

Université de Montréal

Dosimétrie par thermoluminescence avec des cristaux de fluorure de
lithium dopés avec du cuivre

par

Marie Di Marco

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

décembre, 1998

© Marie Di Marco, 1998



QC
3
U54
1999
v.007

Université de Montréal

Document par l'intermédiaire de la bibliothèque de la Faculté de
Médecine de l'Université de Montréal

par
Monsieur Jean
Département de pédiatrie
Faculté de Médecine de l'Université de Montréal

Document présenté à la Faculté de Médecine de l'Université de Montréal
en vue de l'obtention du grade de
Monsieur Jean
en pédiatrie

février 1998



Dr. Jean M. Lévesque (1998)

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Dosimétrie par thermoluminescence avec des cristaux de fluorure de
lithium dopés avec du cuivre

présenté par:

Marie Di Marco

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Bernard Goulard président-rapporteur
Claude Leroy, directeur de recherche
Sjoerda Rooda membre du jury
....., ~~membre du jury~~

Mémoire accepté le: 99.01.21/.....

Sommaire

La **thermoluminescence** est le phénomène par lequel un cristal émet de la lumière s'il a été préalablement irradié. Le signal thermoluminescent est enregistré sous forme d'une **courbe de luminescence**, donnant l'intensité du signal (en unités arbitraires) en fonction de la température (en K). Cette courbe est ensuite analysée grâce à une méthode mathématique appelée **déconvolution**, par laquelle les pics de la courbe de luminescence sont séparés et analysés un par un. Les fonctions s'ajustant aux données expérimentales répondent à des lois mathématiques issues d'une cinétique de la thermoluminescence. La dosimétrie, entre autres techniques, exploite le comportement thermoluminescent de certains cristaux pour évaluer la dose d'irradiation à laquelle un objet a été soumis. Ce mémoire porte sur l'étude de la thermoluminescence du LiF:Cu^{++} , un cristal émettant un signal moins intense que le plus populaire TLD-100, mais dont la courbe de luminescence est beaucoup plus facile à analyser. De plus, son numéro atomique ($Z_{eff} = 8.2$) est à peu près équivalent à celui des tissus humains ($Z_{eff} = 7.4$), ce qui permet une lecture directe du dosimètre.

L'étude se divise en deux parties: la mesure en laboratoire et l'analyse de la thermoluminescence du LiF:Cu^{2+} , et une **simulation Monte-Carlo** de l'absorption de dose dans le LiF:Cu^{2+} .

La mesure de thermoluminescence a porté sur des cristaux de LiF dopés au Cu^{2+} en trois concentrations: 50 mg/mol, 500 mg/mol et 1 g/mol. Ils ont été exposés à deux sources γ ^{137}Cs et ^{60}Co , avec une activité de 0.3 et de 1.5 GBq respectivement, et à une source β $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ avec une activité de 1.5 GBq. Les courbes obtenues pour les cristaux dopés à 50 et 500 mg/mol sont très semblables,

à la différence que la surface sous la courbe de luminescence du 500 mg/mol est plus grande que celle sous la courbe de luminescence du 50 mg/mol, ainsi le signal est proportionnel à la concentration de dopant pour les cristaux faiblement dopés. Leurs paramètres de déconvolution sont typiques, et correspondent à une cinétique d'ordre générale. Le cristal dopé à 1 g/mol donne lieu à une courbe de thermoluminescence dont la surface est encore plus grande que celle des cristaux faiblement dopés, et ainsi confirme la proportionnalité de l'intensité du signal en fonction de la concentration de dopant. Cependant, sa courbe de luminescence comporte deux nouveaux pics, qui ne répondent à aucune cinétique connue et dont les paramètres de déconvolution n'ont pas de sens physique. Ainsi, les cristaux fortement dopés donnent un signal plus grand que les cristaux faiblement dopés, mais le rendent difficile, voire impossible, à interpréter.

Les simulations Monte-Carlo ont porté sur l'absorption de dose selon différentes configurations expérimentales. Il a été déterminé que la réponse du dosimètre est constante, peu importe l'énergie de la source d'irradiation, mais les spectres d'absorption de dose sont différents selon l'énergie incidente; jusqu'à 1 cm de distance entre la source et le centre du dosimètre, la dose absorbée tombe exponentiellement, de 1 à 2 cm, elle chute de façon prononcée et au-delà de 3 cm, elle diminue linéairement; l'absorption de dose augmente quadratiquement avec la largeur du dosimètre; la réponse du dosimètre est constante pour toutes les concentrations de dopant; jusqu'à 24 nm d'épaisseur, la perte d'énergie dans le dosimètre est nulle, de 25 nm à 1 mm, la perte d'énergie augmente linéairement, et au-delà de 1 mm, l'augmentation est exponentielle, jusqu'à saturation. Ainsi, de façon générale, les résultats des simulations confirment exactement les données expérimentales. En ce qui concerne l'absorption de dose en fonction de la concentration de dopant, la divergence entre les simulations et l'expérience s'explique aisément par le fait que le programme de simulation ne tient pas compte de la configuration cristalline du LiF:Cu^{2+} . De ces résultats peuvent être tirés des principes généraux de configuration expérimentale: pour obtenir un signal linéaire

avec la dose, le dosimètre doit être placé à plus de 3 cm de la source, et il doit avoir une épaisseur entre 25 nm et 1 mm. Ces conditions se prêtent tout à fait à la dosimétrie personnelle.

Ainsi, de par la linéarité et la simplicité de son signal, et de par son équivalence au nombre atomique du tissu humain, le LiF:Cu^{2+} est un matériel d'avenir en dosimétrie, et en particulier en dosimétrie médicale.

Table des matières

| | |
|--|-----|
| Sommaire | iii |
| Table des matières | vi |
| Liste des tableaux | ix |
| Liste des figures | x |
| REMERCIEMENTS | xv |
| Introduction | 1 |
| Chapitre 1: Théorie | 4 |
| 1.1 Physique du solide | 4 |
| 1.1.1 Cristal ionique | 4 |
| 1.1.2 Bandes d'énergie | 5 |
| 1.1.3 Impuretés et défauts d'un cristal | 7 |
| 1.2 Thermoluminescence | 9 |
| 1.2.1 Phénomène de la thermoluminescence | 9 |
| 1.2.2 Cinétique du premier ordre. | 12 |
| 1.2.3 Cinétique du deuxième ordre. | 13 |
| 1.2.4 Cinétique d'ordre général. | 15 |

| | |
|---|----|
| Chapitre 2: Dosimétrie par thermoluminescence | 18 |
| 2.1 Expérience | 18 |
| 2.1.1 Montage expérimental | 18 |
| 2.1.2 Echantillons | 19 |
| 2.1.3 Sources radioactives | 20 |
| 2.1.4 Manipulations | 20 |
| 2.2 Courbes de luminescence | 22 |
| 2.2.1 Allure générale. | 22 |
| 2.2.2 Erreurs systématiques dues aux manipulations | 24 |
| 2.2.3 Déconvolution | 24 |
| 2.3 Résultats et analyse | 25 |
| 2.3.1 50 mg/mol | 26 |
| 2.3.2 500 mg/mol | 29 |
| 2.3.3 1 g/mol | 32 |
| 2.3.4 Discussion | 35 |
| Chapitre 3: Simulations | 37 |
| 3.1 Programme de simulation de l'absorption de dose | 37 |
| 3.1.1 GEANT | 37 |
| 3.1.2 Fonctionnement | 39 |

| | | |
|---------|--|--------|
| 3.2 | Résultats des simulations | 42 |
| 3.2.1 | Tests préliminaires | 42 |
| 3.2.2 | Energie de la source | 46 |
| 3.2.3 | Distance dosimètre - source | 48 |
| 3.2.4 | Section efficace du détecteur | 52 |
| 3.2.5 | Concentration de dopant | 55 |
| 3.2.6 | Epaisseur du dosimètre | 57 |
| 3.2.6.1 | Profondeur des coups. | 63 |
| 3.3 | Discussion des résultats de simulation | 64 |
| 3.3.1 | Résumé des résultats | 64 |
| 3.3.2 | Comparaison entre l'expérience et les simulations | 65 |
| 3.3.3 | Application des résultats | 67 |
| | Conclusion | 70 |
| | Annexe A: Fonction d'ajustement des données expérimentales | xvi |
| | Annexe B: Paramètres de déconvolution et courbes de luminescence | xxiii |
| | Annexe C: Fichier de soumission et code source | xxxvii |
| | Bibliographie | lvii |

Liste des tableaux

- I Points expérimentaux de la droite de linéarité de l'intensité de la luminescence en fonction de la dose absorbée pour les dosimètres A.xxiv
- II Points expérimentaux de la droite de linéarité de l'intensité de la luminescence en fonction de la dose absorbée pour les dosimètres B.xxiv
- III Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 50 mg/mol avec une cinétique de premier ordre. xxv
- IV Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 50 mg/mol avec une cinétique d'ordre général. xxvi
- V Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 500 mg/mol avec une cinétique de premier ordre. xxvii
- VI Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 500 mg/mol avec une cinétique d'ordre général. xxviii
- VII Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 1 g/mol avec une cinétique de premier ordre. xxix
- VIII Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 1 g/mol avec une cinétique d'ordre général. xxix

Liste des figures

| | | |
|---|---|----|
| 1 | Energie de l'électron en fonction de son vecteur d'onde $k(\vec{r})$ selon a) le modèle de l'électron libre, b) les paires électron-électron et électron-noyau dans un cristal. | 5 |
| 2 | Le dopage du LiF par du Cu^{2+} crée des interstices \otimes et des délocalisations \odot | 8 |
| 3 | a) la radiation ionise le cristal, et les pièges sont remplis. b) le chauffage excite les électrons depuis les pièges jusqu'à la bande de conduction. | 10 |
| 4 | la recombinaison de l'électron avec le trou émet une radiation lumineuse. | 11 |
| 5 | a) fluorescence b) phosphorescence | 12 |
| 6 | a) premier ordre cinétique:tous les électrons se recombinent. b) deuxième ordre cinétique ($A = B$) et cinétique d'ordre général ($A \neq B$). | 14 |
| 7 | Intensité de la luminescence (en unités arbitraires) en fonction de la température T(K) pour des dosimètres LiF: Cu^{2+} dopés à 50 mg/mol, et irradiés avec une dose de 2.93 Gy par une source β | 27 |
| 8 | Signal de thermoluminescence des dosimètres A soumis à des sources β (triangles) et γ (carrés) en fonction de la dose. Les barres d'erreur sont contenues dans les points expérimentaux. | 28 |

| | | |
|----|--|----|
| 9 | Intensité de la luminescence (en unités arbitraires) en fonction de la température T(K) pour des dosimètres dopés à 500 mg/mol, irradiés avec une dose de 2.93 Gy par une source β | 30 |
| 10 | Signal de thermoluminescence des dosimètres B soumis à des sources β (triangles) et γ (carrés) en fonction de la dose. Les barres d'erreur sont contenues dans les points du graphique. | 31 |
| 11 | Intensité de la luminescence (en unités arbitraires) en fonction de la température T(K) pour des dosimètres dopés à 1 g/mol, irradiés avec une dose de 2.93 Gy par une source β | 33 |
| 12 | Nombre de coups efficaces en fonction du nombre d'événements lancés. | 44 |
| 13 | Spectre d'énergie des coups efficaces dans des simulations de a)100 000, b)1 000 000, c)10 000 000 événements, pour une source β de 2.0 MeV. | 45 |
| 14 | Spectre d'énergie pour des sources de a) 2 MeV, b) 8.0 MeV , c) 20 MeV , d) 200 MeV et e) 2.0 GeV. La perte d'énergie moyenne est indiquée dans la boîte en haut de chaque graphique. | 47 |
| 15 | Nombre de coups efficaces en fonction de la distance cible-source (cm). | 49 |
| 16 | Spectre d'énergie pour des distances de a) 0.5 mm, b) 0.8 mm, c) 5.0 mm, d) 1.0 cm, e) 1.5 cm, f) 2.0 cm, g) 2.4 cm, h) 3 cm et i) 4cm. | 51 |
| 17 | Nombre de coups efficaces selon la largeur du dosimètre. | 53 |

| | | |
|----|--|------|
| 18 | Spectres d'énergie des dosimètres ayant une surface de a) 4.0 cm^2 , b) 2.56 cm^2 , c) 1.0 cm^2 , d) 16.0 mm^2 | 54 |
| 19 | Spectres d'énergie des dosimètres ayant une concentration de Cu^{2+} de a) 1 g/mol et b) $5 \text{ p.p.m. (0.000 145 g/mol)}$ | 56 |
| 20 | Nombre de coups efficaces en fonction de l'épaisseur du dosimètre. | 60 |
| 21 | Spectre d'énergie des dosimètres ayant une épaisseur de a) 3.0 cm , b) 2.6 cm , c) 2.2 cm , d) 1.8 cm , e) 0.2 mm , f) 0.14 mm , g) 0.1 mm et h) 0.06 mm | 62 |
| 22 | Spectre de profondeur des coups efficaces pour des dosimètres d'une épaisseur de a) 0.8 mm , b) 1.0 mm , c) 8 mm et d) 1.0 cm | 63 |
| 23 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation $\beta \text{ 9.09 mGy}$, dosimètre A. | xxx |
| 24 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation $\beta \text{ 9.09 mGy}$, dosimètre A. | xxx |
| 25 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation $\beta \text{ 1.08 Gy}$, dosimètre A. | xxx |
| 26 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation $\beta \text{ 1.08 Gy}$, dosimètre A. | xxxi |

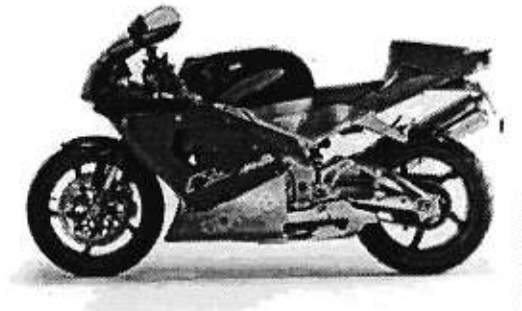
| | | |
|----|--|-------|
| 27 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation β 65.3 Gy, dosimètre A. | xxxix |
| 28 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation β 65.3 Gy, dosimètre A. | xxxix |
| 29 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation γ 8.85 mGy, dosimètre A. | xxxix |
| 30 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 8.85 mGy, dosimètre A. | xxxix |
| 31 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation γ 1.38 Gy, dosimètre A. | xxxix |
| 32 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation γ 1.38 Gy, dosimètre A. | xxxix |
| 33 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 9.09 mGy, dosimètre B. | xxxix |
| 34 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 1.09 Gy, dosimètre B. | xxxix |
| 35 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 65.4 Gy, dosimètre B. | xxxix |
| 36 | Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 8.85 mGy, dosimètre B. | xxxix |

- 37 Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ **1.38 Gy**, dosimètre B. xxxiv
- 38 Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β **9.09 mGy**, dosimètre C. xxxv
- 39 Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β **65.4 Gy**, dosimètre C. xxxv
- 40 Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ **138 μ Gy**, dosimètre C. xxxv
- 41 Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ **8.85 mGy**, dosimètre C. xxxvi
- 42 Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ **1.38 Gy**, dosimètre C. xxxvi

REMERCIEMENTS

Merci au Professeur Leroy, pour sa confiance, son soutien tout au long de cette maîtrise, et son aide précieuse afin de terminer ce mémoire à temps. Merci à Fabrizio Marullo, qui m'a tout montré quant à la dosimétrie et son analyse. Merci à ČĤAö, Patrick Roy et Alain Lévesque pour L^AT_EX et tout ce qui est informatique. Merci à J-F Courville, Reda et M. Azuelos pour leur aide avec GEANT. Merci à J D Bélanger pour les graphiques. Merci à Isabel pour son script et son terminal. Merci au Professeur Zacek, pour son exemple de créativité.

Merci Soussi, pour avoir gardé ma moto dans ton garage.



Merci Anna, Nathalie, et Titi, pour votre amitié et votre patience. Merci Jidi, parce que. Merci à mes parents, pour leur omniprésence, et pour ne pas avoir posé trop de questions.

Un jour je serai grande.

Ce travail ainsi que l'achat de l'ordinateur d'acquisition de données ont été entièrement soutenus financièrement par COG (Candu's Owners Group). Les cristaux ont été gracieusement fournis par le Laboratorio Fisico-Chimico dell'Università di Roma, La Sapienza. Les appareils de mesure ont été gracieusement prêtés par le Laboratoire de radioprotection de l'Université de Montréal.

Introduction

Depuis la découverte de la radioactivité par Becquerel en 1896, ses applications se sont étendues sur plusieurs domaines scientifiques: la santé [1], la production d'énergie, l'archéologie [2], la géologie [3], la chimie organique, etc. L'utilisation de la radioactivité a été accompagnée d'une nouvelle technologie, la **dosimétrie**, qui consiste à mesurer les effets de la radioactivité sur la matière. La dosimétrie est essentielle et incontournable pour parvenir à une utilisation efficace et sécuritaire de la radioactivité.

Une grande variété de détecteurs servent à cet effet, notons le gammamomètre Geiger-Muller, les détecteurs à scintillation, le spectromètre gamma, etc. [4]. Une méthode de mesure dosimétrique déjà très utilisée et très prometteuse consiste en la **thermoluminescence**, phénomène par lequel un cristal chauffé émet de la lumière après avoir été irradié. Le signal est enregistré sous la forme d'une courbe composée de plusieurs pics donnant la luminescence en fonction de la température. Ce phénomène fut observé empiriquement pour la première fois en 1663 par Sir William Boyle, qui remarqua qu'en chauffant un diamant, celui-ci émettait de la lumière.

Depuis, toute une communauté scientifique s'est intéressée à la question. Jusqu'à ce jour, le dosimètre le plus populaire utilisant le principe de la thermoluminescence est le TLD-100, un cristal de LiF:Mg,P,Ti [5]. Très étudié, ce cristal a permis de formuler une cinétique de la thermoluminescence [6], qui permet de retracer la dose à laquelle le cristal a été irradié. Cependant, les TLD-100 offrent une mesure de thermoluminescence extrêmement complexe, très difficile à analyser, car leur courbe de luminescence est composée de plus de 14 pics se

chevauchant les uns les autres. De plus, ils sont très sensibles, c'est-à-dire que l'aire sous la courbe de luminescence est très grande, et ceci nuit à leur utilisation pour mesurer de fortes doses. Enfin, il semble que d'une expérience à l'autre, leur courbe de luminescence varie, ce qui rend difficile, voire impossible, de comparer et même de reproduire les résultats obtenus dans des conditions expérimentales similaires.

Ces problèmes ont motivé l'élaboration de nouveaux cristaux, dont le LiF:Cu^{2+} . Comme le TLD-100, son numéro atomique ($Z_{eff}^1 = 8.2$) est à peu près équivalent à celui des tissus humains ($Z_{eff} = 7.4$), ce qui permet une lecture directe du dosimètre. Ce cristal est beaucoup moins sensible que le TLD-100, l'aire sous la courbe de luminescence étant moins grande. Toutefois, en plus du fait que ce soit préférable à forte dose, le LiF:Cu^{2+} présente nombre d'avantages. D'abord, la mesure de la réponse en thermoluminescence est beaucoup moins complexe que celle du TLD-100. Par conséquent, l'analyse de la mesure thermoluminescente est grandement simplifiée. Elle permet alors de faire avancer la méthode d'analyse mathématique de **déconvolution**, qui consiste à reproduire numériquement chaque pic de thermoluminescence. De plus, sa réponse est une fonction linéaire de la dose absorbée, ce qui en fait un dosimètre idéal.

Le sujet de ce mémoire concerne l'étude de ce nouveau matériel, le LiF:Cu^{2+} . Elle a été effectuée en collaboration avec le groupe du Professeur Claude Leroy, au Laboratoire de physique subatomique et au Laboratoire de radioprotection de l'Université de Montréal, et elle fera l'objet de plusieurs publications. Cette étude a pour but de démontrer la qualité dosimétrique exceptionnelle du LiF:Cu^{2+} à des fins dosimétriques, en ayant pour preuve d'excellents résultats expérimentaux, et comme appui une étude par simulation Monte Carlo [7].

¹Le Z_{eff} est le numéro atomique du matériel, pondéré par le volume occupé par les noyaux de ses atomes. Il ne tient pas compte du dopage du matériel, mais seulement de la base du cristal, par exemple le LiF pour les TLD-100 et pour le LiF:Cu^{2+} [10].

La première partie de ce mémoire concerne la méthode expérimentale suivie, les mesures qui en découlent, leur analyse et enfin, les résultats obtenus. La deuxième partie décrit l'étude Monte Carlo sur l'absorption de dose par le LiF:Cu^{2+} . Cette étude par simulation permet de vérifier la concordance de la théorie avec l'expérience, et aussi d'optimiser l'utilisation des cristaux, en testant (virtuellement) différents dispositifs expérimentaux.

Chapitre 1

Théorie

1.1 Physique du solide

1.1.1 Cristal ionique

Lorsqu'un cristal croît dans un environnement stable, les atomes s'alignent de façon à ce que le cristal soit un arrangement périodique tridimensionnel d'atomes. Selon les propriétés des atomes composant un cristal, ce cristal peut être ionique, métallique ou covalent. S'il est composé d'atomes neutres, ceux-ci seront faiblement liés par les forces de Van der Waals. Dans le cas d'un cristal métallique, les électrons de valence de tous les atomes sont mis en commun, et les atomes positifs baignent dans une mer de charges négatives. Les liens covalents entre des atomes neutres dont les orbitales se recouvrent forment un cristal covalent.

Un cristal ionique est composé d'ions positifs et négatifs en nombre égal. Les atomes alcalins transfèrent leurs électrons aux atomes halogènes, formant un lien électrostatique attractif monovalent. Ainsi chaque ion est entouré de 6 voisins de l'autre type d'ion, formant une structure simplement cubique. Comme dans le cas des gaz rares, la proximité des nuages électroniques des ions d'un cristal ionique détermine sa configuration électronique, qui devrait être approximativement sphérique, étant données les distorsions aux frontières des atomes [8][9].

Dans le cas du fluorure de lithium, les configurations des atomes pris individuellement sont: Li: $1s^2 2s$ et F: $1s^2 2s^2 2p^5$. En s'ionisant, leur configuration

deviennent identiques à celles de l'hélium et du néon, respectivement: $Li^+ : 1s^2$ et $F^- : 1s^2 2s^2 2p^6$. La séparation entre 2 ions voisins est de 2.014 \AA , et ils gagnent une énergie de 242.3 kcal/mol dans un état de réseau, comparativement à leur état d'ions libres [8].

1.1.2 Bandes d'énergie

Dans le modèle de l'électron libre, les électrons de valence des atomes deviennent des électrons de conduction qui bougent librement dans tout le volume du métal, et ils ne sont que faiblement perturbés par les noyaux des atomes du métal. Cette relation de dispersion est montrée dans la figure 1 a. Ce modèle suffit en lui-même pour décrire beaucoup de propriétés physiques des métaux, comme la capacité thermique, les conductivités thermique et électrique, l'électrodynamique des métaux, etc. Mais il ne suffit pas pour décrire les semimétaux, les semiconducteurs, et les isolants.

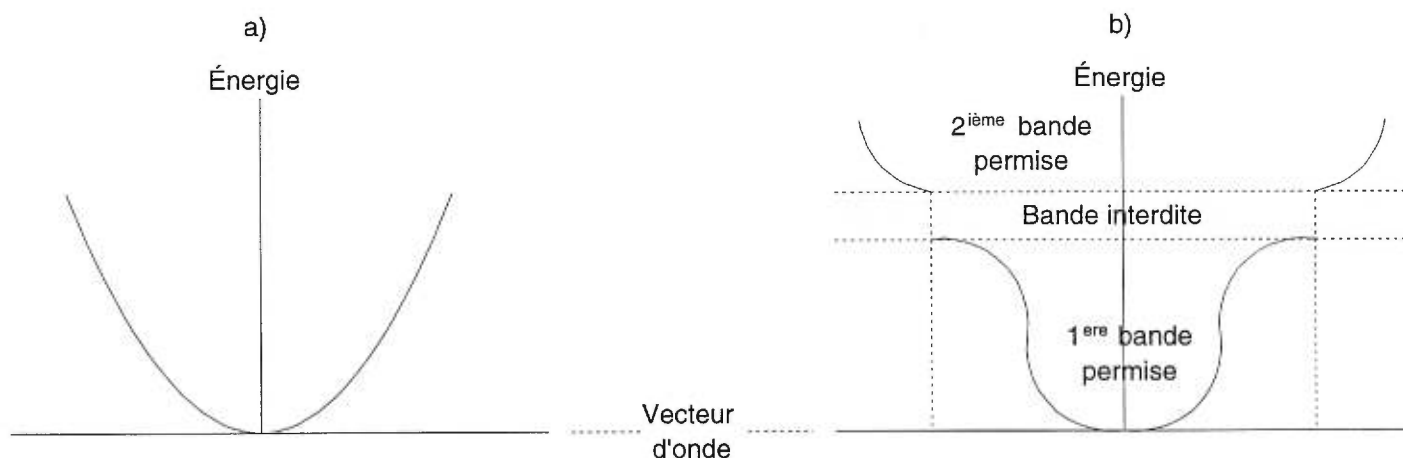


Figure 1. Énergie de l'électron en fonction de son vecteur d'onde $k(\vec{r})$ selon a) le modèle de l'électron libre, b) les paires électron-électron et électron-noyau dans un cristal.

Dans la réalité, il faut tenir compte non seulement du potentiel de l'électron

libre, mais aussi des potentiels de paires électron-électron et électron-noyau. Si un cristal est parfaitement périodique, son potentiel doit avoir une forme sommant les potentiels individuels de chacun des atomes du cristal [9].

Cependant, il est essentiel de tenir compte de l'arrangement des potentiels des atomes en ce qui a trait au transport de charges. Ceci met en place des intervalles d'énergie auxquels les électrons ne peuvent accéder. Le potentiel d'un électron dans un cristal ainsi que la première bande inaccessible à l'électron sont montrés dans la figure 1 *b*.

Ces intervalles d'énergie interdits¹ séparent 2 niveaux, la bande de conduction et la bande de valence, auxquelles les électrons ont accès. La grandeur de l'intervalle interdit est la différence entre la plus basse énergie de la bande de conduction et la plus haute énergie de la bande de valence. Typiquement, la bande interdite correspond à un intervalle d'énergie de 1 eV environ pour les semiconducteurs, de quelques eV pour les cristaux ioniques et de plus de 5 eV pour les isolants. Lorsque la température augmente, un électron peut être thermiquement excité de la bande de valence à la bande de conduction, si l'excitation est suffisante pour couvrir l'intervalle interdit. La conduction dépend de cet électron excité de la bande de valence, ainsi que du trou laissé dans la bande de valence [8].

Les cristaux ioniques sont les isolants électroniques par excellence, car contrairement aux semiconducteurs, l'intervalle d'énergie interdit à franchir est trop important, ainsi la conduction due à l'excitation thermique des électrons de la bande de valence à la bande de conduction est tout à fait négligeable. Ils ont tout de même une conduction intrinsèque non nulle, mais qui repose sur les ions positifs plutôt que sur les électrons. Ainsi lorsqu'un courant passe dans un cristal ionique, un nombre d'ions positifs proportionnel au courant ayant circulé est récolté sur la cathode [9].

¹On leur fait souvent référence sous leur appellation anglaise *gap*.

1.1.3 Impuretés et défauts d'un cristal

Un défaut cristallin est par définition *une région dans laquelle l'arrangement microscopique des ions diffère considérablement de celui d'un cristal parfait*[9]. Selon leur emplacement, un défaut peut être bordé d'atomes dans une seule direction, dans 2 directions, ou si le défaut est enfoui dans le cristal, il est entouré par des atomes dans les 3 dimensions. Les 2 premiers types de défauts disparaissent d'eux-même par agitation thermique, s'ils sont faiblement liés, ou par excitation thermique, s'ils sont bien ancrés. Le dernier type de défaut est beaucoup plus difficile à éliminer que les 2 précédents.

Les défauts ponctuels ont une durée de vie assez longue pour être considérés comme faisant partie de la structure cristalline, tandis que les défauts de ligne et de surface sont plutôt des états métastables, qui menacent la reproductibilité des résultats. Le fait de chauffer doucement le cristal permet de réduire presque à zéro les défauts linéaires et de surface, et en le refroidissant brusquement, d'amener la distribution de défauts ponctuels à l'équilibre. Cette technique est le *recuit*² et permet de retrouver les mêmes conditions d'une expérience à l'autre [9]. Cette technique est expliquée à la section 2.1.4.

L'ajout d'impuretés dans un cristal semiconducteur affecte considérablement ses propriétés électriques. Lorsque cet ajout est volontaire, il s'agit du *dopage* du dit cristal. Lorsque les atomes d'impureté s'ionisent pour établir un lien covalent avec les atomes du cristal, il s'agit d'un **état donneur**; s'ils absorbent un électron de la bande de valence du cristal en y laissant un trou, alors il s'agit d'un **état accepteur**.

Dans le cas d'un état donneur, et si l'atome d'impureté a un rayon supérieur aux atomes du cristal, alors son nuage électronique recouvre ceux des atomes hôtes. Un recouvrement assez important causera l'apparition d'une bande d'énergie

²On fait souvent référence au recuit sous son appellation anglaise *annealing*.

d'impureté dans l'intervalle d'énergie interdit [8].

Dans le cas d'un cristal ionique, la présence d'impuretés s'apparente au dopage d'un cristal semiconducteur. Cependant, il s'agira d'interstices (aussi appelés trous) et de délocalisations plutôt que de donneurs et accepteurs. On entend par *délocalisation* l'absence d'un ion, et par *interstice* la présence d'un ion supplémentaire. La figure 2 montre deux interstices et deux délocalisations d'un cristal de LiF dopé avec du Cu^{2+} .

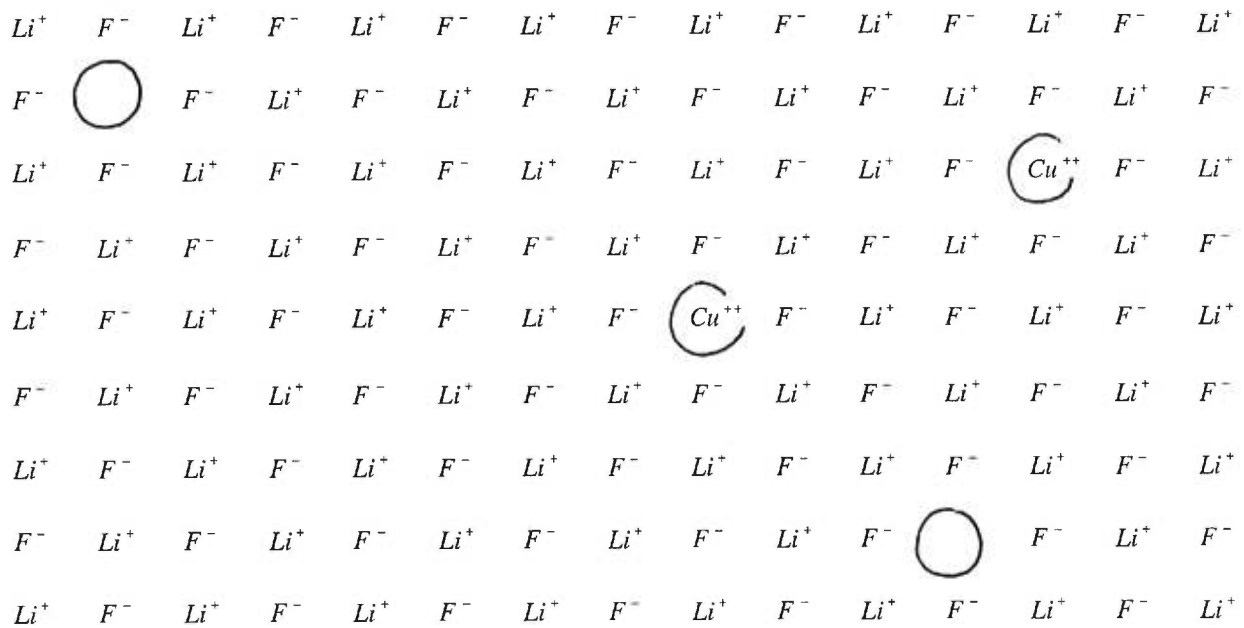


Figure 2. Le dopage du LiF par du Cu^{2+} crée des interstices ⊕ et des délocalisations ○.

Ce phénomène d'interstices et de délocalisations accompagne tout cristal ionique, de façon à ce qu'on peut les considérer comme étant intrinsèques à la structure du cristal ionique. La conduction et les propriétés optiques, dont la couleur du cristal, en dépendent directement. Les délocalisations ne font pas partie intégrante d'un cristal idéal, mais se manifestent dans toutes les conditions expérimentales. La force de cohésion et la croissance d'un cristal découlent de

celles-ci. La présence de trous dans un cristal ionique se traduit par une augmentation substantielle de sa conductivité; il est beaucoup plus facile de déplacer un trou que de forcer le passage d'un ion à travers le cristal (les ions ne se déplacent qu'un d'un point du réseau à un autre, de façon à ce que le trou qu'ils laissent derrière eux ait un déplacement global non nul) [9].

Le dopage d'un cristal de LiF par du cuivre est un cas de recouvrement suffisamment important pour créer une bande intermédiaire d'énergie. Le cuivre, dont la configuration est $3d^{10}4s$, s'étend sur un rayon de 1.35 Å, comparé à 0.64 Å pour le fluor. Sa présence dans le cristal en infime quantité perturbe les liens ioniques entre les atomes de Li et de F. Le cuivre s'immisce dans les liens électrostatiques, s'ionise 2 fois et prend ainsi une configuration $3d^9$. Il se substitue à un Li et crée un lien avec un F en lui donnant un électron, et perd son deuxième électron au profit de la bande de valence du cristal [8]. Ainsi, un ion Li^+ est créé pour chaque Cu^{2+} substitué sur son site dans le réseau cristallin. De façon générale, l'atome d'impureté trouve sa place dans la structure cristalline avec le moins de perturbation possible, ainsi les cristaux de $LiF:Cu^{2+}$ conservent la même structure ionique que le LiF.

1.2 Thermoluminescence

1.2.1 Phénomène de la thermoluminescence

Le professeur Chen[10] donne la définition suivante du phénomène de la thermoluminescence. Un échantillon solide, habituellement isolant, est excité, typiquement par irradiation ionisante à une certaine basse température (i.e. température de la pièce). L'irradiation peut aussi avoir lieu dans le milieu naturel de l'échantillon, ce qui peut servir à des recherches archéologiques par exemple [2][3]. La figure 3a montre l'ionisation des paires d'électrons-trous, puis le remplissage des pièges.

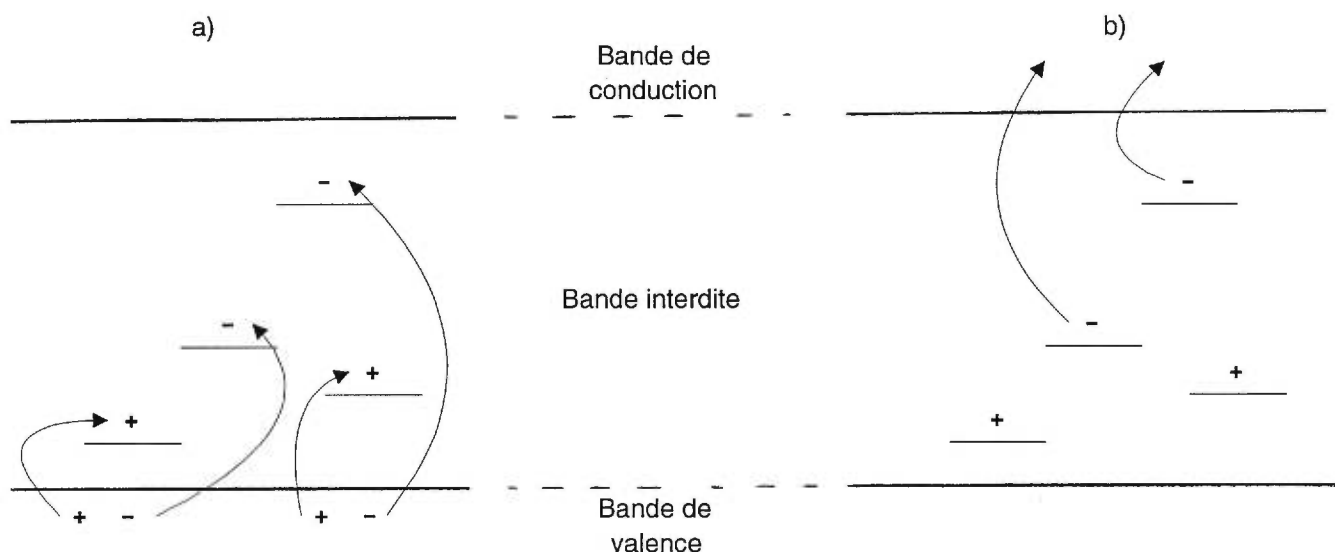


Figure 3. a) la radiation ionise le cristal, et les pièges sont remplis. b) le chauffage excite les électrons depuis les pièges jusqu'à la bande de conduction.

Ensuite l'échantillon est chauffé dans un four dont la température augmente uniformément. La figure 3b montre l'excitation thermique des électrons dont l'énergie devient suffisante pour passer à la bande de conduction. Après un certain temps τ , l'électron subit une transition de phase de la bande de conduction à un piège occupé par un trou, et se recombine avec ce trou. La recombinaison est accompagnée par une émission de lumière, qui est enregistrée en fonction de la température par un photomultiplicateur. L'intensité de la luminescence en fonction de la température est appelée **courbe de luminescence**. Normalement, cette courbe présente un ou plusieurs pics, qui peuvent se chevaucher [10]. La transition de phase de l'électron et la recombinaison avec le trou piégé sont montrées dans la figure 4.

La thermoluminescence (TL) peut se produire selon deux modes, la fluorescence et la phosphorescence, qui sont représentés schématiquement par la figure 5.

Fluorescence: Dans ce mode, le temps caractéristique (τ) séparant l'ionisation

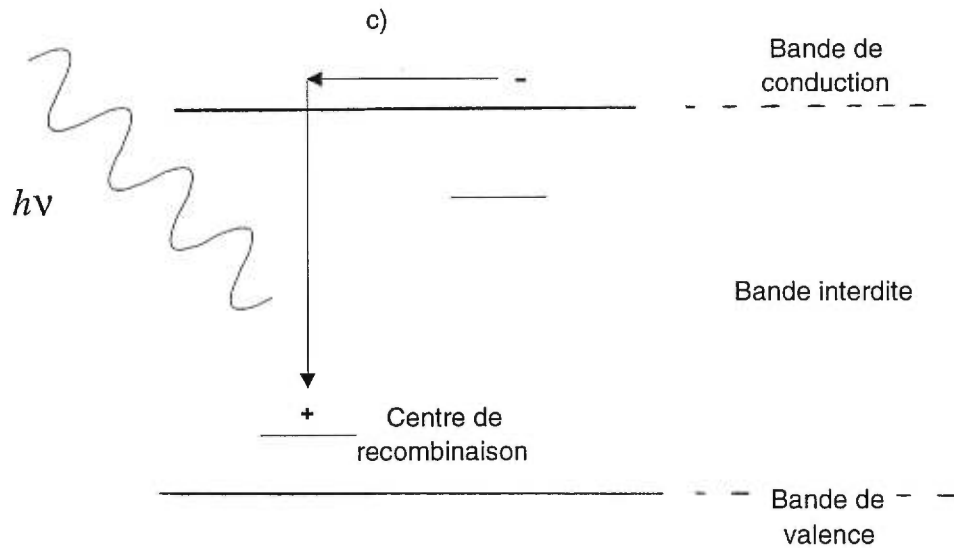


Figure 4. la recombinaison de l'électron avec le trou émet une radiation lumineuse.

et la recombinaison est de l'ordre de $\tau \approx 10^{-8} s$.

Phosphorescence: Dans ce mode, la recombinaison ne se fait pas directement, car l'électron ionisé est piégé dans un état d'énergie métastable m avant de se recombiner. Par conséquent, le temps caractéristique est plus long. Typiquement, il s'agit de phosphorescence lorsque $\tau > quelques\ secondes$.

Le phénomène de phosphorescence se décrit de la façon suivante: la transition à l'état m se fait à une température T , et l'énergie séparant l'état excité e et l'état métastable m s'appelle énergie d'activation (E), qui est plus grande que $e - m$ (c'est-à-dire que $E > e - m$). Si $E > plusieurs\ k\ T$, où k est la constante de Boltzmann, alors la durée de vie de l'électron dans l'état métastable m sera très longue[10]. Dans un tel cas, la probabilité de dépiégeage p par excitation thermique dépend exponentiellement de la température, selon la relation d'Arrhenius[18]:

$$p = s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (1.1)$$

où s est une constante exprimée en Hertz. Cette constante est interprétée comme

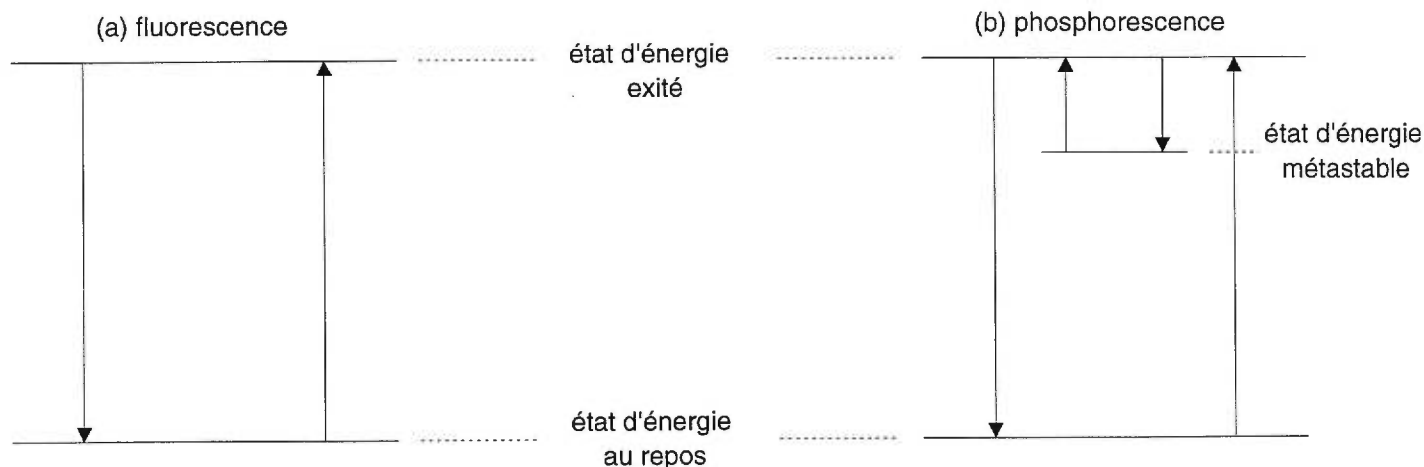


Figure 5. a) fluorescence b) phosphorescence

étant la fréquence à laquelle l'électron frappe le réseau cristallin, et a une valeur semblable à la fréquence de vibration d'un réseau, i.e. 10^{12} à 10^{14} Hz. Lorsque la température augmente, le taux de recombinaison augmente à mesure que les électrons sont libérés, puis après avoir atteint un maximum, le taux chute à mesure que les pièges se vident.

1.2.2 Cinétique du premier ordre.

Les premiers à décrire quantitativement la dynamique de la thermoluminescence furent Randall et Wilkins[11]. Leur approche consistait à considérer qu'après le dépiégeage, tous les électrons atteignent directement la bande de valence, et qu'aucun n'est repiégé pendant cette transition. Cette cinétique de la thermoluminescence est représentée schématiquement par la figure 6a.

En considérant une concentration initiale n d'électrons piégés, le taux de désexcitation thermique $-\frac{dn}{dt}$ des électrons est proportionnel à la probabilité de désexcitation thermique (c.f. équation 1.1). Ce taux peut être décrit par une

simple équation différentielle du premier ordre:

$$-\frac{dn}{dt} = n s \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (1.2)$$

où s est le facteur pré-exponentiel, exprimé en Hz.

La luminosité émanant des transitions entre les bandes de conduction et de valence étant directement proportionnelle au taux de dépiégeage (c.f. équation 1.1), elle sera décrite par :

$$I(t) = -\eta \frac{dn}{dt} = \eta n s \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (1.3)$$

où η est une constante de proportionnalité. Cette équation est dite du premier ordre en n , étant donné que $\frac{dn}{dt}$ dépend de la concentration initiale d'électrons à la puissance 1.

Pour $E > kT$, la durée de vie de l'électron dans l'état m est très longue, ainsi à la température de la pièce, un électron pourrait rester piégé indéfiniment. Pour activer la thermoluminescence, l'échantillon est chauffé à un taux de chauffage constant. La température augmente linéairement selon $T = T_0 + \beta t$, où T_0 est la température initiale, et $\beta = \frac{dT}{dt}$ le taux de chauffage en (Ks^{-1}). Si on intègre de t_0 à t , alors l'intensité devient:

$$I(T) = s n_0 \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \exp\left(\frac{-s}{\beta}\right) \int_{T_0}^T \exp\left(\frac{-E}{kT'}\right) dT' \quad (1.4)$$

où n_0 est la concentration initiale d'électrons. Au premier ordre, la forme de la courbe de thermoluminescence est asymétrique, avec une pente ascendante plus étendue que la pente descendante.

1.2.3 Cinétique du deuxième ordre.

La cinétique du 1er ordre correspond à un cas idéal très peu probable. En pratique, il est impossible que tous les électrons passent directement à la bande

de valence, et une bonne partie d'entre eux sera repiégée. Dans cet ordre d'idée, Garlick et Gibson [12] étudièrent une dynamique dans laquelle la probabilité de recombinaison et de repiégeage sont égales. Cette hypothèse est représentée par la figure 6b.

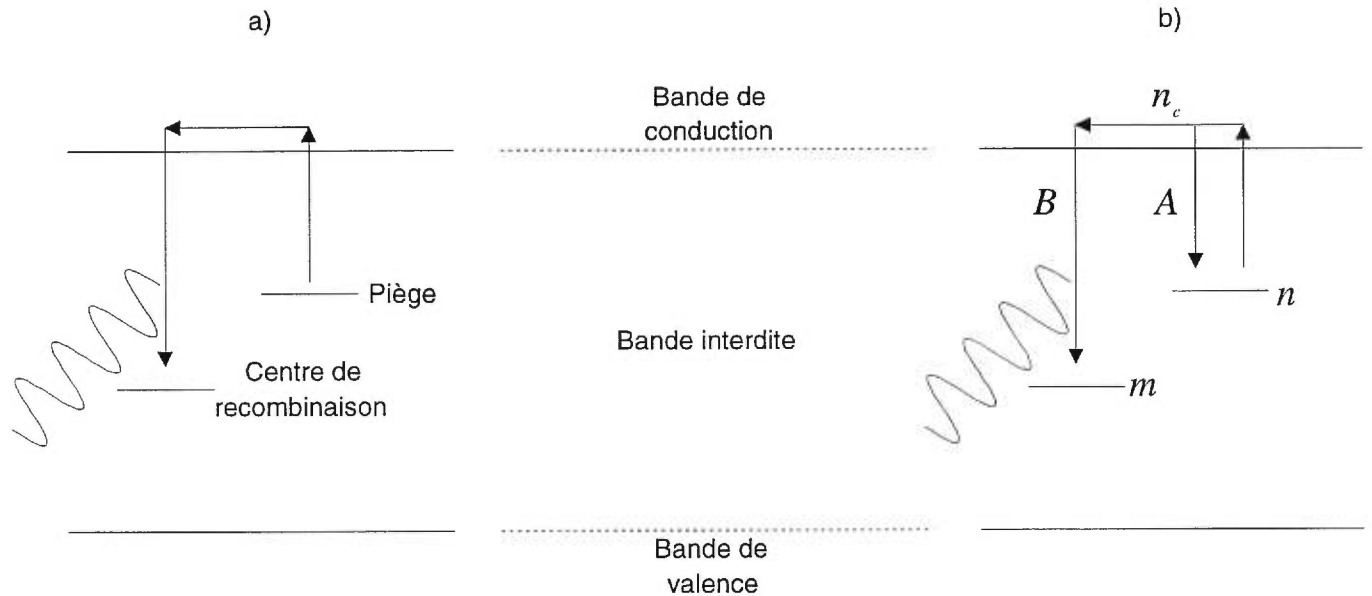


Figure 6. a) premier ordre cinétique: tous les électrons se recombinent. b) deuxième ordre cinétique ($A = B$) et cinétique d'ordre général ($A \neq B$).

Garlick et Gibson obtinrent une équation du second ordre en n :

$$I(t) = -\eta \frac{dn}{dt} = \sigma n^2 \quad (1.5)$$

Par intégration, et en tenant compte du fait que le cristal est chauffé,

$$I(t) = -\eta \frac{dn}{dt} = n^2 s \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (1.6)$$

Encore une fois, ce modèle est basé sur un cas particulier, et très peu de situations expérimentales s'y rapportent. Une très grande quantité de paramètres influencent le transport de charges, cependant aucune équation de cinétique ne saurait les contenir tous. Il serait même impossible d'en dresser la liste complète étant donnée la complexité du phénomène.

1.2.4 Cinétique d'ordre général.

May et Partridge [15] ont étudié un taux de recombinaison qui dépend de 8 paramètres, et qui est proportionnel au nombre d'électrons libres et au nombre de centres de recombinaison. Cette cinétique est représentée schématiquement par la figure 6b. Les équations suivantes décrivent l'intensité de la luminescence, le taux de dépiégeage et le taux d'excitation des électrons, en fonction des probabilités de repiégeage et de recombinaison des électrons.

$$I(t) = \frac{dm}{dt} = A m n_c \quad (1.7)$$

$$\frac{-dn}{dt} = n s' \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) - n_c(N - n)B \quad (1.8)$$

$$\frac{dn_c}{dt} = n s' \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) - n_c[m A + (N - n)B] \quad (1.9)$$

E : énergie d'activation [eV]

s' : facteur pré-exponentiel [$m^{3(b-1)} s^{-1}$]

b : paramètre d'ordre général

A : probabilité de repiégeage

B : probabilité de recombinaison

N : concentration initiale de pièges

n : concentration initiale de porteurs de charge

m : concentration de trous piégés dans les centres de recombinaison

n_c : concentration d'électrons libres dans la bande de conduction

Ils obtinrent une équation d'ordre général b, qui permet de décrire des comportements plus complexes que ceux du 1er et 2e ordre cinétique. Or étant

donné que la luminescence est activée par de la chaleur, il faut aussi tenir compte du taux de chauffage β , où $\beta = \frac{dT}{dt}$. Pour le dispositif expérimental utilisé dans la présente expérience, la température augmente linéairement avec le temps: $T = \alpha t$. Bien sûr, aucune solution analytique générale ne permet de concilier les 8 paramètres et les 3 taux $\frac{dn}{dt}$, $\frac{dn_c}{dt}$ et $\frac{dm}{dt}$. De plus, les pics de thermoluminescence sont plus sensibles à certains paramètres, E, s et b plus particulièrement, qu'à A, B, N, etc. Ainsi plusieurs combinaisons de paramètres peuvent donner lieu à des pics de forme semblable.

Afin de poursuivre l'étude de la cinématique de la thermoluminescence, certaines approximations dites de *quasi-équilibre* ont été mises de l'avant afin de simplifier l'expression de l'intensité de la luminescence. Ainsi, pour $n_c \ll n$, $|\frac{dn_c}{dt}| \ll |\frac{dn}{dt}|$, $n_c + n = m$,

$$I(t) = s' n \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \frac{B m}{B m + A(N - n)} \quad (1.10)$$

$A = 0$ redonne l'équation du premier ordre, et l'approximation inverse $n \ll N$ redonne celle du deuxième ordre.

Dans certains cas, les approximations de quasi-équilibre sont inappropriées. Alors une équation entièrement empirique d'ordre cinétique b , un paramètre déterminé empiriquement, est utilisée.

$$\frac{-dn}{dt} = n^b s' \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (1.11)$$

où b est le paramètre d'ordre général, et s' le facteur pré-exponentiel. Après intégration, et en tenant compte de l'augmentation de la température en fonction du temps, $T = T_0 + \beta t$, l'intensité de la luminescence devient:

$$I(T) = \frac{s' n_0 \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)}{\left(1 + \frac{s'(b-1)n_0^{(b-1)}}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right)^{\frac{b}{b-1}}} \quad (1.12)$$

où $0.0 \leq b \leq 2.0$

La forme des pics de thermoluminescence est de plus en plus large à mesure que b augmente. Cependant, un ordre $b > 2$ est inadmissible, car cette situation ne correspond à aucun modèle physique.

De plus, des électrons dépiégés peuvent être repiégés par d'autres types de pièges avant de se recombiner. Ces interactions entre les types de pièges font apparaître des paramètres E , s et b dont les valeurs n'ont aucune interprétation physique. Ainsi, des valeurs incongrues de E , s et b indiqueraient que le repiégeage n'est pas négligeable.

Il serait utopique de tenter d'évaluer tous les paramètres simultanément. Il s'agit donc d'étudier certains paramètres plus sensibles que les autres en faisant varier une seule condition expérimentale à la fois.

Chapitre 2

Dosimétrie par thermoluminescence

2.1 Expérience

2.1.1 Montage expérimental

Le montage consiste essentiellement en un lecteur de thermoluminescence Harshaw 2000A, et un picoampèremètre automatique intégré Harshaw 2000B. Ce système permet de varier le taux de chauffage de 1.0 K s^{-1} à 25.0 K s^{-1} . Le lecteur de luminescence est essentiellement constitué d'un plateau chauffant qui supporte l'échantillon, d'un système de réchauffement contrôlé électroniquement qui assure un taux constant de chauffage, et d'un phototube maintenu à température ambiante. Le phototube est de type S-11, et typiquement, sa sensibilité à la lumière est de 33 A/lumen. Le picoampèremètre est le système d'enregistrement à la sortie du phototube, et il échantillonne son signal. Pendant l'acquisition des données, l'échantillon baigne dans un flux constant d'azote de 5 cc s^{-1} . Ceci garde la température uniforme et évite que l'échantillon ne se fendille ou que des impuretés ne faussent les mesures.

La mesure est envoyée à un ordinateur grâce à une carte I/O National Instruments PCI 1200 incluant un ADC, permettant l'échantillonnage à haut rendement d'une mesure à plusieurs canaux. L'ordinateur est équipé du logiciel VBench-Logger, qui visualise le signal en sortie sur l'écran de l'ordinateur et le sauvegarde sur disque. Ensuite les données sont analysées grâce à l'interface MINUIT[16] du

programme PAW[16] sur les terminaux UNIX[17] du Laboratoire de Physique Subatomique.

2.1.2 Echantillons

Les échantillons utilisés dans cette étude ont été gracieusement fournis par le Laboratorio fisico-chimico, Dipartimento di fisica, Università di Roma, La Sapienza. La croissance des cristaux se fait selon la méthode Kyropoulos, à partir d'une poudre de LiF pure à 95% et dopée avec différentes concentrations de CuF_2 . Les dimensions des échantillons dépendent de la quantité de mélange fondue dans le four. Pour le présent travail, les cristaux ont été faits à partir d'une mole de LiF, avec une fraction molaire de 5×10^{-4} , 5×10^{-3} ou 1×10^{-2} de dopant. Ils se forment en lingots de 2 à 3 cm de longueur, et de 4 mm \times 4 mm de section. Ils sont ensuite taillés en échantillons de 1 mm d'épaisseur. Une douzaine d'échantillons par concentration ont été étudiés.

Etant donné sa plus faible densité, la sensibilité du LiF:Cu^{2+} est significativement moins grande que celle des cristaux LiF:Mg,Ti (TLD-100). Ces derniers sont les plus utilisés dans l'industrie, malgré le fait qu'il s'agit d'un matériel dont les propriétés sont variables, en partie à cause de sa courbe de luminescence très complexe, pouvant présenter jusqu'à 14 pics.

Pour ces raisons, la communauté scientifique se tourne de plus en plus vers les cristaux plus simple, comme le LiF : Cu^{2+} . D'abord parce que le signal produit se démarque beaucoup mieux du bruit de fond. De plus, les courbes de luminescence obtenues répondent à une cinétique beaucoup moins complexe, et ne présentent qu'un seul pic dominant, comparativement aux TLD-100 qui en comptent cinq pics dominants. Ces deux derniers éléments ont permis de pousser la méthode de déconvolution (voir section 2.2.3), et ainsi fournir une analyse plus précise et plus fiable de la mesure de thermoluminescence.

2.1.3 Sources radioactives

Le service de dosimétrie de l'Université de Montréal a rendu possible l'accès au banc d'irradiation du Laboratoire de Radioprotection de l'Université de Montréal. La liste des sources utilisées pour irradier les échantillons est donnée dans le tableau suivant:

| Source | Activité | Energie | Dose par unité de temps | Distance typique |
|------------------------------------|----------|---------|-------------------------|------------------|
| | Bq | MeV | mGy/min | cm |
| Sources γ | | | | |
| ^{137}Cs | 1.20 GBq | 0.662 | 4.080 | 1.70 |
| ^{60}Co | 3.76 TBq | 1.173 | 1.568 | 10.0 |
| Source β | | | | |
| ^{90}Sr - ^{90}Y | 1.5 GBq | 2.27 | 2.93 | 0.3 |

La conversion en équivalent de dose en sievert est directe, c'est-à-dire qu'une dose de 1 mGy/min correspond à un équivalent de dose de 1 mSv/min. Selon la distance séparant la source du dosimètre, la dose γ absorbée par ce dernier est de l'ordre de $1.17 \mu\text{Gy min}^{-1}$ à 1.57 Gy min^{-1} pour des distances allant de 10 cm à 2 cm. Les échantillons sont placés dans des enveloppes de polyéthylène de 0.2 mm d'épaisseur.

2.1.4 Manipulations

La mesure de thermoluminescence se déroule en cinq grandes étapes.

1. **Recuit**¹ Cette première étape est essentielle pour assurer la reproductibilité des résultats. Elle consiste à chauffer les échantillons dans un four à une température T_{ann} plus grande que la température maximum T_{max} atteinte lors de la mesure. Ce faisant, les électrons encore piégés sont excités thermiquement, et ainsi tous les pièges sont libérés avant de procéder à une nouvelle mesure. Cette manipulation sert aussi à uniformiser les défauts du cristal, dont la distribution est fixée par un refroidissement rapide des échantillons après le recuit.
2. **Irradiation** L'échantillon est placé sur le banc d'irradiation pour la distance, la durée et la source choisies. Durant cette étape, la radiation ionise le cristal, et un nombre n_0 de pièges seront remplis par des porteurs de charge.
3. **Evanouissement**² Après l'irradiation, les pièges les plus en surface se videront par simple mouvement thermique. Selon le temps écoulé entre l'irradiation et la mesure, les échantillons auront plus ou moins vidés leurs pièges. Pour les dosimètres faiblement dopés, un évanouissement de quelques minutes à quelques heures ne perturbera pas les mesures de façon significative, mais au-delà de quelques jours, les courbes de luminescence sont complètement modifiées. Cependant, l'évanouissement affecte beaucoup plus les cristaux dopés à 1 g/mol; les détails sont donnés dans la section des résultats.
4. **Chauffage** Après l'irradiation, et après avoir subi un certain temps d'évanouissement, l'échantillon est placé dans le lecteur de thermoluminescence Harshaw A. La planchette chauffe le cristal, ce qui excite les porteurs piégés, qui sont alors libérés de leur piège. Ils se recombinent avec les trous de la bande de valence en émettant une radiation lumineuse.

¹On fait souvent référence au recuit sous son appellation anglaise **annealing**.

²On fait souvent référence à l'évanouissement sous son appellation anglaise **fading**.

5. **Lecture** La photocathode du Harshaw A amplifie le signal, qui est enregistré par le picoampèremètre du Harshaw B, qui l'échantillonne et l'envoie à l'ordinateur.

2.2 Courbes de luminescence

La recombinaison et le dépiégeage des porteurs de charge résultent en une émission de photons. Cette luminescence est enregistrée en fonction du temps, sur un graphique qu'on appelle "courbe de luminescence" ou "courbe de thermoluminescence". En fait, la courbe est donnée en fonction de la température, mais comme celle-ci augmente linéairement avec le temps, la relation est directe.

La luminescence dépend d'une grande quantité de paramètres (c.f. section 1.2.4). Ainsi l'analyse des courbes de luminescence donne des informations quant à ces paramètres, et plus particulièrement en ce qui concerne le taux de dopant présent dans le cristal, et le taux de radiation auquel il a été exposé.

L'intensité de la luminescence augmente avec le taux de recombinaison, qui lui-même augmente avec la température. Ainsi la courbe de luminescence croît doucement. Lorsque la plupart des pièges d'une énergie donnée sont vidés, la courbe atteint son maximum, le taux de recombinaison retombe à zéro tandis que la courbe décroît. A chaque type de piège, c'est-à-dire pour tous les pièges d'une énergie d'activation donnée, correspond un pic sur la courbe de luminescence.

2.2.1 Allure générale.

La forme générale d'une courbe de luminescence se présente de la façon suivante:

La hauteur des pics est reliée au taux de recombinaison. Un taux élevé libère un grand nombre de pièges simultanément, et donc produit un pic de luminescence.

La surface sous un pic est proportionnelle au nombre de pièges remplis initialement (n_0). Donc plus le nombre de pièges remplis est grand, plus la surface sous la courbe prend de l'importance. Or le nombre de pièges remplis dépend directement de la quantité de radiation reçue par le cristal; ainsi, plus la surface sous un pic est grande, plus le cristal a été irradié. Cependant, la forme des pics n'est pas affectée, car en modifiant n_0 , tous les pics sont amplifiés proportionnellement.

La surface sous les pics dépend de la concentration de trous dans les centres de recombinaison (m_0).

L'ordre des pics. Les premiers pics à apparaître sur la courbe sont ceux dus à des pièges situés près de la bande de valence: puisque leur énergie est plus faible, ils se vident à plus basse température. Plus loin sur la courbe viennent les pics à haute température, correspondant aux pièges profonds.

La résolution de la courbe dépend du taux de chauffage. Si la température augmente doucement, les pics sont distribués sur un plus grand intervalle, et la résolution en est beaucoup améliorée.

La position en température. Le positionnement des pics le long de la courbe ne se fait pas à température fixe d'un échantillon à l'autre. En fait, il dépend de l'épaisseur du cristal, à cause de la diffusion thermique. Une faible température suffit à chauffer et donc à vider les trappes d'un échantillon mince, tandis qu'un échantillon plus épais requiert beaucoup plus de chauffage. Des effets de surface apparaissent pour des dosimètres épais, les pièges à la surface se vidant plus vite que ceux du milieu.

2.2.2 Erreurs systématiques dues aux manipulations

Certaines manipulations expérimentales peuvent complètement changer la mesure de luminescence, et leur effet sur l'allure de la courbe est immédiat.

- **Supralinéarité:** Au-delà d'une certaine dose de radiation, l'intensité de la luminescence n'augmente plus linéairement avec la dose. Cela est dû au fait que le nombre de pièges est limité par la concentration de dopant présent dans le cristal. Même si l'irradiation se poursuit, aucun piège n'est disponible, l'ionisation du cristal étant saturée.
- **Evanouissement:** Après l'irradiation, si le cristal est laissé à la température de la pièce, le mouvement thermique est suffisant pour vider les pièges près de la bande de conduction. Le temps requis pour qu'un tel phénomène se produise varie d'une concentration à l'autre. Dans un tel cas, la courbe de luminescence paraît plus faible, et certains pics à basse température peuvent disparaître complètement.

2.2.3 Déconvolution

Les pics de thermoluminescence consistent en des fonctions non-linéaires des paramètres E , s et n_0 . L'itération est donc la seule façon d'ajuster³ l'équation de cinétique d'ordre général aux données expérimentales. Pour ajuster une courbe composée de n pics, il faudra faire varier $3n$ paramètres de cinétique, et 3 autres paramètres supplémentaires pour suivre la remontée exponentielle due au bruit de fond. Il y a avantage à éliminer ce dernier le mieux possible, de façon à pouvoir analyser des courbes de thermoluminescence d'échantillons irradiés à faible dose.

³“Ajuster” est une traduction du terme anglais *fit*, qui signifie que les paramètres d'une fonction mathématique sont variés de façon à épouser le mieux possible la forme de la courbe expérimentale, sans toutefois lisser les données.

La déconvolution est une technique très avantageuse à cet égard, car elle permet d'éliminer la majeure partie du bruit de fond [18].

Ainsi, la courbe de luminescence $G(T)$ est ajustée par une combinaison linéaire des intensités de chaque i^e pic:

$$G(T) = \sum_i I_i(T) + A + Be^{CT} \quad (2.1)$$

où A, B et C sont les 3 paramètres supplémentaires du bruit de fond, A étant relié à la différence de potentiel de l'ADC, B et C à la contribution de la planchette et de l'échantillon au bruit de fond [6].

La formule mathématique utilisée pour ajuster le modèle aux données de la courbe de luminescence consiste donc en deux parties. La première reproduit l'intensité de chacun des pics, et consiste en un algorithme de Lenz qui évalue numériquement l'équation de cinétique d'ordre général. La deuxième est une expression de la forme $(\exp \frac{T}{b}) + c$ [14], qui reproduit la remontée exponentielle du bruit de fond. Cette formule mathématique est itérée par MINUIT[16] et ajustée à la courbe de luminescence par PAW[16]. Le fichier a3i.kumac (annexe A) contient les commandes d'itération et le fichier a3.for (annexe A) la formule mathématique écrite en FORTRAN.

2.3 Résultats et analyse

Pour faciliter la présentation des résultats, les dosimètres LiF dopés avec une concentration de 50 mg/mol de Cu^{2+} sont appelés *dosimètres A*, ceux dopés avec une concentration de 500 mg/mol *dosimètres B*, et ceux dopés avec une concentration de 1g/mol *dosimètres C*.

2.3.1 50 mg/mol

L'étude d'un nouveau cristal, le LiF:Cu^{2+} , a pour principal intérêt d'obtenir des courbes de luminescence simplifiées par rapport aux cristaux généralement utilisés, les TLD-100. Comme il était attendu, la courbe de luminescence du LiF dopé avec 50 mg/mol de Cu^{2+} montre un seul pic dominant, à une température d'environ 350 K. La courbe s'étend de 300 K à 600 K, Mais au-delà de 500 K, le cristal a déjà vidé toutes ses trappes. La remontée exponentielle, débutant autour de 520 K, est due au photomultiplicateur qui transmet un faux signal à cause de la forte température. La courbe compte 3 pics distincts: le pic dominant, à 350 K, et deux autres à 385 K et 450 K respectivement. Un quatrième pic de faible intensité apparaît entre le deuxième et le troisième pic. Même s'il ne semble pas influencer la forme générale de la courbe de luminescence, sa déconvolution est essentielle pour obtenir un bon ajustement des données expérimentales. La réponse brute de ces dosimètres est d'environ quatre fois inférieure à celle des TLD-100, ce qui pourrait s'avérer être un avantage dans des situations de forte irradiation.

La figure 7 montre une courbe de luminescence typique des dosimètres A. Les points expérimentaux sont représentés en pointillés, et les pics déconvolués en trait plein.

Il est possible de faire concorder les données des 4 pics avec des fonctions répondant à des cinétiques connues, i.e. du premier ordre, deuxième ordre ou d'ordre mixte. La pente descendante du premier pic (dominant) est plus ample que la pente ascendante, donc il ne s'agit pas d'une cinétique du premier ordre, mais plutôt d'un ordre $b > 1$. Une analyse par déconvolution plus poussée a montré qu'effectivement, ce pic répond à une cinétique d'ordre $b = 1.5$.

Ainsi, les pics ne se chevauchent pas, et la déconvolution se fait aisément. Les paramètres obtenus après optimisation pour plusieurs mesures sont donnés

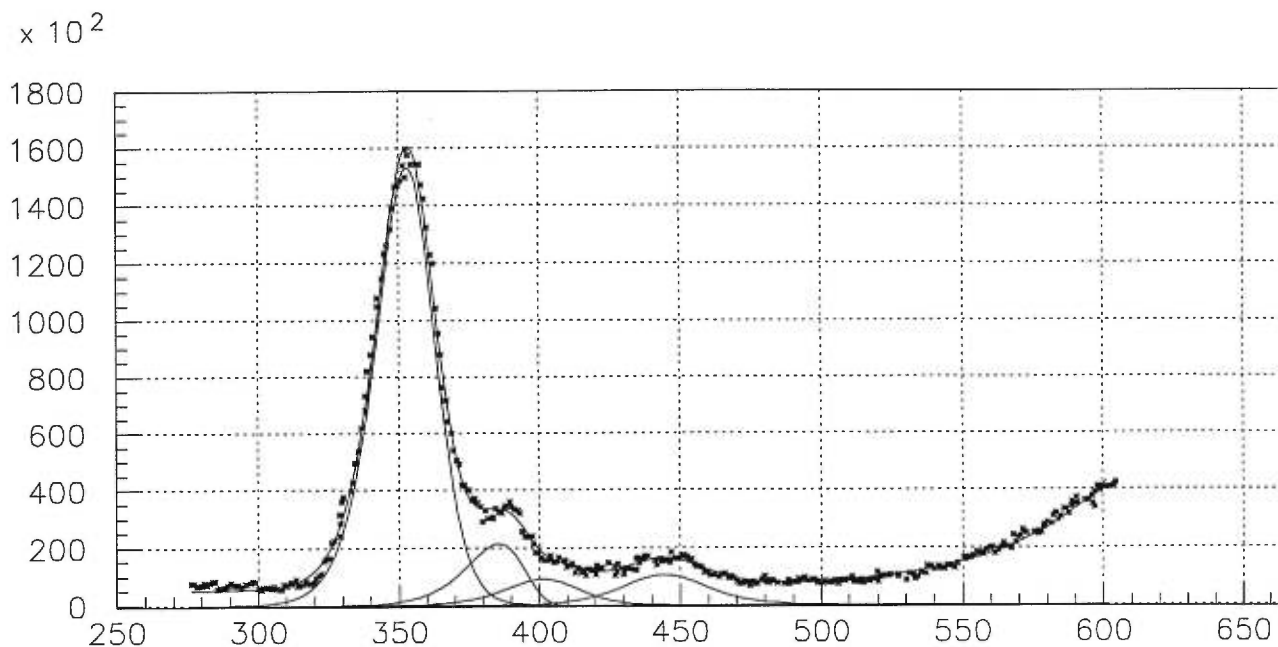


Figure 7. Intensité de la luminescence (en unités arbitraires) en fonction de la température $T(K)$ pour des dosimètres LiF:Cu^{2+} dopés à 50 mg/mol, et irradiés avec une dose de 2.93 Gy par une source β .

en annexe B. Ces données montrent aussi que les dosimètres A irradiés par une source γ produisent une courbe de thermoluminescence semblable à celle obtenue lorsqu'ils sont irradiés par une source β , avec un même pic dominant, mais d'une intensité beaucoup plus faible. Ils sont par conséquent plus difficiles à analyser, puisque le ratio du signal par rapport au bruit de fond est moins bon pour les γ que pour les β .

Un résultat très important a été obtenu pour les dosimètres A quant à la linéarité en fonction de la dose. Toutes les mesures de thermoluminescence effectuées entre le premier décembre 1997 et le premier août 1998 sur les dosimètres A, irradiés par des sources β et γ , sont résumées par la figure 8. Le signal de thermoluminescence s'est avéré directement proportionnel à la dose, peu importe la source. Les points expérimentaux de la droite de linéarité sont données en annexe B, et sont indiqués sur la figure 8 par des triangles pour les β et par des

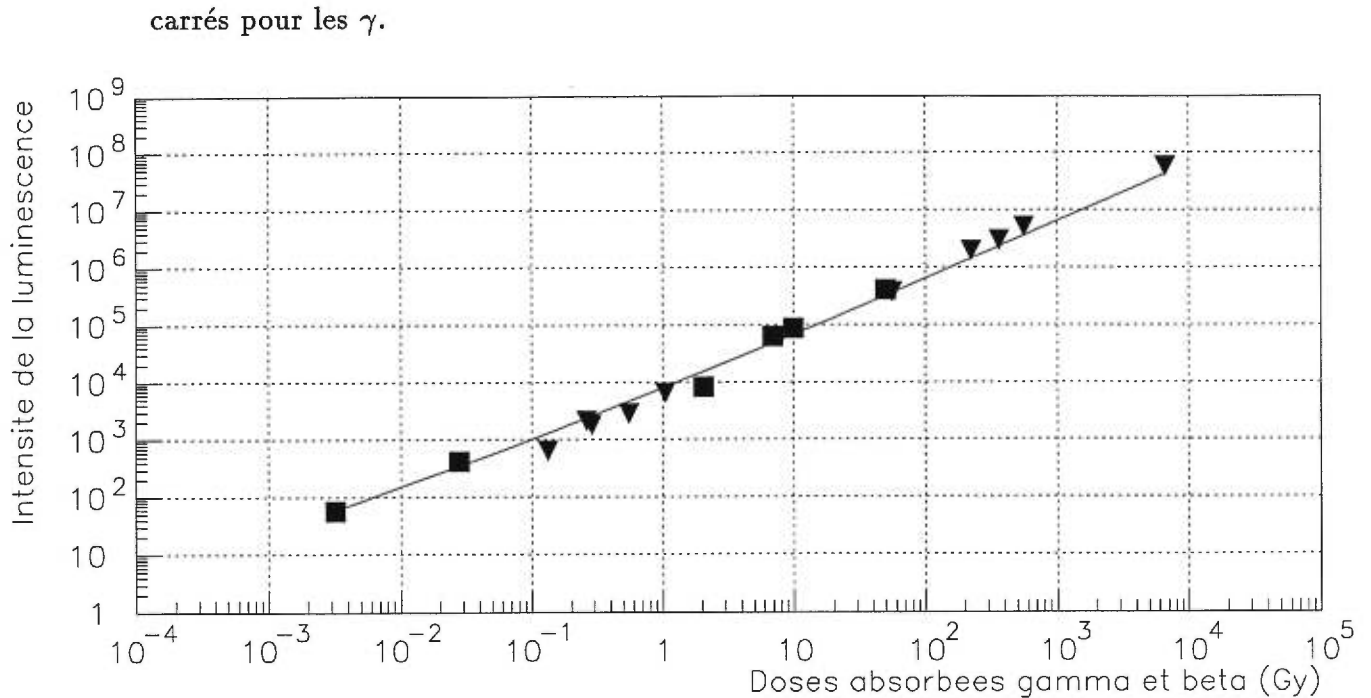


Figure 8. Signal de thermoluminescence des dosimètres A soumis à des sources β (triangles) et γ (carrés) en fonction de la dose. Les barres d'erreur sont contenues dans les points expérimentaux.

Il est à noter que la courbe est presque linéaire, et suit une fonction de la forme $I = A + b \times dose^c$. La proportionnalité de l'intensité en fonction de la dose absorbée s'approche de la linéarité, avec un taux de proportionnalité de $c = 1.055$. Ce résultat est extrêmement satisfaisant, puisque les données s'étendent sur 6 ordres de grandeur, et que de plus, le signal de la photocathode contient un bruit de fond non négligeable. En effet, à haute température, même si aucune luminescence n'est émise, la photocathode produit un bruit de fond. Ceci explique aussi pourquoi la droite de linéarité ne semble pas passer par l'origine. Ainsi, pour une concentration de dopant de 50 mg/mol, la dépendance du signal de thermoluminescence en fonction de la quantité d'irradiation est presque linéaire, pour des doses allant de 3.2 μGy à 6.6 kGy. Ceci démontre que les cristaux de $\text{LiF}:\text{Cu}^{2+}$ sont d'excellents dosimètres, car ils donnent une réponse proportionnelle à la dose, et ce sur un grand intervalle de dose.

2.3.2 500 mg/mol

Les courbes obtenues suite aux mesures faites avec des cristaux B (dopés à 500 mg/mol) ont une forme très semblable à celle des cristaux A. Cependant, le pic dominant l'est encore plus, et il se détache très distinctement des deux autres pics identifiés avec les dosimètres A. Ce pic a une hauteur de plus de 3000 (unités arbitraires), contre 1500 pour les dosimètres A. Ceci montre que ces dosimètres sont plus sensibles à l'irradiation, ce qui fait qu'ils produisent une plus forte luminescence. Ainsi, à faible concentration, le signal de TL des cristaux de LiF est proportionnel à la concentration de dopant Cu^{2+} . Mieux encore, lorsque la concentration de dopant double, l'intensité de la luminescence double elle aussi.

La figure 9 montre une courbe de luminescence typique des dosimètres B. Les points expérimentaux sont représentés en pointillés, et les pics déconvolués en trait plein. La courbe compte 3 pics distincts: le pic dominant, à 325 K, et deux autres à 355 K et 425 K respectivement. Un quatrième pic de faible intensité apparaît entre le deuxième et le troisième pic. Même s'il ne semble pas influencer la forme générale de la courbe de luminescence, sa déconvolution est essentielle pour obtenir un bon ajustement des données expérimentales.

Cependant, la figure 9 montre que les pics des courbes de luminescence des dosimètres B ne sont pas situés à la même position en température que ceux des dosimètres A. Ceci est dû en partie au fait que la largeur, la masse (et donc la capacité thermique) et la surface de contact avec la planchette chauffante varient d'un échantillon à l'autre. De plus, il est possible que les séries de mesure n'aient pas commencé tout à fait à la même température initiale. Par contre, l'analyse par déconvolution (discutée ci-bas) montre que le comportement des dosimètres A et B est presque identique.

De la même façon que pour les dosimètres A, les dosimètres B produisent des pics de TL qui peuvent être ajustés par des fonctions de cinétique simples.

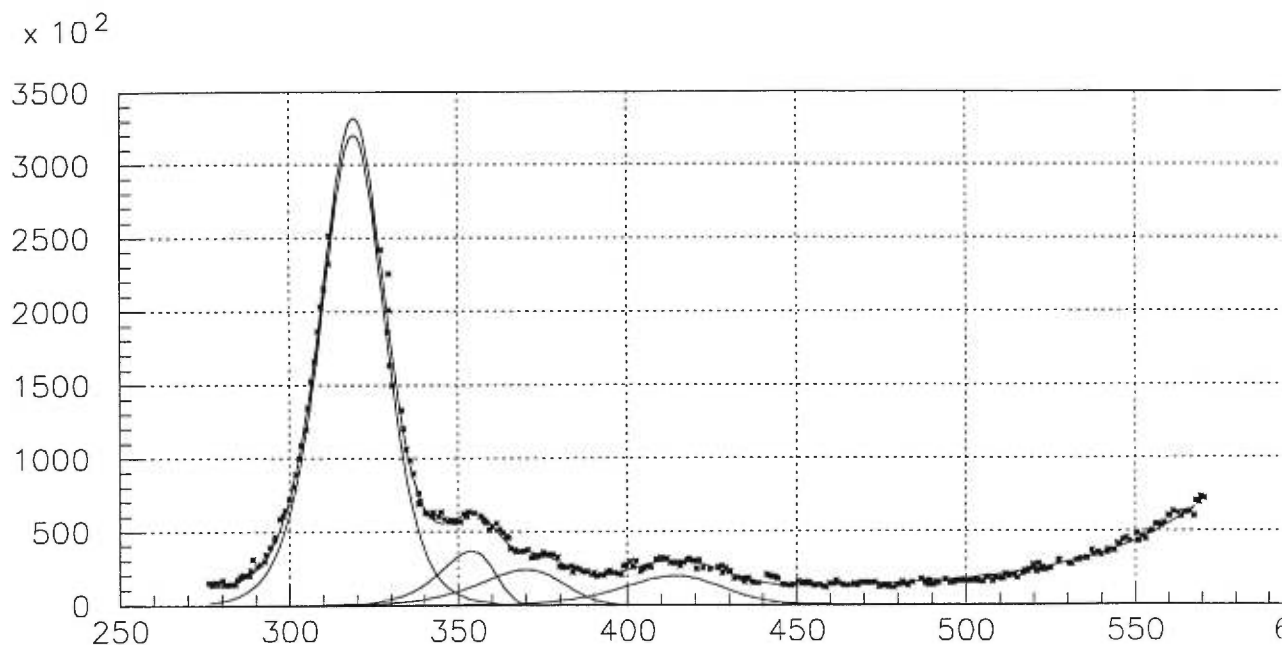


Figure 9. Intensité de la luminescence (en unités arbitraires) en fonction de la température $T(K)$ pour des dosimètres dopés à 500 mg/mol, irradiés avec une dose de 2.93 Gy par une source β .

D'ailleurs le pic dominant est décrit par une cinétique du même ordre que dans le cas des dosimètres A, c'est à-dire $b = 1.6$. Ce résultat est très satisfaisant, car il montre que les dosimètres LiF produisent un signal simple à analyser, et il confirme la linéarité de la réponse avec la concentration de dopant. Les paramètres obtenus lors de la déconvolution de plusieurs mesures sont donnés en annexe B, ainsi que les courbes de luminescence desquelles sont tirés ces paramètres, en annexe B. Comme dans le cas des dosimètres A, les données montrent que les dosimètres B donnent une réponse semblable pour des sources β et γ , mais le signal est plus faible et plus difficile à analyser dans le cas d'une irradiation γ .

L'expérience est arrivée au même résultat avec les dosimètres B qu'avec les dosimètres A quant à la linéarité en fonction de la dose. Pour une concentration de 500 mg/mol de dopant, la dépendance du signal de thermoluminescence en fonction de la quantité d'irradiation s'est avérée être presque linéaire.

Toutes les mesures de thermoluminescence effectuées entre le premier décembre 1997 et le premier août 1998 sur les dosimètres B, irradiés par des sources β et γ , à des doses allant de $39 \mu\text{Gy}$ à 4.2 kGy , sont résumées par la figure 10. Le signal de thermoluminescence est quasi-linéaire avec la dose, peu importe la source. Ce résultat est d'une importance extrême et assure la grande qualité du $\text{LiF} : \text{Cu}^{2+}$ en tant que dosimètre. Les points expérimentaux de la droite de linéarité sont données en annexe B, et sont indiqués sur la figure 10 par des triangles pour les β et par des carrés pour les γ .

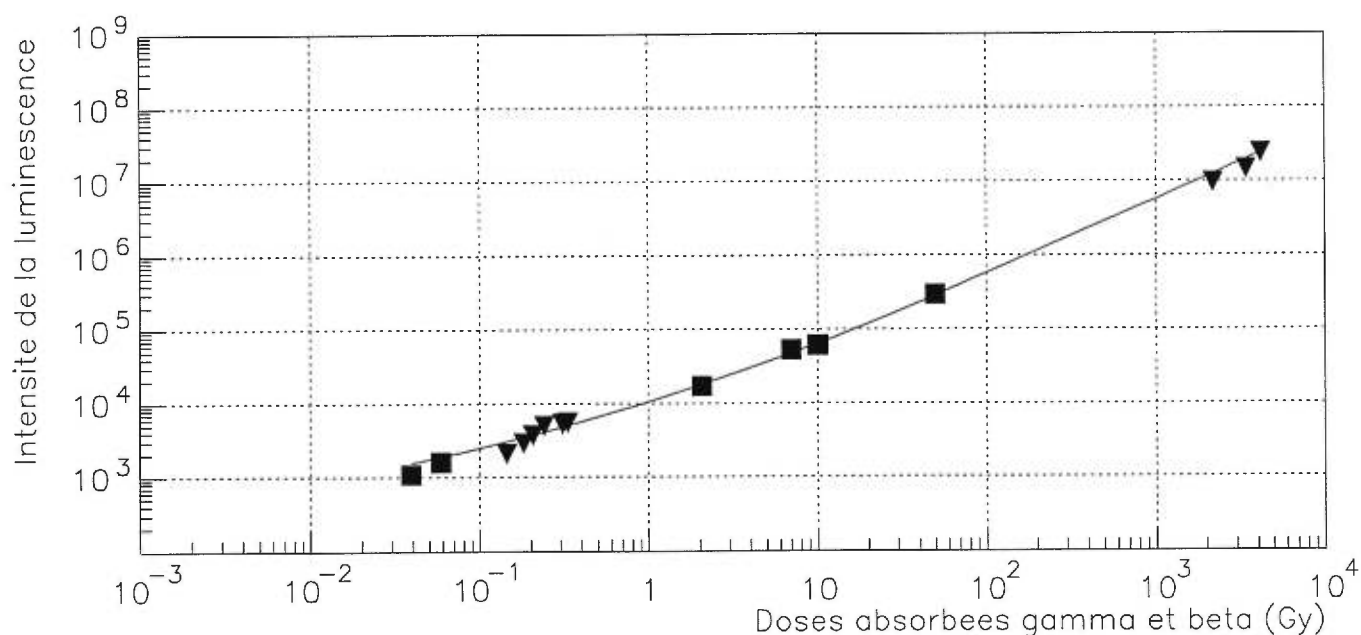


Figure 10. Signal de thermoluminescence des dosimètres B soumis à des sources β (triangles) et γ (carrés) en fonction de la dose. Les barres d'erreur sont contenues dans les points du graphique.

Encore une fois, la courbe n'est pas parfaitement linéaire. Cependant, la proportionnalité de l'intensité en fonction de la dose absorbée s'approche de la linéarité, avec un taux de proportionnalité de $c = 0.898$. Ce résultat est très satisfaisant, étant donnée l'étendue des données (six ordres de grandeur), et étant donné le bruit de fond intrinsèque à la photocathode. Ce dernier explique aussi le fait que l'extrapolation de la droite de quasi-linéarité ne semble pas passer pas

par zéro.

Les deux droites de linéarité (figures 8 et 10) démontrent que les cristaux de LiF sont d'excellents dosimètres, car ils donnent une réponse directement proportionnelle à la dose, et ce sur un grand intervalle. De plus, les dosimètres sont aptes à être utilisés dans des situations de fortes irradiations, dans lesquelles les cristaux TLD-100 sont moins efficaces.

2.3.3 1 g/mol

La réponse des dosimètres C se démarque complètement de celles obtenues avec les dosimètres A et B. La courbe de luminescence prend une forme très différente, entre autre à cause de deux nouvelles structures qui apparaissent à basse température. Toutefois, ces structures n'apparaissent pas du tout dans les courbes des dosimètres A et B.

1. D'abord, un pic de forme gaussienne apparaît autour de 340 K lorsque la mesure de thermoluminescence est prise tout de suite après l'irradiation. Cependant, il disparaît complètement de lui-même après un évanouissement de 5 minutes; ainsi, sa présence inopportune n'a aucune conséquence quant à l'analyse de la courbe de luminescence. D'ailleurs, en situation réelle, les dosimètres personnels ne sont jamais analysés aussi rapidement après usage. Notons que ce pic n'apparaît pas dans la figure 11.
2. Ensuite, un pic très pointu apparaît autour de 370 K. Ses caractéristiques de cinétique E et s sont très inhabituelles, voire impossibles à ajuster avec des fonctions connues. Ce pic pourrait résulter d'une interaction entre le type de pièges usuels, présents dans les dosimètre A et B, et un nouveau type de piège apparaissant à plus forte concentration. Ce pic n'est pas stable à la température de la pièce, c'est à dire que l'évanouissement sera plus important sur certains échantillons, et il varie d'une manipulation à l'autre.

Son temps de vie est d'environ une semaine, et comme la figure 11 présente la mesure d'un échantillon prise après quelques jours d'évanouissement, le pic inopportun se confond au pic dominant.

La figure 11 montre une courbe de luminescence typique des dosimètres C. Les points expérimentaux sont représentés en pointillés, et les pics déconvolués en trait plein. La courbe compte 2 pics principaux: le pic dominant, à 390 K, et l'autre à 420 K. Un troisième pic de faible intensité apparaît après le troisième pic.

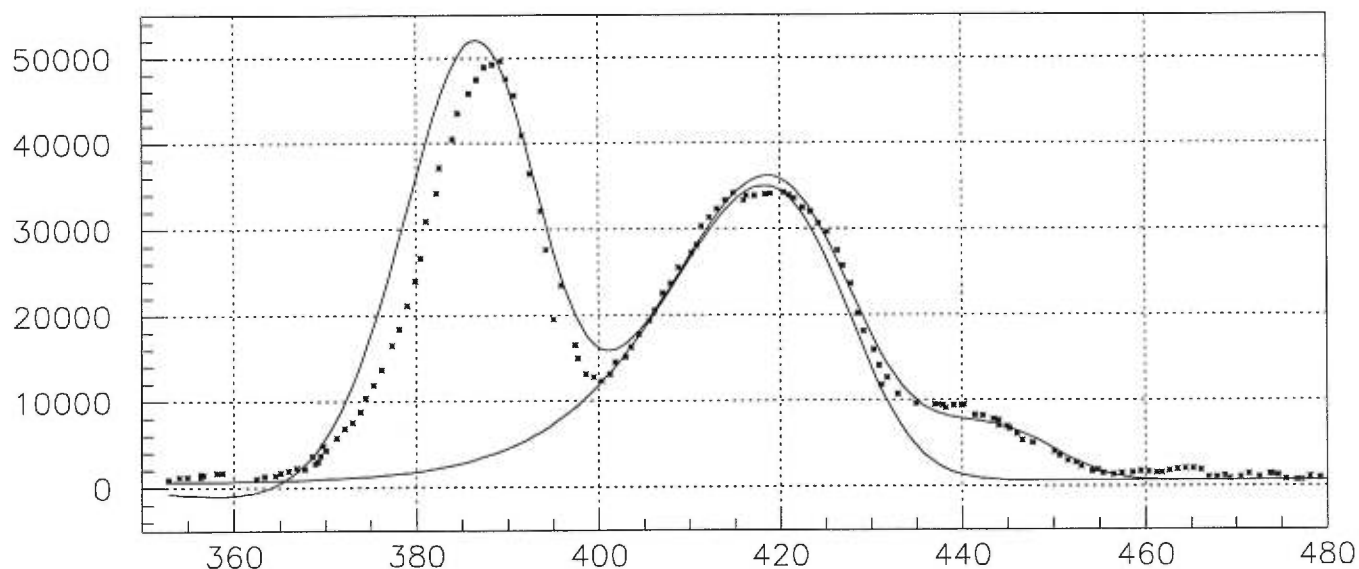


Figure 11. Intensité de la luminescence (en unités arbitraires) en fonction de la température $T(K)$ pour des dosimètres dopés à 1 g/mol, irradiés avec une dose de 2.93 Gy par une source β .

Les deux pics de basse température menacent la sensibilité des dosimètres, et ils rendent l'analyse des courbes de luminescence très complexe. De plus, l'évanouissement commence pendant l'irradiation (le premier pic d'un échantillon longtemps exposé sera plus faible que celui d'un échantillon peu exposé), et se poursuit pendant la mesure. Ils doivent donc être éliminés pour un éventuel usage dosimétrique des cristaux C. Ceci peut être fait simplement en vidant les trappes

les moins profondes, responsables de ces deux pics de basse température, soit en modérant le taux de chauffage, ce qui était impossible avec les appareils utilisés dans cette expérience, ou en précédant les mesures de TL par une courte session de chauffage, d'environ deux minutes à 330 K. Cependant, ces procédures n'effacent que très peu le deuxième pic, puisque le temps caractéristique de celui-ci est de l'ordre de quelques jours.

Le pic dominant les courbes de luminescence des dosimètres A et B est encore présent pour les dosimètres C. Cependant, sa pente ascendante est influencée par le pic pointu, ce qui rend l'analyse ardue. Plusieurs courbes de luminescence de dosimètres C sont montrées en annexe B, et leur paramètres de déconvolution sont donnés en annexe B.

Malgré tout, l'analyse a permis d'obtenir des valeurs de s' , E et b généralement satisfaisantes, en ce sens que la plupart du temps, elles sont du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues pour les dosimètres A et B. Toutefois, dans plusieurs cas, le facteur pré-exponentiel est de quatre ordres de grandeur au-dessus de la normale. D'autre part, les dosimètres C donnent un signal semblable pour des sources β et γ , mais encore une fois, le signal est plus faible dans le cas des γ .

L'étude des dosimètres C a permis de vérifier que le signal de thermoluminescence croît avec la concentration de dopant. Ceci est en accord avec les travaux de Shushan[19] concernant les cristaux de LiF, mais dopés avec du Mg,Cu,P, qui concluent eux aussi à l'augmentation de la sensibilité des cristaux avec la concentration de dopant. Cependant, l'analyse cinétique de la courbe de luminescence de ces cristaux fortement dopés est trop complexe pour justifier leur usage comme dosimètre. Même si le premier pic de la courbe disparaît après très peu de temps, le temps d'évanouissement du deuxième pic varie d'un dosimètre à l'autre. Dépendamment du temps écoulé entre l'irradiation et la mesure, le signal peut être de 2 à 8 fois plus important que dans le cas des dosimètres A. Ainsi leur

usage en dosimétrie est menacé de par le fait que leur réponse n'est pas linéaire avec la dose.

2.3.4 Discussion

Le professeur Chen suggère dans "Theory of Thermoluminescence"[10] de suivre certains principes lors des mesures de façon à pouvoir étudier un pic à la fois lors de l'analyse des courbes de luminescence. Ces principes ont été respectés lors des manipulations de la présente étude, et ainsi la précision et la fiabilité des résultats sont assurées. Tout d'abord, grâce au flux d'azote (c.f. section 2.1.1), à l'absence de contenant (c.f. section 2.1.1) et à la lenteur du taux de chauffage, la température mesurée (qui est en fait celle de la planchette de platine) correspond directement à celle de l'échantillon. Ensuite, le fait de précéder les mesures des dosimètres C par une séance de chauffage permet d'isoler les pics dosimétriques des pics indésirables. Une telle technique n'est pas nécessaire dans le cas des dosimètres A et B, dont les courbes présentent déjà des pics isolés. Aussi, le fait de mesurer des paramètres E, s' et b équivalents pour des doses différentes confirme d'une part que la méthode de déconvolution est cohérente, et que d'autre part, les échantillons A et B donnent une réponse linéaire avec la dose. De plus, la méthode utilisée dans la présente étude évalue la courbe en entier, ce qui est beaucoup plus précis que la méthode géométrique, qui consiste à isoler chacun des pics pour les analyser [10], et dont les résultats dépendent beaucoup de l'expérimentateur. Finalement, les mesures selon différentes doses, sources et taux de chauffage[25] ont confirmé la cohérence de la méthode.

La présente étude est basée sur les résultats obtenus à partir d'une douzaine d'échantillons, irradiés à différentes doses à partir de 3 sources radioactives différentes. Il en est ressorti que les cristaux de LiF dopés au Cu^{2+} à 50 et 500 mg/mol donnent une réponse de thermoluminescence quasi-linéaire avec la dose absorbée, pour des sources β et γ . De plus, la réponse aux β et aux γ est la même. Ces

résultats sont d'une extrême importance, car ils démontrent que pour des concentrations de Cu^{2+} inférieures à 1 g/mol, le LiF est un cristal idéal pour la dosimétrie, étant donnée la linéarité de sa réponse thermoluminescente.

Certaines mesures supplémentaires donneraient encore plus d'information sur le phénomène de thermoluminescence, et ce, à partir des mêmes échantillons et banc d'irradiation que ceux utilisés dans cette étude. Par exemple, l'absence de thermoconductivité indiquerait que les transitions sont locales; la présence d'émission d'électrons stimulée thermiquement déterminerait que les porteurs de charge sont des électrons plutôt que des trous. De plus, l'analyse des courbes par une autre méthode que la déconvolution permettrait de comparer les résultats et de déterminer la validité de chacune des méthodes.

Chapitre 3

Simulations

3.1 Programme de simulation de l'absorption de dose

Le calcul de la dose absorbée par une cible est rendu difficile par l'énorme quantité de paramètres dont il faut tenir compte, notamment la géométrie, la composition et la section efficace de la cible.

En dosimétrie, la quantification de la dose absorbée se fait par comparaison entre plusieurs dosimètres exposés à différentes sources pendant différents laps de temps. Cependant, pour en connaître la valeur absolue, il faut se rapporter à un étalon. Une autre solution serait l'élaboration d'un programme de simulation de la dose absorbée. Un tel programme est d'autant plus utile qu'il permet d'étudier les différents paramètres nommés plus haut en les faisant varier, et ainsi déterminer les conditions optimales de l'expérience.

3.1.1 GEANT

Le programme qui a servi à la simulation de la dose absorbée par des cristaux de LiF:Cu^{2+} utilise des codes GEANT[20], programme créé au CERN. Ce programme est basé sur le principe du Monte-Carlo[7], et il permet de faire varier une grande quantité de paramètres concernant le dispositif expérimental.

- *L'énergie et le type de radiation.*

- *La(les) direction(s) d'irradiation de la source.* Dans ce cas, la source irradie sur un angle solide de 4π , i.e. dans toutes les directions, de façon aléatoire. Le programme ne permet pas d'étudier une source étendue, alors la source est ponctuelle.
- *La distance entre la source et la cible.* Le programme TL qui a été élaboré pour cette étude ne tient pas compte du blindage causé par l'air ambiant. Cet effet peut prendre de l'importance pour des particules α , mais est négligeable pour les γ et les β . Etant donné que l'expérience discutée au chapitre 2.1 utilise seulement des sources γ et β , il n'est pas nécessaire que le programme de simulation tienne compte du blindage de l'air ambiant.
- *La géométrie de la cible.* Les dosimètres simulés ont une épaisseur fixe, mais ont une surface trapézoïdale.
- *La densité et la fraction molaire de la cible.* GEANT[20] permet d'utiliser tous les types de matériaux, et même d'en inventer. Dans ce cas, le dosimètre de base est composé de Li et de F, et il lui est ajouté une certaine quantité de Cu. Ceci permet de voir les effets d'un dopage plus ou moins important sur l'absorption de dose, et de reconnaître l'effet de décantation du dopant.

GEANT[20] ne permet d'obtenir de l'information que sur les particules qui auront déposé de l'énergie dans le dosimètre; celles passant à travers le dosimètre sans y déposer d'énergie ne laissent aucune trace dans les fichiers de sortie, et aucune autre information que les points de départ et d'arrivée n'est calculée.

Si la particule dépose de l'énergie dans le dosimètre, alors GEANT[20] calcule l'énergie déposée sur chaque unité de distance. Le pas de cette distance est déterminé par l'utilisateur. En plus de l'énergie déposée, GEANT[20] calcule les coordonnées des points touchés par la particule, ainsi que les mécanismes (production de paires, effet Compton, collision multiple, etc.) qui engendrent la perte d'énergie. Ces mécanismes sont énumérés en annexe C.

3.1.2 Fonctionnement

Deux fichiers sont nécessaires pour exécuter une série de simulation: le fichier de soumission et le fichier du code source (ces deux fichiers sont donnés en annexe C). Le fichier de soumission appelle par lui-même le code source. Trois fichiers sont issus d'une tâche de simulation: le fichier d'erreurs, le fichier de données et le fichier d'histogrammes. Aucun fichier n'est produit lorsqu'une tâche est effectuée interactivement, cependant elle permet de visualiser le détecteur et les événements.

Fichier de soumission

Les principaux éléments du fichier de soumission ont été mis en annexe (voir annexe C). Les paramètres de physique flottants sont des variables qui ont été définies dans le programme source, mais dont la valeur est fixée lors de la soumission. Cela évite de compiler le programme à chaque simulation, et donc permet de sauver du temps de roulement.

TRIG 1000000 : nombre d'événements lancés
 DEBU 40 50 : informations détaillées du 40e au 50e événement
 KINE 3 .00227 0. 0. : type et énergie des particules émises par la source
 ANNI 1 COMP 1 DRAY 1 LOSS 1 MULS 1 PAIR 1 PHOT 1 RAYL 1 : phénomènes physiques traités
 VERTEX 0. 10. 0. : position de la source
 PARM 10. 10. 10. : dimensions de l'univers spatial de GEANT[20]
 PARPL .2 .2 .04 .2 : dimensions du dosimètre
 DENSPL 2.663 : densité du dosimètre
 Wmat 100 100 1 : proportion des atomes de Cu dans le LiF

Code source

Le programme de simulation, appelé TL, consiste en un collage PATCHY[21] de plusieurs sous-routines écrites en FORTRAN[22]. Des algorithmes FORTRAN[22] ont été ajoutés au code source pour analyser les données de simulation produites par GEANT[20]. Certaines sous-routines sont partagées par plusieurs programmes de simulation. C'est le cas de la sous-routine GUMAIN[20], qui initialise le programme, HBOKIN[20], qui initialise les histogrammes, et UGLAST[20], qui met fin au programme. Le programme en entier est donné en annexe (voir annexe C). Les sous-routines plus spécifiques à l'étude de l'absorption de dose sont les suivantes:

- UGINIT[20]: définit les paramètres de physique flottants, dont les valeurs sont déterminées dans le fichier de soumission.
- UGEOM[20]: détermine la géométrie, la composition et la densité du matériel du dosimètre, ainsi que sa position dans l'espace du volume mère (l'univers physique de GEANT[20]), qui correspond au paramètre de physique flottant "PARM" défini dans le fichier de soumission. Les volumes sensibles (le dosimètre dans ce cas-ci) et le type de données (perte d'énergie et position X, Y, et Z du coup efficace) sont aussi déterminés dans cette sous-routine.
- GUKINE[20]: met en place la source d'événements, une source radiale et ponctuelle dans le cas présent.
- GUSTEP[20]: analyse les données à chaque pas du passage de la particule dans le volume sensible. Un compteur permet de compter le nombre de coups efficaces. Un coup est efficace si l'électron incident passe dans la région du détecteur, et s'il y dépose de l'énergie.
- GUOUT[20]: analyse les données à la fin du passage de la particule dans le volume sensible. L'histogramme de perte d'énergie est rempli grâce à

un accumulateur qui calcule la quantité totale d'énergie absorbée par le cristal à la fin de chaque événement, ainsi que la moyenne d'énergie déposée. Un autre accumulateur calcule la position finale de l'électron incident, et remplit l'histogramme de profondeur des coups efficaces.

Fichiers de sortie

Les simulations produisent 3 types de fichiers de sortie:

1. **Le fichier erreurs:** donne la liste des avertissements et des erreurs détectées par le compilateur.
2. **Le fichier de données:** donne la liste des paramètres de physique flottants, les données complètes concernant les événements spécifiés dans le fichier de soumission (c.f. "DEBU"), et une description de la géométrie et de la composition du détecteur telles que déterminées par l'utilisateur dans la sous-routine UGEOM[20], et interprétées par GEANT[20]:
 - **Nombre de coups efficaces.** Un compteur inséré dans la sous-routine GUOUT[20] est itéré à la fin de chacun des événements, si et seulement si la perte d'énergie dans le dosimètre n'est pas nulle pour cet événement. Cette donnée est une mesure de l'efficacité du détecteur.
 - **Perte d'énergie.** Le programme produit un histogramme compilant la perte d'énergie totale des électrons ou des gammas pénétrant le cristal. Ceci donne la distribution en énergie des coups efficaces.
 - **Profondeur.** Il est également possible de produire un histogramme donnant la distance parcourue par l'électron ou le gamma dans le dosimètre, et ce selon les 3 axes.

3. **Le fichier d'histogrammes:** contient les histogrammes de perte d'énergie et de profondeur des coups efficaces. Le programme produit les histogrammes grâce à son interface HBOOK[23], tandis que l'interface PAW[16] permet de les visualiser et de les imprimer.

3.2 Résultats des simulations

Le programme TL (voir annexe C) a permis de tester différentes configurations expérimentales et d'émettre à leur endroit certaines prédictions. Pour chaque série de simulations, les conditions initiales sont données dans un tableau de la forme suivante:

| Protocole de simulation | | | | |
|-------------------------|----------|--------------------|----------------------|-------------|
| Nb d'év. | distance | dimensions | densité | composantes |
| | [cm] | [mm ⁴] | [g/cm ³] | |
| 1000 | 2.0 | 4 × 4 × 0,8 × 4 | 2.663 | 100:100:1 |

Les abréviations sont définies comme suit:

| | |
|--------------------|---|
| Nb d'év. | Nombre d'événements <code>sim-code.tex</code> ts lancés |
| Distance | Distance séparant la source du dosimètre |
| Dimensions | Dimensions du dosimètre: largeur supérieure x largeur inférieure x épaisseur x longueur |
| Densité | Densité du cristal de LiF:Cu ²⁺ |
| Composantes | Proportion moléculaire du Li:F:Cu |

3.2.1 Tests préliminaires

Pour mieux comprendre les résultats, il est intéressant d'établir une correspondance entre le nombre d'événements lancés lors d'une simulation, et le temps d'exposition auquel il correspond lors d'une manipulation expérimentale. Cette

correspondance est donnée dans le tableau suivant.

| Durée de l'expérience en fonction du nombre d'événements. | | | | |
|--|----------|------------|-------------|---------------|
| Source | Activité | 10 000 év. | 100 000 év. | 1 000 000 év. |
| | (G bq) | (s) | (s) | (s) |
| Sr-Y β | 1,2 | 0,00833 | 0,0833 | 0,833 |

Ainsi, la plus importante des simulations ne correspond qu'à une seconde d'irradiation en temps réel, mais occupe quand même beaucoup de temps de roulement des ordinateurs. Par conséquent, les simulations ont été faites de façon à obtenir une statistique suffisante, mais sans abuser du temps de roulement des ordinateurs. Evidemment, les résultats des simulations correspondent à des irradiations à faible dose. Ceci ne nuit d'aucune façon à la pertinence des simulations, puisque les simulations ne servent pas à reproduire les courbes de luminescence, mais bien à étudier l'absorption de dose pour différents montages expérimentaux. Il suffit d'avoir une bonne statistique pour justifier les résultats de simulation.

Pour la suite des simulations, la source γ ne fut pas retenue car elle ne produit pas assez de coups efficaces, ce qui demande beaucoup de temps de roulement. Suite à quelques tests, toutes les simulations subséquentes ont été faites à partir d'une source β de 2 MeV (sauf pour l'étude de l'effet de l'énergie de la source sur l'absorption de dose, à la section 3.2.2).

Pour tester la concordance du programme de simulation avec la réalité, la première approche a consisté à tester la linéarité de l'absorption de dose avec le temps d'exposition. Les résultats sont donnés dans la figure 12.

Les résultats confirment sans équivoque que la dose absorbée est directement proportionnelle au temps d'exposition, pour des simulations de plus de 1000 événements. De plus, les simulations donnent en moyenne 200 coups pour 100 000 événements lancés, donc une efficacité de 0.2%. Or pour un dosimètre situé

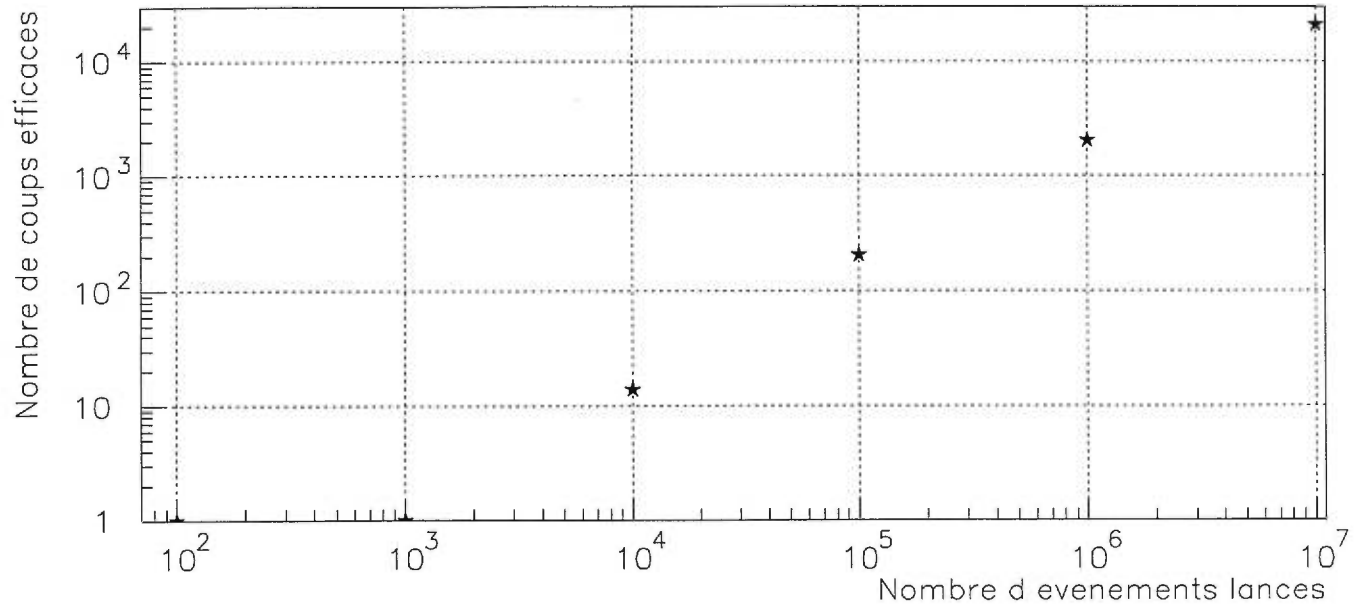


Figure 12. Nombre de coups efficaces en fonction du nombre d'événements lancés.

à 2 cm d'une source de distribution radiale 4π , l'angle solide se calcule comme suit:

$$\sigma = \frac{\text{surface du dosimètre}}{\text{surface de la sphère}} = \frac{4\text{mm} \times 4\text{mm}}{4\pi \times (20\text{mm})^2} = 0.00318 \quad (3.1)$$

donc 0.32% correspond à l'efficacité maximale qui peut être obtenue lors des simulations. Ainsi le programme fournit une réponse proche de la valeur attendue par la géométrie du montage, ce qui est très satisfaisant.

Les spectres d'énergie correspondent tout à fait à ce à quoi on s'attend. Peu importe le nombre d'événements, les figures 13 *a*, *b* et *c* montrent une même étendue en énergie (de 0 à 800 keV environ), un pic situé à une même perte d'énergie (dE) de 330 keV environ, et une résolution beaucoup plus fine pour des simulations comptant plus d'événements.

Les figures suivantes montrent les spectres d'énergie correspondant à des simulations de 100 000, 1 000 000 et 10 000 000 événements, dont la résolution augmente avec le nombre d'événements.

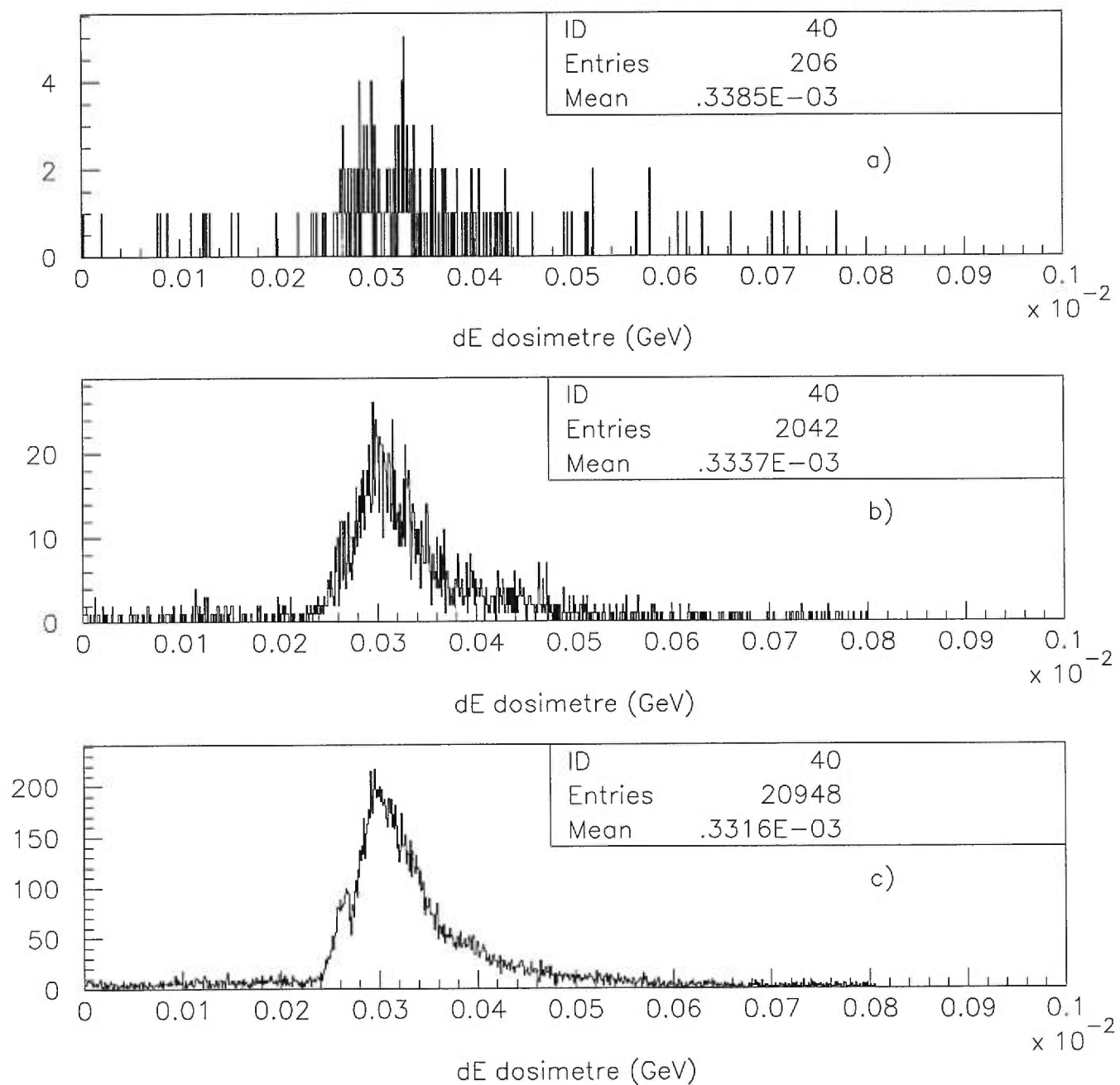


Figure 13. Spectre d'énergie des coups efficaces dans des simulations de a)100 000, b)1 000 000, c)10 000 000 événements, pour une source β de 2.0 MeV.

Les tests préliminaires permettent de conclure que le programme est fiable et stable, et promet de fournir des résultats comparables à l'expérience. Ils permettront à cet égard de mieux comprendre les différences entre les résultats des manipulations effectuées jusqu'ici, et de prévoir le comportement des dosimètres dans de futures expériences.

3.2.2 Energie de la source

L'absorption de dose en fonction de l'énergie des β incidents a été simulée selon le protocole suivant:

| Absorption de dose en fonction de l'énergie de la source | | | | |
|--|----------|--------------------|----------------------|----------|
| Protocole de simulation | | | | |
| Nb d'év. | distance | dimensions | densité | E source |
| | [cm] | [mm ⁴] | [g/cm ³] | [MeV] |
| 100 000 | 2.0 | 4 × 4 × 0,8 × 4 | 2.663 | variable |

Pour des énergies allant de 2 MeV à 2 GeV, les résultats sont très similaires. Le nombre de coups efficaces est d'environ 235 pour 100 000 événements, donc une efficacité de 0.24%. Ce comptage est en accord avec l'angle solide du dosimètre par rapport à la source, c'est-à-dire 318 coups pour 100 000 événements (voir le calcul 3.1). Ceci montre que la plupart des électrons passant dans la région du dosimètre y déposent de l'énergie. La moyenne de perte d'énergie est de 300 keV dans tous les cas, comme l'indique les figures 14 *a*, *b*, *c*, *d* et *e*.

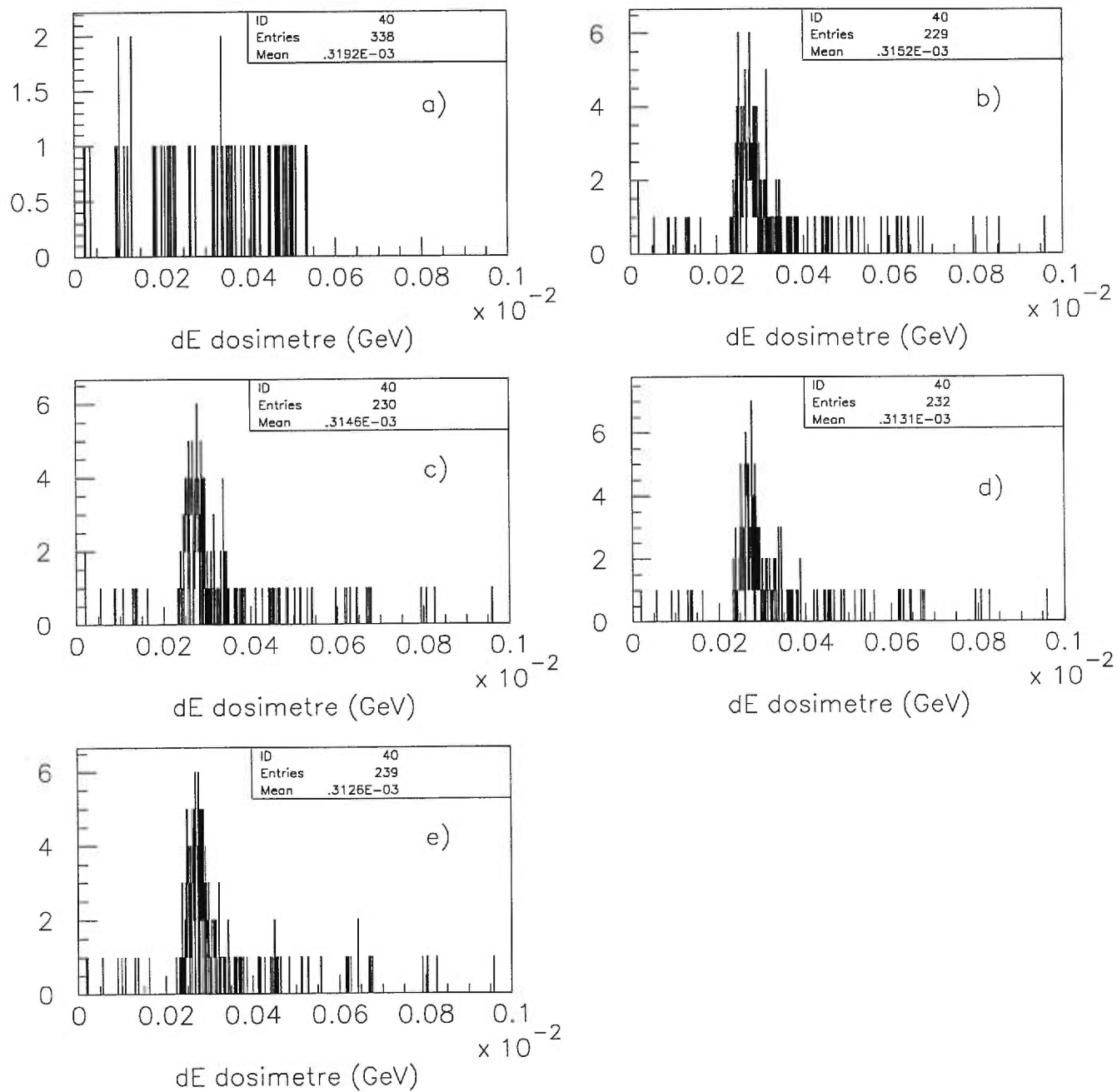


Figure 14. Spectre d'énergie pour des sources de a) 2 MeV, b) 8.0 MeV , c) 20 MeV , d) 200 MeV et e) 2.0 GeV. La perte d'énergie moyenne est indiquée dans la boîte en haut de chaque graphique.

Cependant, les spectres de perte d'énergie des figures 14 montrent des différences significatives. Pour de grandes énergies (figures 14*b*, *c*, *d* et *e*), les électrons sont très peu affectés et laissent une très faible proportion de leur énergie dans le dosimètre, en moyenne 300 keV. Pour de plus faibles énergies (figures 14*a*), la perte d'énergie semble plus aléatoire, ce qui indique que les électrons sont perturbés par leur passage dans le dosimètre.

3.2.3 Distance dosimètre - source

21 séries de simulation de 10 000 événements chacune ont été effectuées afin d'étudier la dépendance de la dose absorbée en fonction de la distance entre le dosimètre et la source. Le protocole suivi dans les 21 tâches est donné dans le tableau suivant:

| Absorption de dose en fonction de la distance cible-source | | | | |
|--|---------------|-------------|--------------|--------------------|
| Protocole de simulation | | | | |
| Nb d'év. | Source | dimensions | densité | dist. cible-source |
| | MeV | [mm^4] | [g/cm^3] | [cm] |
| 100000 | 2 (β) | 4x4x 0,8 x4 | 2.663 | variable |

La figure 15 montre le nombre de coups en fonction de la distance séparant la cible de la source. La dépendance suit une fonction logarithmique, pour des distances s'étalant de 0.5 mm à 10 cm. (Le nombre de coups efficaces pour des distances de 7, 8, 9 et ont été obtenus à partir de 1 000 000 d'événements plutôt que 100 000, de façon à montrer une meilleure statistique).

Comme le montre la figure 15, pour des distances plus courtes que 1 cm, la quasi-totalité des événements est absorbée par le dosimètre (la source émettant dans toutes les directions, il est normal de ne pas atteindre 100% d'efficacité). La pente de la courbe de perte d'énergie tend vers l'infini à cet endroit.

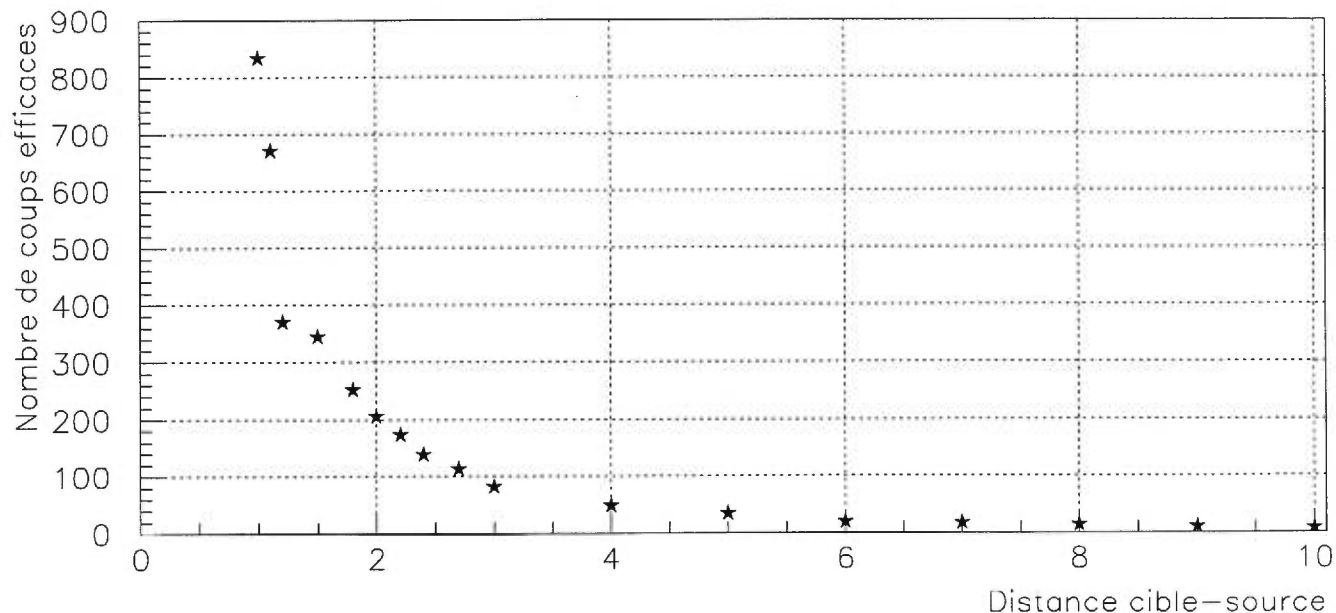


Figure 15. Nombre de coups efficaces en fonction de la distance cible-source (cm).

Pour de courtes distances, entre 1.0 et 2.0 cm, la courbe est très prononcée (voir la figure 15). Cela indique une très grande sensibilité du détecteur à la distance qui le sépare de la source. Ainsi, une très petite erreur sur la mesure de la distance cible-source peut résulter en de grandes variations de perte d'énergie dans le dosimètre, et par conséquent fausser l'interprétation des courbes de luminescence. Par conséquent, les différentes expériences faites avec des sources gamma sont fragiles de ce point de vue.

La figure 15 indique aussi que pour des distances cible-source de plus de 3 cm, la réponse du dosimètre est linéaire.

Il est aussi intéressant de voir la distribution de la perte d'énergie dans le dosimètre, donnée pour différentes distances dans les graphiques de la figure 16. Pour des distances de moins de 1 mm, les spectres (voir les figures 16 *a* et *b*) sont centrés à 450 keV environ, et sont beaucoup plus denses et étendus que les spectres des distances de plus de 1 cm. Pour toutes les distances de 5 mm à 10 cm

(voir les figures 16 *d, e, f, g, h et i*), les spectres en perte d'énergie¹ montrent un pic dominant à 330 keV environ, ce qui correspond à la perte d'énergie moyenne des électrons le long de 0.8 mm de matière. Cet argument a été développé dans la section 3.2.2 concernant l'énergie de la source, et le calcul de la perte d'énergie moyenne est montré dans l'équation 3.2 dans la section de la discussion. Ainsi, la dose absorbée est à peu près la même pour des distances allant de 5 mm à 10 cm de distance entre la cible et le centre du dosimètre. Cependant, le nombre de coups efficaces augmente significativement pour des distances de moins de 1 cm.

¹Les figures correspondant à des distances de plus de 4 cm ne sont pas montrées pour éviter la redondance.

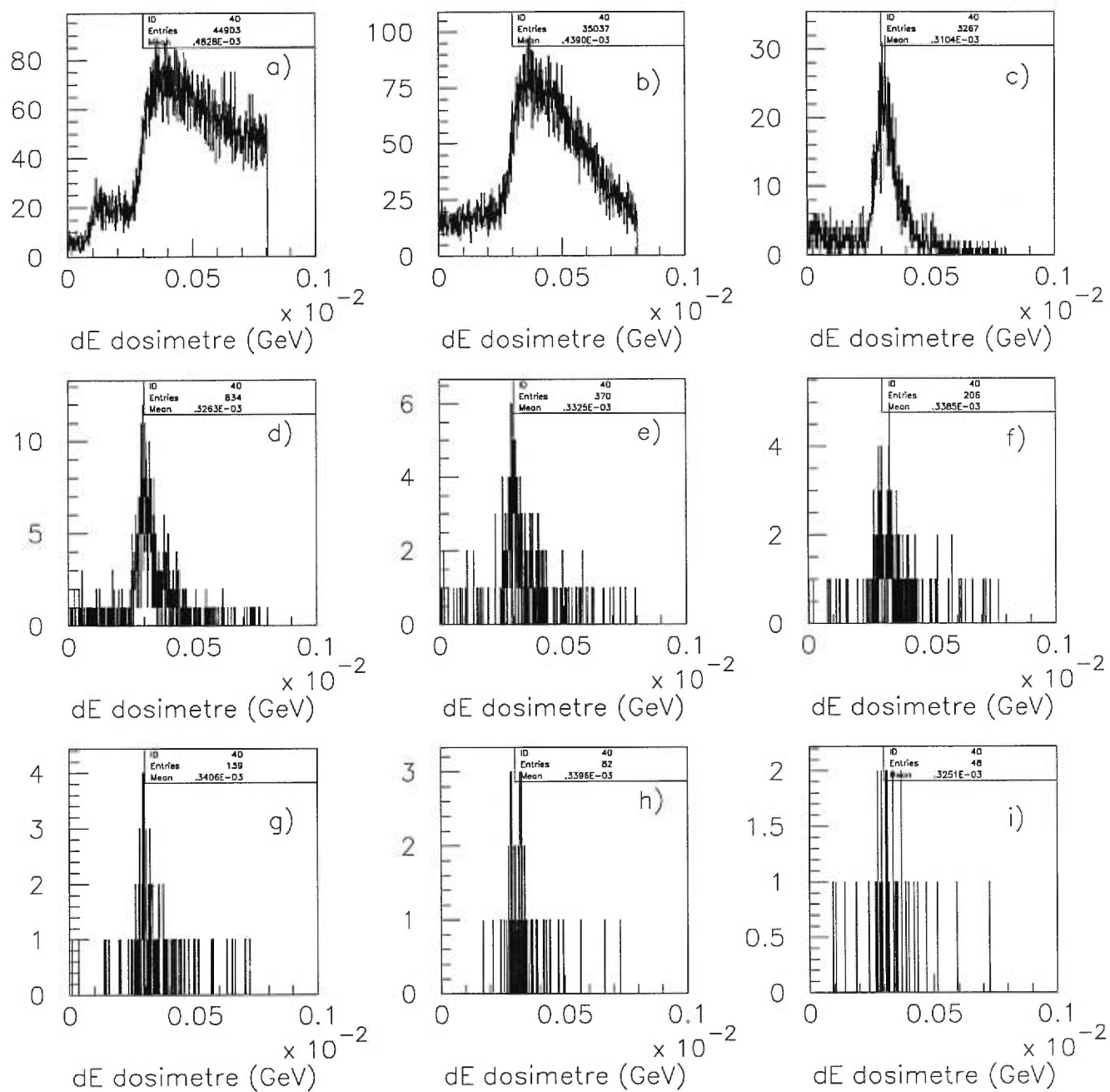


Figure 16. Spectre d'énergie pour des distances de a) 0.5 mm, b) 0.8 mm, c) 5.0 mm, d) 1.0 cm, e) 1.5 cm, f) 2.0 cm, g) 2.4 cm, h) 3 cm et i) 4cm.

3.2.4 Section efficace du détecteur

Les simulations de l'absorption de dose en fonction de la section géométrique ont été effectuées selon le protocole suivant:

| Absorption de dose en fonction de la section efficace de la source | | | | |
|--|----------|----------------------------------|----------------------|-------------|
| Protocole de simulation | | | | |
| Nb d'év. | distance | dimensions | densité | composantes |
| | [cm] | [mm ⁴] | [g/cm ³] | |
| 100 000 | 2.0 | $x \times y \times 0.8 \times z$ | 2.663 | 100:100:1 |

Note: x , y et z représentent la longueur, la largeur et la hauteur du dosimètre, qui sont variables dans la présente section.

La courbe obtenue à partir des données du nombre de coups efficaces en fonction de la largeur du dosimètre est de forme quadratique (c.f. figure 17). Ce résultat n'est pas surprenant puisque la section efficace du dosimètre croît selon le carré de sa largeur. Il était donc attendu que l'efficacité du dosimètre augmente quadratiquement par rapport à la largeur du dosimètre.

Les figures 18 *a*, *b*, *c* et *d* montrent les spectres d'énergie des dosimètres ayant des surfaces de 16 mm² à 4.0 cm². Il est intéressant de noter que tous les spectres de perte d'énergie sont de la même forme: ils montrent un pic autour de 350 keV, relié à l'épaisseur du dosimètre, et aucune amélioration notoire de la résolution n'apparaît pour des dosimètres de plus grande surface. Ainsi il ne semble pas avantageux de produire des dosimètres de grande dimension. Cette caractéristique est bénéfique aux fins dosimétriques du LiF, car il est plus pratique et moins coûteux de porter des dosimètres minuscules, sans pour autant perdre de la précision quant à la mesure de la dose absorbée par le porteur.

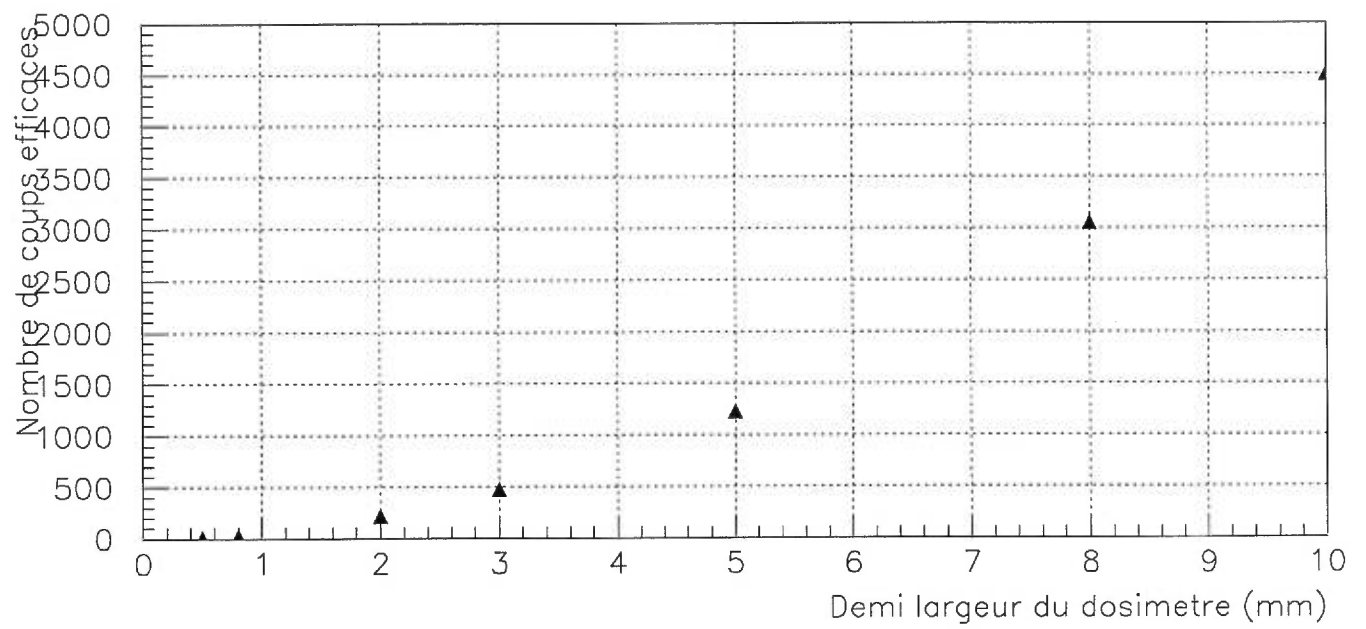


Figure 17. Nombre de coups efficaces selon la largeur du dosimètre.

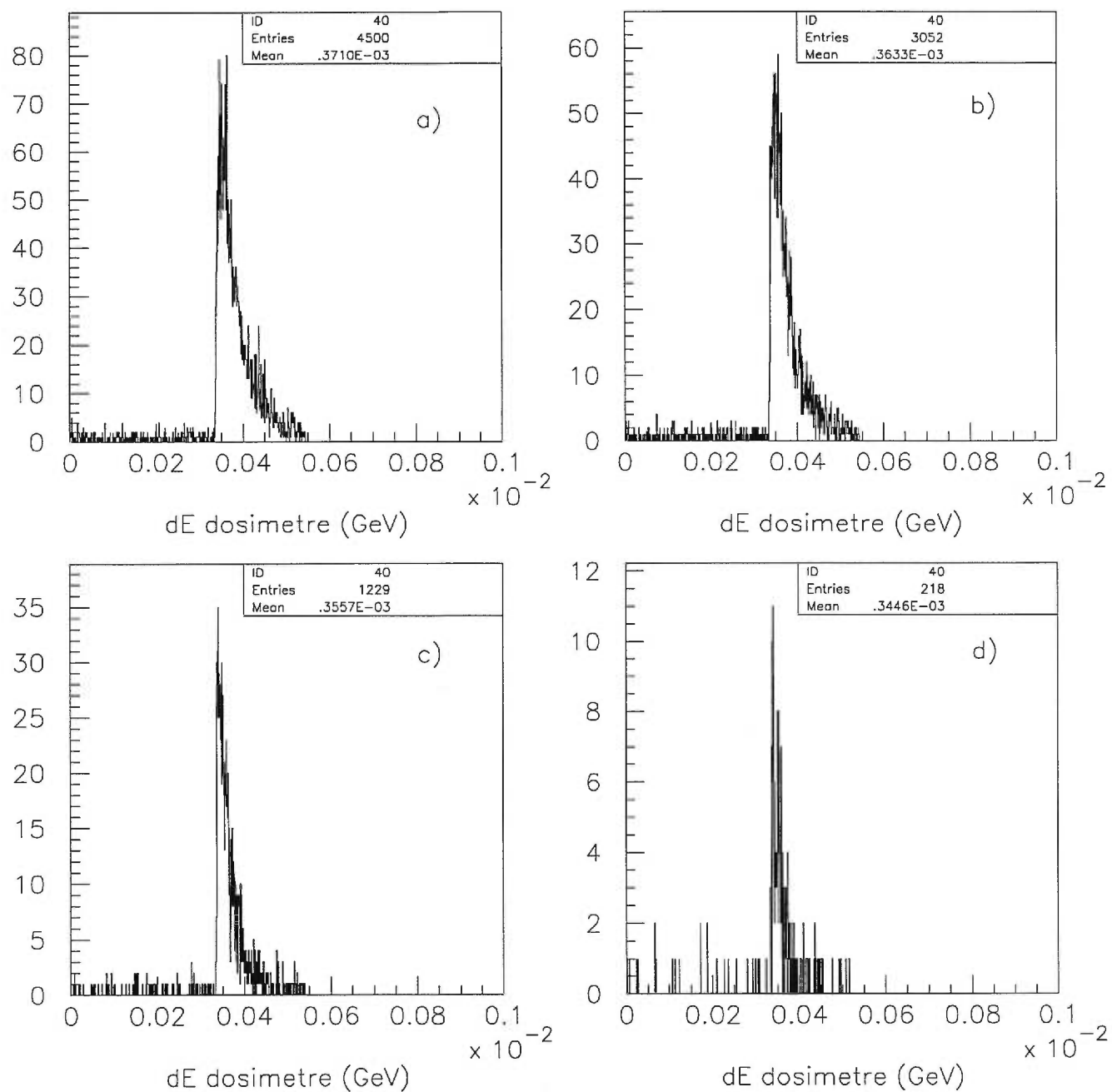


Figure 18. Spectres d'énergie des dosimètres ayant une surface de a) 4.0 cm², b) 2.56 cm², c) 1.0 cm², d) 16.0 mm².

3.2.5 Concentration de dopant

Le programme GEANT[20] comprend un code spécifique à la composition du matériel du détecteur, qu'il est possible de déterminer selon la masse molaire ou selon la fraction molaire de chacune des composantes. Etant donné le mode de production du cristal (c.f. section 2.1.2), la deuxième option est la plus appropriée. Ainsi, en fournissant au programme les fractions molaires respectives du Li, du F et du Cu, GEANT[20] calcule leur masse dans le mélange final du cristal. De façon à rendre l'étude plus efficace, les fractions molaires sont déterminées dans le fichier de soumission, pour éviter de recompiler le programme source à chaque série de simulations. Le protocole suivi lors de cette étude est le suivant:

| Absorption de dose en fonction de la concentration de dopant | | | | |
|--|----------|--------------------|----------------------|-----------------|
| Protocole de simulation | | | | |
| Nb d'év. | distance | dimensions | densité | composantes |
| | [cm] | [mm ⁴] | [g/cm ³] | |
| 10 000 | 2.0 | 4 × 4 × 0.8 × 4 | 2.663 | 100:100:1 |
| 10 000 | 2.0 | 4 × 4 × 0.8 × 4 | 2.632 | 200000:200000:1 |

Les simulations ont été effectuées pour des concentrations variant entre 2 bornes.

- *Borne maximale:* Dans le cas idéal où la concentration de dopant serait exactement représentée dans la composition du cristal (c.f. section 2.1.2), la concentration maximale de Cu dans le dosimètre (utilisé dans cette étude) serait de 1 g par mole. En tenant compte des masses, la proportion d'atomes est de 100 Li pour 100 F pour 1 Cu.
- *Borne minimale:* Grâce à des mesures spectrométriques, il a été déterminé que la concentration minimale de Cu dans les cristaux est de 5 p.p.m. Cela donne une concentration de dopant de 0.000 145 g/mol, ou une proportion de 200 000 Li pour 200 000 F pour 1 Cu.

Des simulations de 10 000 événements ont été exécutées pour ces 2 concentrations extrêmes, et aucune variation significative entre les résultats n'a été observée: 89 coups efficaces pour la concentration maximale contre 70 pour la minimale. Pour confirmer ce résultat, 2 tâches de 100 000 d'événements ont donné respectivement 206 et 223 événements. Ainsi, le paramètre de fraction molaire n'est pas suffisant pour étudier l'effet de la concentration de dopant sur l'absorption de dose. Les deux figures 19 *a* et *b* montrent que le spectre de perte d'énergie dans un cristal fortement dopé est à peu près le même que pour un cristal faiblement dopé.

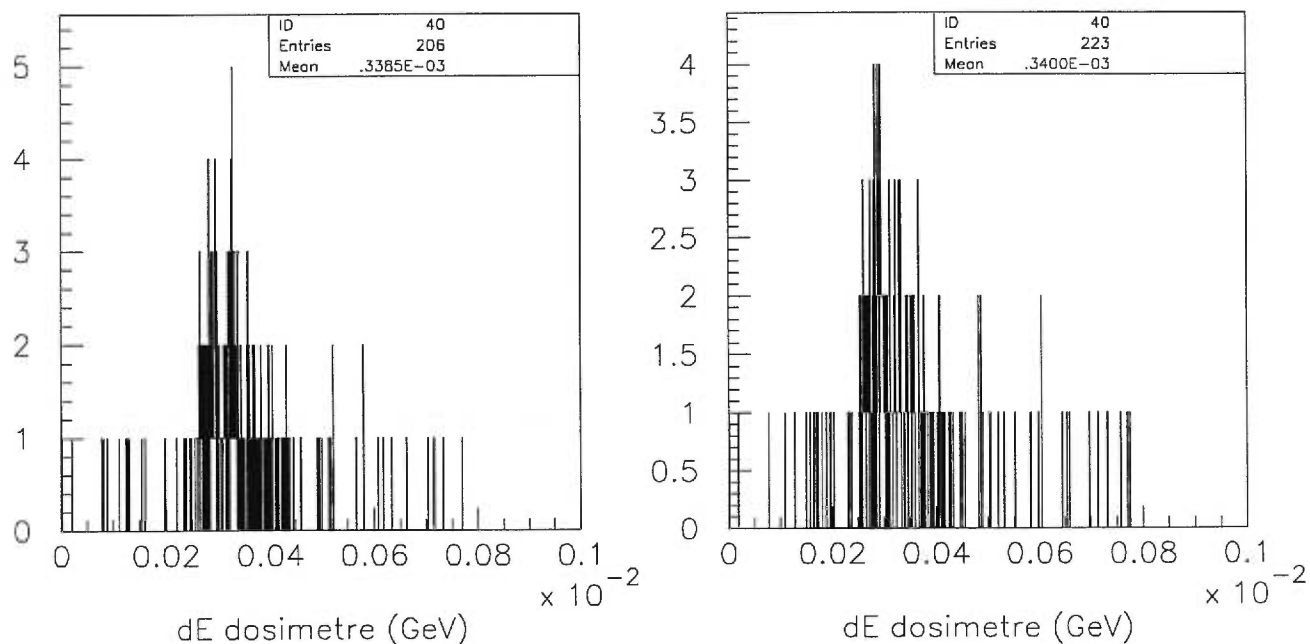


Figure 19. Spectres d'énergie des dosimètres ayant une concentration de Cu^{2+} de a) 1g/mol et b) 5 p.p.m. (0.000 145 g/mol).

En plus de modifier la composition du matériel, l'ajout de dopant modifie aussi sa densité. L'effet est d'autant plus important que le numéro atomique du Cu est plus élevé que ceux du Li et du F. De plus, la densité du Cu est de $8,96 \text{ g/cm}^3$, comparée à $2,632 \text{ g/cm}^3$ pour le LiF, ce qui amplifierait l'effet des numéros atomiques sur l'absorption de dose. Deux séries de simulations supplémentaires de 10 000 000 d'événements ont été exécutées en tenant compte de la légère modification qu'apporte le Cu à la densité du cristal. Les résultats confirment les précédents: 92 141 coups pour la concentration minimale contre 92 186 pour la concentration maximale. Ainsi GEANT[20] tend à montrer que la concentration de dopant n'influence pas l'absorption de dose. Ce résultat est sans équivoque contraire à l'expérience; son interprétation sera donnée à la section 3.3.2, où les résultats de simulation sont comparés aux résultats expérimentaux.

3.2.6 Epaisseur du dosimètre

Comme il a été mentionné dans la section concernant l'allure générale d'une courbe (c.f. 2.2.1), l'épaisseur du dosimètre influence la mesure de façon significative. Le programme de simulation ne permet pas de prévoir la position des pics en température sur la courbe de TL. Cependant, il montre l'effet de l'épaisseur du dosimètre sur la dose qu'il absorbe, ce qui peut expliquer certains comportements du détecteur.

La géométrie du dosimètre a été traduite dans GEANT[20] comme étant un parallélépipède avec une épaisseur constante. En réalité, les échantillons sont assez inégaux; les simulations permettent tout de même de comprendre les différences entre les courbes des dosimètres.

La configuration géométrique du programme TL consiste à placer le centre du dosimètre à l'origine ($y = 0$), et à placer la source à une certaine distance y du dosimètre, de façon à ce que sa tranche soit selon les axes x et z (donc

perpendiculaire à l'axe y), et que sa surface ait la plus grande section efficace possible par rapport à la source (donc selon les axes x et z). Ainsi, l'épaisseur du dosimètre s'étend de part et d'autre de l'origine.

Par exemple, si la source est placée à une distance $y = 10$ cm du dosimètre, et que l'épaisseur du dosimètre est de 4 cm, la surface du dosimètre la plus proche de la source sera située à $y = 2$ cm, donc à une distance de 8 cm de la source, tandis que la surface du dosimètre la plus éloignée sera située à $y = -2$ cm, donc à 12 cm de la source. De la même façon, lorsque le dosimètre a 2 cm d'épaisseur, sa surface la plus proche de la source est située à 1 cm de celle-ci, mais à 1.96 cm si le dosimètre fait 0.8 mm d'épaisseur. Le tableau suivant donne plus de détails:

| Distance source - surface la plus proche | | | | | | |
|--|------|------|------|------|-----|------|
| Epaisseur | (mm) | 0.08 | 1.0 | 5.0 | 1.0 | 1.5 |
| Surf-cible | (cm) | 1.96 | 1.95 | 1.75 | 1.5 | 1.25 |

Pour la première partie des simulations d'absorption de dose en fonction de l'épaisseur du dosimètre, celui-ci garde une symétrie carrée de 4 mm par 4 mm de surface. Les tests ont été faits dans les mêmes conditions expérimentales, c'est-à-dire avec une même source β d'une énergie de 2 MeV, pour une distance de 1 cm entre la source et le cristal, à partir de 10 000 événements.

| Absorption de dose en fonction de l'épaisseur du dosimètre | | | | |
|--|----------|--------------------------------|--------------|-------------|
| Protocole de simulation | | | | |
| Nb d'év. | distance | dimensions | densité | composantes |
| | [cm] | [mm^4] | [g/cm^3] | |
| 10 000 | 1.0 | $4 \times 4 \times x \times 4$ | 2.663 | 100:100:1 |

Note: x représente l'épaisseur du dosimètre, qui est ici variable.

Les résultats des simulations ont montré que le spectre d'absorption de dose est très régulier entre 25 nm et 1 mm d'épaisseur. Pour toutes ces épaisseurs, le dosimètre donne de 70 à 80 coups efficaces, et leur distribution en perte d'énergie

sont semblables. Entre 24 et 25 nm d'épaisseur, le nombre de coups efficaces tend abruptement vers 0, et en-deçà de 24 nm, aucun électron ne dépose d'énergie dans le cristal. Ces données sont exprimées par la figure 20.

Au delà de 1 mm d'épaisseur, la distance entre le centre de la source et le centre du dosimètre commence à être affectée, c'est-à-dire qu'elle raccourcit à mesure que le dosimètre épaissit. De façon à se rapprocher des conditions expérimentales, la source fût déplacée à 2 cm du centre de la cible.

| Absorption de dose en fonction de l'épaisseur du dosimètre | | | | |
|---|------------|--------------------------------|--------------|-------------|
| Protocole de simulation | | | | |
| Nb d'év. | distance | dimensions | densité | composantes |
| | [cm] | [mm^4] | [g/cm^3] | |
| 100 000 | 2.0 | $4 \times 4 \times x \times 4$ | 2.663 | 100:100:1 |

Pour compenser la diminution du nombre de coups efficaces dû à l'éloignement de la source, et pour avoir une statistique intéressante, les simulations qui seront évoquées comportent 100 000 événements plutôt que 10 000. La figure 20 montre que le nombre de coups efficaces augmente quadratiquement avec l'épaisseur du dosimètre. Cet effet est semblable à celui de l'augmentation de la surface du dosimètre.

Les simulations concernant la distance cible-source (section 3.2.3) montrent que les détecteurs placés à plus de 3 cm de la source sont beaucoup moins sensibles que ceux placés à moins de 2 cm. Ainsi, puisque leur surface est à environ 2 cm de la source, l'absorption de dose par les dosimètres de moins de 1 mm d'épaisseur dépend peu de la distance séparant la source de leur surface la plus proche (c.f. figure 20). Par conséquent, leur réponse sera moins sensible à l'épaisseur du dosimètre que la réponse des dosimètres épais. De plus, les simulations confirment que pour des épaisseurs allant de 25 nm à 1 mm, la sensibilité d'un dosimètre varie très peu avec son épaisseur (voir figure 20).

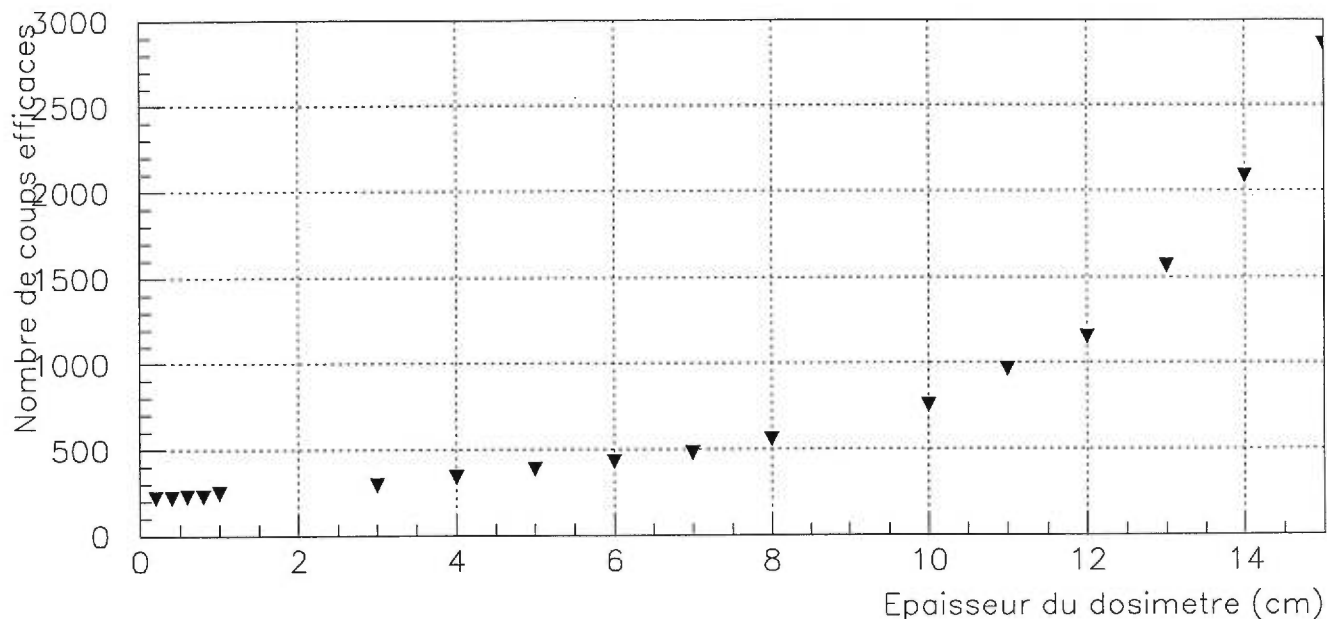


Figure 20. Nombre de coups efficaces en fonction de l'épaisseur du dosimètre.

Par contre, pour des dosimètres de plus de 1 mm d'épaisseur, l'absorption de dose augmente avec l'épaisseur. D'abord de façon linéaire jusqu'à 8mm, puis de façon quadratique, pour les dosimètres de 9 mm et plus (c.f. figure 20), jusqu'à ce que la totalité des électrons passant dans la région du dosimètre soit absorbée. Cette dernière remontée quadratique s'explique en partie par la proximité croissante entre la surface du dosimètre et la source. Il est difficile de distinguer l'effet de l'épaisseur de celui de la distance cible-source.

La différence marquée entre les réponses des dosimètres de moins de 1mm et ceux de plus de 1 mm d'épaisseur transparait dans les spectres de perte d'énergie. Les figures 21 *e*, *f*, *g* et *h* montrent les spectres obtenus pour des épaisseurs de 60 nm à 0.2 mm (les spectres ne sont pas tous montrés pour éviter la redondance). Les spectres d'énergie des dosimètres de plus de 1 mm d'épaisseur (figures 21 *a*, *b*, *c* et *d*) sont beaucoup plus denses et étendus que ceux des dosimètres de moins de 1 mm, tout en gardant une moyenne de perte d'énergie à peu près constante. Les dosimètres plus minces présentent pour leur part quelques pics dominant un bruit de fond. Ceci indique que la perte d'énergie dans les dosimètres épais est de

façon générale plus grande et plus aléatoire que celle dans les dosimètres minces.

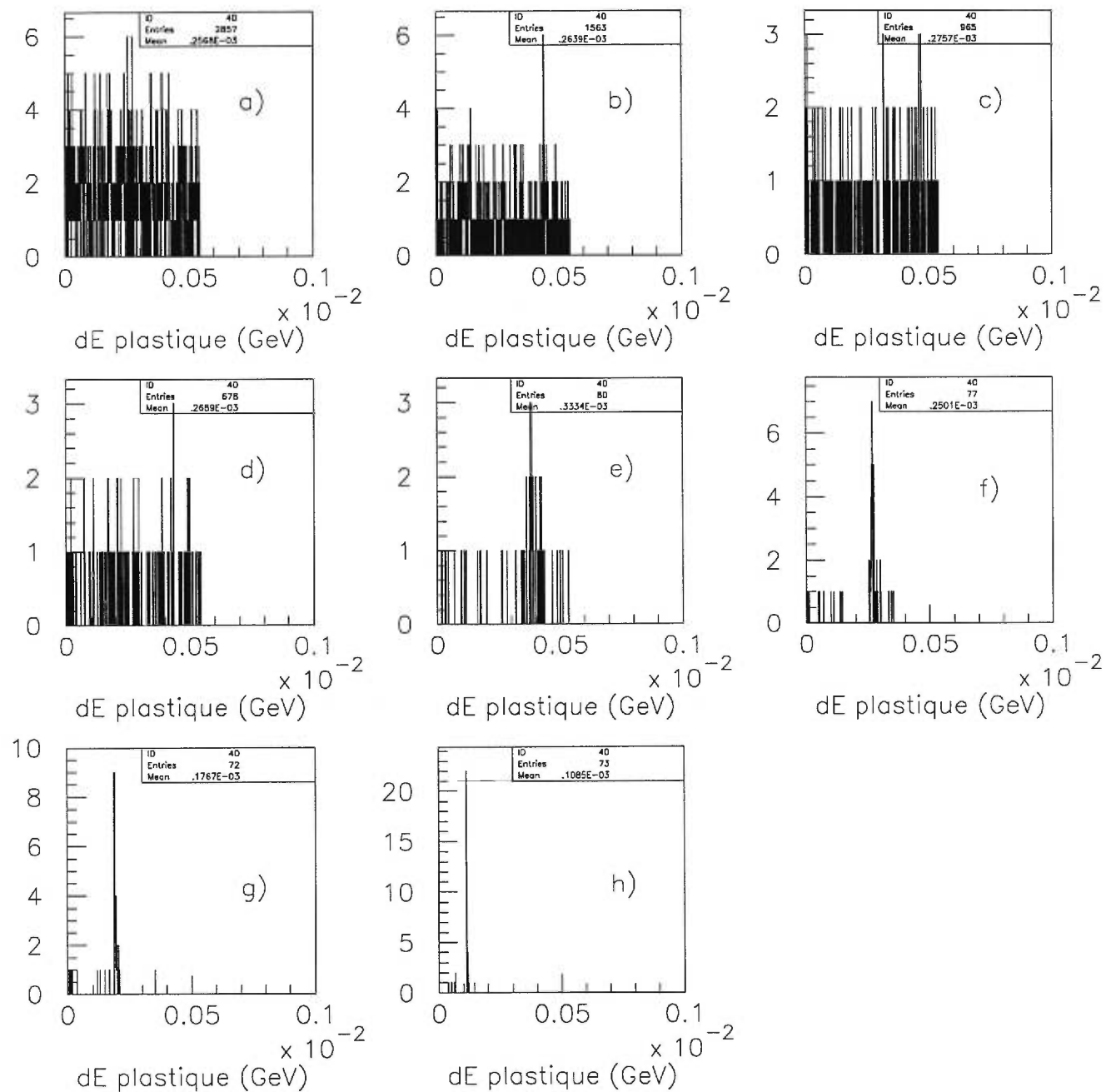


Figure 21. Spectre d'énergie des dosimètres ayant une épaisseur de a) 3.0 cm, b) 2.6 cm, c) 2.2 cm, d) 1.8 cm, e) 0.2 mm, f) 0.14 mm, g) 0.1 mm et h) 0.06 mm.

3.2.6.1 Profondeur des coups.

Les données concernant la profondeur des coups dans le dosimètre sont issues des mêmes simulations que celles de l'absorption de dose en fonction de l'épaisseur du dosimètre. Les figures 22 *a*, *b*, *c* et *d* montrent la distribution de la profondeur des coups efficaces selon l'épaisseur du dosimètre.

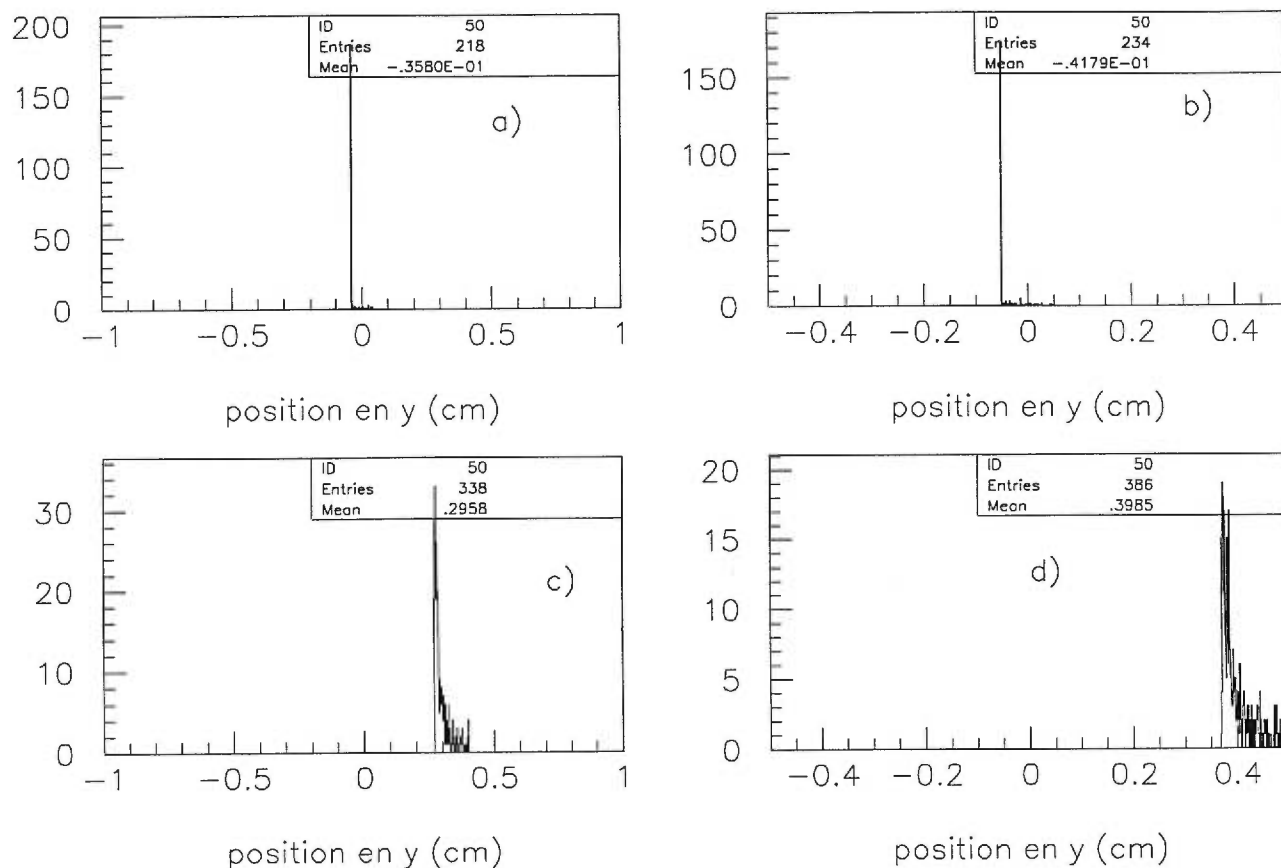


Figure 22. Spectre de profondeur des coups efficaces pour des dosimètres d'une épaisseur de a) 0.8 mm, b) 1.0 mm, c) 8 mm et d) 1.0 cm.

Les coups efficaces dans les dosimètres minces se produisent surtout sur la surface du dosimètre la plus éloignée de la source. Pour un dosimètre de 0.8 mm d'épaisseur, la plupart des coups efficaces se produisent à une profondeur de -0.36 mm (voir figure 22 *a*), ce qui est presque sur la surface la plus éloignée de la source. De la même façon, pour un dosimètre de 1.0 mm d'épaisseur, le spectre montre un pic à une profondeur de -0.5 mm (voir figure 22 *b*), ce qui correspond aussi à la surface la plus éloignée de la source. Ainsi, les électrons traversent complètement les dosimètres minces avant d'y déposer de l'énergie. Donc ceux-ci ne sont pas en mesure d'arrêter la plupart des électrons.

Pour de plus gros dosimètres, contrairement au cas des dosimètres minces, les coups efficaces ne se font plus sur la surface la plus éloignée de la source. Le spectre de profondeur des coups efficaces d'un dosimètre de 8 mm d'épaisseur (voir figure 22 *c*) montre un pic important situé à $y = 3$ mm, donc à peine 1 mm plus profondément que la surface la plus proche de la source. De la même façon, le spectre d'un dosimètre de 1 cm d'épaisseur (voir figure 22 *d*) montre un pic à 4 mm, donc encore une fois à 1 mm de la surface la plus proche de la source.

Les simulations tendent à montrer que plus un dosimètre est épais, plus nombreux sont les coups se produisant plus près de la surface la plus proche de la source, et que plus un dosimètre est mince, plus les coups se produisent sur la surface la plus éloignée de la source. Ainsi les électrons sont plus souvent arrêtés dans les dosimètres épais que dans les dosimètres minces.

3.3 Discussion des résultats de simulation

3.3.1 Résumé des résultats

La dépendance de la dose absorbée en fonction des divers paramètres étudiés lors des simulations peut se résumer comme suit:

Temps d'exposition: L'absorption de dose est directement proportionnelle au nombre d'événements de la simulation. Cette condition est triviale, mais essentielle à l'obtention de résultats compatibles avec l'expérience.

Energie de la source: La réponse du dosimètre est constante pour toutes les énergies, mais les spectres d'énergie sont différents. Ceci n'est pas contraire aux résultats expérimentaux; l'argument est développé dans la section 3.3.2.

Distance cible-source:

- De 0 à 1cm, la dose absorbée diminue exponentiellement.
- De 1 à 2 cm, elle chute de façon prononcée.
- Au-delà de 3 cm, elle diminue linéairement.

Section efficace: L'absorption de dose augmente quadratiquement avec la surface du dosimètre.

Concentration de dopant: La réponse du dosimètre est constante pour les 2 concentrations extrêmes. Ceci semble contraire aux résultats expérimentaux, mais s'explique aisément; l'argument est développé dans la section 3.3.2.

Epaisseur du dosimètre:

- Jusqu'à 24 nm, la réponse est nulle.
- De 25 nm à 1 mm, la perte d'énergie augmente linéairement.
- Au-delà de 1mm, l'augmentation est exponentielle, jusqu'à atteindre l'efficacité maximale (voir le calcul 3.1).

3.3.2 Comparaison entre l'expérience et les simulations

A plusieurs points de vue, les résultats des simulations confirment exactement les données expérimentales: plus la source est éloignée, moins forte est la

dose absorbée; plus le dosimètre est épais et plus sa surface est grande, plus forte est la dose absorbée. Cependant, dans d'autres cas, les résultats semblent contradictoires.

Les résultats obtenus lors des simulations de l'absorption de dose en fonction de l'énergie des β incidents démontrent une indépendance totale entre l'énergie incidente et la perte d'énergie moyenne dans le dosimètre (bien sûr, les *spectres* d'énergie sont différents). Or ce comportement s'explique aisément par le taux de perte d'énergie de l'électron dans la matière.

Les électrons d'une énergie de 2.0 MeV à 2.0 GeV ont une perte d'énergie entre 1,7 et 2,4 $MeV \frac{cm^2}{g}$ respectivement. Pour un dosimètre de 0.8 mm d'épaisseur et d'une densité de 2.663 $\frac{g}{cm^3}$, la perte d'énergie attendue se calcule comme suit:

$$1.7MeV \frac{cm^2}{g} \times 2.663 \frac{g}{cm^3} \times 0.08cm = 0.362MeV \quad (3.2)$$

$$2.4MeV \frac{cm^2}{g} \times 2.663 \frac{g}{cm^3} \times 0.08cm = 0.511MeV. \quad (3.3)$$

Ces valeurs correspondent tout à fait aux résultats des simulations.

Même si la perte d'énergie moyenne est sensiblement la même d'une énergie à l'autre, les distributions de perte d'énergie dans le dosimètre diffèrent substantiellement. Par conséquent, les courbes de luminescence sont facilement identifiables, ce qui fait du LiF un excellent cristal dosimétrique. Ceci se traduit dans l'expérience dans les courbes de luminescence, qui reflètent l'énergie absorbée par le cristal, ce qui dépend non pas de l'énergie de la source, mais de sa configuration cristalline.

Le fait que la concentration de dopant dans le cristal n'influence pas les résultats peut choquer à priori, étant donné que les courbes de luminescence sont extrêmement différentes suivant la concentration de dopant. Or GEANT[20] ne considère que les masses molaires et la densité du matériel. Cependant, mis à part

ces deux paramètres, une variation de la concentration de dopant change avant toute chose la structure du cristal, et ce de façon spectaculaire. L'abondance de dopant augmente le nombre d'interstices Cu^{2+} , qui eux stabilisent les électrons piégés. Plus précisément, les électrons vont orbiter autour des interstices, puisque ceux-ci sont chargés positivement.

Ainsi la radiation n'est pas "plus" ou "mieux" absorbée dans un cristal fortement dopé que dans un cristal faiblement dopé (en ce qui concerne les concentrations étudiées dans le présent travail). Cependant son effet ionisant se traduit en un nombre plus abondant d'électrons piégés dans le cas de cristaux fortement dopés. Par conséquent, ces derniers vont émettre un spectre de luminosité plus riche et plus intense que les cristaux faiblement dopés, qui eux retiennent moins bien les électrons dans leur piège.

Etant donné que la géométrie GEANT[20] ne contient aucun code concernant la configuration cristalline, les variations de concentration de dopant ne sont pas bien représentées. Cet effet est amplifié par le fait qu'il s'agit de sources β et γ , des m.i.p.s² (les β ont une énergie de 2 MeV) qui peuvent traverser plusieurs millimètres de matière sans être influencés.

3.3.3 Application des résultats

Non seulement les simulations fournissent des données comparables à l'expérience, mais aussi elles permettent d'améliorer les dispositifs expérimentaux.

- Les résultats concernant l'absorption de dose en fonction de la distance séparant la cible de la source donnent d'intéressantes informations quant à l'utilisation des dosimètres. En effet, lorsque celui-ci sera en usage, il est

²Les m.i.p.s sont des particules à ionisation minimale, l'abréviation correspond à leur appellation anglaise *minimum ionising particles*.

fort probable que le porteur soit à plus de 3 cm de la source à laquelle il est exposé. Ainsi la réponse du dosimètre sera linéaire, et donc plus facile à interpréter.

- Les simulations pour différentes épaisseurs de détecteur montrent qu'il serait avantageux de produire des dosimètres de petite taille, pour avoir une réponse linéaire. Or dans un tel cas, les avantages sont multiples: un dosimètre de petite taille est plus pratique pour son utilisateur, il requiert des instruments de mesure de taille modeste, et il coûte moins cher à produire.

Il faut cependant garder ces résultats dans leur contexte, et ne pas en tirer de conclusions abusives, qui pourraient mener à de graves erreurs de manipulation.

- Les simulations concernant la concentration de dopant dans le dosimètre tendent à montrer que celle-ci n'influence pas la réponse du dosimètre. Ceci pourrait porter à croire que peu importe la concentration, le dosimètre est viable, et qu'il serait avantageux de le doper le plus possible pour stabiliser les électrons dans leur piège et ainsi obtenir de belles courbes de luminescence. Or l'expérience a montré que les dosimètres dopés à 1g par mole produisent des spectres très complexes, voire impossibles à analyser, à cause des pics qui se chevauchent et de la cinétique étrange de quelques uns d'entre eux.
- D'après les simulations, un dosimètre d'une épaisseur de plus de 1 mm serait avantageux car il contiendrait tous les coups efficaces. Cependant, en laboratoire, le chauffage d'un dosimètre épais ne se fait pas de façon homogène, et il produirait un signal difficile à analyser.
- Dans le même ordre d'idée, il serait irréfléchi d'utiliser des sources très énergétiques en se basant sur les résultats des simulations, qui montrent

que peu importe l'énergie incidente, la moyenne de perte d'énergie dans le dosimètre est à peu près constante. En effet, les simulations ne sont valables que dans l'intervalle d'énergie étudié, il est possible que de nouveaux phénomènes physiques apparaissent pour de plus grandes énergies.

Conclusion

L'étude du cristal de LiF:Cu^{2+} a permis de tirer deux types de résultats: des résultats expérimentaux et des résultats de simulation Monte-Carlo. L'expérience a démontré que les cristaux dopés à 50 et 500 mg/mol donnent un signal thermoluminescent proportionnel au temps d'exposition et à la concentration de dopant. Ces deux caractéristiques font du LiF:Cu^{2+} un excellent matériel dosimétrique, en plus du fait que son numéro atomique, $Z_{eff} = 8.2$, soit équivalent à celui du tissu humain, $Z_{eff} = 7.4$. L'analyse par déconvolution des cristaux faiblement dopés donne des paramètres répondant à une cinétique d'ordre général, et dont les valeurs se raccordent aux valeurs généralement attendues par la communauté scientifique. Quant aux cristaux dopés à 1 g/mol, ils sont encore plus sensibles à la dose absorbée que les cristaux faiblement dopés, cependant il est difficile, voire impossible de déconvoluer leurs courbes de luminescence.

Les simulations Monte-Carlo ont porté sur l'absorption de dose selon la distance séparant le dosimètre de la source, l'énergie de la source, l'épaisseur et la surface du dosimètre, et la concentration de dopant. Elles ont permis de tester différentes géométries du cristal et différentes configurations du montage, et ainsi d'optimiser la mesure de la thermoluminescence en laboratoire. Il a été déterminé que de façon générale, les résultats des simulations confirment exactement les données expérimentales. De ces résultats peuvent être tirés des principes généraux de configuration expérimentale: pour obtenir un signal linéaire, le dosimètre doit être placé à plus de 3 cm de la source, et il doit avoir une épaisseur entre 25 nm et 1 mm. Ces conditions se prêtent tout à fait à la dosimétrie personnelle.

Ainsi, la linéarité de son signal et la facilité à déconvoluer ses courbes de

luminescence font du LiF:Cu^{2+} un matériel dosimétrique très avantageux par comparaison au TLD-100, dont la courbe de luminescence est extrêmement complexe. De plus, sa sensibilité étant moins grande que celle du TLD-100, il peut être utilisé à forte dose sans arriver à saturation. L'usage du LiF:Cu^{2+} est appelé à être plus répandu en dosimétrie personnelle, et à prendre de l'importance dans l'étude de la cinétique de la thermoluminescence.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce memoire devront être vérifiés par des méthodes connexes, comme le TSPC (courant de polarisation stimulé thermiquement) et le TSDC (courant de dépolarisation stimulé thermiquement), qui ont déjà été mesurés sur des TLD-100 [10]. Cette vérification est essentielle afin d'assurer la cinétique du LiF:Cu^{2+} . De plus, le programme de simulation présenté dans ce mémoire n'est que le point de départ d'un travail de simulation plus complet. Jusqu'à présent, la géométrie du montage et l'irradiation du cristal ont été intégrés au programme; il reste le transport de charge et la luminescence à simuler. Cependant, un tel travail de vérification et un programme de simulation d'une telle complexité demanderaient encore plusieurs mois de travail, voire des années, et beaucoup plus de moyens financiers. Ceci relève d'un doctorat, tandis qu'une maîtrise se limite à un sujet plus limité, comme dans le cas de ce mémoire.

Annexe A

Fonction d'ajustement des données expérimentales

Fichier d'itération MINUIT[16]

trace

v/del *

for/file 99 a3.ps

metafile 99 -111

opt ndat

opt nbox

opt grid

opt nfit

opt utit

zone 1 2

v/cre beta(1) r

v/cre scal(1) r

v/cre tbia(1) r


```
v/cre sign(350) r
v/cre temp(350) r
null 250 670 -450 180000
v/read beta,scal,tbia a3-var.dat
*valeurs typiques - beta=3.271 ou 1.431 * - scal=3.058e+5(e+7) * - tbia=0.
v/read sign a3.dat
v/read temp temp.dat
* vbias time -tbia t
* vscale t beta temc
* vbias temc 273.15 temc
* vscale vtem 238.82433 vtmc
vscale temp 261.7252931 vtmc
vbias vtmc 273.15 temp
vbias sign .0025 sign
vscale sign scal sign
igset mtype 28
igset mscf .4
* title '50 mg Glow Curve Deconvolution' U
graph 350 temp sign s*
```

```

vscale sign .15 er

vbias er 10000 err

v/cr par(19) r

v/input par(1:4) 139.77 9.59 1.2888 1.5024

v/input par(5:8) 3.9661 17.523 1.2318 1.0001

v/input par(9:12) 3.4281 12.845 1.2567 1.4873

v/input par(13:16) 5.6487 12.691 1.5328 1.7999

v/input par(17:19) 5.3011 .48108 2.6401

v/cr step(19) r 19*0 * 12*0 3*1.e-4 4*0 *7*1.e-4 1*0 7*1.e-4 1*0 3*1.e-4
*6*1.e-4 2*0 6*1.e-4 2*0 1.e-4 3*1.e-4

* v/input step(1:4) 4*1.e-3

* v/input step(5:8) 3*1.e-3 0

* v/input step(9:12) 4*0

* v/input step(13:16) 4*0

v/cr pmin(19) r

v/input pmin(1:4) 4*0

v/input pmin(5:8) 4*0

v/input pmin(9:12) 4*0

v/input pmin(13:16) 4*0

v/input pmin(17:19) 3*0

```

```

v/cr pmax(19) r

v/input pmax(1:4) 0 140.0 2*0

v/input pmax(5:8) 0 40.0 2*0

v/input pmax(9:12) 0 65.0 2*0

v/input pmax(13:16) 0 80.0 2*0

v/input pmax(17:19) 1.e4 2*0

v/fit temp sign err a3.for sbv 19 par step pmin pmax

v/fit temp sign err a3a.for sbv 19 par step pmin pmax

v/fit temp sign err a3b.for sbv 19 par step pmin pmax

v/fit temp sign err a3c.for sbv 19 par step pmin pmax

v/fit temp sign err a3d.for sbv 19 par step pmin pmax

* v/plot sign

* v/fit temp sign err f4.for sbv 16 par step pmin pmax

* v/plot temc

close 99

```

Fonction de paramétrisation FORTRAN[22]

```

FUNCTION a3(T)

COMMON/PAWPAR/PAR(19)

```

EXTERNAL s,bias

P1=par(1)*1.e11

P2=par(2)*1.e4

P3=par(3)*1.

P4=par(4)*1.

P5=par(5)*1.e15

P6=par(6)*1.e4

P7=par(7)*1.

P8=par(8)*1.

P9=par(9)*1.e14

P10=par(10)*1.e5

P11=par(11)*1

P12=par(12)*1

P13=par(13)*1.e12

P14=par(14)*1.e4

P15=par(15)*1.

P16=par(16)*1.

P17=par(17)*1.e3

P18=par(18)*1.e-2

```

P19=par(19)*1.e-2

a3= s(T,P1,P2,P3,P4)+s(T,P5,P6,P7,P8)+
+ s(T,P9,P10,P11,P12)+s(T,P13,P14,P15,P16)
+ +bias(T,P17,P18,P19)
* a3 = s(T,P1,P2,P3,P4)+s(T,P5,P6,P7,P8)+
* + s(T,P9,P10,P11,P12)+s(T,P13,P14,P15,P16)
* + +bias(T,P17,P18,P19) RETURN * write (*,*) a3, t END

FUNCTION s(T,Pi,Pj,Pk,Pl)
parameter (b=8.6170651e-5)
VECTOR beta(1)
zem=Pk/(b*T)
zez=Pk/(b*273.15)
am=(zem*.995924+1.430913)/(zem**2+zem*3.330657+1.681534)
bz=(zez*.995924+1.430913)/(zez**2+zez*3.330657+1.681534)
rInt1=am*T*exp(-zem)-bz*273.16*exp(-zez)
aldo=Pi*Pj**Pl
ennio=exp(-zem)
david=(Pl-1)/(3.271*Pj)
bice=(Pl/(Pl-1))

```

```
num=aldo*ennio

den=(1+aldo*david*rint1)**bice

s=0

IF (T.lt.700.) THEN

s=num/den

ENDIF

* write (*,*) num, den, s, t

RETURN

END

FUNCTION bias(T,P1,Pm,Pn)

bias=P1+Pm*exp(Pn*T)

* write (*,*) bias, t

return

end
```

Annexe B

Paramètres de déconvolution et courbes de luminescence

Les points formant la courbe de linéarité (figures 8 et 10 des sections 2.3.1 et 2.3.2) de l'intensité de la luminescence en fonction de la dose absorbée ont été obtenus à partir de l'aire sous les courbes de luminescence. Effectivement, l'aire sous la courbe est équivalente à intégrer le signal thermoluminescent.

Les paramètres de déconvolution sont donnés pour des déconvolutions de premier ordre cinétique et d'ordre général.

Les courbes de luminescence montrées dans cet annexe correspondent à des irradiations faibles, moyennes et fortes à partir de sources β et γ , pour des dosimètres A, B et C. Les pointillés sont les points expérimentaux, et les traits pleins sont les courbes ajustées par déconvolution aux points expérimentaux. Pour chacune des mesures, la déconvolution a été faite selon le premier ordre cinétique et selon l'ordre général.

| Dosimètre A | |
|---|-------------------------------|
| Dose (Gy) | Intensité (u. arbitraires) |
| Source γ ^{137}Cs | |
| .00320 | 57.450 |
| .02800 | 425.84 |
| 2.0600 | 8312 |
| 6.9600 | 6.3548e+04 |
| 10.010 | 8.7319e+04 |
| 49.820 | 4.1065e+05 |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | |
| .13139 | 652.4 |
| .26293 | 2123 |
| .28912 | 1840 |
| .55205 | 2840 |
| 1.0516 | 6501 |
| 55.946 | 3.7850e+05 |
| 222.40 | 1.9665e+06 |
| 364.35 | 2.9540e+06 |
| 558.36 | 5.0460e+06 |
| 6630.9 | 5.7700e+07 |

Tableau I. Points expérimentaux de la droite de linéarité de l'intensité de la luminescence en fonction de la dose absorbée pour les dosimètres A.

| Dosimètre B | |
|---|-------------------------------|
| Dose (Gy) | Intensité (u. arbitraires) |
| Source γ ^{137}Cs | |
| 0.03900 | 1080.0 |
| 0.05900 | 1610.0 |
| 2.06000 | 16960 |
| 6.96000 | 53430 |
| 10.0100 | 61180 |
| 49.8200 | 2.9336e+05 |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | |
| 0.14457 | 2100.0 |
| 0.18117 | 2900.0 |
| 0.20530 | 3740.0 |
| 0.24000 | 4980.0 |
| 0.30800 | 5320.0 |
| 0.33260 | 5600.0 |
| 2191.70 | 9.6837e+06 |
| 3443.10 | 1.4480e+07 |
| 4205.80 | 2.4091e+07 |

Tableau II. Points expérimentaux de la droite de linéarité de l'intensité de la luminescence en fonction de la dose absorbée pour les dosimètres B.

Paramètres de déconvolution

Dosimètres A

| Dose | 1er pic | | 2e pic | | 3e pic | |
|---|---------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | I max | E (eV) | I max | E (ev) | I max | E (eV) |
| Sources γ ^{137}Cs | | | | | | |
| 8.85 <i>mGy</i> | 0.264 | 1.77 | 0.534 | 2.13 | 0.707 | 1.75 |
| 1.38 <i>Gy</i> | 14.67 | 1.79 | 6.77 | 1.96 | 1.31 | 0.762 |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | | | | | | |
| 9.09 <i>mGy</i> | 0.604 | 2.06 | 0.702 | 1.59 | 0.121 | 0.880 |
| 1.09 <i>Gy</i> | 3.34 | 1.24 | 8.68 | 1.59 | 0.424 | 0.846 |
| 65.4 <i>Gy</i> | 840.4 | 1.67 | 160.39 | 1.47 | 40.973 | 0.594 |

Tableau III. Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 50 mg/mol avec une cinétique de premier ordre.

| Dose | 1er pic | | | 2e pic | | | 3e pic | | |
|---|----------------------|-------|------|-----------------------|--------|------|----------------------|--------|------|
| | s' | E(eV) | b | s' | E (eV) | b | s' | E (eV) | b |
| Sources γ ^{137}Cs | | | | | | | | | |
| 8.85 <i>mGy</i> b) | $3.42 \cdot 10^{26}$ | 2.12 | 1.12 | $9.74 \cdot 10^{16}$ | 1.49 | 1.57 | $5.78 \cdot 10^{15}$ | 1.56 | 1.42 |
| 1.38 <i>Gy</i> b) | $1.55 \cdot 10^{15}$ | 1.18 | 1.64 | $4.44 \cdot 10^{15}$ | 1.62 | 1.25 | $1.54 \cdot 10^{12}$ | 1.93 | 2.97 |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | | | | | | | | | |
| 9.09 <i>mGy</i> b) | $2.70 \cdot 10^{16}$ | 1.63 | 1.58 | $0.473 \cdot 10^{18}$ | 1.62 | 1.18 | $7.97 \cdot 10^{13}$ | 1.66 | 2.04 |
| 1.09 <i>mGy</i> b) | $1.29 \cdot 10^{20}$ | 1.59 | 1.10 | $4.68 \cdot 10^{18}$ | 1.60 | 1.07 | | | |
| 65.4 <i>Gy</i> b) | $2.76 \cdot 10^{17}$ | 1.49 | 1.26 | $9.84 \cdot 10^{15}$ | 1.67 | 1.67 | $9.84 \cdot 10^{14}$ | 1.67 | 1.57 |

Tableau IV. Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 50 mg/mol avec une cinétique d'ordre général.

Dosimètres B

| Dose | 1er pic | | 2e pic | | 3e pic | |
|---|---------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | I max | E (eV) | I max | E (ev) | I max | E (eV) |
| Sources γ ^{137}Cs | | | | | | |
| 8.85 <i>mGy</i> | 0.0013 | 2.41 | 0.0025 | 2.08 | | |
| 1.38 <i>Gy</i> | 20.9 | 2.08 | 1.21 | 0.890 | 0.411 | 1.22 |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | | | | | | |
| 9.09 <i>mGy</i> | 2.19 | 1.67 | 0.896 | 0.933 | 1.55 | 1.06 |
| 1.09 <i>Gy</i> | 20.196 | 1.85 | 11.53 | 1.83 | 0.627 | 0. |
| 65.4 <i>Gy</i> | 1.00 | 127.1 | 1.47 | 1.55 | 9.24 | 1.47 |

Tableau V. Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 500 mg/mol avec une cinétique de premier ordre.

| Dose | 1er pic | | | 2e pic | | | 3e pic | | |
|---|-----------------------|-------|------|----------------------|--------|------|----------------------|--------|------|
| | s' | E(eV) | b | s' | E (eV) | b | s' | E (eV) | b |
| Sources γ ^{137}Cs | | | | | | | | | |
| 8.85 <i>mGy</i> | $3.42 \cdot 10^{26}$ | 2.12 | 1.12 | $9.74 \cdot 10^{16}$ | 1.49 | 1.57 | $5.78 \cdot 10^{15}$ | 1.56 | 1.42 |
| 1.38 <i>Gy</i> | $6.23 \cdot 10^{17}$ | 2.02 | 1.12 | $1.57 \cdot 10^{17}$ | 1.61 | 1.57 | $5.58 \cdot 10^{17}$ | 1.58 | 1.42 |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | | | | | | | | | |
| 9.09 <i>mGy</i> | $7.12 \cdot 10^{16}$ | 1.57 | 1.28 | $2.27 \cdot 10^{18}$ | 1.80 | 2.00 | $1.04 \cdot 10^{14}$ | 1.59 | 1.64 |
| 1.09 <i>mGy</i> | $1.29 \cdot 10^{20}$ | 1.59 | 1.10 | $4.68 \cdot 10^{18}$ | 1.60 | 1.07 | | | |
| 65.4 <i>Gy</i> | $11.48 \cdot 10^{18}$ | 1.54 | 1.01 | $1.55 \cdot 10^{16}$ | 1.60 | 1.47 | $1.10 \cdot 10^{15}$ | 1.54 | 1.32 |

Tableau VI. Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 500 mg/mol avec une cinétique d'ordre général.

Dosimètres C

| Dose | 1er pic | | 2e pic | | 3e pic | |
|---|---------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | I max | E (eV) | I max | E (ev) | I max | E (eV) |
| Sources γ ^{137}Cs | | | | | | |
| 8.85 mGy | 0.572 | 1.70 | 0.168 | 1.34 | 0.0942 | 0.70 |
| 1.38 Gy | 0.710 | 1.20 | 0.856 | 1.32 | 0.311 | 1.66 |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | | | | | | |
| 9.09 mGy | 4.53 | 4.99 | 20.10 | 2.36 | 20.48 | 1.71 |
| 8.85 mGy | 15.08 | 1.19 | 3.38 | 1.60 | 2.66 | 1.27 |
| 65.4 Gy | 2494.3 | 2.69 | 1500.6 | 1.10 | 363.65 | 0.899 |

Tableau VII. Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 1 g/mol avec une cinétique de premier ordre.

| Dose | 1er pic | | | 2e pic | | | 3e pic | | |
|---|----------------------|-------|------|----------------------|--------|------|----------------------|--------|------|
| | s' | E(eV) | b | s' | E (eV) | b | s' | E (eV) | b |
| Sources γ ^{137}Cs | | | | | | | | | |
| 8.85 mGy | $1.10 \cdot 10^{16}$ | 1.30 | 1.01 | $3.10 \cdot 10^{22}$ | 1.90 | 1.20 | $7.00 \cdot 10^{18}$ | 1.76 | 1.29 |
| 1.38 Gy | $1.06 \cdot 10^{16}$ | 1.38 | 1.20 | $2.14 \cdot 10^{16}$ | 1.38 | 1.11 | $2.05 \cdot 10^{17}$ | 1.52 | 1. |
| Source β ^{90}Sr-^{90}Y | | | | | | | | | |
| 9.09 mGy | $4.96 \cdot 10^{22}$ | 1.85 | 1.07 | $9.89 \cdot 10^{18}$ | 1.61 | 1.07 | $2.18 \cdot 10^{17}$ | 1.55 | 1.08 |
| 8.85 mGy | $1.08 \cdot 10^{16}$ | 1.38 | 1.20 | $3.93 \cdot 10^{16}$ | 1.42 | 1.11 | $2.37 \cdot 10^{16}$ | 1.45 | 1.12 |
| 65.4 Gy | $1.87 \cdot 10^{16}$ | 1.39 | 1.11 | $2.39 \cdot 10^{17}$ | 1.54 | 1.09 | $1.99 \cdot 10^{12}$ | 1.22 | 1.09 |

Tableau VIII. Paramètres de déconvolution pour des dosimètres dopés à 1 g/mol avec une cinétique d'ordre général.

Courbes de luminescence

Dosimètres A

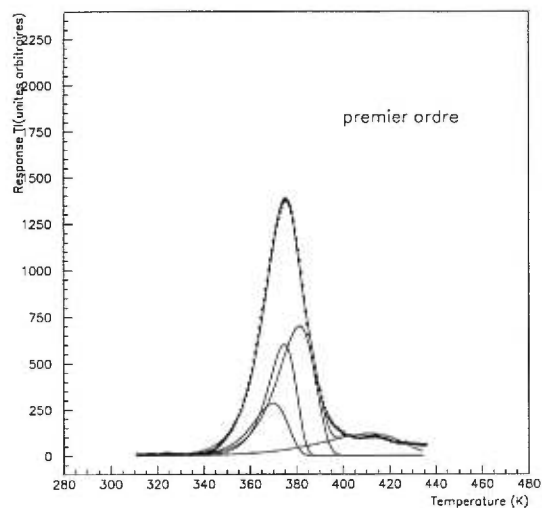


Figure 23. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation β 9.09 mGy, dosimètre A.

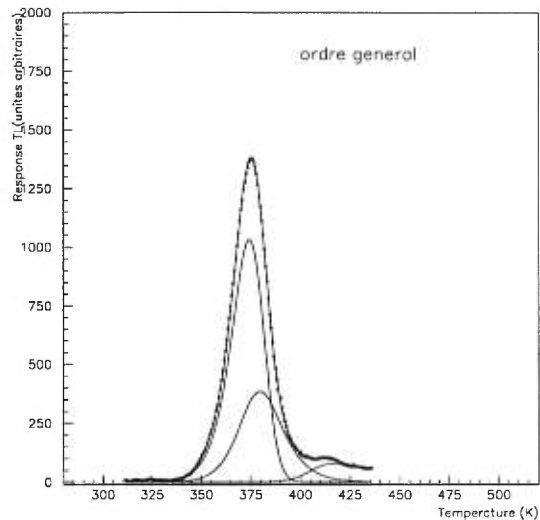


Figure 24. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation β 9.09 mGy, dosimètre A.

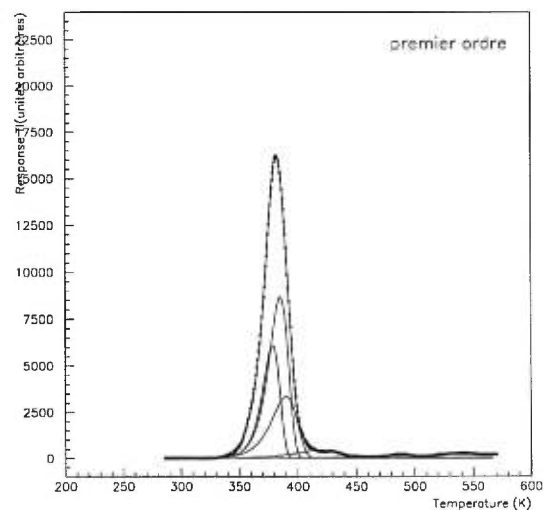


Figure 25. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation β 1.08 Gy, dosimètre A.

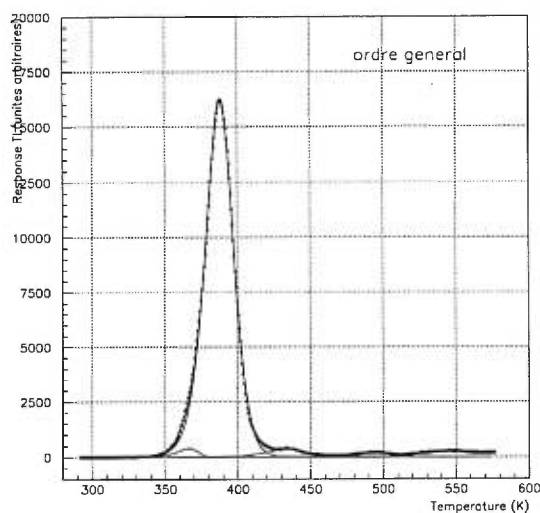


Figure 26. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation β 1.08 Gy, dosimètre A.

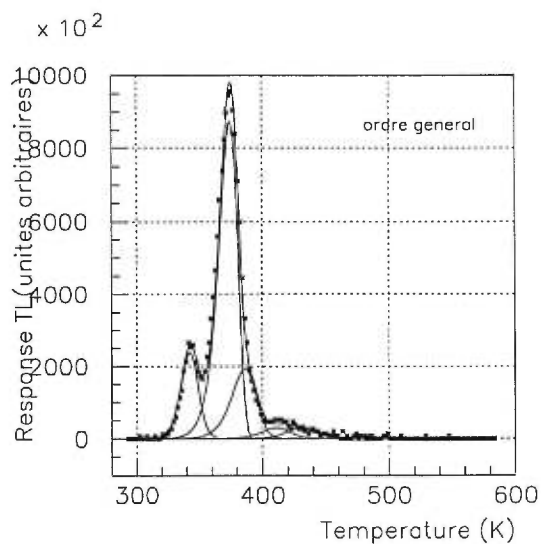


Figure 28. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation β 65.3 Gy, dosimètre A.

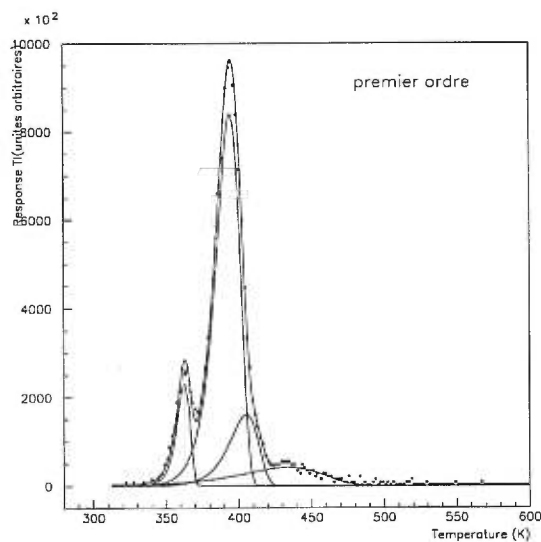


Figure 27. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation β 65.3 Gy, dosimètre A.

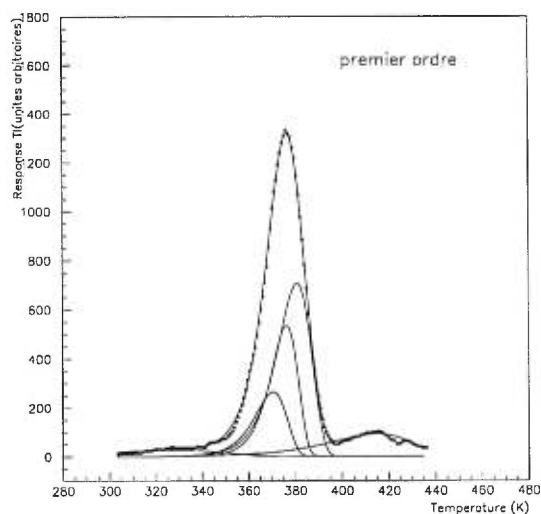


Figure 29. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation γ 8.85 mGy, dosimètre A.

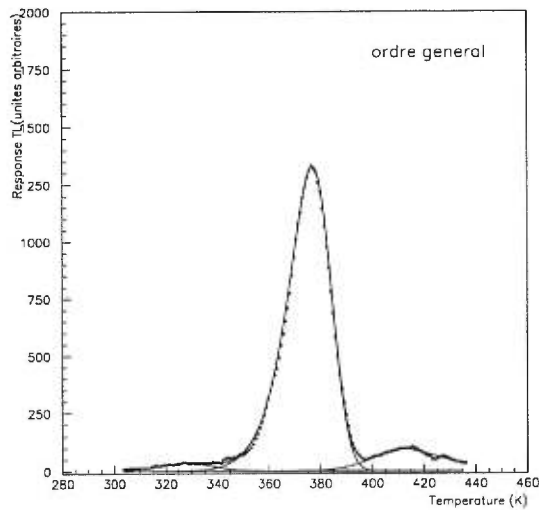


Figure 30. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 8.85 mGy, dosimètre A.

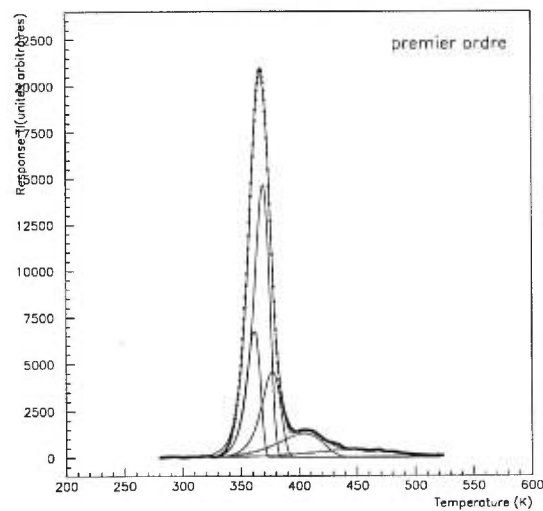


Figure 31. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, premier ordre cinétique. Irradiation γ 1.38 Gy, dosimètre A.

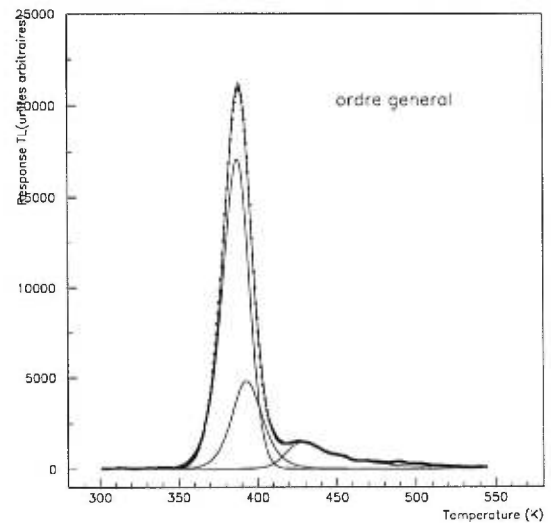


Figure 32. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température, cinétique d'ordre général. Irradiation γ 1.38 Gy, dosimètre A.

Dosimètres B

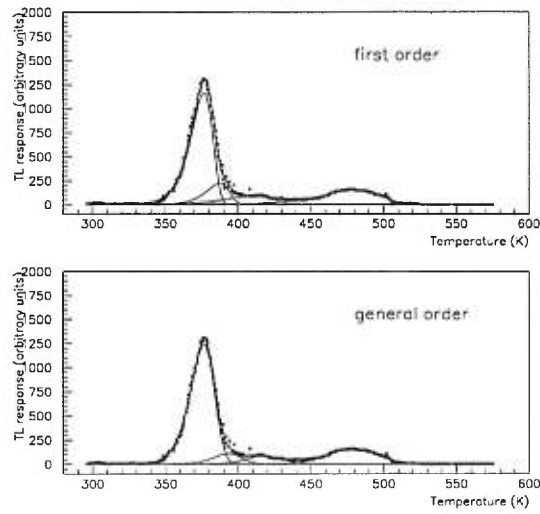


Figure 33. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 9.09 mGy, dosimètre B.

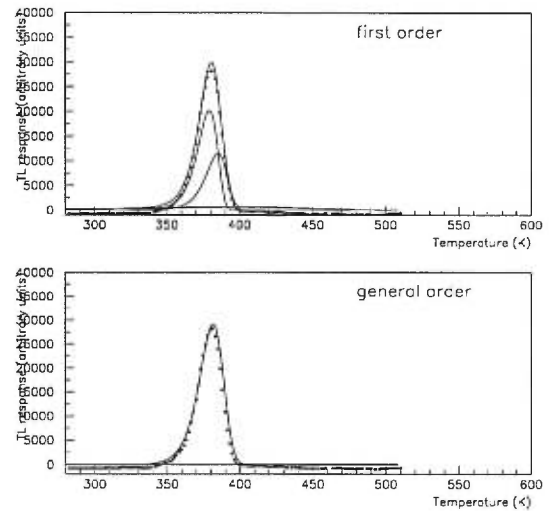


Figure 34. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 1.09 Gy, dosimètre B.

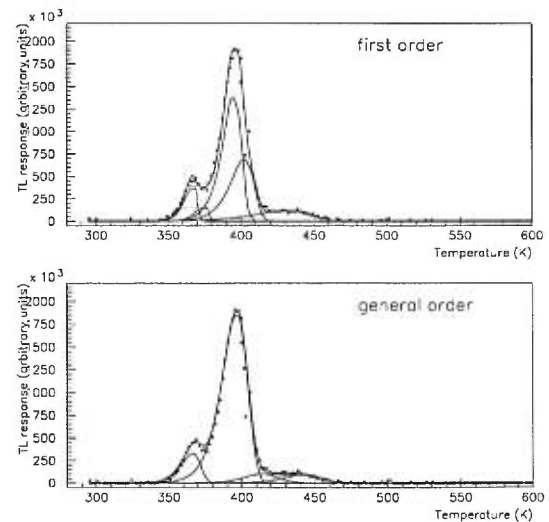


Figure 35. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 65.4 Gy, dosimètre B.

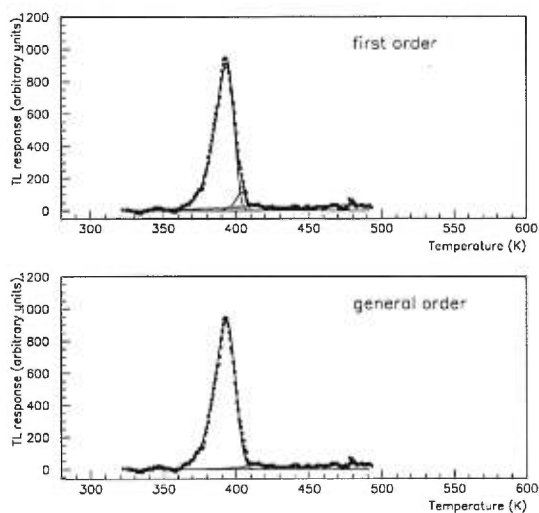


Figure 36. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 8.85 mGy, dosimètre B.

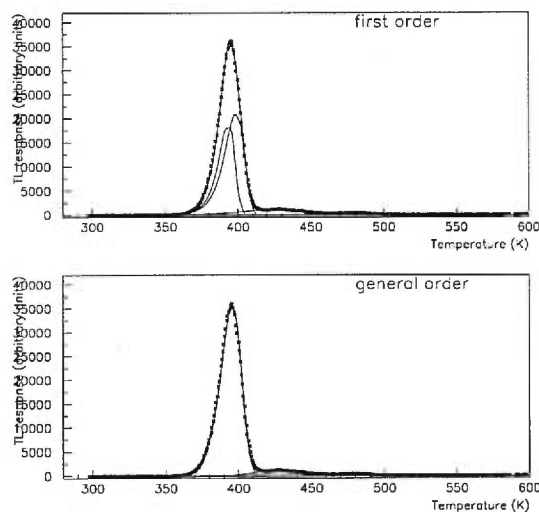


Figure 37. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 1.38 Gy, dosimètre B.

Dosimètres C

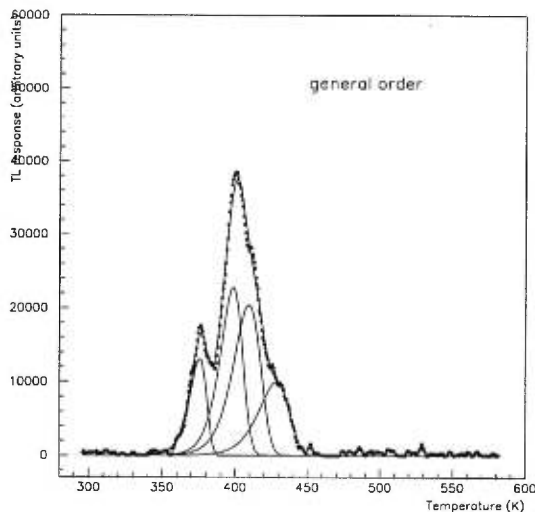


Figure 38. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 9.09 mGy, dosimètre C.

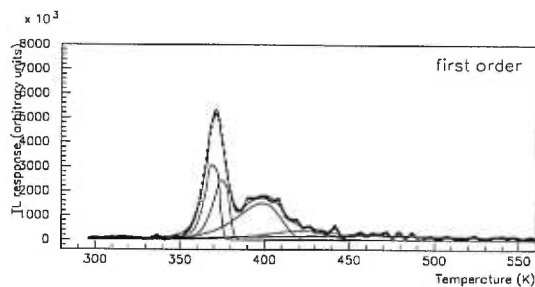


Figure 39. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation β 65.4 Gy, dosimètre C.

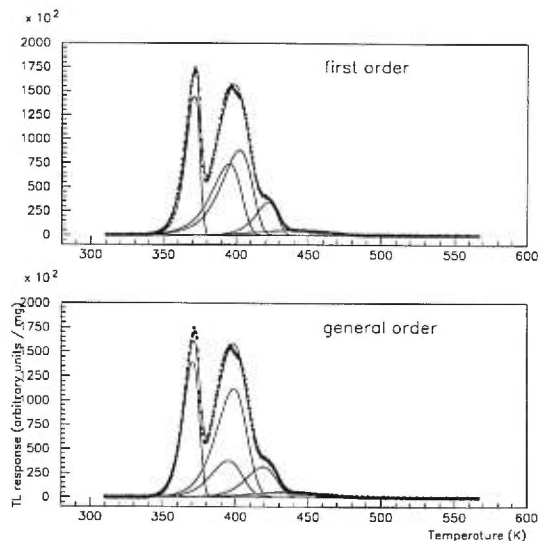


Figure 40. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 138 μ Gy, dosimètre C.

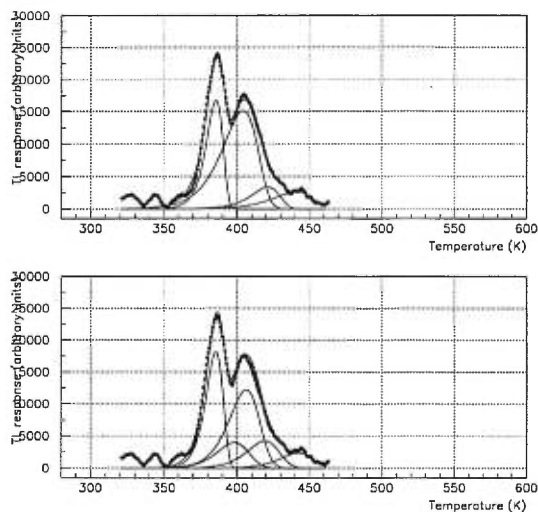


Figure 41. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 8.85 mGy, dosimètre C.

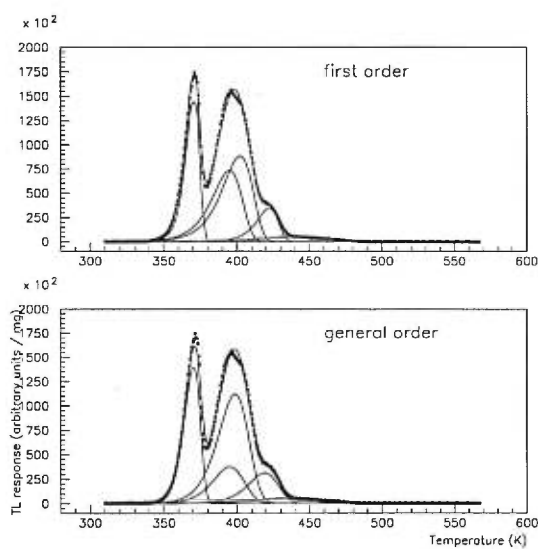


Figure 42. Intensité de la luminescence (unités arbitraires) en fonction de la température. Irradiation γ 1.38 Gy, dosimètre C.

Annexe C

Fichier de soumission et code source

Les principaux éléments du fichier de soumission sont indiqués ci-dessous. Les lignes commençant par des “#” sont des commentaires pour aider à la compréhension du lecteur, elles ne sont donc pas lues par le compilateur.

- **les répertoires de travail**

```
#symboles universels
PROG=tl: nom du code source
MAREP=/disk/hpb15/lps.group/matsom/dimarcom/geant/tl
TRAVREP=/user/dimarcom/geant/tl
PROGexe=$PROG.exe: le nom de l'exécutable sera "tl.exe"
```

- **les bibliothèques où puiser les codes**

```
#liens pour les fichiers .car du CERN
ln -s /cern/96a/src/car/geant321.car geant.car
ln -s /cern/96a/src/car/jetset74.car jetset.car
# Link
#
#ln -s $CLIB/libgeant321.a libgeant321.a
#ln -s $CLIB/libpawlib.a libpawlib.a
#ln -s $CLIB/libgrafX11.a libgrafX11.a
#ln -s $CLIB/libjetset74.a libjetset74.a
#ln -s $CLIB/libpacklib.a libpacklib.a
#ln -s $CLIB/libmathlib.a libmathlib.a
```

```
#ln -s $CLIB/libkernlib.a libkernlib.a
CERNlibs="-lgeant321 -lpawlib -lgrafX11 -ljetset74 -lpacklib -lmathlib -
lkernlib
SYSlibs="-lcl -lc -lm"
ln -s /lib/X11R5/libX11.a X11
#LIBRAIRIES='USAGERlibs CERNlibs SYSlibs X11'
```

- **les flags**

```
+EXE.
+USE,HPUX.
+USE,P=GCDES.
+USE,TYPE.
+USE,P=ANTIPRO.
c+USE,INTER.
+PAM,11,R=GCDES, T=ATTACH,T=CARDS. geant.car
+PAM,13, T=ATTACH,T=CARDS. tl.car
+QUIT.
```

Les flags déterminent entre autres choses si la simulation se fait sur le poste de travail, de façon interactive, ou sur les machines batch.

- **les paramètres de compilation**

```
f77 -c -O -K +ppu +T -V $PROG.f
if [ "$?" != "0" ]: test
then
echo "Problems in first f77, exiting"
exit 1
else
echo "first f77 OK"
fi
fort77 -u -o $PROGexe $PROG.o -L/cern/pro/lib -lgeant321 $CERNlibs
$SYSlibs -L/lib/X11R5 -lX11
```

TRIG 1000000 : nombre d'événements lancés
 DEBU 40 50 : informations détaillées du 40e au 50e événement
 KINE 3 .00227 0. 0. : type et énergie des particules émises par la source
 ANNI 1 COMP 1 DRAY 1 LOSS 1 MULS 1 PAIR 1 PHOT 1 RAYL 1 :
 phénomènes physiques traités
 VERTEX 0. 10. 0. : position de la source
 PARM 10. 10. 10. : dimensions de l'univers spacial de GEANT[20]
 PARPL .2 .2 .04 .2 : dimensions du dosimètre
 DENSPL 2.663 : densité du dosimètre
 Wmat 100 100 1 : proportion des atomes dans le LiF

Ce qui suit constitue le code source du programme de simulation. Le programme est subdivisé en sous-routines, mises en évidence par un trait pointillé. Les différentes fonctions sont définies dans le manuel GEANT[20].

```
+TITLE.
C Programme de simulation GEANT, dosimetre LiF:Cu++
+PATCH,ANTIPRO.
+KEEP,TYPING.
IMPLICIT NONE
+KEEP,SIMVAR.
real vertex,parm,plaz,dEplas,top,parpl,Wmat,DENSPL
common /simvar/dEplas,vertex(3),parm(3),DENSPL
common /simvar/plaz,top,parpl(4),Wmat(3)
save /simvar/
c
c----- PROGRAMME PRINCIPAL (version BATCH) -----
+DECK,GUMAIN,IF=-INTER.
PROGRAM GUMAIN
```

```

+SEQ,TYPING.
INTEGER NG,NH,H,Q
PARAMETER (NG=400000,NH=100000)
COMMON/PAWC/H(NH)
COMMON/GCBANK/Q(NG)
c controle d'erreur sur HP
ON REAL UNDERFLOW IGNORE
ON REAL OVERFLOW IGNORE
c initialisation de la memoire ZEBRA pour GEANT et HBOOK
CALL GZEBRA(NG)
CALL HLIMIT(-NH)
c iniaialisation geant
CALL UGINIT
c simulation des evenements (boucle)
CALL GRUN
c phase terminale
CALL UGLAST
STOP
END
c
c————— PROGRAMME PRINCIPAL (version INTERACTIVE) —————
—

+DECK,GUMAIN,IF=INTER.
PROGRAM GXINT
c
c GEANT main program. To link with the MOTIF user interface
c the routine GPAWPP(NWGEAN,NWPAW) should be called, whereas
c the routine GPAW(NWGEAN,NWPAW) gives access to the basic
c graphics version.

```



```

c
PARAMETER (NWGEAN=3000000,NWPAW=1000000)
COMMON/GCBANK/GEANT(NWGEAN)
COMMON/PAWC/PAW(NWPAW)
ON REAL UNDERFLOW IGNORE

```

```

c
c version standard
CALL GPAW(NWGEAN,NWPAW)
END
SUBROUTINE QNEXT
END
SUBROUTINE CZOPEN
END
SUBROUTINE CZTCP
END
SUBROUTINE CZCLOS
END
SUBROUTINE CZPUTA
END

```

```

c
c----- H I S T O S -----
+DECK,HBOKIN.
SUBROUTINE HISTOS
+SEQ,TYPING.
c definitions des histogrammes et N-tuples
CALL HBOOK1(40,'dE dosimetre (GeV)',1000,0.,.001,0.)
RETURN
END

```

```

c----- U G I N I T -----

```

```
+DECK,UGINIT.
SUBROUTINE UGINIT
+SEQ,TYPING.
+SEQ,GCKINE.
+SEQ,SIMVAR.
INTEGER ISTAT
c
c ouverture du fichier d'histogramme
c call system("mv histo histo.bak")
CALL HROPEN(99,'HBOOK','histo','N',1024,ISTAT)
c
c declarations des histogrammes
CALL HISTOS
c
c initialisation de GEANT
CALL GINIT
c
IKINE=109
PKINE(1)=10.
PKINE(2)=0.
PKINE(3)=0.

c definition de cartes FFREAD de l'utilisateur (donner les valeurs de defaut)
VERTEX(1) = 0.
VERTEX(2) = 0.
VERTEX(3) = -200.
CALL FFKEY('VERTEX',vertex,3,'REAL')

PARM(1) = 100.
```

```
PARM(2) = 100.  
PARM(3) = 100.  
CALL FFKEY('PARM',parm,3,'REAL')
```

```
PARPL(1) = 10.  
PARPL(2) = 10.  
PARPL(3) = 10.  
PARPL(4) = 10.  
CALL FFKEY('PARPL',parpl,4,'REAL')
```

```
plaz = 1.  
CALL FFKEY('PLAZ',plaz,1,'REAL')
```

```
DENSPL = 1.  
CALL FFKEY('DENSPL',DENSPL,1,'REAL')
```

```
Wmat(1) = 100.  
Wmat(2) = 100.  
Wmat(3) = 100.  
CALL FFKEY('WMAT',Wmat,3,'I')
```

```
c
```

```
c lecture des cartes FFREAD
```

```
CALL GFFGO
```

```
c
```

```
c initialisation de la structure de donnee de GEANT
```

```
CALL GZINIT
```

```
c
```

```
+SELF, IF=INTER.
```

c initialisation du mode graphique (version INTERACTIF seulement)

CALL GDINIT

+SELF.

c

c initialisation des proprietes des particules et des materiaux de default

CALL GPART

CALL GMATE

c

c description de la geometrie du detecteur ainsi que des materiaux

CALL UGEOM

CALL GGCLOS

c

c initialisation des pertes d'energie et de la table de sections efficaces

CALL GPHYSI

c

c verification du contenu des banques de donnees

CALL GPMATE(0)

CALL GPTMED(0)

CALL GPVOLU(0)

CALL GPSETS('*', '*')

END

c

c----- U G E O M -----

+DECK,UGEOM.

SUBROUTINE UGEOM

IMPLICIT NONE

+SEQ,GCLINK.

+SEQ,GCSETS.

+SEQ,GCONST.

```

+SEQ,GCKINE.
+SEQ,GCTRAK.
+SEQ,SIMVAR.
CHARACTER*4 CHSHAP,VOLU1,DOSI
CHARACTER*4 CHNAMH(4),HNMSV
REAL FIELDM,TMAXFD,STEMAX,DEEMAX,EPSIL,STMIN
REAL ORIG,FACT,APL,ZPL,WPL,Wmat
REAL conc,Ali,Afl,Acu,Amol,Wli,Wfl,Wcu
INTEGER IVOLU,IPL,NWHI,NWDI,NH,NHH
INTEGER NLPL,NLmat,JROT,J,IPLMED,IBMED
INTEGER HITSV,NBITSH,ISVOL,IFIELD

```

C – plastique

```
PARAMETER (NLPL=3,NLmat=-3,IPL=24)
```

C

```
DIMENSION NBITSH(4),ORIG(4),FACT(4),Wmat(NLPL)
```

```
DIMENSION APL(NLPL),ZPL(NLPL),WPL(NLPL)
```

C

```
COMMON/VOLUME/VOLU1,DOSI,IPLMED,IBMED
```

C

```
DATA J,JROT/0,0/
```

C – Defines geometry, parametres en cm

C— volume mere et plastique donnees dans les cartes ffr

C

C— Defines material, tracking media

C— Defines the compound material: plastic

```
PARAMETER (conc=0.05, Ali=6.941)
```

PARAMETER (Afl=18.998, Acu=63.546)

DATA APL/Ali, Afl, Acu/

DATA APL/6.941,18.998,63.546/

DATA ZPL/3.0,9.0,29.0/

$$Amol = (Ali + Afl + conc)$$

$$Wli = Ali/Amol$$

$$Wfl = Afl/Amol$$

$$Wcu = conc/Amol$$

c print*, 'poids prop du Li= ', Wli

c print*, 'poids prop du Fl= ', Wfl

c print*, 'poids prop du Cu= ', Wcu

print*, 'densite = ', DENSPL

DATA WPL/Wli,Wfl,Wcu/

DATA WPL/.267,.731,.00192/

CALL GSMIXT(IPL,'plas',APL,ZPL,DENSPL,NLmat,Wmat)

print*, 'masse molec du LiF:Cu = ', Wmat

C

C— Associate tracking param. to the material.

C

IBMED=1

IPLMED=5

ISVOL=1

IFIELD=0

FIELDM=0.

TMAXFD=0.

STEMAX=0.1

DEEMAX=0.01

EPSIL=0.0005

STMIN=0.004

C— Contenant

CALL GSTMED(IBMED,'vacuum',16,0,IFIELD,FIELDM,
+ TMAXFD,STEMAX,DEEMAX,EPSIL,STMIN,0,0)

C— Phoswich

CALL GSTMED(IPLMED,'PLAS',IPL,ISVOL,IFIELD,FIELDM,
+ TMAXFD,STEMAX,DEEMAX,EPSIL,STMIN,0,0)

C

C— Define volume

C

CHSHAP ='BOX '

VOLU1 ='MERE'

DOSI ='PLAS'

volume mere:

CALL GSVOLU(VOLU1,CHSHAP,IBMED,PARM,3,IVOLU)

phoswich

CALL GSVOLU(DOSI,'TRD1',IPLMED,PARPL,4,IVOLU)

C— Position des volumes dans le mother:

CALL GSPOS(DOSI,1,VOLU1,0.,plaz,0.,0,'ONLY')

c— Defines sensitive detectors

```
DATA HNMSV/'PLAS': faux! il faut l'arbre du det/
NWHI = 500
NWDI = 500
CALL GSDET('plas','PLAS',NH,HNMSV,HITSV,2,NWHI,NWDI,ISET,IDET)
CALL GSDETV(DOSI,'PLAS',1,NWHI,NWDI,ISET,IDET)
```

c— Defines hit parameters

```
NHH = 4
DATA CHNAMH/'X ', 'Y ', 'Z ', 'dE '/
DATA NBITSH/16,16,16,16/
DATA ORIG/1000.,1000.,1000.,0./
DATA FACT/10.,10.,10.,1.E+07/

CALL GSDETH(DOSI,'PLAS',NHH,CHNAMH,NBITSH,ORIG,FACT)
CALL GFDETH(DOSI,'PLAS',NHH,CHNAMH,NBITSH,ORIG,FACT)
```

C— Close geometry banks.

```
CALL GGCLOS
```

```
END
```

c

```
CMZ: 3.21/02 29/03/94 15.41.36 by S.Giani
```

```
SUBROUTINE VIEWYZ (IVIEW)
```

```
C.
```

```
C. *****
```

```
C. * *
```



```

C. * Draw full set up in 'view bank' mode. *
C. * *
C. *****
C.
+SEQ,SIMVAR.

CALL GSATT('PLAS','FILL',3)
CALL GDRAW('MERE',40.,40.,0.,10,10,5.,5.)
C
C Create bank for view YZ.
C
CALL GDOPEN(IVIEW)
C
C SX=0.9*10./ZECAL
C SY= SX
C CALL GDRAWC ('ECAL', 1, 0., 10.,10.,SX,SY)
C
CALL GDCLOS
C
END

```

c————— G U K I N E —————

+DECK,GUKINE

CMZ: 3.21/02 29/03/94 15.41.35 by S.Giani

- Author:

SUBROUTINE GUKINE

*

Generates Kinematics for primary tracks *

*

+SEQ,GCFLAG

+SEQ,GCKINE

+SEQ,GCONSP

+SEQ,GCSCAN

+SEQ,SIMVAR

DIMENSION PLAB(3),RNDM(2)

```
      IF(IKINE.GT.100)THEN
      IK=IKINE-100
      THETA=PKINE(2)*DEGRAD
      PHI=PKINE(3)*DEGRAD
      ELSE
      IK=IKINE
      CALL GRNDM(RNDM,2)
      THETA=PI*RNDM(1)
      PHI=TWOPI*RNDM(2)
      ENDIF
```

```

C
PLAB(1) = PKINE(1)*SIN(THETA)*COS(PHI)
PLAB(2) = PKINE(1)*SIN(THETA)*SIN(PHI)
PLAB(3) = PKINE(1)*COS(THETA)
C
CALL GSVERT(VERTEX,0,0,0,0,NVERT)
CALL GSKINE(PLAB,IK,NVERT,0,0,NT)

```

Kinematic debug (controled by ISWIT(1))

```

IF(IDEBUG.EQ.1.AND.ISWIT(1).EQ.1) THEN
CALL GPRINT('VERT',0)
CALL GPRINT('KINE',0)
ENDIF

```

```

99 END

```

```

c
c----- G U S T E P -----
+DECK,GUSTEP.
SUBROUTINE GUSTEP
c IMPLICIT NONE
C
C— Called at the end of each tracking Step.
C
+SEQ, GCBANK.
+SEQ, GCUNIT.
+SEQ, GCKINE.
+SEQ, GCKING.
+SEQ, GCVOLU.

```

```
+SEQ, GCTMED.  
+SEQ, GCTRAK.  
+SEQ, GCFLAG.  
+SEQ, GCPHYS.  
+SEQ, GCSETS.  
+SEQ, GCONST.  
+SEQ, GCDRAW.  
C—+SEQ, GTNUM.  
+SEQ, GCNUM.  
+SEQ, SIMVAR.
```

```
REAL PHITS(4),plab  
+SELF.  
+SELF, IF=INTER.  
CALL GSXYZ  
CALL GDCXYZ  
+SELF.
```

```
IF ((DESTEP.GT.0.).AND.(ISET.EQ.1)) THEN
```

```
pas = pas + STEP  
PHITS(1)=VECT(1)  
PHITS(2)=VECT(2)  
PHITS(3)=VECT(3)  
PHITS(4)=DESTEP  
CALL GSAHIT(ISET,IDET,ITRA,NUMB,PHITS,IHIT)
```

```
dEplas = dEplas + DESTSTEP  
ENDIF
```

```

IF(IDEBUG.EQ.1) THEN
CALL GDEBUG
ENDIF

```

```

90 CONTINUE
RETURN
END

```

c

```

c----- G U T R A K -----

```

```

+DECK,GUTRAK.

```

```

SUBROUTINE GUTRAK

```

```

IMPLICIT NONE

```

```

C. *****

```

```

C. * *

```

```

C. * User routine to control tracking of one track *

```

```

C. * *

```

```

C. * ==; Called by: GTREVE *

```

```

C. * *

```

```

C. *****

```

```

CALL GTRACK

```

```

CALL GDRELA

```

```

RETURN

```

```

END

```

c

```

c----- G U O U T -----

```

```

+DECK,GUOUT.

```

```

SUBROUTINE GUOUT

```

c

```

C. *****
C. * *
C. * User routine called at the end of each event. *
C. * *
C. *****

c
+SEQ,TYPING.
+SEQ,GCKINE.
+SEQ,GCTRAK.
+SEQ,SIMVAR.
INTEGER NHDIM,NHMAX,NHITS,NVDI,NHDI,coups
PARAMETER(NHDIM=4,NHMAX=200)
PARAMETER(NVDI=1,NHDI=5)
INTEGER NUMB(NVDI,NHMAX)
REAL PHITS(NHDIM,NHMAX)
REAL lsec

CALL GFHITS(DOSI,'PLAS',NVDI,NHDIM,NHMAX,0,0,
+ ITRA,NUMB,PHITS,NHITS)

CALL GPHITS('* ','* ')

IF(IDEBUG.NE.0) CALL GPHITS('* ','* ')

IF(dEplas.NE.0) THEN

coups = coups + 1
CALL HFILL(40,dEplas,0.,1.)
print*, ' nombre evenements = ', coups

```

```

top = top + dEplas
print*, ' dE dosimetre (GeV) = ', dEplas
print*, ' dE moyen (GeV) = ', top

ENDIF

lsec = 0.
dEplas = 0.
c
RETURN
END
c
c----- U G L A S T -----
+DECK,UGLAST.
SUBROUTINE UGLAST
+SEQ,TYPING.
+SEQ,GCLIST.
+SEQ,SIMVAR.

      INTEGER ICYCLE,IER
PRINT*, '@@@@@@ U G L A S T'

c routine terminale standard de GEANT
CALL GLAST
c suvegarde des histogrammes
CALL HROUT(0,ICYCLE,' ')
CALL HREND('HBOOK')
c
c fermeture des fichiers HIGZ/GKS (graphisme)

```

CALL IGEND

c

c fermeture des ENTREES/SORTIES

IF (NGET.EQ.0.AND.NSAVE.EQ.0) GO TO 5

CALL GCLOSE(0,IER)

5 RETURN

END

c

C————— T H E — E N D —————

Bibliographie

- [1] C. Furetta, C. Leroy, F. Lamarche, **A precise investigation on the TL behaviour of LiF:Mg,Cu,P (GR-200A)**, Medical Physics, vol. 21, no. 10 (1994).
- [2] M. J. Aitken, **Thermoluminescence Dating**, Academic Press (1985).
- [3] E. Roth, B. Poty, **Méthode de datation par les phénomènes naturels**, Masson (1985).
- [4] K. Soliman, **Guide de radioprotection**, Université de Montréal (1997), 46 p.
- [5] M. Sohrabi, M. Jafarizadeh, M. Zahedifar, Analysis of kinetics and trapping parameters of LiF:Mg,Ti thermoluminescent dosimeters by general order model, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A 416 (1998) p. 446-451.
- [6] C. Leroy, F. Marullo, P. Roy, C. Furetta, A. Scacco, **Kinetic Characterisation of LiF:Cu²⁺ Thermoluminescence**, J. Phys. D: Appl. Phys., v.29 (1996), p. 1355.
- [7] A. Baumgartner, **Applications of the Monte Carlo method in statistical physics**, Springer-Verlag (1987), 341 p.
- [8] C. Kittel, **Introduction to Solid State Physics**, Wiley (1996), 673 p.
- [9] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, **Solid State Physics**, Holt, Rinehart and Winston (1976), 826 p.
- [10] Chen R. McKeever W.S. **Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena**, World Scientific (1997).

- [11] J.T. Randall, M.H.F Wilkins, Proc. Roy, Soc. Lond., vol. 184 (1945), p. 366.
- [12] G.F.J. Garlick, **Luminescent Materials**, Clarendon Press (1949), 254 p.
- [13] A. Halperin, A.A. Braner, Phys. Rev. vol. 117 (1960), p. 451.
- [14] Y.S. Horowitz, M. Moscovitch, M. Wilt, **Computerized Glow Curve Deconvolution applied to ultralow dose LiF thermoluminescence dosimetry**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A244 (1986), p. 556-564.
- [15] May C.E., Partridge J.A., J. Chem. Phys. vol. 40 (1964), p. 1401.
- [16] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanarini, **PAW Physics Analysis Workstation**, CERN Computer Center Program Library, Q 121 (1989), 223 p.
- [17] R. Thomas, **A user guide to the UNIX system**, OSBORNE/McGraw-Hill (1982), 508 p.
- [18] Horowitz S. Yossian D. *Computerised Glow Curve Deconvolution: Application to Thermoluminescence Dosimetry*, Radiation Protection Dosimetry, vol.60 No.1 (1995), Nuclear Technology Publishing.
- [19] Shushan W., Radiation Protection Dosimetry 25 (1988), p.133.
- [20] CERN, **GEANT - Detector Description and Simulation Tool**, CERN Program Library (1993), 428 p.
- [21] H.J. Klein, J. Zoll, **PATCHY Reference Manual**, CERN Program Library, L400 (1988).
- [22] T. M. R. Ellis, **FORTRAN 77 Programming: with an introduction to Fortran 90 standard**, Addison-Wesley (1990), 641 p.
- [23] R. Brun, D. Liernart, **HBOOK Users Guide (Version 4)**, CERN Program Library, Y250 (1987), 148 p.

- [24] N. Tsoulfanidis, **Measurement and Detection of Radiation**, Hemisphere Publishing Corporation (1983), 571 p.
- [25] C. Leroy, F. Marullo, P. Roy, C. Furetta, V. Mendozzi, C. Sanipoli, A. Scacco A., **Thermoluminescence of LiF:Cu²⁺ in Radiation Dosimetry**, J. Phys. D: Appl. Phys. 28 (1995), pp. 1488-1494.
- [26] M. Rodriguez-V., I. Gamboa-d., M.E. Brandan, **Monte Carlo simulation of depth-dose distribution in TLD-100 under Sr⁹⁰ – Y⁹⁰**, Health Physics, vol. 72, no. 4 (1997), p. 574-579.