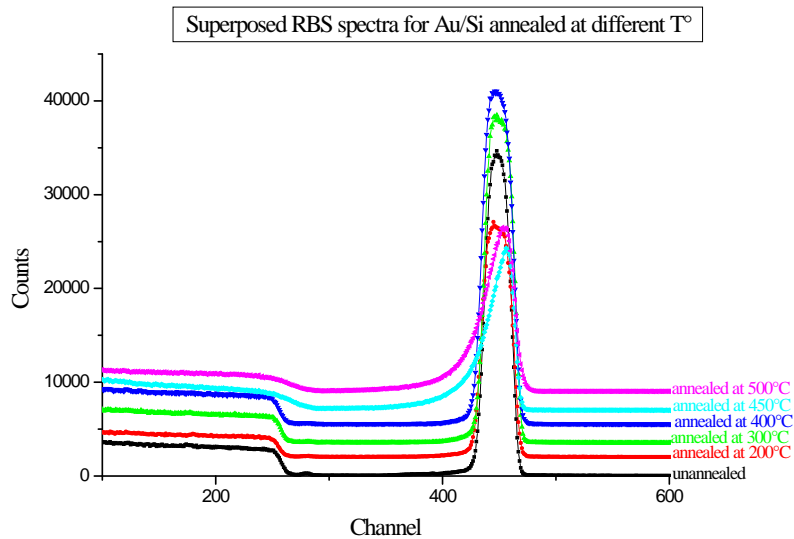
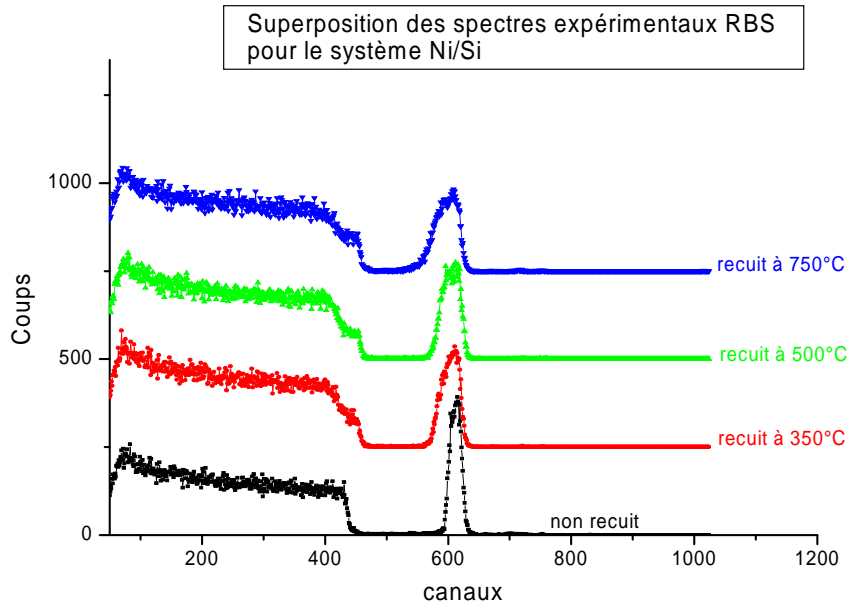
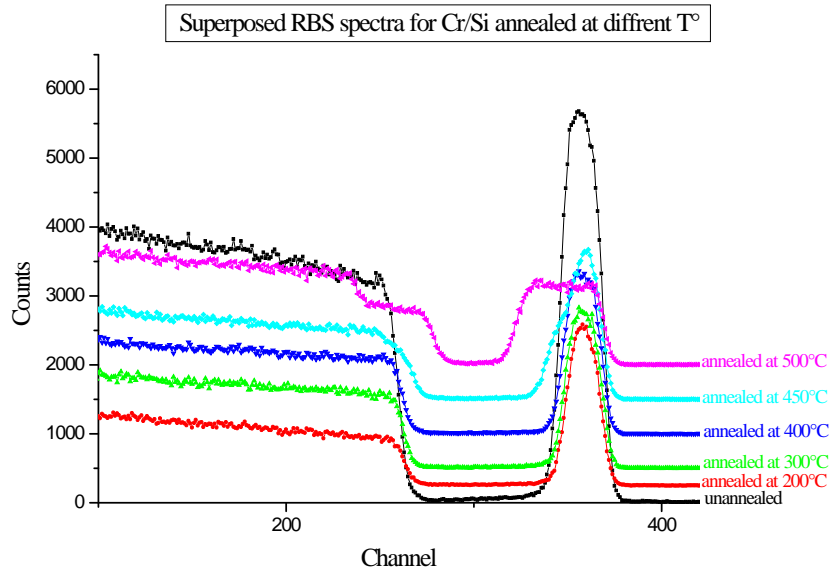
Les figures 7 et 8 montrent les droites de calibration pour chaque système, celles-ci permettent la conversion d'un canal en énergie et la relation linéaire entre ces deux derniers.

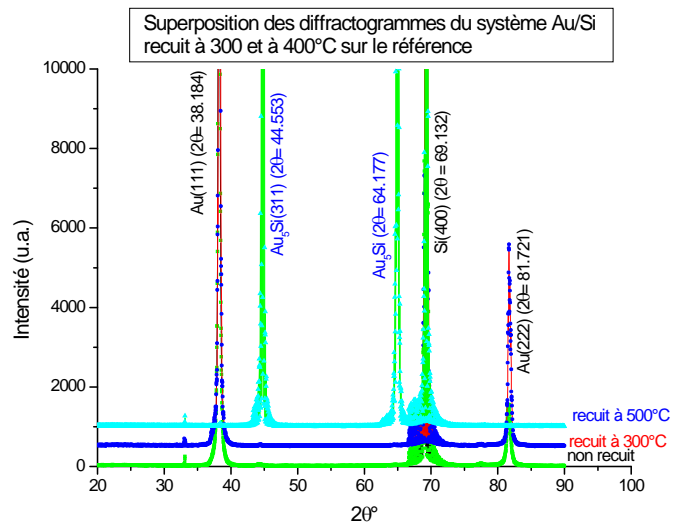
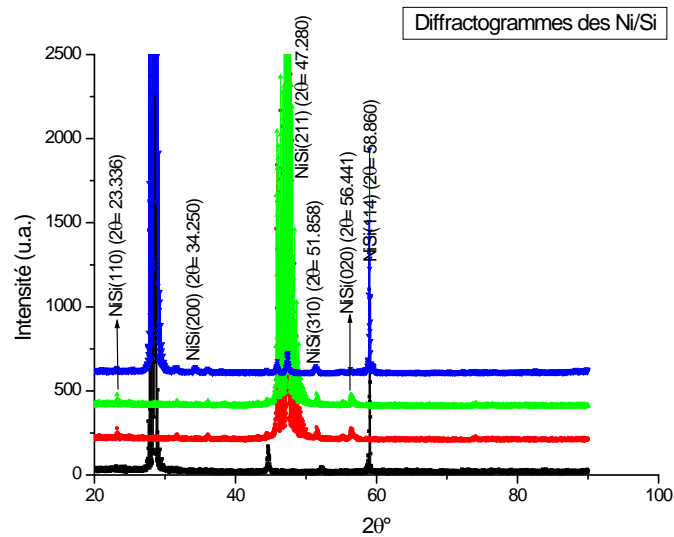
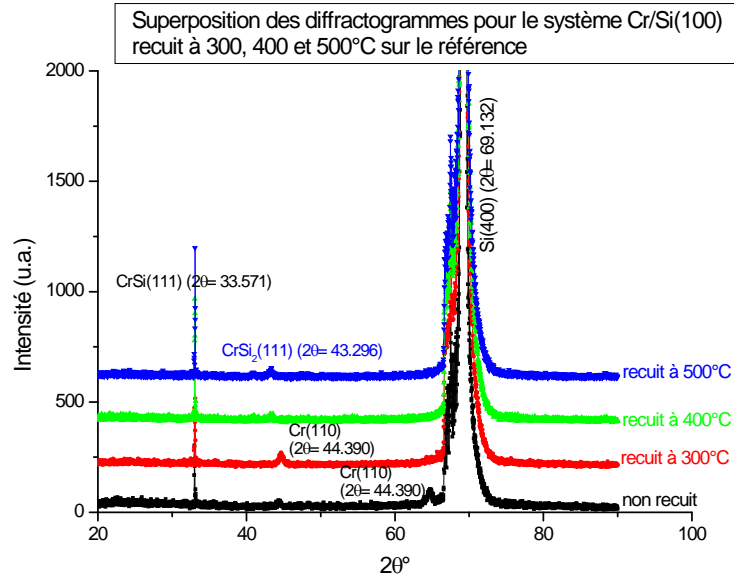
- **La cinétique de la réaction :**

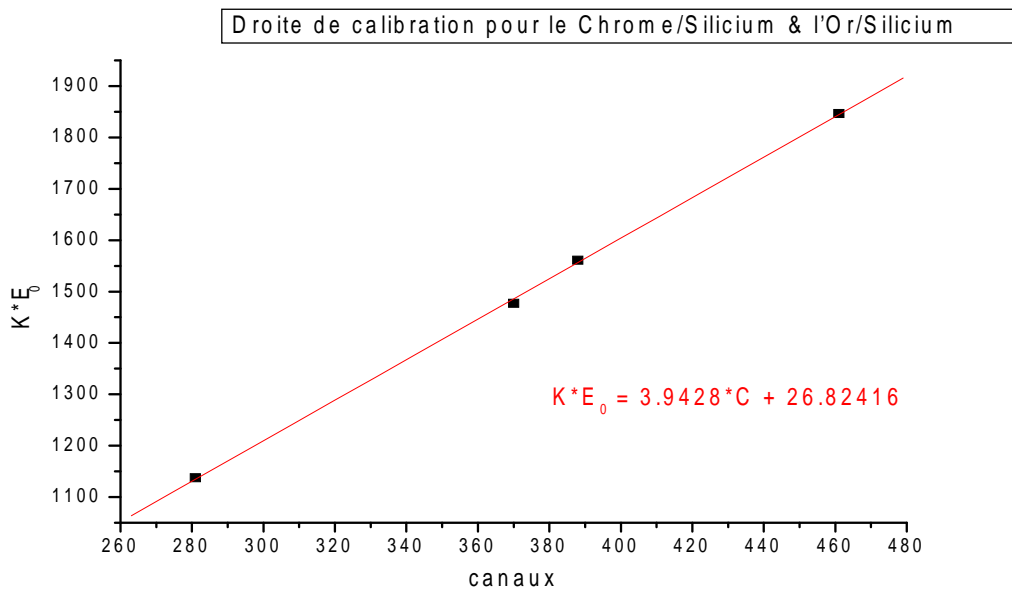
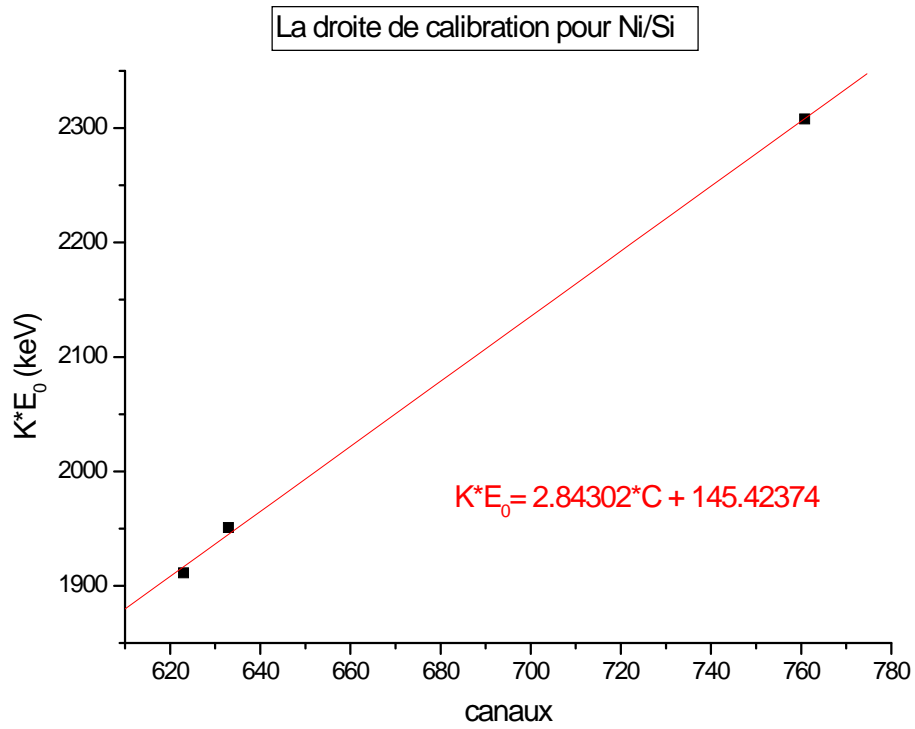
Les figures 9,10 et 11 donnent la cinétique de réaction pour chacun des systèmes binaires considérés.

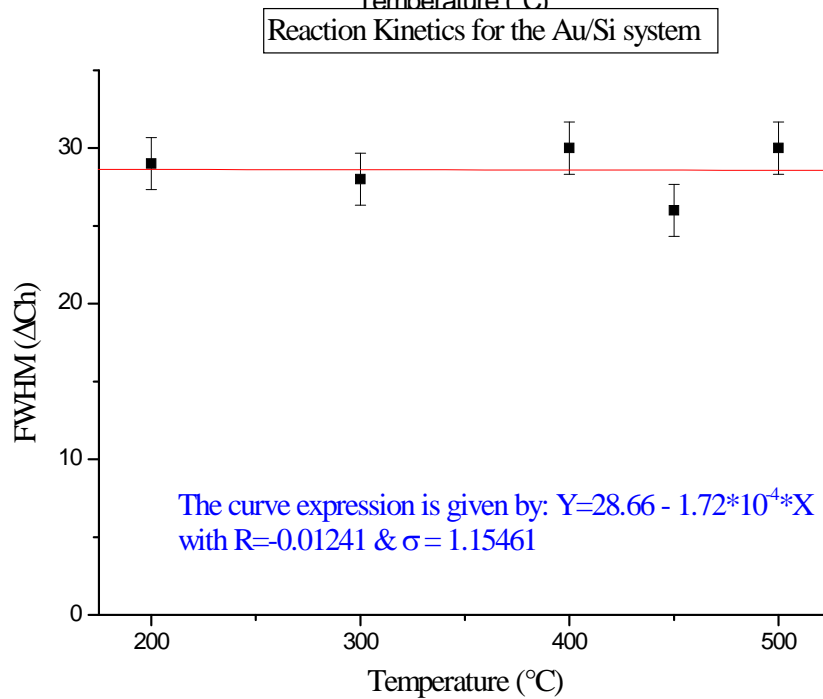
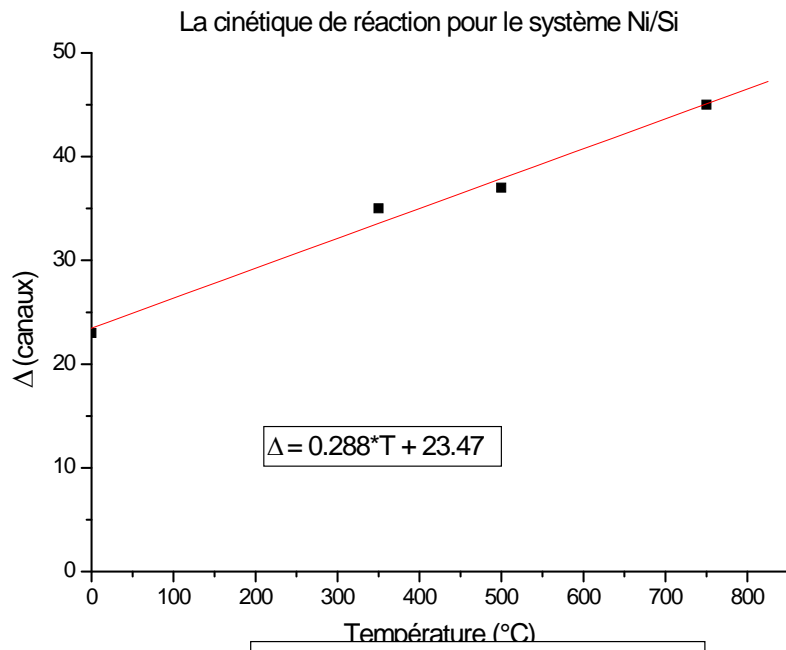
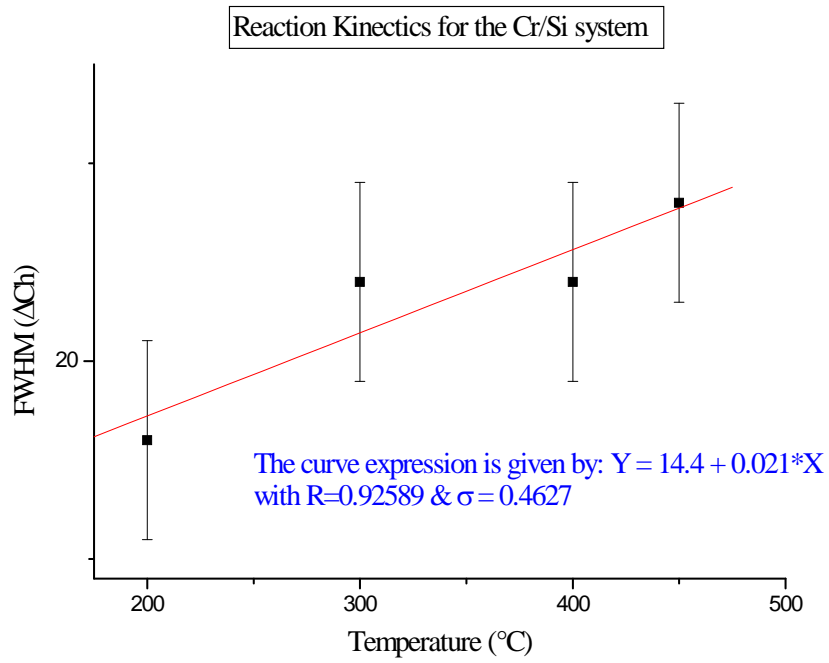
- ✓ **Conclusion :**

Pour chaque système binaire considéré on a pu suivre l'évolution de l'interdiffusion entre le métal et le substrat de Silicium au cours des différentes étapes du recuit. On a pu également déterminer à partir de quelle température la phase prend naissance et suivre sa croissance et sa stabilité, ce ci a mené à la connaissance de la cinétique de réaction pour chaque système. A cet effet, il importe de noter le caractère linéaire de la cinétique de réaction en fonction de la température de recuit et à partir de cette droite on peut remonter à la vitesse de croissance des phases, donnée par la pente.









Thème 2

Physique des réacteurs

ETUDE QUALITATIVE DE L'ACCIDENT DE PERTE DE REFRIGERANT PRIMAIRE DANS LA BOUCLE CALLISTO PAR COMPARAISON A LA PHENOMENOLOGIE DU LBLOCA DES REACTEURS PWR

Ahmed HADJAM¹, Ahcene LOUBAR², Ferhat SOUIDI³, Marcel WEBER⁴
^{1,2}Centre de Recherche Nucléaire de Birine, B.P. 180 Ain Oussera 17200, Djelfa,

¹ah2000dz@yahoo.fr, ²ahloubar@hotmail.com

³Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediène
'USTHB', ⁴sou_fer@yahoo.com

⁴ANS- E G Reactor Technology Design, SCK.CEN Boeretang, 200, B-2400 MOL
(Belgium)

Résumé:

La perte du réfrigérant du circuit primaire d'un réacteur nucléaire PWR, lors d'un accident LBLOCA de type grande brèche, est une situation accidentelle de référence pour le dimensionnement (Design Basis Accident) de telles installations. Ce type d'accident est basé sur l'hypothèse d'une rupture franche et complète de la branche froide du circuit primaire. Le fluide de refroidissement fuit alors à travers les deux tronçons provoqués par la brèche et se déverse dans l'enceinte de confinement du réacteur. Les principales phases d'un tel accident sont : une dépressurisation rapide du circuit primaire, une injection de secours, un renoyage du cœur et en fin un refroidissement à long terme.

Dans ce travail on a simulé une rupture de type guillotine doublement débattue dans la branche froide de la boucle CALLISTO, similaire à un réacteur de puissance type PWR, à l'aide du code système RELAP5/MOD3.2. Les résultats obtenus, en termes d'événements, sont comparés à ceux du même accident mais dans un réacteur PWR. Ceci nous a permis de mettre en évidence ce type de scénarios ainsi que les différents phénomènes thermohydrauliques qui en découlent. Cette comparaison reste, tout de même, qualitative et partiellement quantitative étant donné que la boucle CALLISTO est un prototype d'un réacteur PWR à l'échelle réduite.

I-Introduction

Le refroidissement du cœur et l'évacuation de la chaleur résiduelle sont des fonctions essentielles, même à l'arrêt, puisque leur défaillance peut entraîner la destruction et la fusion du combustible, comme c'est le cas de l'accident de Three Mile Island. La recherche a produit des bases de données expérimentales et des codes de calcul réalistes en thermohydraulique ; pour l'analyse de sûreté : ils ont prouvé leur capacité à prédire qualitativement et souvent quantitativement les principaux phénomènes accidentels. Ils permettent d'évaluer de façon convenable l'efficacité des systèmes de refroidissement de secours [1].

L'analyse de la phénoménologie d'un accident nucléaire grave s'avère très complexe du fait du couplage de nombreux processus chimiques et physiques. De différents tests sont réalisés à travers le monde dans des boucles expérimentales reproduisant le fonctionnement des plusieurs types de réacteurs tels que PWR et BWR à différents échelles réduites. L'accident de perte de réfrigérant LOCA (Loss Of Coolant Accident) représente une des principale préoccupation des concepteurs des centrales nucléaires. Dans les années soixante dix, les américains étaient les premiers à commencer à réaliser des boucles expérimentales à petites échelles afin de mener des expériences d'accidents de types LOCA (petite, moyenne et grande brèche) dans le circuit primaire de ces mêmes boucles expérimentales. L'objectif de ces tests est de générer une base de données réelle qui va servir à la validation des modèles physiques afin de qualifier les codes système.

La boucle expérimentale CALLISTO est un prototype d'un réacteur PWR (Pressurized Water Reactor) à l'échelle réduite, elle est conçue principalement pour réaliser des tests d'irradiation sur des combustibles neufs et des essais de sûreté [2].

Notre travail consiste à simuler une rupture de type guillotine doublement débattue sur la branche froide du circuit primaire de la boucle CALLISTO et d'analyser les différents phénomènes engendrés et les comparer avec le même accident dans un réacteur PWR.

II-Simulation et analyse de résultats

Le cas le plus pénalisant considéré dans ce travail, est celui d'une brèche de type guillotine en branche froide, qui occasionne la chute de pression la plus importante du cœur à la brèche. Cette chute de pression provoque une vidange très rapide du cœur et du pressuriseur.

La simulation de l'accident LOCA a été réalisée à l'aide du code système thermohydraulique RELAP5/mod3.2. Ce dernier est un code de meilleure estimation qui nous a permis de modéliser et de simuler l'accident en basant sur ses différents modèles. La brèche est simulée avec deux Trip Valve dans la branche froide de la boucle CALLISTO entre la pompe et l'entrée des sections d'essais. Elles s'ouvrent à l'instant $t=600$ secondes correspondant à l'instant de l'accident. L'état stationnaire est prolongé jusqu'à 600 secondes afin d'avoir la stabilité des différents paramètres de fonctionnement de la boucle.

Le réacteur choisi à titre de comparaison est celui de Spanish NPP [3]. Ce dernier est de conception de Westinghouse de 2940 MWth, possède trois branches primaires avec un pressuriseur connecté au troisième circuit [3].

L'étude d'un tel accident est divisée en quatre phases principales : vidange (blowdown), fin de vidange/remplissage, renoyage et post-renoyage.

Par la simulation, on a relevé les événements dans l'ordre chronologique suivant:

Phase 1: On a constaté une dépressurisation rapide du circuit primaire qui a durée 13 s [3] pour le PWR et 0.3 s pour la boucle CALLISTO, dite phase de vidange ou blowdown. La pression du circuit primaire chute, de 155 bars jusqu'à 40 bars, puis se ralentit en raison de l'apparition d'un mélange eau-vapeur dans le cœur et dans le circuit primaire suite à une vaporisation par détente [4]. Cette vaporisation par détente suivie de l'ébullition nucléé s'amorcent dans le cœur ou les IPSs. Cette vaporisation et ébullition nucléé provoquent les deux phénomènes suivant [5]:

- Réduction de la génération de la puissance,
- Ralentissement de la dépressurisation.

Avec le dénoyage du cœur, la température de la gaine augmente rapidement en raison de l'énergie stockée, et atteint le premier pic de température de gaine au niveau de la partie la plus chaude (fig. 5 et 6) (5 s pour PWR et 4,7 s pour CALLISTO).

Comme la pression continue à diminuer, elle atteint la pression de saturation pour le fluide de la branche froide rompue, cela provoque l'apparition de taux de vide et augmente la résistance à la sortie du débit brèche [5]. on enregistre un débit brèche critique sous refroidi qui diminue rapidement (Fig. 2).

Phase 2: Une injection de secours intervient aussi rapidement pour injecter de l'eau dans la branche froide afin de refroidir le cœur et de condenser la vapeur produite,

Initialement, la vapeur et le liquide (cas PWR) provenant du plenum inférieur et de la descente annulaire s'évacue accidentellement à travers la brèche de la branche froide. L'eau de l'injection de sécurité se mélange avec de la vapeur dans la branche froide (cas PWR) et dans la section d'essais (cas CALLISTO), générant des oscillations dues au phénomène de condensation par contact direct. Des bouchons d'eau se forment dans les branches froides (cas PWR) et les IPSs (cas CALLISTO), au fur et à mesure que l'écoulement de vapeur est condensé par le débit d'eau de sécurité sous refroidie. La formation de bouchons consomme quelques secondes de l'injection d'eau et, par conséquent, retarde légèrement l'arrivée de cette eau dans l'espace annulaire (cas PWR) et les éléments de combustible (cas CALLISTO) (Fig. 3).

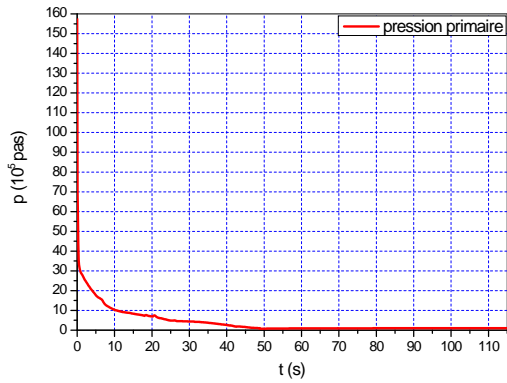


Figure 1: évolution de la pression primaire de la boucle CALLISTO

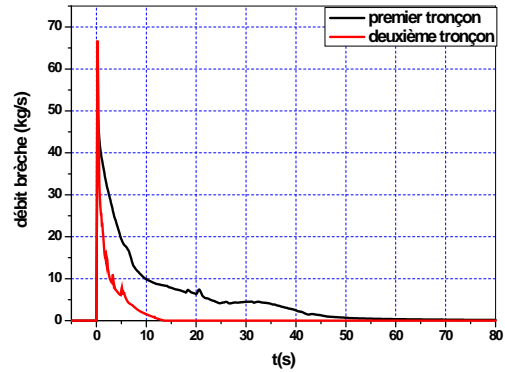


Figure 2: débit de brèche de CALLISTO

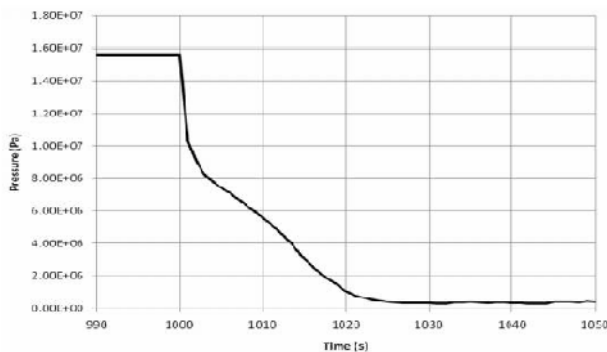


Figure 4: évolution de la pression primaire d'un PWR de conception Westinghouse lors d'une rupture guillotine [3] (à 1000 s commence l'accident)

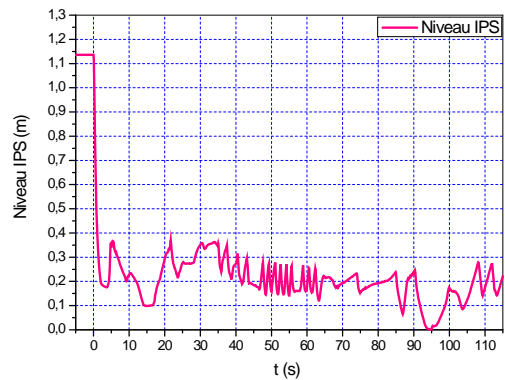


Figure 3: Niveau d'eau d'une IPS (In Pile Section)

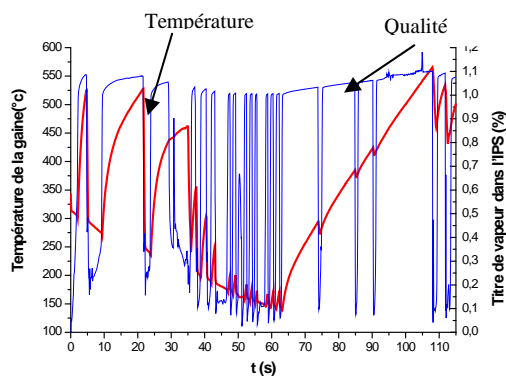


Figure 5: Température de la gaine de l'IPS

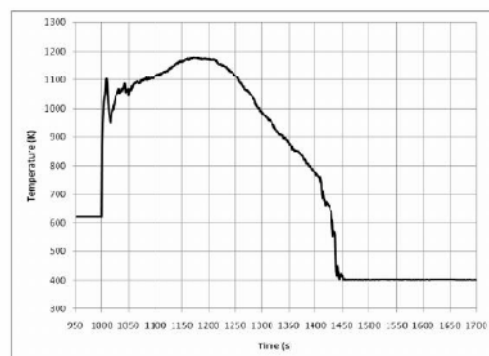


Figure 6: température de la gaine du PWR [3] (à 1000 s commence l'accident)

La vitesse de dépressurisation diminue au fur et à mesure que la différence entre les pressions de la cuve et l'enceinte diminue (cas PWR) et les pressions du circuit primaire et l'extérieur de la boucle diminue aussi (cas CALLISTO). Ainsi, la quantité de la génération de vapeur due à la vaporisation par détente diminue. En conséquence, les quantités de liquide entrant dans le plenum (cas PWR) et IPSs (cas CALLISTO) augmentent tandis que celles qui sont rejetées diminuent. Le remplissage et la vidange ne sont pas consécutifs, mais se recouvrent. Le chevauchement de la vidange et du remplissage réduit le délai de renoyage du cœur et les IPSs [5].

La pression du circuit primaire atteint la pression de l'enceinte à environ 25 s (cas PWR) et 45 s (cas CALLISTO) après l'ouverture de la brèche, c'est la fin de la vidange. A ce moment, le plenum inférieur est quasiment rempli jusqu'à l'enveloppe du cœur (cas PWR). Le

cœur et les IPSs commencent à s'échauffer lentement dans la mesure où le débit de vapeur à travers le cœur diminue avec le ralentissement de la dépressurisation. La majeure partie de ce liquide contribuera au remplissage de la descente annulaire et du plenum inférieur (PWR) et les IPSs (CALLISTO). La phase de fin de vidange/remplissage se termine au bout d'environ 30 s.

Phase 3: Un renoyage des éléments combustibles doit être assuré par le refroidissement d'urgence dans le but d'éviter la fusion des crayons combustibles. Le cœur commence à être renoyé à environ 30 s (PWR) et 3 s (CALLISTO-partiellement). Cette phase se caractérise par l'entraînement de l'eau dans le cœur.

Cas PWR: l'eau est uniformément répartie dans le cœur, faisant disparaître les différences thermohydrauliques entre le canal principale et le canal chaud. La phase de renoyage peut être divisée en trois séquences : renoyage précoce (injection des accumulateurs), décharge d'azote des accumulateurs et renoyage tardive (injection de sécurité basse pression) [5].

Phase 4: Post-renoyage : cette phase se caractérise par des oscillations manométriques à long terme dans le circuit primaire due à la condensation et à la vaporisation. Initialement, la production de vapeur dans le cœur est réduite parce que l'énergie stockée dans les crayons de combustible est totalement évacuée après le renoyage [5]. Il ne reste comme source de chaleur que la puissance résiduelle qui décroît progressivement.

Conclusion

L'accident de type guillotine doublement débattue a été simulé à la branche froide de la boucle CALLISTO et le réacteur Spanish NPP. Suite à cette brèche, le fluide de refroidissement fuit alors à travers les deux tronçons provoqués par la rupture et se déverse à l'extérieur du circuit primaire.

L'étude de l'accident montre que :

✓ L'injection de secours assure un renoyage rapide du cœur (PWR) et partielle pour le cas des IPSs,

✓ La température maximale de la gaine est inférieure à 900 °C (PWR) et 600 °C (CALLISTO), ceci montre que l'intégrité des éléments de combustible est bien assuré et la température de fusion est loin supérieur à la température atteinte.

Cette comparaison reste qualitative et partiellement quantitative étant donné que la boucle expérimentale CALLISTO reproduise le fonctionnement du réacteur PWR en question à l'échelle réduite. Le système de secours fonctionne correctement et assure l'intégrité de l'installation.

Bibliographie

- [1] René ZAMMITE, Études et recherches de sûreté, Techniques de l'Ingénieur, traité Génie nucléaire, B 3 835
- [2] BAHA ABDERRAHIM, "Modélisation d'une Boucle Simulant un Accident de Perte de Réfrigérant à l'Aide du Code Relap5/Mod1", Thèse de Magister en Génie Nucléaire, 1991
- [3] M. Perez, F. Reventos, R. Wagner, C. Allison, "Integrated Uncertainty Analysis using RELAP/SCDAPSIM/MOD4.0", NUTHOS-7: The 7th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Operation and Safety Seoul, Korea, October 5-9, 2008.
- [4] Collier, H., Geoffrey F. Hewitt, "Introduction to Nuclear Power", livre, Publié par Taylor & Francis, 1987, ISBN 1560326824, 9781560326823, 231 pages
- [5] www.edf.fr/html/epr/rps/chap19/chap19.pdf, rapport scientifique
- [6] SCK-CEN, Fuel Irradiation Testing in BR2 and Related R&D: Present and Future Capabilities, The Belgian Nuclear Research Centre

Thème 3

Application des rayonnements et des techniques nucléaires en médecine

EVALUATION EXPERIMENTALE DE LA DOSIMETRIE DES CHAMPS ASYMETRIQUES POUR LES FAISCEAUX DE PHOTONS

K. Adjidir¹, A.N.Aichouche¹, A.E.K. Toutaoui², F.Meddad², Z.Brahimi², Nekaa Amel¹

¹Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene

²Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

Introduction

La variation de la taille des champs dans un traitement par radiothérapie externe est réalisée grâce au collimateur qui est un ensemble de deux paires de mâchoires perpendiculaires se déplaçant symétriquement par rapport à l'axe central, non divergeant, du faisceau de photons. Les accélérateurs linéaires médicaux modernes sont dotés d'une option d'asymétrie d'une ou de ces deux paires de mâchoires permettant le mouvement d'une mâchoire indépendamment de l'autre. Le faisceau résultant de cette collimation asymétrique est donc décalé par rapport à l'axe central et ses caractéristiques physiques sont différentes de celles du champ symétrique telles que sa qualité et son énergie moyenne. La collimation asymétrique est un moyen très utile en radiothérapie externe car elle réduit l'utilisation de caches et diminue le temps de préparation du traitement, néanmoins les effets induits par cette asymétrie doivent être pris en compte dans le calcul du temps de traitement avec le système de planification de traitement.

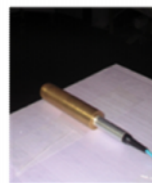
Pour cela nous avons entrepris une comparaison entre les facteurs dosimétriques mesurés pour les deux situations: champs symétriques et asymétriques puis nous avons comparé les distributions de doses calculées à celles mesurées et évalué les écarts par rapport aux tolérances recommandées.

Matériel utilisé

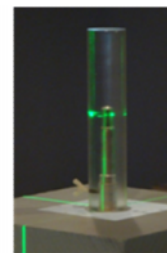
Les rayonnements utilisés dans ce travail sont délivrés par des accélérateurs linéaires médicaux. Le premier est un VARIAN 1800 délivrant 5 énergies en mode électron (6,9,12,16,20 MeV) et 2 énergies en mode photons (6MV et 18 MV), le deuxième est un Varian 2100 délivrant les mêmes énergies. Pour le mode photon. La taille du champ d'irradiation peut être ajustée par les mâchoires de la tête d'irradiation de l'accélérateur dans un intervalle de 0 à 40 cm. Pour les champs irréguliers le Varian 2100 est un accélérateur à multi lames alors que pour le Varian 1800 on utilise des caches en cerrobend (alliage métallique).



L'accélérateur Varian 1800 du CPMC



Capuchons de
build-up
en laiton

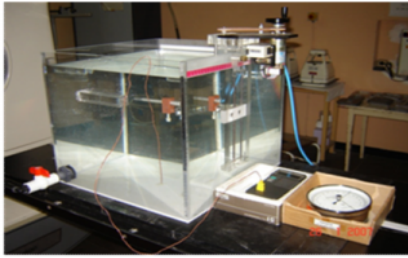


Mini-fantômes en
PMMA

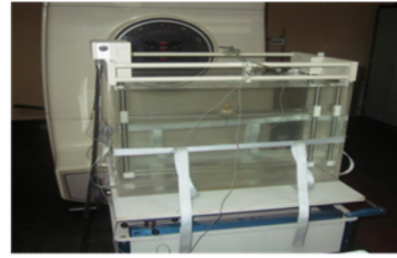
Pour les mesures des facteurs d'out put une chambre d'ionisation de type Farmer d'un volume sensible de 0.6cc (PTW) et un électromètre de type UNIDOS ont été utilisés.

Dans le cas des mesures dans l'air (HSF) la chambre est insérée dans un capuchon de build-up ou un mini-fantôme.

Pour le positionnement du détecteur le styrofoam qui est un matériaux équivalent à l'air à été utilisé comme un support aux capuchons et au mini fantômes. Les mesures sont effectuées pour des tailles de champs de 3X3 cm² à 40X40 cm².

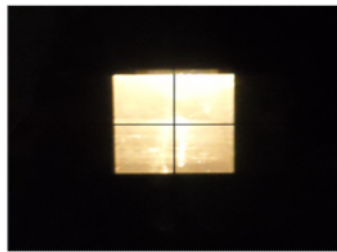


Fantôme a 1D

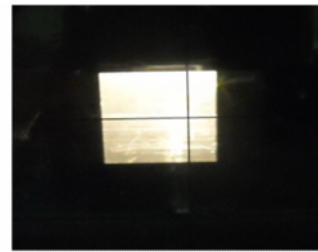


Fantôme a 2D

La mesure des facteurs d'output dans l'eau, à savoir le facteur de dose relative (RDF) a été effectuée dans un fantôme d'eau à une dimension, alors qu'un fantôme à 2 dimensions est utilisé pour la mesure des distributions de doses : rendements en profondeurs (PDD) et profils. Ces mesures sont par la suite comparées aux distributions de doses simulées dans le système de planification de traitement Theraplan Plus du Centre Pierre et Marie Curie d'Alger.



-a-

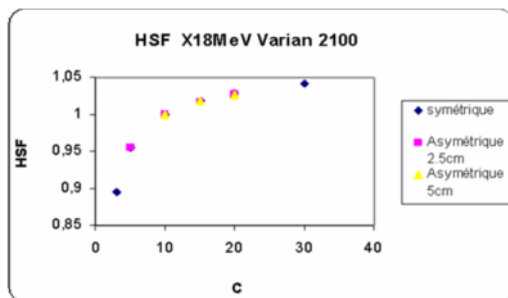


-b-

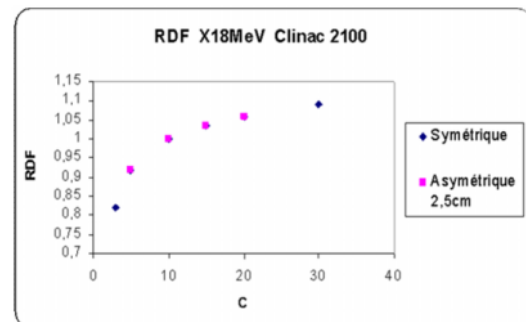
Positions des mâchoires du collimateur pour un champ symétrique (a) et asymétrique (b)

Résultats et discussion

Facteurs relatifs mesurés sur l'appareil Varian 2100



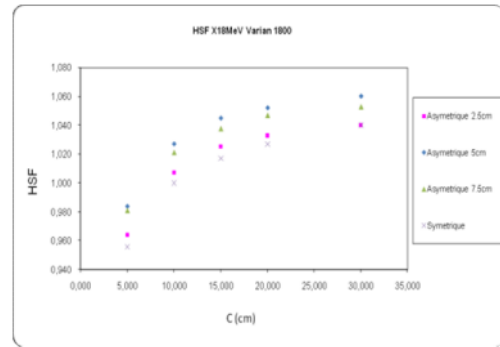
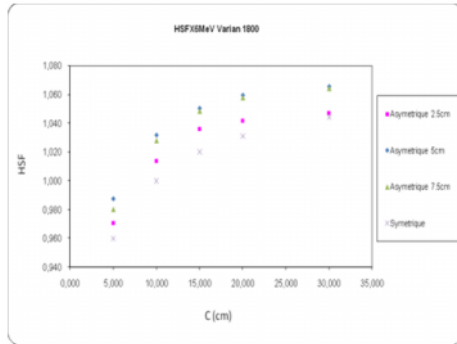
Facteur de diffusion dans la tête d'irradiation mesuré dans l'air



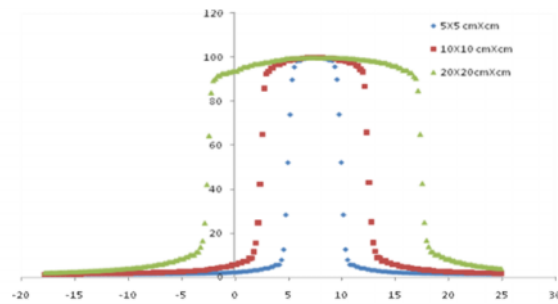
Facteur de dose relative (mesuré dans l'eau)

Les figures ci-dessus représentent les mesures des facteurs HSF et RDF effectuées sur l'appareil Varian 2100. Ces facteurs sont normalisés par rapport à la valeur du champ $10 \times 10 \text{cm}^2$ Asymétrique. Les résultats montrent des écarts très faibles ($<0.2\%$) entre les facteurs mesurés dans les deux cas symétriques et asymétriques.

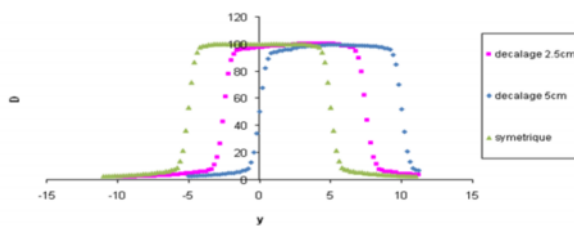
Facteurs relatifs mesurés sur l'appareil Varian 1800



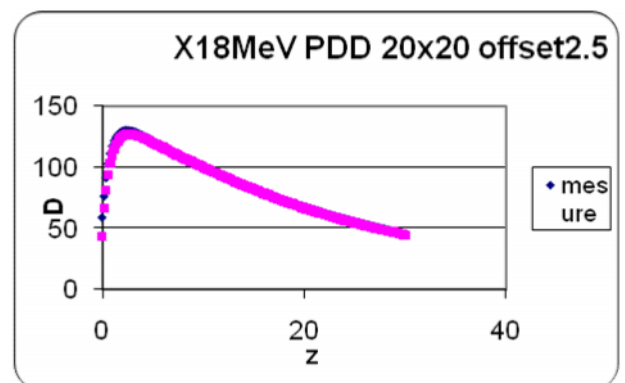
Ces courbes représentent les mesures du facteur HSF effectuées sur l'appareil Varian 1800. Le HSF est normalisé par rapport au champ 10x10 cm² symétrique. On remarque que les différences sont, dans ce cas, plus importantes: <1% et 2% pour les énergies 18 et 6 MeV respectivement pour un décalage par rapport à l'axe central de 2.5cm. Ces écarts augmentent en fonction du décalage : > 2% pour 5cm et 7.5cm de décalage pour les deux énergies.



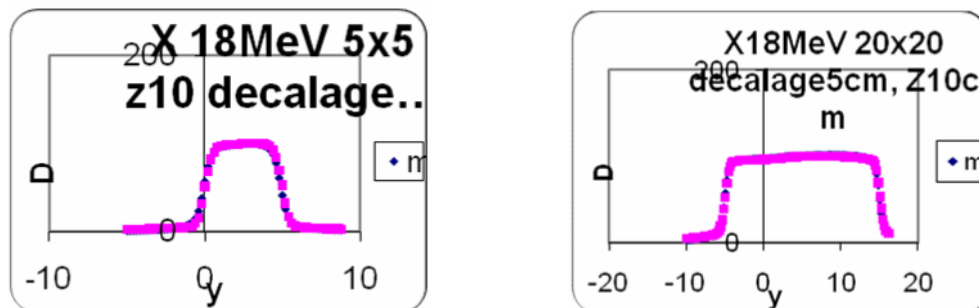
X 6 MeV profondeur 10cm, décalage / l'axe central de 7.5cm pour différentes tailles de champ.



Profils de dose pour X 18 MeV Champ 10X10, profondeur 10cm pour différents décalages



Le rendement ci-dessus et les profils ci-dessous représentent la comparaison entre les distributions de doses mesurées et calculées est très satisfaisante, les écarts à l'intérieur du champ ne dépassent pas les tolérances recommandées par les organismes internationaux (3%) à savoir l'AAPM, l'ESTRO et l'AIEA.



Comparaison entre les distributions de doses mesurées et calculées

Conclusion

Une étude des caractéristiques dosimétriques des faisceaux de photons 6 et 18 MeV à collimation asymétrique a été entreprise. Les résultats expérimentaux montrent des différences entre les facteurs d'output et les distributions de doses mesurées pour les champs asymétriques par rapport aux champs symétriques. Ceci est attribué principalement à l'effet de durcissement du faisceau dû à la forme du filtre égalisateur qu'il traverse. La comparaison des rendements en profondeurs et profils de doses, pour des champs asymétriques, calculés par le système de planification de traitement à ceux mesurés a montré que le système utilisé (THERAPLAN *Plus*) calcule les distributions de doses avec une bonne précision ne dépassant pas les 3% tolérés par les organismes internationaux (ESTRO, AAPM et l'AIEA). Enfin, nos résultats rejoignent ceux publiés pour d'autres systèmes de calcul de doses que nous citons dans les références.

References

- 1- Coen hurkmans, Tommy Knoos et Per Nilsson, Dosimetric verification of open asymmetric photon fields calculated with a treatment planning system based on dose-to-energy-fluence concepts 1996 *Phys.Med,Biol* . **41** 1277-1290.
- 2- C.Varatharaj, M.Ravikumar, Sanjay S et all, Dosimetric investigation of dual energy photon beams with asymmetric collimator jaws 2008 *Pol J Med Phys Eng* **14(1)** : 33-45.
- 3- Khan FM, Gerbi BJ, Deibel FC, Dosimetry for asymmetric X-ray collimators 1985 *Med Phys*; **13** : 936-941.
- 4- Kwa W, Komelson RW, Harisson, El Khatib E, Dosimetry for asymmetric X-ray fields 1994 *Med Phys*; **21** : 1599-1604.

UTILISATION DES FILMS EDR2 DANS LE PROCESSUS D'ASSURANCE QUALITE EN RADIOTHERAPIE

Aichouche Amar Nassim¹, Adjidir Kenza¹, Guerchaoui Sabiha¹, Toutaoui Aek²

1 : Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene USTHB.

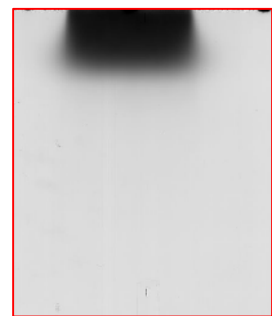
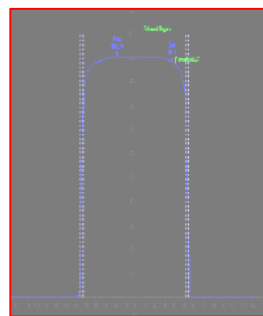
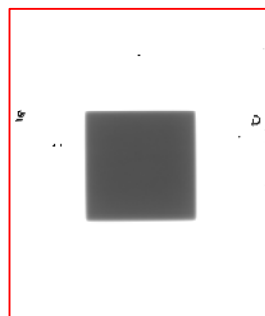
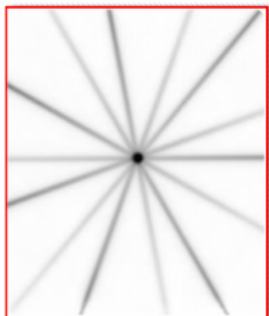
2 : Centre de Recherche Nucléaire d'Alger CRNA.

Introduction

En radiothérapie un grand nombre de dosimètres peuvent être utilisés dans diverses applications et situations, ces dosimètres présentent individuellement différents avantages et inconvénients, en dosimétrie absolue l'utilisation des chambres d'ionisations est la procédure de référence mais en dosimétrie relative leur utilisation s'avère être plus compliquée lorsqu'il s'agit d'analyser des distributions de dose. Dans ce genre d'application l'usage des diodes à semi-conducteurs associés à des analyseurs de faisceaux ou de films dosimétriques est plus indiqué. Dans ce travail nous présenterons un aperçu de l'utilisation des films dosimétriques de type EDR2 (*Extended Dose Range Film*) dans des applications d'assurance qualité pour un système de planning de traitement nous présenteront une procédure de calibration de ces films pour des faisceaux de rayons X et de gamma ainsi que pour des faisceaux d'électrons de différentes énergies. Et nous présenterons l'avantage qu'offre l'utilisation des films dosimétriques dans l'acquisition de distributions de dose dans des situations très complexes utilisées dans l'évaluation de la précision du calcul de dose dans le système de planning de traitement et nous comparerons ces distributions acquises avec d'autres moyens de mesure.

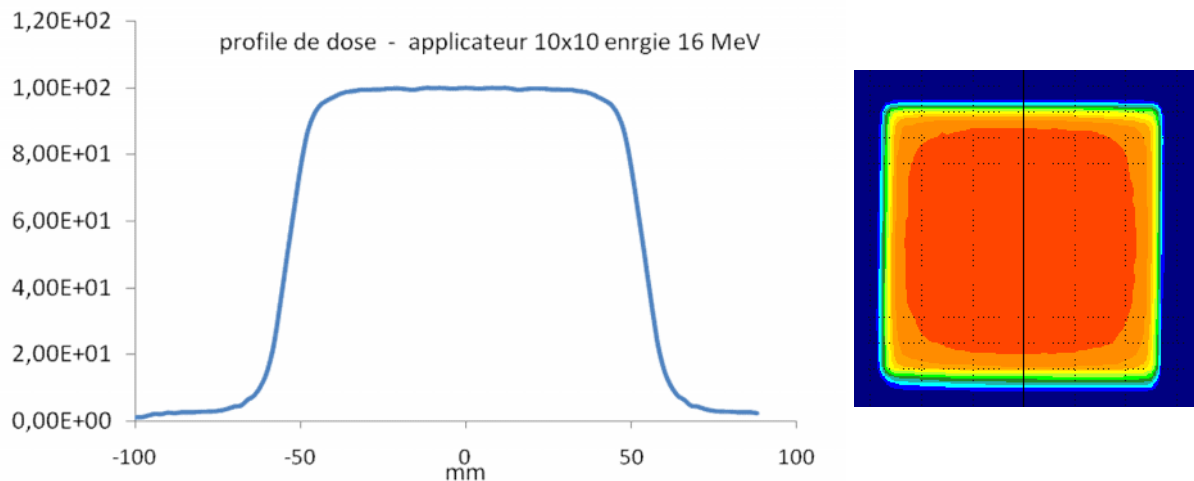
Jusqu'à présent les films dosimétriques étaient utilisés pour la vérification et le monitoring des appareils de traitements, l'apparition des films EDR2 (*Extended Dose Range Film*) en a fait un outil de dosimétrie indéniable ces films présentent un certain nombre d'avantages, de grandes surfaces d'exposition, sont utilisables en dosimétrie relative (uniformité et symétrie des champs d'irradiation), offrent la possibilité d'utilisation en dosimétrie absolue moyennant une procédure de calibration rigoureuse, offrent une gamme de réponse large comparée aux autres types de films utilisés jusqu'à présent, aussi les films cumulent la dose délivrée et présentent une très haute résolution spatiale.

Les films sont utilisés pour la vérification de la symétrie du faisceau, de son homogénéité, de la correspondance entre les champs lumineux et le champ d'irradiation et dans la vérification de l'isocentre de la machine de traitement



Les figures ci-dessus montrent respectivement : la vérification de l'isocentre de l'accélérateur linéaire, un champ carré d'une irradiation avec des photons de 18 MV, la vérification de la symétrie de l'homogénéité du champ d'irradiation, et une mesure de dose en profondeur pour un champ d'électrons de 16 MeV pour un applicateur de 10x10 cm.

Ci-dessous on présente un profil de dose pour un champ d'irradiation carré 10x10 cm avec des photons de 6 MV ainsi qu'une distribution planaire de la dose du même champ. Ces données sont exploitées à partir du même film.



1. Calibration des Films EDR2

Pour calibrer les films EDR2 on procède par irradiation successive en augmentant la dose délivrée au film afin de pouvoir tracer la courbe de densité optique en fonction de la dose absorbée et cela pour les différentes énergies délivrée par l'appareil de traitement, le film étant disposé entre les plaques d'un fantôme solide en PMMA ou en VIRTUAL WATER. Après irradiation, les films sont développés le jour même pour révéler l'image latente formée. La lecture des densités optiques se fait par des densitomètres à transmission, dans notre cas nous avons utilisé 04 différents densitomètres.

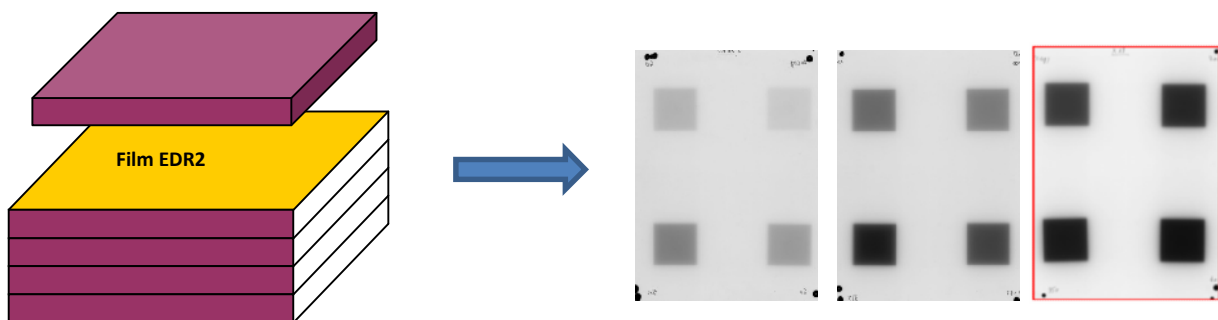
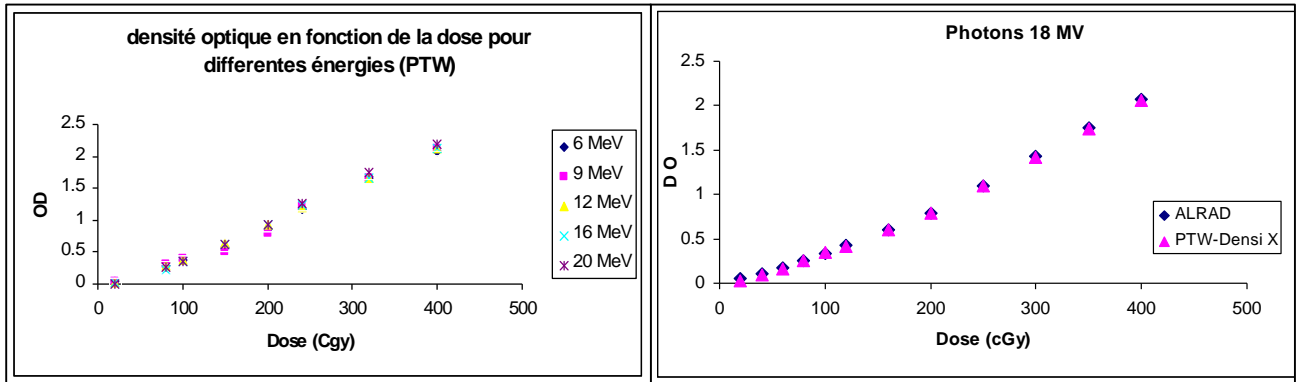


Figure 3.1 : films EDR2 développés après irradiation avec une énergie de 18 MV.

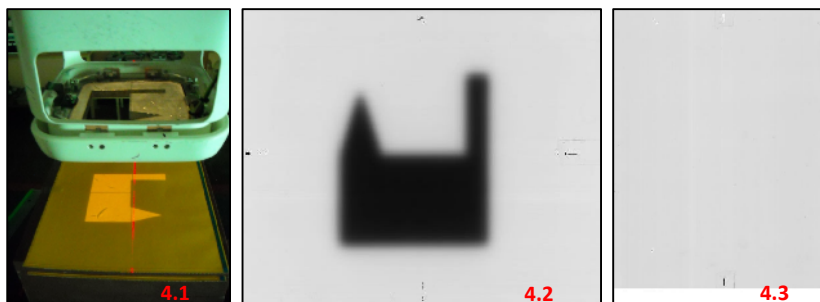
La figure 3.1 représente les films EDR2 irradiés par des photons de 18 MV et à des doses connues, les films sont positionnés à une profondeur de 10 cm pour les faisceaux de photons, pour chacune de ces zones irradiées on relève la densité optique par un densitomètre et prenant soin de retrancher le bruit de fond on obtient les courbes de calibration ci-dessous.



2. Utilisation des Films EDR2 dans des cas complexes.

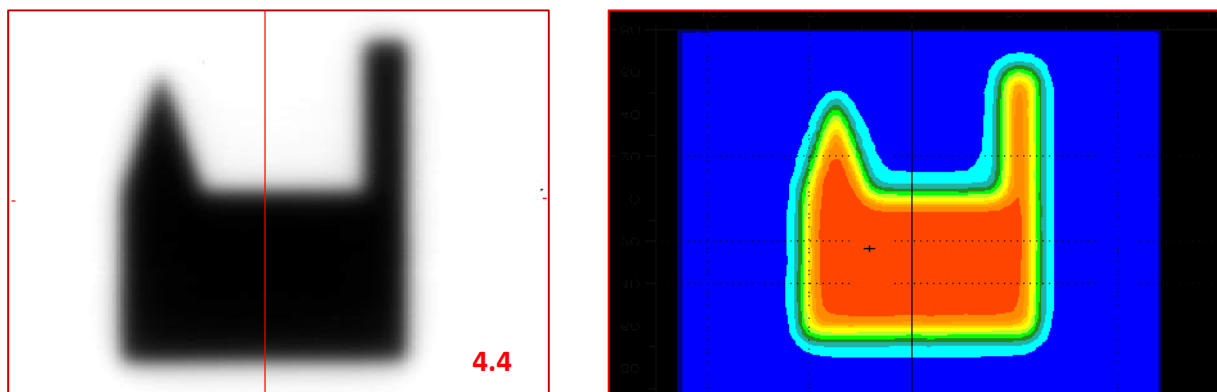
2.1 Dispositif d'irradiation N°1 :

Le champ d'irradiation HOUSE est formé par un insert en cerrobend inséré dans le cône 15x15 de l'accélérateur pour différentes énergies électrons le film EDR2 est introduit entre les plaques d'un fantôme solide (Virtual water) figure 4.1 à des profondeurs choisies l'irradiation se fait avec une dose se situant dans la région linéaire de la courbe sensitométrique. Après irradiation le film est développé figure 4.2 en relève aussi le bruit de fond dans la chambre noire figure 4.3. Ce bruit de fond sera retranché après numérisation du film.

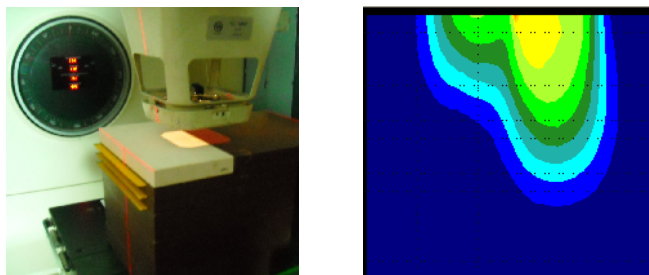


2.1.1 Exploitation du film :

Nous avons utilisé le soft **Méphisto mc2** de PTW pour l'exploitation des films irradiés, nous retranchons le bruit de fond du film et on obtient la figure 4.4.



On peut acquérir du film des profils de dose à des coordonnées précises ou une matrice de dose couvrant l'intégralité des champs d'irradiation avec la possibilité de choisir la résolution spatiale la plus fine possible.



2.2 Dispositif d'irradiation N°2 :

Le champ d'irradiation interface poumon / Virtual water et constitué d'une jonction entre une plaque de Virtual water et une plaque d'un matériau équivalent poumon la distribution de dose résultante ne peut être obtenue qu'avec des films comme dosimètres, Les figures ci dessus montrent le dispositif de mesure des distributions de doses et un profil.

3. Conclusion

L'utilisation des films présente, certes, des avantages mais nécessite une attention particulière, le processus de développement des films et la plus grande source d'erreurs. Pour cela il est recommandable de calibrer les films le jour des mesures et dans les mêmes conditions d'utilisation à savoir : taille de champs – profondeur de mesure – type de rayonnement - dose utilisée – appartenance au même lot de films. Ces films présentent aussi une réponse caractéristique au type de rayonnements pour les faisceaux de photons on a observé que la réponse ne varie pas avec l'énergie 6 ou 18 MV mais pour les faisceaux d'électrons il existe une variation de la réponse au fur et à mesure que la dose augmente. La réponse présente aussi des différences lorsque l'irradiation s'effectue perpendiculairement ou parallèlement aux champs d'irradiation.

Références bibliographiques

1. Blomquist M. Karlsson M 1996 Test procedures for verification of an electron pencil beam algorithm implemented for treatment planning Radiotherapy . Oncology. 39 271-86.
2. Cygler J, Battista J J, Scrimger J W, Mah E and Antolak J 1987 Electron dose distributions in experimental phantoms : comparison with 2D pencil beam calculations Phys. Med. Bio. 32 1073-86.
3. D.R White, 1978 Tissue substitutes in experimental radiation physics. Med Phys (5), 467-479.
4. Stem, R., Van Dyk, J. American Association of Physicists in Medicine Radiation Therapy Committee Task Group 53: Quality assurance for clinical radiotherapy treatment planning. Med. Phys. 25: 1773-1829; 1998.

COMMISSIONING D'UN ACCELERATEUR LINEAIRE MEDICAL POUR LA RADIOTHERAPIE

M. Bourouina^{2,1}, A.E.K Toutaoui¹, B. Hattali^{2,1}, A.N. Aichouche³, S. Bencheikh⁴.

¹ Département de Physique Médicale, Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

² Service de Radiothérapie, Centre Anti-Cancer d'Oran

³ Faculté de Physique, USTHB

⁴ Service de Radiothérapie, CPMC Alger

Résumé :

La connaissance des paramètres dosimétriques des faisceaux de photons de haute énergie délivrés par un accélérateur linéaire revêt une importance capitale pour la planification des traitements en routine clinique. A cet effet, nous avons effectué des mesures sur les faisceaux de photons délivrés par l'accélérateur linéaire *Siemens Primus* du Centre Anti-Cancer d'Oran pour la détermination des courbes de rendements en profondeur, des profils de dose, des facteurs de doses relatives et des paramètres de diffusion de la tête d'irradiation. L'accélérateur linéaire Primus est un appareil isocentrique qui produit deux faisceaux de photons d'énergie 6 et 18 MV. Il est muni d'un collimateur multilames de 82 lames et du système de vérification d'imagerie portale. Les données dosimétriques collectées sont nécessaires pour l'utilisation en clinique des faisceaux de l'accélérateur et pour la mise en marche du système de planification de traitement du service.

Introduction :

Après l'installation des deux accélérateurs linéaires Siemens Primus du service de radiothérapie du Centre Anti-Cancer d'Oran, et afin de pouvoir exploiter en routine clinique le système de planning de traitement CMS-XiO, il était impératif de procéder à une dosimétrie systématique et à l'acquisition des données de base nécessaires au fonctionnement du système de planification de traitement et à l'utilisation des accélérateurs en routine clinique.

L'accélérateur Siemens Primus est un appareil isocentrique avec une distance source axe de 100 cm. Cet accélérateur fournit deux énergies en régime photon (choisies parmi une combinaison de six énergies disponibles, avec un minimum de 6 MV et un maximum de 18 MV). Les accélérateurs du CAC Oran possèdent un faisceau de 6 MV et un autre de 18 MV. L'accélérateur fonctionne avec un débit de dose variable allant de 300 à 500 UM/mn.

Les données dosimétriques de base nécessaires pour l'exploitation, en routine clinique, de l'accélérateur et pour la mise en marche du système de planning de traitement CMS-XiO sont : les courbes de dose en profondeur pour les champs ouverts, les profils de doses pour les champs ouverts, les courbes de dose en profondeur pour les champs avec filtre en coin, les profils de dose pour les champs avec filtre en coin, les facteurs de doses relatives, les rapports de diffusion de la tête d'irradiation, les profils de doses en diagonale pour champs ouverts et champs avec filtre en coin, les facteurs de transmission des filtres en coin.

Mesures des PDD et Profils de Doses :

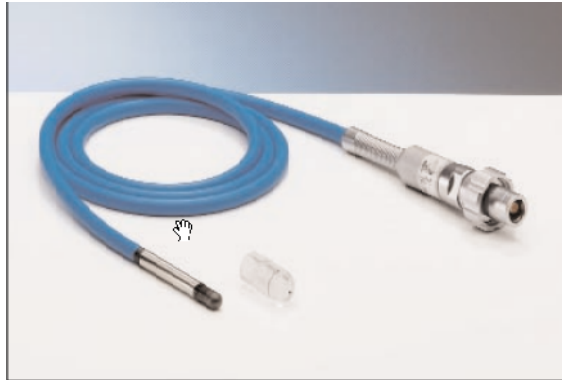
Les mesures ont été faites pour un accélérateur de type Siemens-PRIMUS, pour des faisceaux de photons d'énergie 6 et 18 MV. Les mesures des courbes de rendements en profondeur et des profils de doses ont été effectuées à l'aide d'un explorateur de faisceaux (PTW MP3) connecté à un micro-ordinateur PC compatible avec deux chambres d'ionisation à libre circulation d'air de 0.125 cm³ de volume sensible (PTW 31002). La chambre utilisée pour l'acquisition peut se déplacer dans les trois directions (x, y, z).



Accélérateur PRIMUS

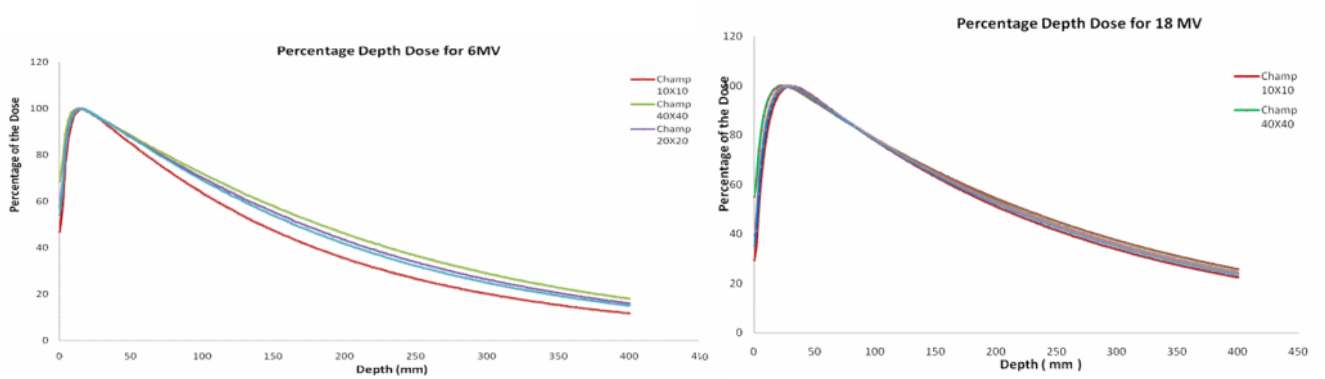


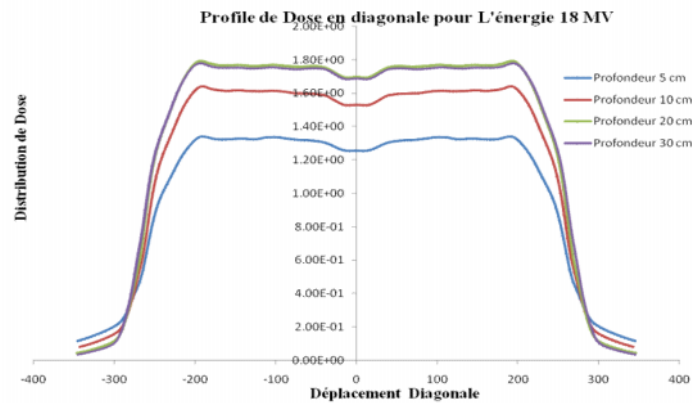
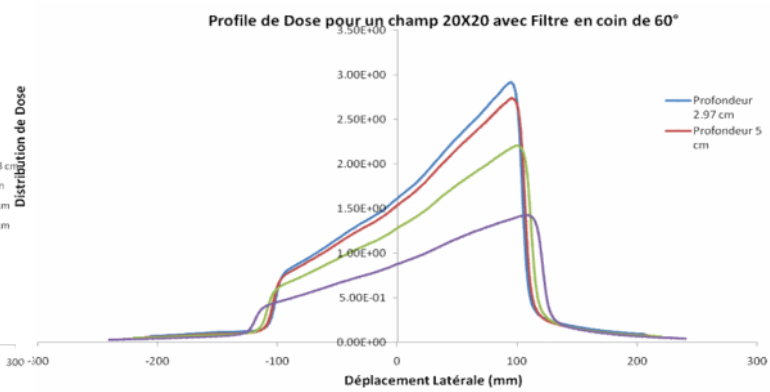
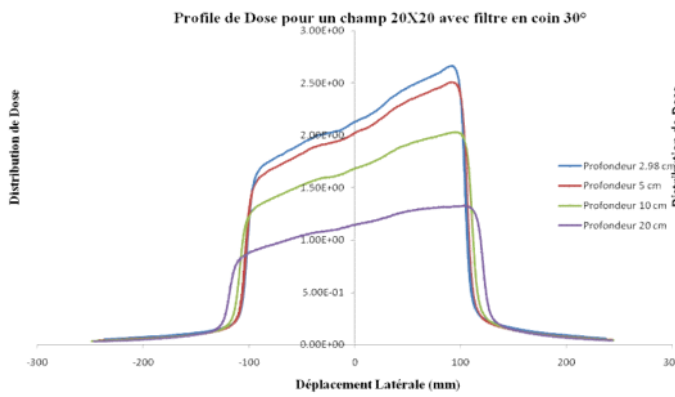
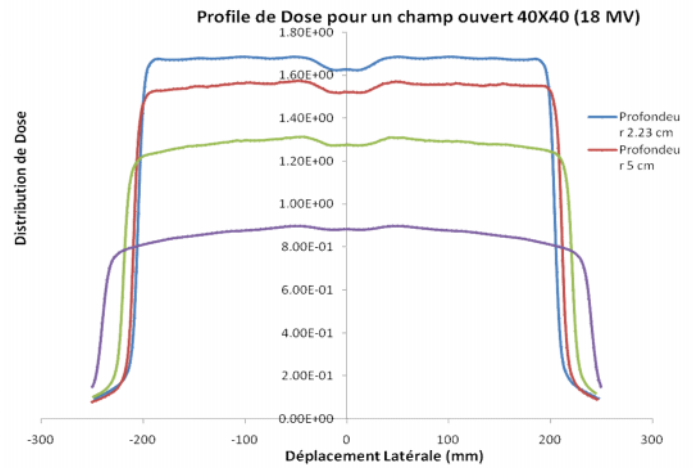
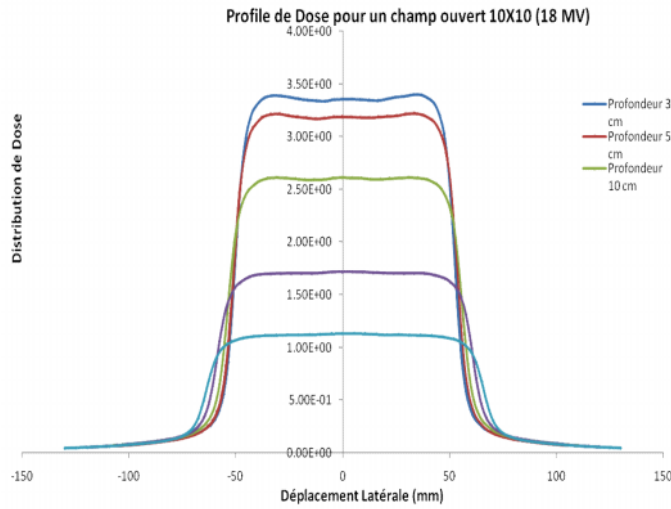
Phantom 3D



Chambre Semiflex 0.125 cc

Les courbes des PDD et des profils mesurés sont les suivants :

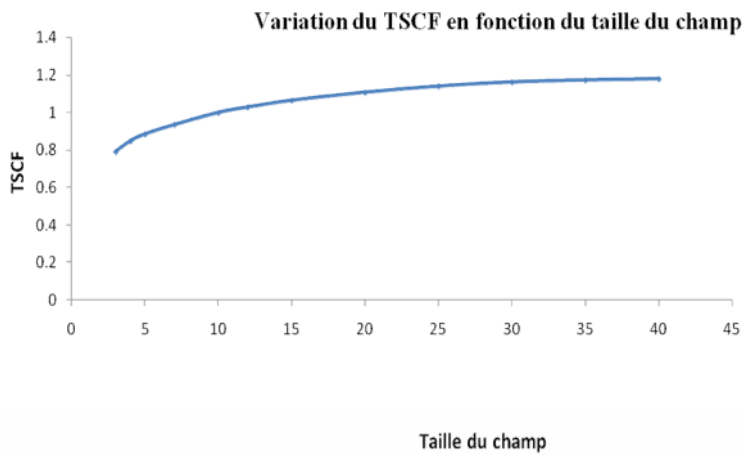




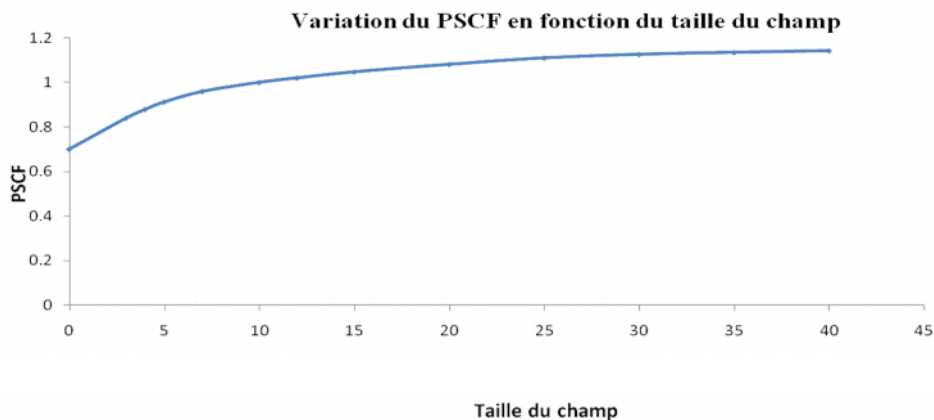
Mesure des Facteurs d'output :

Les mesures des facteurs d'output et des facteurs de diffusion ont été effectuées dans un fantôme solide de Polystyrène avec une chambre d'ionisation de 0.6 cm³ de volume sensible (PTW 31002). Les valeurs du facteur de diffusion de la tête d'irradiation sont mesurées dans un mini-fantôme en Polystyrène à la profondeur de référence pour les mêmes tailles de champ que les courbes de rendement en profondeur. Les données sont normalisées par rapport à la valeur du facteur à la taille de champ de 10 cm × 10 cm.

Taille du champ	3X3	4X4	5X5	7X7	10X10	12X12	15X15	20X20	25X25	30X30	35X35	40X40
TSCF	0.791	0.856	0.885	0.935	1.000	1.029	1.065	1.108	1.141	1.163	1.173	1.180



Taille du champ	0	3X3	4X4	5X5	7X7	10X10	12X12	15X15	20X20	25X25	30X30	35X35	40X40
PSCF	0.700	0.840	0.879	0.912	0.959	1.000	1.020	1.047	1.081	1.110	1.126	1.135	1.142



Conclusion :

Les données dosimétriques de bases (PDD , profiles de doses pour des champs ouverts, ou avec filtres en coins , ...), et les facteurs de corrections de diffusions sont mesurées, maintenant on peut les entrer dans le TPS ,et on va faire des tests pour comparée les profiles mesurées et calculés par le TPS pour s'assurer des capacités du TPS à calculer les doses et leurs distributions.

DEVELOPEMENT D'UNE PROCEDURE POUR L'EVALUATION EXPERIMENTALE DU CYCLE DE LECTURE DES TLD100

Z. Brahimi¹, A. Bounemri², F. Meddad¹, A.E.K Toutaoui¹, S. Yalaoui³

1: Département de physique Médicale, CRNA Alger, Algérie.

2: Département de radiothérapie et d'oncologie, CPMC Alger, Algérie.

3: Département de physique nucléaire, USTHB Alger, Algérie.

Résumé

Certains éléments cristallins, lorsqu'ils sont préalablement irradiés, émettent de la lumière s'ils sont chauffés. Cette propriété particulière est la thermoluminescence. L'intensité de la lumière émise est en fonction de la dose reçue par le cristal. Le signal luminescent émis par le détecteur (TLD) est mesuré par un lecteur thermoluminescent. L'objectif visé par ce travail est le développement des procédures pour l'évaluation des paramètres du cycle de lecture des TLD100 en se basant sur la forme du thermogramme théorique, tels que: T_{max} , T_{min} , vitesse de chauffage, débit d'azote, etc. Le lecteur utilisé est de type VICTOREEN 2800 équipé d'un programmeur de courbe de chauffage qui peut mémoriser 5 profils de courbes. Deux formes de TLD 100 sont utilisées, les bâtonnets (des cristaux de dimensions $1 \times 1 \times 6 \text{ mm}^3$) et les pastilles (des cristaux de dimensions $3.5 \times 3.5 \times 0.9 \text{ mm}^3$) fabriqués par la société Solon/Harshaw, USA. Les résultats de cette étude sont avérés satisfaisants du fait qu'ils sont très proches des données publiées dans la littérature.

Introduction

Sous l'effet d'irradiation, certains matériaux ont la propriété d'enmagasiner l'énergie absorbée et de la libérer par la suite sous forme de lumière, c'est le phénomène de luminescence. Si ce dernier est excité par la chaleur, le phénomène est dit thermoluminescence, et le matériau est thermoluminescent, d'où les détecteurs thermoluminescents (TLD)^{1,2}. Nous comprenons tout de suite l'intérêt de tels matériaux en radiothérapie externe comme en curiethérapie pour les mesures de doses : à cause de leurs petites tailles et leurs grandes sensibilités, ce qui nous permet de les placer même dans des petites cavités du corps humain.

La parfaite connaissance de toutes les propriétés dosimétriques des matériaux thermoluminescents, ainsi que l'évaluation précise de tous les paramètres influant sur leur réponse, et les paramètres de lecture, permettent d'améliorer leur précision⁵.

La cinétique du chauffage est très importante dans la restitution de l'information mémorisée par le cristal. Elle doit être déterminée de façon à optimiser la réponse de ces dosimètres. Cette séquence ne doit pas être trop longue, d'une part, pour ne pas engendrer d'éventuels signaux parasites (émission du corps noir) et d'autre part, pour maintenir le temps d'exploitation à un niveau acceptable (c.à.d. pas trop court pour ne pas perdre l'information). La détermination de cette cinétique est délicate à mettre en œuvre et dépend de la chaîne de lecture et du type de dosimètre utilisé. En général, la durée d'une séquence de lecture est de quelques dizaines de secondes (par détecteur). Une séquence de lecture est constituée d'un préchauffage et d'une phase d'acquisition. Afin d'obtenir une courbe de chauffage adéquate, nous devons optimiser ces deux séquences. Les résultats de cette étude s'avèrent satisfaisants du fait qu'ils sont très proches des données publiées dans la littérature. Cette étude fournit aux utilisateurs un outil de vérification qui assure une utilisation optimale des TLDs, entre autres : en dosimétrie in vivo, et en dosimétrie des sources scellées en curiethérapie.

Matériels et méthodes

Pour la réalisation de ce travail nous avons utilisé le matériel suivant :

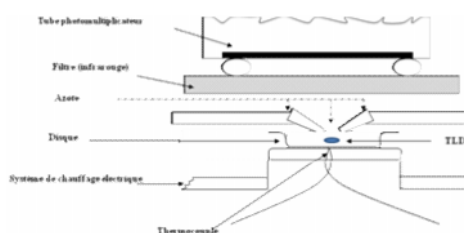
- Lecteur VICTOREEN 2800 (NS 220-50 REV 163): lecteur thermoluminescent équipé d'un programmeur de courbe de chauffage qui peut mémoriser 5 profils de courbes. La reproductibilité de la température est assurée à $\pm 1 \text{ C}^\circ$ (figure1).
- Deux formes de TLD 100: les fluorures de lithium des LiF: Mg,Ti, un halogénure avec une densité de 2.64 g cm^{-3} et de nombre atomique effectif de 8.14. Les bâtonnets (cristaux de

dimensions 1 x 1 x 6 mm³) et les pastilles (cristaux de dimensions 3.5 x 3.5x 0.9 mm³) fabriqués par la société Solon/Harshaw, USA.

- Four de type Furnace 47900, NS 713930682682 (figure 2),
- Plaques en PMMA pour l'irradiation des TLDs, (voir figure 3), fixées à un fantôme solide de 30x30x30cm³.
- L'unité de Cobalt-60 du Laboratoire Secondaire d'Etalonnage en Dosimétrie (SSDL Alger).
- Comme les TLDs en bâtonnets ne sont pas identifiables, à cause de leurs tailles et formes, des portes détecteurs sont utilisés pour leur classement.



(a)



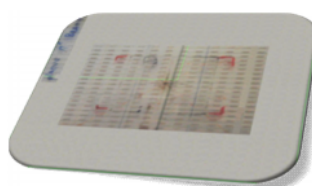
(b)



Figure 2 : Four FURNACE 47900



(a)



(b)



(c)

Figure 3 : Plaques d'irradiation des TLDs : a) pour les Pastilles, b) pour les bâtonnets, c) porte TLD

Préparation des détecteurs thermoluminescents

Les pastilles doivent subir un traitement thermique avant chaque irradiation :

Régénération : Le cycle d'Annihilation choisi est composé de deux étapes⁴, une préirradiation à 400°C pendant 1 heure, suivie de 2 heures à 100°C.

Irradiation : Les conditions d'irradiation des TLDs sont (figure 4):

DSP : 80cm.
 Champ : 10x10 cm².
 Dose : 1Gy.

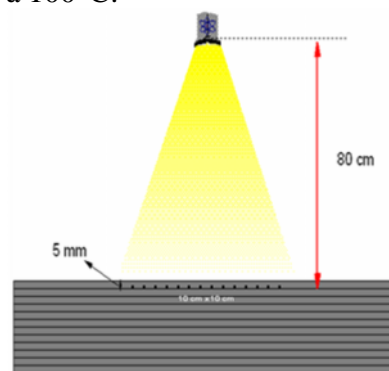


Figure 4 : Set up expérimental

Lecture : Pour l'obtention de l'exactitude exigée en dosimétrie de rayonnement, la dose stockée dans un crystal TLD est mesurée dans un environnement contrôlé, c'est le lecteur TLD (figure 1)

Le cycle de lecture des TLDs

Les paramètres optimaux du cycle de lecture des TLDs, dépendent du matériau détecteur utilisé. Ce cycle devrait être choisi de telle façon que l'on puisse extraire 99% du signal émis³.

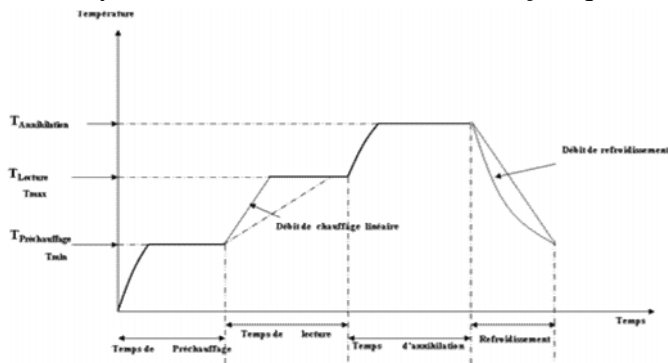


Figure 5 : Cycles de lecture des TLDs

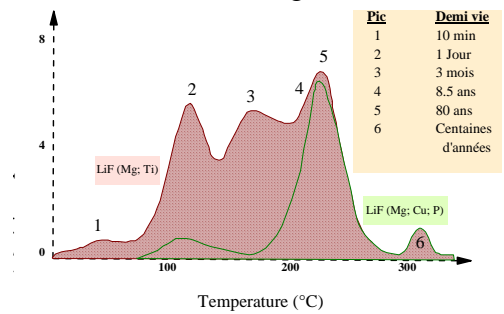


Figure 6 : Variation du signal des TLD100 en fonction de la température de chauffage (Thermogramme).

Le cycle de lecture des TLDs est composé de quatre phases (figure 5):

- 1- le préchauffage : vide les pièges à basse température,
- 2- la lecture : correspond à l'intégration de la luminescence émise par les pics stables,
- 3- l'annihilation : permet d'éliminer la luminescence résiduelle,
- 4- et le refroidissement

Le choix du cycle est basé sur l'allure du thermogramme (figure 6), la qualité de lecture " Taux de vidage < 0.3% " et la reproductibilité de la réponse du matériau TL " < 5% "⁵.

Résultats et discussions

Influence du débit d'Azote

La variation du bruit de fond en fonction du débit d'azote est représentée sur la figure 7. Les résultats montrent qu'au delà de 200cc/min la réponse du lecteur TLD est stable quelque soit la valeur du débit.

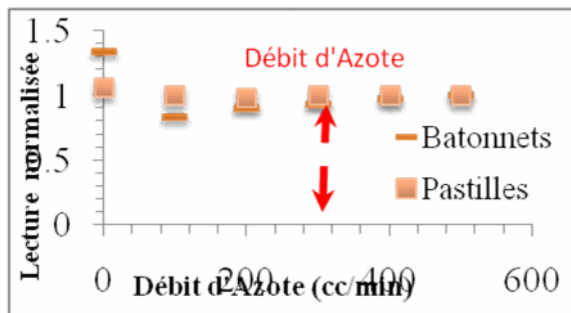


Figure 7: Variation du bruit de fond en fonction du débit d'Azote.

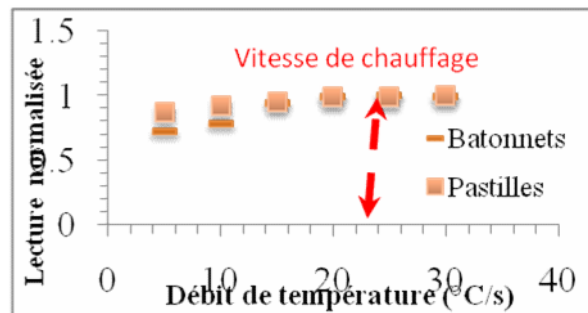


Figure 8: Variation de la lecture des TLD100 en fonction du débit de température.

Température de lecture maximale T_{max}

Pour l'estimation de cette température nous avons fixé T_{min} à 50°C (de l'ordre de grandeur de la température ambiante), et nous avons fait varier T_{max} entre 100°C et 380°C. Les résultats de mesure (représentés sur la figure 9.a) montrent que la réponse des TLDs commence à se stabiliser à partir de 250°C.

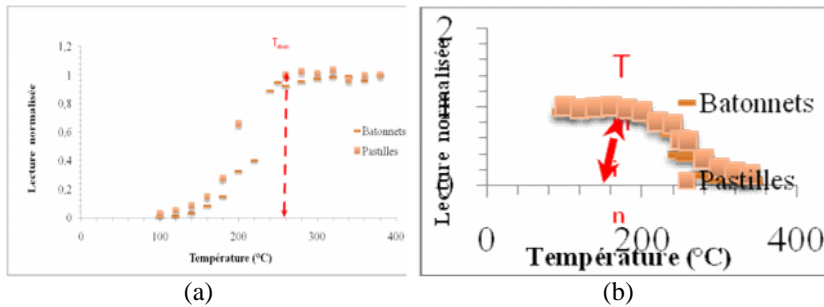


Figure 9 : Variation de la lecture des TLD100 en fonction de la température pour l'évaluation de : a) T_{max} et b) T_{min} .

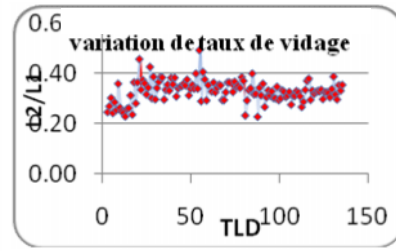


Figure 10 : Variation du taux de vidage.

Température de lecture minimale T_{min}

Une fois la température T_{max} est déterminée, on procède au réglage de la température de préchauffage T_{min} . Pour cela nous avons fixé T_{max} à 250°C et on augmente progressivement T_{min} entre 50°C et 250°C, pour la lecture des pastilles préalablement irradiées à la même dose et dans les mêmes conditions d'irradiation. Les résultats de mesure sont représentés sur la figure 9.b, et donnent une valeur optimale pour T_{min} de 140°C.

Débit de chauffage

Pour la détermination du débit de chauffage nous avons fixé T_{min} à 140°C et T_{max} à 250°C. Les résultats sont représentés sur la figure 8. Les résultats montrent que la réponse des TLD commence à se stabiliser à partir de 20°C/s.

Taux de vidage

La qualité du cycle de lecture est évaluée par le taux de vidage défini par le rapport de la seconde lecture sur la valeur de la première. Une bonne lecture donne un rapport de l'ordre de 0,3 %.

Ainsi, le cycle de lecture pour les TLDs 100 est fixé comme suit :

Température de préchauffage :	140 °C
Débit de chauffage :	20 °C/s
Température d'acquisition :	250 °C
Temps d'acquisition de la lecture :	30 s
Débit d'Azote optimal :	300 cc/min

Cette procédure peut être utilisée pour tous les types et les formes des TLDs.

Conclusion

Les résultats de cette étude s'avèrent satisfaisants du fait qu'ils sont en bon accord avec les données publiées dans la littérature. Cette étude fournit aux utilisateurs un outil de vérification qui assure une utilisation optimale des TLDs, entre autres: en dosimétrie in vivo, et en dosimétrie des sources scellées en curiethérapie.

Références

1. M.Obrhafer ; Aschermann APPLID 'Thermoluminescence Dosimetry' Ispra course. Adam Hilger Ltd Bristol. England 1979.
2. K. Becker 'Solide state dosimetry' CRC press Ohio .USA 1973
3. 'Commission des communautés européennes. Recommandation techniques relatives à la surveillance des personnes exposées à des radiations externe' RP: Rapport EU 5287. Luxembourg 75.
4. D.Baltas ; L.Sakelliou ; N.Zamboglou 'The physics of modern Brachytherapy for oncology'
5. A.Bounemri 'Dosimétrie des fils d'Ir192 utilisé en curiethérapie bas débit de dose. Application du formalisme TG43' Mémoire de magistère. Juillet 2008.

VERIFICATION EXPERIMENTALE DES DISTRIBUTIONS DE DOSE DANS LE CAS DES CHAMPS IRREGULIERS

A.E.K Toutaoui¹, B. Hattali^{2,1}, M. Bourouina^{2,1}

¹ Département de Physique Médicale, Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

² Service de Radiothérapie, Centre Anti-Cancer d'Oran

Résumé

La précision des calculs des distributions de doses à partir d'un algorithme de calcul de dose basé sur le principe de superposition-convolution d'un système tridimensionnel de planification de traitement (3D TPS) a été évaluée pour des champs d'irradiation de forme irrégulière de photons. Les distributions de dose ont été mesurées dans l'eau pour des qualités de faisceau de rayons X de 6 et 18 MV à une profondeur de référence de 10 cm. Les champs irréguliers ont été formés avec un collimateur multilames (MLC). Des calculs à partir du TPS 3D ont été comparés aux mesures. L'accord entre la dose calculée et mesurée dépend de la taille et de la forme des champs d'irradiation. La déviation peut être attribuée aux limitations dans la modélisation de la diffusion dans la tête d'irradiation pour le MLC. Ces résultats indiquent que la précision dans les calculs TPS pour les champs irréguliers ouverts, formés avec le MLC, est satisfaisante pour des situations cliniques.

Introduction

Dans l'effort de rendre la radiothérapie plus efficace, l'utilisation des collimateurs multilames (MLC) est devenue de plus en plus importante. Les MLC commercialement disponibles se sont avérés être des dispositifs ergonomiques précis et fiables, et ils sont maintenant un accessoire standard sur les nouveaux accélérateurs linéaires. Un MLC en combinaison avec un système tridimensionnel de planification de traitement (3D-TPS) fournit d'excellentes opportunités de former et de conformer des champs de traitement autour des volumes cibles. Les blocs personnalisés utilisés pour former les champs de traitement sont encore utiles quand la résolution du MLC est considérée comme inadéquate. Plusieurs travaux ont été effectués pour des comparaisons des distributions de dose quand des blocs d'alliage sont remplacés avec le MLC. Une question importante en utilisant les champs irréguliers est en général la méthodologie pour calculer les distributions de dose requises pour fournir une prescription spécifique de traitement. Les variations de l'output de l'accélérateur avec la taille du champ et les positions des lames dépendent de la fabrication du MLC, le paramètre le plus important étant la distance de la cible de rayon X au collimateur multilames. Le but de ce travail est déterminer la précision, et d'analyser les limitations, d'un algorithme de calcul de dose pour les faisceaux de photons implémenté dans un système de planning de traitement 3D pour les champs irréguliers ouverts, formé avec un MLC.

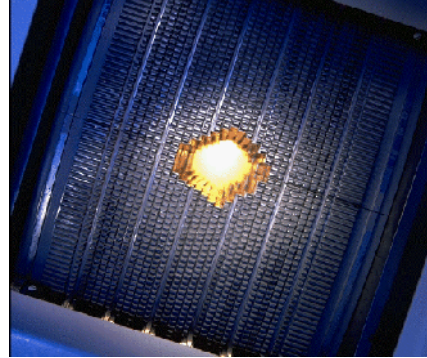
Matériels et Méthodes :

L'étude a été réalisée sur un accélérateur linéaire (Siemens Primus) fournissant deux faisceaux de photons d'énergie 6 et 18 MV. L'accélérateur est équipé d'un MLC standard avec deux séries de lames, chacune avec 41 lames.

Les lames sont faites en tungstène de 4 millimètres d'épaisseur, avec une largeur projetée de 1 centimètre à l'isocentre (DSP 100 cm). Pour prévenir la collision entre les lames, une séparation minimum de 0.5 millimètres entre deux lames fermées est permise.



Accélérateur PRIMUS



Collimateur Multilames

Les mesures ont été effectuées avec un fantôme automatique de type MP3 (PTW) munis de deux chambres d'ionisation de petit volume sensible (PTW 0.125 cc) à une profondeur de référence de 10 cm.



MP3 (PTW)



Chambre Semiflex 0,125 cm³

Le système de planification de traitement 3D utilisé dans cette étude (CMS XiO) est basé sur le concept de dose-fluence énergétique utilisant un modèle de superposition-convolution basé sur les kernels de dépôt d'énergie générés par la méthode Monte Carlo. La dose absorbée est calculée par convolution des kernels de dépôt d'énergie avec la fluence énergétique des photons incidents. Des distributions planaires de dose à 2D ont été mesurées dans l'eau pour cinq formes différentes de champ à une profondeur de 10 cm.

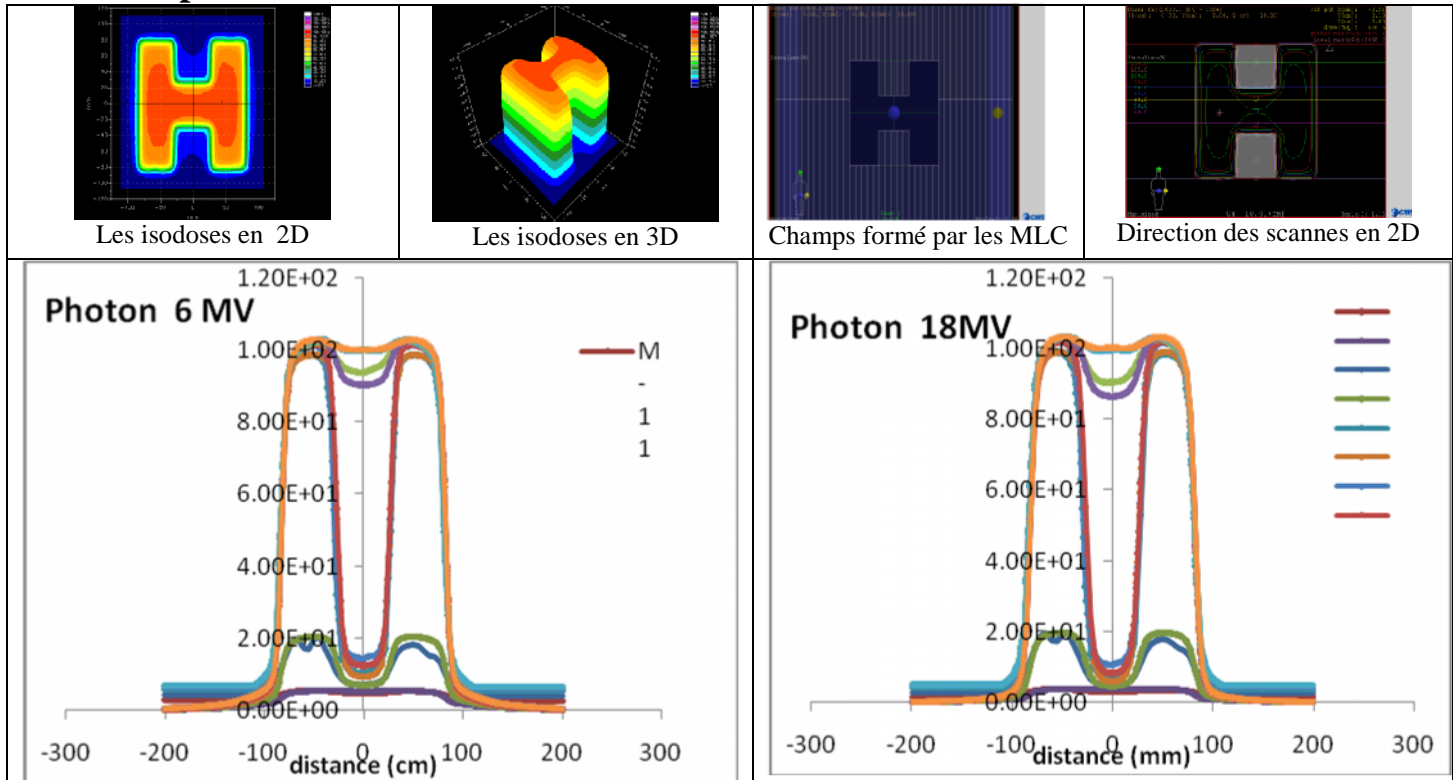


Poste TPS (Xio 4.4)

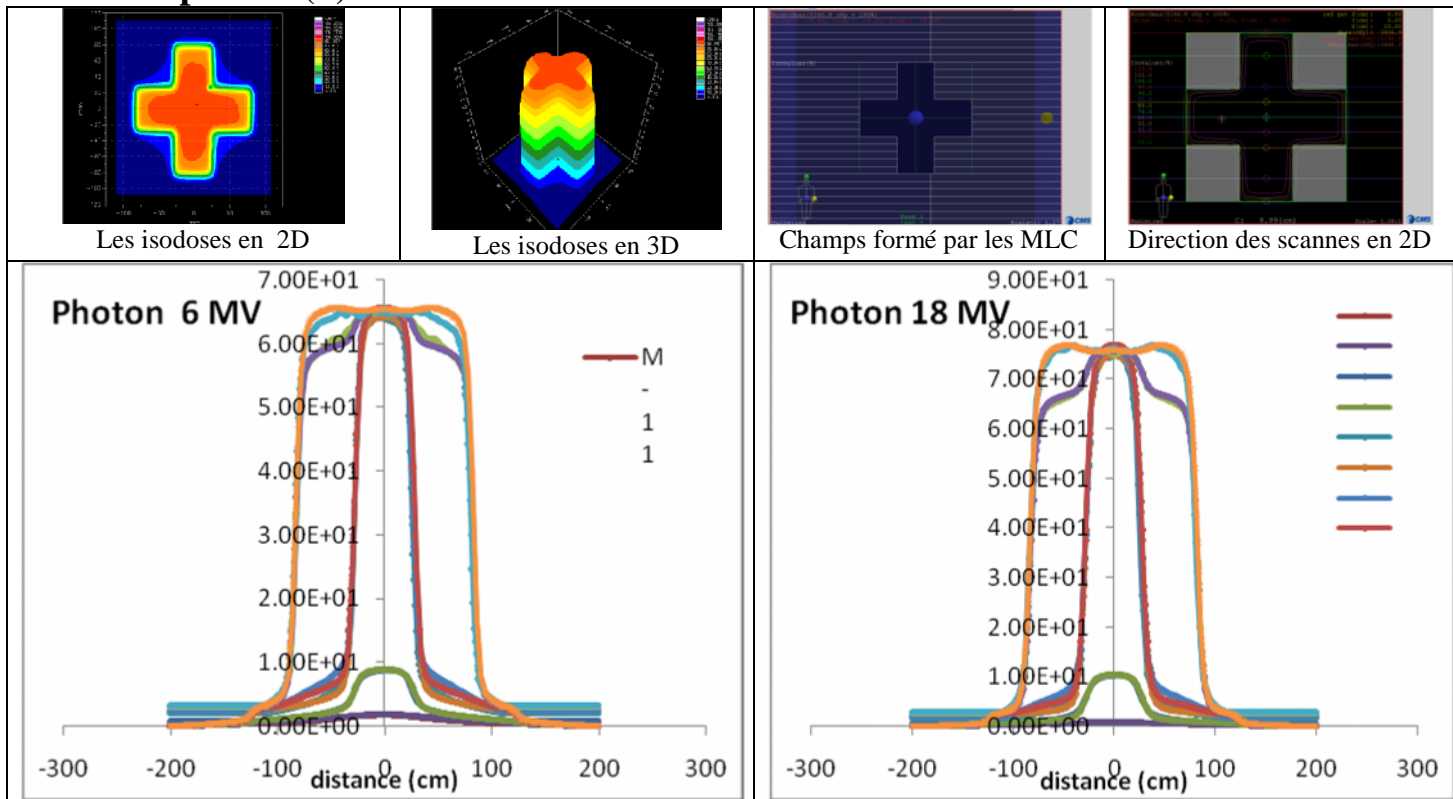
Mesures et résultats :

Pour les champs (H), (Y), et (+) Les mesures ont été réalisées à une profondeur de 10cm et distance source surface de fantôme de 100cm, les scannes ont été fixées sure le plans XY dans la direction de X,

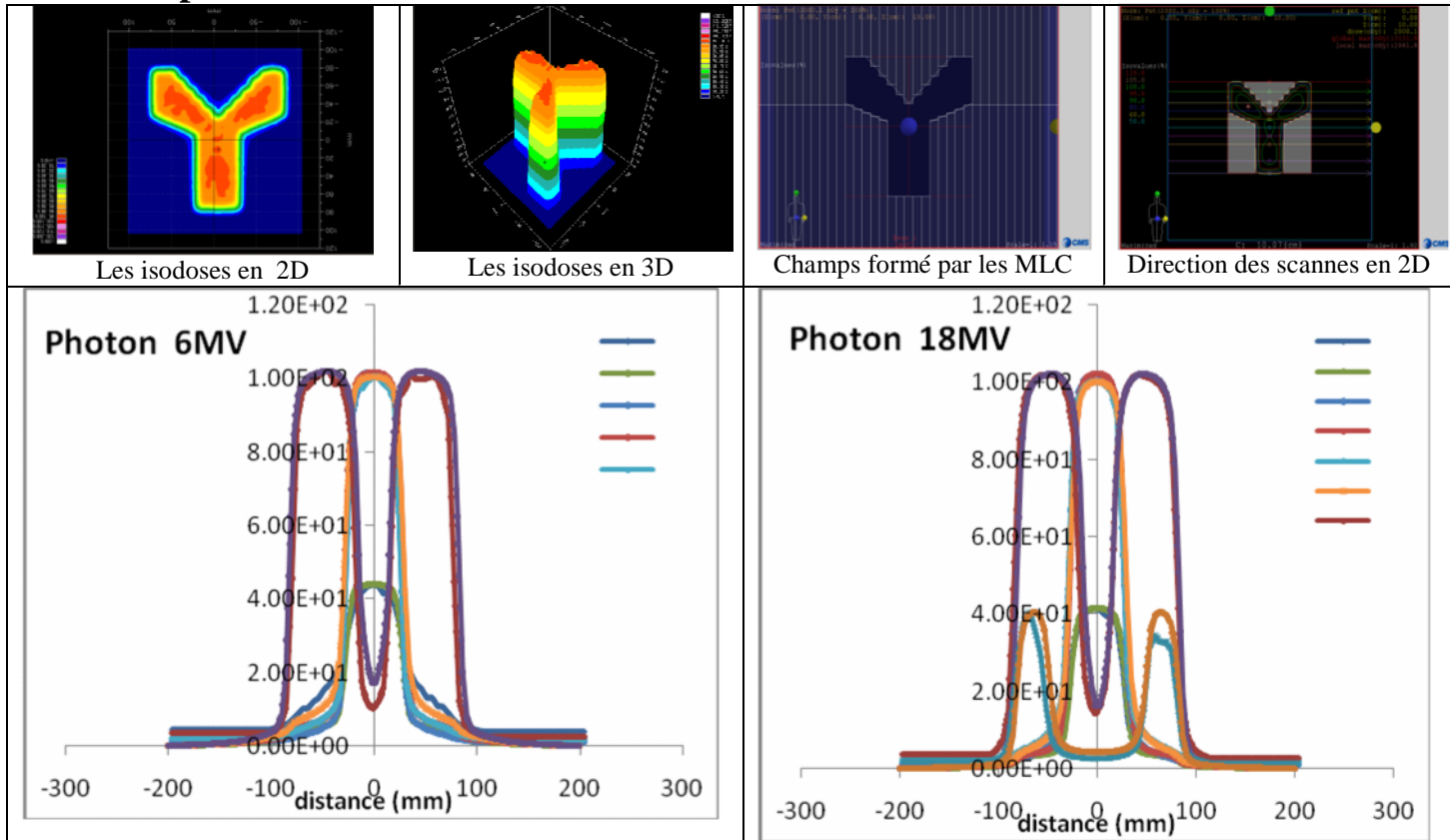
Champs H :



Champs Plus (+) :

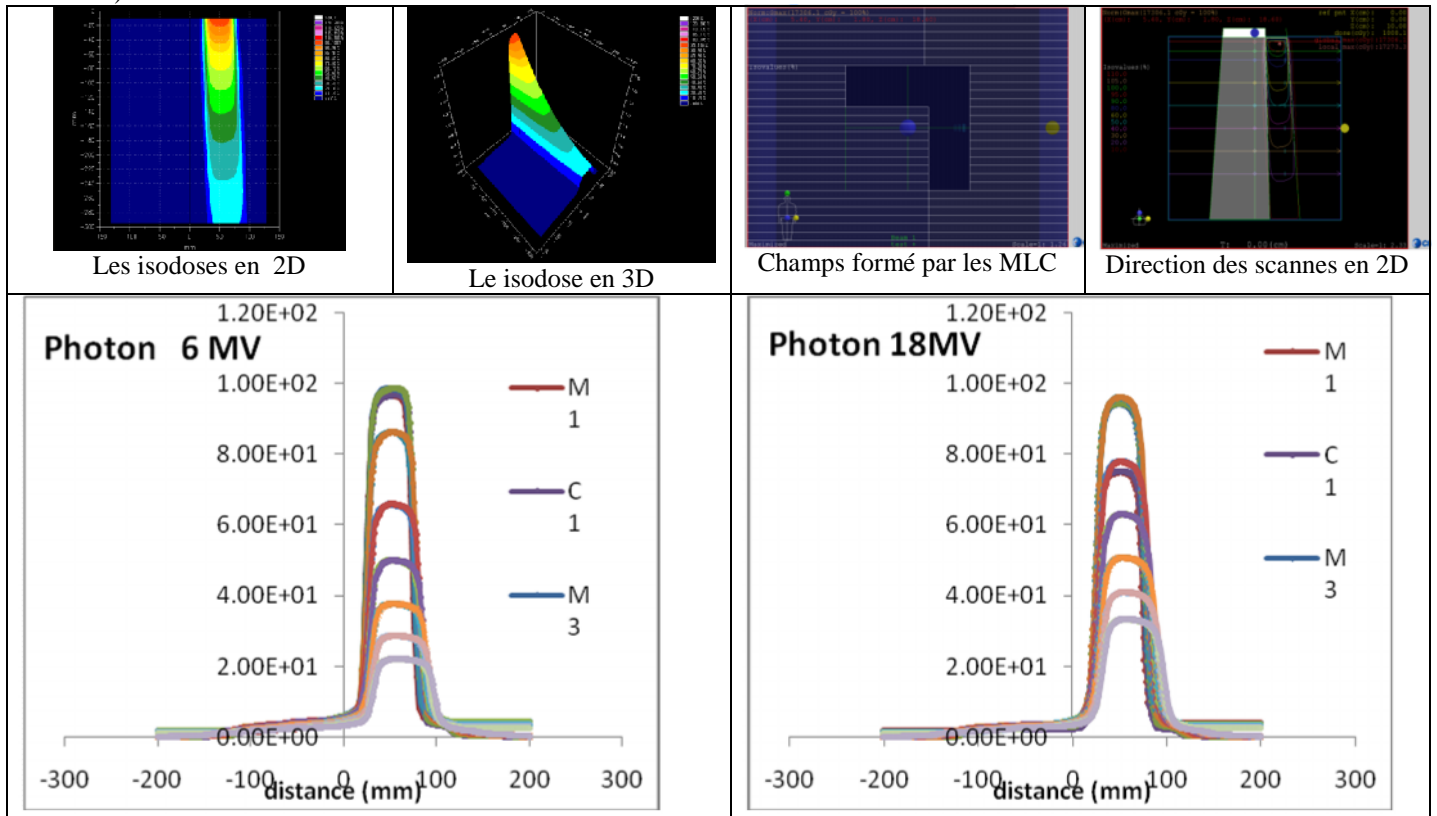


Champ Y :



Champ L :

Dans ce cas les mesures ont été fait pour faire la comparaison de la dose en profondeur (1, 3, 5, 10,15, 20, 25, 30 cm)



Conclusion :

Les résultats montrent que les différences entre les distributions de dose calculées et mesurées sont faibles et du même ordre de grandeur que pour les champs carrés. Les distributions de dose calculées par le 3D-TPS étudié sont en très bon accord avec les mesures pour les champs irrégulier formés avec le MLC

La dose absorbée calculée par l'algorithme de calcul de dose (convolution-superposition) dans le TPS est celle mesuré par le fantôme MP3 montrent que la différence est de 4% dans le champ formé par les MLC et de 7 % dans à l'extérieur de MLC (transmission des MLC).

Les distributions de dose calculées par le 3D-TPS étudié sont en très avec les mesures pour les champs irréguliers formés avec le MLC. L'Algorithme de calcule de dose utilisé par le TPS donne une bonne simulation pour les champs irréguliers et prend en considération les lames MLC dans les calcules de dose.

DEVELOPPEMENT DE PROCEDURES POUR LA MESURE DE LA LONGUEUR DES FILS D'IRIDIUM-192

A. Bounemri², Z. Brahimi¹, Y. Kessira¹, A.E.K. Toutaoui¹, N. Toutaoui¹

1: Département de physique médicale, CRNA Alger, Algérie

2: Radiotherapy oncology department CPMC Algiers

Résumé

En dosimétrie, l'assurance de qualité consiste à mettre en place les procédures qui permettent d'effectuer des mesures de dose précises et cohérentes. La mise en place d'un programme d'assurance qualité est préconisée tant en radiothérapie qu'en curiethérapie afin d'assurer une distribution de dose correcte en tout point du volume cible et une dose délivrée ne différant pas de plus de 5 à 10% par rapport à la dose prescrite. Cette condition ne peut être remplie que si chacun des facteurs susceptibles d'entraîner une imprécision sur la dose est réduit au minimum. Parmi ces facteurs se trouve les données de source utilisées pour le calcul de la dose. Parmi ces données, se trouve la longueur de la source radioactive ; celle-ci doit être déterminée avec une très bonne précision, chose qui nous permettra de minimiser les erreurs lors de l'étalonnage de la source.

Dans cette étude, nous allons présenter différentes techniques de mesure de la longueur des fils radioactifs d'Ir192. La première technique consiste à utiliser une règle plate graduée en mm, c'est la technique simple de base. La seconde technique est basée sur l'utilisation d'un gabarit dans un pied à coulisse et la troisième est basée sur l'utilisation d'un scanner digital après étalonnage.

L'analyse des résultats des deux dernières méthodes de mesure de la longueur des fils radioactifs montre que les deux méthodes sont équivalentes du fait que les écarts entre les mesures sont faibles, ces écarts étant comparés à la précision de chaque méthode.

Mots clés : Assurance de qualité, fil d' ¹⁹²Ir, caractérisation, précision.

1. Introduction :

En dosimétrie, l'assurance de qualité consiste à mettre en place les procédures qui permettent d'effectuer des mesures de dose précises et cohérentes. La mise en place d'un programme d'assurance qualité est préconisée tant en radiothérapie qu'en curiethérapie afin d'assurer une distribution de dose correcte en tout point du volume cible et une dose délivrée ne différant pas de plus de 5 à 10% de la dose prescrite. Cette condition ne peut être remplie que si chacun des facteurs susceptibles d'entraîner une imprécision sur la dose est réduit au minimum. Parmi ces facteurs se trouve les données de source utilisées pour le calcul de la dose. Parmi ces données, se trouve la longueur de la source radioactive ; celle-ci doit être déterminée avec une très bonne précision, chose qui nous permettra de minimiser les erreurs lors de l'étalonnage de la source.

Dans cette étude, nous allons présenter différentes techniques de mesure de la longueur des fils radioactifs d'Ir192. La première technique consiste à utiliser une règle graduée en mm, c'est la technique simple de base. La seconde technique est basée sur l'utilisation d'un gabarit dans un pied à coulisse et la troisième est basée sur l'utilisation d'un scanner digital après étalonnage.

2. Matériels utilisés

Pour la réalisation de ce travail nous avons utilisé une règle graduée un pied à coulisse et un scanner numérique.

3. Procédures résultats et discussion

3.1 Procédures de mesure de la longueur d'une source d' ¹⁹²Ir :

3.1.1 Méthode 1 : utilisation d'une règle plate graduée en millimètres :

Cette méthode est la plus simple et consiste à mettre un fil radioactif rectiligne à côté d'une règle graduée en millimètres. La règle est constituée d'un ruban de papier millimétré et numéroté collé sur une paillasse protégée par un paravent en verre plombé.

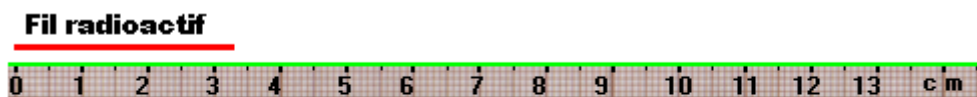


Figure 1 : Méthode de mesure de la longueur d'un fil d'iridium 192 en utilisant une règle graduée en millimètre

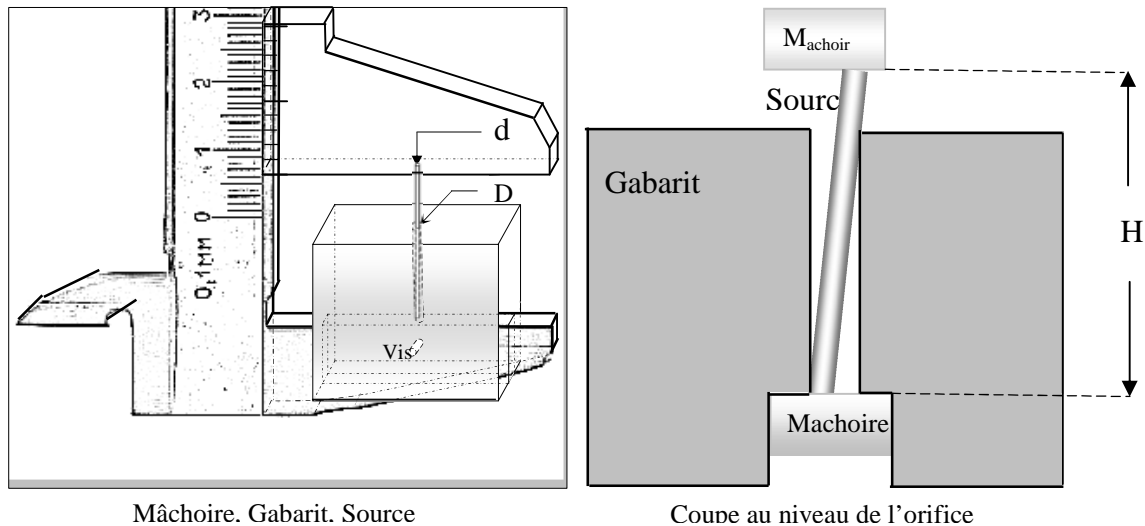
L'incertitude de cette méthode est de 1 mm. Cette incertitude étant la somme de 0.5 mm à une extrémité et 0.5 mm à l'autre extrémité du fil.

3.1.2 Méthode 2 : utilisation d'un pied à coulisse

Le pied à coulisse est un instrument de mesure des longueurs très précis. Sa précision est du dixième du millimètre. En revanche, son utilisation, pour mesurer la longueur d'une source radioactive, pose des problèmes pratiques de radioprotection et ceci lors du positionnement de la source entre les mâchoires du pied à coulisse, les mains étant trop proches de la source et la durée d'exécution non négligeable. Pour pallier à ce problème, on a conçu un gabarit en plexiglas.

En réalité, la source n'est pas parfaitement perpendiculaire aux mâchoires. Ceci est dû au fait que le diamètre de l'orifice dans lequel la source est insérée est plus grand que le diamètre de la source elle-même, ainsi, la source se repose avec une petite inclinaison qui va induire une erreur qu'on peut évaluer par la formule ci-après :

$$Er = L - H \quad (1)$$



Mâchoire. Gabarit. Source

Coupe au niveau de l'orifice

H : longueur mesurée (apparente)
 D : diamètre de l'orifice du gabarit égal à 1mm
 d : diamètre de la source égal à 0.5mm
 L : longueur réelle de la source

Figure 2 : Set up de la méthode basé sur l'utilisation d'un gabarit.

Avec

$$L \approx \sqrt{H^2 + [D - (d/2)]^2} \quad (2)$$

3.1.2 Méthode 3 : utilisation d'un scanner

Dans le même contexte, on propose une troisième méthode qui est basée sur la mesure à l'aide d'un scanner qu'on doit étalonner avant utilisation.

Le coefficient d'étalonnage, N_p , du scanner en terme de longueur par pixel se calcule en utilisant l'expression :

$$N_p = \frac{Ech}{N} \quad \text{en (cm pixel}^{-1}\text{)} \quad (3)$$

Le coefficient d'étalonnage N_p est égal à $4.237 \cdot 10^{-3} \text{ cm pixel}^{-1}$.

On remarque que la résolution donnée par le constructeur du scanner (600 DPI) donne un facteur d'étalonnage de $4.233 \cdot 10^{-3} \text{ cm pixel}^{-1}$ ($2,54 \text{ cm} / 600 \text{ pixels}$), il est pratiquement égal à notre coefficient d'étalonnage avec un écart de 0.09%.

La longueur du fil d'Ir192 en pixels est calculée par l'expression :

$$L_p = [(X1-X2)^2 + (Y1-Y2)^2]^{1/2} \quad (4)$$

Utilisant le coefficient d'étalonnage N_p calculé précédemment on obtient une longueur du fil d'Ir192 de 1.267cm.



Agrandissement du fil (extrémité basse)

Figure 3 : Image d'un fil d'Ir195 scanné par le scanner (600 DPI) avec un agrandissement de 1600%

La mesure effectuée avec un pied à coulisse a donné une longueur du fil d'Ir192 de $1.27\text{cm} \pm 0.8\%$.

L'écart entre les deux méthodes est de 0.24% ($3.28 \cdot 10^{-3}$ cm).

Avec la troisième méthode, la longueur L est donnée par :

$$L = N_p M \pm Er \text{ en (cm)} \quad (5)$$

Er est l'erreur de la méthode.

Principalement, il y a deux erreurs:

- la première est due à la précision du pied à coulisse qui va engendrer une erreur sur chaque pixel évaluée à $Er_1 = 3 \cdot 10^{-6}$ cm pixel⁻¹,
- la deuxième, est due à l'imprécision dans la détermination des extrémités de l'objet scanné, elle est estimée entre 1 et 2 pixels c.-à-d. Er_2 est entre $4 \cdot 10^{-3}$ cm et $8 \cdot 10^{-3}$ cm

$$L = N_p \cdot M \pm (Er_1 + Er_2) \quad (6)$$

Pour des longueurs inférieures à 1 cm l'erreur Er_1 est négligeable.

4 Conclusion :

Nous remarquons que les écarts entre les deux méthodes sont très faibles devant leurs précisions donc, Nous pouvons dire que les deux méthodes donnent un résultat semblable.

Et vu que la méthode du pied à coulisse est quelque peu compliquée et présente un petit risque de radioprotection, nous préférons la méthode du scanner. Cette dernière peut être réalisée en mettant le scanner derrière le paravent à vitre plombée. La manipulation se trouve aisée pour obtenir la même précision.

Référence

Ahmed BOUNEMRI, « *Dosimétrie des fils d'iridium 192 utilisés en curiethérapie bas débit de dose. Application du formalisme TG-43.* » Mémoire de magister option physique médicale Faculté de physique Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène, Bab-Ezzouar, Alger 2008

DETERMINATION DES FACTEURS D'OUTPUT POUR UN FAISCEAU DE PHOTONS DE 18 MV

Meddad Fouzia¹ ; Brahim Zakia¹ ; Nekaa Amel²; Toutaoui A.E.K¹ ; Toutaoui Nadia¹.

¹CENTRE DE RECHERCHE NUCLEAIRE D'ALGER

² UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE,

Résumé

L'output d'un appareil de traitement est défini comme étant, le rapport de la dose absorbée dans l'eau à une profondeur donnée pour une taille du champ donnée, sur la dose à la même profondeur pour la taille du champ de référence, 10x10cm². Il est influencé par, la diffusion des photons, les différents composants dans la tête d'irradiation, la diffusion dans le milieu irradié, ainsi que la présence de modificateurs de faisceau. Pour une évaluation précise de la dose par le système de planning de traitement, il est important d'introduire des facteurs correctifs entre autres : le facteur de diffusion de la tête d'irradiation (*HSF*) et le facteur de dose relative (*RDF*). La prise en considération de tous les facteurs correctifs minimise l'erreur sur la dose délivrée et améliore la qualité du traitement.

L'objectif de ce travail est l'étude de la variation de l'output d'un accélérateur linéaire pour un faisceau de photon de 18 MV pour différentes formes et types de champs : ouverts (carrés et rectangulaires) et irréguliers, afin de déterminer des relations empiriques qui permettent la définition de ces facteurs pour toutes les tailles des champs. L'étude paramétrique des données expérimentales a été effectuée en se basant sur la formule de Sterling, de Vadash et de Clarkson. Cette étude nous a permis d'établir des relations qui donnent l'output en fonction du côté des champs carrés pour chaque type de champ.

1. Introduction

La radiothérapie externe par photons est une des principales méthodes de traitement des tumeurs cancéreuses. Elle consiste à irradier une partie du corps à l'aide d'une machine qui délivre des faisceaux de rayonnement ionisants (Rayons X, Photons, Electrons) à une certaine distance du patient. Pour les tissus sains et organes critiques avoisinant la tumeur, la dose doit être réduite à une valeur optimale compatible avec les données de radiotoxicité tissulaire. Pour qu'un traitement en radiothérapie soit efficace la dose doit être déterminée avec une grande précision. Des études ont montré qu'une précision de $\pm 5\%$ sur la dose délivrée en tout point du volume cible en radiothérapie conventionnelle est exigée. Ainsi les résultats du traitement dépendent de la précision sur la dose délivrée à la tumeur. Les faisceaux de photons, à usage médical en radiothérapie externe, sont délivrés par les accélérateurs linéaires et les unités de cobalt-60. Pour mettre à profit les avantages des faisceaux de photons en routine clinique, il faut disposer d'un algorithme de calcul de dose qui prédit les distributions de dose dans le patient en se basant sur les données de l'appareil utilisé, avec la plus grande précision possible. La précision des traitements de radiothérapie externe est améliorée par l'évolution des appareils de traitement, des accessoires de collimation tels que les collimateurs multilames (MLC) et des systèmes de contrôle d'image (PID) de l'installation ($\pm 3\%$). Cette évolution a conduit à l'introduction du concept de la radiothérapie conformationnelle (RTC).

2. Matériels et méthodes

Les facteurs d'output ont été mesurés pour l'accélérateur linéaire CLINAC 2100 de Varian disponible au niveau du centre anti-cancer de Blida (CAC-Blida). Il est doté d'un collimateur multilames. Le MLC, permet de donner des formes de champs diverses, sans utilisation de caches.

Pour la réalisation de ce travail, nous avons utilisé deux types de fantômes, un fantôme d'eau semi automatique de 40x40x40cm³ et un mini fantôme solide de 10x3x20cm³, et une chambre d'ionisation cylindrique de petit volume la "PTW 31013". Les mesures des facteurs d'output sont réalisées à la profondeur de référence, d_{ref} , et une distance source-axe (DSA) de 100 cm pour différents tailles et forme de champs : ouverts et irréguliers. Pour la correction de la température et la pression, un thermomètre digital et un baromètre étalonnés sont utilisés.

La loi de variation de l'output en fonction de la variation de la taille des champs carrés est déduite par interpolation. Le calcul des côtés des carrés équivalents des champs rectangulaires de côté a et b correspondants à l'ouverture des mâchoires X et Y , respectivement, des collimateurs est effectué en utilisant les formules de Strling et de Vadash [1, 2]. La formule de Vadash introduit un facteur poids relatif des mâchoires « G ». Ce facteur a été évalué empiriquement et par calcul. Une fois les côtés des carrés équivalents des champs rectangulaires sont déterminés, les facteurs d'outputs sont déduits. Par la suite, les valeurs calculées en utilisant les deux formalismes (Sterling et de Vadash) sont comparées aux résultats expérimentaux afin d'adapter le formalisme le plus approprié.

Pour les champs irréguliers, la méthode de Clarkson est utilisée. Elle consiste à découper le champ en plusieurs secteurs d'angle θ afin de déterminer un rapport diffusé-air moyen (SAR_{moyen}) [3]. Pour une meilleure précision, l'angle θ doit être le plus petit possible, dans nos calculs, un angle $\theta=15^\circ$ a été choisi [4]. Chaque SAR lui correspond un cercle équivalent de rayon, r [5, 6]. Pour passer du cercle au carré équivalent nous avons utilisé la relation de Day [3, 7].

3. Résultats et discussion

3.1. Facteur de diffusion de la tête d'irradiation (HSF)

3.1.1 Champs ouverts

Le tableau 1 suivant représente les valeurs des HSFs mesurées et des HSFs calculées par les formules de Sterling et de Vadash ainsi que les écarts.

Tableau 1 : Valeurs des HSFs mesurées et calculées par la formule de Sterling et de Vadash pour les champs ouverts.

b (cm)	a (cm)	HSF _{int}		HSF _{mes}		Ecart (%)		
		Sterling	Vadash	Sterling	Vadash	G _{cal}	G _{mes}	
			G _{cal}	G _{mes}		G _{cal}	G _{mes}	
5	5	0,956	0,930	0,957	0,955	0,087	2,549	0,167
5	10	0,979	0,949	0,973	0,966	1,266	1,687	0,688
5	30	0,996	0,963	0,984	0,971	2,467	0,863	1,285
10	5	0,979	0,958	0,988	0,984	0,542	2,681	0,376
10	10	1,004	0,977	1,005	1,000	0,400	2,256	0,460
10	30	1,02	0,991	1,016	1,009	1,127	1,806	0,683
30	5	0,996	0,976	1,009	1,006	0,992	2,967	0,317
30	10	1,02	0,996	1,026	1,028	0,836	3,227	0,284
30	30	1,036	1,009	1,036	1,042	0,638	3,307	0,591

D'après les résultats obtenus, on remarque que le HSF augmente avec la taille du champ et le HSF pour un champ A_{ab} est différent de celui d'un champ A_{ba} . Le HSF change plus rapidement dans la direction x , lorsque a est petit et dans la direction y lorsque b est large.

3.1.2. Champs irréguliers

Pour la vérification de la formule du carré équivalent calculé par la méthode de Clarkson, nous avons mesuré les HSFs pour différents formes et tailles de champs irréguliers. D'après les résultats du tableau 2, nous remarquons que les écarts entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées ne dépassent pas 3%. De là, nous pouvons conclure que cette méthode donne de bons résultats.

3.2. Facteur de dose relative (RDF)

3.2.1. Champs ouverts

Le tableau 3 représente une intercomparaison entre les RDFs mesurées et calculées par les formules de Sterling et de Vadash pour des champs carrés et rectangulaires. D'après les résultats on remarque que le RDF augmente avec la taille du champ et que la formule de Sterling donne le même RDF pour les champs A_{ab} et A_{ba} de même surface.

La formule de Vadash ne donne pas le même RDF pour les champs A_{ab} et A_{ba} de même surface, car les deux jeux de mâchoires supérieurs et inférieurs des collimateurs, ne contribuent pas de la même façon dans le diffusé.

Tableau 2 : Valeurs des HSFs mesurées et calculées par la méthode de Clarkson pour des champs irréguliers

Forme du champ	Côté (cm)	Cercle q (cm)	HSF _{cal}	HSF _A /HSF _{A+5}	HSF _{mes}	HSF _A /HSF _{A+5}	Ecart (%)
Cavum	10	8,683	0,997	0,981	0,999	0,982	0,175
	15	13,290	1,016	0,990	1,017	0,992	0,051
	20	18,252	1,026		1,025		0,081
L inversé	10	7,832	0,991	0,998	0,960	0,991	3,097
	15	9,746	1,003	0,992	0,999	0,980	0,425
	20	11,518	1,011		1,019		0,790
Trapèze droit	10	8,665	0,997	0,980	0,998	0,982	0,086
	15	13,503	1,017	-	1,016	-	0,060
Flèche	10	8,718	0,998	0,981	0,999	0,982	0,153
	15	13,414	1,017	0,992	1,017	0,991	0,017

Tableau 3 : Valeurs des RDFs mesurées et calculées par les formules de Sterling et de Vadash pour les champs ouverts

b (cm)	a (cm)	Sterling		Vadash				RDF _{mes}	Ecart (%)		
		c	RDF _{int}	G _{mes}		G _{cal}			Sterling	Vadash	
				c	RDF _{int}	c	RDF _{int}			G _{mes}	G _{cal}
5	5	5,000	0,912	5,000	0,912	5,000	0,912	0,917	0,567	0,567	0,567
5	10	6,667	0,952	6,037	0,939	6,309	0,945	0,945	0,706	0,619	0,023
5	30	8,571	0,983	7,006	0,958	7,643	0,969	0,959	2,318	0,120	0,961
10	5	6,667	0,952	7,442	0,966	7,067	0,959	0,959	0,731	0,665	4,538
10	10	10,000	1,000	10,000	1,000	10,000	1,000	1,000	0,029	0,029	0,029
10	30	15,000	1,039	12,972	1,026	13,824	1,032	1,026	1,290	0,019	0,566
30	5	8,571	0,983	11,037	1,010	9,757	0,997	0,989	0,613	2,116	0,828
30	10	15,000	1,039	17,780	1,053	16,395	1,046	1,044	0,521	0,895	0,235
30	30	30,000	1,090	30,000	1,090	30,000	1,090	1,092	0,260	0,260	0,260

Tableau 4 : Valeurs des RDFs mesurées et calculées par la méthode de Clarkson pour les champs irréguliers

Champs	champ	c Clarkson	RDF _m	Rapport RDF _{A+5} /RDF _A	RDF _{cal}	Rapport RDF _{A+5} /RDF _A	Ecart (%)
Diamant	10	9,392	0,997	0,963	0,993	0,961	0,439
	15	13,999	1,035	0,977	1,033	0,977	0,262
	20	18,606	1,059	-	1,057	-	0,210
Poumon	10	9,250	0,998	0,964	0,990	0,957	0,825
	15	14,353	1,035	0,978	1,034	0,977	0,133
	20	18,890	1,058	-	1,058	-	0,004
Etoile	10	5,670	0,951	0,953	0,931	0,967	2,112
	15	7,336	0,998	0,966	0,963	0,967	3,394
	20	9,746	1,033	-	0,996	-	3,621
Y inversé	10	7,354	0,978	0,968	0,963	0,972	1,348
	15	9,303	1,01	1,002	0,991	0,961	1,812
	20	13,822	1,008	-	1,031	-	2,325

3.2.2. Champs irréguliers

Le tableau 4 représente les valeurs des RDFs mesurées et calculées par la formule de Clarkson. Nous remarquons que les écarts entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées ne dépassent pas 3%, nous pouvons alors conclure que cette méthode donne de bons résultats

4. Conclusions

Pour une utilisation optimale d'un système de planning de traitement, il est nécessaire d'introduire comme donnée d'entrée une description détaillée de l'appareil d'irradiation. La dose délivrée est influencée par la diffusion des photons par les différents composants de la tête d'irradiation de l'accélérateur, la diffusion dans le milieu irradié ainsi que la présence de modificateur de faisceau, tels que : les filtres en coin, qui agissent comme atténuateur et diffuseur au même temps, les caches et les compensateurs.

Dans notre travail, nous avons étudié les facteurs d'output pour les champs ouverts et les champs irréguliers. Les résultats obtenus sont satisfaisants puisque pour le facteur de dose relative RDF. Le traitement graphique des données nous a permis de trouver des relations qui donnent les RDFs en fonction du côté des champs carrés. Un ajustement a été réalisé dans le but de déterminer la meilleure formule qui calcule le côté du carré équivalent en effectuant une intercomparaison entre les formules de Sterling et de Vadash. La formule de Sterling ne tient pas compte de l'influence du collimateur puisqu'elle donne le même output pour les deux champs rectangulaires A_{ab} et A_{ba} . La formule de Vadash tient compte de l'influence du collimateur puisqu'elle introduit le facteur poids du collimateur, G . Aussi, l'output des champs rectangulaires A_{ab} et A_{ba} de même surface, S , n'est pas le même.

Pour des champs ouverts, lorsque le rapport a/b est inférieur à 1, la formule de Sterling donne des résultats meilleurs, par rapport à celle de Vadash, avec des écarts inférieurs à 1%. Par contre, lorsque le rapport a/b est supérieur à 1, c'est la formule de Vadash qui est la plus appropriée, toujours avec un écart inférieur à 1% entre les valeurs des RDFs interpolées et mesurées.

Pour les champs irréguliers, l'ouverture du collimateur secondaire et le MLC influent d'une façon uniforme sur l'output de l'appareil. En utilisant la méthode de Clarkson, l'écart moyen trouvé entre les valeurs des RDFs mesurées et les RDFs interpolées est de l'ordre de 1 %, alors que l'écart maximal est de 3.6 %.

Pour ce qui concerne le facteur de diffusion de la tête d'irradiation, le HSF, les résultats obtenus peuvent être regroupés comme suit :

- Pour les champs ouverts, aucune des deux formules n'est réellement bien adapté dans sa globalité. Pour les champs de petits côtés (inférieur à 5cm), l'écart maximal est de l'ordre de 2 et 3 % pour la formule de Vadash et de Sterling respectivement.
- Pour les champs irréguliers, les valeurs des HSFs augmentent d'une façon uniforme avec l'augmentation de l'ouverture des mâchoires des collimateurs secondaires et de la taille du champ.

Références

- [1] T.D Sterling, H perry, and IKatz, «Automation of radiation treatment planning» BJR 37 1996.
- [2] D Geogrt and Dutreix «Aformalism to calculate the output ratio in a mini phantom for a GE multileaf collimator» 1996.
- [3] Morris Tatcher and Bengt E. Bjarngard «Equivalent squares of irregular photon fields» 1993.
- [4] K.D.Steidley, C.Gamper, A.Greener, and A.Caggiano «A Clarkson sector integration routine for personal computers» 1993.
- [5] Faiz M. Khan «The physics of radiation therapy» 2003.
- [6] John Robert Cunningham «The physics of radiology».
- [7] «Central axis depth dose data for use in radiotherapy» BJR 1996.

VARIATION DES NOMBRES CT EN FONCTION DES PARAMETRES D'ACQUISITION

A. Merad, N. Toutaoui, AEK. Toutaoui et Z. Brahimi.

Département de physique médicale
Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

Résumé

Dans ce travail, nous avons étudié la variation des nombres CT(HU) en fonction pour 3 tensions d'acquisition (80,120 et 135 kV) pour un scanner 1 et pour différents protocoles (tête, thorax, abdomen, etc..) pour un scanner 2. Pour cela, nous avons utilisé un objet test contenant des insertions représentant les différents tissus rencontrés en radiothérapie allant des cavités d'air à l'os et même certains matériaux en acier qu'on peut rencontrer dans la composition de prothèses.

Après avoir fait des acquisitions de l'objet test, nous avons établi les relations densité massique-nombre CT des protocoles d'acquisition. Ensuite nous avons calculé les écarts entre les valeurs des nombres CT mesurés que nous avons comparé aux valeurs de tolérances rapportés par certains auteurs. Ces valeurs montrent des écarts $> 30\text{HU}$ pour les tissus mous correspondant à une erreur sur la dose $> 1.05\%$ pour les nombres CT mesurés à des tensions différentes. Ces écarts varient entre 10 et 20UH (erreur sur la dose de 0.20 à 0.70%) pour les nombres CT mesurés à une même tension aussi bien sur un même scanner (protocoles différents) que sur deux scanners différents (même protocole d'acquisition).

I. Introduction

Les systèmes de planning de traitement basés sur l'imagerie sont devenus le standard de la pratique de la radiothérapie, les données du patient, nécessaires à la planification du traitement sont actuellement obtenues en un temps très court grâce à la nouvelle génération de scanner hélicoïdaux. Les images CT sont alors introduites dans le système de planning de traitement pour la détermination de la balistique d'irradiation et des distributions de doses dans le volume à traiter et dans les organes à risque.

Des corrections dues aux hétérogénéités doivent être appliquées pour avoir un calcul des distributions de dose aussi précis que possible. Pour cela, on utilise la tomographie (CT : Computed Tomography). Les nombres CT exprimés en unités Hounsfield (UH) sont convertis en densités électroniques relatives pour être utilisés par le système de planning de traitement pour le calcul des distributions de doses et l'optimisation de la dose en radiothérapie dépend l'exactitude de la calibration (Nombres CT (UH)- Densité électronique relative).

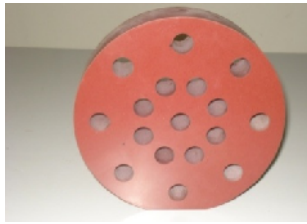
II. Matériels et méthodes

II.1 Le fantôme de calibration des nombres CT

Le fantôme CT cal est fabriqué dans notre laboratoire, il est constitué d'un cylindre en virtual water de 21 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur, les trous abritant les inserts en matériaux équivalents tissus sont disposés sur deux cercles concentriques de 4 et 8 cm de rayon respectivement (fig1.a). Les inserts de caractérisation sont constitués de huit inserts fabriqués en différents matériaux équivalents tissus et de 4 inserts métalliques. Les densités électroniques relatives varient de 0.190 à 1.98 ce qui correspond à des densités massiques de 0.195 g.cm^{-3} à 1.609 g.cm^{-3} (Fig1.b, Tableau1).

II.2. Les Scanners

Les mesures sont réalisées au centre d'imagerie médicale du CHU de Bab-EL-Oued sur deux scanners de troisième génération (**Scanner1** : Model - Toshiba Asteion Multi ; kVp : 80, 120, 135, **Scanner 2** : Model - Siemens Somatom sensation 16 ; kVp : 80, 100, 120, 140).



(a)

Fig1 : Fantôme de calibration (a) et inserts b)



(b)



Fig3 : Dispositif expérimental

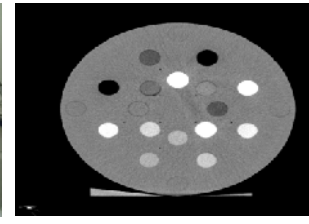


Fig4 : Image du Fantôme expérimental

Tableau 1 : Matériau, densité massique et densité électronique relative à l'eau des différents inserts

Matériau	Densité massique (g/cm ³)	Densité électronique relative
Air	0.0012	0.001
Poumon exhale (blanc)	0.504	0.489
Os (rose) cortical	1.161	1.117
Polyéthylène	0.96	0.98
Os (gris) trabiculaire	1.902	1.512
Virtual water	1.035	1
Téflon	2.16	1.817
PMMA	1.19	1.11
Poumon(Inhale)	0.195	0.190
Nylon	1.13	1.12
Dural	2.7	2.34

III. Résultats et discussion

III.1 Mesures sur le scanner 1

Les mesures sur le scanner 2 ont été effectuées à 80, 120 et 135 kV, avec les protocoles d'acquisition tête suivant ; mA = 250 ; t = 1s, coupes= 4x5mm. Les résultats des mesures ses nombres CT (UH) ainsi que les déviations standard (SD) correspondantes dont reportées dans le tableau 2. Les courbes de calibration (Densité massique-Nombres CT) sont représentées sur le graphe 1.

III.2 Mesures sur le scanner 2

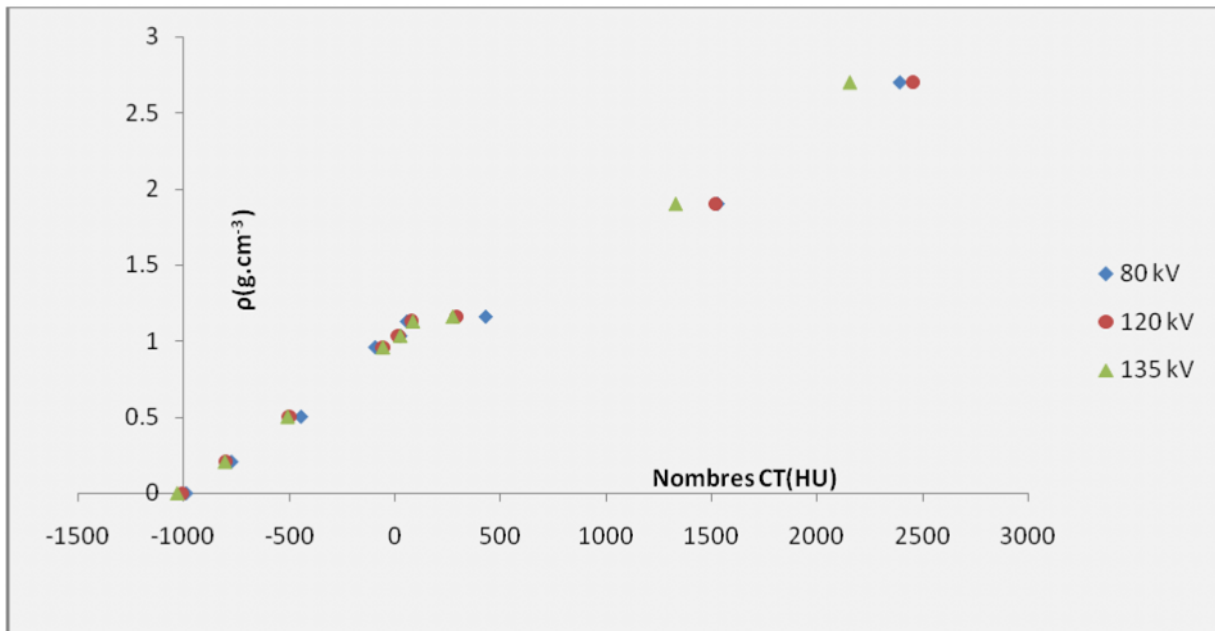
Les mesures sur le scanner 2 ont été effectuées à 120 kV, avec les protocoles d'acquisition utilisés en routine pour le thorax et l'abdomen. Les résultats des mesures des nombres CT (UH) ainsi que les déviations standard correspondantes dont reportées dans le tableau 4.

Les courbes de calibration (Densité massique-Nombres CT) pour deux protocoles sont représentées sur le graphe2.

Tableau2 : Nombres CT (UH) et déviation standard mesurés sur le scanner 1 pour les 3 tensions

Densité massique	80 kV		120 kV		135 kV	
	N° CT (UH)	SD	N° CT (UH)	SD	N° CT (UH)	SD
0.0012	-987.9	7.2	-1009.1	4.2	-1032.1	98.3
0.208	-773.6	9.6	-804.9	4.6	-806.5	99.3
0.504	-444.4	9.1	-505.3	4.4	-509	104.9

0.96	-93.2	12.1	-59.2	4.4	-57.5	10.5
1.035	25.9	13.1	13.3	6	24.6	12.4
1.13	56.9	10.8	76.3	3.7	84.6	106.9
1.194	429.8	13	291.6	4.9	273.3	96.3
1.902	1329.9	123.8	1515.6	6.9	1329.9	123.8
2.7	2390	26.7	2451.6	15.5	2155	132.5



Graph 1 : Courbe de calibration densité massique en fonction des Nombres CT (UH)-(Scanner 2)

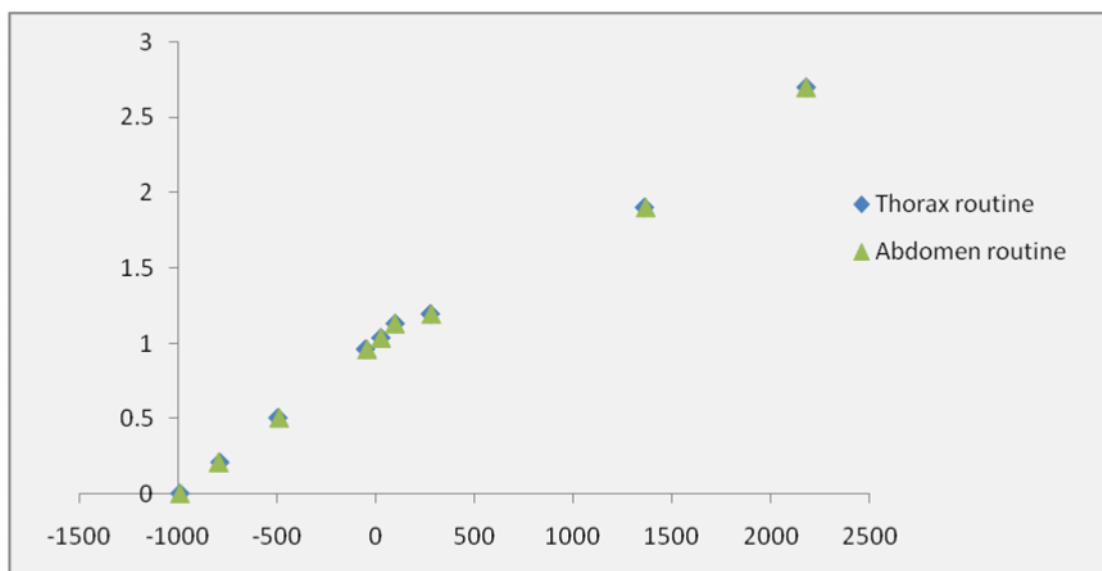
Tableau 3 : Ecart en (UH) et en (%) des nombres CT mesurés pour les trois tensions

Densité massique	Ecart (80-120)		Ecart (80-135)		Ecart (120-135)	
	UH	%	UH	%	UH	%
0.0012	21,2	-2%	44,2	-4%	23	-2%
0.208	31,3	-4%	32,5	-4%	1,2	0%
0.504	58,9	-12%	64,6	-13%	5,7	-1%
0.96	34	-57%	35,7	-62%	1,7	-3%
1.035	12,6	95%	1,3	5%	11,3	85%
1.13	19,4	25%	27,7	33%	8,3	11%
1.194	138,2	47%	156,5	57%	18,3	6%
1.902	12	1%	197,7	15%	185,7	12%
2.7	61,6	3%	235	11%	296,6	12%

Tableau 4 : Nombres CT (UH) et déviation standard mesurés sur le scanner 2 pour les deux protocoles thorax et abdomen

Densité massique	thorax		abdomen	
	CT(UH)	Déviation standard	CT(UH)	Déviation standard
0.0012	-993.4	12.2	-992.7	9.9

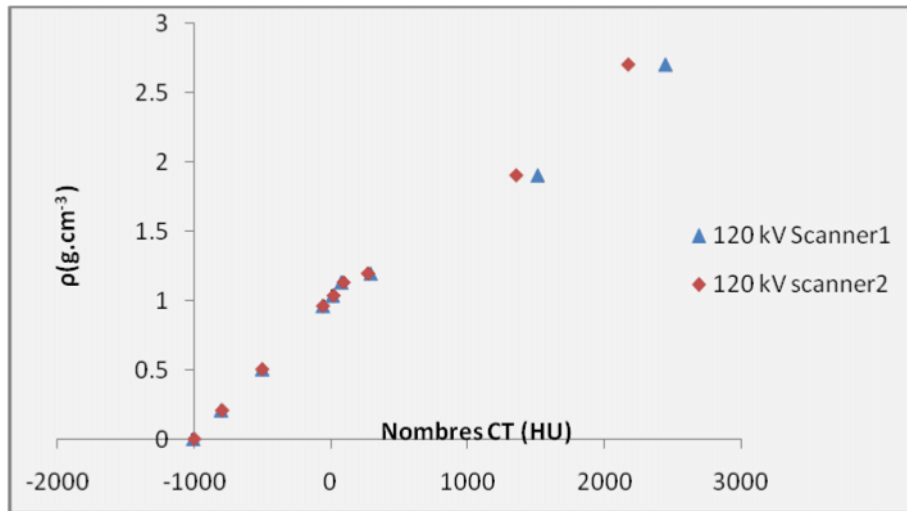
0.208	-791.1	13.8	-797.7	15.5
0.504	-497.2	13.5	-491.8	11
0.96	-53.3	17.3	-46.1	16.6
1.035	24.8	18.5	24.1	17.4
1.13	97.3	13.8	94.9	12.3
1.194	275.5	15	278.7	17
1.902	1360.1	21.4	1363.2	21.1
2.7	2179.9	21.7	2174.7	26.3



Graph 2 : Courbe de calibration densité massique en fonction des Nombres CT (UH) Pour deux protocoles d'acquisition : thorax et abdomen. (Scanner 2)

Tableau 5 : Ecart en (UH) et en (%) des nombres CT mesurés à 120kV

Densité massique	Ecart (thorax-abdomen)		Ecart (scanner1-scanner2)	
	UH	%	UH	%
0.0012	0,7	0%	15,7	-2%
0.208	5,9	-1%	13,8	-2%
0.504	6,2	-1%	6,1	-1%
0.96	7,2	-12%	5,9	-10%
1.035	0,7	2%	11,5	86%
1.13	2,4	3%	21	28%
1.194	3,2	1%	16,1	6%
1.902	3,1	0%	155,5	10%
2.7	5	0%	271,9	11%



Graph 3 : Courbes de calibration densité massique en fonction des Nombres CT (UH) à 120 KV Pour les Scanners 1 et 2

III.3 Discussion :

Pour chacun des protocoles d'acquisition, nous avons obtenu les deux relations standards (relation pour les nombres CT négatifs, et relation pour les nombre CT positifs).

Dans les tableaux 3 et 5, nous avons reporté les écarts en (UH) et en (%) entre les valeurs des nombres CT mesurés respectivement pour les trois tensions 80, 120 et 135 kV (scanner1), deux protocoles d'acquisition thorax et abdomen (scanner 2) et pour une même tension de 120kV (scanners 1et 2).

Ces écarts sont comparés aux valeurs du tableau 7.

Tanleau7 : Erreurs dosimétriques résultant d'erreur sur les nombres CT à une profondeur de 10 cm pour un champ carré de 10 cm (photons 6 MV) [2]

Erreur en Nombre CT (UH)	Erreur en dose (%)	
	Nombre CT <100	Nombre CT >100
10 HU	0.35%	0.20%
20 HU	0.70%	0.40%
30 HU	1.05%	0.60%

Nombres CT <100 (Position 1 à 6) : pour les tensions 80-120kV et 80-135kV (Tableau3), les écarts sont en majorité supérieurs à 30, ce qui correspond à une erreur sur la dose supérieur à 1.05 (lorsque la tension diminue, la contribution de l'effet photoélectrique devient importante pour les tissus mous (faible numéro atomique Z)). Pour les deux tensions (120-135 kV) ces écarts restent inférieurs à 20 UH voir 10 UH ce qui correspond à une erreur sur la dose allant de 0.35% à 0.70%.

Nombres CT > 100, ces écarts sont en majorité supérieurs à 30 UH correspondant à une erreur sur la dose supérieure à 0.60%. (L'effet photoélectrique est plus important pour les matériaux à Z élevé quand la tension augmente). Pour les nombre CT mesurés à une même tension et sur un même scanner (Tableau 5), ces écarts sont tous inférieurs à 10 UH indépendamment du protocole d'acquisition correspondant à une erreur inférieure à 0.35 et 0.20% respectivement pour les tissus mous et les tissus durs.

Pour les nombres CT mesurés à une même tension sur deux scanners différents (Tableau 6), ces écarts sont inférieurs à 20 pour les tissus mous (nombre CT<100) et supérieurs à 30 pour les tissus durs.

IV. Conclusion :

Les nombres CT (UH) dépendent surtout de la tension utilisée. Selon quelques auteurs [2, 3], des erreurs dans la valeur de la densité électronique d'environ 8% donneraient lieu à une erreur dans la dosimétrie de 1%.

Par conséquent, on ne commet pas d'erreurs importantes si l'on dispose que d'une seule courbe de calibration standard.

Néanmoins, pour des mesures quantitatives et un calcul précis des distributions de doses, il est absolument nécessaire d'effectuer une calibration en utilisant des objets-tests qui simulent bien l'absorption du patient.

V. Références

- 1- Tae-Jin Choi, C.Jin-Kim and Ok-Bae Kim ; dose investigation of CT based radiation Therapy planning system of XIO for tissue heterogeneity corrections correspond with electron density experiments, *The British Journal of Radiology* 72 (1999) (781-786).
- 2- Sage J, Cullingford A, Dagless M, Kilby W, Htchings R and Thomson E. A Complete Program of Ct Quality assurance for Radiotherapy Treatment Planning IPEM Anuel Conference; September 1998.
- 3- S.J Thomas. Relative electron density calibration of CT scanners for radiotherapy treatment planning. *British Journal of Radiology*, 72(1999), 781-786.
- 4- Edwin C. McCullough and Timothy W. Holmes. Acceptance testing computerized radiation therapy treatment planning Systems: Direct utilization of CT scan data. *Med. Phys.* 12(2), p237.(1985).

VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA DISTRIBUTION DE DOSE DANS LES JONCTIONS DE FAISCEAUX PHOTONS- ELECTRONS EN RADIOTHERAPIE EXTERNE

S. Guerchaoui¹, A. N. Aichouche¹, K. Adjidir¹, A.E.K Toutaoui²
¹Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
²Centre de Recherche Nucléaire D'Alger

Introduction

Le but de ce travail est d'entreprendre une étude dosimétrique expérimentale de la distribution de dose d'une balistique d'irradiation composée de deux faisceaux de photons parallèles opposés d'énergie 6 MV et un faisceau d'électrons d'énergie 9 MeV. Cette balistique est utilisée dans le traitement de certains cancers dans la région tête et cou [1]. Pour réaliser cette étude, une série de mesures a été effectuée à l'aide des films radiologiques de type *EDR2* dans un fantôme solide de type *Virtual water*. Les valeurs obtenues sont comparées à celles calculées par le système de planification de traitement *Theraplan Plus*.

1. Matériels et méthodes

Avant d'entamer la partie expérimentale, il est indispensable de présenter le matériel utilisé, ainsi que les méthodes de mesure.

1.1. Dispositif expérimental

Accélérateur linéaire

Le présent travail a été effectué dans le service de radiothérapie du Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) d'Alger. L'accélérateur utilisé est un accélérateur linéaire médical de type *Varian Clinac 1800* (*Varian Associates, Palo Alto Californie*). Cet accélérateur fournit deux énergies en mode photons (6 et 18 MV) et cinq énergies en mode électrons (6, 9, 12, 16 et 20 MeV). L'accélérateur fonctionne avec un débit de dose variable allant de 80 à 400 UM/mn (par incrément de 80 UM/mn).



Figure 1 : L'accélérateur Varian Clinac1800 du CPMC d'Alger

Fantôme solide de type *Virtual water*

Le *Virtual water* est un matériau solide équivalent eau du point de vue radiologique. Ce fantôme est constitué de plusieurs plaques de différentes épaisseurs permettant de réaliser des mesures à différentes profondeurs. Par ailleurs, certaines de ces plaques sont trouées pour permettre l'insertion d'une chambre d'ionisation.

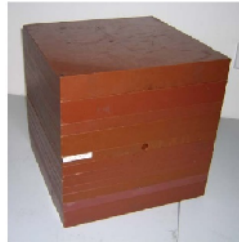


Figure .2 : Fantôme d'eau solide

Films Kodak EDR2

Les films utilisés dans notre travail sont des films doubles face *Kodak EDR2 (Extended Dose Range)* de 25 cm x 30 cm [2]. Ils sont composés d'une émulsion photographique, constituée de cristaux de Bromure d'Argent (AgBr) emprisonnés dans une gélatine. Leur réponse en dose est linéaire sur une large gamme de dose allant de 0 à 4 Gy et ils supportent des doses très élevées jusqu'à 7 Gy avant d'atteindre la saturation. Ils sont placés dans des pochettes individuelles afin d'être protégés des rayonnements lumineux.

1.2. Méthodes de mesures

L'uniformité de la dose dans la région de jonction a été étudiée en mesurant séparément les profils de faisceaux de photons et d'électrons à plusieurs profondeurs. Des irradiations ont été réalisées avec deux faisceaux de photons parallèles opposés d'énergie 6 MV et un faisceau d'électrons d'énergie 9 MeV. Toutes ces mesures ont été effectuées à l'aide des films EDR2 placés perpendiculairement à l'axe central du faisceau à des profondeurs de 1, 2, et 3 cm dans un fantôme solide de type *Virtual water* d'épaisseur de 12 cm. Pour les faisceaux de photons le fantôme a été irradié avec un champ de 12x12 cm², une DSA (Distance Source Axe) de 100 cm à mi-profondeur (6cm) par une dose de 100 cGy. En ce qui concerne le faisceau d'électrons le fantôme a été irradié avec une dose de 100 cGy à la profondeur de maximum de dose (2 cm), et à une DSP de 100cm avec un champ de 12x6 cm². Les valeurs obtenues sont comparées à celles calculées par le système de planification de traitement.

Les profils de dose de faisceaux de photons et d'électrons ont été extraits séparément, ensuite ils ont été sommés manuellement pour obtenir les distributions de dose dans la région de jonction pour les cas suivants : aucun gap, 2 et 4 mm de gap et de chevauchement.

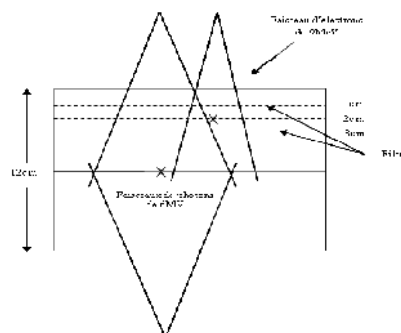


Figure. 3 : Schéma représentatif de la géométrie d'irradiation utilisée

Les profils de dose de faisceaux de photons et d'électrons ont été extraits séparément par les films, ensuite ces profils ont été sommés manuellement pour obtenir les distributions de dose dans la région de jonction pour les cas suivants : aucun gap, 2 et 4 mm de gap et de chevauchement ont été introduits.

2. Résultats et discussions

Cette partie concerne l'analyse des données expérimentales et l'interprétation des différents résultats. Les comparaisons ont été faites entre les valeurs de doses mesurées et calculées par le système de planification de traitement *Theraplan Plus*.

Les résultats des profils de dose calculés par le système de planification de traitement *Theraplan Plus* et celles mesurées sont présentés par les figures 4, 5 et 6.

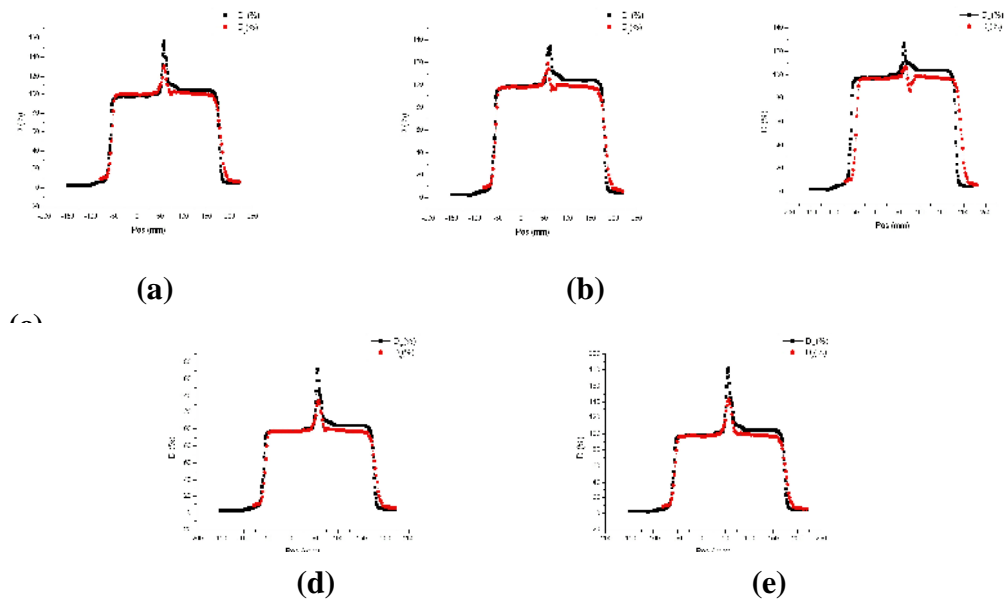


Figure. 4 : Comparaison des Profils de dose mesurés et calculés pour aucun gap (a), 2 mm de gap (b), 4 mm de gap (c), 2 mm de chevauchement (d) et 4 mm de chevauchement (e) à la profondeur de 1 cm.

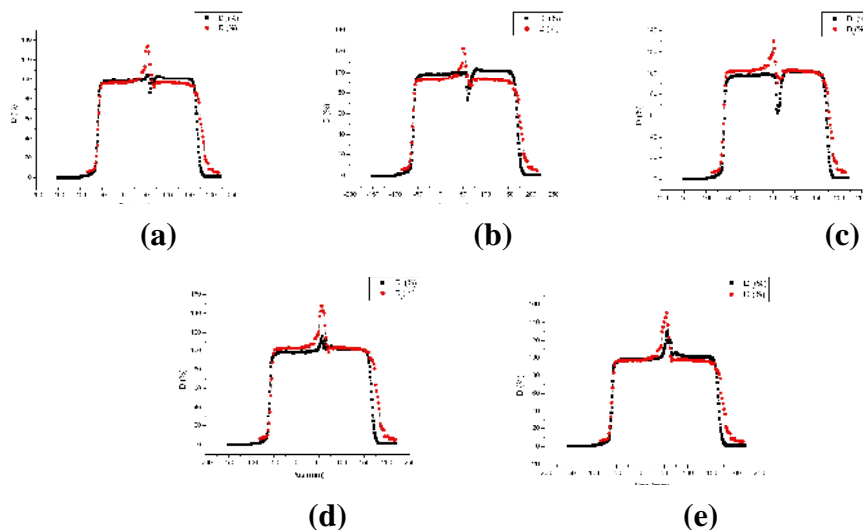


Figure. 5 : Comparaison des Profils de dose mesurés et calculés pour aucun gap (a), 2 mm de gap (b), 4 mm de gap (c), 2 mm de chevauchement (d) et 4 mm de chevauchement (e) à la

profondeur de 2 cm.

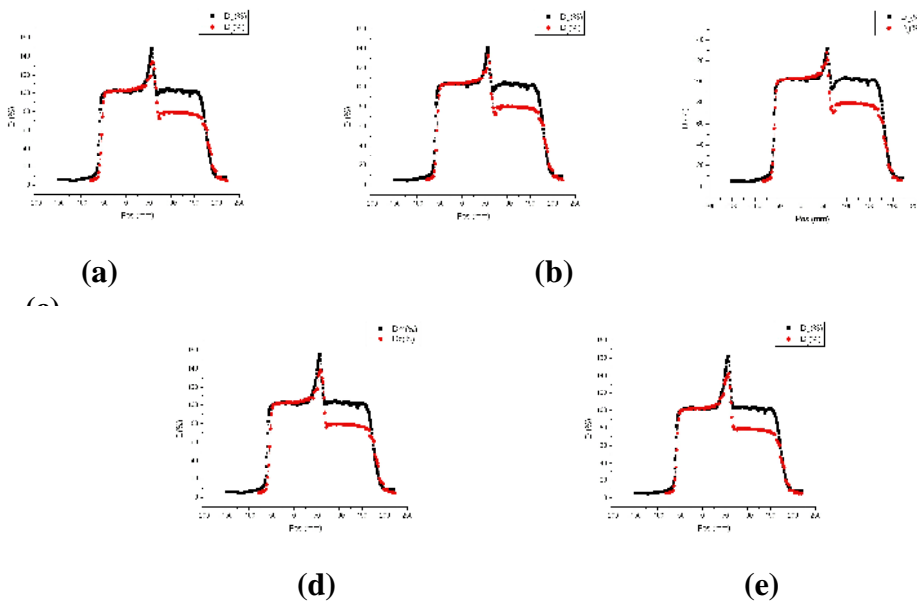


Figure.6 : Comparaison des Profils de dose mesurés et calculés pour aucun gap (a), 2 mm de gap (b), 4 mm de gap (c), 2 mm de chevauchement (d) et 4 mm de chevauchement (e) à la profondeur de 3 cm.

La figure. 4 montre les résultats de cinq distributions de dose pour une combinaison de deux faisceaux de photons parallèles opposés avec un faisceau d'électrons, à la profondeur de 1 cm pour différents cas : aucun gap (a), 2 mm de gap (b), 4 mm de gap (c), 2 mm de chevauchement (d) et 4 mm de chevauchement (e). La situation (a), présente un pic de dose mesuré d'environ 160%. Le pic de dose mesuré augmente avec l'augmentation du gap entre les deux faisceaux adjacents (photons-électrons). Ceci traduit le risque de points chauds introduit par les erreurs de positionnement des champs sur la surface du patient. Ces pics sont de 178% et 185% pour 2 et 4 mm de chevauchement respectivement. Il n'y a pas de points froids significatifs dans la distribution de dose. Les écarts entre les résultats de doses calculées et mesurées sont importants. L'analyse de la région de jonction nous a donnée un écart maximal de 40% à la profondeur de 1 cm. Ces écarts sont dus principalement à l'algorithme de calcul de dose qui ne modélise pas de façon précise la sommation de dose de deux faisceaux de qualités différentes surtout dans la région de la pénombre.

La figure. 5 représente les résultats des profils de dose à travers la jonction à la profondeur de 2 cm, comme illustré dans la figure 5(c), un point froid se produit du côté du faisceau d'électrons. Cependant, les points chauds varient entre 120% et 130%. La valeur maximale de l'écart entre la dose mesurée et calculée est de 40% à 2 cm de profondeur. L'évaluation des déviations entre les mesures et les calculs dans la région de jonction basés sur des différences de dose peuvent avoir comme conséquence des écarts très grands, qui sont très sensibles aux incertitudes géométriques [3].

Les résultats des profils de dose de la combinaison des champs de photons et d'électrons à 3 cm de profondeur sont montrés dans la figure. 6. Des points chauds sont produits du côté du faisceau de photons. Leurs magnitudes varient de 150% à 165%, ces points chauds sont

dus principalement à l'importante pénombre et à l'étalement des courbes isodoses de basses valeurs (<20%) du faisceau d'électrons. Ceci résulte directement de l'augmentation de l'angle de diffusion des électrons avec la décroissance de l'énergie des électrons en profondeur [4]. Pour la profondeur de 3 cm, l'écart maximal est de 18%.

4. Conclusion

Le traitement des tumeurs de la tête et du cou nécessite une combinaison de faisceaux de différentes qualités (photons-électrons), une attention particulière doit être accordée au positionnement des faisceaux sur la surface du patient. Des surdosages et/ou des sousdosage à travers la jonction dépendent de la précision du positionnement du patient et de l'influence du champ de rayonnement. Un décalage de quelques millimètres pourrait causer sérieusement des surdosages et/ou des sousdosage à la région de jonction.

Références

- [1]- Gönül Kemikler. Dosimetric effects of matching 6MV photon and electron fields in the treatment of head and neck cancers. *Radiation Measurements* 41 (2006) 183 – 188.
- [2]- Compagnie KODAK, site internet, www.kodak.com.
- [3]- Papiez, E., Dunscombe, P.B., 1992. Matching photon and electron fields in the treatment of head and neck tumors. *Med. Phys.* 19 (2), 335–341.
- [4]- Ervin B. Podgorsak, Ph. D. Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students. International Atomic Energy Agency. Vienna, Austria November 2004.

CALIBRATION DE LA MESURE DE DOSE D'ENTREE POUR LA DOSIMETRIE IN-VIVO POUR LES FAISCEAUX D'ELECTRONS

N.Sissaoui^{1,2}, S.Saadi², AEK.Toutaoui²

¹ Centre Anti-Cancer de Blida

² Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

Résumé

Une diode QED de type n a été irradiée avec des faisceaux d'électrons de deux différentes énergies (12 et 15 MeV) produits par un accélérateur linéaire Clinac 2100 C. Les réponses de la diode et d'une chambre d'ionisation (détecteur de dosimétrie absolue de référence) ont été comparées pour déterminer l'effet de la variation : de l'énergie, de la taille d'applicateur (ou cône), de la distance source – peau et l'angle d'incidence sur la diode. Résultats: Les mesures montrent une variation de 2,4% de la réponse de la diode en fonction de l'énergie du faisceau (12-15 MeV). La réponse de la diode augmente avec l'ouverture du collimateur. La variation de la DSP par rapport à 100 cm entraîne une variation de la réponse de la diode importante pour les petites tailles du cône. Pour l'angle d'incidence du faisceau par rapport à l'axe longitudinal de la diode, il affecte faiblement la réponse de notre détecteur dans l'intervalle de +/- 45 degrés.

Introduction :

Les diodes offrent l'avantage de la vérification immédiate avec une grande sensibilité, simple instrumentation et sans besoin de polarisation. Néanmoins, l'utilisation des diodes en routine clinique doit considérer 2 paramètres principaux dont la réponse de la diode dépend : Sensitivité et courant de fuite :

La sensibilité : Désignons par S la sensibilité de la diode c-à-d la charge collectée par unité de dose :

$$S = aL = a\sqrt{D\tau} \quad (1)$$

a : une constante, τ : durée de vie des porteurs de charges créés lors de l'irradiation. L et D sont la longueur de diffusion et le coefficient de diffusion des porteurs de charge minoritaires, respectivement. S dépend de :

- la dose cumulée au cours de l'utilisation [3] (d'où la nécessité de la calibration fréquente de la diode),

- le débit de dose instantané [4] (affecté par la variation de la DSP, la taille du champ et de la présence de modificateurs de faisceaux)

- Variation des diffusions autour de la diode (affecté par l'incidence du faisceau)

Courant de fuite : Pour les diodes ne nécessitant pas un voltage bias, la source principale du courant de fuite est la température.

Pour les diodes dédiées aux électrons, les facteurs de corrections dépendent de la DSP, taille du cône, l'incidence du faisceau et de la température.

Matériels et méthodes

Le centre anti-cancer de Blida dispose d'un accélérateur linéaire médicale Varian 2100C (fig.4) fonctionnant en mode photons (6 et 18 MV) et électrons (4, 6, 9, 12, 15 MeV). Les faisceaux d'électrons ont été calibré suivant le TRS 398 avec une

DSP = 100, taille du cône 10x10 cm² et à la profondeur d_{max}. Le système de dosimétrie in-vivo pour électrons implémenté à notre service (fig.1) est le IVD model 1112 (Sun Nuclear Corporation, Melbourne, FL). Il s'agit de diodes, dites **QED**, de type-n fabriquées à partir

d'une jonction pn du Silicium dopée avec du Platinium. Le détecteur QED a été fabriqué avec un build-up interne de 0,3 g/cm² d'arçylic afin d'éliminer les électrons de contamination ainsi avoir une lecture plus stable avec la diode. Le système de dosimétrie IVD a été calibré dans les conditions de référence de calibration de nos faisceaux d'électrons (cône 10x10 cm², DSP 100) à l'aide d'une chambre d'ionisation de référence posée sur l'axe central du faisceau à une profondeur d_{max} d'un fantôme solide en PMMA. La diode posée à 1,5 cm de l'axe central afin d'éviter l'atténuation du faisceau sous la diode.

$$F_{cal} = \frac{D(cal) = Dose\ CI(d_{max}, 10 \times 10)}{L(cal) = Lecture\ Diode\ à\ la\ surface\ (nC)} \quad (2)$$

Dans ce travail, le facteur de calibration est fonction de trois paramètres : taille du cône, distance source-surface du fantôme et l'angle d'incidence du faisceau sur la diode. Toute variation de l'un de ce paramètre par rapporte aux conditions de calibration (10x10 cm², DSP 100 cm, incidence 0°) impose la correction du facteur de calibration par un produit des facteurs de correction de ces paramètres. Les facteurs de correction sont supposés être linéairement indépendants l'un de l'autre :

$$F_{correction} = F_{cône} \times F_{DSP} \times F_{angle} \quad (3)$$

Mais on a observé que F_{cône} dépendait de la DSP et on a déterminé ce facteur pour les différentes DSP :

Avec

$$F_{DSP} = \frac{\frac{D(DSP)}{L(DSP)}}{\frac{D(cal)}{L(cal)}} \quad F_c = \frac{\frac{D(c)}{L(c)}}{\frac{D(cal)}{L(cal)}} \quad F_{angle} = \frac{L(angle)}{L(0^0)} \quad (4)$$

Résultats et discussions:

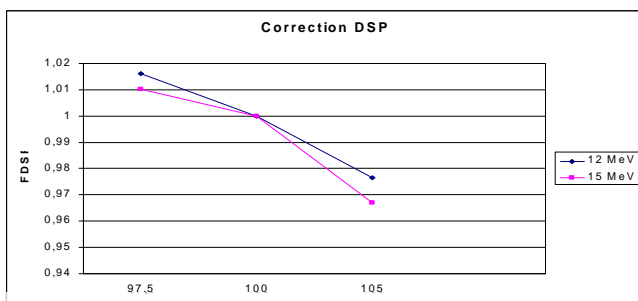
Dépendance en énergie :

Déterminée à partir des facteurs de calibration de la diode pour chaque énergie.

	12 MeV	15 MeV
Fcalibration (nC/cGy)	0,8460	0,8256
Ecart	2,4%	

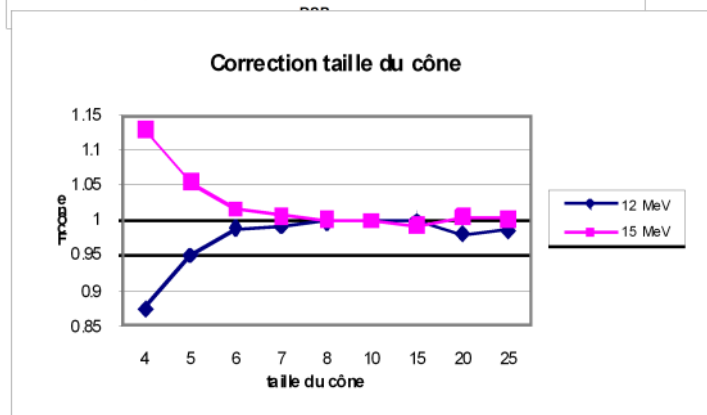
Dépendance de la DSP:

La figure suivante présente les F_{DSP} pour les 2 énergies et pour cône = 10x10 cm².



-Le F_{DSP} est pratiquement indépendant de l'énergie.

- Une variation du débit (entre DSP 100 et DSP 105) de 9% induit une augmentation de la sensibilité de la diode de + 3,4 %.



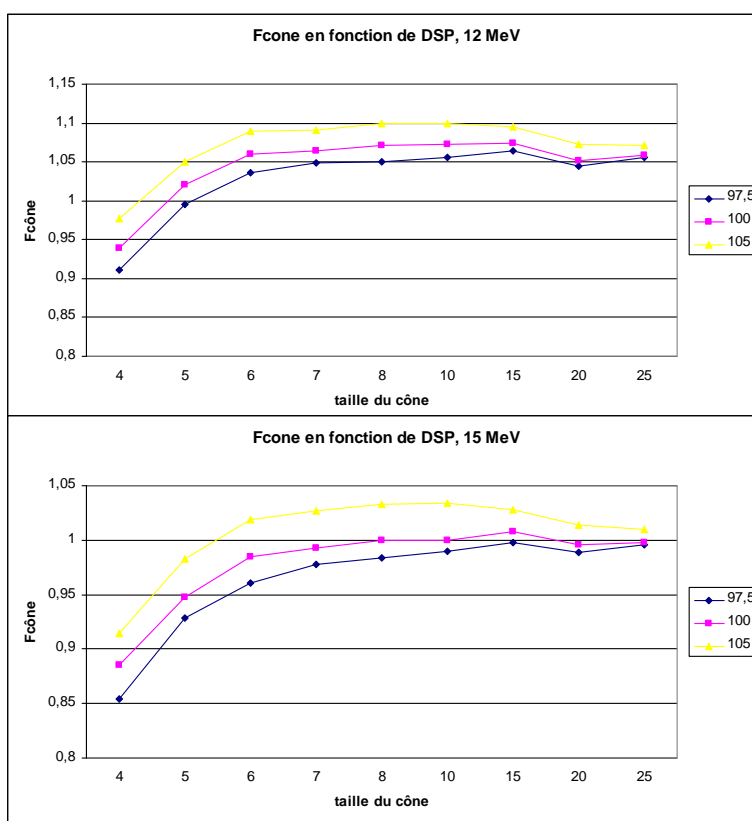
Dépendance de la taille du champ :

La diode étant à la surface, sa réponse dépend cruciallement du facteur de diffusion dans la tête de traitement qui est important pour les petites tailles du cône → Une variation importante pour les cônes < 7 x7 par rapport au 10x10.

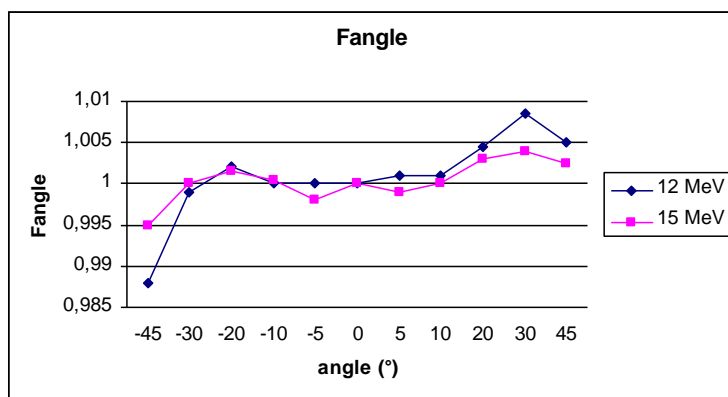
A partir du 7X7 cm², la correction est négligeable pour les deux énergies. Pour les les cônes est < 7x7 cm², la dépendance de l'énergie est évidente due à un taux de contamination en électrons plus élevé pour le 12 MeV.

Dépendance du F_{cône} de la DSP:

FDSP et F_{cône} ne sont pas linéairement indépendant pour les électrons → étudier F_{cône} pour une seule DSP de calibration n'offre plus une bonne précision. La dépendance du F_{cône} des différentes DSP est présentée dans les 2 figures en face



Dépendance de l'angle d'incidence :



Fangle dépend faiblement de l'énergie. L'écart augmente avec l'angle mais dans le domaine ± 20°, la réponse de la diode ne varie quasiment pas.

Ces mesures ont montré l'avantage de la géométrie sphérique de la diode.

La facteurs de corrections étant déterminés, la dose à d_{\max} mesurée par une diode posée sur la surface du patient sera déterminer par :

$$D(\text{diode}) = L_{\text{diode}} \times F_{\text{cal}} \times F_{\text{DSP}} \times F_{\text{cône,DSP}} \times F_{\text{angle}} \quad (5)$$

conclusion :

Les diodes types QED peuvent servir à l'assurance de qualité des traitement en radiothérapie après une calibration adéquate. Contrairement au cas de photons, le facteur de correction du cône dépend de la distance source-peau à cause du taux relativement élevé de la contamination en électrons pour les faisceaux d'électrons. La dépendance de l'angle d'incidence n'est pas important entre $\pm 45^\circ$ (réponse isotropique dans un cône de 45° autour de l'axe vertical de la diode. La dépendance de la taille du cône est faible voire négligeable pour les tailles $> 7 \times 7$. La géométrie sphérique offre une stabilité de la réponse de la diode en fonction de l'angle d'incidence du faisceau.

La diode type QED offre l'avantage d'un minimum de facteurs de correction pour les tailles du cône $< 10 \times 10 \text{ cm}^2$ donc une meilleure précision de la dose mesurée.

Perspective : Application clinique sur patients et développement d'un programme intégral sur Excel pour une application facile et rapide.

Références :

- [1]: International Commission on radiation units and measurements (ICRU), ICRU report No. 24 (Washington D.C, 1976)
- [2]: R.P.Parker, 'Semiconductor Nuclear Radiation Detectors,' Phys.Med. Biol., vol. 15, No. 4, 605-620 (1970)
- [3]: J.Shi, T.C. Zhu, 'Modeling the instantaneous dose rate dependence of radiation diode detectors' Med.Phys. 30(9), 2509-2519 (2003)
- [4]: J.Shi, 'Characteristics of the Si Diode as a Radiation Detector for the Application of In-Vivo Dosimetry', p.16-25, Thesis, Florida Institute of Technology, May 1995

ETUDE DE LA SURVIE DES CELLULES CHO-K1 IRRADIEES

N. Ait Said¹ And H. Hamai-Amara¹

¹Centre de Recherche Nucléaire d'Alger
Division des Applications Nucléaires
Département des Applications Médicales
2 Bd Frantz Fanon BP 399 Alger-Gare, Algérie

Résumé :

La courbe de survie a été obtenue par la méthode de clonage in vitro selon une technique développée pour les cellules de mammifères par Puck et Markus (1956). La survie cellulaire d'une lignée. Des cellules CHO-K1 (Chinese Hamster Ovary cells) en phase de croissance exponentielle ont été irradiées in vitro par les rayons X à des doses allant de 0 à 8 Gy. Les cellules ont été cultivées dans du milieu HAM'S F₁₂ supplémenté de 10% de FCS et d'antibiotiques puis ont été mises en incubation dans une étuve à 37°C en présence de 5% de CO₂. Après développement des clones, les cellules ont été fixées et le taux de survie cellulaire a été déterminé par le comptage de colonies formées. La fraction survivante diminue de manière exponentielle lorsque la dose augmente, passant d'un taux de 100% pour le témoin à 0.6% pour la dose maximale.

Le tracé de la courbe représentant la survie cellulaire (échelle logarithmique) en fonction de la dose montre que la relation est de type linéaire-quadratique, ce qui est caractéristique des rayonnements à faible TEL (transfert linéique d'énergie).

1. Introduction :

Les rayonnements ionisants affectent les cellules vivantes par des atteintes au niveau de la molécule d'ADN. Des mécanismes de réparation enzymatique dépendant de plusieurs facteurs, notamment des conditions d'irradiation (nature du rayonnement, dose, débit de dose) et des caractéristiques biologique du milieu irradié (nature des cellules, radiosensibilité intrinsèque, ...) interviennent.

En conséquence, il peut y avoir réparation de la cellule irradiée, sa mutation ou encore arrêt de la division cellulaire et mort de la cellule. Pour vérifier qu'une cellule a survécu à l'irradiation et qu'elle a conservé son intégrité reproductive, on fait appel à la capacité d'une cellule unique à croître dans les conditions adéquates pour former une colonie visible à l'œil nu. Cette capacité des cellules survivantes à donner naissance à des clones permet d'établir des courbes de survie cellulaire qui sont à la base de la radiobiologie cellulaire quantitative.

Les courbes de survie cellulaire permettent de décrire la relation entre la dose absorbée par la cible biologique constituée de cellules et la fraction d'entre elles ayant conservé, malgré cela, leur pouvoir de division. Ces cellules survivantes après l'irradiation sont dites clonogéniques car elles ont gardé leur capacité de prolifération et de donner ainsi naissance à un clone.

2. Matériel et méthodes :

La courbe de survie pour les cellules CHO a été obtenue par la méthode de clonage in vitro selon une technique développée pour les cellules de mammifères par Puck et Marcus (1956). Les cellules CHO (Chinese Hamster Ovary) sont des cellules ovariennes de Hamster chinois. Les cellules CHO sont des cellules adhérentes, à morphologie de type épithélial, cultivées à 37°C en atmosphère humide contenant 5% de CO₂ dans du milieu de Ham F12

supplémenté par 10% de sérum de veau fœtal décomplémenté, 2 mM de glutamine et une solution de pénicilline (100 µg/mL) / streptomycine (100 UI/mL). Elles sont cultivées jusqu'à environ 80% de la confluence maximale avant d'être remises en sous-culture. Le passage se fait 2 à 3 fois par semaine sous hotte à flux laminaire, dans des conditions stériles pour éviter les contaminations. Le détachement des cellules CHO de leur support de culture se fait au moyen de trypsine (0,05%)/EDTA. L'opération de détachement des cellules par la trypsine se fait en réalisant un lavage du tapis cellulaire monocouche par un tampon phosphate salin stérile. Les boîtes sont remises en incubation pendant quelques minutes à 37°C en présence de trypsine/EDTA. Les cellules sont détachées en tapotant légèrement la surface ou par grattage doux en utilisant un grattoir stérile si nécessaire. Les cellules dissociées sont centrifugées puis remises en solution dans du milieu frais par pipetage avant d'être reprises dans des flacons de culture stériles à la concentration voulue.

Le nombre de cellules par unité de volume de la suspension est établi par comptage des cellules à l'aide d'un hématocytomètre ou cellule de Thoma. La numération se fait par observation au microscope à contraste de phase.

Pour les expérimentations, les cellules sontensemencées à la densité choisie en fonction de la dose dans des boîtes de pétri stériles. Après irradiation, les flacons sont placés à l'incubateur à 37°C en atmosphère humide contenant 5% de CO₂ pour une période de 1 à 2 semaines afin de permettre la formation de colonies macroscopiques. Les cellules sont alors fixées et colorées et les clones formés sont comptés.

Irradiation par les rayons X :

Les cellules sont irradiées à l'équilibre électronique par un accélérateur médical produisant des photons de 6 MV au débit de dose utilisé en radiothérapie humaine. Les échantillons cellulaires sont contenus dans des boîtes de pétri et exposés au rayonnement dans les conditions normales d'oxygénation, à température ambiante (24°C). Les doses délivrées ont été de 2 Gy, 4 Gy, 6 Gy et 8 Gy.

Détermination de l'efficacité de clonage :

L'efficacité de clonage ou plating efficiency (PE) représente le pourcentage de cellulesensemencées qui donnera naissance à un clone viable, c'est-à-dire qui se développe au-delà de la cinquième génération. Ce coefficient de clonage est déterminé par le comptage des colonies dans l'échantillon témoin non irradié.

$$PE = \frac{\text{nombre de colonies dénombrées}}{\text{nombre de cellulesensemencées}} \times 100$$

Détermination de la fraction de survie :

La fraction de survie ou survival fraction (SF) représente le pourcentage de cellulesensemencées qui donnera naissance à un clone viable, c'est-à-dire qui se développe au-delà de la cinquième génération. Cette valeur est calculée en divisant le nombre de colonies décomptées après une à deux semaines dans l'échantillon par le nombre de cellulesensemencées corrigé par l'efficacité de clonage.

$$SF = \frac{\text{nombre de colonies dénombrées}}{\text{nombre de cellulesensemencées} \times \left(\frac{PE}{100}\right)}$$

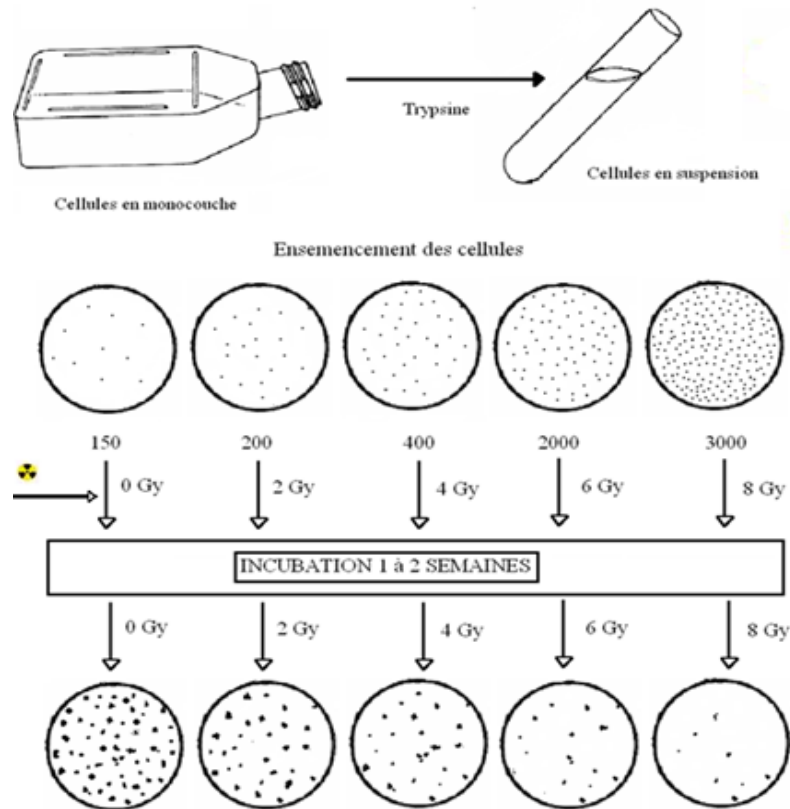


Fig.1 : Schéma synoptique d'une culture de cellules clonogéniques (d'après Hall, 1994).

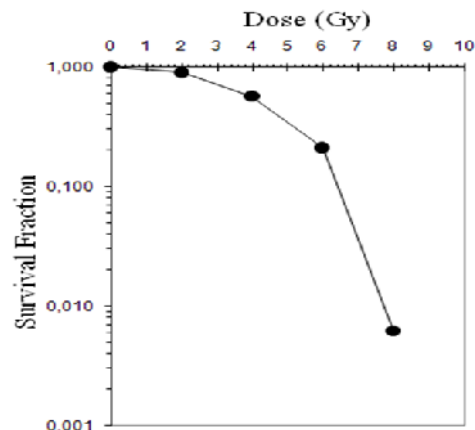
3. Résultats expérimentaux :

On utilise 3 boîtes pour chaque dose et on prend la moyenne pour établir la courbe de survie cellulaire en fonction de la dose. Les valeurs sont portées dans le tableau 1. La courbe de survie cellulaire est la représentation graphique à partir de données expérimentales de la relation entre le taux de survie S (exprimé en échelle logarithmique) et la dose D (exprimé en échelle linéaire).

Tab. 1 : Fraction survivante en fonction de la dose pour les cellules CHO-K1

Dose (Gy)	# Cell.	# clones	PE	SF	SF/PE
0	150	48.7	0.325	/	1
2	200	58.3	/	0.291	0.895
4	400	73.7	/	0.184	0.566
6	2000	137.0	/	0.069	0.212
8	3000	6.0	/	0.002	0.003

Fig.1 : Courbe de survie cellulaire de cellules CHO-K1 en fonction de la dose



4. Discussion :

Pour l'échantillon témoin non irradié, le PE est de l'ordre de 32%, ce qui correspond à une survie corrigée de 100%. On compare ensuite cette survie corrigée après irradiation à différentes dose. On constate que la survie cellulaire diminue lorsque la dose augmente. Dans un système de coordonnées semi-logarithmique, la courbe de survie en fonction de la dose pour un rayonnement à faible TEL (γ , X) présente un épaulement initial. On retrouve cet épaulement de la courbe de survie dans la plupart des études portant sur les cellules de mammifères. L'interprétation la plus simple est liée aux mécanismes de réparation enzymatique qui interviennent pour réparer les dommages au niveau de la molécule d'ADN, celle-ci étant une cible privilégiée de l'action directe et indirecte des rayonnements ionisant lors du transfert d'énergie à la matière vivante. Ainsi, lorsque la dose est faible, la presque totalité des lésions primaires pourront être réparées évitant ainsi la mort de la cellule. Lorsque la dose devient plus importante, le taux de mortalité cellulaire augmente. Les mécanismes enzymatiques de réparation de l'ADN sont saturés et sont incapables de restituer la configuration d'origine. La probabilité de la mort des cellules devient plus importante du fait d'une mauvaise réparation ou de l'accumulation de lésions non réparées.

Pour un rayonnement à TEL faible, la survie est une fonction complexe qui est le produit de deux fonctions exponentielles, chacune exprimant un type de survie dépendant de la mort cellulaire considérée. Il y a deux composantes à la mort cellulaire, la première proportionnelle à la dose et la seconde proportionnelle au carré de la dose. Parmi les quatre modèles principaux retenus par l'ICRU N°30, c'est le modèle linéaire-quadratique qui décrit notre courbe. Il s'exprime sous la forme de l'équation : $S = \exp(-\alpha D - \beta D^2)$ où S représente la survie cellulaire, D la dose et (α, β) respectivement les coefficients linéaire et quadratique.

Conclusion :

La courbe de survie des cellules CHO-K1 exposées à un rayonnement de faible LET peut être interprétée par le modèle linéaire-quadratique. A faible dose, la mort cellulaire est liée à la dose par une relation linéaire et à dose plus élevée, elle obéit à une relation quadratique.

Bibliographie:

Hall, E.J., Radiobiology for the Radiologist, Fourth edition, Philadelphia: J.B. Lippincott Company, 1994.

ICRU, Quantitative concepts and dosimetry in radiobiology. Report No 30. International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, DC, 1979.

Puck, T.T., Marcus, P.I., Action of X-rays on mammalian cell, J. Exp. Med. 103:653-666, 1956.

UTILISATION DE LA METHODE MONTE CARLO POUR LA VERIFICATION DES PERFORMANCES DES ALGORITHMES DE CALCUL DE DOSE POUR LES FAISCEAUX D'ELECTRONS UTILISES EN RADIOTHERAPIE

Said.Djaroum¹, Abdelkader.Toutaoui² Et Nassim.Aichouche³

(¹) Centre de Recherche Nucléaire de Birine, (²) Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

(³) Etudiant en Magister USTHB

Introduction

Cette présente étude permettra d'évaluer l'algorithme dosimétrique du système Theraplan Plus, du service de radiothérapie du centre Pierre et Marie Curie d'Alger au moyen de simulations Monte-Carlo réalisées avec le code EGSnrc [3]. L'approche suivie est d'utiliser un accélérateur virtuel, comme unité de traitement pour trois énergies des faisceaux d'électrons 6, 9 et 12MeV. Il s'agit de caractériser le système TPS, en utilisant des données, dites de référence, obtenues par simulation Monte Carlo dans un fantôme d'eau homogène en utilisant le code DOSXYZnrc [4]. Ces données sont introduites dans le système de planification de traitement Theraplan Plus pour obtenir trois unités 6, 9 et 12MeV. La deuxième étape consiste à la vérification des performances de ce système par un certain nombre de tests choisis. Ces tests correspondent à des calculs de distributions de dose dans plusieurs configurations du fantôme d'eau. Ces calculs sont effectués par Monte Carlo et par le système Theraplan Plus, la comparaison des résultats est effectuée par l'indice gamma. Le test est dit concluant si la valeur de cet indice est inférieure à 1.

2. Matériels et Méthode

2.1. Le code système EGSnrc et les codes utilisateurs BEAMnrc et DOSXYZnrc

La nouvelle version de EGS4, appelée EGSnrc[3], a été développée en 2000, qui introduit plusieurs améliorations dans le transport des électrons par rapport à la version EGS4. plusieurs codes utilisateurs ont été développés au 'National Research Council of Canada' et adaptés au code EGSnrc. Ces codes utilisateurs simplifient l'interface avec EGSnrc. Dans ce travail, le code utilisateur DOSXYZnrc[4] a été utilisé pour le calcul de la dose, et le BEAMnrc[5] pour simuler le faisceau d'irradiation de l'accélérateur linéaire médical.

2.2. Le Système de planification de traitement Theraplan Plus

L'algorithme de base du système Theraplan Plus [6] pour les faisceaux d'électrons est basé sur la décomposition en faisceaux élémentaires (*pencil beam*). Le système exige des données d'entrée décrivant l'unité de traitement et le faisceau de rayonnement. Ces données sont les doses sur l'axe central et des profils de dose. Pour les données de dose sur l'axe central, sept tailles au minimum de champ sont exigés, et pour les profils de dose, quatre profondeurs pour une taille large du champ.

2.3. L'accélérateur linéaire virtuel

L'accélérateur virtuel utilisé dans ce travail est basé sur les données génériques de l'accélérateur linéaire médical Varian 1800 [7]. Une représentation schématique de l'accélérateur virtuel utilisé dans ce présent travail est donnée en figure (2).

2.4. Simulation de la tête d'irradiation

Cette simulation consiste à utiliser le code BEAMnrc en interaction avec le code EGSnrc pour obtenir les fichiers de données de l'espace des phases. Les sections efficaces sont obtenues par le code pré processeur PEGS4 pour des gammes d'énergies (AE, UE) pour les électrons et (AP, UP) pour les photons. Les valeurs en MeV de AE, UE, AP et UP sont respectivement 0.521, 55.511, 0.01 et 55.0MeV. Les principaux paramètres de simulation sont les énergies de

coups des électrons et des photons (ECUT=0.7MeV et PCUT=0.01 MeV) et les réductions de variance (Interaction forcée pour les photons=off, 'Bremsstrahlung Splitting' =off, Roulette russe=off et 'Range rejection' pour les électrons=on).

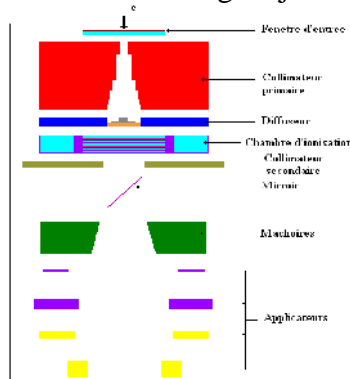


Fig.2 : Représentation schématique de la tête de traitement de l'accélérateur virtuel utilisé dans les simulations en mode électron.

2.5. Calcul des distributions de dose

Les fichiers de sortie (*espace des phases*) obtenus par le code BEAMnrc dans la simulation de la tête d'irradiation de l'accélérateur virtuel sont utilisés par le code DOSXYZnrc pour simuler les distributions de dose dans un fantôme d'eau. Les simulations de dose sont effectuées dans un fantôme homogène pour obtenir les données de référence et dans des configurations différentes du fantôme d'eau pour obtenir les données de vérification. Les paramètres de simulation sont les énergies de coupures des électrons et des photons (ECUTIN=0.7MeV et PCUTIN=0.01 MeV). Les quatre configurations du fantôme d'eau utilisées sont présentées dans les figures 3.1 à 3.4. Les différents cas de simulations pour chaque configuration sont donnés dans le tableau (1).

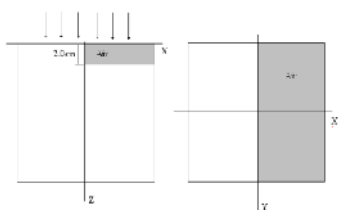


Fig.3.1 : Configuration 1, Surface irrégulière

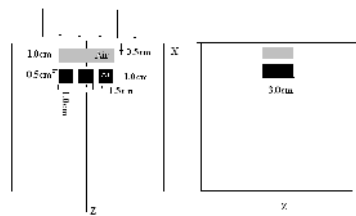


Fig.3.2 : Configuration 2, Trachée et colonne vertébrale

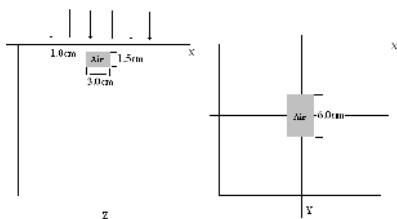


Fig.3.3 : Configuration 3, Cavité d'air 3D

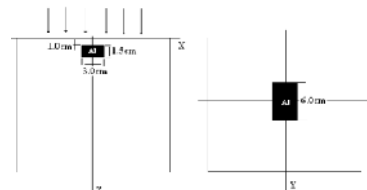


Fig.3.4 : Configuration 4, Cavité d'Al 3D

Tableau 1 : Les cas de simulation considérés pour 'commissioning'

Configuration	Cas	z (cm)	E (MeV)	Configuratio n	Cas	z (cm)	E (MeV)
1	Profile (y=0)	1.25	6	2	Profile (y=0)	1.75	6
	//	2.0	9		//	1.75	9
	//	2.5	12		//	1.75	12
Configuration	Cas	z (cm)	E (MeV)	Configuratio n	Cas	z (cm)	E (MeV)
3	Profile (y=0)	1.75	6	4	Profile (y=0)	1.75	6
	//	2.75	9		//	2.75	9
	//	2.75	12		//	2.75	12

3. Résultats et discussions

3.1. Les données de référence

Les erreurs statistiques des simulations sont de l'ordre de 1% à l'intérieur du champ d'irradiation et de 3% à l'extérieur du champ. Les doses en profondeur et les profils de dose sont normalisés par rapport à la dose maximale pour chaque taille de champ et pour chaque énergie. Les résultats sont présentés dans les figures ci dessous.

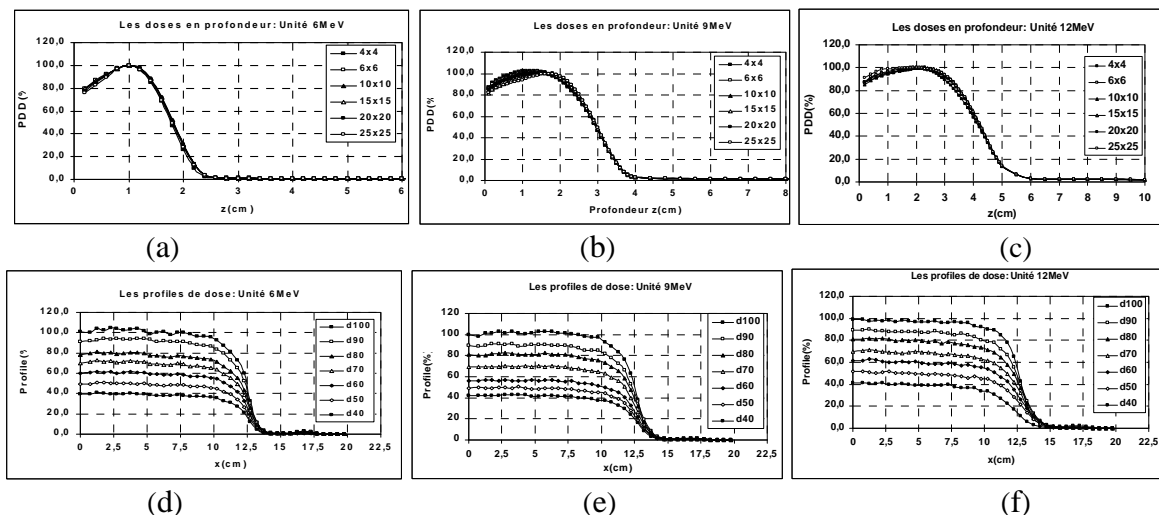


Fig.4 : Les doses en profondeur pour les unités (a) 6MeV, (b) 9MeV et (c) 12MeV, pour une distance source patient de 100cm et pour les champs 4x4, 6x6, 10x10, 15x15, 20x20 et 25x25cm². Les profile de dose pour les unités (d) 6MeV, (e) 9MeV et (f) 12MeV, pour une distance source patient de 100cm, pour le champ 25x25cm² à des profondeur d100, d90, d80, d70, d60, d50 et d40.

3.2. Evaluation de la caractérisation des unités de traitement dans le système Theraplan Plus

Les résultats de l'évaluation de la caractérisation des unités de traitement dans le système de planification de traitement sont présentés par les courbes ci-dessous.

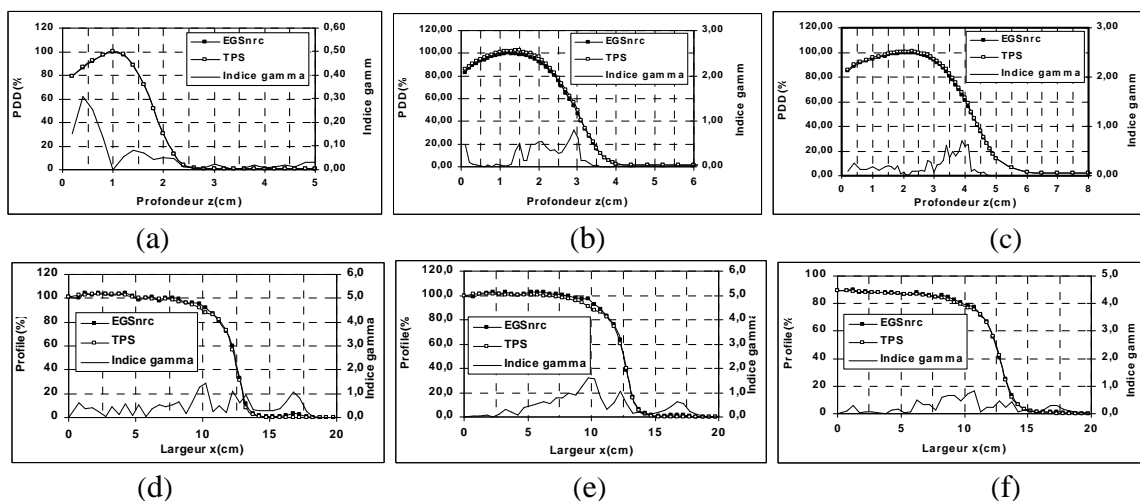


Fig.5: Comparaison des doses en profondeur et des profils de dose (%), calculées par Monte Carlo (DOSXYZnrc) et par le système de planification de traitement (Theraplan Plus) dans un fantôme d'eau homogène : doses en profondeur (a) 6MeV, (b) 9MeV, (c) 12MeV ; profils de dose (d) 6MeV a la profondeur 1.0cm, (e) 9MeV a la profondeur 1.7cm, (f) 12MeV à la profondeur 3.2cm.

3.3. Vérification des performances du système de planification de traitement Theraplan Plus

Les résultats obtenus pour l'ensemble des tests sont présentés dans les figures ci dessous.

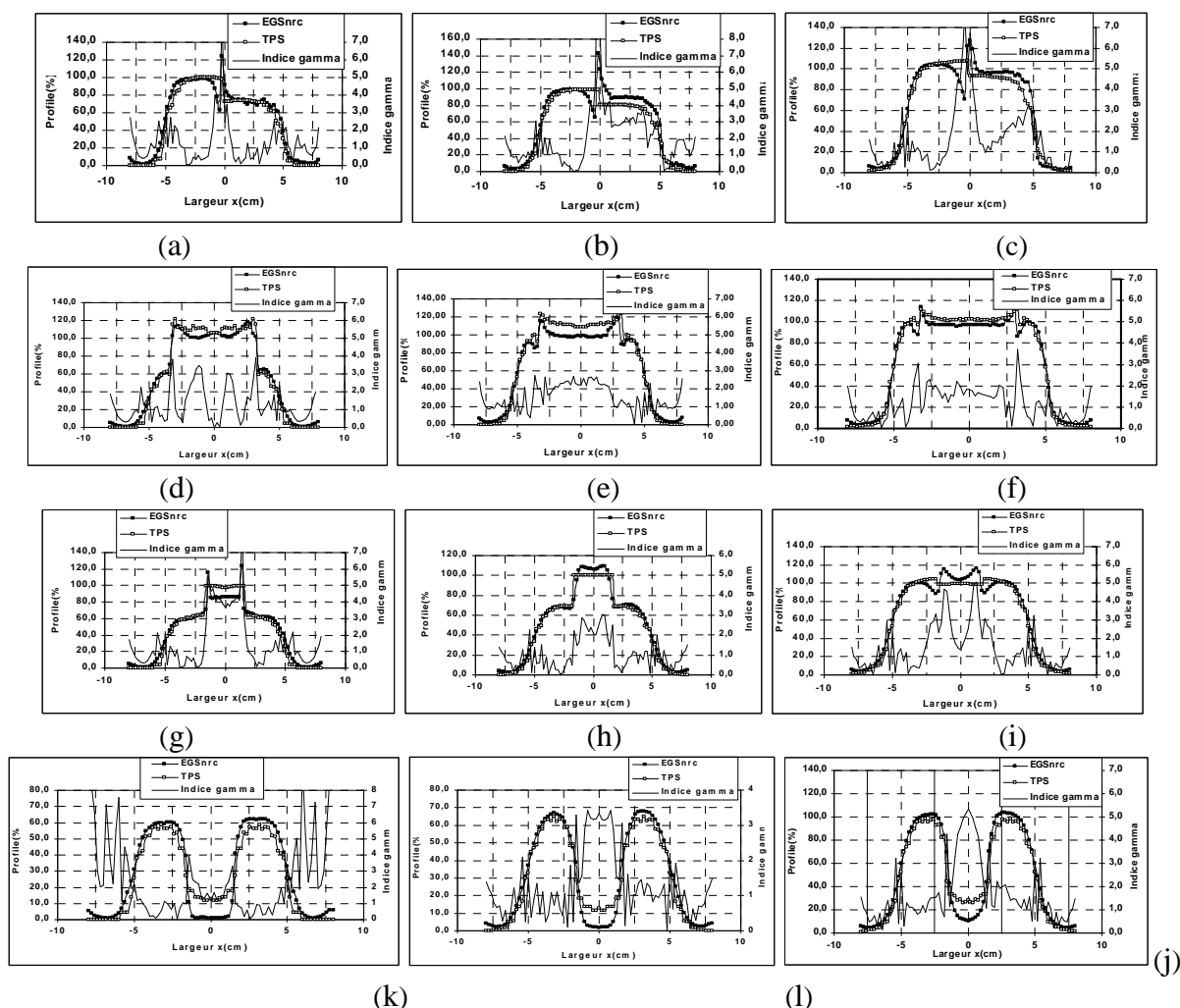


Fig.6: Comparaison par l'indice gamma des profils de dose (%) calculées par Monte Carlo (DOSXYZnrc) et par le système de planification de traitement (Theraplan Plus) : Configuration 1 (a) unité 6MeV et z=1.25cm (b) unité 9MeV et z=2.0cm, (c) unité 12MeV et z=2.5cm ; configuration 2 (d) unité 6MeV et z=1.75cm. (e) unité 9MeV et z=1.75cm (f) unité 12MeV et z=1.75 ; configuration 3 (g) unité 6MeV et z=1.75cm (h) unité 9MeV et z= 2.75cm (i) unité 12MeV et z=2.75cm ; configuration 4 (j) unité 6MeV et z= 1.75cm (k) unité 9MeV et z=2.75cm (l) unité 12MeV et z=2.75cm.

Conclusion

Le concept de l'accélérateur virtuel et les calculs Monte Carlo ont pu montrer la faisabilité de la vérification des performances des algorithmes de calcul utilisés dans les systèmes de planning de traitement conventionnels. Trois éléments principaux sont utilisés dans cette approche, l'accélérateur virtuel, le code BEAMnrc et le code DOSXYZnrc. Pour chaque unité, six tailles de champ sont considérées, 4x4, 6x6, 10x10, 15x15, 20x20 et 25x25. Six tests sont considérés dans la configuration du fantôme homogène, les résultats obtenus pour ces tests sont validés, toutes les valeurs de l'indice gamma sont inférieures à 1. Les configurations 1 à 4, sont constituées d'un fantôme d'eau contenant des hétérogénéités en aluminium et en air, exposées à un champ carré 10x10cm², plusieurs tests ont été effectués, ils ont été choisis

selon la position de l'hétérogénéité et selon l'énergie des électrons primaires. Les résultats ont montré que ces tests sont rejetés aux interfaces et dans les zones hétérogènes. Dans le cas des configurations contenant des hétérogénéités, constituées du matériau 'air' (densité inférieure à celle de l'eau), les doses en profondeur s'annulent pour des profondeurs (z) supérieures à celles obtenues dans un fantôme d'eau homogène et d'une manière différente pour les deux calculs, Monte Carlo et 'TPS'. Par contre, dans le cas des configurations contenant des hétérogénéités, constituées du matériau 'Al' (densité supérieure à celle de l'eau), ces doses s'annulent à des profondeurs (z) inférieures. Le rejet des tests aux interfaces, est due essentiellement aux phénomènes de rétrodiffusion, qui ne sont pas considérés dans les calculs par le système 'TPS', Theraplan Plus. Pour les perspectives, cette étude trouvera des applications sur le fantôme anthropomorphique construit sur la base des coupes CT et dans l'utilisation des applicateurs mutilâmes. Nos résultats peuvent être comparés à des calculs effectués par des systèmes de planification de traitement basés sur la méthode Monte Carlo et par ceux installés dans les services de radiothérapie au niveau national. En fin, cette étude peut être entendue au cas des photons.

Bibliographie

1. Mesbahi A, Allahverdi M and Gheraati H, 'Monte Carlo dose calculation in conventional thorax fields for Co60 photons', Radiation Medicine 2005 vol 23 pp341-350.
2. Rogers D.W.O, 'Ionizing Radiation Dosimetry and Medical Physics', Med.Phys. 1995 vol 51 pp178-181.
3. Kawrakow I and D.W.O. Rogers, 'The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport', NRCC publication, K1A OR6 Nov 7, 2003.
4. Walters B, Rogers D.W.O and Kawrakow I, 'DOSXYZnrc Users Manual', NRCC publication, K1A- OR6, 2006.
5. Rogers D.W.O, Walters B and Kawrakow I, 'BEAMnrc Users Manual', NRCC publication, K1A-OR6, 2006.
6. C.P.M.C, 'Theraplan plus: technical reference manual, 2001.
7. Toutaoui A, 'Utilisation de l'accélérateur virtuel pour le 'commissioning' des systèmes de planification de traitement', Rapport interne, CRNA, COMENA, 2006.
8. AUBIGNAC L.B, 'Contrôle qualité des systèmes de planification dosimétriques des traitements en radiothérapie externe au moyen du code Monte Carlo Penelope', Univ.Toulouse de Paul Sabatier, Thèse Doct.2007(sept).

Thème 4

Application des rayonnements et des techniques nucléaires dans l'industrie, l'agriculture, la géologie, l'environnement, etc

ETUDE DE LA RADIOSENSIBILITE AUX RAYONS GAMMA DE COBALT-60 DES GRAINES DU GENRE DATURA POUR L'INDUCTION DE MUTATIONS.

N. Benslimani^a, L. Khelifi^b.

^aCentre de recherche nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon BP-399 Alger-RP

^bInstitut National Agronomique, Hassen Badi El Harrach, Alger

Résumé :

Le Datura est une solanacée à alcaloïdes tropaniques, ayant des propriétés thérapeutiques très recherchées dans le domaine pharmaceutique. Ce sont des substances naturelles et organiques provenant essentiellement des plantes. Depuis l'identification du premier alcaloïde en 1806, plus de dix mille alcaloïdes ont été isolés des plantes (Mauro, 2006). Ils forment une grande famille très hétérogène de métabolites secondaires qui présentent plusieurs intérêts grâce à leurs propriétés pharmacologiques et leurs applications en médecine (Hopkins, 2003). La synthèse chimique des alcaloïdes tropaniques est plus coûteuse que leur extraction à partir de leur source naturelle « plantes » [Christen et al. 1993]. Même en cultivant en milieu artificiel (in vitro, hydroponie.) les organes les plus producteurs d'alcaloïdes, leur teneur reste faible. D'où l'intérêt d'induire des mutations par irradiation gamma, dans la perspective de les produire par voie naturelle. Le présent travail porte sur l'étude de la radiosensibilité des graines de trois variétés Algériennes de Datura : *Datura stramonium*, *Datura tatula* et *Datura inoxia*. Les graines de Datura utilisées, ont été irradiées à une gamme de doses allant de 5 à 80 Gy. Les différentes observations réalisées aux laboratoires sur les graines irradiées et traitées (trempage, scarification, désinfection) ont indiqué que c'est la variété *Datura inoxia* qui a montré les meilleurs résultats. Cette variété est donc utilisée dans un programme d'induction de mutations sur le terrain.

Introduction

Le genre Datura appartient à la famille des Solanaceae. Elle contient 2500 espèces regroupées en 90 genres dont plus de la moitié appartiennent à un seul genre qui est le genre : *Solanum*. Certaines espèces sont alimentaires comme la pomme de terre et la tomate, tandis que d'autres sont toxiques comme le datura. Les daturas produisent des alcaloïdes (atropine, scopolamine et hyoscyamine). Ces substances provoquent chez l'homme diverses réponses physiologiques parce qu'elles interfèrent avec les neurotransmetteurs. A forte dose, la plupart des alcaloïdes sont très toxiques, par contre à faibles doses, elles peuvent avoir d'importantes applications pharmaceutiques (Hopkins, 2003). Les alcaloïdes tropaniques ou des extraits qui en renferment sont couramment utilisés comme médicament ; relaxants musculaires, analgésiques, tranquillisants ou psychotropes. Ils sont aussi : antispasmodiques, sédatifs, anticholinergiques et mydriatiques (Verdrager, 1978 cité par Zarouri 2006). La synthèse chimique des alcaloïdes tropaniques est plus coûteuse que leur extraction à partir de leur source naturelle « plantes ». De plus, même en cultivant en milieu artificiel (in vitro, hydroponie.) les organes les plus producteurs d'alcaloïdes, leur teneur reste faible, sauf après transformation génétique (culture du chevelu racinaire ou hairy root). D'où l'intérêt d'induire des mutations par irradiation gamma, dans la perspectives de les produire par voie naturelle. L'objectif du présent travail est l'étude de la radiosensibilité des graines de trois variétés Algériennes de Datura : *Datura stramonium*, *Datura tatula* et *Datura inoxia* en vue de choisir une seule variété dont le suivi se fera sur une parcelle expérimentale à l'Institut National Agronomique d'El Harrach (INA), pour un programme d'induction de mutations.

Matériel et méthode

I-Choix des doses d'irradiation

a) Préparation du matériel végétal : Il est composé de trois variétés de Datura à savoir : *Datura stramonium* (Tlemcen), *Datura tatula* (El Harrach), et *Datura inoxia* (Ain Defla).

b) Irradiation aux rayons gamma.

Les graines des variétés (75 graines par dose, par répétition et par variété) sont irradiées à la gamme de doses d'irradiation suivante : 5, 10, 20, 40,60 et 80 Gy (Planche 2).

c) Mise en germination

Un nombre de 25 graines répété 3 fois est irradié aux 6 doses d'irradiation retenues et mis à germer avec témoin compris, selon les traitements suivants :

- 1 / Trempage à l'eau des graines durant 12 heures, irradiation et mise en germination.
- 2 / Scarification des graines, irradiation et mise en germination.
- 3 / Désinfection du sol et des graines, irradiation et mise en germination (Planche 1, 1-2-3).

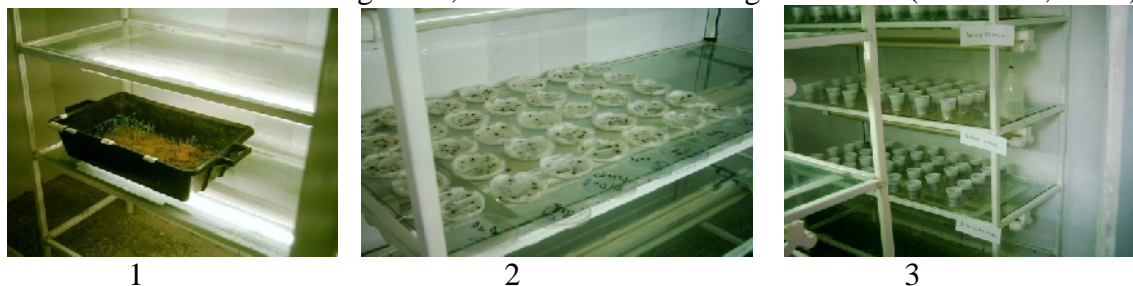


Planche 1 : Différents traitements des graines

- Paramètres étudiés pour le choix des doses d'irradiation :

- a) Etude du taux de germination pour chaque traitement.

II- Etude de la première et de la seconde génération (*Datura inoxia*).

L'expérimentation de la première génération (M1) est réalisée sur une surface globale de 70 m², un nombre de 200 graines au total par dose d'irradiation est scarifié et préparé à l'irradiation. L'essai est mené en bloc aléatoire complet avec deux répétitions. L'expérimentation de la M2 est réalisée sur une parcelle de 88 m², et contenant les 5 plants suivis en M1, en bloc aléatoire complet avec deux répétitions.

2.1 -Irradiation

Elle est faite aux doses sélectionnées : 40, 60 et 80 Gy (Gogebashvili et al, 2002)



Planche 2 : Echantillons de semences destinés à l'irradiation

Résultats et discussion

- a) Etude du taux de germination

1 : Trempage à l'eau des graines, irradiation et mise en germination

Les graines de *Datura stramonium* et *Datura tatura* n'ont pas germé. Seule les graines de *Datura inoxia* ont présenté un certain taux de germination dont le plus élevé est noté à la dose D5 (60 Gy) avec 38.66%. Le taux de germination le plus faible est de 4% pour la dose D2 de 10 Gy. (Fig. 1A)

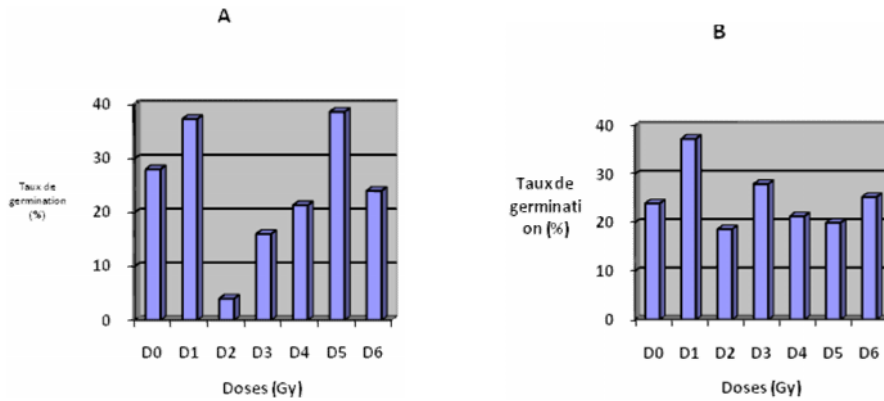


Figure 1 : Taux de germination des graines irradiées chez *Datura innoxia* (A : trempées dans l'eau, B : graines traitées au benomyl et semées sur sol autoclavé).

2 : Scarification des graines, irradiation et mise en germination

Pour l'ensemble des doses et comparativement aux variétés *Datura tatula* et *Datura stramonium*, la variété *Datura innoxia* a présenté les taux de germination les plus importants avec 38.66% au niveau de la dose 1 (5Gy). Les variétés *Datura stramonium* et *Datura tatula* ont présenté des taux de germination très faibles avec absence totale de germination à la dose D5 et D1 et D2 respectivement pour les variétés *Datura stramonium* et *Datura tatula*. (Fig.2 A, B et C).

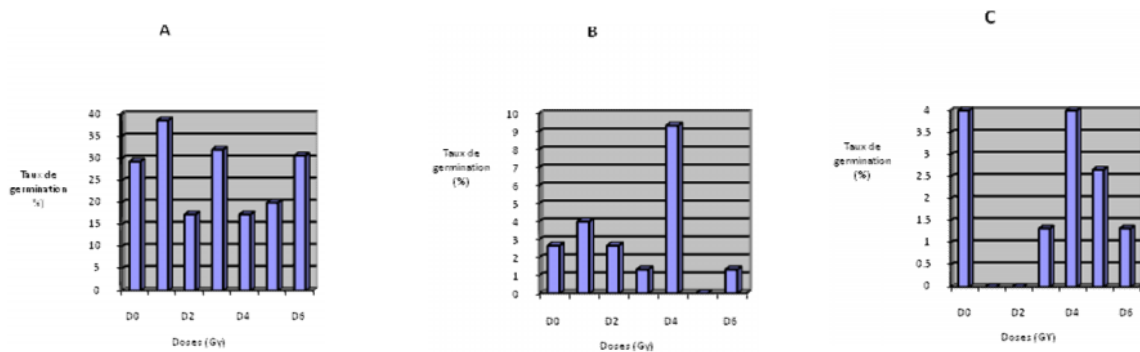


Figure 2 : Effet des doses d'irradiation sur le taux de germination des graines de 3 variétés de Datura (A : *Datura innoxia*, B : *Datura stramonium*, C : *Datura tatula*).

3 : Désinfection du sol et des graines, irradiation et mise en germination : Le taux de germination de *Datura stramonium* et *Datura tatula* a été nul. Les graines de la variété *Datura innoxia* ont présenté un certain taux de germination dont le plus important est noté pour la dose 1 (5Gy) avec 38.66% (Fig.1B et Tab1).

Tableau 1 : Germination des graines de *Datura innoxia* selon trois procédés

Dose(Gy)	Germination des graines scarifiées (%)	Germination des graines désinfectées (%)	% germination des graines trempées dans l'eau (%)
D0	29.33	24	28
D1	38.66	37.33	37.33
D2	17.33	18.66	4
D3	32	28	16
D4	17.33	21.33	21.33
D5	20	20	38.66
D6	30.66	25.33	24

Observation : La capacité de germination des graines scarifiées de *Datura innoxia* est en général meilleure comparativement aux deux autres variétés *Datura stramonium* et *Datura tatula* pour les trois traitements testés. En effet, selon Copeland 1976 cité par Marwat et al 2005, la scarification fait augmenter le taux de germination. L'enveloppe des graines est imperméable à la diffusion des gaz et l'embryon peut être maintenu dans des conditions de dormance à cause du manque d'oxygène. L'oxygène est nécessaire pour le métabolisme (Bidwill, 1974). L'enveloppe de la graine peut limiter l'absorption de l'eau et donc limiter la germination (Crocker et Lela, 1937).

Etude de la première génération

Les graines témoins et traitées aux doses retenues (40,60 et 80 Gy) ont été suivies durant tout le cycle de développement. Sur 5 plants par parcelles élémentaires, différents paramètres sont étudiés en plus du prélèvement des feuilles par plant pour l'étude des alcaloïdes tropaniques (Planche3).

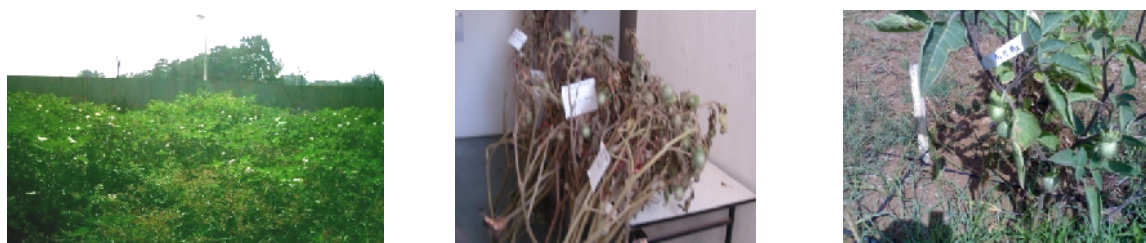


Planche 3 : Etude des générations M1 et M2

Etude de la seconde génération : Les 5 plants suivis en première génération sont repris en seconde génération en bloc aléatoire complet avec deux répétitions au total. Les paramètres agronomiques sont étudiés de la même manière sur les plants de la M2. Les feuilles et les racines de chaque plante de la M2 sont prélevées pour extraire, doser et caractériser les alcaloïdes tropaniques (Planche 3).

Conclusion et Perspectives :

Ce travail est en cours de réalisation à travers un programme d'induction de mutations chez *Datura innoxia*. Il est prévu de compléter l'étude de la radiosensibilité des graines au moyen de la mise en culture in vitro des graines irradiées et scarifiées selon deux modèles (Planche 4) et d'étudier les alcaloïdes tropaniques sur les graines de la M0 ainsi que sur les feuilles, les graines et les racines des plants de première et de seconde génération mutante de *Datura innoxia* (M1 et M2), en vue de sélectionner les lignées mutantes les plus riches en alcaloïdes.

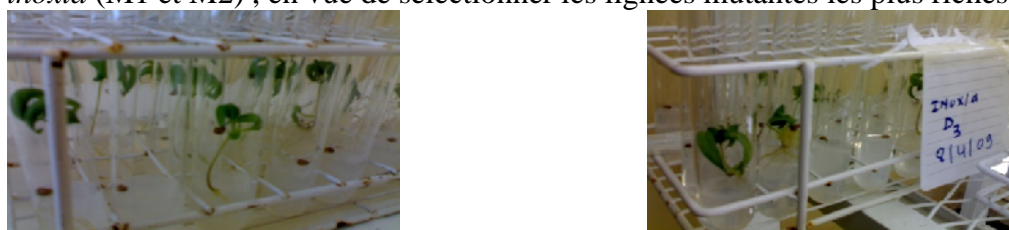


Planche 4 : Etude de la radiosensibilité in vitro des graines de Datura

Bibliographie

- 1-Gogebashvili; N.Ivamishvili, L.Phaladze, N.Popiashvili, 2002 : The influence of gamma irradiation on the activity of alkaloids biosynthesis in cultural callus tissues. Vol 10, 2002.
- 2-Hopkins W G, 2003 : Physiologie végétale. Ed. De Boeck.Bruxelles, 514P.
- 3-Mauro N.M, 2006 : Synthèse d'alcaloïdes biologiquement actifs : La (+) anatoxine –a et la (+) camptothécine. Th. Doctorat, université Joseph Fourier, Grenoble 1, 186P.
- 4-Marwat et al 2005: Germination of seeds of *Datura stramonium* L under different conditions (Temperature and soil). Gomal University, Journal of Research, 21: 45-49 (2005).

5-Verdrager, 1978 : Ces médicaments qui nous viennent des plantes, le datura. Ed. Maloine S.A Paris.

6-Zarouri B, 2006 : Induction du chevelu racinaire par *Agrobacterium rhizogenes* sur explants de *Datura stramonium L*, en vu d'améliorer la production d'alcaloïdes. Mémoire Ing INA, 45P.

L'UTILISATION DU ^{99m}Tc DANS L'ETUDE DU TRANSPORT DU MOLYBDENE DANS LES PLANTULES DE *Phaseolus vulgaris*

Salha Bouzid ⁽¹⁾, Châabane Rahmoune ⁽¹⁾ et Nabila Lahlah ⁽²⁾

⁽¹⁾ *Ecotoxicologie et Stress Abiotiques, Département Biologie et Ecologie, Faculté SNV
Univesrsité Mentouri Constantine, Algérie.*

⁽²⁾ *Service scintigraphie, Centre de diagnostic El-Hoceini, Constantine, Algérie.*

Les radio-isotopes constituent des instruments de recherche sur le métabolisme, le développement et la pathologie chez les végétaux, les animaux et l'homme. [1] Le technétium (Tc) est un métal de transition artificiel. Parmi la trentaine d'isotopes du Tc actuellement identifiés, aucun n'est stable. Il présente un intérêt médical pour l'analyse scintigraphique car c'est un émetteur gamma pur de 140 KeV parfaitement adapté aux - caméras avec une demi vie de 6,023 heures permettant d'administrer aux patients une forte activité, avec pour conséquence de bonnes images scintigraphiques sans risque d'irradiation excessive [2]. Grâce au générateur ⁹⁹Mo/^{99m}Tc, le molybdène ⁹⁹Mo se transmute en technétium 99m (^{99m}Tc) par désintégration - qui fait augmenter le numéro atomique du molybdène (42 protons) donnant ainsi le technétium 99métastable (^{99m}Tc) (43 protons) [3]. Les plantes absorbent le ^{99m}Tc sous forme de pertechnétate (TcO₄⁻) par voie racinaire qui implique des processus passifs et actifs communs à d'autres anions (sulfate, phosphate et le molybdate). Le pertechnétate (TcO₄⁻) est mobile dans le xylème et rapidement transféré aux parties aériennes. [4] Dans le sol la présence d'un élément peut influencer l'absorption d'un autre élément par la plante, les interactions sont de types synergiques ou antagoniques [5]. Une réaction d'antagonisme entre le Cd et le Zn est un phénomène important, généralement les cations bivalents et trivalents semblent concurrencer pour les mêmes sites d'absorption. [6]

Le but de notre travail est d'étudier et comparer l'absorption et le transport du molybdène chez des plantules de Haricot (*Phaseolus vulgaris* L.) soumises à un apport de NaCl (0, 3, 6, 9, 12 g/l) dans la solution d'arrosage. Le molybdène est un oligoélément indispensable pour la croissance des végétaux et entre dans la formation de plusieurs enzymes et son absorption par le végétal est influencée par la présence du NaCl dans le sol.

L'étude de l'absorption, du transport et de la translocation du Mo à l'intérieur de la plante permet de déterminer sa mobilité pour une meilleure compréhension des transports ioniques et pour une meilleure utilisation des oligoéléments chez l'haricot.

Matériel et méthodes

Pour réaliser cette étude on a substitué le molybdène stable par le ^{99m}Tc dont le cheminement est suivi par la technique de scintigraphie.

Le molybdène a été substitué par le ^{99m}Tc grâce à sa radioactivité et les similarités dans leurs formes anioniques assimilables par les plantes ainsi que les mécanismes de transport à l'intérieur de celles-ci.

Les plantules d'haricot (variété tema) sont âgées entre 6 à 9 semaines et de hauteur moyenne de 10 cm, cultivées sur un substrat solide arrosé avec une solution contenant différentes quantités de NaCl (0, 3, 6, 9 et 12 g/l).

Nous avons procédé à une mesure de la distance parcourue par le ^{99m}Tc pendant 5 heures dans les plantules d'haricot normales et stressées par la salinité (3, 6, 9, 12g/l de NaCl). On arrive à définir la distance par un marqueur radioactif qu'on place à chaque fois sur la plante.

Les plantules sont arrosées avec un volume de 30ml d'eau auquel on ajoute 2ml de pertechnétate de sodium (activité spécifique de 14.8 M Bq/ml ; 0.4 mCi/ml).

La scintigraphie

C'est une technique d'imagerie médicale parfois appelée "gammagraphie" qui permet de visualiser, après injection d'une substance radioactive, l'intérieur de l'organisme afin de détecter d'éventuelles pathologies. Elle consiste à observer, à l'aide d'une caméra sensible aux rayonnements radioactifs, le déplacement d'une substance radioactive. Les explorations scintigraphiques sont basées sur le principe de l'imagerie par émission des photons. Elles consistent à visualiser une structure anatomique ou fonctionnelle de l'organisme en localisant la répartition spatiale et temporelle d'un traceur radioactif au moyen d'un détecteur externe appelé ; camera à scintillation.(gamma-caméra) [7]

Après traitement informatique du signal vidéo, une image apparaît sur un écran à partir de laquelle on peut observer la structure de l'organe étudié ou le mouvement d'un fluide à l'intérieur de celui-ci.

Générateur $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$

Un générateur $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ est constitué par une colonne d'alumine sur laquelle est adsorbé très fortement le molybdate polymérisé ($^{99}\text{Mo}_7\text{O}^{24}_6$)⁻. Après la transformation radioactive, le pertechnétate $^{99\text{m}}\text{TcO}_4^-$ formé se désolidarise du polymère et peut être facilement élué de la colonne par une solution de sérum physiologique. Ce système stérile est protégé par plusieurs centimètres de plomb pour la radioprotection. [3]



Fig.01 : la gamma caméra



Fig.02 : la cellule d'éluion



Fig.03 : une plantule d'haricot sur la table de la gamma caméra



Fig.04 : Générateur $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$

Résultats et Discussion

Les images obtenues par la gamma-caméra sont représentées par les figures 05, 06, 07, 08, 09. Les résultats obtenus de la distance moyenne parcourue par le $^{99\text{m}}\text{Tc}$ à l'intérieur des plantules traitées avec les différentes concentrations de NaCl présentes dans le sol sont résumés dans le tableau.

Temps [NaCl]	1h	2h	3h	4h	5h
0 g/l	4cm	6cm	11cm	11cm	11cm
3 g/l	0	0	1cm	2cm	4cm
6 g/l	0	0	0	2cm	4cm
9 g/l	0	0	0	2cm	3cm
12 g/l	0	0	0	0	0

Pour les concentrations 6 et 9 g/l on remarque que ces deux concentrations de NaCl ralentit l'absorption du ^{99m}Tc plus que son transport et son translocation car la distance parcourue pendant les 3 premières heures est égale à zéro (donc il y a pas eu d'absorption) alors qu'en absence du NaCl pendant ce même temps la distance est de 11cm. La concentration de 12g/l de NaCl a empêché l'absorption du ^{99m}Tc car on ne remarque pas de zone radioactive sur les images ; la distance est égale à zéro.

Ceci est peut être expliqué par les différentes interactions ioniques aux niveaux des racines suggérant une désorganisation de la barrière de perméabilité des cellules racinaires sous l'effet du NaCl. [9]

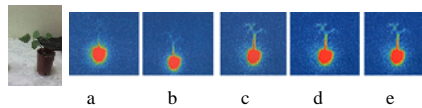


fig.05 : Images d'une plantule de l'haricot à l'état normal ([NaCl]=0g/l) après 1h (a), 2h (b), 3h (c), 4h (d), 5h (e) d'injection du ^{99m}Tc

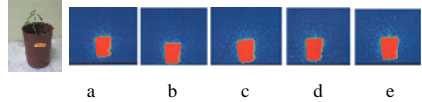


fig.06 : Images d'une plantule de l'haricot à l'état stressé ([NaCl]=3g/l) après 1h (a), 2h (b), 3h (c), 4h (d), 5h (e) d'injection du ^{99m}Tc

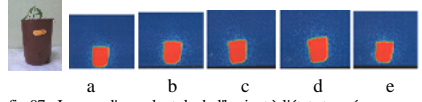


fig.07 : Images d'une plantule de l'haricot à l'état stressé ([NaCl]=6g/l) après 1h (a), 2h (b), 3h (c), 4h (d), 5h (e) d'injection du ^{99m}Tc

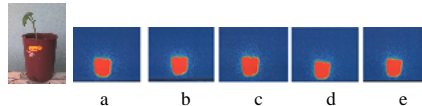


fig.08 : Images d'une plantule de l'haricot à l'état stressé ([NaCl]=9g/l) après 1h (a), 2h (b), 3h (c), 4h (d), 5h (e) d'injection du ^{99m}Tc

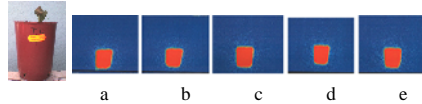


fig.09 : Images d'une plantule de l'haricot à l'état stressé ([NaCl]=12g/l) après 1h (a), 2h (b), 3h (c), 4h (d), 5h (e) d'injection du ^{99m}Tc

On remarque que la présence du NaCl (3, 6, 9 g/l) diminue l'absorption et le transport du ^{99m}Tc à l'intérieur de la plante alors que le taux de 12g/l empêche son transport. Pour les plantules à l'état normal (0g/l de NaCl) on remarque qu'au bout de 5h le ^{99m}Tc atteint toute la hauteur de la plante et ses feuilles mais d'abord les feuilles adultes puis les jeunes feuilles et ceci est remarqué dans les images par l'intensité de la couleur dans les feuilles adultes par rapport aux feuilles jeunes. L'application foliaire du molybdène montre une distribution rapide à l'intérieur de la plante et une translocation vers la tige et les racines en 24heurs [8], alors que dans notre travail l'absorption racinaire du ^{99m}Tc et sa translocation vers toute la plante se fait en 5 heures.

Conclusion

En absence du NaCl, le ^{99m}Tc atteint toute la plantes en 5heurs mais atteint les feuilles adultes en premier là ou il serait accumulé par rapport aux jeunes feuille. Si le molybdène apporté par voie foliaire atteint la tige et la racine en 24h, quand il est apporté par voie racinaire il atteindrait la plante entière en 5heures.

La présence du NaCl ralentirait l'absorption du molybdène ainsi que son transport dans la plantes ce qui confirme que cette plante est sensible à la salinité et qu'il existerait un antagonisme entre le NaCl et le Mo qui est un élément essentiel à la croissance et le développement de l'haricot.

Références bibliographiques

- [1] Lot f. (1955): les radioisotopes au service de l'homme .UNESCO. MC.58.II.22.F.
- [2] Ardisson V., Mathieu J-P., Ghezzi C., Fagret D. (2005): les possibilité de marquage à l'iode 123 ou au technétium. Médecine nucléaire. Imagerie fonctionnelle et métalique.vol.29, n°, pp.168-178.
- [3] Belhadj-Tahar H., Darbieu M.H. (2003) : Application de la chimie de coordination du technétium 99 dans le domaine de la biologie et de la médecine.. Imagerie, analyse et diagnostic. l'actualité chimique .
- [4] Simonoff M., Khijniak T.V., Sergeant C., Vesvres M.H., Pravikoff M.S., Leclerc-Cessac E., Echevarria G., Denys S. (2003): Technetium species induced in maize as measured by phosphorimager. Journal of Environmental Radioactivity. 70 (2003) 139–154.
- [5] Rahmoune C., Hubrecht F., Paul R., Bodart E. (1988) : Acides aminés totaux et inhibition de la phytotoxicité du Cadmium par le Zinc.*Arch. Inter. Physiol. Biochem.*, 96 (5):41.
- [6] Rahmoune C., Seridi R., Paul R., Dreze P. (2000): Influence of Zinc Concentration in Solution Applied to Leaves and Roots on the Absorption and Translocation of Cd by Leaves. Agricultural sciences. Vol.7, N° 1. pp,72-77.
- [7] Amersham Health. (2001):Little Chalfont Buckinghamshire, code N°165. Kit for the preparation of technetium medranate injection PH (2001), Monrol Nuclear Products Inc Tubitak.
- [8] Kaiser B.N., Gridley K.L., Brady J.N., Phillips T., Tyerman S.D. (2005): The Role of Molybdenum in Agricultural Plant Production.*Annals of Botany* 96: 745-754.
- [9]Zid E., Grignon C. (1991): Le test de sélection précoce pour la résistance des plantes au stress. Cas de stress salin et hydrique. L'amélioration des plantes pour l'adaptation aux milieux arides. pp.99-108.

DEVELOPPEMENT D'UN SUBSTITUT OSSEUX ALLOGENIQUE RADIOSTERILE SOUS FORME D'UNE PÂTE INJECTABLE

Negache. H¹, Ouafek.A¹, Djerad .A¹, Nouar.M², Ferdjaoui .M³

¹ Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

² Service orthopédique, CHU Mustapha

³ Service Maxillo-faciale, CHU Mustapha

Résumé : Les pâtes osseuses allogéniques sont des substituts osseux semi synthétiques capables de combler des pertes de substance osseuse en servant de support à la repousse osseuse. Ce travail a pour objectif de développer un procédé d'obtention d'un substitut osseux semi synthétique à base de poudre d'os issue d'une tête fémorale humaine saine, traitée, lyophilisée et stérilisée au rayonnement gamma, sous forme d'une pâte injectable. Ces substituts osseux sont conditionnés sous forme de deux phases : une phase solide (poudre) et une phase liquide. Ils sont développés à partir d'un mélange d'os calcifié et d'os déminéralisé dans un véhicule biocompatible donnant un composé pâteux malléable. La résistance à la compression est calculée à partir de l'évolution de la déformation en fonction de la mise en charge. Le substitut osseux présente une résistance à la compression de 7.6 N/mm². Les caractéristiques physico-chimiques nous ont permis de déterminer le temps de prise qui est de 10 mn à 37°C et le temps de durcissement obtenus après 24 h d'incubation à 37°C. La microstructure des substituts osseux a été caractérisée par microscope électronique à balayage. Les spectres obtenus par spectrométrie infra rouge mettent en évidence la pureté des constituants entrant dans le phénomène de prise de la pâte osseuse.

Introduction : La recherche de produits de substitution à l'os humain offrant une alternative à la greffe osseuse a été instaurée dès 1827 par Ollier qui avait utilisé des xénogreffes. L'ampleur des réactions inflammatoires d'origine immunologique, compréhensible grâce au savoir actuel, n'avait pas fait poursuivre cette voie. Grâce à leurs propriétés [Le Huec et al, Passuti et al], les céramiques bioactives telles que l'hydroxyapatite ont servi de base au développement de substituts osseux synthétiques [Bruder et Fox]. Lors d'interventions chirurgicales, les quantités d'os autologue disponibles étant souvent limitées et la prise de greffe présentant une morbidité propre (durée d'intervention augmentée, douleur au site de prélèvement...), raison pour laquelle les substituts osseux ont été proposés en complément d'autogreffes. Les substituts osseux utilisés actuellement en orthopédie sont généralement des céramiques poreuses composées de phosphates de calcium tels que l'hydroxyapatite [Oonishi H]. N'étant pas ostéo-inducteurs mais ostéo-conducteurs, ils servent essentiellement de tuteurs à la formation osseuse et ont une résorption variable selon leur composition.

Actuellement, les pâtes osseuses allogéniques connaissent une large application en chirurgie orthopédique. Plusieurs synthèses ont été réalisées pour perfectionner les propriétés de ces substituts en modifiant plusieurs ratio Os calcifié/ Os déminéralisé et la phase liquide. Les matrices en phosphates de calcium (composant essentiel de l'os calcifié) peuvent être utilisées comme vecteur d'agents thérapeutiques, Le principe actif est ainsi libéré in situ en quantité suffisante et prolongée. Il s'agit d'un travail de base via la conception et l'élaboration de biomatériaux fonctionnalisés pour des applications en chirurgie osseuse.

Matériels et Méthodes

1. **Matériel** : La pâte osseuse injectable est obtenue par mélange des proportions adéquates de la phase solide (phosphate tricalcique & pyrophosphate de sodium) et de la phase liquide (solution d'acide ortho phosphorique & acide sulfurique). La poudre d'os provient d'une tête fémorale humaine de sérologie VIH 1et 2, Syphilis, Hépatite B et C négatives, traitée lyophilisée et broyée. Ces deux phases sont stérilisées au rayon gamma à 25 KGy.

2. Caractérisation des substituts osseux

Les analyses de la composition, de la pureté, de la porosité, ainsi que la résistance en compression du substitut élaboré avec 0.62% de poudre d'os ont été réalisées.

2.1 Analyse par Spectrométrie à Infrarouge : Des pastilles composées de 1 mg de poudre de substitut osseux dilué dans 100 mg de KBr anhydre ont été réalisées. Les spectres d'absorption infrarouge ont été obtenus à partir de 64 scans (acquisitions) sur une bande spectrale allant de 4000 à 400/cm, à l'aide d'un spectromètre Nicolet 380.

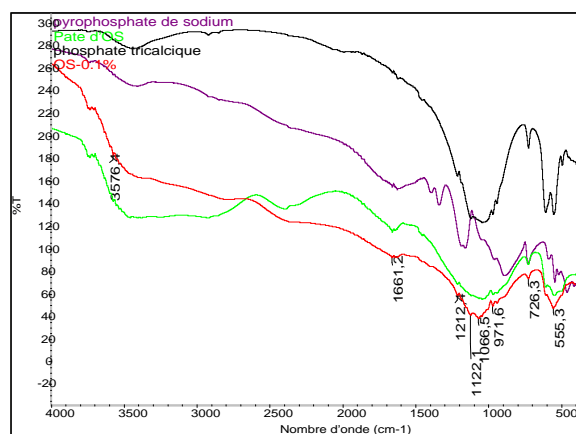
2.2 Analyse par porosimètre à mercure : La porosité ainsi que le diamètre moyen des pores ont été évaluées au moyen d'un porosimètre à mercure (Micrometrics Instrument Corporation, Type Autopore IV 9500 V1.03 série : 161)

2.3 Analyse par Microscope Electronique à Balayage : L'observation de la microstructure a été réalisée par microscopie électronique à balayage (microscope Environnemental Philips). Quatre images de l'échantillon ont été acquises au différent grossissement.

2.4 Propriétés mécaniques : La résistance à la compression est calculée à partir de l'évolution de la déformation en fonction de la mise en charge. Ce test a été réalisé avec la machine traction- compression universelle d'une charge maximale de 10 tonne (SCHUNK 10 tonnes).

Résultats et Discussion

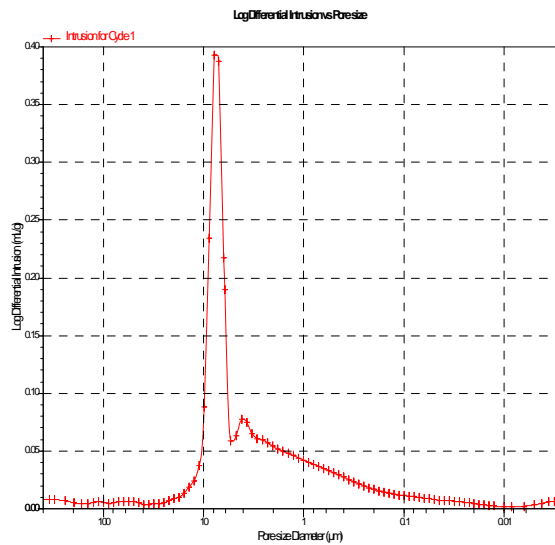
1. Analyse par Spectrométrie à Infrarouge



L'analyse de la pâte osseuse en spectroscopie d'absorption infrarouge ne nous a pas permis d'observer une différence entre les poudres initiales et le produit final obtenu (pâte osseuse). Tous les pics du spectrogramme semblent se retrouver intégralement. Il n'a pas été détecté d'impureté organique pour les composées étudiées.

Figure (1) : Spectre infrarouge après durcissement de la pâte osseuse

2. Porosité



- Surface totales des pores : 2.592 m²/g
- Diamètre moyen des pores : 6.2865 µm
- Porosité : 27.1120 %

Nous en déduisons que le substitut osseux est très dense et qu'il n'y a pas de macroporosité mais un taux assez élevé de microporosité.

Figure (2) : Log différentiel de l'intrusion (ml/g) en fonction du diamètre des pores (µm).

3. Analyse par Microscope Electronique à Balayage

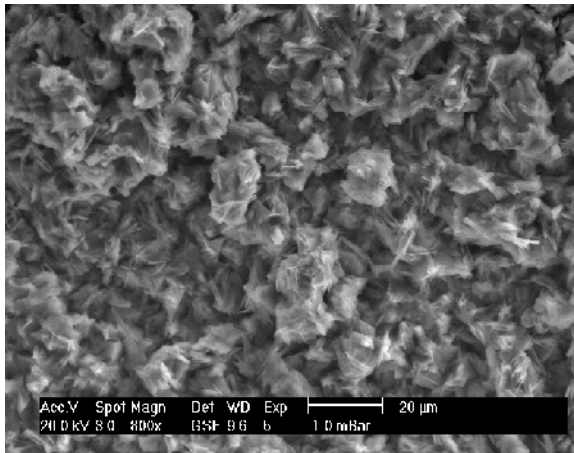


Figure (3): microporosité de la surface du substitut osseux en MEB (X800)

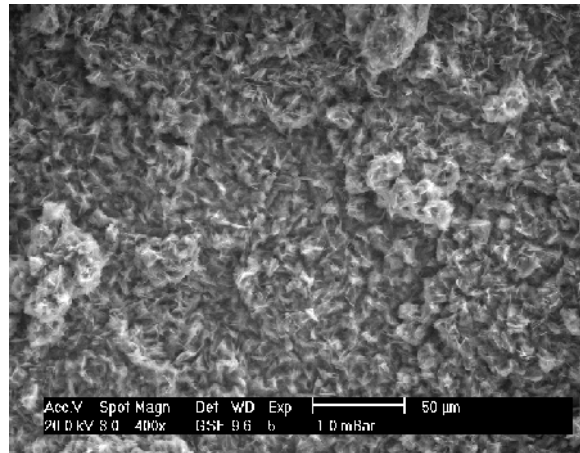
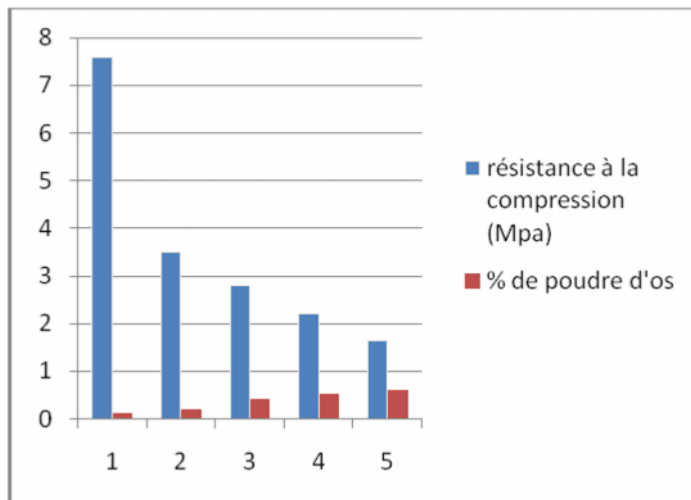


Figure (4) : microporosité de la surface du substitut osseux en MEB (X400)

Il a été reconnu que la taille des macropores influence la pénétration des cellules [Daculsi et Passuti], il en est de même en ce qui concerne les interconnexions qui permettent le passage cellulaire entre les macropores et qui constituent un paramètre encore plus crucial pour une colonisation optimale du substitut osseux [Lu et al]. Toutefois, les images obtenues par le MEB à travers les coupes réalisées montrent une absence de cette macroporosité. Ce qui nous incite, à réaliser d'autres coupes plus ou moins profondes dans l'échantillon de base.

4. Propriétés mécaniques



Le substitut osseux contenant 0.62% de poudre d'os humaine présente une résistance à la compression de 7.6 MPa. On constate que l'évolution de la résistance mécanique des différents substituts osseux élaborés avec une variation de la quantité de poudre d'os ajoutée (allant de 0.62% à 3.75%) est inversement proportionnelle à la quantité d'os présente dans la phase solide du substitut osseux.

Figure (5) : Evolution de la résistance mécanique de la pâte osseuse en fonction du % de la poudre d'os.

Conclusion

Ce travail, en déterminant les caractéristiques essentielles pour un substitut osseux (composition chimique, résistance à la compression, porosité) a permis de mettre en évidence les résultats suivants :

- ✓ Le substitut osseux élaboré ne présente pas d'impureté.
- ✓ La matrice de l'implant obtenu est très dense et dépourvu de macropores, toutefois ce résultat constitue une étape préliminaire pour la conception d'un autre substitut présentant une architecture plus favorable pour une repousse osseuse (présence de microporosité, de méso porosité et surtout d'une macroporosité).
- ✓ Les propriétés mécaniques de la pâte osseuse élaborée sont similaires à celles de l'os spongieux humain.

Références bibliographiques :

1. BRUDER S, FOX B: Tissus engineering of bone. ClinOrthop.1999, 367S, 68-83.
2. DACULSI G, PASSUTI N: Effect of the macroporosity for osseous substitution of calcium phosphate ceramics. Biomaterials, 1990, 11, 86-87.
3. LE HUEC JC, CLEMENT D, LESPRIT E, FABER J: The use of calcium phosphates, their biological properties. Eur J Orthop Surg Traumatol, 2000, 10, 223-229.
4. LU JX, FLAUTRE B, ANSELMEK, HARDOUIN P, GALLUR A, DESCAMPS M et al: Role of interconnection in porous bioceramics on bone recolonization in vitro and in vivo. J. Mater Scien, 1999, 10, 11-120.
5. OONISH H: Orthopaedic applications of hydroxyapatite. Biomaterials, 1991, 12, 171- 178.
6. PASSUTI N, DELECRIN J, GOUIN F, HEYMANN D : Substituts osseux. Encycl Med Chir (Elsevier, Paris), Appareil locomoteur, 199914-015-B-10, 1-6.

ETUDE DE L'ADHESION ET DE LA STABILITE DE LA FIXATION DE *R.ERYTHROPOLIS B4* SUR DIFFERENTES MATRICES RADIOFORMEES

A. Djefal-Kerrar, K.Abdoun Ouallouche, S.Gais-Sellidj, A. NacerKhodja, M.Mahlous, R. Chouikrat, E.K.Y.Guendouz

Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), 2 Bd Frantz Fanon, Alger

Résumé: L'adhésion de *Rhodococcus erythropolis B4* sur trois matrices radio-formées à base de polyvinylpyrrolidone (PVP), PVP greffé avec l'acide acrylique et PVP greffé avec l'acrylamide est étudiée. Il a été procédé à la caractérisation physico-chimique de ces supports par la détermination des taux de gel, gonflement et greffage et par spectrométrie infra-rouge ainsi qu'à l'évaluation des taux de fixation des bactéries sur ces supports.

D'autre part, les souches immobilisées ont été utilisées pour la dégradation d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAPs): l'anthracène et le naphthalène. Des essais de réutilisation de ces matrices contenant le système cellulaire complet ont été réalisés sur deux cycles de traitement en vue d'améliorer le processus de biodégradation.

Le taux d'immobilisation de la souche sur le support à base de PVP-acide acrylique (99%) est supérieur à ceux obtenus sur les supports à base de PVP (94%), et de PVP-acrylamide (93%), la présence de groupements carboxyliques semble améliorer l'adhésion des bactéries.

La capacité de dégradation de la souche immobilisée a été hautement améliorée par l'usage répété. En effet, deux jours de culture en deuxième utilisation sont suffisants pour atteindre les niveaux de dégradation qui ne sont atteints qu'après neuf jours de culture en premier usage.

Introduction

Les hydrogels formés par irradiation gamma constituent des matrices stables sous forme d'un réseau tridimensionnel où les macromolécules sont connectées les unes aux autres par des liaisons covalentes. Ils sont insolubles et possèdent des propriétés intéressantes pour des applications en médecine et en biotechnologie [1-2]. Le polyvinylpyrrolidone (PVP) est un exemple de polymère utilisé pour la synthèse d'hydrogels à des fins d'applications biomédicales et environnementales [3]. Pour cela de nombreuses molécules bioactives ou cellules entières peuvent être immobilisées sur ces matrices et constituer ainsi un système performant de traitement [1, 4-5] pour plusieurs types de polluants. En effet, les hydrocarbures aromatiques polycycliques comme le naphthalène et l'anthracène, classés par l'EPA comme polluants récalcitrant majeurs [6], peuvent être efficacement éliminés par des bactéries immobilisées sur de matrices polymériques radioformées [7-10].

L'immobilisation des cellules sur des matrices inertes offre ainsi des surfaces importantes pour la croissance de la biomasse et permet par conséquent l'amélioration des taux de dégradation [11] du fait de la possibilité de réutilisation des systèmes immobilisés même après des périodes de stockage sans perte d'activité [5, 10].

Dans le présent travail, l'étude de l'adhésion de *R.erythropolis B4* sur trois matrices radioformées a été réalisée. Il a été procédé à la caractérisation de ces supports ainsi que la détermination des taux d'immobilisation. De plus, la réutilisation de ce système a été étudiée sur deux cycles de traitement afin d'évaluer la performance du processus.

Matériel et méthodes

Matériel biologique

La souche *Rhodococcus erythropolis B4*, gracieusement fournie par le laboratoire de microbiologie de la faculté des sciences biologiques de l'université Houari Boumediene, est conservée sur gélose nutritive inclinée à 4°C.

Synthèse des supports d'immobilisation

Plusieurs supports ont été synthétisés à base de polyvinylpyrrolidone (PVP) solubilisé à 7% dans de l'eau distillée à 70°C uniquement, en présence d'acrylamide (1; 2,8 ; 4 et 7%) et en présence d'acide acrylique (1; 4 et 7%). Après conditionnement dans des seringues en plastique, les solutions sont irradiées à 25 kGy au rayonnement gamma du cobalt-60.

Caractérisation des hydrogels

La caractérisation des hydrogels est faite par la détermination des taux de gel, gonflement et greffage et par analyse infrarouge (FTIR).

Immobilisation de *R.erythropolis* sur les différents supports

La souche réactivée est incubée avec les différents supports à 4°C sous agitation pendant 24 h. L'évaluation des taux d'immobilisation est réalisée par dénombrement des colonies.

Etude de la réutilisation de la souche immobilisée

Deux essais successifs de dégradation sont réalisés dans les mêmes conditions. Les matrices d'hydrogels contenant les souches sont récupérées à partir de la première culture, rincées puis remises en nouvelle culture. Le suivi est réalisé par analyse chromatographique (HPLC).

Résultats et discussion

Caractérisation des hydrogels

Taux de gel: Pour les supports PVP/AAc, le taux de gel augmente en fonction de la concentration en acide acrylique (**Fig. 1a**), ce dernier joue le rôle d'agent de réticulation par la formation de ponts entre les chaînes macromoléculaires jusqu'au taux maximum. Pour les supports PVP/AAm, le taux de gel augmente jusqu'à 1% d'acrylamide puis diminue au-delà de cette concentration, la polymérisation de l'acrylamide est favorisée au détriment de la réticulation du PVP, il y a formation du complexe PVP-co polyacrylamide (**Fig. 1b**).

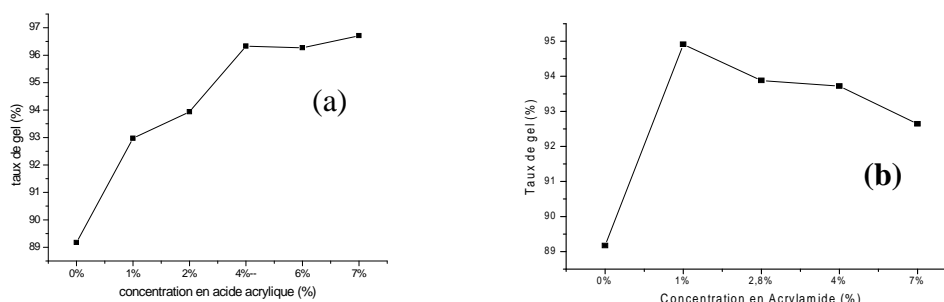


Fig.1 : Evolution des taux de gel des supports PVP/AAc et PVP/AAm en fonction des concentrations

Taux de gonflement: Le taux de gonflement diminue en fonction de la concentration en acide acrylique, ceci traduit une densité de réticulation importante ce qui correspond au taux de gel qui augmente de 89,17% à 96,71%. Pour l'acrylamide le taux de gonflement augmente avec la concentration, ceci reflète une densité de réticulation peu élevée car la copolymérisation de l'acrylamide empêche le PVP de se réticuler (**Fig. 2**).

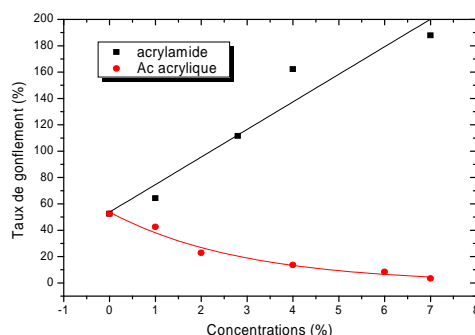


Fig. 2: Taux de gonflement des supports PVP/AAc et PVP/AAm à l'équilibre

Taux de greffage : L'augmentation de la concentration en acide acrylique et en acrylamide engendre un taux de greffage élevé, cependant, il est moins important pour l'acrylamide car la copolymérisation de ce dernier induit une diminution du nombre de liaisons avec le PVP, en effet pour la concentration de 7% le taux de greffage atteint 92,44% pour l'acide acrylique alors qu'il n'est que de 60,14% pour l'acrylamide (**Fig.3**).

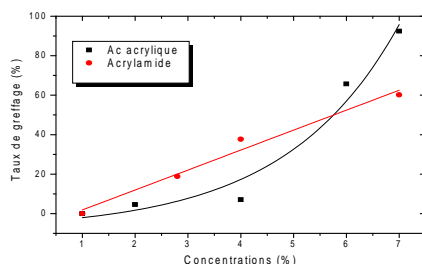


Fig. 3: Taux de greffage des hydrogels PVP/AAc et PVP/AAm

Analyse spectrale: On observe une augmentation de la bande correspondant au groupement CH à la longueur d'onde $2959,9\text{cm}^{-1}$ (**Fig.4**). La fonction carbonyle de l'acide acrylique apparaît à la bande de $1725,6\text{ cm}^{-1}$ et elle est absente dans le spectre du PVP. La fonction amine de l'acrylamide apparaît à $3410,8\text{ cm}^{-1}$, qui est absente dans le spectre du PVP. A $1695,6\text{ cm}^{-1}$ apparaît la bande correspondant au groupement C=O qu'on retrouve dans le spectre du PVP, de l'acrylamide et du complexe PVP/AAm.

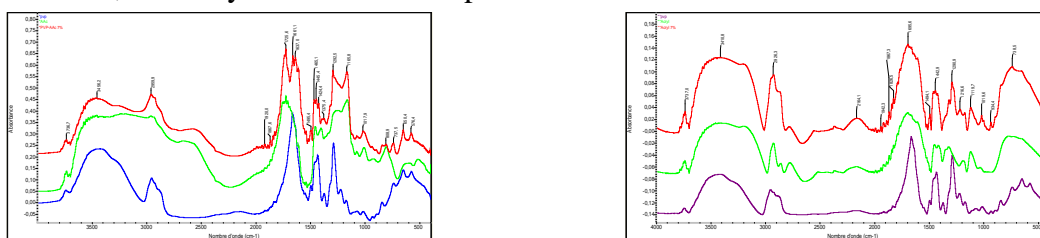


Fig. 4 : Analyse par infrarouge des hydrogels PVP/AAc et PVP/AAm à 7%

Détermination des taux d'immobilisation

Sur la **Fig. 5**, nous constatons sur les différents supports utilisés, des taux d'immobilisation assez élevés, dépassant les 90% dans tous les cas, PVP (94%), PVP/AAc (99%), PVP/AAm (93%). Cependant avec un léger avantage pour le PVP/AAc, à noter que le même résultat a été obtenu par **Degiori [1]**.

Ces taux élevés d'immobilisation reflètent l'affinité de la souche à adhérer sur des matrices inertes grâce à la présence de structures extracellulaires (exopolysaccharides) [12]. Ces polysaccharides sont responsables de la formation d'une monocouche stable de cellules [13], et certaines sont même encapsulées à l'intérieur [9].

En conclusion, le greffage des monomères sur le PVP a contribué à l'augmentation de la surface d'adhésion des bactéries sans améliorer de façon significative le taux d'immobilisation.

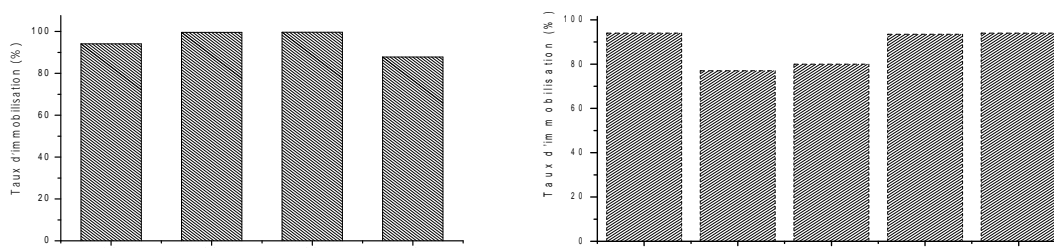


Fig. 5: Taux de fixation de *R. erythropolis* sur les supports PVP/AAC et PVP/AAM en fonction de la concentration

Etude de la réutilisation de la souche immobilisée

Les résultats de réutilisation des bactéries fixées (Fig. 6-9), montrent que la capacité de dégradation des cellules immobilisées est augmentée par les utilisations répétées du système. Les taux de dégradation obtenus par les cellules réutilisées après deux jours d'incubation sont plus élevés que ceux obtenus après neuf jours d'incubation en première utilisation. Ceci est probablement dû à l'acclimatation prolongée des cellules avec les contaminants [14], en plus de la disponibilité du complexe enzymatique déjà présent dans le système. En outre, l'efficacité de l'oxydation des hydrocarbures dépend de leur adsorption sur le support polymérique [15], ce qui favorise la disponibilité de ces substrats pour les bactéries et une meilleure interaction. L'efficacité des cellules immobilisées en usage répété a été rapportée par d'autres auteurs [16, 17].

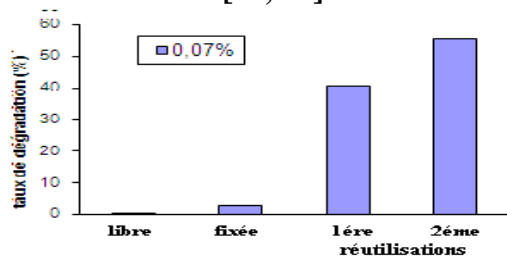


fig 6 : dégradation de l' Anthracène par R.erythropolis B4 à 2 jours de culture

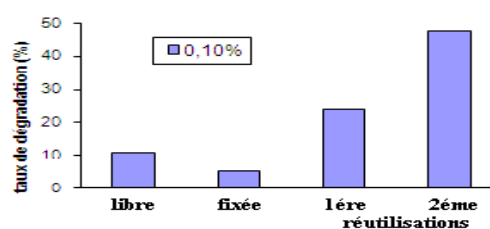


fig 7 : dégradation de l'Anthracène par R. erythropolis B4 à 2 jours de culture

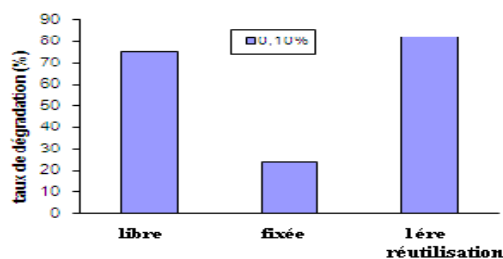


fig 8 : dégradation du Naphthalène par R.erythropolis B4 à 2 jours de culture

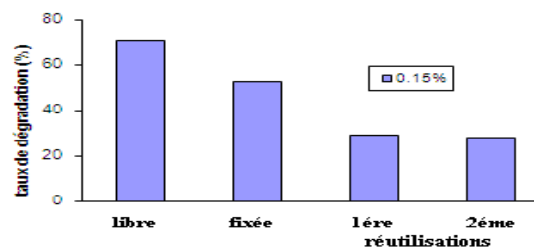


fig 9 : dégradation du naphthalène par R.erythropolis B4 à 2 jours de culture

Conclusion

Les taux d'immobilisation obtenus sur les trois supports sont pratiquement les mêmes, ce qui laisse supposer que le greffage des deux monomères sur le PVP n'a pas amélioré l'adhésion des bactéries, par conséquent, pour des raisons économiques et pratiques, il serait plus judicieux d'utiliser le PVP seul comme support d'immobilisation. Par ailleurs, il a été démontré une augmentation graduelle du taux de dégradation au cours des réutilisations successives du système de traitement, ce qui fait de cette souche et de cette technique une alternative prometteuse dans le domaine de la dépollution.

References

- [1] Degiorgi C.F., Pizarro R.A., Smolko E.E., Loar S. and Carenza M, 2002. Hydrogels for immobilization of bacteria used in the treatment of metal-contaminated wastes. *Radiat. Phys. Chem.* 63, 109-113.
- [2] Abd El-Hady A. and Abd El-Rehim H.A, 2004. Production of prednisolone by *Pseudomonas oleovorans* cells incorporated into PVP/PEO radiation crosslinked hydrogels. *J. Biomed. Biotechnol.* 4: 219-226.
- [3] Rosiak, J.M., Ulanski, P., Pajewski, L.A., Yoshii, F., Makuuchi, K., 1995. Radiation formation of hydrogels for biomedical purposes. Some remarks and comments. *Radiat. phys. chem* 46(2), 161-168.
- [4] Lozinsky V.I., Galaev, I.Y., Plieva, F.M., Savina, I.W., Jungvid, H., Matiasson, B. (2003). Polymeric cryogels as promising materials of biotechnological interest. *Trends biotechnology.* 21, 445-151.

- [5] Yun, S.I., Ohta, Y., 2005. Removal of volatile fatty acids with immobilized *Rhodococcus sp.* B261. *Bioresour. Technol.* 96, 41-46.
- [6] US Environmental Protection Agency, 1994. Technical background document to support rulemaking Pursuant to the clean Air Act- Section 112(g). Ranking of pollutants with Respect to hazard to Human Health .EPA/540/3-92-010 .Emissions Standards Division, Office of Air Quality Planning and Standards, Research triangle Park, NC.
- [7] Djefal-Kerrar A., Gais S., Ouallouche K., Nacer Khodja A., Mahlous M. and Hacène H, 2007 Immobilization of *Rhodococcus erythropolis B4* on radiation crosslinked poly(vinylpyrrolidone) hydrogel. Application to the degradation of polycyclic aromatic Hydrocarbons. *NIMB*, 265: 370-374.
- [8] Cunningham C.J., Ivshina I.B., Lozinsky V.I., Kuyukina M.S., Philp J.C, 2004. Bioremediation of diesel contaminated soil by microorganisms immobilized in a polyvinyl alcohol cryogel. *Int. Biodeterior. Biodegrad.*, 54:167-174.
- [9] Oh Y.S., Maeng J. Kim S.J, 2000 Use of microorganism immobilized polyurethane foams to absorb and degrade oil on water surface. *Appl. Microbiol. Biotechnol.*, 54: 418-423.
- [10] Samsonova A.S., Aleschenkova Z.M., Li E., Lim B.R., Khvan S.V., Syemotchkina N.F., Pintchuk L.S., Makarevitch A.B., Kratsov A.G, 2003 Wastewater decontamination from diesel oil using immobilized degradative microorganisms. *Biotechnol. Russ.* 4:80-84.
- [11] Quek, E., Ting, Y.P., Tan H.M, 2006. *Rhodococcus sp.* F92 Immobilized on polyurethane foam shows ability to degrade various petroleum products. *Bioresour. Technol.*, 97: 32-38.
- [12] Obuekwe C.O. and Al-Muttawa E.M, 2001. Self immobilized bacterial cultures with potential for application as ready-to-use seeds for petroleum bioremediation. *Biotechnol. Letters*, 23, 1025-1032.
- [13] Prieto, M.B., Hidalgo, A., Serra, J.L., Llama M.J, 2002. Degradation of phenol by *Rhodococcus erythropolis* UPV-1 immobilized on Biolite in a packed-bed reactor. *Journal of biotechnol.*, 97:1-11
- [14] Goswami M., Shivaraman N., Singh R.P, 2002. Kinetics of chlorophenol degradation by benzoate induced culture of *Rhodococcus erythropolis* M1. *World. J. Microbiol. Biotechnol.* 18, 779-783.
- [15] Podorozhko, E.A., Lozinsky V., Ivshina, I.B., M.S. Kuyukina., Krivorutchko, A.B., Philp, J.C Cunningham, C. 2008. Hydrophobised sawdust as a carrier for immobilisation of the hydrocarbon-oxidising bacterium *Rhodococcus ruber*. *Bioresour. Technol.* 99 (6) 2001-2008
- [16] Chen D., Chen J., Zhong W. and Cheng Z, 2007. Degradation of methyl tert butyl ether by gel immobilized *Methylobium petroleiphilum* PM1 *Bioresour. Technol.* 99 (11) 4702-4708.
- [17] Wang X., Gai Z. Yu B., Feng J. XU C., Yuan Y. Lin Z. and Xu P, 2007. Degradation of carbazole by microbial cells immobilized in magnetic gellan gum gel beads. *Appl Environ Microbiol.* 73. (20). 6421-6428.

PRODUCTION DE LA CHITINE A PARTIR D'UNE SOURCE FONGIQUE

Dahmani R, Bachtobdji M-K, A. Nacer Khodja, A. Djefal-Kerrar
Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), 2 Bd Frantz Fanon, Alger

Résumé

Le chitosan, polymère biodégradable et dérivé désacétylé de la chitine est un polysaccharide intéressant pour ses potentiels d'utilisation dans plusieurs domaines, notamment suite à la réduction de sa masse moléculaire par irradiation gamma. Une production de la chitine a été réalisée à partir de la biomasse mycélienne de *Rhizopus oryzae*, un champignon filamenteux de l'ordre des Mucorales. La cinétique de croissance a été établie après optimisation des conditions de croissance (température, pH et la concentration en substrat). La production optimale de biomasse est obtenue à 2% de glucose. La chitine a été extraite après plusieurs traitements. Une caractérisation de l'extrait a été réalisée par spectroscopie aux infrarouges. La nature et la pureté de la chitine produite est comparée un spectre standard de la chitine commerciale et semble être similaire.

Mots clé: chitosan, chitine, *Rhizopus oryzae*, production de biomasse.

Introduction.

La chitine est un polymère issu de ressources renouvelables, on le retrouve au niveau des plantes, des algues, des insectes et certains microorganismes. C'est après la cellulose, le polysaccharide le plus répandu dans la nature. Sa structure chimique est composée d'unités N-acétylglucosamine reliées entre elles par des ponts (1-4) glycosidiques, constituant un réseau de fibres complexées à des protéines sous forme de glycoprotéines (Shahabuddin et Kaslow 1993 ; Campos-Takaki et al. 2005). De par son origine naturelle, la chitine possède des propriétés exceptionnelles, elle est biodégradable, biocompatible et bioactive, ce qui lui ouvre un large domaine d'application : médecine, pharmacie, agriculture, environnement et diverses industries (Synowiecki et 2003). La chitine est traditionnellement produite à partir de la carapace des crustacés, mais les progrès réalisés en biotechnologie des champignons filamenteux ont conduit à développer de nouveaux procédés permettant son extraction à partir de la paroi fongique. Des études ont été menées sur différentes souches, l'ordre des Mucorales semble renfermer les espèces dont la paroi cellulaire est la plus riche en chitine (Bartnicki-Garcia, S., and E. Lippman. 1962). Notre travail a pour objectif la production de la chitine à partir de la paroi cellulaire d'un champignon filamenteux, avec optimisation des paramètres influençant sa croissance.

Matériels et méthodes

Matériel biologique : le microorganisme utilisé (*Rhizopus oryzae*) est un champignon filamenteux, appartenant à classe des Zygomycètes et à l'ordre des Mucorales, fourni par l'université de Boumerdès (UMBB) sur un milieu solide PDA.

Milieux de cultures : Conservation de la souche sur milieu YMA. Réactivation sur milieu PDA. La fermentation se fait sur milieu liquide YPG.

Optimisation des conditions de culture : L'expérience a été menée en fonction de trois paramètres : le glucose (de 1 à 5 %), la température (25, 28 et 30° C) et le pH (4, 5, 6.). Pour chacun des paramètres nous avons adopté la démarche suivante : le milieu YPG est réparti dans 9 erlens de 250 ml à raison de 50 ml par erlen, après stérilisation à 120°C pendant 20 mn, chaque erlen estensemencé

par 1 ml d'une suspension de spores contenant 10^6 cellules/ml et incubé à la température désignée sous agitation par rotation à 150 rpm. Un aliquote est prélevé toutes les 24 heures pendant 216 heures. La biomasse produite est récupérée par filtration.

Extraction et caractérisation de la chitine : le procédé utilisé est celui développé par White et al (1979) modifié. La biomasse est délipidée, déprotéinée et déminéralisée. L'extrait est caractérisé par spectrométrie infrarouge (Nicolet 380).

Résultats

Optimisation des conditions de culture : L'évolution de la production de la biomasse en fonction de la concentration du glucose (figure 1) fait apparaître une tendance à une croissance rapide au cours des 48 premières heures pour les 5 concentrations. Un optimum (5,72 g/l) est atteint avec 2% au bout de 96 heures. A 216 heures, la quantité de biomasse produite progresse avec l'augmentation de la concentration. Les travaux de Bartnicki-Garcia et al. (1962) ont montré que le développement de la culture de *Mucor rouxii* était directement proportionnel à la concentration du glucose, l'optimum étant à 5%. L'évolution de la production de la biomasse en fonction de la température (figure 2) fait observer qu'à 30°C, la croissance est particulièrement rapide jusqu'à 120 heures. Au-delà, c'est à 28°C que nous obtenons les quantités de biomasse les plus élevées, l'optimum (5,967 g/l) étant atteint après 168 heures d'incubation. A 26°C et après 48 heures d'incubation, Ke-Jin Hu et al. (2004), obtiennent 10,048 g/l. Par ailleurs, les résultats publiés par Amorim et al. (2000), montrent qu'à 28°C et après 96 heures d'incubation, la quantité de biomasse produite par *Mucor racemosus* et *Cunninghamella elegans* est de 15g/l et 25 g/l respectivement. La culture mycélienne est non seulement influencée par la température mais également par la nature de la souche. L'évolution de la production de la biomasse en fonction des 3 valeurs de pH étudiées 4, 5 et 6 (figure 3) montre que les meilleurs rendements sont obtenus à pH 5.

Extraction de la chitine : Les dosages des lipides, protéines et sels minéraux effectués sur la biomasse brute et sur la biomasse traitée, donnent les valeurs suivantes :

Biomasse brute : 186,5 mg/ml de protéine, 14,6 % de lipides et 1,7% élément K+

Biomasse traitée : 0,0 mg/ml protéines, 0,12% lipides et 0,09% élément K+

Caractérisation de l'extrait : L'analyse aux infrarouges de l'extrait obtenu révèle un spectre (Figure. 4) dont les bandes d'absorption se situent au niveau des longueurs d'ondes suivantes : 1661,5 ; 1626,2 ; 1567,1 ; 1421,2 ; 1378,6 ; 1319,5 ; 1260,1 ; 1155,8 ; 1074,1 ; 1029,7 ; 562,1 (cm⁻¹). Ces valeurs sont similaires à celles révélées par le spectre de la chitine commerciale, utilisée comme standard par de nombreux auteurs. Les résultats publiés par Franco et al. (2004) ; Andrade et al. (2000) rapportent que les parties qui caractérisent la chitine sont celles qui représentent les groupements amides à approximativement 1158, 1378 et 1558 cm⁻¹ ce qui est en accord avec nos résultats.

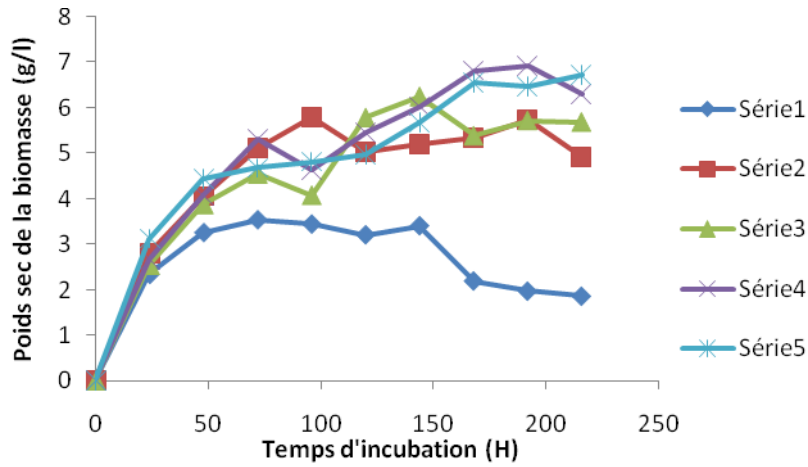


Fig.1: production de la biomasse en fonction de la concentration du glucose.

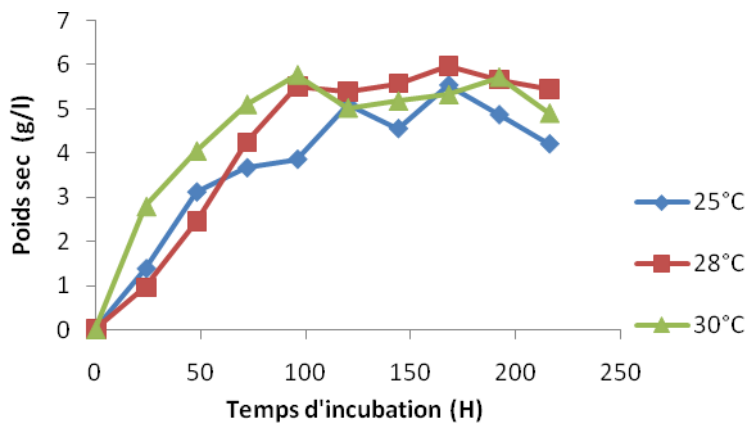


Fig.2: Production de la biomasse en fonction de la température

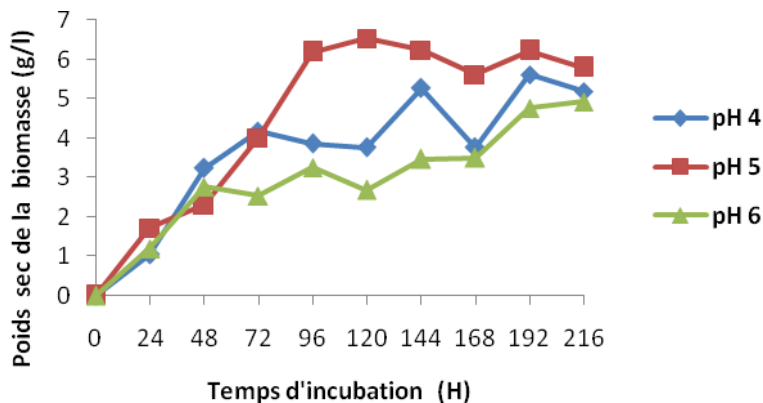


Fig.3: Evolution de la biomasse produite en fonction du pH

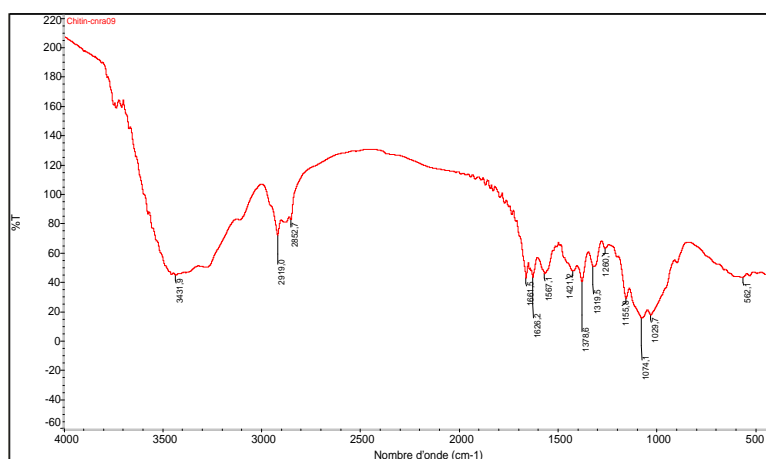


Figure 4. Spectre de la chitine extraite à partir de *Rhizopus Oryzae*.

Conclusion

Nos résultats ont permis de sélectionner les conditions pour une production optimum de biomasse de *Rhizopus oryzae* notamment, une fermentation en milieu liquide YPG dont la concentration du glucose est à 2% , un pH 5 et une température d'incubation de 28°C. Il est prévu d'utiliser ces résultats pour établir une courbe de croissance. Le protocole expérimental utilisé pour l'extraction de la chitine nous a permis d'obtenir un extrait dont l'analyse par spectrométrie infrarouge révèle un spectre caractéristique de la chitine. Il reste à déterminer son poids moléculaire par viscosité selon la méthode de Ubbelhold.

Références bibliographiques

- 1-Amorim et al : Faster chitosan production by Mucoralean strains in Submerged Culture. Brazilian Journal of Microbiology (2001).
- 2-Andrade et al. A factorial designs analysis of chitin product by *Cunninghamella elegans*. Candian Journal of Microbiology. 2000, Vol. 46,
- 3-Bartnicki-Garcia et al: Cell wall chemistry, morphogenesis and taxonomy of fungi, Annual Review of Microbiology, (1968).
- 4- CAMPOS-TAKAKI, Galba Maria. The fungal versatility on the copolymers chitin and chitosan production. In: DUTTA, P.K. ed. *Chitin and chitosan opportunities and challenges*, India, SSM: International Publication, 2005, p. 69-94.
- 5- Ke-Jin Hu et al: Sreening of fungi for chitosan production and copper adsorption capacity of fungal chitosan and chitosanaceous materials. Carbohydrate polymers 58, 2004. Elsevier
- 6-Lucia de Oliveira Franco et al. Heavy Metal Biosorption By Chitin and Chitosan Isolated from *Cunninghamella elegans* (IFM 46109). Brazilian Journal of Microbiology (2004)
- 7-Shahabuddin et Kaslow , Transmission-blocking activity of a chitinase inhibitor and activation of material chitinase by mosquito protease. Proc Nat. Acad. Sci. USA. 1993.
- 8-Synowiecki J, Al-Khateeb Na. Productio, Properties and Some New Applications of chitin and its derivatives. Crit. Rev. Food. Sc. Nutri. 2003.
- 9-White et al. Production and isolation of chitosan from *Mucor rouxii* Applied and Environmental Microbiology, 38. (1979).

Thème 5

Lasers

ETUDE DE LA MULTICAPTURE ELECTRONIQUE DANS LA COLLISION A BASSE ENERGIE $\text{Ar}^{16+} + \text{C}_{60}$

T. Bouchama¹, S. Martin², R. Bredy², J. Bernard² Et L. Chen²

1) Laboratoire d'électronique quantique, faculté de Physique USTHB, El Alia BP 32 Bab-Ezzouar 16111 Alger, e-mail : tbouchama@yahoo.fr

2) Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (UMR CNRS 5579), Université Lyon I, Campus de la Doua, 69622 Villeurbanne Cedex, France, e-mail : Serge.Martin@lasim.univ-lyon1.fr

RESUME

La multicapture électronique dans la collision entre un faisceau d'ion multichargé Ar^{16+} et du fullerène C_{60} a été étudié par des mesures de coïncidence entre le nombre n d'électrons éjectés, le temps de vol des ions de recul multichargés C_{60}^{r+} et ses fragments C_m^{i+} et l'état de charge final des projectiles en sortie $\text{Ar}^{(16-s)+}$ ($1 \leq s \leq 9$). Les sections efficaces partielles σ_s^r pour la capture de r électrons par le projectile et la stabilisation de s d'entre eux ont été mesurées. Les sections efficaces partielles σ_s^r expérimentales, pour les collisions de type atomique (contribution OUT et $r \leq 16$), sont comparées aux sections efficaces partielles σ_s^r théoriques obtenues en utilisant le modèle SED (Statistical Energy Distribution).

Les sections efficaces de capture σ_r totales ont été déterminées et sont comparées aux sections efficaces théoriques obtenues en utilisant le modèle classique de la barrière « Over-the-Barrier » (OBM).

L'évolution de la multicapture électronique avec la vitesse du projectile a été étudiée.

INTRODUCTION

Les collisions à basses énergies entre des ions multichargés et du fullerène C_{60} ont reçu beaucoup d'attention depuis que le fullerène est devenu plus disponible en quantité relativement grande [1-6]. Les processus dominants sont la simple et la multicapture électronique caractérisée par des sections efficaces très grande. Le C_{60} est considéré comme une cible atomique avec un grand nombre d'électrons équivalents (60 électrons). Leurs potentiels d'ionisation successifs augmentent très lentement. Cela offre la possibilité d'obtenir des ions multiexcités appelé « atomes creux ». Ce type d'atomes a plusieurs électrons excités dans des niveaux de Rydberg tandis que des niveaux internes sont inoccupés.

Dans cette communication, nous présentons une étude expérimentale de la multicapture électronique dans les collisions à basse énergie (160 keV)

$\text{Ar}^{16+} + \text{C}_{60} \rightarrow \text{Ar}^{(16-s)+} + \text{C}_{60}^{r+}$ (ou fragments) + $n e^-$.

Le projectile Ar^{16+} capture dans la collision r électrons actifs cédés par la cible C_{60} . Il stabilise s électrons, alors que n électrons sont éjectés suivant la formule de conservation de la charge $r = n + s$.

Les sections efficaces partielles σ_s^r pour la capture de r électrons par le projectile et la stabilisation de s d'entre eux ont été mesurées. Les sections efficaces partielles σ_s^r expérimentales, pour les collisions de type atomique (contribution OUT et $r \leq 16$), sont comparées aux sections efficaces partielles σ_s^r théoriques obtenues en combinant le modèle classique de la barrière OBM (Over-the-Barrier Model) [5,7,8] avec le modèle SED (Statistical Energy Distribution) de Russek et Meli [9].

Les sections efficaces σ_r totales ont été déterminées et sont comparées aux sections efficaces théoriques obtenues en utilisant le modèle classique de la barrière « Over-the-Barrier »(OBM) dans lequel la cible est remplacée par une sphère conductrice représentant le C₆₀ [1-4, 10-12].

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental a été décrit dans les articles [13-14]. Il est schématisé sur la figure 1. Le faisceau d'ions Ar¹⁶⁺, extrait d'une source d'ions ECR (Electron Cyclotron Resonance), est accéléré à 160 keV. La charge q du projectile est sélectionnée par un secteur magnétique et une optique ionique permet de conduire le faisceau d'ions jusqu'à l'entrée de la chambre de collision. La région de collision est définie par l'intersection à angle droit du faisceau d'ions et du jet de gaz effusif de C₆₀ produit par un four à une température de 500 °C. Les projectiles en sortie de collision dans l'état de charge (16-s)+ sont sélectionnés par un analyseur électrostatique. La détection est assurée par un channeltron.

Les ions de recul et les électrons sont extraits de la zone de collision dans des directions opposées. Les ions de recul C₆₀^{r+} ou les fragments chargés sont analysés en utilisant un tube de temps de vol de 30 cm de longueur placé au dessus des plaques d'extraction le long de l'axe vertical. Les ions de recul sont détectés avec deux galettes de micro-canaux (MCP). Derrière les MCP, une multi-anode de 121 pixels permet de résoudre les fragments qui frappent les MCP en même temps à différentes positions. Les signaux des ions de recul sont conduits vers un dispositif électronique et sont traités événement par événement.

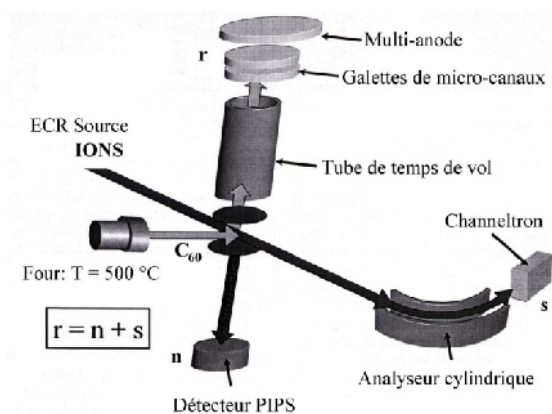


Figure 1 : Schéma de principe du dispositif expérimental.

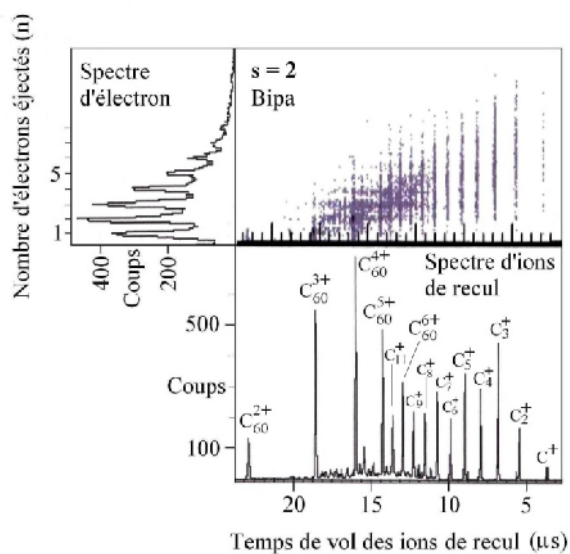


Figure 2 : Spectre 2D (BIPA) nettoyé, électron - ion de recul enregistré en coïncidence avec Ar¹⁴⁺ (s=2), et ses deux projections, horizontale (spectre des ions de recul) et verticale (spectre des électrons éjectés).

De l'autre côté de la région d'extraction, les électrons sont accélérés vers un détecteur à semi conducteur P.I.P.S. (Planar Implanted Passive Silicon). L'amplitude du signal d'électrons, qui est une mesure du nombre n des électrons émis, est amplifiée et le signal est conduit vers un système électronique d'analyse.

Le projectile, pour un état de charge finale sélectionné, les ions de recul et les électrons émis sont détectés en coïncidence. Nous obtenons finalement des enregistrements biparamétriques (BIPA) dont un exemple est montré dans la figure 2.

RESULTATS ET DISCUSSION

Un exemple d'enregistrement BIPA partiel Electrons - Ions de recul (EL-IR), nettoyé des impuretés (voir [15]), est présenté dans la figure 2. Pour un événement collisionnel, seul le dernier, (le plus lourd) des fragments qui arrivent sur les MCP est enregistré dans ce BIPA. La projection X horizontale de ce BIPA nous donne un spectre de temps de vol, appelé TOF (Time of flight), des ions de recul en coïncidence avec un projectile Ar^{16-s} , ici $s=2$. La projection Y verticale nous donne un spectre des électrons éjectés.

Nous avons enregistré les BIPA pour $s = 1$ jusqu'à $s = 9$. L'analyse de la projection Y partielle associée à la détection d'un ion de recul C_{60}^{r+} ($r=2-6$) bien défini nous permet de vérifier la loi de conservation du nombre d'électrons ($r=n+s$) et d'estimer l'efficacité de collection et de détection des électrons qui est trouvée en moyenne égale à 91%. Le spectre d'électron est corrigé des électrons retrodiffusés [16] et de l'efficacité de détection-collection [17] suivant des méthodes standard.

Les sections efficaces partielles relatives σ_s^r pour r actif et s électrons stabilisés dans le projectile, ont été déterminées. Les sections efficaces absolues sont déduites des sections efficaces expérimentales par rapport à la section efficace géométrique totale $\sigma_t = R_1^2$ ($\sigma_t = 3900$ u.a.) où R_1 est la distance critique de capture d'un électron calculée en utilisant le modèle classique de la barrière (OBM). Les résultats sont présentés en figure 3.

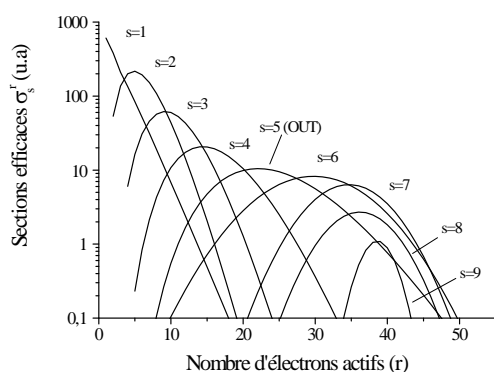


Figure 3 : Sections efficaces partielles σ_s^r de capture de r électrons lorsque s électrons sont stabilisés par le projectile Ar^{16+} . Les sections efficaces sont représentées en fonction du nombre d'électrons actifs r .

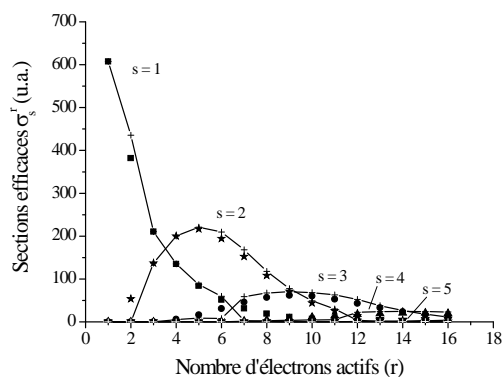


Figure 4 : Sections efficaces partielles σ_s^r expérimentales, en symbole plein, en fonction du nombre d'électrons actifs (r 16). Les lignes représentent les sections efficaces partielles calculées à partir du modèle OBM combiné avec le modèle SED.

Les sections efficaces partielles σ_s^r décroissent quand s augmente. Les sections efficaces partielles σ_s^r expérimentales, pour les collisions de type atomique (contribution OUT et r 16), sont comparés aux sections efficaces partielles σ_s^r théoriques en figure 4. Les sections efficaces partielles σ_s^r théoriques ont été calculées en utilisant le modèle SED (Statistical Energy Distribution) de Russek et Meli [9]. Un facteur g ajustable est utilisé pour chaque valeur de r . Les détails de ce modèle sont donnés dans la référence [18]. Nous obtenons un bon accord entre les valeurs expérimentales et théoriques.

Les sections efficaces totales de capture de r électrons σ_r ont été déterminées et sont obtenues en effectuant la somme des σ_s^r sur le nombre d'électrons stabilisés s . Les résultats sont présentés en figure 5 et sont comparés aux sections efficaces théoriques obtenues en utilisant le modèle classique de la barrière « Over-the-Barrier » (OBM). Les sections efficaces théoriques géométriques $\sigma_r = (R_r^2 - R_{r+1}^2)$ sont déduites des rayons de captures calculés par le modèle de la sphère conductrice [1-4, 10-12].

Les rayons de captures ont été calculés successivement en utilisant un écrantage complet puis un écrantage nul. Le potentiel d'ionisation du $r^{\text{ème}}$ électron de C_{60} est approximé par la formule $I_r \text{ (eV)} = 3.0 \times r + 4.3$. Avec l'écrantage complet, le modèle de barrière est limité à un nombre d'électrons capturés inférieur à la charge initiale du projectile, la comparaison des sections efficaces est restreinte à un nombre d'électrons actifs $r \leq q$. On s'intéresse ici donc plus particulièrement aux collisions de type atomiques (OUT). Les valeurs expérimentales sont bien reproduites, d'une manière générale, par les prédictions théoriques. Afin d'étudier l'évolution de la multicapture électronique avec la vitesse du projectile Ar^{16+} , nous avons comparé nos résultats obtenus à la vitesse 0.40 u.a à ceux trouvés précédemment par l'équipe à une vitesse de 0.30 u.a. (figure 6). On remarque qu'il n'y a pas de changement notable dans la gamme de vitesse étudiée.

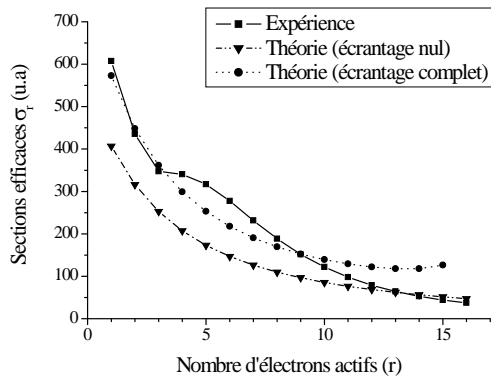


Figure 5 : Sections efficaces totales de capture de r électrons σ_r en fonction du nombre d'électrons actifs r ($r \leq 16$) et comparaison avec le modèle OBM.

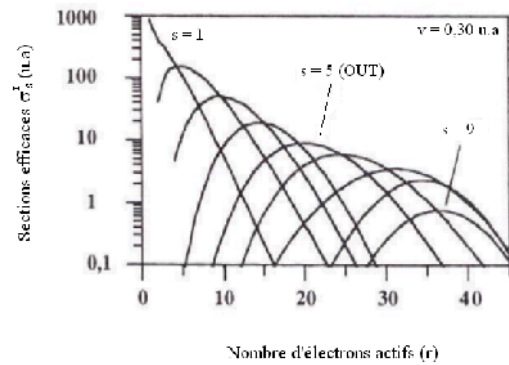


Figure 6 : Sections efficaces de capture σ_s^r de r électrons lorsque s électrons sont stabilisés par le projectile Ar^{16+} pour la vitesses $v=0.30$ u.a. Les sections efficaces sont représentées en fonction du nombre d'électrons actifs.

CONCLUSION

La technique de coïncidence entre les électrons éjectés, les fragments et les projectiles, a été appliquée pour étudier la multicapture électronique dans la collision entre Ar^{16+} et le C_{60} . Les sections efficaces partielles σ_s^r et totales σ_r ont été déterminées. La comparaison des résultats expérimentaux montre un bon accord avec les prédictions du modèle classique de la barrière OBM et du modèle statistique SED. Il n'est pas observé de changement notable dans l'évolution de la multicapture en fonction de la vitesse du projectile Ar^{16+} dans la gamme de vitesse étudiée.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Walch, C. L. Cocke, R. Völpe, and E. Salzborn, Phys. Rev. Lett. 72, pp 1439, 1994.
- [2] N.Selberg, A.Barany, C.Biedermann, C.J.Setterlind, H.Cederquist, A.Langereis, M.O.Larsson, A.Wännström, and P.Hvelplund, Phys. Rev. A 53, pp 874, 1996.
- [3] A.Barany, and C.J.Setterlind, Nucl. Instr. Meth. B 98, pp 184, 1995.

- [4] U.Thumm, T.Bastug, and B.Fricke, Phys. Rev. A 52, pp 2955, 1995.
- [5] U.Thumm, Phys. Rev. A 55, pp 479, 1997.
- [6] S. Martin, L. Chen, A. Denis, and J. Désesquelles, Phys. Rev. A 57, pp 4518, 1998.
- [7] A.Langereis, J.Jensen, A.Fardi, K.Haghighat, H.T.Schmit, S.H.Schwartz, H.Zettergren, and H. Cederquist, Phys. Rev. A 63, pp 062725, 2001.
- [8] H.Zettergren, H.T.Schmit, H. Cederquist, J.Jensen, S.Tomita, P.Hvelplund, H.Lebius, and B.A.Huber, Phys. Rev. A 66, pp 032710, 2002.
- [9] A.Russek and J.Meli, Physica (Amsterdam) 46, pp 222, 1970.
- [10] U.Thumm, J.Phys. B 27, pp 3515, 1994.
- [11] U.Thumm, J.Phys. B 28, pp 91, 1995.
- [12] H. Cederquist, A.Fardi, K.Haghighat, A.Langereis, H.T.Schmit, S.H.Schwartz, C.Levin, I.A.Sellin, H.Lebius, B. A. Hubert, M.O.Larsson, and P.Hvelplund, Phys. Rev. A 61, pp 022712, 2000.
- [13] S. Martin, L. Chen, R. Bredy, J. Bernard, A. Salmoun, B. Wei, Phys. Rev. A 69, pp 043202, 2004.
- [14] S. Martin, L. Chen, R. Bredy, J. Bernard, M.C. Buchet-Poulizac, A. Allouche, J. Désesquelles, Phys. Rev. A 66, pp 063201, 2002.
- [15] R. Bredy, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1, 2000.
- [16] F. Aumayr, G. Lakits, and H. Winter, Appl. Surf. Sci. 47, pp 139, 1991.
- [17] L. Chen, J. Bernard, A. Denis, S. Martin and J. Désesquelles, Phys. Rev. A 59, pp 2827, 1999.
- [18] J.Bernard, R.Bredy. L.Chen, S.Martin, and A.Salmoun, Phys. Rev. A 68, pp 053203, 2003.

TRANSFORMATIONS DE PHASE INDUITES PAR LE LASER EXCIMERE KrF DANS LES COUCHES MINCES a-Si : H

N. Bouhdjar, K. Mirouh, A. Touil

*Laboratoire des Couches Minces et Interfaces, Département de Physique, Faculté des Sciences Exactes, Université Mentouri de Constantine
Route d'Ain El Bey, 25000-Constantine-Algérie.
E-Mail : n_bouhdjar@yahoo.fr
Fax: 031 81 88 72*

Résumé

Les couches minces de silicium polycristallin, obtenues après cristallisation du silicium amorphe hydrogéné (a-Si : H) par le laser excimère KrF, ont une grande importance dans la fabrication des cellules solaires et des dispositifs électroniques tels que les transistors à films minces (TFT). L'intérêt principal porté sur ces couches cristallisées est la maîtrise de la taille des grains de silicium et la formation de nouvelles phases.

L'objectif de ce papier va dans ce sens. Les couches minces de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H), d'épaisseur avoisinant 2000 Å, ont été déposées par la méthode PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) sur un substrat de quartz chauffé à 250°C. Ensuite, elles ont été recouvertes par un film mince de SiO₂ déposé par APCVD (Atmospheric Pressure Chemical Vapor Deposition).

Les couches, ainsi préparées, ont été irradiées par le laser excimère KrF de longueur d'onde 248 nm et de durée égale à 20 ns, avec différentes densités d'énergie (0.67, 1.2 et 2.9 J/cm²).

Les échantillons cristallisés ont été caractérisés par la diffraction des rayons X (DRX) et la micro-spectroscopie Raman.

L'étude micro structurale a montré que d'une part la taille des grains de silicium varie avec la densité d'énergie et d'autre part il y a eu formation de nouvelles phases de silicium. La stabilité thermique de ces phases est étudiée.

Mots clés : a-Si : H, Silicium Polycristallin, Laser Excimère KrF, DRX, Raman, Nouvelle phases.

I. Introduction

La fabrication des dispositifs électroniques de bonne qualité nécessite des températures élevées. Généralement, le chauffage se fait par le processus thermique conventionnel qui est de notre jour indésirable. De ce fait, de nombreux travaux de recherche se sont focalisés sur l'utilisation du laser comme une source de chaleur. Dans une première phase empirique, les lasers Rubis, YAG et CO₂ ont été les plus utilisés. Depuis plus d'une décennie, un intérêt particulier est porté sur l'utilisation du laser excimère pour cristalliser les couches minces du silicium amorphe (a-Si). L'avantage essentiel du laser excimère est la forte absorption de la lumière ultraviolette dans le silicium. Ces lasers permettent de cristalliser le silicium amorphe pour former ainsi du silicium polycristallin.

Actuellement, la cristallisation par le laser excimère est considérée la plus répandue dans le domaine photovoltaïque et la fabrication des TFT's [1-4]. L'intérêt principal porté sur ces

couches cristallisées est la maîtrise de la taille des grains de silicium et la formation de nouvelles phases de silicium [5-9]. Plusieurs auteurs ont montré que les propriétés structurales sont étroitement liées à la densité d'énergie laser et le nombre d'impulsions.

Dans ce papier nous présenterons les transformations micro structurales et la formation de nouvelles phases de silicium induites par le laser excimère KrF dans les couches minces du silicium amorphe hydrogéné.

II- Procédure expérimentale

Les couches minces du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H), de 2000 Å d'épaisseur, ont été déposées par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) sur un substrat de quartz amorphe chauffé à 250°C. Puis, elles ont été recouvertes par un film mince de 900 Å d'oxyde de silicium SiO₂ obtenu par APCVD (Atmospheric Pressure Chemical Vapor Deposition). Ensuite, ces couches ont été irradiées par le laser excimère KrF (248 nm, 20 ns) pour différentes densités d'énergie $E_L = 0.67, 1.2$ et 2.9 J/cm^2 .

La caractérisation de ces échantillons, irradiés par le laser excimère KrF, a été réalisée à l'aide de la diffraction des rayons X (DRX) en mode (-2θ) et la micro spectroscopie raman en utilisant un laser He-Ne de longueur d'onde égale à 632,8 nm et de 1 µm de diamètre.

III- Résultats expérimentaux et discussion

La figure 1 représente les spectres micro raman des échantillons a-Si:H non irradié, a-Si et a-Si:H irradiés pour une densité d'énergie laser égale à 0.67 J/cm^2 pour un seul tir. Nous remarquons une bande raman à 469 cm^{-1} caractéristique du silicium amorphe (courbe 1). Cette valeur est décalée de la valeur théorique qui est égale à 480 cm^{-1} [10]. Ceci montre que la couche a-Si:H est soumise à des contraintes très importantes estimées à 3.75 GPa.

Dans le cas du silicium amorphe non hydrogéné, le spectre raman comporte un seul pic à 516 cm^{-1} , caractéristique du silicium polycristallin (Si-I), indiquant que la cristallisation est complète (courbe 2). Contrairement à l'échantillon a-Si:H où le spectre raman correspondant renferme un pic à 510 cm^{-1} et une bande autour de 470 cm^{-1} (courbe 3). La présence de cette bande raman indique que le silicium amorphe subsiste; signifiant que la cristallisation est partielle. Ce résultat contredit la majorité des travaux où les couches minces a-Si:H sont complètement cristallisées pour une faible densité d'énergie laser [11, 12]. Le pic à 510 cm^{-1} peut être attribué à une structure nanocristalline de silicium ou à la phase hexagonale diamant, appelée Si-IV [13]. La caractérisation par DRX montre que la raie principale est à 28.69° pour a-Si et 29.48° pour a-Si:H (fig. 2). D'après G. Daibin [14], un pic raman à 510 cm^{-1} et une raie de diffraction à 29.48° sont spécifiques à la phase hexagonale diamant Si-IV. La présence des contraintes et de l'hydrogène est à l'origine de ce retard de la cristallisation et de la formation de la phase Si-IV.

En augmentant la densité d'énergie laser à 1.2 J/cm^2 , le spectre DRX montre l'apparition de la raie à 28.65° , spécifique à la structure cubique diamant, coexistante avec celle à 29.13° (Si-IV) (fig. 3). Néanmoins, cette dernière a diminué d'intensité. Ceci montre que la phase Si-I croît au détriment de la phase Si-IV. La subsistance de la phase Si-IV à une telle énergie reste inexplicée, car les phases de Si de structure autre que la structure cubique diamant sont considérées comme des phases métastables. Généralement, un faible recuit thermique entraîne leur totale disparition. Pour poursuivre la stabilité thermique de la phase Si-IV, nous avons procédé à un recuit laser de forte densité d'énergie égale à 2.9 J/cm^2 . L'échantillon irradié pour une telle énergie a été caractérisé par DRX, il renferme deux raies à 28.81° et 29.88° , comme le montre la figure 3. Nous constatons que la phase Si-IV existe toujours. La raie à 29.88° lui correspondant est de faible intensité, elle tend à disparaître. Le fait qu'elle existe, même en faible quantité et pour une énergie très forte, montre que la phase Si-IV est stable thermiquement.

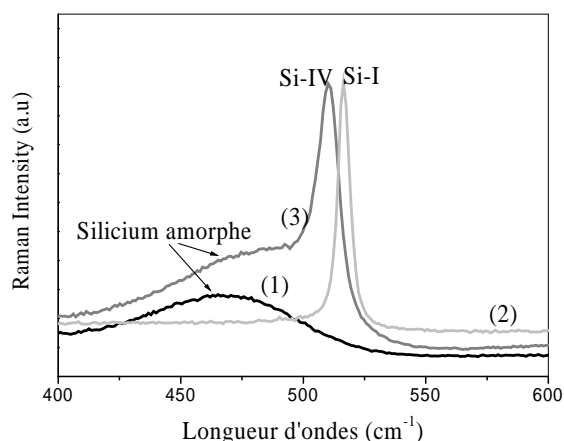


Fig. 1. Spectres micro-raman des échantillons (1) a-SiH brut, (2) a-Si et (3) a-Si:H irradiés à 0.67 J/cm^2 pour un seul tir

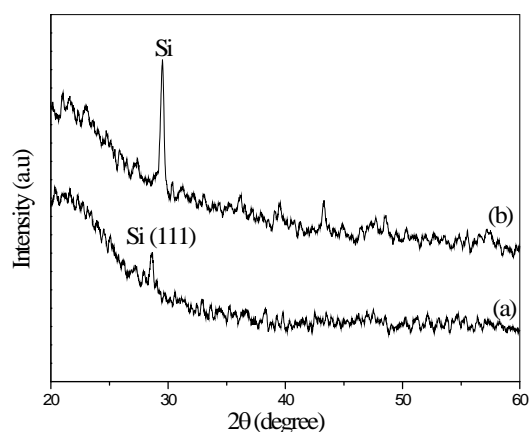


Fig.2. Spectre DRX des échantillons (a) a-Si et (b) a-Si :H irradiés à 0.67 J/cm^2 pour un seul tir

La figure 4 montre le spectre micro-raman de l'échantillon irradié par une densité d'énergie de 1.2 J/cm^2 . Nous constatons la disparition de la bande raman à 470 cm^{-1} . Ceci montre que cette énergie est suffisante pour entraîner une cristallisation totale de la couche amorphe.

La taille des grains est importante pour l'énergie moyenne 1.2 J/cm^2 puis elle diminue énormément pour 2.9 J/cm^2 (fig. 5). Cette diminution de la taille des grains peut être expliquée par le fait que le recuit laser entraîne une fusion pendant quelques dizaines nanosecondes puis le silicium liquéfié se solidifie avec une vitesse très élevée. La solidification rapide induit une cristallisation explosive donnant lieu à une structure cristalline de grains très fins [15].

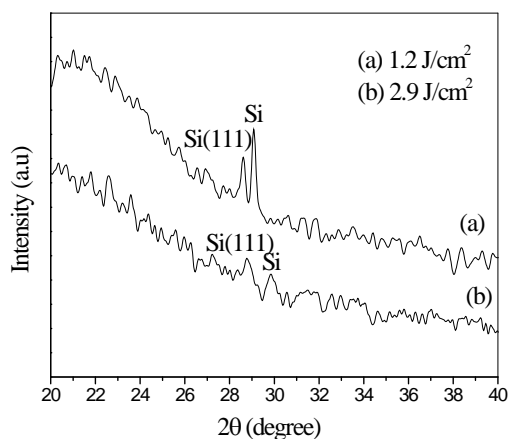


Fig.3. Spectre DRX de l'échantillons a-Si :H irradié à (a) 1.2 J/cm^2 (b) 2.9 J/cm^2 pour un seul tir

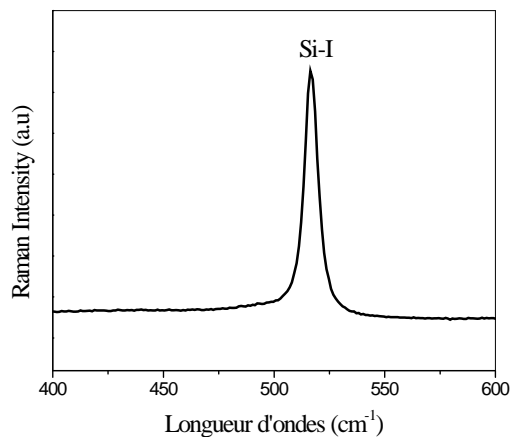


Fig.4. Spectres micro-raman de l'échantillon a-Si :H irradié à 1.2 J/cm^2 pour un seul tir

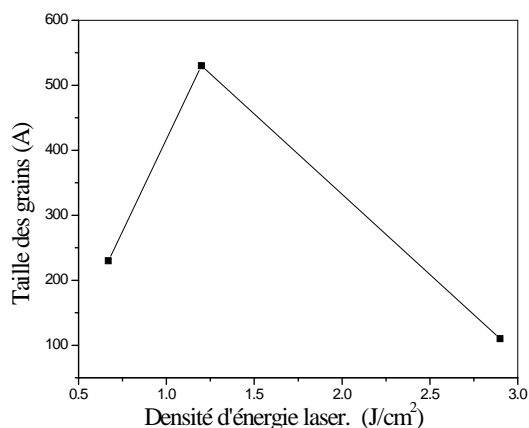


Fig. 5: Variation de la taille des grains de la phase Si-IV en fonction de la densité d'énergie laser.

IV- Conclusion

Au cours de ce travail, nous avons étudié l'effet de la densité d'énergie laser excimère KrF sur la cristallisation des couches minces du silicium amorphe hydrogéné et la formation de nouvelles phases de silicium. L'irradiation par une énergie faible de 0.67 J/cm^2 a entraîné la formation de la phase cristalline Si-IV mais elle est insuffisante pour cristalliser totalement la couche.

En augmentant la densité d'énergie, l'importance de cette phase a tendance à diminuer au détriment de la phase cubique diamant (Si-I). L'évolution de la taille des grains de la phase Si-IV ainsi que la stabilité thermique de cette phase ont été étudiées.

V- Références

- [1] D. Toet, P. M. Smith, T. W. Sigmon, T. Takehara, C. C. Tsai, W. R. Harshbarger, M. O. Thompson. *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 7914.
- [2] T. Matsui, M. Tsukui, H. Saika, T. Toyama, H. Okamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 41 (2002) 20.
- [3] C. J. Shih, C. H. Fang, C. C. Lu, M. H. Wang, M. H. Lee and C. W. Lan. *J. Appl. Phys.* 100 (2006) 053504
- [4] A. A. D. T. Adikaari, N. K. Mudugamuwa, S. R. P. Silva. *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007) 171912.
- [5] A. Kailer, Y.G. Gogotsi, K.G. Nickel, *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 3057
- [6] Y. Gogotsi, C. Baek, F. Kirscht, *Semicond. Sci. Technol.* 14 (1999) 936
- [7] J.E. Bradby, J.S. Williams, M.V. Swain, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 085205
- [8] S. Ruffell, J.E. Bradby, J.S. Williams, *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006) 091919
- [9] R. Rao, J.E. Bradby, S. Ruffell, J.S. Williams, *Microelectronics Journal.* 38 (2007) 722
- [10] V. Domnich, and Y. Gogotsi, *Rev. Adv. Mater. Sci.* 3 (2002) 1.
- [11] P. Krulevitch, A. P. Lee, P. B. Ramsey, J. C. Trevino, J. Hamilton and M. A. Northrup, *J. Microelectromechanical Systems*, V. 5, N° 4(1996) 270.
- [12] Vorgelegt von. Dipl.-Phys. Philipp Lengsfeld, Berlin 2001.
- [13] A. Kailer, K. G. Nickel, and Y. G. Gogotsi, *Journal of Raman Spectroscopy*, 30 (1999) 939.
- [14] Ge. Daibin, PhD Thesis, Univ. Drexel (2004)
- [15] H. J. Leamy, W. L. Brown, G. K. Celler, G. Foti, G. H. Gilmer, J. C. Far, *Appl. Phys. Lett.*, V. 38 (1981) 137.

CAPACITE CALORIFIQUE D'UN GAZ DE BOSONS DANS UNE BOITE

N.Daoudi, S.K.Mehdi, S.Kessal

*Laboratoire Sciences Nucléaires et Interaction Rayonnement Matière, Faculté de Physique,
USTHB, Bab Ezzouar, Alger
Email : N_DAOUDI@live.com*

Dans ce travail, nous considérons un gaz d'atomes bosoniques libres dans une boîte. Nous allons étudier les propriétés de ces gaz, en particulier leur potentiel chimique et leur capacité calorifique. Ces propriétés sont habituellement étudiées dans la littérature en se plaçant dans le cas des dimensions macroscopiques où les niveaux d'énergie sont très serrés. Les sommations peuvent alors être remplacées par des intégrations sur l'espace des phases permis, en prenant un état par volume adéquat de cet espace. En ce qui nous concerne, nous effectuons les calculs en utilisant les expressions exactes des énergies, des dégénérescences et des sommations discrètes mises en jeu. En particulier, l'énergie du fondamental est non nulle.

I- Introduction :

La condensation de Bose Einstein est l'accumulation d'un nombre macroscopique d'atomes bosoniques dans le niveau d'énergie fondamental. Elle est obtenue à basse température, lorsque la longueur d'onde thermique moyenne est de l'ordre de la distance entre particules. Elle a été prévue théoriquement par Einstein en 1925 [1]. Du fait des très basses températures nécessaires pour obtenir cette condensation, il a fallu attendre 1995 pour que des physiciens en fassent une première réalisation expérimentale [2]. Cette réalisation a relancé les études des propriétés des gaz à basse température, qui obéissent à la statistique quantique. On a constaté aussi que les atomes condensés sont tous dans le même état quantique et constituent de ce fait un ensemble d'atomes cohérents qui pourraient être utilisés pour réaliser un laser à atomes. Bien que la réalisation d'un laser à atomes performant est encore loin d'être acquise, un grand nombre de chercheurs s'intéressent à ce sujet car on pense que la laser à atomes peut avoir, dans son domaine, une importance similaire à celle qu'a le laser photonique dans le sien. C'est pourquoi, beaucoup de travaux sont consacrés à la condensation de Bose Einstein et, de manière plus générale, aux gaz atomiques à basse température pour une meilleure compréhension de leurs propriétés.

Dans ce travail, nous considérons un gaz d'atomes bosoniques libres dans une boîte. Nous allons étudier les propriétés de ces gaz, en particulier leur potentiel chimique et leur capacité calorifique. Ces propriétés sont habituellement étudiées dans la littérature en se plaçant dans le cas des dimensions macroscopiques où les niveaux d'énergie sont très serrés. Les sommations peuvent alors être remplacées par des intégrations sur l'espace des phases permis, en prenant un état par volume adéquat de cet espace. En ce qui nous concerne, nous effectuons les calculs en utilisant les expressions exactes des énergies, des dégénérescences et des sommations discrètes mises en jeu. En particulier, l'énergie du fondamental est non nulle. Ces considérations conviennent bien aux systèmes de petites dimensions.

II- Calcul exact :

On considère un système de N particules bosoniques de masse m , dans une boîte à une dimension de longueur L , en équilibre à la température T . Nous allons commencer par déterminer le potentiel chimique du gaz pour un nombre de particules donné en fonction de la température. Dans ce but, il faut ajuster le potentiel réduit μ' dans la relation :

$$N = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\exp(a(i^2 - \mu')) - 1} \quad (1)$$

Où $a = \beta \varepsilon_0$ avec $\beta = 1/kT$ $\varepsilon_0 = \frac{\pi^2 \eta^2}{2mL^2}$ [3]. Le potentiel chimique μ et le potentiel

chimique réduit sont liés par la relation : $\beta\mu = a\mu'$. Nous traçons les variations du potentiel chimique en fonction de la température. Ce potentiel reste d'abord constant puis diminue rapidement. Cette diminution est d'autant plus rapide que le nombre de particules est plus grand. La variation de μ' en fonction de T est représentée sur la figure 1 pour $N = 10^4$.

Ayant déterminé le potentiel chimique, nous l'utilisons pour étudier la capacité calorifique à volume constant de ce gaz. A une dimension elle est telle que :

$$\frac{C_V}{Nk} = \frac{a^2}{N} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{i^2 (i^2 - \mu' - z')}{\left(e^{a(i^2 - \mu')} - 1 \right)^2} \quad (2)$$

Où z' est reliée à la dérivée de μ' par rapport à la température T . A une dimension, nous avons constaté que C_v / Nk croît uniformément de zéro à la valeur limite $\frac{1}{2}$. Elle est à dérivée continue. Ce comportement est différent du cas à trois dimensions où C_V est à dérivée discontinue à la température de condensation T_C .

III- Approximation dite classique :

C'est l'approximation qui est donnée dans la littérature [4]. On considère un système de dimensions macroscopiques. Les niveaux d'énergie sont alors très serrés ; on peut remplacer la somme par une intégrale sur l'espace des phases, en prenant un état par volume h de l'espace des phases (pour un système à une dimension). Le nombre de particules total est tel que :

$$N = \iint \frac{dx dp}{h} \frac{1}{\exp\left(\frac{\beta p^2}{2m} - a\mu'\right) - 1} = \sqrt{\frac{\pi}{4a}} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(e^{a\mu'})^i}{\sqrt{i}} \quad (3)$$

A très basse température, le potentiel chimique réduit μ' tend vers 1. Nous constatons que cette expression de N diverge : cette approximation n'est pas bonne à basse température. Cette divergence est reliée au fait que la condensation de Bose Einstein n'est pas présente dans les boîtes à une dimension (dans la limite thermodynamique).

Avec les mêmes approximations, l'énergie interne de ce système peut être écrite sous la forme :

$$U = \sqrt{\frac{\pi}{4a}} \frac{kT}{2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(e^{a\mu'})^i}{i^{3/2}} \quad (4)$$

Cette expression converge mais sa dérivée par rapport à la température diverge et donc cette approximation n'est pas adaptée aux systèmes de particules libres dans une boîte à une dimension de longueur finie.

IV- Notre approximation :

Nous réécrivons d'abord l'expression de N sous la forme qui suit où nous utilisons la variable fugacité $z = e^{a\mu'}$ au lieu du potentiel chimique réduit μ' :

$$N = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{z^{-1} \exp(ai^2) - 1} = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} z^j e^{-aji^2} \tag{5}$$

En utilisant la formule de sommation d'Euler-Mac Laurin [5], nous transformons la sommation en intégrale, nous avons :

$$N = \sqrt{\frac{\pi}{4a}} \sum_{j=1}^{\infty} z^j \frac{1 - \text{Erf}(\sqrt{aj})}{\sqrt{j}} \tag{6}$$

Où Erf est la fonction erreur [3]. Cette expression de N reste convergente quand $\mu' \rightarrow 1$ donc $z \rightarrow e^a$.

L'énergie interne est donnée par l'expression :

$$\frac{U}{kT} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{ai^2}{z^{-1} \exp(ai^2) - 1} \tag{7}$$

En remplaçant la sommation par une intégrale suivant la formule d'Euler Mac Laurin, nous avons :

$$U = kT \left[\frac{\sqrt{\pi}}{4} \sum_{j=1}^{\infty} z^j \frac{1 - \text{erf}(\sqrt{aj})}{\sqrt{a} j^{3/2}} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(ze^{-a})^j}{j} \right] \tag{8}$$

La capacité calorifique à volume constant est donnée par l'expression

$$\frac{C_V}{k} = \sqrt{\frac{\pi}{16a}} \sum_{j=1}^{\infty} z^j \frac{1 - \text{erf}(\sqrt{aj})}{\sqrt{j}} \left(\frac{3}{2j} + \frac{T}{z} \frac{\partial z}{\partial T} \right) + \frac{3}{4} g_1(ze^{-a}) + \frac{1}{2} g_0(ze^{-a}) \left(a + \frac{T}{z} \frac{\partial z}{\partial T} \right) \tag{9}$$

Où le terme $\frac{T}{z} \frac{\partial z}{\partial T}$ a pour expression :

$$\frac{T}{z} \frac{\partial z}{\partial T} = - \frac{\sqrt{\frac{a}{\pi}} g_0(ze^{-a}) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{\infty} z^j \frac{1 - \text{erf}(\sqrt{aj})}{\sqrt{j}}}{\sum_{j=1}^{\infty} \sqrt{j} z^j (1 - \text{erf}(\sqrt{aj}))} \tag{10}$$

La fonction $g_n(\alpha)$ est telle que :

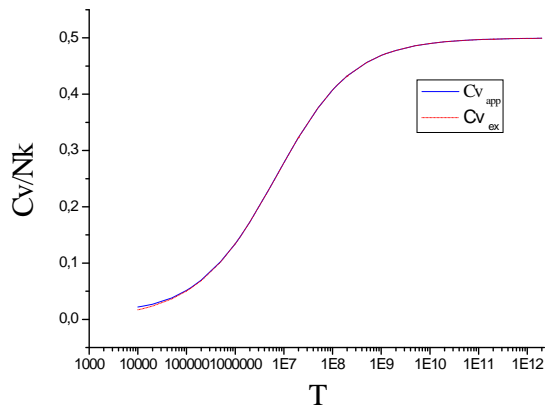
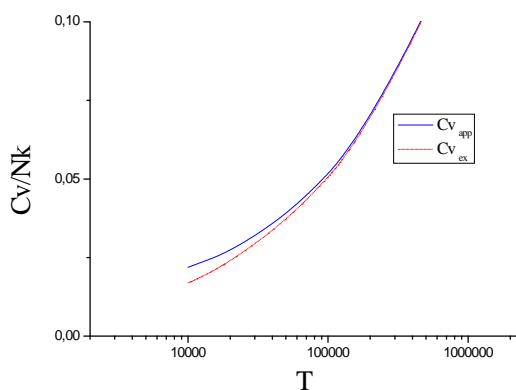
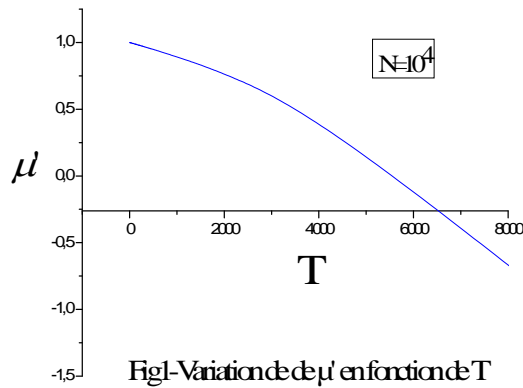
$$g_n(\alpha) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{j^n} \tag{11}$$

V- Résultats et discussion :

Pour un N fixé , nous traçons $\mu'(T)$. Le résultat est donné sur la figure 1 pour $N = 10^4$. Nous constatons que μ' , d'abord pratiquement constant, diminue ensuite rapidement.

Pour N fixé, nous déterminons la capacité calorifique à volume constant ; dans ce but, nous avons besoin de connaître le potentiel chimique μ' (ou z , ce qui équivalent) et le terme

$\frac{T}{z} \frac{\partial z}{\partial T}$ pour ces valeurs de N et de T . Les résultats sont représentés sur les figure 2 et 3. Nous constatons que les résultats donnés par notre approximation sont très proches de ceux donnés par l'expression exacte (alors que l'approximation classique ne permet pas de définir C_V car l'expression de N diverge dans ce cas).



VI- Conclusion :

Nous avons considéré un système de N bosons de masse m libres dans une boîte à une dimension, de longueur finie L . Nous avons déterminé une expression de N puis de l'énergie interne U qui utilise les niveaux d'énergie exacts, en particulier une énergie du fondamental non nulle. Nous obtenons une expression de N puis de la capacité calorifique à volume constant qui ne divergent pas lorsqu'on se rapproche de la condensation, à basse température (pour les systèmes finis). Ces expressions de N et de C_V sont proches des valeurs exactes à haute température; la différence avec les valeurs exacte est faible à basse température. Notre approximation est meilleure que celle utilisée dans la littérature car cette dernière conduit à des expressions de grandeurs thermodynamiques qui divergent alors que la notre donne des expressions qui convergent et qui sont proches des valeurs exactes.

VII- Bibliographie :

- [1] A. Einstein. Quantentheorie des cinatomigen idealen Gases. Zweite Abhun-lung. Sitzungberg. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., 3, (1925).
- [2] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Science, **275**, 637 (1997).

- [3] Mécanique Quantique, C. Cohen Tannoudji, B.Diu, F.Laloé, Hermann 1977
- [4] Bose Einstein Condensation L.Pitaevskii and S.Stringari Clarendon, Oxford, 2003
- [5] Handbook of Mathematical Functions, M.Abramowitz,I.A.Stegun, Dover Publications 1970

MODAL ANALYSIS FOR A SEMI CONDUCTOR LASER SUBMITTED TO OPTICAL FEEDBACK

D. Ghezzaz¹, P. Besnard², A.Kellou¹

¹ LEQ USTHB, BP 32 USTHB 16111 Bab-Ezzouar Alger, Algérie
email :ghezzaz@yahoo.fr

²FOTON-ENSSAT, CNRS UMR6082, 6 rue de Keramont, BP 80 518, 22305 Lannion, France

Abstract:

Semiconductor lasers coupled to extended cavity have retained much attention [1] and exhibit wealthy dynamics. The coupling to an external mirror is interesting, for example, in view of realising a pulse laser (mode-locked).

Regenerative models can describe main properties of this type of coupled cavity. However this description is limited to a passive cavity or in other words is valid below threshold [2]. We propose a general method to simulate such coupled laser cavities with the help of a semi-classical analysis, introducing a generalised transfer function for the laser. This function can describe the properties of the coupled cavity below, through and above threshold. This analysis is able to give a detailed modal description in terms of light-intensity behavior and line width. A generalized laser transfer function which gives the static properties of a laser (intensity, spectral density...) has already proposed [3] and extended with success to laser submitted to optical injection [4], [5]. This analysis was able for instance to recover the Shallow-Townes law analytically. This paper is an extension of such work to semiconductor lasers submitted to optical feedback.

In this communication, we show how such investigations can be applied through a numerical procedure, to semiconductor laser coupled to an external mirror. Different regimes may be distinguished following the feedback strength. In the weak feedback regime, one recovers the usual ellipse describing the external cavity modes in the frequency-gain chart. For stronger feedback, the situations may become more complex and a same frequency interval may be filled with numerous external cavity modes belonging to different internal cavity modes. We show that this approach permits to underline the spectral properties of coupled cavity laser.

We have studied the influence of feedback rate on the modes (number and line width) of the laser coupled to a mirror in cases of weak and moderate feedback regime.

Key-words: semiconductor laser- optical feedback- generalised transfer function- line width.

Introduction

The classical model for semiconductor lasers is called of Lang and Kobayashi [1] and is based on the rate equations.

We use the transfer function generalized to the laser [3] in order to describe the line width of semi-conductor laser modes with external feedback. This function describes the laser below, through and above the threshold of the laser.

The transfer function is obtained starting from Maxwell equations and can be considered as an extension of the Airy function for passive Fabry-Perot cavities. This function was developed in 1997 [3] and proved to be effective in the spectral description of the laser [4] but also of an optically-injected laser (unidirectional coupling of two lasers [5-6]) or lasers with fibers.

1. The generalized function for a laser in wide cavity

In this case the laser is submitted to an optical feedback, which is brought by an external mirror (bidirectional self-coupling), which returns part of the signal inside the laser cavity. The properties of the laser (frequencies and line widths of the oscillation modes) are then modified

compared to those of the free-running laser [6]. Following the feedback rate (or the re-injected optical power) the laser will have behaviour close to the one of the solitary laser or specific to the hybrid cavity.

2. Laser with an extended cavity

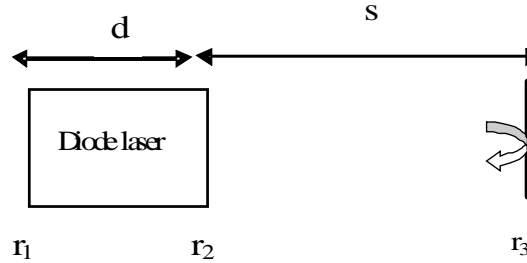


Figure 1: schematic sketch of the extended cavity. r1, r2 are the coefficient reflectivity of the two facets of the laser diode and r3 that of the external mirror.

The transfer function for such laser is expressed as:

$$E_{sortie} = \frac{S}{1 - r_1 |r_{eq}| e^{i\phi}} \dots\dots\dots (1) .$$

Where $r_{eq} = |r_{eq}| e^{i\phi_{req}} = f(r_2, r_3) \dots\dots\dots(2)$

In the case of low rate feedback, by carrying out some approximations on the expression of req, the transfer function of this system can be put in the following form:

$$E_{sortie} = \frac{S}{1 - e^G e^{-L} e^{i\Phi}} \dots\dots\dots(3)$$

$G = f(g^{lin}, r_2, r_3)$ is the gain of the medium , g^{lin} the linear gain of the medium,
 $L = f(\alpha_a, r_1, r_2)$ represents the losses in the medium and at the mirrors,
 α_a the factor of losses in the medium.
 $\Phi = f(\alpha_H, g^{lin})$ is the phase cumulated during an return trip in the cavity,
 α_H the factor of Henry.

3-Identification of the external cavity modes

To determine the stationary solutions, one has to solve equations that give the condition for the gain at threshold and for the phase. We will use the common factor of feedback:

$$C = \tau_{ext} \kappa \sqrt{1 + \alpha_H^2} \dots\dots\dots;(4)$$

$\kappa = f(r_1, r_2, \tau_c)$, τ_c et τ_{ext} are respectively the time of an return trip of the photon inside both the diode cavity and the external cavity.

According to the value of C, which depends on the length of the external cavity and of the reflectivity r3, the system will oscillate on one or more optical modes, known as the external cavity modes; they can be characterized by their gain and frequency deviation when compared to

the values obtained for the free running laser called Lamb's solutions. The classical gain-frequency chart gives the position of these modes on an ellipse. Only the lower part of the ellipse contains all the frequencies that are likely to oscillate.

One can also notice that the variation of the gain as well that of the frequency shift are more important when the rate of the feedback is higher. In other words, a higher feedback rate creates more modes.

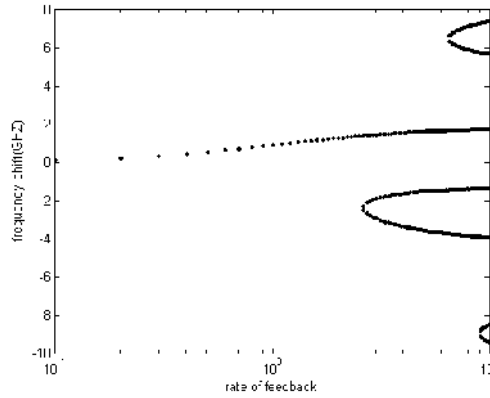


Figure. 2. Frequency shifts versus the feedback rate C.

Fig.3 points out that for $C > 1$ several modes can oscillate.

4-Spectral study

In the case of weak feedback, an approximation can be made by assuming that the laser is not coupled to the external cavity as this one is single mode; in other words, the gain does not depend on the frequency by considering that the laser frequency in presence of optical feedback remains in the vicinity of the frequency of the free-running oscillating mode. Then the expression of the spectral density for optical power can be put in the form:

$$y(x) = \frac{y_{max}}{\Gamma^2 + (x - x_0)^2} \dots \dots \dots (5)$$

x is the frequency normalized to $1/\tau_c$

The function density being given, the saturating intensity is calculated: $Y = \int y(x, Y)$. We can then obtain the spectral behaviour of each mode and in fact its line width.

Fig.3 represents the spectral *line width* for each stationary solution (or external cavity modes).

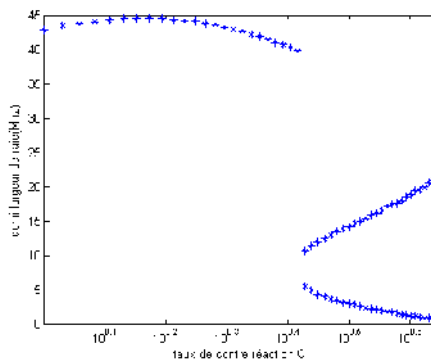


Fig.3. Evolution of the line width according to the feedback rate. All frequencies are normalised with respect to $1/\tau_c$.

Conclusion

We introduced a transfer function generalized to the laser for semiconductor laser submitted to optical feedback. The results are focused on the case for which single mode approximation can be made for both the internal and external cavity and only for the bare cavity. The spectral properties of each mode can thus be obtained.

Références

- [1] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", IEEE JQE, vol. QE-16, p. 663 1980.
- [2] M. Achtenhagen, S. Mohrdiek, T. Pliska, N. Matuschek, C. S. Harder, and A. Hardy, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.13, N.5, May 2001.
- [3] G. Stéphan, "Semiclassical study of the laser transition", Phys. Rev. A 55, pp. 1371–1384, 1997.
- [4] S. Blin, G.M. Stéphan R. Gabet and P. Besnard, "Amplification process in a laser injected by a narrow band weak signal", Europhysics Letters, vol. 52, 1, pp. 60-65 2000.
- [5] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. M. Stéphan, M. Bondiou "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers" invited paper, in Semiconductorlasers/Lasers semiconducteurs, Comptes Rendus de Physique Elsevier on behalf of Académie des Sciences, tome 4 fascicule 6 pp. 687-700 July 2003.
- [6] A. Mihaescu, T. T. Tam, P. Besnard and G. M. Stéphan, "Effects of external cavities on laser spectra: application to a fiber laser" JOPB vol. 4 pp 67-74 Feb 2002.

Index

A

Abdesselam M. · 12
Abdoun Ouallouche K. · 285
Adjidir K. · 216
Aichouche A. N. · 220
Arib M. · 88
Ayadi S. · 115
Azzoune M. · 72
Azzouz M. · 129

B

Belouadah N. · 136
Benazzouz C. · 204
Benelmadjat H. · 192
Benhamouda N. · 26
Benslimani N. · 272
Bentabet A. · 30
Bouchama T. · 295
Boudra N. · 140
Bouhdjar N. · 300
Boukeffoussa K. · 144
Bourouina M. · 225
Bouزيد S. · 277
Brahimi Z. · 230

C

Chergui R. · 34
Chérif S. · 122

D

Dahmani R. · 290
Daoudi N. · 304
Dib A. · 153
Djaroum S. · 266

G

Ghezali S. · 157
Ghezzaz D. · 309
Guerchaoui S. · 253

H

Hachani S. · 118
Hadjam A. · 211
Hamai-Amara H. · 262
Hammoudi H. · 196
Hattali B. · 234
Herrati A. · 132
Herrati A. · 38
Hioul M.L. · 159

K

Kellil N. · 18
Kerrouchi S. · 42
Kessira Y. · 239
Khalal-Kouache K. · 163
Khelassi-Toutaoui N. · 93

L

Labbani R. · 167, 171
Letaim F. · 82
Louelhi S. · 105

M

Mahlous M. · 107
Meddad F. · 243
Mekhtiche A. · 176
Merad A. · 247
Moussa D. · 46

Moussous O. · 149
Mouzai M. · 50

N

Negache H. · 281

O

Oudih M.R. · 55
Ourabah S. · 180

R

Rekrak h. · 60

S

Sissaoui N. · 258

T

Taïbouni N. · 63
Touka N. · 184
Toutaoui A.E.K · 99

Y

Yettou L. · 67

Z

Zouranen B. · 188