

FR 8900559

CEA CEN-SACLAY  
Service de Documentation  
Groupe "Traductions"  
91191 GIF sur YVETTE CEDEX

CEA-TR- 2315  
P1

*Cette traduction est fournie à titre bénévole et strictement réservée à l'usage privé du destinataire pour les besoins de sa documentation. Il ne peut la reproduire, ni la publier sans l'accord de l'auteur. La responsabilité du Commissariat à l'Energie Atomique ne saurait être engagée en cas de non respect des conditions ci-dessus définies.*

MÉTHODE TDCR DE STANDARDISATION DE L'ACTIVITÉ  
D'UNE SOURCE RADIOACTIVE  
DANS UN COMPTAGE AVEC SCINTILLATEUR LIQUIDE

LAN YUNXIA, LI MINGRAO,...

TRADUCTION DE : 15 pages  
TRADUIT DU : Chinois en Mars 1988  
A PARTIR DE : Tiré à part ~ 7 p., 1986

Traducteur : C.N.R.S.

N° D'ENREGISTREMENT : 3.284.8

Traduit du chinois

Rapport de résultats de recherche

METHODE TDCR DE STANDARDISATION DE L'ACTIVITE  
D'UNE SOURCE RADIOACTIVE  
DANS UN COMPTAGE AVEC SCINTILLATEUR LIQUIDE

Lan Yunxia, Li Mingrao, et Wang Zhangzhi  
(Académie Sinica, Institut Nucléaire de Changhai)

Technique Nucléaire N°5 1986

6 figures

2 tableaux

### Résumé

Le présent article décrit une nouvelle méthode de standardisation de l'activité d'une source radioactive dans un comptage avec scintillateur liquide. La méthode utilise comme paramètre de variation du rendement, le rapport des taux de comptage des coïncidences triples et doubles (TDCR), extrapole la courbe du taux de comptage des coïncidences jusqu'à TDCR = 1, et obtient directement une valeur approchée de l'activité de l'échantillon. L'article donne le principe de la méthode, le calcul du rendement et l'estimation de l'incertitude théorique. Les mesures effectuées pour l'eau tritiée sont en accord avec l'incertitude totale de  $\pm 0,63\%$  de la valeur standard du NBS.

Mots clés: activité, mesure absolue, comptage avec scintillateur liquide, méthode TDCR.

### I. INTRODUCTION

La mesure d'émission  $\beta$  de faible énergie par comptage de scintillations de liquide présente de nombreux avantages, en particulier son rendement géométrique élevé et l'absence d'auto-absorption. Cependant, les problèmes comme les impulsions de retour, la non-linéarité de la réponse en énergie, la probabilité de comptage nul etc, limitent la précision d'une mesure absolue de la radioactivité. La méthode TDCR parvient à s'affranchir de ces difficultés, comme l'ont décrit Pochwalski et al.[1] sur le plan expérimental, et comme le montre le présent article du point de vue calcul analytique. La méthode utilise comme paramètre d'efficacité le rapport du taux de comptage des triples coïncidences à celui du comptage des doubles coïncidences, extrapole la courbe du taux de comptage des coïncidences jusqu'à TDCR = 1, et obtient directement une valeur approchée de l'activité de l'échantillon.

## II. PROBLEMES PRATIQUES ET THEORIQUES

### 1. Impulsions parasites

Même en l'absence de désactivation (quenching), la mesure d'un rayonnement  $\beta$  de faible énergie comporte un grand nombre d'impulsions produites par des mono-photoélectrons. Quand la désactivation devient importante, la contribution des mono-photoélectrons devient progressivement prédominante dans le spectre, comme le montre la figure 1. Les indications numériques de la figure correspondent à des taux de comptage pour différents degrés de désactivation.

Le spectre des photoélectrons ne contient pas que du signal utile, mais également une composante instable due aux impulsions parasites. Ces impulsions parasites sont produites par la lente phosphorescence du système de mesure irradié par une source monophotonique (chimiluminescence de l'échantillon, lumière solaire, ou ultra-violet), et le bruit thermique du photomultiplicateur ( $10^2$ - $10^3/s$ ) en constitue la principale source. Ces impulsions mono-photoélectroniques peuvent être éliminées par un niveau de discrimination adapté, mais le signal utile est également discriminé.

Par ailleurs, si le niveau de discrimination est inférieur aux impulsions mesurables des mono-photoélectrons, les impulsions de retour peuvent produire deux ou plusieurs impulsions à partir d'une désintégration primaire. Il est possible de mesurer la probabilité de production d'une impulsion de retour par chaque photoélectron[2]. Elle dépend des caractéristiques du tube, et elle est d'environ  $10^{-2}$ - $10^{-4}$ . Si l'on suppose que la production d'un photoélectron nécessite une perte d'énergie dans le scintillateur de 1keV en moyenne, l'existence des impulsions de retour devient un problème dans les mesures concernant des particules  $\beta$  d'énergie égale à plusieurs centaines de keV. En l'absence de toute méthode de déduction ou de suppression expérimentale, ceci limiterait le rendement maximum des mesures pour un noyau spécifique quelconque.

### 2. Non-linéarité de la réponse en énergie.

Birks[3] a déjà démontré que la sortie de lumière totale provenant du scintillateur liquide  $L(E)$  et la perte d'énergie par unité de longueur ( $dE/dx$ ) de la particule dans le scintillateur sont reliées par la relation semi-empirique suivante:

$$L(E) = S \int_0^E \frac{dE}{1 + kB(dE/dx)}$$

dérivée de la désactivation par ionisation. Dans l'expression ci-dessus,  $S$  est le rendement de scintillation;  $k$  est la constante de désactivation par ionisation;  $B(dE/dx)$  est la densité d'ionisation.

Pour les particules  $\beta$  de faible énergie et les particules  $\alpha$ ,  $kB(dE/dx) \gg 1$ . On a alors :

$$L(E) = (S/kB)T(E)$$

où  $T(E)$  est le parcours de la particule dans le scintillateur. La relation entre  $L(E)$  et  $E$  est donc analogue à celle qui existe entre le parcours et l'énergie, et elle est non-linéaire.

Si l'on pose  $L(E) = S.E.Q(E)$ , on a :

$$Q(E) = 1/E \int_0^E \frac{dE}{1 + kB(dE/dx)} \quad (1)$$

$Q(E)$  est alors le facteur correctif pour la perte d'énergie due à la désactivation par ionisation.

D'autre part, les particules échappées du scintillateur emportent également de l'énergie. Quand le parcours de la particule est du même ordre de grandeur que les dimensions du récipient, l'effet de paroi entraîne que le taux d'absorption d'énergie du liquide scintillateur n'est plus égal à 100%. Le facteur correctif pour les pertes d'énergie dues à l'effet de paroi est donné par l'expression suivante[4]:

$$R(E) = 1/2 (1/h + 1/r)T(E) \quad (2)$$

où  $R$  et  $h$  sont respectivement le rayon et la hauteur du cylindre que constitue le liquide scintillateur.

Ainsi, la sortie de lumière effective est donnée par

$$L(E) = S \cdot E \cdot Q(E) \cdot R(E) \quad (3)$$

Cette lumière provoque l'émission aléatoire de photoélectrons par la cathode du PM. Supposons que  $N$  soit le nombre moyen de photoélectrons collectés par la première dynode du PM, et qu'il soit donné par:

$$\bar{N} = \alpha \cdot E \cdot Q(E) \cdot R(E) \quad (4)$$

où le coefficient de proportionnalité  $\alpha$  est le produit du rendement de scintillation du scintillateur ( $S$ ), du rendement de collection de la lumière, du rendement quantique de la photocathode et du rendement de collection des photoélectrons par la première dynode, indépendant de l'énergie de la particule incidente. Si l'on élimine dans  $\alpha$  la probabilité pour qu'un mono-électron incident ne donne aucun électron de sortie sur les autres dynodes du PM, alors  $1/\alpha$  représente la perte moyenne d'énergie dans le liquide scintillateur nécessaire à la production d'une impulsion électrique sur l'anode, et  $W = E \cdot R(E) \cdot Q(E)$  représente la perte d'énergie efficace de la particule dans le liquide scintillateur.

### 3. Taux de comptage inférieur à 100%

La probabilité pour que la première dynode du PM collecte  $N$  photoélectrons obéit à la distribution de Poisson:

$$P(N, \bar{N}) = \bar{N}^N e^{-\bar{N}} / N!$$

quand  $N = 0$ ,

$$P(0, \bar{N}) = e^{-\bar{N}} \quad (5)$$

Il existe donc une probabilité de comptage nul où aucun photoélectron n'est détecté. Le rendement du comptage est la différence entre 1 et cette probabilité de comptage nul. Pour une particule monoénergétique par exemple,

$$\varepsilon = 1 - e^{-\alpha W} \quad (6)$$

$\alpha$  est généralement inférieur à un photoélectron/1keV. Si on tient compte en plus de l'influence de la désactivation par ionisation, on obtient toujours un rendement de détection inférieur à 100% pour les électrons de faible énergie. Si l'on utilise la méthode de coïncidence à deux voies et un discriminateur à niveau non nul, le rendement est encore plus faible.

L'utilisation de comptage des coïncidences permet de diminuer efficacement le bruit du PM et de supprimer l'enregistrement de nombreuses impulsions de retour, mais malheureusement, une seule voie de comptage est alors utilisable. Bien qu'il soit possible de corriger par le rendement calculé la lecture de cette seule voie de manière à réaliser une mesure absolue, la valeur de  $\alpha$  est difficile à déterminer avec une grande précision; on est obligé de chercher expérimentalement les points d'extrapolation qui approchent 100% de rendement de comptage, alors que le paramètre de rendement devrait être déterminé commodément.

Une méthode TDCR aide à résoudre ces contradictions.

### III. PRINCIPE DE LA METHODE

Considérons un scintillateur à trois voies, schématisé sur la figure 2. Les trois voies de comptage enregistrent simultanément le taux de comptage additif(?) à un tube  $N_E$  (corrigé du temps mort et du temps de résolution des coïncidences), le taux de comptage additif des coïncidences à deux tubes  $N_D$ , et le taux de comptage des coïncidences à trois tubes  $N_C$ , où des impulsions simultanées quelconques correspondent à un nombre de comptage de 1 dans le comptage additif.

En ce qui concerne les particules  $\beta$ , la probabilité de comptage nul entre dans l'intégration du spectre d'énergie des  $\beta$ , or le spectre d'impulsions  $\beta$  à un tube donné par l'échantillon de scintillation diffère du spectre d'énergie  $\beta$  théorique  $f(E)$ , les deux spectres sont reliés par la relation  $f(W)dW = f(E)dE$ , on a donc posé, dans l'obtention d'une série d'équations de rendement,

$$S(n\alpha) = \int_0^{W_{\max}} f(W)e^{-n\alpha W} dW \quad (7)$$

$$\int_0^{W_{\max}} f(W) dW = 1$$

où  $n$  est un entier 1, 2 ou 3, où l'on a supposé l'égalité des valeurs de  $\alpha$  correspondant aux différents tubes, y compris l'uniformité du rendement du système dans la collection de lumière en divers points de l'échantillon.

Dans un cas idéal, le niveau de discrimination du système, le temps mort et le temps de résolution sont tous nuls, aucune impulsion "fausse" ne peut exister dans le comptage des coïncidences, on a donc,

(1) rendement de comptage d'un tube:

$$A = \int_0^{W_{\max}} f(W)[1 - e^{-\alpha W}]dW = 1 - S(\alpha) \quad (8)$$

(2) rendement de comptage des coïncidences à deux tubes:

$$B = \int_0^{W_{\max}} f(W)(1 - e^{-\alpha W})^2 dW = 1 - 2S(\alpha) + S(2\alpha) \quad (9)$$

(3) rendement de comptage des coïncidences à trois tubes:

$$C = \int_0^{W_{\max}} f(W)(1 - e^{-\alpha W})^3 dW = 1 - 3S(\alpha) + 3S(2\alpha) - S(3\alpha) \quad (10)$$

Les rendements de comptage additionnés à deux tubes et à trois tubes peuvent être obtenues sur la figure 3.

(4) rendement de comptage additif des coïncidences à deux voies:

$$D = 3B - 2C = 1 - 3S(2\alpha) + 2S(3\alpha) \quad (11)$$

(5) rendement de comptage additif des trois tubes simples:

$$E = 3A - 3B + C = 1 - S(3\alpha) \quad (12)$$

On a également

$$E + D + C = 3A \quad (13)$$

c'est-à-dire que E, D, C et A ne sont pas indépendants, ce que l'on peut démontrer:

∴ deux quelconques de ces quantités sont égales, on a  $S(\alpha) = S(2\alpha) = S(3\alpha) = 0$ ,  $E = D(A) = C = 1$ ; si l'une quelconque de ces quantités est égale à zéro, on a  $S(\alpha) = S(2\alpha) = S(3\alpha) = 1$ , et  $E = D(A) = C = 0$ ; dans le cas général,  $1 > S(\alpha) > S(2\alpha) > S(3\alpha) > 0$ , et  $1 > E > D(A) > C > 0$ , donc

$$0 \leq (C/A, C/D, C/E, D/E, A/E) \leq 1$$

Ainsi, tous ces rapports peuvent servir de paramètres de variation de l'efficacité de comptage. Cependant, en pratique, seul le rapport C/D est un paramètre commode d'emploi:

$$TDCR = C/D = N_C/N_D = R \quad (14)$$

car  $N_C$  et  $N_D$  sont peu perturbés par le bruit du PM et les impulsions de retour, leur rapport est facile à déterminer.

Tous les taux de comptage peuvent être décrits comme des fonctions de TDCR, la plus couramment utilisée étant probablement la relation entre  $N_D$  et TDCR. Elle peut s'écrire simplement comme suit:

$$N_D = A_0[(1-K)R + K] \quad \text{ou} \quad N_D/R = A_0[1 + K(1-R)/R] \quad (15)$$

où  $A_0$  est l'activité de l'échantillon;  $K = (D-R)/(1-R) = 1 - S(\alpha)[1 - S(\alpha)]/[S(3\alpha) - S(\alpha)]$  est fonction de  $\alpha$ , c'est-à-dire n'est pas une constante. Mais si D n'est pas très petit devant 1, K est pratiquement constant pour les spectres continus de désintégration  $\beta$ . K est donc dépendant du spectre  $\beta$ , la même valeur de R pouvant correspondre à des différentes valeurs de K pour des espèces nucléaires différentes.

On peut constater sur l'expression(15), que si l'on trouve un moyen adéquat de modifier la valeur de R, quand R tend vers 1,  $N_D$  tend vers  $A_0$ . Par conséquent, en extrapolant la valeur expérimentale de  $N_D$  (ou d'un autre taux de comptage) jusqu'au point où  $N_C/N_D = 1$ , on peut obtenir la valeur approchée de l'activité de l'échantillon étudié.

Pour faire varier R, il suffit de faire varier  $\alpha$ . Le rendement de collection de la lumière est un des facteurs d'influence sur la valeur de  $\alpha$ , et est le plus facile à modifier artificiellement. Un moyen simple consiste à déplacer le flacon d'échantillon verticalement dans la chambre de comptage. Cette méthode, d'une part, ne détériore pas l'échantillon, et d'autre part, garantit la répartition symétrique du rendement de collection de la lumière par rapport aux trois PM, ce qui permet d'établir les équations de rendement précédentes. L'addition d'impuretés ou de colorants

comme désactivant (quencher) dans l'échantillon, peut également garantir la symétrie du rendement de collection de la lumière, mais détériore l'échantillon.

Dans la conception pratique, il est difficile de sélectionner trois PM avec le même rendement quantique de la photocathode. On peut dans ce cas poser  $\alpha_1 = 1\alpha$ ,  $\alpha_2 = b\alpha$ ,  $\alpha_3 = c\alpha$ . Ici  $b = \alpha_2/\alpha_1$  et  $c = \alpha_3/\alpha_1$  peuvent être obtenus approximativement par la sensibilité à la lumière bleue du PM. On peut alors utiliser

$$\begin{aligned} 3S(\alpha) &= S(\alpha) + S(b\alpha) + S(c\alpha) \\ 3S(2\alpha) &= S[(1+b)\alpha] + S[(1+c)\alpha] + S[(b+c)\alpha] \\ S(3\alpha) &= S[(1+b+c)\alpha] \end{aligned}$$

en remplacement des termes correspondants, en gardant les mêmes expressions des équations de rendement.

#### IV. LE CALCUL DE LA COURBE DE TDCR ET SA COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

La Figure 4 montre, en fonction de l'énergie de l'électron, les facteurs correctifs de la désactivation par ionisation et de l'effet de paroi, calculés à partir des équations (1) et (2). La figure montre également la courbe expérimentale de  $Q(E)$  calculée à partir de la mesure de l'énergie absorbée moyenne d'un mono-photoélectron[5], sa différence avec la courbe calculée est visible dans le domaine de 5 - 150 keV ( les données expérimentales manquent en dessous de 5keV).

Le nombre de particules de désintégration  $\beta$   $f(E)$ , d'énergie comprise entre  $E$  et  $E + dE$ , doit être calculé avec la théorie de Fermi. Les calculs les plus souvent utilisés ont été réalisés par Mantel[6]. Une fois que l'on a  $f(E)$ , et à partir de  $Q(E)$ .  $R(E)$  et  $f(W)dW = f(E)dE$ , on peut calculer le spectre de perte d'énergie efficace  $f(w)$  avec une fonction d'essai cubique. La Figure 5 montre le résultat de calcul sur l'exemple de  ${}^3\text{H}$ .

Ensuite, pour chaque valeur donnée de  $\alpha$ , et à partir des équations (10) et (11), on utilise de même une fonction d'essai cubique pour effectuer l'intégration, de façon à obtenir les valeurs théoriques correspondantes des rendements de comptage C et D. On procède alors à des calculs répétés pour une série de valeurs de  $\alpha$  (un point de calcul nécessite environ 1,5-5,0 min su: un PDP-11/70), qui conduit à la courbe de TDCR. La Figure 6 montre le résultat du calcul réalisé pour  ${}^3\text{H}$ .

Les appareils utilisés pour la détermination expérimentale de la courbe de TDCR sont décrits dans un autre rapport[7]. Le circuit conçu fournit un coefficient d'amplification suffisant et un niveau de discrimination extrêmement faible, ce qui assure que tous les taux de comptage sont obtenus dans des conditions où le niveau de discrimination du système est proche de zéro. Ici, les taux de comptage des tubes individuels sont pratiquement égaux, le temps mort et le temps de

résolution sont par conception les mêmes pour les différentes voies. On peut dans ce cas obtenir les équations approximatives de correction de temps mort et de temps de résolution en généralisant l'équation (3) de la Référence [8].

L'expérience simule les différents degrés de désactivation par déplacement vertical du flacon de l'échantillon dans la chambre à compter. Les points expérimentaux (normalisés par rapport à une activité connue) correspondant à un échantillon de  $^3\text{H}$  sans désactivation sont également portés sur la Figure 6. La répartition de ces points expérimentaux, après vérification, se révèle indépendante du volume du liquide scintillateur, et ne présente pas de différences sensibles pour une dérive du point de travail, un renouvellement du liquide scintillateur ou pour des différents types de désactivation.

La comparaison de la répartition des points expérimentaux et de la courbe théorique sur la Figure 6 permet de constater qu'elles ont la même allure, et la déviation entre les points correspondants dépend essentiellement de la précision sur l'activité utilisée pour la normalisation. A l'extrémité des rendements élevés, la répartition des points expérimentaux semble plus linéaire que le calcul, mais est néanmoins courbe; cette courbure est pratiquement imperceptible dans les royaux radioactifs  $\beta$  autres que  $^3\text{H}$ .

## V. INCERTITUDE THEORIQUE SUR L'ACTIVITE DE L'ECHANTILLON OBTENUE PAR EXTRAPOLATION

La coïncidence des courbes de TDCR calculée et expérimentale démontre la validité de l'analyse du III, et constitue en même temps une base pour estimer l'incertitude théorique de l'extrapolation des résultats expérimentaux.

Globalement, la fonction  $D = f(R)$  n'est pas linéaire, et peut être approchée par un polynôme:

$$D_i = \sum_{j=0}^m B_j R_j^i + \epsilon_j, \quad j = 1, 2, \dots, n$$

où  $i$  est le degré du polynôme;  $j$  est le nombre de groupe de données. En prenant  $n$  groupes de valeurs  $(D_p, R_p)$  sur la courbe de TDCR calculée, et par régression progressive, on peut obtenir les valeurs estimées des coefficients  $B_j$  du polynôme et de l'erreur résiduelle  $\epsilon_p$ .

### Tableau 1

Le Tableau 1 présente certains résultats du calcul par régression concernant  $^3\text{H}$ , adaptés au cas où  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$ . Il montre que si l'on veut diminuer jusqu'à un niveau permis l'incertitude des valeurs extrapolées (considérée comme l'activité de l'échantillon) à partir des mesures sur  $^3\text{H}$ , on doit s'assurer des points suivants:

(1) Quelque soit la région de R, que ce soit avec un modèle linéaire ou avec un modèle polynômial, la valeur extrapolée doit être corrigée par la somme des coefficients théoriques de régression (c'est à dire la valeur extrapolée de la courbe expérimentale normalisée), sauf si on a déjà démontré que cette somme des coefficients de régression est égale à 1 dans cette région; (2) les données doivent être réparties de manière relativement uniforme dans la région de R dont dépendent les coefficients de régression; (3) si on considère la déviation standard résiduelle de la régression (qui ne reflète pas la précision réelle du modèle d'extrapolation), elle est plus petite pour un long domaine d'extrapolation et une région de répartition de données étroite. Ceci montre que la mesure absolue de  $^3\text{H}$  peut tout de même être utilisée dans les cas d'un échantillon à faible désactivation et d'un appareil de faibles performances.

Ces points essentiels étant sous contrôle, on peut espérer obtenir une incertitude théorique d'environ  $\pm 0,1\%$  ( $1\sigma$ ) dans l'extrapolation à partir de la mesure sur  $^3\text{H}$ . Dans le domaine d'extrapolation idéale de  $^3\text{H}$  du Tableau 1 (qui n'est pas atteint expérimentalement à l'état actuel), la somme des coefficients de régression est pratiquement 1. Ceci montre qu'avec les améliorations des conditions expérimentales, on peut avoir la certitude de réaliser l'objectif visé.

Un tel domaine d'extrapolation idéal existe réellement pour des noyaux radioactifs  $\beta$  d'énergie maximum supérieure à 100keV, comme le  $^{35}\text{S}$ , le  $^{14}\text{C}$  etc. En même temps, la somme des coefficients théoriques de régression diffère de 1 de moins de 0,4% ( $3\sigma$ ) en général. Les résultats peuvent alors être obtenus entièrement sur une base expérimentale.

La mesure sur  $^{63}\text{Ni}$  doit également tenir compte de la correction théorique d'après  $^3\text{H}$ . Quand il s'agit d'une source  $\alpha$ , bien que l'émission totale de lumière correspondant à une particule  $\alpha$  de 5 MeV n'est que de 10% de celle due à un électron, les énergies supérieures à quelques MeV des particules représentent une perte efficace d'énergie équivalente à celle des électrons de plusieurs centaines de keV. R est dans ce cas supérieur à 0,999 et le rendement de comptage proche de 100%, la méthode ci-dessus n'est utilisée qu'en cas de nécessité. Pour un échantillon  $\alpha$  très bien préparé, cette méthode permet d'obtenir une imprécision de mesure globale inférieure à  $\pm 0,1\%$  environ.

La méthode ci-dessus a été utilisée pour réaliser une mesure relative par rapport à l'eau tritiée standard du NBS (Etats Unis): un échantillon de 15mg d'eau tritiée standard est dissout dans un scintillateur liquide toluène-alcool. La valeur nominale est de  $6,85_3 \text{ kBq}$  ( $\pm 0,63\%$ ). Les valeurs mesurées sont données dans le Tableau 2. La correction du rendement est effectuée par calcul pour  $N_D$ , et les valeurs obtenues sont présentées dans la dernière colonne du tableau, avec une valeur moyenne de  $6,85_6 \text{ kBq}$ , une déviation standard d'ordre simple de  $\pm 0,11\%$ , et une déviation standard de la valeur moyenne de  $\pm 0,033\%$ . La valeur moyenne diffère de la valeur standard du NBS de moins de 0,1%. Le coefficient d'extrapolation linéaire déduit des points expérimentaux est de  $6,808 \times 10^3 \text{ /s}$ ; la somme des coefficients de régression linéaire théorique dans le domaine  $0,52 < R < 0,69$  est de  $0,993_6$ , la valeur extrapolée corrigée par la somme des coefficients de régression

est de 6,85<sub>2</sub>kBq. Les résultats des deux méthodes de calcul concordent. Cette comparaison démontre que les mesures sur l'eau tritiée par la présente méthode sont en accord avec l'incertitude totale de ±0,63% donnée pour la valeur standard du NBS.

## VI. CONCLUSION

L'analyse et le calcul ont démontré que la méthode de TDCR par scintillation liquide permet de réaliser simplement et directement la standardisation de l'activité d'émetteur  $\alpha$  et  $\beta$ . Nous insistons sur le fait que dans les mesures concernant les émetteurs  $\beta$  de faible énergie comme  $^3\text{H}$ ,  $^{63}\text{Ni}$ , il est nécessaire de choisir un domaine d'extrapolation adéquat ou d'envisager une correction théorique du rendement. Sur ces bases, les espoirs sont permis de réduire l'incertitude théorique ultime à ±0,1%.

Nous remercions les professeurs Zhang Jiahua, Yu Fengqiao, Wu Xuzhou et Li Yongjian pour le soutien, l'intérêt et les conseils apportés à ce travail.

## Bibliographie

- [1] K. Pochwalski et al., Rep. Inst. Nucl. Res., Swierk, 1848/OPiDI/E/A, 1979.
- [2] A. Williams et al., Nucl. Instr. Meth., 112, 131(1973)
- [3] J. B. Birks, Phys. Rev., 84, 364 (1951).
- [4] P. W. Benjamin et al., AWRE Report NR/A-2/62 (1962).
- [5] H. Houtermans, Nucl. Instr. Meth., 112, 121(1973).
- [6] J. Mantel, Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, 23, 9, 407 (1972).
- [7] Wang Zhangzhi et al. Compteur d'activité à scintillateur liquide, Technique Nucléaire, à publier.
- [8] D. Smith, Nucl. Instr. Meth., 152, 505 (1978).

Légendes des figures:

Figure 1. Spectre de  $^{14}\text{C}$  obtenu par un seul PM RCA8850

axe horizontal: numéro des canaux(? illisible)

axe vertical: taux de comptage (cps)( $\times 10^3$ )

de haut en bas: pic des mono-photoélectrons

pic des double-photoélectrons

pic des triple-photoélectrons

pic dû au bruit, à la phosphorescence et à la chimiluminescence

Figure 2. Schéma du compteur à scintillateur liquide et à trois tubes

[ET]

[ET]----[OU]----[ET]----[OU]

[ET]

Figure 3. Schéma d'explication des équations de rendement de comptage additif

Figure 4. Facteurs de correction de la désactivation par ionisation et de l'effet de paroi

axe horizontal: énergie de l'électron (keV)

axe vertical: rendement de comptage correspondant

(a)  $Q(E)$  (Houtermans, expérimentale) (b)  $Q(E)$  (Birks, formule empirique)

(c)  $R(E)$   $r = 1,28\text{cm}$   $h = 2,50\text{cm}$  (volume 13ml)

Figure 5. Spectre  $\beta$  théorique et spectre de perte d'énergie efficace de  $^3\text{H}$

en pointillés: spectre  $\beta$  théorique  $f(E)$ ,

en trait plein: spectre de perte d'énergie efficace de  $\beta$   $f(W)$ .

axe horizontal: énergie(keV)

axe vertical: nombre de particules  $\beta$  par unité d'énergie

Figure 6. Courbe de rendement de  $^3\text{H}$  en fonction de TDCR

Tableau 1. analyse par régression de la courbe de TDCR calculée pour  $^3\text{H}$

Domaine d'applications	Intervalle de valeurs de R	Méthode de régression	Coefficients de régression							Déviation standard résiduelle
			B0	B1	B2	B3	B4	B5	$\Sigma\text{Bi}$	
condition idéale	$0,6 < R < 1$	progressive								
	$0,9 < R < 1$	progressive								
échantillon de faible désactivation ou appareil de faibles performances	$0,52 < R < 0,65$ ( $\alpha=0,46$ photo-électrons/keV)	linéaire								
		progressive								
échantillon de faible désactivation ou appareil courant	$0,47 < R < 0,69$ ( $\alpha=0,46$ photo-électrons/keV)	linéaire								
		progressive								
échantillon de faible désactivation ou appareil de hautes performances	$0,39 < R < 0,77$ ( $\alpha=0,65$ photo-électrons/keV)	linéaire								
		progressive								

Tableau 2. Données provenant des mesures sur l'eau tritiée

表 2 氚水測量數據

R	$N_B (\times 10^6/s)$	$N_B/D^* (\times 10^6\text{Bq})$
0.6866	4.858	6.853
0.6761	4.795	6.850
0.6595	4.705	6.860
0.6387	4.584	6.867
0.6281	4.507	6.847
0.6110	4.383	6.865
0.5951	4.315	6.863
0.5785	4.208	6.880
0.5627	4.100	6.845
0.5458	3.981	6.860
0.5244	3.854	6.852

$$* D = 0,106R^2 + 0,0633R - 0,7876R^3 + 1,6661R - 0,1173$$

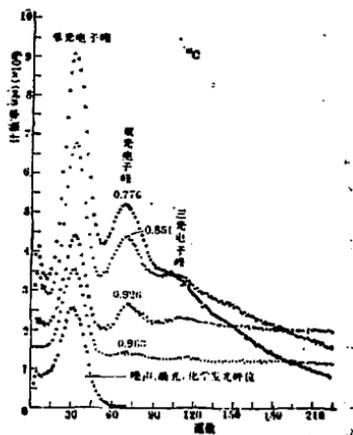


图1 用单个 RCA 8850 PMT 测得的  $^{14}\text{C}$  谱

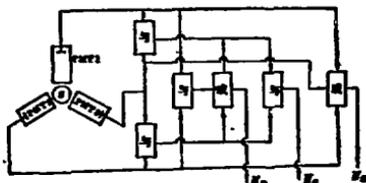


图2 三管液闪仪方框示意图

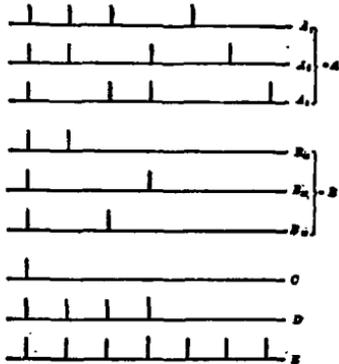


图3 关于相加计数效率公式的说明

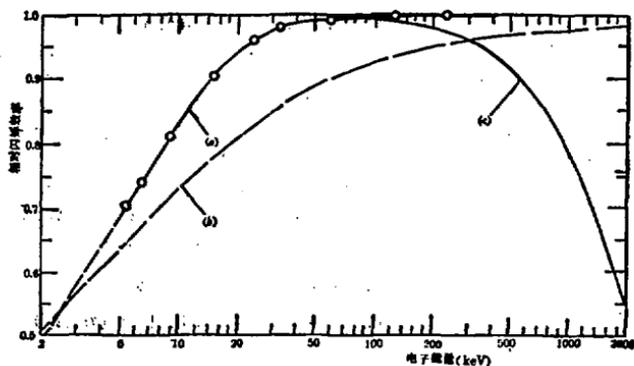


图4 电离猝灭和壁效应校正因子

(a)  $Q(E)$  (Houtermaas, 实验) (b)  $Q(E)$  (Birka, 经验式) (c)  $R(E)$   $r=1.28\text{cm}$   $h=2.50\text{cm}$  (体积 13ml)

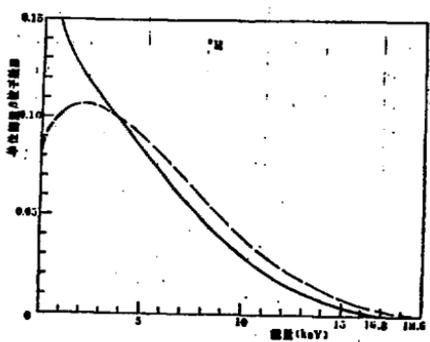


图5  $^2\text{H}$  理论 $\beta$ 谱和有效 $\beta$ 谱  
虚线为理论 $\beta$ 谱( $\beta$ ); 实线为有效 $\beta$ 谱( $\beta'$ )

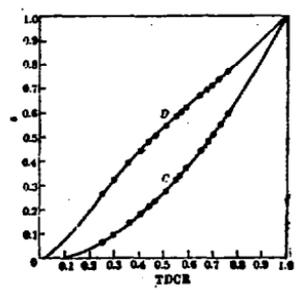


图6 作为 TDCR 函数的  $^2\text{H}$  效率曲线