

Etude de la cinématique de la désintégration de l'ortho-positronium en 3 photons

Eva Vuilloz & Léa Dodeman

October 13, 2024

Abstract

This article is dedicated to the study of the ortho-positronium decay, a system composed of an electron and a positron, particularly focusing on the kinematics of the decay into three photons. To do this, we examined several configurations whose final states are predicted by the theory of special relativity, in order to compare the theory with experimental results. The study was conducted using NaI scintillators, with Na22 sources. At the end of this study, it was possible to create a Dalitz plot, a 2D diagram representing a probability in phase space of obtaining one decay with a specific configuration with two out of the tree angles between the decay photons as entries.

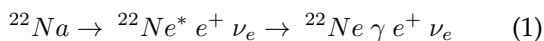
1 Introduction

Le positronium est un système électron-positron instable. C'est un pseudo-atome avec une structure hyperfine, comparable à celle de l'hydrogène. Les niveaux d'énergie sont bien plus bas en raison de sa masse : $m_{Ps} = 1022.5 \text{ keV} \ll m_H$

Pour un spin $s=0$ (spins de l'électron et du positron anti-parallèles), il est dans un état singulet : le para-positronium (p-Ps). Le p-Ps se désintègre en un nombre pair de photons [1] avec un temps de vie de 125 ps [2].

Pour un spin $s=1$ (spins de l'électron et du positron parallèles), il est dans un état triplet : l'ortho-positronium (o-Ps). Le o-Ps se désintègre en un nombre impair de photons [1] avec un temps de vie de 142 ns.

Le positronium se forme à la suite d'une désintégration β^+ . Pour son étude, nous avons utilisé une source de ^{22}Na , qui suit cette chaîne de désintégration [3] :



Le positron interagit avec un électron de l'environnement principalement :

$$e^+ e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2)$$

$$e^+ e^- \rightarrow p - Ps \rightarrow 2\gamma \quad (3)$$

$$e^+ e^- \rightarrow o - Ps \rightarrow 3\gamma \quad (4)$$

Pour pouvoir identifier les 3 photons issus de la désintégration de l'ortho-positronium, nous nous sommes appuyées sur des contraintes cinématiques imposées à ces photons, qui proviennent de la théorie de la relativité restreinte. Ces contraintes découlent de la conservation de l'énergie totale et de l'impulsion totale :

$$m_{o-Ps} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3} \quad (5)$$

$$\vec{p}_{o-Ps} = \vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2} + \vec{p}_{\gamma_3} \quad (6)$$

Les 3 photons sont attendus dans le même plan, afin de respecter la conservation de l'impulsion. Ainsi, 4 contraintes régissant la désintégration sont obtenues : une sur l'énergie, deux sur l'impulsion et une sur les angles entre chaque photon :

$$\theta_{12} + \theta_{23} + \theta_{13} = 2\pi \quad (7)$$

2 Setup expérimental

Afin de détecter les 3 photons issus de la désintégration, 3 scintillateurs NaI ont été placés dans le même plan autour de 2 sources de ^{22}Na , à partir desquelles l'ortho-positronium est créé. Les 3 détecteurs sont branchés à une carte Faster, qui permet de récupérer les données enregistrées par les 3 détecteurs lorsque ceux-ci sont en coïncidence, c'est-à-dire qu'ils détectent tous les 3 un signal dans une fenêtre de temps de 400ns. Les angles entre chaque détecteur varient selon les configurations étudiées, et la prise de données pour chaque configuration est d'au moins 15h. Un exemple de montage est schématisé sur la Fig.1. Du plomb a été ajouté autour de chaque détecteur afin de limiter la détection de photons provenant d'effets Comptons réalisés au sein d'un autre détecteur.

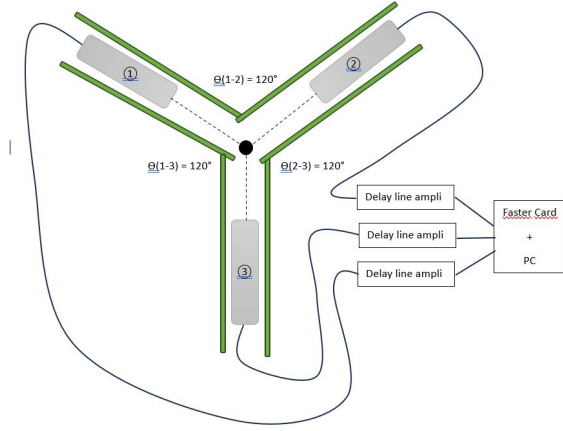


Figure 1: Montage expérimental de la première configuration

En tout, 4 configurations ont été étudiées. Les angles (degrés) et énergies (keV) attendues sont résumées dans le Tableau 1

Configuration	θ_{12}	θ_{13}	θ_{23}
#1	120	120	120
#2	60	150	150
#3	90	140	130
#4	70	160	130

Table 1: Energies théoriques (en keV) des photons selon les angles (en °) de la configuration

2 sources de sodium ont été utilisées, afin d'améliorer la statistique, et une distance de 15cm est mise en chaque détecteur et les sources pour réduire l'acceptance géométrique des détecteurs tout en gardant un taux de comptage raisonnable.

La sélection des données pour une configuration utilisée pour les résultats présentés dans la section 3 se fait de la manière suivante. Après avoir extrait les données en énergie et en temps pour les 3 détecteurs, 2 critères de sélection sont mis en place. Premièrement, les 3 énergies de la coïncidence doivent être supérieures à $50 \pm \text{err}$ keV, (où err est un écart à l'énergie calculé à partir de la résolution des détecteurs). Ce critère permet de réduire le bruit provenant d'une mauvaise détection des détecteurs. Deuxièmement, les coïncidences gardées doivent respecter la contrainte cinématique de la conservation de l'énergie totale : $m_{o-Ps} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3} = 1022 \pm 9$ keV.

3 Résultats

3.1 Prédiction de la cinématique

Nous pouvons prédire la cinématique de la désintégration de l'ortho-positronium en trois photons par le biais d'une figure de Dalitz[4] (voir figure 2)

Cette figure représente le nombre d'événements attendus pour une certaine configuration $(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23})$ de la désintégration.

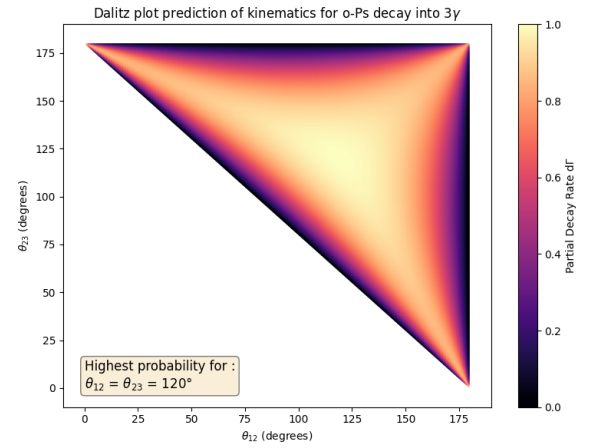


Figure 2: Figure de Dalitz représentant la prédiction pour la cinématique de désintégration de l'ortho-positronium [5]

Ici, l'échelle de couleur ne représente pas un nombre d'événement mais plutôt une probabilité, obtenue à l'aide du taux de désintégration partiel Γ :

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 8m_{Ps}} |M|^2 E_1 E_2 E_3 \quad (8)$$

où $|M|^2$ est l'élément de matrice au carré qui pondère la probabilité de désintégration. (Formule tirée du PDG [6])

3.2 Résultats expérimentaux

Les résultats présentés ici ont passé la sélection des données expliquée dans la section 2. Les énergies expérimentales ont été trouvées grâce à des fits gaussiens sur les histogrammes des énergies détectées pour chaque détecteur. Un exemple est donné sur la Figure 3.

Les valeurs d'énergie expérimentales sont présentées dans le Tableau ci-dessous.

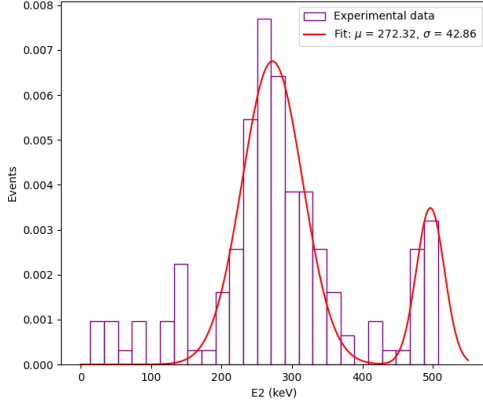


Figure 3: Histogramme pour l'énergie dans le détecteur 1, dans la configuration 3

Config		E^{th}	E^{exp}	$e^{th}(\%)$
1	E_1	340.83	328.63 ± 42.30	3.46
	E_2	340.83	326.12 ± 31.45	4.26
	E_3	340.83	330.10 ± 16.59	3.00
2	E_1	273.98	254.18 ± 53.43	7.80
	E_2	273.98	269.84 ± 59.41	1.54
	E_3	474.54	470.29 ± 47.95	0.79
3	E_1	325.17	329.78 ± 22.45	1.45
	E_2	272.85	272.32 ± 21.43	0.25
	E_3	424.48	423.66 ± 11.86	0.08
4	E_1	382.51	371.85 ± 40.82	2.73
	E_2	170.78	303.63 ± 95.96	43.68
	E_3	469.21	497.44 ± 22.45	5.72

L'erreur théorique correspond à l'écart normalisé, en pourcentage, entre la valeur théorique et la valeur expérimentale. Toutes les valeurs d'énergie expérimentales sont cohérentes avec les valeurs théoriques, car celles-ci rentrent dans l'intervalle d'incertitude, excepté pour la 4ème configuration. Cela peut s'expliquer par les valeurs extrêmes attendues pour cette configuration, notamment une énergie très basse (170.78 keV) pour le détecteur 2. Or la résolution d'un détecteur NaI est moins bonne pour des énergies basses, ce qui peut expliquer une très grande incertitude et un décalage du pic car les énergies détectées ne vont plus passer les conditions cinématiques.

L'ensemble des triples coïncidences détectées pour les 4 configurations détaillées dans le tableau 1 peut être utilisé pour tracer une figure de Dalitz expérimentale, présentée sur la Figure 4, car les 4 configurations permettent de couvrir une grande partie de l'espace de phase (voir figure 5).

La figure obtenue est en adéquation avec la prédiction (figure 2). On remarque cependant une forte proportion d'événements pour l'un des angles

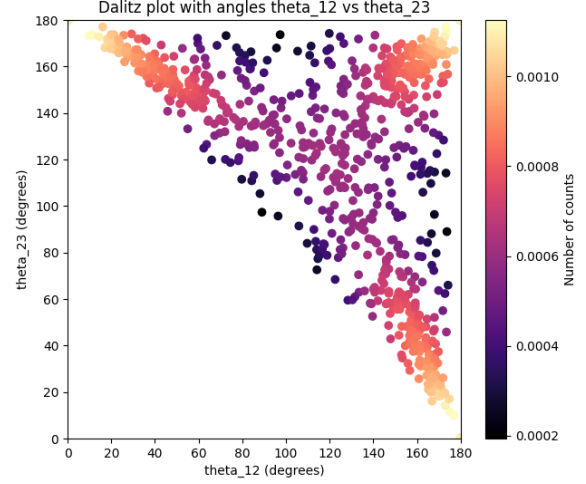


Figure 4: Dalitz plot réalisé pour 4 configurations. Les angles associés aux énergies mesurées ont été obtenus d'après les deux conditions de conservation du moment cinétique 1.

égal à 180°, ce qui correspond à une énergie de 511 keV. Théoriquement, ce ne sont pas les configurations les plus probables.

4 Discussion

Parmi les résultats présentés dans la section 3, la plupart correspondent à la théorie car les énergies théoriques rentrent dans la marge d'erreur calculée. Cependant tous les résultats ne sont pas concluants, et l'intervalle d'incertitude peut être amélioré afin d'obtenir des mesures plus précises. Plusieurs facteurs affectant la précision des résultats ont été étudiés.

Le bruit de fond le plus important pour des mesures d'énergies avec une source de Na22 est la production de photons à 511keV (voir figure 4). Comme expliqué dans la section 1, une source de sodium se désintègre en émettant un positron, qui peut se lier avec un électron pour former un positronium, ou bien s'annihiler directement avec l'électron en émettant deux photons de 511 keV chacun. Ce processus est dominant, car il représente 60% de la totalité des annihilations, et les 40% restants forment le positronium avant de s'annihiler [2]. Ces photons peuvent être détectés en même temps que des photons émis par la désintégration du positronium, ce qui peut entraîner soit une perte de données sur des coïncidences qui ne passeront pas les conditions cinématiques, soit une augmentation de "fausses" coïncidences avec des photons à 511 keV qui vont passer fortuitement les conditions cinématiques et vont fausser les résultats finaux. C'est pour cela que

des doubles fits gaussiens ont été nécessaires, comme montrés sur la Figure 3 afin d'exclure le pic à 511 keV du calcul du fit gaussien du pic du positronium.

De plus, la question de la présence de l'effet Compton s'est posée. En effet, les photons entrant dans un détecteur peuvent faire un effet Compton avec les électrons présents dans le détecteur, c'est-à-dire que le photon va être dévié d'un certain angle en ayant perdu de l'énergie, et ce photon dévié pourrait être perçu par un autre des détecteurs et faire ainsi une coïncidence fortuite. Mais après une mesure de bruit de fond avec l'un des 3 détecteurs hors plan, le nombre de photons détectés provenant d'effets Compton est vraiment négligeable, le plomb posé entre les détecteurs étant suffisant pour les arrêter.

Un autre effet important influant sur la grande dispersion des résultats est la taille des détecteurs. En effet, les détecteurs ne sont pas ponctuels, et lorsqu'ils sont placés dans une certaine configuration, donc dans un certain angle, la zone balayée par le détecteur est plus large que simplement l'angle à étudier. Le diamètre des détecteurs étant de 5.5cm, situés à 15cm de la source (comme mis en place ici), cela correspond à une zone de ± 10 degrés autour de l'angle étudié. Le schéma est présenté sur la Figure 5.

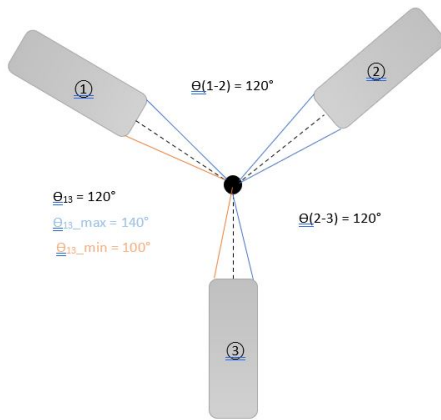


Figure 5: Schéma des zones réellement balayées par les détecteurs

Ainsi, de nombreuses énergies possibles du positronium sont réalité détectées pour une configuration particulière des détecteurs, ce qui se traduit par un intervalle d'incertitude plus grand.

La méthode d'analyse peut également être améliorée. Les énergies et erreurs obtenues à partir des fits gaussiens sont peu précises (χ^2 trop grand). Cela peut être dû à un mauvais modèle (ici gaussien) ou encore un trop petit nombre de mesures. En effet, pour des acquisitions de 24h à 48h et en prenant en

compte les conditions cinématiques, nous avons un nombre de points de l'ordre de la centaine, voire moins, ce qui est trop peu. Il aurait fallu refaire les mesures pour un grand nombre de configurations, et sur des temps d'acquisition plus longs également. Ainsi, un fit gaussien aurait été plus concluant. Ceci était difficilement envisageable dans le temps imparti, avec un nombre limité de détecteurs.

Un autre facteur d'incertitude est la résolution en temps. A titre de comparaison, le dispositif J-PET [4] possède une résolution de l'ordre des ps, bien meilleure que celles des détecteurs à scintillation NaI, d'environ 80 ns. La détection de triples coïncidences est forcément moins précise, ce qui explique en partie le grand nombre de coïncidences "fortuites" détectées, notamment celles de photons à 511 keV.

Finalement, dans le calcul du taux de désintégration partiel Γ [5], les éléments de matrice au carré $|M|^2$ ne sont pas connus. L'étude se concentre sur un seul mode de désintégration de l'ortho-positronium. Nous avons donc supposé $|M|^2$ constant pour la figure de Dalitz, choisi arbitrairement égal à 1. Son calcul requiert des compétences dans le cadre de la théorie quantique des champs qui dépassent le cadre de ce projet. En effet, le plot reproduit très bien les résultats expérimentaux obtenus dans l'article [4].

5 Conclusions et Perspectives

Les énergies trouvées expérimentalement pour plusieurs configurations des détecteurs autour d'une source de Na22 sont cohérentes avec les prédictions d'énergie de la relativité restreinte liées à la désintégration de l'ortho-positronium en trois photons. Les énergies théoriques entrent dans les intervalles d'erreur (sauf pour la configuration 4), qui sont cependant assez larges et peuvent être améliorés. Pour une analyse plus complète et plus précise de la cinématique de cette désintégration, il serait envisageable de multiplier le nombre de mesures, en plaçant par exemple un plus grand nombre de détecteurs à même distance de la source. L'intérêt serait d'observer plusieurs configurations de la désintégration à la fois. Du bruit de fond peut encore être enlevé en traitant les photons de l'annihilation, par exemple en effectuant une mesure de bruit de fond avec seulement 2 détecteurs face à face afin d'avoir un taux d'annihilation expérimental à soustraire aux données. Une autre proposition d'amélioration serait de remplacer les détecteurs NaI par des détecteurs plus fins, réduisant la zone balayée réellement par les détecteurs, et ainsi réduire l'intervalle d'incertitude.

References

- [1] A. Czarnecki and S. G. Karshenboim, “Decays of positronium,” 1999.
- [2] P. Moskal, “Positronium imaging,” in *2019 IEEE nuclear science symposium and medical imaging conference (NSS/MIC)*, pp. 1–3, IEEE, 2019.
- [3] “Laboratoire national henri becquerel – laboratoire national de métrologie dans le domaine des rayonnements ionisants.”
- [4] D. Kamińska and al., “A feasibility study of ortho-positronium decays measurement with the j-pet scanner based on plastic scintillators,” *The European Physical Journal C*, vol. 76, Aug. 2016.
- [5] L. Dodeman and E. Vuilloz, “Python script for dalitz plot of o-ps decay.” https://github.com/lea-dodeman/Dalitz_plot_oPs_decay, 2024.
- [6] J. Beringer and al., “Review of particle physics,” *Phys. Rev. D*, vol. 110, p. 030001, Aug 2024.