PROBLÈMES POSÉS PAR L'ENREGISTREMENT ET LE DÉCOMPTE DES TRACES DE PARTICULES ALPHA DANS LE NITRATE DE CELLULOSE

J. ANNO, L. COMMANAY *
et J.L. TEYSSIER **

(manuscrit reçu le 25 mars 1970)

ABSTRACT

We study the problem of alpha particle detection by tracks registration in cellulose nitrate. From the analysis of the statistical errors due to track counting with an optical microscope we deduce the number of fields to be observed to know the density of tracks with a given accuracy. This method is applied to the detection of alpha particles emitted in air.

En vue de l'étude de la contamination naturelle de l'air, nous avons examiné les problèmes que posent l'enregistrement et le décompte de traces de particules alpha dans un milieu isolant. Nous avons choisi le nitrate de cellulose qui est le matériau détecteur le plus sensible que l'on connaisse à l'heure actuelle.

Après avoir donné quelques brèves indications sur le dispositif expérimental, nous déterminons les critères d'enregistrement et de développement des traces. Nous étudions ensuite les erreurs statistiques dues au décompte des traces à l'aide d'un microscope optique; nous en déduisons une méthode de prévision du nombre de champs à observer pour connaître le nombre de traces avec une précision donnée. A titre d'exemple, nous appliquons cette méthode au cas de la détection des particules alpha émises par le radon.

I - LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1. LA SOURCE DE PARTICULES ALPHA

Il s'agit d'une source d'américium ^{241}Am . Nous avons décompté les particules alpha ralenties à 2,7 MeV par des feuilles de mylar d'épaisseur calibrée. Le matériau détecteur est placé sur ces feuilles. On suppose que les particules sont émises dans un angle solide 2π d'une manière isotrope et que seules sont enregistrées les particules tombant sur la surface du détecteur sous un angle d'incidence inférieur à une valeur limite que nous déterminerons plus loin. Dans ces condi-

* Centre de Physique Atomique et Nucléaire, Université de Toulouse, 118, route de Narbonne.

** Laboratoire des Radiations ionisantes, Université de Limoges.

tions, le nombre de particules alpha effectivement enregistrables et irradiant une surface de 1 cm^2 de détecteur est de $13,4 \cdot 10^4$ par minute.

Nous avons également eu besoin d'une source collimatée qui délimite un cône de particules alpha dont le demi-angle au sommet vaut 4° . Dans ce cas, la source est placée à une distance du détecteur telle que les particules atteignant sa surface aient une énergie de 2,7 MeV. L'activité par cm^2 de surface de détecteur est de 736 désintégrations par minute. L'irradiation est faite à la température ambiante et à l'air libre.

2. L'ATTAQUE CHIMIQUE

Nous utilisons de la soude en concentration 6,25 fois normale. La température d'attaque est de 60°C .

Sauf indication contraire, nous faisons un prélavage au xylène et nous irradiions toujours le même côté de la feuille de nitrate de cellulose.

Une fois l'attaque chimique terminée, nous rinçons à l'eau pure et déminéralisée les échantillons, puis nous les séchons rapidement de façon à éviter la formation d'une pellicule blanchâtre opaque qui gêne l'observation.

3. L'OBSERVATION DES TRACES

Nous disposons d'un microscope L. C. R. Koritska dont le grossissement est de 310. Cet appareil possède un dispositif de projection sur écran translucide dont la surface a été divisée en 13 champs élémentaires d'observation constitués par des carrés de 10^{-4} cm^2 . Le dépouillement a toujours lieu dans l'ordre 1, 2, ..., 13. Pour chaque échantillon, nous comptons le nombre de traces dans dix champs, puis nous en faisons la moyenne.

II - CRITÈRES D'ENREGISTREMENT ET DE DÉVELOPPEMENT DES TRACES

Le nitrate de cellulose se présente sous la forme de feuilles de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur (Poudrerie Nationale de Bergerac). Les deux paramètres qui permettent de caractériser ses qualités du point de vue de la détection des particules α sont :

- critère de développement des traces : angle limite de développement des traces,
- critère d'enregistrement des traces : transfert linéique d'énergie critique des particules α dans le nitrate de cellulose.

1. ANGLE LIMITE DE DÉVELOPPEMENT DES TRACES

La notion d'angle limite a été introduite par FLEISCHER [1]. Désignons par :

- $\vec{v}_G$ la vitesse d'attaque générale de l'agent chimique dans les parties non endommagées du milieu détecteur. Elle est dirigée selon la normale à la surface du détecteur, car l'attaque chimique est frontale;

— $\vec{v}_T$ la vitesse d'attaque de l'agent chimique dans les zones de matériau irradiées, c'est-à-dire le long de la trajectoire de la particule α . Elle est dirigée selon cette trajectoire que l'on repère par l'angle θ qu'elle fait avec la normale à la surface (fig. 1).

Pour qu'une trace puisse apparaître, il faut que la composante normale (v_T)_n de $\vec{v}_T$ soit supérieure à v_G . S'il n'en est pas ainsi, le détecteur est plus vite rongé à la surface que le long de la trace.

La condition : $v_{Tn} > v_G$

s'écrit encore : $v_T \cos \theta > v_G$

$$\cos \theta > \frac{v_G}{v_T} \text{ soit } \theta < \text{Arc cos } \frac{v_G}{v_T} = \theta_l$$

θ_l est donc la valeur limite que ne peut dépasser l'angle d'incidence d'une particule alpha pour que la trace soit observable après l'attaque chimique.

Nous avons déterminé la valeur de θ_l dans le cas du nitrate, en utilisant la source α collimatée et en faisant varier son inclinaison par rapport à la surface du détecteur. Nous avons trouvé [2] :

$$\theta_l \approx 65^\circ.$$

FIG. 1. — Valeur limite θ_l de l'angle d'enregistrement.

2. TRANSFERT LINÉIQUE D'ÉNERGIE CRITIQUE $\left(\frac{dE}{dx}\right)_c$

2.1. Définition

Nous utilisons comme critère d'enregistrement le transfert linéique d'énergie critique des particules α dans le nitrate de cellulose, tel qu'il a été défini par FLEISCHER [3]. On sait en effet que ce critère est satisfaisant pour des ions lourds de faible vitesse comme les particules α émises par les corps radioactifs; c'est surtout pour les particules relativistes qu'il faut employer comme critère d'enregistrement le taux d'ionisation primaire critique $\left(\frac{dI}{dx}\right)_c$ [4].

Nous nous sommes proposés de mettre en évidence le rôle du degré de nitration des matériaux cellulosiques et celui des traitements de plastification [5], bien que les fournisseurs de nitrate de cellulose donnent peu d'informations à leur sujet. Les écarts de sensibilité entre les nitrates de cellulose qui ont pu être employés tiennent en effet à des valeurs différentes de ces deux paramètres.

Pour déterminer $\left(\frac{dE}{dx}\right)_c$, on procède en deux étapes :

— on trace d'abord la variation de la perte d'énergie spécifique $\frac{dE}{dx}$ d'une particule α dans le matériau en fonction de l'énergie E de la particule α .

— on détermine ensuite expérimentalement l'énergie maximale détectable des particules α .

2.2. Tracé de la courbe $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ fonction de E

On sait que le transfert linéique d'énergie d'un ion s'exprime en fonction de celui d'un proton par la relation [6] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = [Z^*(\beta)]^2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{proton}}$$

où $Z^*(\beta)$ est la charge effective de l'ion animé de la vitesse $v = \beta c$, $Z^*(\beta)$ dépend à la fois du numéro atomique Z et de la vitesse relative de l'ion par rapport à celle de la lumière, c'est à-dire de β

$$Z^*(\beta) = Z \left[1 - \exp - \frac{125 \beta}{Z^{2/3}} \right] \quad (\text{relation d'HECKMANN [7]})$$

Par ailleurs :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{proton}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} A_i N_i} \sum_{i=1}^{i=n} N_i A_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_p^i \quad [8]$$

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_p^i$ est le transfert linéique d'énergie du proton de vitesse $v = \beta c$ dans le $i^{\text{ème}}$ constituant du matériau détecteur.

A_i représente la masse moléculaire de ce constituant et N_i le nombre d'atomes correspondant dans la molécule du milieu détecteur. Les valeurs de $\left(\frac{dE}{dx}\right)_p^i$ sont tabulées pour $E \geq 0,2$ MeV [8].

Nous avons donc calculé $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ à l'aide de l'ordinateur IBM 7044 de l'Institut de Calcul Numérique de l'Université de Toulouse, dans les conditions suivantes :

- énergie des particules α : $0,2 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$,
- mononitrate de cellulose : $\text{C}_6\text{H}_7\text{O}_2 (\text{NO}_3) (\text{OH})_2$,
- binitrate de cellulose : $\text{C}_6\text{H}_7\text{O}_2 (\text{NO}_3)_2\text{OH}$,
- trinitrate de cellulose : $\text{C}_6\text{H}_7\text{O}_2 (\text{NO}_3)_3$,
- binitrate plastifié au camphre à raison d'une molécule de camphre par groupe nitrocellulosique : $\text{C}_6\text{H}_7\text{O}_2 (\text{NO}_3)_2\text{OH} - \text{C}_{10}\text{H}_{16}\text{O}$.

FIG. 2. — Variation de $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'énergie E des particules α pour :

- le mononitrate (E.M.),
- le binitrate (E.B.),
- le trinitrate (E.T.),
- le binitrate plastifié (E.B.P.).

Les courbes correspondantes sont représentées sur la figure 2. On note l'influence sensible du degré de nitration et de la plastification sur les valeurs du transfert d'énergie linéique.

2.3. *Energie maximale détectable*

Nous mesurons cette énergie par la méthode due à SOMOGYI [9]. Rappelons-en le principe.

Une particule α d'énergie initiale E_0 a un parcours R_0 dans le milieu détecteur. Elle ne crée de dommages suffisamment importants pour qu'une trace puisse apparaître que lorsque son transfert linéique d'énergie est suffisamment élevé, c'est-à-dire lorsque son énergie est devenue inférieure à une certaine valeur E_m , énergie maximale d'enregistrement.

Si donc une particule α d'énergie E_0 supérieure à E_m arrive sur la surface du détecteur selon la direction normale (fig. 3), elle ne laisse une trace qu'à partir d'une distance $R_0 - R_m$ de la surface, la longueur de la trace étant au plus de R_m .

Pour faire apparaître la trace, il faut donc procéder à une attaque chimique qui « ronge » le détecteur sur une épaisseur $R_0 - R_m$. Soit t le temps au bout duquel la trace commence à apparaître :

$$t = \frac{R_0 - R_m}{v_g}.$$

Si l'on considère des particules α tombant sur la surface du détecteur sous un angle d'incidence θ non nul, l'expression de t devient :

$$t = \frac{(R_0 - R_m) \cos \theta}{v_g}.$$

FIG. 3. — Visualisation d'une trace de particule α d'énergie $E_0 > E_m$.

Nous avons mesuré séparément t et ν_g .

— ν_g est déterminé en mesurant la diminution d'épaisseur d'un échantillon après plusieurs heures d'attaque chimique :

$$\nu_g = 9 \text{ } \mu\text{m/h}$$

— le temps d'apparition des traces de particules α d'énergie $E_0 = 4,68 \text{ MeV}$ et tombant sous une incidence voisine de θ_i est de 15 minutes, soit :

$$R_0 - R_m = 5 \text{ } \mu\text{m}.$$

Pour avoir un ordre de grandeur de E_m , et par suite de $\left(\frac{dE}{dx}\right)$, nous avons supposé que l'on avait affaire à des échantillons de binitrate de cellulose non plastifié. On obtient dans ce cas la relation parcours-énergie, en calculant l'intégrale :

$$R = \int_0^E \frac{dE'}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}.$$

L'intégration a été effectuée à l'ordinateur par la méthode des trapèzes, en tenant compte du fait que $\frac{dE}{dx}$ est la fonction de E que nous avons calculée précédemment. Finalement,

$$E_m \approx 4 \text{ MeV}$$

ce qui correspond à une valeur de $\left(\frac{dE}{dx}\right)_c$ de $0,89.10^3 \text{ MeV. cm}^2.\text{g}^{-1}$.

III - ERREURS STATISTIQUES DUES AU DÉCOMPTE DES PARTICULES ALPHA

I. QUELQUES DÉFINITIONS

Du point de vue statistique, si X est le nombre réel de traces par champ, la variable aléatoire est la mesure de X soit x . Soit x_k le nombre de traces décomptées dans le champ k . Soit enfin n le nombre de champs (chaque champ comprend 13 champs élémentaires). Comme on ne peut préjuger en rien de la nature de la distribution des traces, on caractérise de façon très générale l'échantillon par les estimations de :

$$\text{— sa moyenne : } \bar{x} = \frac{\sum_k x_k}{n}$$

— sa variance : $s^2 = \frac{\sum |x_k - \bar{x}|^2}{n - 1}$ ou encore par l'erreur quadratique moyenne :

$$\bar{\varepsilon}_q^2 = \frac{\sum |x_k - \bar{x}|^2}{n}$$

— la variance de la moyenne : $\frac{s^2}{n} = \frac{\sum |x_k - \bar{x}|^2}{n(n - 1)}$.

On sait que lorsque le nombre d'observations est très grand, c'est-à-dire lorsqu'on fait le décompte des traces dans un nombre élevé de champs, l'écart entre $\bar{x}$ et $\bar{X} = \frac{\sum X_k}{n}$ est très faible. Dans la pratique, on est obligé d'utiliser des échantillons de taille réduite pour des questions de rapidité et pour atténuer le caractère fastidieux d'un comptage au microscope optique. Il s'agit de savoir ce que représente alors $\bar{x}$ par rapport à $\bar{X}$.

Pour répondre à cette question, on définit l'intervalle de confiance de la moyenne $\bar{x}$, $|\bar{x} - \beta, \bar{x} + \beta|$ où :

$$\beta = \frac{t_{(n-1, 1-\alpha)} s}{\sqrt{n}}$$

$t_{(n-1, 1-\alpha)}$ est la variable de Student pour $n-1$ degrés de liberté et une probabilité de confiance $P = 1-\alpha$. [10] L'intervalle d'amplitude de 2β , a la probabilité P de recouvrir la valeur $\bar{X}$.

La précision de la mesure peut encore être caractérisée par l'erreur statistique relative :

$$e_r = \frac{\beta}{\bar{x}} = \frac{t_{(n-1, 1-\alpha)} s}{\bar{x} \sqrt{n}}$$

2. VARIATIONS DE $\bar{x}$ ET DE e_r EN FONCTION DES CONDITIONS EXPÉRIMENTALES

Trois paramètres fixent les valeurs de $\bar{x}$ et de e_r :

- la durée t_i de l'irradiation,
- la durée t de l'attaque chimique,
- la qualité de l'échantillon au moment de l'irradiation.

Pour tenir compte de ce dernier paramètre, nous avons fait systématiquement deux séries d'expériences :

série (A) : conditions expérimentales indiquées au paragraphe 1-2,

série (B) : pas de prélavage au xylène; irradiation d'un côté ou l'autre de la feuille de nitrate de cellulose.

2.1. Variations de $\bar{x}$

Les résultats détaillés de cette étude ont déjà été publiés [2]. Rappelons simplement ici que l'efficacité d'enregistrement η définie comme le rapport de $\bar{x}$ au nombre de particules α effectivement enregistrables est une fonction de t_i , ainsi que le montre la figure 4.

On remarquera que :

- la dispersion des mesures dans la série d'expériences (B) est importante;
- l'efficacité d'enregistrement est de l'ordre de 90 %. On peut rapprocher ce résultat de celui que donne BECKER [11] qui utilise comme milieu ambiant un mélange gazeux contenant 20 % d'oxygène.

FIG. 4. — Variation de l'efficacité d'enregistrement en fonction de t_i :

$\circ$ → série A,
 Δ → série B.

2.2. Variations de e_r

Comme il est prévisible, les valeurs de e_r sont plus faibles dans la série (A) d'expériences que dans la série (B) (fig. 5 et 6), et e_r est une fonction décroissante du temps d'irradiation t_i , donc de la densité moyenne de traces.

Nous avons cherché à établir à partir de ces résultats, la relation qui lie e_r à $\bar{x}$ ou plus exactement, pour des raisons de commodité, $\bar{\varepsilon}_q^2$ à $\bar{x}$. La figure 7 représente les diverses valeurs de $\bar{\varepsilon}_q^2$ en fonction de $\bar{x}$ dans la série d'expériences (A), (échelle « log-log »). Les quatre « nuages » de points pour les valeurs de t_i égales à 30 s, 1 mn, 2 mn et 5 mn peuvent être remplacés par leurs barycentres respectifs; les barres d'erreur correspondantes sont calculées pour une probabilité de confiance de 95 %. En première approximation, la variation de $\bar{\varepsilon}_q^2$ en fonction de $\bar{x}$ est linéaire. Nous avons déterminé par la méthode des moindres carrés le graphe de la droite représentative de cette fonction. Nous avons trouvé :

$$\bar{\varepsilon}_q^2 \approx \bar{x}.$$

FIG. 5. — Série d'expériences A,
Variation de e_r en fonction du temps d'attaque pour $P = 95 \%$ et $n = 10$.

FIG. 6. — Série d'expériences B.
Variation de ϵ_r en fonction du temps d'attaque pour $P = 95 \%$ et $n = 10$.

FIG. 7. — Variation de ε_q^2 en fonction de x .

IV - MÉTHODE DE PRÉVISION DU NOMBRE DE CHAMPS A OBSERVER POUR CONNAÎTRE LE NOMBRE DE TRACES AVEC UNE PRÉCISION DONNÉE

I. POSITION DU PROBLÈME

Nous nous proposons de déterminer à priori le nombre de champs n à observer et le nombre moyen $\bar{x}$ de traces par champ nécessaires (c'est-à-dire la durée d'irradiation) pour que l'erreur statistique relative e_r ne dépasse une valeur fixée a qu'avec la probabilité α . Autrement dit, il faut que :

$$e_r = \frac{\beta}{\bar{x}} = \frac{t_{(n-1, 1-\alpha)} s}{\bar{x} \sqrt{n}} \leq a$$

et puisque :

$$s = \sqrt{\frac{n}{n-1}} \cdot \bar{\varepsilon}_q$$

$$\frac{t_{(n-1, 1-\alpha)}}{\sqrt{n-1}} \leq a \frac{\bar{x}}{\bar{\varepsilon}_q}.$$

$$\text{Posons } \frac{t_{(n-1, 1-\alpha)}}{\sqrt{n-1}} = \theta(n-1, 1-\alpha).$$

$\theta(n-1, 1-\alpha)$ peut être calculé à partir des valeurs de t données dans les tables de Student. Si la relation $\bar{\varepsilon}_q(\bar{x})$ est connue, il suffit de représenter dans le même plan de coordonnées les fonctions :

$$y_1(n, \alpha) = \theta(n-1, 1-\alpha)$$

$$y_2(\bar{x}, a) = \frac{a\bar{x}}{\bar{\varepsilon}_q}$$

et de déterminer pour un couple de valeurs (α, a) les régions du plan où $y_1 \leq y_2$.

2. SOLUTION PROPOSÉE

Nous supposons que la relation $\bar{\varepsilon}_q^2 = \bar{x}$ est satisfaite pour toute valeur de n , quitte par la suite à vérifier la validité de cette hypothèse.

S'il en est ainsi :

$$y_1 = \theta(n-1, 1-\alpha)$$

$$y_2 = a \sqrt{\bar{x}}$$

FIG. 8. — Les courbes $y_1(n, \alpha)$ et $y_2(a, x)$.

y_1 et y_2 sont représentés en échelle « log-log » sur la figure 8 pour :

a compris entre 1 et 20 %,

$P = 1 - \alpha$ compris entre 99 et 50 %.

A titre d'exemple, si le temps d'irradiation est tel que $\bar{x}$ soit égal à 38 traces par champ, pour avoir un degré de confiance de 95 % et une erreur statistique relative de 5 % on peut se borner à faire 45 observations.

3. VÉRIFICATION

A titre de vérification, nous avons étudié la répartition des traces laissées dans le nitrate de cellulose par des particules α émises par le radon. Le montage de la figure 9 explique comment sont produits et collectés les descendants du radon [12].

FIG. 9. — Production et collection des descendants du radon.

Un volume déterminé de radon pur est placé dans la chambre d'ionisation en circuit avec la chambre de désintégration. Au bout de quelques minutes tout le radon est passé dans la chambre de désintégration du fait des grandes différences relatives de volumes des deux chambres.

La chambre d'ionisation étant hors circuit, la désintégration du radon et l'établissement de l'équilibre entre le radon et ses descendants se produisent uniquement dans la grande chambre, au bout de trois heures environ. Pendant ce temps le filtre a recueilli les descendants du radon (filtre millipore XX 5004 700 non absorbant).

Quand le cyclage est terminé dans le circuit, le filtre est retiré. Son activité est contrôlée par gammagraphie [13]. Les particules α sont détectées à l'aide d'un film de nitrate de cellulose appliqué directement sur la surface de dépôt du filtre, pendant un temps déterminé. Nous tenons compte des périodes de décroissance

radioactive des descendants du radon et le temps de fin de collection sur le filtre est pris comme temps origine.

Nous avons décompté le nombre de traces enregistrées le long d'un diamètre du filtre. On considère 98 champs d'observation circulaires, de $500\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, consécutifs et numérotés de 1 à 98 (fig. 10).

FIG. 10. — Disposition des champs d'observation le long du diamètre du filtre millipore.

Comme le montre la figure 11, la répartition des traces le long du diamètre n'est pas uniforme. On distingue en effet deux régions :

- la région (I) correspond aux 51 premiers champs; la densité moyenne des traces par champ est $\bar{x}_I = 27$.
- la région (II) correspond aux 47 autres champs et $\bar{x}_{II} = 38$.

On peut dans ces conditions comparer l'erreur statistique relative obtenue à partir des courbes de la figure 8, pour une probabilité de confiance de 95 %, et l'erreur statistique relative déterminée directement à partir des résultats expérimentaux :

TABLEAU I

COMPARAISON DES VALEURS DE e_r
OBTENUES A PARTIR DE L'EXPÉRIENCE ET DES COURBES
DE LA FIGURE 8

e_r (%)	Théorique	Expérimentale
Région I	5,85	5,80
Région II	4,90	4,90

Comme le montre le tableau I, la comparaison est satisfaisante dans ce cas. Pour des valeurs de n comprises entre 15 et 100, nous avons vérifié que l'accord était, là aussi, satisfaisant. Ceci justifie à posteriori que l'on ait conservé la loi $\bar{\varepsilon}_q^2 = \bar{x}$ pour un nombre quelconque de champs.

Fig. 11. — Répartition des traces de particules α enregistrées le long d'un diamètre du filtre.

4. CONDITIONS OPTIMALES DE COMPTAGE

Le nombre total de traces décomptées $n\bar{x}$ avec un degré de confiance P et une erreur statistique relative a , déterminée, est une fonction de $\bar{x}$ qui présente un minimum pour $\bar{x} = \bar{x}_m(a, P)$ (fig. 12). $\bar{x}_m(a, P)$ fixe la durée d'irradiation optimale.

Reste à savoir quelles valeurs de a et de P , l'opérateur a intérêt à choisir. Prenons comme référence la courbe ($a = 5\%$, $P = 95\%$).

Si l'on s'impose des conditions plus sévères, par exemple $P = 99\%$ pour $a = 5\%$, ou $a = 4\%$ pour $P = 95\%$, il faut compter environ une fois et demie plus de traces. L'augmentation du nombre de traces à compter est de 50% .

Si l'on s'impose au contraire des conditions plus larges, par exemple $P = 90\%$ pour $a = 5\%$, ou $a = 6\%$ pour $P = 95\%$, la diminution du nombre de traces à décompter est seulement de 25% .

Finalement, le choix de $P = 95\%$ et $a = 5\%$ paraît raisonnable.

FIG. 12. — Nombre total de traces à compter en fonction de la densité moyenne de traces par champ pour différentes probabilités (P) et erreurs statistiques relatives (a).

*
* *

Nous remercions le Professeur D. BLANC, Directeur du Centre de Physique Atomique et Nucléaire de l'Université de Toulouse pour l'aide et les conseils qu'il nous a prodigués.

La programmation des calculs numériques a été réalisée avec la collaboration de M. D. POUCH.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] FLEISCHER, R. L. et PRICE, P.B. *J. Geophys. Res.*, 1964, **69**, 331.
- [2] ANNO, J., BLANC, D. et TEYSSIER, J.L. C.R. Journées internationales d'étude de l'enregistrement des traces de particules chargées dans les solides. Clermont-Ferrand, 1969,
- [3] FLEISCHER, R.L., PRICE, P.B. et WALKER, R.M. *Phys. Rev.*, 1964, **133**, A 1443.
- [4] BENTON, E.V. et COLLVER, M.M. *Health Physics*, 1967, **497**, 13.
- [5] CHAMPETIER, G. *Les molécules géantes et leurs applications*. Albin Michel, Paris, 1948.
- [6] FLEISCHER, R.L., PRICE, P.B. et WALKER, R.M. *Phys. Rev.*, 1967, **353**, 156.
- [7] BARKAS, W.H. *Nuclear Research Emulsions*, Acad. Press, New York, 1963.
- [8] WILLIAMSON, C.F., BOUJOT, J.P. et PICARD, S. Rapport C.E.A., n° R 3042, 1966.
- [9] SOMOGYI, G., VARNAGY, M. et PETO, G. *Nucl. Instr. and Methods*, 1968, **302**, 59.
- [10] FISCHER, R.A. et YATES, F. *Statistical tables*, Oliver and Boyd, Londres, 1963.
- [11] BECKER, K. C.R. Journées internationales d'étude de l'enregistrement des traces de particules chargées dans les solides, Clermont-Ferrand, 1969.
- [12] FONTAN, J. Thèse Doctorat ès-sciences, n° 218, 1964.
- [13] BOUVILLE, A. et LEROY, B. Communications personnelles.