

Désintégration β du ^{62}Ga

M. J. López Jiménez¹, B. Blank¹, M. Chartier¹, J. Giovinazzo¹, C. Marchand¹, J.-C. Thomas¹, J. Ajstöt², P. Dendooven², J. Huikari², A. Jokinen², V. Kolhinen², S. Nummela², H. Penttilä², Z. Radivojevic², S. Rinta-Antila², J. Szerypo², J. Wang² et Y. Wang²

1/ CENBG, Le Haut-Vigneau, B.P. 120, 33175 Gradignan, France

2/ Department of Physics, University of Jyväskylä, P. O. Box 35, 40351 Jyväskylä, Finland

Abstract

The nucleus ^{62}Ga has been produced via the reaction $p(^{64}\text{Zn}, ^{62}\text{Ga})3n$. The half-life of this nucleus has been measured by observing β particles. The value determined in the present experiment is 116 ± 2 ms. A non-analogue transition $0^+ \rightarrow 0_2^+$ expected in the decay of ^{62}Ga is not observed.

1/ Introduction

L'étude des transitions β super-permises de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ des noyaux $N=Z$ est un test des propriétés de l'interaction faible. La valeur ft peut être calculée à partir des caractéristiques de la transition : le rapport d'embranchement, la valeur du Q_β et la durée de vie. Cette valeur, avec quelques facteurs de correction, peut être exprimée en des termes dépendants de l'interaction faible, dont la constante de couplage vectorielle G_V :

$$ft(1+\delta_r)(1+\delta_c) = Ft = K / (G_V^2 / |M_V|)$$

avec $|M_V|^2 = T(T+1) - T_{zi}T_{zf}$

Dans la partie gauche de l'équation, f désigne le facteur de l'espace de phase, t la durée de vie partielle associée à la transition β , δ_r et δ_c des corrections radiative et coulombienne [1-4] respectivement. Dans la partie droite de l'équation, K est une constante [2] et M_V désigne l'élément de matrice de la transition. Dans le cas des noyaux impair-impair avec $T = 1$, $|M_V|^2$ est toujours égal à 2.

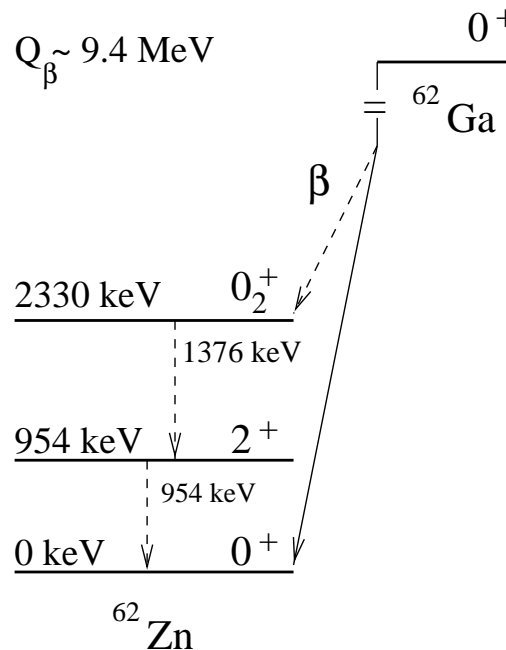


Figure 1 : Schéma de quelques niveaux de la désintégration β du ^{62}Ga . Les lignes en pointillé sont les transitions $\beta\gamma$ attendues lors de l'expérience.

La valeur de G_V doit être constante suivant l'hypothèse de conservation du courant vectoriel (CVC). D'après la Ref. [5] les éléments de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) doivent vérifier la relation d'unitarité suivante :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$$

L'élément V_{ud} de la matrice CKM peut être calculé à partir du rapport :

$$|V_{ud}| = \frac{G_V}{G_\mu}$$

où G_μ est la constante de couplage correspondant à la désintégration du muon [6,7]. Pour neuf noyaux avec $T=1$ (du ^{10}C au ^{54}Co), la valeur Ft est constante égale à $(3072.3 \pm 2.0)\text{s}$ [8]. Ce résultat est en accord avec l'hypothèse CVC. Cependant l'unitarité de la matrice CKM n'est actuellement pas vérifiée à une valeur de 3σ . Notre projet est d'élargir la mesure de Ft à des noyaux plus exotiques (du ^{62}Ga au ^{86}Tc), où l'incertitude dans la valeur de Ft est encore très grande. On pourra alors utiliser pour G_V une valeur constante sur un grand intervalle de masse et vérifier l'unitarité de la matrice CKM sur ce même intervalle.

Une précision de 0.1 ms dans la durée de vie du ^{62}Ga est nécessaire pour obtenir une valeur précise de la constante Ft . Un faible rapport d'embranchement de l'état fondamental du ^{62}Ga à l'état excité 0_2^+ (figure 1) du noyau de ^{62}Zn est attendu qui doit nous permettre d'extraire un des termes du facteur de correction δ_c .

2/ Dispositif expérimental

Le noyau de ^{62}Ga a été produit pour la première fois à IGISOL (Ion-Guide Isotope Separator On-Line [9]) (Figure 2) par fusion-évaporation. Un faisceau de protons de 45 MeV provenant du cyclotron JYFL [10] a été envoyé sur une cible de ^{64}Zn située juste devant le guide d'ions. Les produits ont été thermalisés dans un gaz d' ^4He et extraits au moyen d'une haute tension. Après analyse magnétique, les noyaux d'intérêt ont été implantés sur une bande placée au milieu du dispositif expérimental.

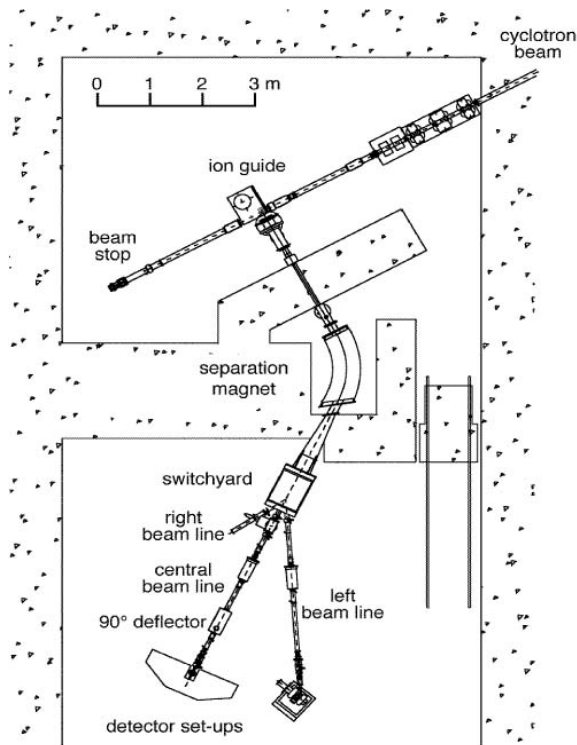


Figure 2 : Ligne IGISOL, Jyväskylä

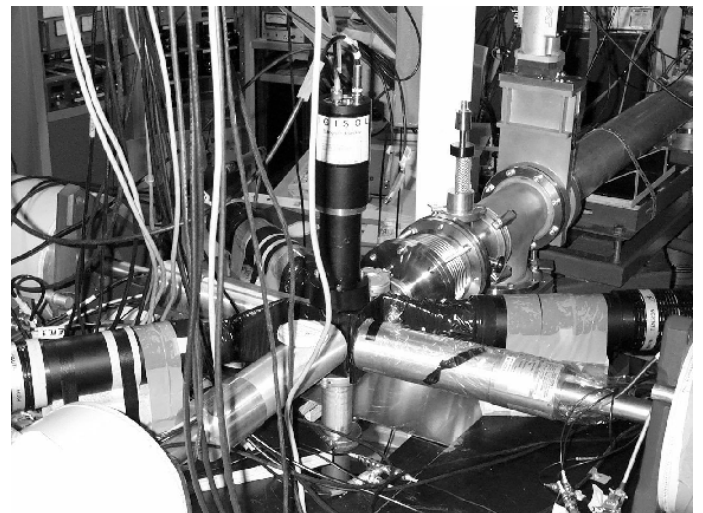


Figure 3 : Dispositif expérimental au bout de la ligne de faisceau IGISOL : on aperçoit les trois détecteurs Ge et les trois scintillateurs plastiques disposés en étoile autour du détecteur β central.

Autour de la position d'implantation, un scintillateur plastique cylindrique (~62 % d'efficacité) a été utilisé pour détecter les particules β . Trois détecteurs germanium (45 % d'efficacité relative chacun) ont été placés aussi près que possible du détecteur β . Face à chacun des détecteurs Ge, un détecteur plastique de 2 mm d'épaisseur a été utilisé comme veto pour les particules β (Figure 3).

Afin de mesurer la durée de vie, le temps de faisceau a été divisé en cycles de 1800 ms. Chaque cycle se décompose en 400 ms de collection, 1200 ms de mesure et 200 ms de repositionnement de la bande.

Par ailleurs, des noyaux de ^{61}Zn (émetteur β) ont été produits afin de calibrer le dispositif. Pour ce dernier noyau, le cycle total était de 300 s avec 100 s de collection, 200 s de mesure et 200 ms de repositionnement de la bande. La différence dans les longueurs des cycles du ^{62}Ga et du ^{61}Zn est liée à leur durée de vie respectives (116 ms et 89 s).

3/ Détermination de la durée de vie

La durée de vie du ^{62}Ga a été calculée à partir du nombre de particules β détectées en fonction du temps. La figure 4 montre, à gauche, le spectre obtenu. Il se divise en une partie croissante correspondant à la phase de collection et en une partie décroissante correspondant à la phase de désintégration.

La figure 4 donne, à droite, le spectre d'énergie des particules β . Le premier pic correspond aux événements dus au bruit de fond, le deuxième correspond à la perte d'énergie des particules β dans le détecteur cylindrique. Lors de la mesure de la durée de vie, on n'a pris en compte que les événements β situés dans le second pic.

Pour déterminer la durée de vie $t_{1/2}$ du ^{62}Ga , la partie décroissante du spectre en temps a été ajustée par une courbe d'équation :

$$y(t) = p_0 + \exp(p_1 + (t/t_{1/2}))$$

où $y(t)$ est le nombre de coups dans l'intervalle de temps t , p_0 et p_1 les paramètres libres de l'ajustement. Il n'a pas été nécessaire de tenir compte du temps mort, constant et négligeable lors de l'expérience.

Une durée de vie de 116(2) ms a été ainsi obtenue en accord avec une valeur précédemment mesurée de 115.95(30) ms [1]. L'erreur sur notre mesure est importante en raison du faible taux de comptage des noyaux de ^{62}Ga .

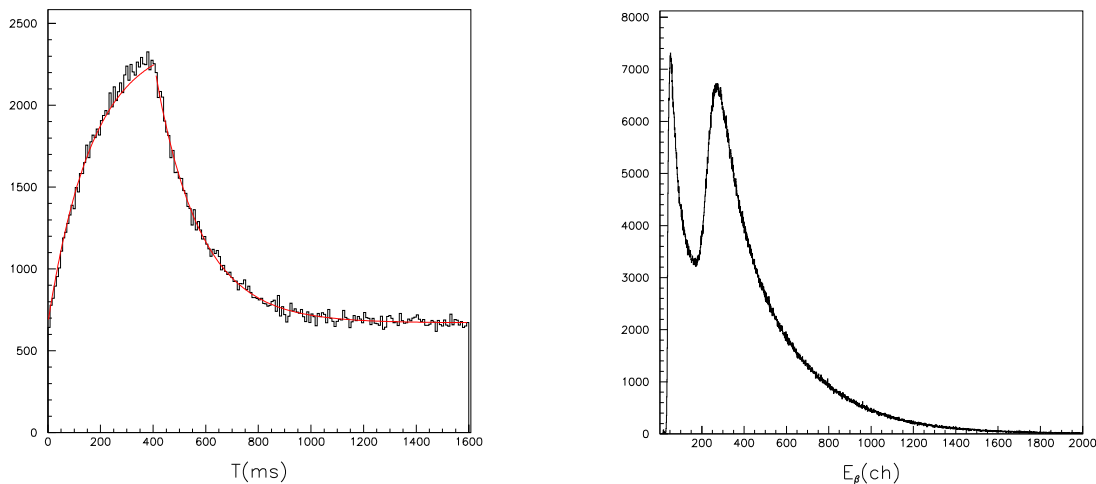


Figure 4 : A gauche: Spectre en temps de la désintégration du ^{62}Ga . La partie croissante correspond au temps de collection des noyaux, la partie décroissante correspondant à la désintégration radioactive. A droite: Spectre d'énergie des particules β issues de la désintégration du ^{62}Ga : le premier pic correspond aux événements dus au bruit de fond.

4/ Production du ^{62}Ga

Le taux de collection de ^{62}Ga a été calculé à partir du spectre en temps conditionné par les énergies β . Le bruit de fond constant a été supprimé. Le nombre d'événements a été divisé par le temps de collection, par l'efficacité β (62 % d'après [2]) et corrigé du rapport faisceau /hors faisceau. Le taux de production du ^{62}Ga a été finalement estimé à 15 pps.

5/ Spectre γ

Afin de déterminer les corrections de mélange d'isospin δ_c , il est nécessaire d'identifier une transition non-analogue $0^+ \rightarrow 0_2^+$ depuis le fondamental 0^+ du ^{62}Ga vers l'état excité 0_2^+ du noyau fils ^{62}Zn . Ceci peut être obtenu via l'observation de la transition γ de 1376 keV du niveau excité 0_2^+ au niveau excité 2^+ du noyau fils ^{62}Zn (Figure 1). Une telle transition n'a pas été observée (voir le spectre de la figure 5) ; un calcul montre en effet qu'avec 15 pps de ^{62}Ga , 47.5 h de collection et 5.10^{-5} de rapport d'embranchement, on attend seulement 3 coups.

6/ Production du ^{61}Zn

Le taux de production du ^{61}Zn a été déduit de son spectre d'émission γ . Plusieurs transitions connues ([13]) ont été identifiées. Les transitions γ les plus intenses sont à 475 keV et 1660.5 keV avec 16 % et 7.4 % de rapport d'embranchement absolu respectivement.

Ce taux a été calculé de deux façons différentes :

- Dans un premier run, le spectre γ a été incrémenté seulement si les particules β ont été détectées dans le scintillateur plastique. Le taux de production du ^{61}Zn a été déduit du nombre de coups dans les deux pics γ les plus intenses corrigé de l'efficacité de détection γ , de l'efficacité β de déclenchement et du temps de mesure (le rapport faisceau/hors faisceau). Un taux d'environ 32 pps a été obtenu.
- Dans un second run, les détecteurs γ participaient également au déclenchement. Malgré le fort taux de comptage dû au bruit de fond, un taux de 23 pps a été obtenu pour le ^{61}Zn . En imposant une condition supplémentaire sur la perte d'énergie des particules β dans le détecteur cylindrique, une partie importante du bruit de fond a pu être éliminée. Le taux de comptage obtenu est alors de 24 pps ce qui permet de déduire l'efficacité β du détecteur cylindrique : $\text{Eff} = 62\%$.

La différence des taux de comptage du ^{61}Zn entre les runs est due à des instabilités du faisceau primaire.

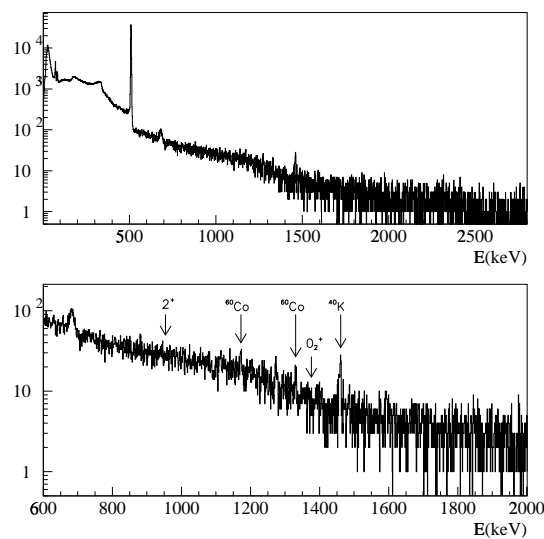


Figure 5 : Spectre γ de désintégration du ^{62}Ga . En haut de la figure, le spectre complet est montré, en bas, un zoom à haute énergie est représenté. Les flèches indiquent les énergies des transitions du niveau 2^+ vers l'état fondamental 0^+ et du niveau 0_2^+ au niveau 2^+ . On observe également des raies dues à la présence de contaminants radioactifs naturels (^{60}Co , ^{40}K)

7/ Conclusion

Une expérience a été réalisée auprès de la ligne IGISOL, afin de mesurer la durée de vie du noyau de ^{62}Ga et d'étudier la spectroscopie γ . A cet effet, un dispositif composé de 3 détecteurs Ge et un scintillateur β cylindrique a été utilisé. Le test s'est avéré positif et une durée de vie de 116(2) ms a été obtenue, valeur en accord avec des mesures antérieures. Pour réaliser une étude spectroscopique du ^{62}Ga et mesurer avec une plus grande précision sa durée de vie, un taux de comptage plus élevé est nécessaire, de l'ordre de 1000 pps au lieu de 15 pps. Une expérience ultérieure devrait avoir lieu à Jyväskylä avec le taux de comptage souhaité.

Références

- [1] I. S. Towner, Nucl. Phys. A 540, 478 (1992)
- [2] D. H. Wilkinson, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 335, 172 (1993)
- [3] W. E. Ormand and B. A. Brown, Phys. Rev. C 52, 2455 (1995)
- [4] H. Sagawa et al., Phys. Rev. C 53, 2163 (1996)
- [5] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963);
M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- [6] W. A. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 56, 22 (1986)
- [7] A. Sirlin and R. Zucchini, Phys. Rev. Lett. 57, 1994 (1986)
- [8] J. C. Hardy and I. S. Towner, nucl-th/9812036 14 Dec 1998
- [9] <http://www.phys.jyu.fi>
- [10] <http://www.phys.jyu.fi/research/accelerator/cyclotron>
- [11] David E. Alburger, Phys. Rev. C 18, 1875 (1978)
- [12] Z. Radivojevic, private communication
- [13] M. Oinonen et al., Eur. Phys. J. A 5, 151-156 (1999)