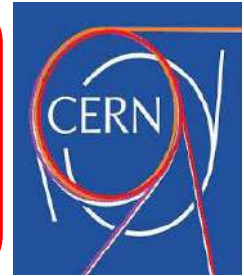


This article was downloaded by: [CERN Center Library]
On: 18th February 2023
Access Details: [subscription number 770144528]
Publisher: IAEA International Journal and Beta Group-CERN, Lyon
Information Ltd Registered in France and IAEA Registered Number: 1073361A
Registered office: Beta Group, LHC Laboratory, CERN, Lyon 77414, Fr



**Document de recherche de
Large Hadron Collider (LHC)
CERN Cyclotron, Lyon, France
Març 2023**



Titre de la recherche:

**Étude Approfondie des Effets de l'ABR
sur le Quadripôle Super Gyro Quantum
sur les Nano Matériaux**

**Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz)
dans la Réaction Nucléaire Contrôlée**

Moh. HARDIYANTO ¹⁾, Imas Ratna ERMAWATI ²⁾, DASMO ³⁾

¹⁾ Beta Group – CERN Cyclotron, Lyon, FRANCE

²⁾ Department of Physics Education, Universitas Muhammadiyah
Prof. Dr. Hamka, Jakarta, INDONESIA

³⁾ Department of Physics Education, Universitas Indraprasta
PGRI, Jakarta, INDONESIA

Full terms and conditions of use: <http://www.iaea.com/terms-and-conditions-of-access.pdf>

This article maybe used for research, teaching and private study purposes. Any substantial or systematic reproduction, re-distribution, re-selling, loan or sub-licensing, systematic supply or distribution in any form to anyone is expressly forbidden. The publisher does not give any warranty express or implied or make any representation that the contents will be complete or accurate or up to date. The accuracy of any instructions, formulae and drug doses should be independently verified with primary sources. The publisher shall not be liable for any loss, actions, claims, proceedings, demand or costs or damages whatsoever or howsoever caused arising directly or indirectly in connection with or arising out of the use of this material.

Protected by European Act number 134 for scientific publishing according by UNESCO act 11 on Chapter 4 for any substantial or systematic reproduction, re-distribution, re-selling, loan or sub-licensing, systematic supply or distribution in any form to anyone is expressly forbidden.

**Étude Approfondie des Effets de l'ABR
sur le Quadripôle Super Gyro Quantum
sur les Nano Matériaux
Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz)
dans la Réaction Nucléaire Contrôlée**

ABSTRACT

Cette recherche a été réalisée sur un appareil CERN cyclotron avec des nuances quantiques quadripôles pour les sous-particules élémentaires de muon et kaon sur la base de nano matériaux élaborés par diverses formulations ABR des derniers résultats de recherche pour les sous-particules atomiques à savoir Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz). Dans le système non Abellien pour le formalisme ABR, on verra l'effet quantique de Cerenkov existant, puis le réacteur nucléaire du grand réacteur à hadrons (LHC) de Beta Group (CERN, France) utilisant la matrice de nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) SrDU_{1,7} comme barrière pour 3.22 x 10⁵ currie/mm muon et kaon thermiques rapides flottant avant que la particule anti-neutrino apparaisse à 712,44 tesla particulary. Un ajustement soigneux de la longueur d'onde et de la polarisation de la pompe dans l'état de Dirac s'avère essentiel pour observer les corrélations quantiques sur le super gyro-magnétique. Au champ magnétique du tesla 712,44 et à l'amortisseur sous-particules élémentaires de muon et kaon de 3,22 x 10⁵ currie/mm, la réduction de structure de cristallisation est 5.16% jusqu'à 14.09% pendant 35.2 années de période en 121.37 mégawatts. Actuellement le matériel est Th (7,18x-5,35y) sur les D Cf (4,8yz + 3,22xz) a été substitué par ce matériel, toutefois le coût meilleur marché que Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz).

Mots-clés : paires de muon et kaon, formalisme ABR, nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz), 712,44 tesla, super gyro-magnétique

Dans Muon-Hadron superbe magnétique sur grand CERN de Hadron Collider (LHC), Lyon, France :

L' avancé reséachérez du l'authorize : [Dr. Moh. HARDIYANTO, S.Si.,MT](#)

Chiéf : Prof. Dr. Pierre T. KOLATZ, DEA
Le rank être au-dessus de reséachérez : 1. Prof. Dr. Hélène DUPRIX, M.Eng.Sc.
2. Prof. Dr. Florence MATINNE, DEA
3. Prof. Arnold BERGMANN, Ph.D.

Collâborantiont : *Sub-Division 7th de Colóny du LHC
L'ingénierie du Beta Group – LHC*

I. Introduction de

Le quadripôle quantique basé sur le déploiement de nano matériaux de déploiement du thorium entre des systèmes physiquement séparés est une ressource qui est essentielle pour la mise en œuvre de nombreux traitements d'informations quantiques. La grande majorité des photons enchevêtrés rapidement pour les paires sous-atomiques muon et kaon pour $3,22 \times 10^5$ currie/mm de déflexion qui sont utilisées dans divers laboratoires à travers le monde aujourd'hui reposent sur une conversion paramétrique vers le bas spontanée dans les χ cristaux. Cependant, nos recherches ont récemment démontré un nouveau type de source avec le formalisme Abrikosov-Balseiro-Russell (ABR) dans un système non Abellien tel que

$$|i \cong \sum_{\alpha} x_{\alpha}^i | \alpha \rangle, \quad (1)$$

quelles paires de photons ont repris par des particules sous-atomiques telles que muon et kaon qui sont générées par Th (7,18x-5,35y) ont été générées par diffusion non dégénérée à quatre photons. Dans le formalisme ABR, le χ paramétrique a résulté par quelques équations se compose de

$$\sum_j^{occ} \sum_{\beta\gamma\delta} \chi_{\beta}^{i*} \chi_{\gamma}^j (\mu\beta|V|\gamma\delta) \quad (2)$$

$$\langle \chi|CV|\gamma \cong \sum_{\beta\delta} (\mu\chi\beta|V|\gamma\delta)\rho_{\delta\beta}$$

$$\langle \Phi|H\chi|\Phi^{\uparrow} \rangle = \chi^{**} \quad (3)$$

$$\langle \Phi|H\chi^*|\Phi^{\uparrow} \chi^* \rangle = \chi^{\downarrow} \quad (4)$$

$$\rho_{\delta\beta} = \sum_j^{occ} \chi_{\delta}^j \Phi_{\beta}^{i*} \quad (5)$$

Pour un sous-atomiques telles que muon et kaon rapide flottant à $2,41 \times 10^5$ currie/mm, la nano structure dans l'état de Dirac était symbolisée Φ par et sinon à Abellian-system Φ^{\uparrow} était désignée par. Cette condition inclut la transmutation de Schwinger χ^* par et l'invariant désigné χ^{\downarrow} par pour le système non Abellien.

Dans cette recherche, nous présentons sur la mesure des corrélations dans les paires de photons Muon et Kaon générées par diffusion à quatre photons (FPS). Les nano matériaux de Th (7,18x-5,35y) générés en sous-particules atomiques telles que les expériences de comptage de photons muon et kaon décrites ici fournissent une démonstration convaincante de ces corrélations. La conception de l'expérience avec les équipements Catch-Nuc et Interstellar Nuclear Beam (New approaching of Th_xDSrU_{2-x} nano-materials on Abrikosov-Balseiro-Russell (ABR) model at 525 tesla Super Gyro-Magnetic; M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) pour produire des paires de photons corrélées dans une nano structurez Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) à dispersion décalée près de la longueur d'onde de 1015,11 nm.

Les deux différences fondamentales entre les travaux rapportés ici et les expériences précédentes sont la longueur d'onde de fonctionnement à 781,33 nm contre 1709,21 nm, et l'utilisation d'une configuration linéaire par opposition à une configuration en boucle de Sagnac. Après avoir flotté de $3,22 \times 10^5$ currie/mm de muon et kaon thermiques rapides dans une chambre nucléaire, la barrière de Th (7,18x-5,35y) s'est avérée contenir des particules anti-neutrinos existantes. C'est une bonne condition avant de continuer à l'état de Dirac après le flottement des muon et kaon, et sur la base de quelques équations dans le formalisme ABR, les

corrélations quantiques approchant seront l'ajustement de la valeur critique de la longueur d'onde de la pompe par la nano structurez Th (7,18x-5,35y).

Les deux différences fondamentales entre les travaux rapportés ici et les expériences précédentes sont la longueur d'onde de fonctionnement à 781,33 nm contre 1709,21 nm, et l'utilisation d'une configuration linéaire par opposition à une configuration en boucle de Sagnac. Après avoir flotté de $3,22 \times 10^5$ currie/mm de muon et kaon thermiques rapides dans une chambre nucléaire, la barrière de Th (7,18x-5,35y) s'est avérée contenir des particules anti-neutrinos existantes. C'est une bonne condition avant de continuer à l'état de Dirac (Hardiyanto, M. (2013). Quantum Approximation for Josephson's Tunneling in Thx DUO2 Nano Material for 535 Tesla at Muon Cyclotron. *Advanced Materials Research*, 789, 157 – 160) après le flottement des neutrons, et sur la base de quelques équations dans le formalisme ABR, les corrélations quantiques approchant seront l'ajustement de la valeur critique de la longueur d'onde de la pompe par la nano structurez Th (7,18x-5,35y).

II. Contexte Théorique

La théorie classique des interactions à quatre ondes dans la nanostructure Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) a été développée par le formalisme ABR avec des équations très simples telles que:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_1 + i \chi \left(|A_1|^2 A_1 \right) \quad (6)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_2 + i \chi \left[2|A_1|^2 A_2 + A_3^{i\Delta k z} \right] \quad (7)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_3 + i \chi \left[2|A_1|^3 A_3 + A_2^{i\Delta k z} \right] \quad (8)$$

Dans ces équations, $A_{1,2,3}$ sont les amplitudes de champ des ondes de pompe, de signal et de ralenti, respectivement, et est le coefficient d'atténuation des nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) selon $P(z) = P(0)e^{-\alpha z}$ où P est la puissance et z est la distance de propagation. Le coefficient non linéaire, χ , est lié à l'indice de réfraction non linéaire, n_2 ,

$$\chi = \frac{n_2 \omega_1}{A_{eff} c}, \quad A_{eff} \text{ est la zone de mode effectif du champ, et } \omega_1, \text{ est la fréquence angulaire de}$$

la pompe. L'inadéquation du vecteur d'onde est donnée par

$$\Delta k = 2 k_1 - k_2 - k_3 \quad (9)$$

Où k_1, k_2, k_3 sont les amplitudes du vecteur d'onde pour les ondes de pompe, de signal et de ralenti. Nous avons supposé que la pompe est beaucoup plus forte que le signal d'entrée et que l'inadéquation de la vitesse de groupe entre les trois ondes n'est pas significative; (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic) ce sont des hypothèses raisonnables pour les expériences décrites dans cet article. Les effets de la perte linéaire, de la modulation en phase propre et en phase croisée sont toutefois inclus.

Pour une interaction efficace, solution d'Eqs. (7-9) demande que la condition de correspondance de phase suivante soit satisfaite:

$$k = 2 \chi P_1 + \Delta k \quad (10)$$

$$\cong 2 \chi P_1 + \beta (\omega_2 - \omega_1)^2 = 0$$

Où β est le coefficient de dispersion de vitesse de groupe (GVD) et est la fréquence angulaire de l'onde de signal. Le paramètre GVD, D , est souvent utilisé au lieu de β et ils sont liés par

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2 \beta}$$

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2 \beta}$$

Dans le formalisme ABR après flottement rapide des neutrons thermiques, mais avant l'apparition des particules anti-neutrinos, les équations de simplicité changent en approche quantique avec des paires de photons, expliquées comme ces équations:

$$\langle \Phi | H \chi^* | \Phi^\dagger \rangle = \sum_i^{occ} \langle i | T | i_k^\dagger \rangle + \sum_{i < j}^{occ} (i j | V \chi^* | i j) \quad (11)$$

$$\langle \Phi | H \chi^* | \Phi \rangle = \sum_{i=1}^{occ} \sum_{\alpha, \beta} x_\alpha^{i*} \chi_\beta^i \langle \alpha | T | \beta \rangle + \frac{1}{2} \sum_{i, j}^{occ} \sum_{\alpha \beta \gamma \delta} x_\alpha^{i*} \chi_\beta^{j*} x_\gamma^i \chi_\delta^j (\alpha \beta | V | \gamma \delta) \quad (12)$$

$$\epsilon_k \chi_\mu^k = \sum_\gamma x_\gamma^k \left(\begin{array}{l} \langle \mu | T | \chi \rangle \\ + \langle \mu | v | \gamma \rangle \end{array} \right) \quad (13)$$

$$\rho = \sum_j^{occ} | j^\downarrow \rangle \langle j^\uparrow |$$

$$\langle r | \rho | r' \rangle = \sum_j^{occ} \langle r | j^\downarrow \rangle \langle j^\uparrow | r' \rangle \quad (14)$$

$$\langle r | \rho | r \rangle \equiv \rho(r) = \sum_j^{occ} |\phi_j(r)|^2 \quad (15)$$

Dans les sections suivantes, la probabilité FPS est approximée en calculant le gain de puissance classique, G , pour un signal pulsé faible dont la largeur spectrale est adaptée à celle de la bande passante des détecteurs. La probabilité de diffusion, qui est la même que le taux de production de paires de muon et kaon par impulsion de pompe, est considérée comme proportionnelle à, où est le lorsqu'aucune pompe n'est présente. Dans le cas de, mais pour perte, nano structurez Th dans une nano structurez Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) à dispersion décalée près de la longueur d'onde de 1902,41 nm dans le formalisme ABR sans système Abellien.

La première formulation étudiée par Arturo J. Gomez (Gomez, J. Arthur, 2021 et M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) a montré que la structure cristalline sera dérivée de la théorie BCS telle que

$$H_1 = \sum_i J \left[C_{ki\uparrow}^F C_{ki\downarrow}^F \right] \quad (16)$$

La première équation a été donnée par Abrikosov, Balseiro et Russel (ABR) dans l'appariement sur la structure cristalline supra conductrice (Duprix, Hélène, 2021 et M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) en utilisant le nuage d'électrons non réactif de Fermi et le nuage d'électrons réactifs de Fermi-Hall. L'équation complétée a été donnée par

$$H_{II} = \sum_i J [C_{ki\uparrow}^F C_{ki\downarrow}^F] + k \sum_i \sum_j [C_{kij\uparrow}^F C_{kij\downarrow}^F] \quad (17)$$

III. Modèle de Formalisme ABR

L'analyse décrite ci-dessus s'applique également aux interactions à quatre muon et kaon dans tout type de structure nucléaire Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz). Les avantages de l'utilisation des corrélations quantiques pour démontrer les effets de la structure nucléaire non linéaire Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) dans les nano matériaux résultent de plusieurs propriétés nouvelles: le coefficient non linéaire est amélioré dans les petits noyaux de quelques μm^2 qui prennent en charge un seul mode transversal sur une gamme de longueurs (Hardiyanto, M. (2018). Approximation in Quantum Quadrupole at Juergen Model for Nuclear Reactor Control Rod Blade Based on \{Th_xDUO2\} Nano Materials) d'onde extrêmement large (409,11 nm – 1701,23 nm). Ces quatre propriétés se combinent pour permettre à des interactions efficaces de se produire des FPS qui sont soit beaucoup moins efficaces ou pas du tout possibles dans la nano structurez nucléaire Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) SrD U_{1.7} standard.

Tableau-1. Diverses propriétés de la structure nucléaire Th (7,18x-5,35y) dans le FPS

Propriétés Th (7,18x-5,35y)	Valeur
Longueur	0,9902 m
Diamètre du noyau	1,91722 μm
Atténuation	89,61 dB/m
Longueur d'onde de coupure	< 552,81 nm
λ_0	Mode A : 761,41 \pm 3 nm Mode B : 781,33 \pm 3 nm
D_{slope}	Mode A : 0,7033 p nano-seconde Mode B : 0,7811 p nano-seconde
γ	98,7254 (W m) ⁻¹

La source : avec l'aimable autorisation du réacteur nucléaire CERN du LHC du Groupe Beta basé sur nos recherches no. DA-515 / 2023, France

La longueur d'onde à dispersion nulle, λ_0 , et la pente de la courbe GVD, D_{slope} , près λ_0 sont déterminées expérimentalement en mesurant le retard de groupe dépendant de la longueur d'onde dans une configuration inter férométrique. Le retard de groupe est ensuite tracé en fonction de la longueur d'onde et ajusté à un polynôme d'ordre inférieur jusqu'à χ^2 ou χ^3 . La première dérivée de la courbe de retard de groupe, normalisée à la longueur de la nano-structure Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) testée, donne le paramètre GVD. La condition de Dirac soutiendra l'existence de muon et kaon jumeaux sur le système Abellian. En utilisant une approche quantique, les résonances des muon et kaon jumeaux seront détectées par dérivation trans-thorium (Duprix, Helèna, 2021 et M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) lorsque le neutron rapide se brisait à l'état de Dirac lors du tunnelage de Josephson. L'autre côté, avec l'approximation de Born, donnera les fonctions de duplication interstellaire à la nano structure Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz).

Ces expériences utilisant quelques muon et kaon à base de nano matériaux Thorium avaient des équipements à faisceau accéléré tels que le détecteur CERN cyclotron et le Super

Gyro Magnetic de la réaction en chaîne nucléaire, générés par Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz), sont montrés dans les Fig.1 et 2.

IV. Discussion et résultats de la recherche

Quelques expériences utilisant le détecteur de cyclotron du CERN et l'approximation des champs magnétiques super gyroscopiques pour la détection des particules sous-atomiques muon et kaon après que l'effet de Cerenkov s'est avéré correspondre à l'approche analytique, en particulier pour $2,97 \times 10^5$ jusqu'à $3,22 \times 10^5$ currie/mm muon et kaon sous-atomique particules flottant.

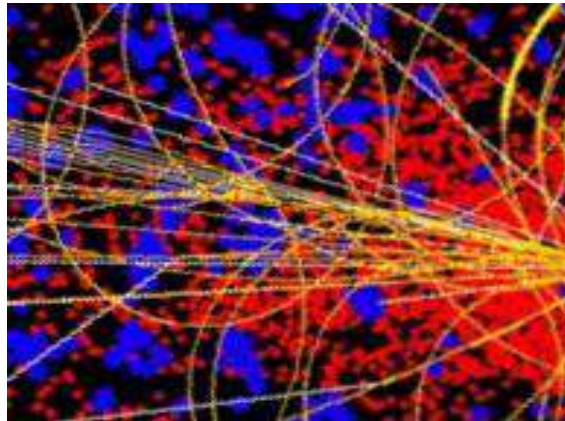


Fig. 1. Le détecteur de cyclotron du CERN, en particulier le dispositif de comptage de l'effet de l'ABR pour la mesure des particules sous-atomiques de muon et de kaon sur la base du Th (7,18x-5,35y) D Cf et la fusion de photons à paires existant après l'effet de Cerenkov pour un champ magnétique de 565-582 tesla dans un réacteur nucléaire à puissance ajustée de 121,37 MW.

(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Betha LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

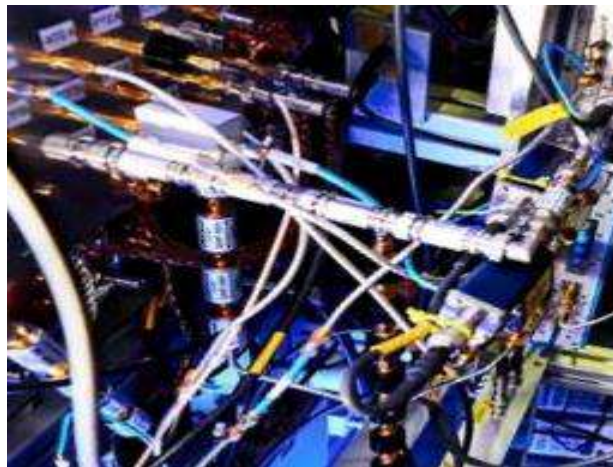


Fig. 2. Salle de contrôle de la réaction nucléaire en chaîne pour la mesure des particules de neutrinos et des neutrons thermiques existant après l'effet de Cerenkov pour un champ magnétique de 708,11 tesla à 712,44 tesla dans un réacteur nucléaire à puissance ajustée de 121,37 MW.

(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Betha LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

Quelques expériences utilisant le détecteur de cyclotron et la salle de contrôle du CERN cyclotron pour détecter les particules sub atomiques de muon et kaon après que l'effet de Cerenkov s'est avéré correspondre à l'approche analytique, en particulier pour $2,82 \times 10^5$ jusqu'à $3,22 \times 10^5$ currie/mm flottant de neutrons. Sur la base de la dérivation du formalisme ABR en Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) structure des nano matériaux, quelques équations d'hypothèse seront testées par plusieurs expériences, en particulier pour l'effet de tunenling après la réaction de délimitation, à la désintégration du Thorium.

Les résultats des mesures de retard de groupe prises pour le FPS utilisé dans ces expériences sont présentés sur la figure 3.

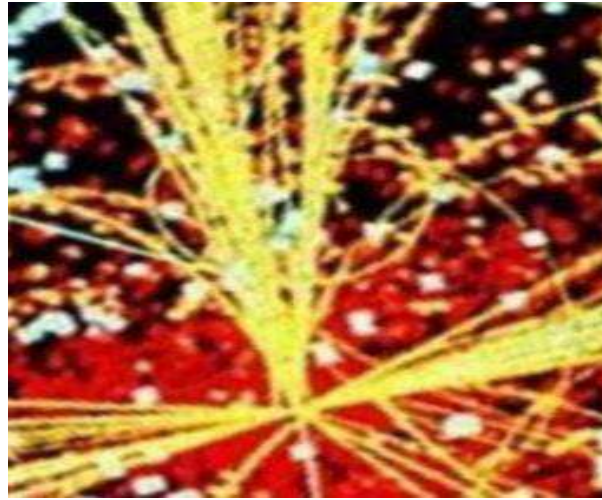


Fig. 3. Une figure qui décrivant à partir des réactions sous-atomiques de muon et kaon avec une base sur Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) structure de l'expérience utilisée pour générer et détecter des photons jumeaux corrélés quantiques générés dans le FPS.

(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Betha LHC-CERN,
Réacteur Nucléaire, 2023, France)

En figue. 3. les deux courbes correspondent aux deux modes de polarisation du MF, révélant que le comportement de retard de groupe est assez différent entre les deux modes de polarisation. Les lignes données avec les données correspondent à la fonction polynomiale du second ordre,

$$\text{Delay} = a\lambda^2 + b\lambda + c, \quad (18)$$

où pour le matériau Sr (1.5y+2.1z) O₂ = 750,31 nm: λ_0 et pour la nano structurez Th (7,18x-5,35y) = 746,81 nm: et dans l'encadré de la figure 1 se trouvent des tracés de la première $a = 0.321, b = -481$, dérivée des courbes ajustées, $a = 0.338, b = -502$, révélant le fait qu'il n'en est pas de même pour les deux modes de polarisation. D'autres paramètres importants du MF utilisé ici concernant le FPS en particulier pour le matériau Th (7,18x-5,35y) sont résumés dans le tableau 1.

Pour ces expériences basées sur l'approximation quantique à la condition ABR, telles que

$$H_{II} = \sum \varepsilon_k C_{kt}^F - \hbar \Delta \sum \{C_{k\uparrow}^F C_{k\downarrow}^F x \hbar c\} \quad (19)$$

$$\Delta = g_{BCS} \sum_k \langle C_{k\downarrow} \bullet C_{k\uparrow} \rangle \quad (20)$$

En ce qui concerne les nano matériaux cristallins basés sur Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) structurez pour le nano matériaux Th (7,18x-5,35y) pour sa valeur fiable de structurez

cristalline, il y a quelques points pour les particules sous-atomiques muon et kaon analysant ces phénomènes tels que:

- a) La longueur d'onde de déplacement du Compton-Dirac a une ondulation très lisse sur le côté supérieur, cela signifie que pour le noyau de magnéton $0.9376618/10^{-4}$ amu, le nuage de phonons-électrons avec l'état de Fermi-Dirac et aucun des muon et kaon thermiques ne pourrait briser la barrière zone de profondeur de $3,09 \times 10^{-4}$ nm.
- b) À une puissance ajustée de 121,37 MW et une luminosité de 3.22×10^5 currie/mm de muon et kaon thermiques rapides flottant, l'interstellaire de ce matériau capable de conduire une charge électrique semi-relativiste quantique, la quantité est de 7,9814/eV. Il peut être calculé par les équations (14) et (16) dans la théorie des groupes, mais avec un couplage quantique, la rotation pour la rotation magnétique a montré par

$$P^2 = J(J + 1)\hbar^2; \quad \text{exigence : } \mathbf{J} = 0, 1, 2, \dots \quad (21)$$

$$P_z^2 = M^2 \hbar^2 \quad ; \quad \text{exigence} \quad \mathbf{M} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \mathbf{J} \quad (22)$$

$$P_k^2 = K^2 \hbar^2 \quad ; \quad \text{exigence:} \quad \mathbf{K} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \mathbf{J} \quad (23)$$

La configuration expérimentale qui a été utilisée pour étudier la production de paires de photons dans la MF est illustrée à la Fig. 3 les axes en mode polarisation de la fibre. Le choix de la longueur d'onde de la pompe et de l'axe fringent au feu MF utilisé est critique, comme cela sera discuté plus en détail plus loin. Pour les faibles puissances de pompage, lorsque les impulsions de pompage se propagent à travers la fibre, il y a une faible probabilité qu'un événement de diffusion paramétrique à quatre photons se produise. Le signal résultant et les paires de photons fous se propagent avec la pompe et émergent du MF.

Selon le spin magnétique quantique et la résonance magnétique qui sont exprimés par les équations (11) à (22) qui décrivaient à quel point l'impact (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic) du bombardement thermique à muon et kaon thermiques sur la zone interstellaire de Fermi-Dirac était large. Cependant, la largeur est de $0,001127 \times 10^{-11}$ mètres avec une déflexion du champ magnétique lors de la résonance de la rotation en rotation autour de 6772,55 cm pour chaque réaction active du nuage de Fermi. Cette matière dans la fréquence de rotation magnétique de 587,31 MHz à 612,44 MHz avec refroidissement par eau du modérateur liquide Be(4,11-1,81xy) Sr DUO_{1.7} dans la chambre du réacteur. Pour montrer l'impact et l'existence de l'effet de surface de Fermi-Dirac causés par le tunnel d'Anderson pour le flottement de la charge électrique des neutrons thermiques dans le spin magnétique quantique également la résonance, il a été déterminé à partir de la spectroscopie Gell-Mann.

Du fait du choix de la configuration linéaire, le filtrage spectral est assez difficile. Des paires de photons émergent du MF accompagnées d'un champ de pompage très fort. Étant donné une impulsion de pompage contenant des photons, résolution numérique des Eq. (1-3) en présence de perte prédit que la probabilité FPS est d'environ 19.35%. Par conséquent, (Hardiyanto, M. (2013). Quantum Approximation for Josephson's Tunneling in Thx DUO2 Nano Material for 535 Tesla at Muon Cyclotron. *Advanced Materials Research*, 789, 157 – 160) la sortie du MF se compose d'un grand nombre de photons de pompage et d'un nombre extrêmement petit de signaux de signaux spontanément diffusés et de photons fous qui sont séparés en longueur d'onde de la pompe de ~ 14.33 nm.

La caractéristique de transfert du filtre de détection est représentée sur la figure 4. Ici, le taux de comptage relatif (en dB) sur chaque compteur de photons est montré en fonction de la

longueur d'onde pour un signal injecté. Le spectre de l'impulsion de la pompe d'entrée est inclus pour montrer que la longueur (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic) d'onde centrale de la pompe est placée symétriquement entre les bandes passantes du filtre de détection. La largeur de bande de 5.61 dB de chacune des deux bandes passantes est de 4.18 nm, ce qui est important par rapport à la largeur spectrale de la pompe (~ 0.44 nm). L'efficacité de détection totale maximale au centre de chaque bande passante du filtre (y compris l'efficacité quantique du PCM respectif ainsi que les pertes de propagation de la fibre vers le PCM) est d'environ 5.16%.

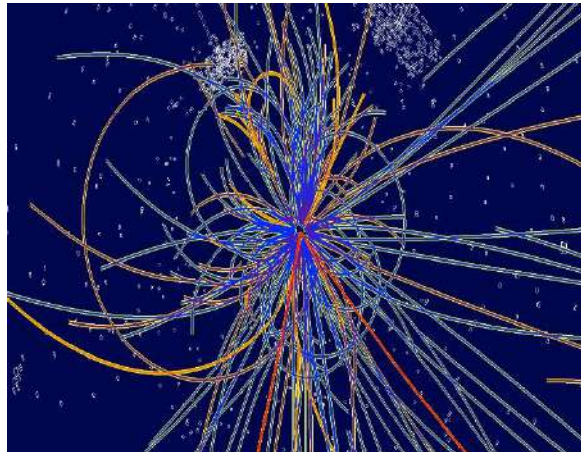


Fig. 4. Graphiques montrant la réponse spectrale du filtre de détection en comparaison avec la bande passante de la pompe injectée. Notez que les centres de bande passante du filtre de détection pour le signal et le ralenti sont situés symétriquement par rapport à la longueur d'onde centrale de la pompe, et que la bande passante de détection (2,822 nm FWHM) est considérablement plus grande que la bande passante de la pompe (0,4911 nm FWHM).

(*Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Betha LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France*)

Les niveaux de compte d'obscurité pour les deux détecteurs sont typiquement ~ 28.55 comptes / s pour le détecteur de signal et ~ 151.87 comptes / s pour le détecteur libre.

La sortie du MF est dirigée vers le premier réseau de diffraction, G1. Un miroir (M1 sur la figure 4) est utilisé pour diriger la partie à longue longueur d'onde (signal) du spectre vers un deuxième réseau, G2. tandis que la partie de courte longueur d'onde (folle) passe devant le miroir et frappe un troisième réseau, G3. Ainsi, le signal et le ralenti sont diffractés deux fois chacun. Les ondes diffractées sont ensuite dirigées à travers des filtres d'interférence dont le but est double: assurer un filtrage supplémentaire de la pompe et bloquer la lumière ambiante de la pièce. Les Ifs sont spécifiés pour avoir des bandes passantes de 10 nm centrées à 758,33 nm ou 762,21 nm. Le centre de la bande passante de ceux-ci peut être réglé en longueur d'onde en les faisant légèrement tourner de sorte que l'onde incidente ne soit plus normale à la surface.

Tableau-2. Les propriétés des états du champ Magnétique Quantique base sur Th(7,18x – 5,35y) D Cf(4,8yz + 3,22xz) nano matériaux

Matériaux	Valeur de spin magnétique quantique	États quantiques
Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz)	7.5177/eV	$C_{kij\uparrow}^F; E_{(FD,J)}$
	7.9881/eV	$C_{kij\uparrow}^F; E_{(FD,P,J)}$
	7.7622/eV	$C_{kij\uparrow}^F; E_{(FD,J)}$

La source : avec l'aimable autorisation du réacteur nucléaire CERN du LHC du Groupe Beta basé sur nos recherches no. DA-515 / 2023, France

Enfin, le signal et le fou passent chacun à travers une lentille asphérique ($f = 11 \text{ nm}$) et une fente de $11.44 \mu\text{m}$ pour obtenir le filtrage spectral souhaité. L'optique du filtre de détection est agencée de sorte que la forte onde de pompage passe sans être diffusée par aucune surface jusqu'à ce qu'elle soit déversée sur une surface noire. De plus, le nombre d'éléments optiques utilisés dans le système de filtrage est minimisé afin de réduire la diffusion inutile de la lumière des surfaces et des imperfections.

Même si, avant la détection, on est capable de filtrer parfaitement les muon et kaon à la longueur d'onde de la pompe, il faut aussi faire très attention à ce qu'il n'y ait pas de muon et kaon injectés dans le MF dont les longueurs d'onde correspondent à celle du signal et / ou de la oisif. L'utilisation d'une pompe pulsée implique qu'il y a des muon et kaon (Hardiyanto, M. (2018). Approximation in Quantum Quadrupole at Juergen Model for Nuclear Reactor Control Rod Blade Based on \{Th_xDUO2\} Nano Materials) dans les bandes latérales spectrales de la pompe à l'entrée du MF. Ces photons supplémentaires pourraient provoquer des FPS stimulés plutôt que les FPS spontanés que nous recherchons. Par conséquent, pour obtenir la suppression des bandes latérales de la pompe, nous passons l'onde de pompe à travers un mono chromatueur à double réseau avant de l'injecter dans le MF. Il en résulte une suppression de la bande latérale de la pompe supérieure à 105.66 dB. Le monochromateur à double réseau filtre également les impulsions de la pompe, produisant une bande passante étroite de $\sim 0.309 \text{ nm}$ pour la nano structure Th (7,18x-5,35y) = 746,81 nm: et dans l'encadré de la figure 1 se trouvent des tracés de la première $a = 0.321, b = -481$, dérivée des courbes ajustées, $a = 0.338, b = -502$, révélant le fait qu'il n'en est pas de même pour les deux modes de polarisation. D'autres paramètres importants du MF utilisé ici concernant le FPS en particulier pour le matériau Th (7,18x-5,35y) sont résumés dans le tableau 2.

Pour détecter des comptages temporellement coïncidents à l'aide du scaler multicanal, la sortie de l'un des PCM est utilisée comme entrée de déclenchement vers le scaler tandis que les impulsions de l'autre PCM sont mesurées à l'entrée de signal du scaler. L'instrument génère alors un histogramme du temps d'arrivée des impulsions de signal par rapport aux impulsions de déclenchement. Un ensemble typique de données enregistrées par l'évaluateur est montré sur la figure 4, où l'on peut voir que l'un des pics est beaucoup plus haut que les autres.

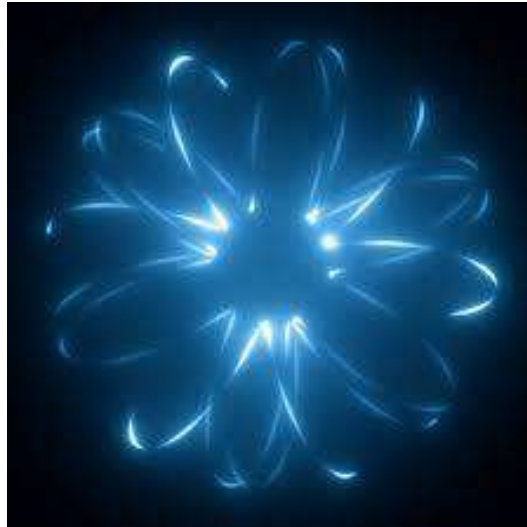


Fig. 5. Les nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) après le tunnelling de Josephson avec deux paires de muon at kaon, un réglage de filtre de détection donné pour $\lambda_0 \sim 761.41$ nm.

(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Beta LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

Les points de données sont accompagnés de courbes de diffusion théoriques, qui ont été ajustées aux données à l'aide d'Eq. (1-3). Le λ_0 est supposé être 751,33 nm pour ces calculs. On voit que la réponse optimale est obtenue pour une longueur d'onde de pompe de 751,83 nm. La courbe en pointillés dans l'encart montre la réponse du filtre mesurée pour la bande passante folle en comparaison avec la théorie de l'efficacité FPS en fonction de la longueur d'onde. La largeur est souhaitable car le système se rapproche alors plus étroitement de ce qui est attendu pour une pompe CW.

Des choix corrects des longueurs d'onde de pompe, de signal et de ralenti, et un alignement soigneux du système sont essentiels pour obtenir le résultat souhaité. Comme on peut le voir sur la figure 5, le choix de la longueur d'onde de la pompe et des longueurs d'onde de la bande passante du filtre de détection par rapport aux λ_0 fibres a un effet dramatique sur la largeur de bande d'adaptation de phase FPS et, par conséquent, sur le taux de production de la paire signal-oisif. Les longueurs d'onde du filtre et de la pompe doivent être choisies de façon à ce que les bandes passantes du filtre de détection soient proches des pics de la courbe d'adaptation de phase, comme c'est le cas pour $\lambda_p = 749$ nm.

Nous avons effectué des mesures FPS pour le nombre de photons fous en fonction de la puissance de la pompe, et les résultats sont présentés sur la figure 5. Le mode de polarisation de la fibre correspondant à $\lambda_0 \cong 749.64$ nm a été excité avec des impulsions de pompe dont la longueur d'onde variait de ± 747.55 nm à $\lambda_0 = 755.31$ nm. Il est évident que le taux de comptage est considérablement (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic) réduit pour l'impulsion de pompe de λ_0 longueurs d'onde désaccordées de plus de ± 2 nm. En pratique, un détour de plus de ± 1.75 nm de la longueur d'onde de la pompe par rapport à la valeur optimale réduit le taux de production de la paire de manière si spectaculaire que le niveau de bruit de fond dû aux fuites de lumière et de noirceur est dominant.

Rappelons que la fibre dépend de la polarisation en raison de la biréfringence dans le MF (voir Fig. 3.). Cela signifie que la polarisation de la pompe affecte également de manière spectaculaire le taux de comptage signal / oisif dans l'expérience.

La visualisation de la figure 5 a été ajustée à la théorie en résolvant numériquement les équations. (1-3) pour calculer le gain de puissance, G , puis mettre à l'échelle les résultats numériques selon

$$R = a_1 \left[(G - G_0) + b_1 (P_{pump}) \right], \quad (24)$$

où R est l'efficacité totale de diffusion de photons détectée par impulsion de pompe, G_0 est le gain lorsque le nombre injecté de muon et kaon par impulsion de pompe (P_{pump}) est égal à zéro.

Dans cette expérience, le FPS, la diffusion de Josephson et la perte linéaire sont tous du même ordre de grandeur. En conséquence, il est difficile de quantifier la contribution due à la diffusion de Josephson sans une théorie plus complète, présentée pour les matériaux nano Th ($7,18x-5,35y$) D Cf ($4,8yz + 3,22xz$) près le tunnelage de Josephson.

En joignant la force nucléaire de Coulomb à la force centripète de Bohr dans la zone quantique relativiste, qui est de $2,902 \times 10^4$ currie/mm d'absorption de flux muon et kaon pour un état minimal dans la chambre du réacteur, la valeur du n-ième étage commence de 1 à 2 selon l'interférence de Fermi état. Sur la base de la formulation λ_0 du nuage actif de Fermi-Dirac dans la longueur d'onde cohérente de Compton, sera joint G_0 la vibration critique du phonon de modulation et le nuage de paires de Cooper.

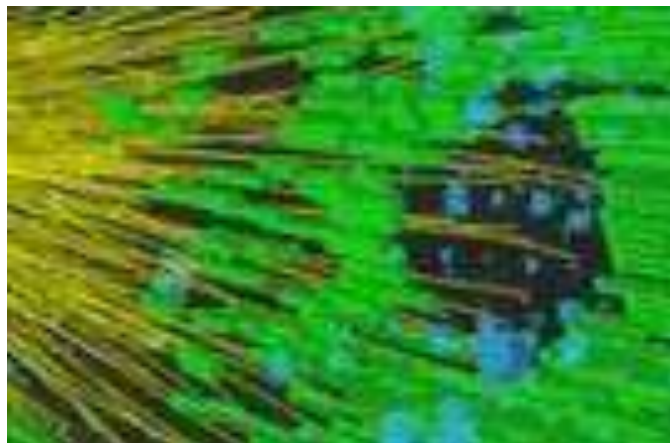


Fig. 6. Détartreur de matériau de diffusion Th ($7,18x-5,35y$) où un compteur est utilisé pour déclencher l'acquisition et l'ordre est considéré comme le signal PCM à 712,44 tesla.

(*Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Beta LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France*)

Pour détecter des comptages temporellement coïncidents à l'aide du scaler multicanal, la sortie de l'un des PCM est utilisée comme entrée de déclenchement vers le scaler tandis que les impulsions de l'autre PCM sont mesurées à l'entrée de signal du scaler. L'instrument génère alors un histogramme du temps d'arrivée des impulsions de signal par rapport aux impulsions de déclenchement. Un ensemble typique de données enregistrées par l'évaluateur est montré sur la figure 4, où l'on peut voir que l'un des pics est beaucoup plus haut que les autres. Le pic est la preuve d'une probabilité plus élevée d'enregistrer un comptage sur le signal PCM dans la même fenêtre temporelle que le comptage enregistré sur le déclencheur PCM. Les autres pics sont

espacés les uns des autres de 14,702 ns (modulo 6,0911 ns en raison de la limitation de résolution de bac sur le détartreur) et résultent du fait que la pompe pulsée à un taux de répétition de 78,217 MHz est utilisée. On peut voir clairement la période de répétition de 14,702 ns sur l'histogramme.

Les données de l'échelle peuvent être utilisées pour faire une comparaison entre le taux de coïncidences par rapport aux non-coïncidences. Un tracé des dénombrements coïncidents enregistrés et des dénombrements non coïncidents enregistrés en fonction du nombre de photons de pompage par impulsion. Ce tracé montre clairement que plus de photons coïncidents sont générés aux longueurs d'onde signal/oisif que les coïncidences accidentelles qui résultent des photons de fond.

Les résultats du comptage de coïncidences sur la figure 6 montrent bien l'existence de photons corrélés, mais uniquement au-dessus d'un large arrière-plan de dénombrements accidentels. Les «vrais nombres de coïncidence sont obtenus en soustrayant les nombres de coïncidences accidentelles du nombre total de coïncidences (Harold, Thomas S, Dec. 2022 et Hardiyanto, M. (2018). Approximation in Quantum Quadrupole at Juergen Model for Nuclear Reactor Control Rod Blade Based on Th_xDUO_2 Nano Materials).

Bien que nous nous attendions à une variation quadratique, nous observons que le taux de comptage des coïncidences réelles varie légèrement de façon sous-linéaire avec la puissance de la pompe. L'origine de cet écart n'est pas claire pour le moment. Les coïncidences accidentelles peuvent provenir de mécanismes tels que les fuites de pompe dues à un

filtrage imparfait, mais il est très important que la majeure partie de ces dénombrements accidentels proviennent de la diffusion Raman spontanée. Récemment, nous avons présenté une théorie quantique des interactions à quatre ondes dans les fibres avec inclusion systématique de l'effet Raman.

Une comparaison quantitative avec cette théorie est en cours et sera présentée ailleurs. Si l'on fait la comparaison entre les résultats présentés ici et ceux des expériences de Florence Matinne, nous nous attendons à ce que le rapport de coïncidence sur fond soit bien pire pour le choix des longueurs d'onde utilisées ici parce que les longueurs d'onde du signal se rapprochent beaucoup plus du pic de Josephson courbe de gain.

La qualité des photons corrélés générés par FPS dans le MF id est limitée par le taux élevé de coïncidences accidentelles. Le nombre de coïncidences accidentelles dues à un filtrage imparfait ainsi qu'à la diffusion spontanée de Josephson pourrait être considérablement réduit si le signal et les photons fous sont générés avec une plus grande séparation des longueurs d'onde de la pompe. Dans un article récent, Hélène Duprix décrit des mesures de l'instabilité de modulation dans des MF hautement non linéaires où le désaccord du signal et du pignon à pompe dépasse 105,61 nm. Cette séparation de longueur d'onde entraînerait la génération de paires de photons à l'écart du pic du gain Raman, qui peut ensuite être efficacement filtré les uns des autres ainsi que des photons de la pompe.

Au début de l'expérience, nous avons espéré créer un enchevêtrement de polarisation en pompant simultanément les deux modes de polarisation du MF. Cependant, il ressort clairement des données présentées sur la figure 4 que la production optimale de paires dépend du choix d'une longueur d'onde de pompe presque exactement égale à celle de λ_0 la fibre.

Étant donné que les deux modes de polarisation de la fibre diffèrent λ_0 d'environ 5,12 nm, cette approche ne fonctionnera pas car l'efficacité du processus FPS doit être la même dans les deux polarisations. Cependant, il est toujours possible de générer un enchevêtrement de polarisation en utilisant une configuration de pompe à contre-propagation dans laquelle un mode

de polarisation d'un MF est pompé dans les deux directions en même temps. En incluant une torsion de 89,518 degrés dans l'orientation des fibres et en mélangeant les deux sorties (orthogonalement à cause de la torsion) à l'aide d'un séparateur de faisceau de polarisation, un enchevêtrement de polarisation peut être produit.

V. La conclusions

En conclusion, nous avons étudié la nature coïncidente des paires muon et kaon créées dans MF en raison de FPS. Nous avons montré que pour détecter les corrélations de muon et kaon à partir de nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz), il faut comprendre la dispersion de la vitesse de groupe et les propriétés de polarisation de la fibre utilisé, consiste en

- a. La force du flux muon et kaon absorbé est de $3,22 \times 10^5$ currie/mm pour la nano structurez à photons jumeaux de matériaux nano métriques Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz).
- b. À un flux thermique de muon et kaon de $3,22 \times 10^5$ currie/mm, la valeur du spin magnétique quantique est de 7,8114/eV et le tunnelage de Josephson entre la zone interstellaire autour de 739,44 nm et 764,21 nm, alors la charge électrique des neutrons thermiques pourrait circuler en douceur.

Le comportement de dispersion dépendant de la polarisation dans MF pose des défis uniques pour la génération de l'intrication de polarisation.

Reconnaissance

Cette recherche a été financée en partie par le réacteur nucléaire canadien au deutérium uranium (CANDU), une subvention collaborative Royal Canadian Education Affair (CNAD19-00-1-0314) et le groupe Betha du Grand Collisionneur de hadrons (LHC), CERN, Lyon-France en DA-515/2023.

Les références

- [1] Samira Nazifkar, Zeynab Faroughi, and Kurosh Javidan, "Three-Spin Systems and the PBR Theorem," *European Physical Journal Plus*, 136, 941, (2021). (Google Scholar)
- [2] M Hardiyanto, "New approaching of $Th_x DSrU_{2-x}$ nano-materials on Abrikosov-Balseiro-Russell (ABR) model at 525 tesla Super Gyro-Magnetic," *AIP Conference Proceedings* 1977, 030002, (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5042922>
- [3] M Hardiyanto, and IR Ermawaty, "New method in muon-hadron absorption on $Th_x DUO_2$ nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic," *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series* 948, 012078, (2018). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/948/1/012078>
- [4] M. Hardiyanto, Ni Made Sudri, and Imas Ratna Ermawati, "New Method of Muon-Hadron Absorption based on $Th(4.4xz+SrO[2.8yz])$ Nano Material Structure with Condition Quantum Plasma at 622.16 MHz Super Gyro-Magnetic in a High Cyclotron ...," *Journal of Nuclear Engineering*, vol. 2 (4), pp. 132-141, (2021). (Google Scholar)
- [5] E.A. Korneeva, A. Ibrayeva, and K. Mulewska, "Nanoidentation testing of irradiated with shifts heavy ion," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 555, (2021). (Google Scholar)
- [6] M. Hardiyanto, "Convergence Nano Matrices Système Electron-Hydrogène basé sur $Fe73.5Cu1Nb3Si13.5B9$ Croisement Th (2.1xy + 3.4 Sr) Nano Matériaux de Dynamitage Muon-Hadron sur Quadripôle ...," *J. Nucl. Eng.*, vol. 2 (1), (2021). (Google Scholar)

- [7] B. Georgieva, S. Kolev, A. Zaleski, and T. Koutzarova, "Effect of cation substitutions in Y-type $Ba_{0.5}Sr_{1.5}Me_2Fe_{12}O_{22}$ hexaferrites on the magnetic phase transitions," *Journal of Physics*, 2240 (012023), (2022). (ResearchGate)
- [8] Keilmann, and J. Paulline., "Étude Approfondie des Effets de l'ABR sur le Quadripôle des $Np(1.8z+1.5x) Sr(3.1z - 1.6y)$ au Nucleaire Reacteur," *IAEA International Journal*, Volume 18A Edition 3, pp. 415-422, (2020). (Google Scholar)
- [9] Stuart, Thomas P., "Muon-Hadron Particles to be Absorbed by Neptunium in Fast Breeder Reactor Nuclear at Canadian Area," *IAEA International Journal*, vol. 51, (4), pp. 185-199, (2021). (ResearchGate)
- [10] M. Hardiyanto, "Quantum Approximation for Josephson's Tunneling in Thx DUO2 Nano Material for 535 Tesla at Muon Cyclotron," *Advanced Materials Research*, Online: 2013-09-04 ISSN: 1662-8985, Vol. 789, pp 157-160, (2013).
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.789.157>
- [11] Duprix, Helène, "The Measurement in $Be(1.8z+1.5x)Np(3.1z - 1.6y)$ Nano Hybrid Matrix with Quantum Approximation," *NASA International Report*, vol. 18B, pp. 221-239, (2021). (Google Scholar)
- [12] CERN, Betha Group LHC Team Nuclear Reactor, "Results Experimentally of $Th(3.82xz) DSr(2.88yz)$ nano materials for 515.33 tesla for cyclotron," *International Report Journal*, vol. 13, pp. 92-107, (2021). (Google Scholar)
- [13] Pedro, Andretta J., "Idle Time and Power in $Np(1.8z+1.5x)+SrO$ for High Energy," *British Atomic Energy of International Journal*, vol. 69, (5), pp.77-89, (2021). (ResearchGate)
- [14] Harold, Chavez, and Duprix, Helène, "A Full Vector Analysis of near-field Luminescence Nano Material of a Single Quantum Quadrupole," *Appl. Phys. Lett.*, 77, pp. 1177-1186, (2022). (Google Scholar)

Dr. Imas Ratna Ermawati, M.Pd
- Étude Approfondie des Effets
de l'ABR sur le Quadripôle
Super Gyro Quantum sur les
Nano Matériaux Th ($7,18x-5,35y$) D Cf ($4,8yz + 3,22xz$) dans
la Réaction Nucléaire Cont

by Dr. Imas Ratna Ermawati, M.pd Uploaded By Greycy

Submission date: 23-Feb-2024 09:47AM (UTC+0700)

Submission ID: 2302107832

File name: ol_15_1_March_2023_HARDIYANTO_Author_-_Imas_Ratna_Ermawati.pdf (361.91K)

Word count: 7378

Character count: 37714

5
This article was downloaded by: [CERN Center Library]
On: **18th February 2023**
Access Details: [subscription number **770144528**]
Publisher: IAEA International Journal and Betha Group-CERN, Lyon
Information Ltd Registered in France and IAEA Registered Number: 1073361A
Registered office: Betha Group, LHC Laboratory, CERN, Lyon 77414, Fr



8
Document de recherche de
Large Hadron Collider (LHC)
CERN Cyclotron, Lyon, France
Mars 2023



Titre de la recherche:

Étude Approfondie des Effets de l'ABR
sur le Quadripôle Super Gyro Quantum
sur les Nano Matériaux

Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz)
dans la Réaction Nucléaire Contrôlée

Moh. HARDIYANTO ¹⁾, Imas Ratna ERMAWATI ²⁾, DASMO ³⁾

12 ¹⁾ Betha Group – CERN Cyclotron, Lyon, FRANCE

²⁾ Department of Physics Education, Universitas Muhammadiyah
Prof. Dr. Hamka, Jakarta, INDONESIA

³⁾ Department of Physics Education, Universitas Indraprasta
PGRI, Jakarta, INDONESIA

1
Full terms and conditions of use: <http://www.iaea.com/terms-and-conditions-of-access.pdf>

This article maybe used for research, teaching and private study purposes. Any substantial or systematic reproduction, re-distribution, re-selling, loan or sub-licensing, systematic supply or distribution in any form to anyone is expressly forbidden. The publisher does not give any warranty express or implied or make any representation that the contents will be complete or accurate or up to date. The accuracy of any instructions, formulae and drug doses should be independently verified with primary sources. The publisher shall not be liable for any loss, actions, claims, proceedings, demand or costs or damages whatsoever or howsoever caused arising directly or indirectly in connection with or arising out of the use of this material. Protected by European Act number 134 for scientific publishing according by UNESCO act 11 on Chapter 4 for any substantial or systematic reproduction, re-distribution, re-selling, loan or sub-licensing, systematic supply or distribution in any form to anyone is expressly forbidden.

**Étude Approfondie des Effets de l'ABR
sur le Quadripôle Super Gyro Quantum
sur les Nano Matériaux
Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz)
dans la Réaction Nucléaire Contrôlée**

ABSTRAIT

Cette recherche a été réalisée sur un appareil CERN cyclotron avec des nuances quantiques quadripôles pour les sous-particules élémentaires de muon et kaon sur la base de nano matériaux élaborés par diverses formulations ABR des derniers résultats de recherche pour les sous-particules atomiques à savoir Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz). Dans le système non Abellien pour le formalisme ABR, on verra l'effet quantique de Cerenkov existant, puis le réacteur nucléaire du grand réacteur à hadrons (LHC) de Beta Group (CERN, France) utilise la matrice de nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) SrDU₁₇ comme barrière pour 3.22 x 10⁵ currie/mm muon et kaon thermiques rapides flottant avant que la particule anti-neutrino apparaisse à 712,44 tesla particulare. Un ajustement soigneux de la longueur d'onde et de la polarisation de la pompe dans l'état de Dirac s'avère essentiel pour observer les corrélations quantiques sur le super gyro-magnétique. Au champ magnétique du tesla 712,44 et à l'amortisseur sous-particules élémentaires de muon et kaon de 3,22 x 10⁵ currie/mm, la réduction de structure de cristallisation est 5.16% jusqu'à 14.09% pendant 35.2 années de période en 121.37 mégawatts. Actuellement le matériel est Th (7,18x-5,35y) sur les D Cf (4,8yz + 3,22xz) a été substitué par ce matériel, toutefois le coût meilleur marché que Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz).

Mots-clés : paires de muon et kaon, formalisme ABR, nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz), 712,44 tesla, super gyro-magnétique

Dans Muon-Hadron superbe magnétique sur grand CERN de Hadron Collider (LHC), Lyon, France :

L'avancé reséachérez du l'autorize : [Dr. Moh. HARDIYANTO, S.Si.,MT](#)

hiéf

Le rank être au-dessus de reséachérez

Prof. Dr. Pierre T. KOLATZ, DEA
1. Prof. Dr. Hélène DUPRIX, M.Eng.Sc.
2. Prof. Dr. Florence MATINNE, DEA
3. Prof. Arnold BERGMANN, Ph.D.

Collâborationt

: Sub-Division 7th de Colóny du LHC
L'ingénierie du Beta Group – LHC

I. Introduction de

Le quadripôle quantique basé sur le déploiement de nano matériaux de déployer du thorium entre des systèmes physiquement séparés est une ressource qui est essentielle pour la mise en œuvre de nombreux traitements d'informations quantiques. La grande majorité des photons enchevêtrés rapidement pour les paires sous-atomiques muon et kaon pour $3,22 \times 10^5$ currie/mm de déflexion qui sont utilisées dans divers laboratoires à travers le monde aujourd'hui reposent sur une conversion paramétrique vers le bas spontanée dans les χ cristaux. Cependant, nos recherches ont récemment démontré un nouveau type de source avec le formalisme Abrikosov-Balseiro-Russell (ABR) dans un système non Abellien tel que

$$|i\rangle \cong \sum_{\alpha} x_{\alpha}^i |\alpha\rangle, \quad (1)$$

quelles paires de photons ont repris par ces particules sous-atomiques telles que muon et kaon qui sont générées par Th (7,18x-5,35y) ont été générées par diffusion non dégénérée à quatre photons. Dans le formalisme ABR, le χ paramétrique a résulté par quelques équations se compose de

$$\sum_j^{occ} \sum_{\beta\gamma\delta} \chi_{\beta}^{i*} \chi_{\gamma}^j (\mu\beta|V|\gamma\delta) \quad (2)$$

$$\langle \chi | CV | \gamma \rangle \cong \sum_{\beta\delta} (\mu\chi\beta | V | \gamma\delta) \rho_{\delta\beta} \quad (3)$$

$$\langle \Phi | H \chi | \Phi^{\uparrow} \rangle = \chi^{**} \quad (4)$$

$$\langle \Phi | H \chi^* | \Phi^{\uparrow} \chi^* \rangle = \chi^{\downarrow} \quad (5)$$

Pour un sous-atomiques telles que muon et kaon rapide flottant à $2,41 \times 10^5$ currie/mm, la nano structure dans l'état de Dirac était symbolisée Φ par et sinon à Abellian-system Φ^{\uparrow} était désignée par. Cette condition inclut la transmutation de Schwinger χ^* par et l'invariant désigné χ^{\downarrow} par pour le système non Abellien.

Dans cette recherche, nous présentons sur la mesure des corrélations dans les paires de photons Muon et Kaon générées par diffusion à quatre photons (FPS). Les nano matériaux de Th (7,18x-5,35y) générés en sous-particules atomiques telles que les expériences de comptage de photons muon et kaon décrites ici fournissent une démonstration convaincante de ces corrélations. La conception de l'expérience avec les équipements Catch-Nuc et Interstellar Nuclear Beam (New approaching of Th_xDSrU_{7-x} nano-materials on Abrikosov-Balseiro-Russell (ABR) model at 525 tesla Super Gyro-Magnetic; M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) pour produire des paires de photons corrélées dans une nano structurez Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) à dispersion décalée près de la longueur d'onde de 1015,11 nm.

Les deux différences fondamentales entre les travaux rapportés ici et les expériences précédentes sont la longueur d'onde de fonctionnement à 781,33 nm contre 1709,21 nm, et l'utilisation d'une configuration linéaire par opposition à une configuration en boucle de Sagnac. Après avoir flotté de $3,22 \times 10^5$ currie/mm de muon et kaon thermiques rapides dans une chambre nucléaire, la parrière de Th (7,18x-5,35y) s'est avérée contenir des particules anti-neutrinos existantes. C'est une bonne condition avant de continuer à l'état de Dirac après le flottement des muon et kaon, et sur la base de quelques équations dans le formalisme ABR, les

corrélations quantiques approchant seront l'ajustement de la valeur critique de la longueur d'onde de la pompe par la nano structurez Th (7,18x-5,35y).

Les deux différences fondamentales entre les travaux rapportés ici et les expériences précédentes sont la longueur d'onde de fonctionnement à 781,33 nm contre 1709,21 nm, et l'utilisation d'une configuration linéaire par opposition à une configuration en boucle de Sagnac. Après avoir flotté de $3,22 \times 10^5$ currie/mm de muon et kaon thermiques rapides dans une chambre nucléaire, une barrière de Th (7,18x-5,35y) s'est avérée contenir des particules anti-neutrinos existantes. C'est une bonne condition avant de continuer à l'état de Dirac (Hardiyanto, M. (2013). Quantum Approximation for Josephson's Tunneling in Thx DUO2 Nano Material for 535 Tesla at Muon Cyclotron. *Advanced Materials Research*, 789, 157 – 160) après le flottement des neutrons, et sur la base de quelques équations dans le formalisme ABR, les corrélations quantiques approchant seront l'ajustement de la valeur critique de la longueur d'onde de la pompe par la nano structurez Th (7,18x-5,35y).

II. Contexte Théorique

La théorie classique des interactions à quatre ondes dans la nanostructure Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) a été développée par le formalisme ABR avec des équations très simples telles que:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_1 + i \chi (|A_1|^2 A_1) \quad (6)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_2 + i \chi [2|A_1|^2 A_2 + A_3^{i\Delta k z}] \quad (7)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_3 + i \chi [2|A_1|^3 A_3 + A_2^{i\Delta k z}] \quad (8)$$

Dans ces équations, $A_{1,2,3}$ sont les amplitudes de champ des ondes de pompage, de signal et de ralenti, respectivement, et est le coefficient d'atténuation des nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) selon $P(z) = P(0)e^{-\alpha z}$ où P est la puissance et z est la distance de propagation. Le coefficient non linéaire, χ , est lié à l'indice de réfraction non linéaire, n_2 ,

$$\chi = \frac{n_2 \omega_1}{A_{eff} c}, \quad A_{eff} \text{ est la zone de mode effectif du champ, et } \omega_1, \text{ est la fréquence angulaire de}$$

la pompe. L'inadéquation du vecteur d'onde est donnée par

$$\Delta k = 2k_1 - k_2 - k_3 \quad (9)$$

Où k_1, k_2, k_3 sont les amplitudes du vecteur d'onde pour les ondes de pompage, de signal et de ralenti. Nous avons supposé que la pompe est beaucoup plus forte que le signal d'entrée et que l'inadéquation de la vitesse de groupe entre les trois ondes n'est pas significative; (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic) ce sont des hypothèses raisonnables pour les expériences décrites dans cet article. Les effets de la perte linéaire, de la modulation en phase propre et en phase croisée sont toutefois inclus.

Pour une interaction efficace, solution d'Eqs. (7-9) demande que la condition de correspondance de phase suivante soit satisfaite:

$$k = 2\chi P_1 + \Delta k \quad (10)$$

$$\cong 2\chi P_1 + \beta(\omega_2 - \omega_1)^2 = 0$$

Où β est le coefficient de dispersion de vitesse de groupe (GVD) et est la fréquence angulaire de l'onde de signal. Le paramètre GVD, D, est souvent utilisé au lieu de β et ils sont liés par

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2 \beta}$$

$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2 \beta}$. Dans le formalisme ABR après flottement rapide des neutrons thermiques, mais avant l'apparition des particules anti-neutrinos, les équations de simplicité changent en approche quantique avec des paires de photons, expliquées comme ces équations:

$$\langle \Phi | H \chi^* | \Phi^\dagger \rangle = \sum_i^{occ} \langle i | T | i_k^\dagger \rangle + \sum_{i < j}^{occ} \langle i j | V \chi^* | i j \rangle \quad (11)$$

$$\langle \Phi | H \chi^* | \Phi \rangle = \sum_{i=1}^{occ} \sum_{\alpha, \beta} x_\alpha^{i*} \chi_\beta^i \langle \alpha | T | \beta \rangle + \frac{1}{2} \sum_{i, j}^{occ} \sum_{\alpha \beta \gamma \delta} x_\alpha^{i*} \chi_\beta^{j*} x_\gamma^i \chi_\delta^j (\alpha \beta | V | \gamma \delta) \quad (12)$$

$$\epsilon_k \chi_\mu^k = \sum_\gamma x_\gamma^k \left(\langle \mu | T | \chi \rangle + \langle \mu | v | \gamma \rangle \right) \quad (13)$$

$$\rho = \sum_j^{occ} | j^\downarrow \rangle \langle j^\uparrow |$$

$$\langle r | \rho | r' \rangle = \sum_j^{occ} \langle r | j^\downarrow \rangle \langle j^\uparrow | r' \rangle \quad (14)$$

$$\langle r | \rho | r \rangle \equiv \rho(r) = \sum_j^{occ} |\phi_j(r)|^2 \quad (15)$$

Dans les sections suivantes, la probabilité FPS est approximée en calculant le gain de puissance classique, G , pour un signal pulsé faible dont la largeur spectrale est adaptée à celle de la bande passante des détecteurs. La probabilité de diffusion, qui est la même que le taux de production de paires de muon et kaon par impulsion de pompe, est considérée comme proportionnelle à, où est le lorsqu'aucune pompe n'est présente. Dans le cas de, mais pour perte, nano structurez Th dans une nano structurez Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) à dispersion décalée près de la longueur d'onde de 1902,41 nm dans le formalisme ABR sans système Ab lien.

La première formulation étudiée par Arthur J. Gomez (Gomez, J. Arthur, 2021 et M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) a montré que la structure cristalline sera dérivée de la théorie BCS telle que

$$H_1 = \sum_i J \left[C_{ki\uparrow}^F C_{ki\downarrow}^F \right] \quad (16)$$

La première équation a été donnée par Abrikosov, Balseiro et Russel (ABR) dans l'appariement sur la structure cristalline supra conductrice (Duprix, Hélène, 2021 et M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) en utilisant le nuage d'électrons non réactif de Fermi et le nuage d'électrons réactifs de Fermi-Hall. L'équation complétée a été donnée par

$$H_{II} = \sum_i J [C_{ki\uparrow}^F C_{ki\downarrow}^F] + k \sum_i \sum_j [C_{kij\uparrow}^F C_{kij\downarrow}^F] \quad (17)$$

III. Modèle de Formalisme ABR

L'analyse décrite ci-dessus s'applique également aux interactions à quatre muon et kaon dans tout type de structure nucléaire Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz). Les avantages de l'utilisation des corrélations quantiques pour démontrer les effets de la structure nucléaire non linéaire Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) dans les nano matériaux résultent de plusieurs propriétés nouvelles: le coefficient non linéaire est amélioré dans les petits noyaux μm^2 qui prennent en charge un seul mode transversal sur une gamme de longueurs (Hardiyanto, M. (2018). Approximation in Quantum Quadrupole at Juergen Model for Nuclear Reactor Control Rod Blade Based on $\{Th_xDUO2\}$ Nano Materials) d'onde extrêmement large (409,11 nm – 1701,23 nm). Ces quatre propriétés se combinent pour permettre à des interactions efficaces de se produire des FPS qui sont soit beaucoup moins efficaces ou pas du tout possibles dans la nano structurez nucléaire Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,18 yz + 3,22xz) SrD U_{1,7} standard.

Tableau-1. Diverses propriétés de la structure nucléaire Th (7,18x-5,35y) dans le FPS

Propriétés Th (7,18x-5,35y)	Valeur
Longueur	0,9902 m
Diamètre du noyau	1,91722 μm
Atténuation	89,61 dB/m
Longueur d'onde de coupure	< 552,81 nm ²³
λ_0	Mode A : 761,41 \pm 3 nm Mode B : 781,33 \pm 3 nm
D_{slope}	Mode A : 0,7033 p nano-seconde Mode B : 0,7811 p nano-seconde
γ	98,7254 (W m) ⁻¹

La source : avec l'aimable autorisation du réacteur nucléaire CERN du LHC du Groupe Beta basé sur nos recherches no. DA-515 / 2023, France

La longueur d'onde à dispersion nulle, λ_0 , et la pente de la courbe GVD, D_{slope} , près λ_0 sont déterminées expérimentalement en mesurant le retard de groupe dépendant de la longueur d'onde dans une configuration interférométrique. Le retard de groupe est ensuite tracé en fonction de la longueur d'onde et ajusté à un polynôme d'ordre inférieur jusqu'à χ^2 ou χ^3 . La première dérivée de la courbe de retard de groupe, normalisée à la longueur de la nano-structure Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) testée, donne le paramètre GVD. La condition de Dirac soutiendra l'existence de muon et kaon jumeaux sur le système Abellian. En utilisant une approche quantique, les résonances des muon et kaon jumeaux seront détectées par dérivation trans-thorium (Duprix, Hélène, 2021 et M Hardiyanto - AIP Conference Proceedings, 2018) lorsque le neutron rapide se brisait à l'état de Dirac lors du tunnelage de Josephson. L'autre côté, avec l'approximation de Born, donnera les fonctions de duplication interstellaire à la nano structure Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz).

Ces expériences utilisant quelques muon et kaon à base de nano matériaux Thorium avaient des équipements à faisceau accéléré tels que le détecteur CERN cyclotron et le Super

Gyro Magnetic de la réaction en chaîne nucléaire, générés par Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz), sont montrés dans les Fig.1 et 2.

IV. Discussion et résultats de la recherche

Quelques expériences utilisant le détecteur de cyclotron du CERN et l'approximation des champs magnétiques super gyroscopiques pour la détection des particules sous-atomiques muon et kaon après que l'effet de Cerenkov s'est avéré correspondre à l'approche analytique, en particulier pour $2,97 \times 10^5$ jusqu'à $3,22 \times 10^5$ currie/mm muon et kaon sous-atomique particules flottant.

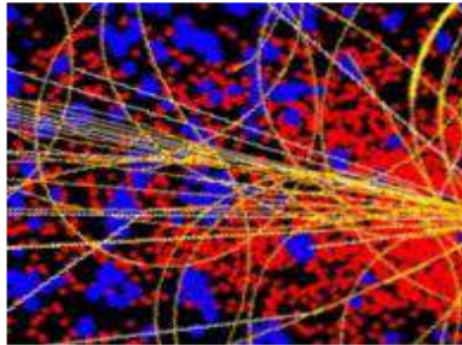


Fig. 1. Le détecteur de cyclotron du CERN, en particulier le dispositif de comptage de l'effet de l'ABR pour la mesure des particules sous-atomiques de muon et de kaon sur la base du Th (7,18x-5,35y) D Cf et la fusion de photons à paires existant après l'effet de Cerenkov pour un champ magnétique de 565-582 tesla dans un réacteur nucléaire à puissance ajustée de 121,37 MW.
(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Beta LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

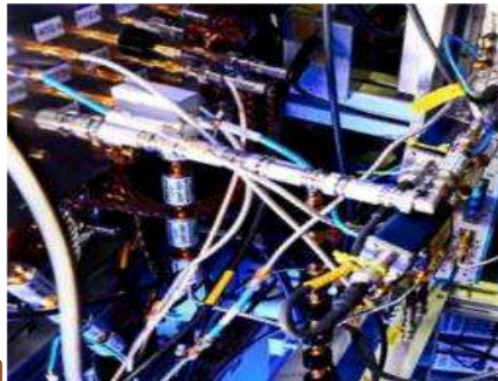


Fig. 2. Salle de contrôle de la réaction nucléaire en chaîne pour la mesure des particules de neutrinos et des neutrons thermiques existant après l'effet de Cerenkov pour un champ magnétique de 708,11 tesla à 712,44 tesla dans un réacteur nucléaire à puissance ajustée de 121,37 MW.
(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Beta LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

Quelques expériences utilisant le détecteur de cyclotron et la salle de contrôle du CERN cyclotron pour détecter les particules sub atomiques de muon et kaon après que l'effet de Cerenkov s'est avéré correspondre à l'approche analytique, en particulier pour $2,82 \times 10^5$ jusqu'à $3,22 \times 10^5$ currie/mm flottant de neutrons. Sur la base de la dérivation du formalisme ABR en Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) structure des nano matériaux, quelques équations d'hypothèse seront testées par plusieurs expériences, en particulier pour l'effet de tunenling après la réaction de délimitation, à la désintégration du Thorium.

Les résultats des mesures de retard de groupe prises pour le FPS utilisé dans ces expériences sont présentés sur la figure 3.

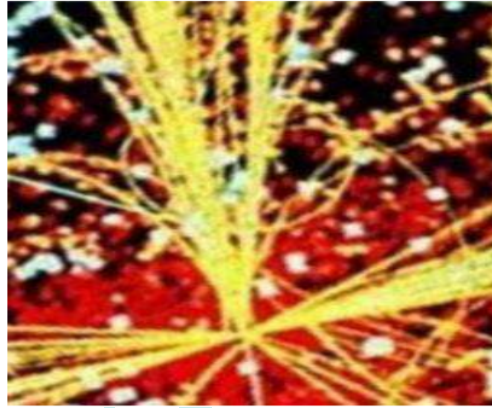


Fig. 3. Une figure qui décrivant à partir des réactions sous-atomiques de muon et kaon avec une base sur Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) structure de l'expérience utilisée pour générer et détecter des photons jumeaux corrélés quantiques générés dans le FPS.

(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Betha LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

En figue. 3. les deux courbes correspondent aux deux modes de polarisation du MF, révélant que le comportement de retard de groupe est assez différent entre les deux modes de polarisation. Les lignes données avec les données correspondent à la fonction polynomiale du second ordre,

$$\text{Delay} = a\lambda^2 + b\lambda + c, \quad (18)$$

où pour le matériau Sr (1.5y+2.1z) $O_2 = 750,31 \text{ nm}$: λ_0 et pour la nano structurez Th (7,18x-5,35y) = 746,81 nm: et dans l'encadré de la figure 1 se trouvent des tracés de la première $a = 0,321, b = -481$, dérivée des courbes ajustées, $a = 0,338, b = -502$, révélant le fait qu'il n'en est pas de même pour les deux modes de polarisation. D'autres paramètres importants du MF utilisé ici concernant le FPS en particulier pour le matériau Th (7,18x-5,35y) sont résumés dans le tableau 1.

Pour ces expériences basées sur l'approximation quantique à la condition ABR, telles que

$$H_{II} = \sum \varepsilon_k C_{kt}^F - \hbar \Delta \sum \{ C_{k\uparrow}^F C_{k\downarrow}^F x \hbar c \} \quad (19)$$

$$\Delta = g_{BCS} \sum_k \{ C_{k\downarrow} \bullet C_{k\uparrow} \} \quad (20)$$

En ce qui concerne les nano matériaux cristallins basés sur Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) structurez pour le nano matériaux Th (7,18x-5,35y) pour sa valeur fiable de structurez

cristalline, il y a quelques points pour les particules sous-atomiques muon et kaon analysant ces phénomènes tels que:

- a) La longueur d'onde de déplacement du Compton-Dirac a une ondulation très lisse sur le côté supérieur, cela signifie que pour le noyau de magnéon $0.9376618/10^{-4}$ amu, le nuage de phonons-électrons avec l'état de Fermi-Dirac et aucun des muon et kaon thermiques ne pourrait briser la barrière zone de profondeur de $3,09 \times 10^{-4}$ nm.
- b) À une puissance ajustée de 121,37 MW et une luminosité de $3,22 \times 10^5$ currie/mm de muon et kaon thermiques rapides flottant, l'interstellaire de ce matériau capable de conduire une charge électrique semi-relativiste quantique, la quantité est de 7,9814/eV. Il peut être calculé par les équations (14) et (16) dans la théorie des groupes, mais avec un couplage quantique, la rotation pour la rotation magnétique a montré par

$$P^2 = J(J+1)\hbar^2 ;$$

exigence : $J = 0, 1, 2, \dots$ (21)

$$P_z^2 = M^2 \hbar^2 ; \text{ exigence}$$

$M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots J$ (22)

$$P_k^2 = K^2 \hbar^2 ; \text{ exigence:}$$

$K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots J$ (23)

La configuration expérimentale qui a été utilisée pour étudier la production de paires de photons dans la MF est illustrée à la Fig. 3 les axes en mode polarisation de la fibre. Le choix de la longueur d'onde de la pompe et de l'axe fringent au feu MF utilisé est critique, comme cela sera discuté plus en détail plus loin. Pour les faibles puissances de pompage, lorsque les impulsions de pompage se propagent à travers la fibre, il y a une faible probabilité qu'un événement de diffusion paramétrique à quatre photons se produise. Le signal résultant et les paires de photons fous se propagent avec la pompe et émergent du MF.

Selon le spin magnétique quantique et la résonance magnétique qui sont exprimés par les équations (11) à (22) qui décrivaient à quel point l'impact (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic) du bombardement thermique muon et kaon thermiques sur la zone interstellaire de Fermi-Dirac était large. Cependant, la largeur est de $0,001127 \times 10^{-11}$ mètres avec une réflexion du champ magnétique lors de la résonance de la rotation en rotation autour de 6772,55 cm pour chaque réaction active du nuage de Fermi. Cette matière dans la fréquence de rotation magnétique de 587,31 MHz à 612,44 MHz avec refroidissement par eau du modérateur liquide Be(4,11-1,81xy) Sr DUO_{1,7} dans la chambre du réacteur. Pour montrer l'impact et l'existence de l'effet de surface de Fermi-Dirac causés par le tunnel d'Anderson pour le flottement de la charge électrique des neutrons thermiques dans le spin magnétique quantique également la résonance, il a été déterminé à partir de la spectroscopie Gell-Mann.

Du fait du choix de la configuration linéaire, le filtrage spectral est assez difficile. Des paires de photons émergent du MF accompagnées d'un champ de pompage très fort. Étant donné une impulsion de pompage contenant des photons, résolution numérique des Eq. (1-3) en présence de perte prédit que la probabilité FPS est d'environ 19,35%. Par conséquent, (Hardiyanto, M. (2013). Quantum Approximation for Josephson's Tunneling in Thx DUO2 Nano Material for 535 Tesla at Muon Cyclotron. *Advanced Materials Research*, 789, 157 – 160) la sortie du MF se compose d'un grand nombre de photons de pompage et d'un nombre extrêmement petit de signaux de signaux spontanément diffusés et de photons fous qui sont séparés en longueur d'onde de la pompe de $\sim 14,33$ nm.

La caractéristique de transfert du filtre de détection est représentée sur figure 4. Ici, le taux de comptage relatif (en dB) sur chaque compteur de photons est montré en fonction de la

longueur d'onde pour un signal injecté. Le spectre de l'impulsion de la pompe d'entrée est inclus pour montrer que la longueur (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic) d'onde centrale de la pompe est placée symétriquement entre les bandes passantes du filtre de détection. La largeur de bande de 5.61 dB de chacune des deux bandes passantes est de 4.18 nm, ce qui est important par rapport à la largeur spectrale de la pompe (~ 0.44 nm). L'efficacité de détection totale maximale au centre de chaque bande passante du filtre (y compris l'efficacité quantique du PCM respectif ainsi que les pertes de propagation de la fibre vers le PCM) est d'environ 5.16%.

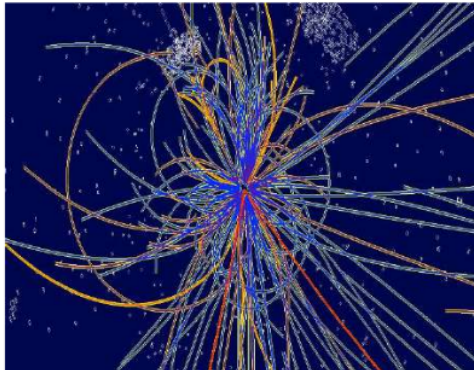


Fig. 4. Graphiques montrant la réponse spectrale du filtre de détection en comparaison avec la bande passante de la pompe injectée. Notez que les centres de bande passante du filtre de détection pour le signal et le ralenti sont situés symétriquement par rapport à la longueur d'onde centrale de la pompe, et que la bande passante de détection (2,822 nm FWHM) est considérablement plus grande que la bande passante de la pompe (0,4911 nm FWHM).
(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Beta LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

Les niveaux de compte d'obscurité pour les deux détecteurs sont typiquement ~ 28.55 comptes / s pour le détecteur de signal et ~ 151.87 comptes / s pour le détecteur libre.

La sortie du MF est dirigée vers le premier réseau de diffraction, G1. Un miroir (M1 sur la figure 4) est utilisé pour diriger la partie à longue longueur d'onde (signal) du spectre vers un deuxième réseau, G2, tandis que la partie de courte longueur d'onde (folle) passe devant le miroir et frappe un troisième réseau, G3. Ainsi, le signal et le ralenti sont diffractés deux fois chacun. Les ondes diffractées sont ensuite dirigées à travers des filtres d'interférence dont le but est double: assurer un filtrage supplémentaire de la pompe et bloquer la lumière ambiante de la pièce. Les Ifs sont spécifiés pour avoir des bandes passantes de 10 nm centrées à 758,33 nm ou 762,21 nm. Le centre de la bande passante de ceux-ci peut être réglé en longueur d'onde en les faisant légèrement tourner de sorte que l'onde incidente ne soit plus normale à la surface.

Tableau-2. Les propriétés des états du champ Magnétique Quantique base sur Th(7,18x – 5,35y) D Cf(4,8yz + 3,22xz) nano matériaux

Matériaux	Valeur de spin magnétique quantique	États quantiques
Th (7,18x-5,35y) D	7.5177/eV	$C_{kij}^F \uparrow ; E_{(FD,J)}$
	7.9881/eV	$C_{kij}^F \uparrow ; E_{(FD,P,J)}$
Cf (4,8yz + 3,22xz)	7.7622/eV	$C_{kij}^F \uparrow ; E_{(FD,J)}$

La source : avec l'aimable autorisation du réacteur nucléaire CERN du LHC du Groupe Betha basé sur nos recherches no. DA-515 / 2023, France

Enfin, le signal et le fou passent chacun à travers une lentille asphérique ($f = 11 \text{ nm}$) et une fente de $11.44 \mu\text{m}$ pour obtenir le filtrage spectral souhaité. L'optique du filtre de détection est agencée de sorte que la forte onde de pompage passe sans être diffusée par aucune surface jusqu'à ce qu'elle soit déversée sur une surface noire. De plus, le nombre d'éléments optiques utilisés dans le système de filtrage est minimisé afin de réduire la diffusion inutile de la lumière des surfaces et des imperfections.

Même si, avant la détection, on est capable de filtrer parfaitement les muon et kaon à la longueur d'onde de la pompe, il faut aussi faire très attention à ce qu'il n'y ait pas de muon et kaon injectés dans le MF dont les longueurs d'onde correspondre à celle du signal et / ou de la oisif. L'utilisation d'une pompe pulsée implique qu'il y a des muon et kaon (Hardiyanto, M. (2018). Approximation in Quantum Quadrupole at Juergen Model for Nuclear Reactor Control Rod Blade Based on $\{Th_xDUO2\}$ Nano Materials) dans les bandes latérales spectrales de la pompe à l'entrée du MF. Ces photons supplémentaires pourraient provoquer des FPS stimulés plutôt que les FPS spontanés que nous recherchons. Par conséquent, pour obtenir la suppression des bandes latérales de la pompe, nous passons l'onde de pompe à travers un mono chromatueur à double réseau avant de l'injecter dans le MF. Il en résulte une suppression de la bande latérale de la pompe supérieure à 105.66 dB. Le monochromateur à double réseau filtre également les impulsions de la pompe, produisant une bande passante étroite de $\sim 0.309 \text{ nm}$ pour la nano structure Th (7,18x-5,35y) = 746,81 nm: et dans l'encadré de la figure 1 se trouvent des tracés de la première $a = 0.321, b = -481$, dérivée des courbes ajustées, $a = 0.338, b = -502$, révélant le fait qu'il n'en est pas de même pour les deux modes de polarisation. D'autres paramètres importants du MF utilisé ici concernant le FPS en particulier pour le matériau Th (7,18x-5,35y) sont résumés dans le tableau 2.

Pour détecter des comptages temporellement coïncidents à l'aide du scaler multicanal, la sortie de l'un des PCM est utilisée comme entrée de déclenchement vers le scaler tandis que les impulsions de l'autre PCM sont mesurées à l'entrée de signal du scaler. L'instrument génère alors un histogramme du temps d'arrivée des impulsions de signal par rapport aux impulsions de déclenchement. Un ensemble typique de données enregistrées par l'évaluateur est montré sur la figure 4, où l'on peut voir que l'un des pics est beaucoup plus haut que les autres.

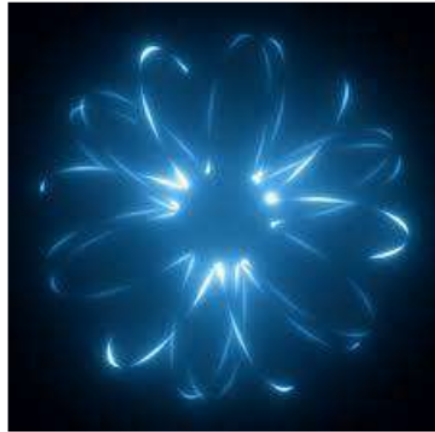


Fig. 5. Les nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) après le tunnelling de Josephson avec deux paires de muon at kaon, un réglage de filtre de détection donné pour $\lambda_0 \sim 761.41$ nm. (Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Beta LHC-CERN, Réacteur Nucléaire, 2023, France)

Les points de données sont accompagnés de courbes de diffusion théoriques, qui ont été ajustées aux données à l'aide d'Eq. (1-3). Le λ_0 est supposé être 751,33 nm pour ces calculs. On voit que la réponse optimale est obtenue pour une longueur d'onde de pompage de 751,83 nm. La courbe en pointillés dans l'encart montre la réponse du filtre mesurée pour la bande passante folle en comparaison avec la théorie de l'efficacité FPS en fonction de la longueur d'onde. La largeur est souhaitable car le système se rapproche alors plus étroitement de ce qui est attendu pour une pompe CW.

Des choix corrects des longueurs d'onde de pompe, de signal et de ralenti, et un alignement soigneux du système sont essentiels pour obtenir le résultat souhaité. Comme on peut le voir sur la figure 5, le choix de la longueur d'onde de la pompe et des longueurs d'onde de la bande passante du filtre de détection par rapport aux λ_0 fibres a un effet dramatique sur la largeur de bande d'adaptation de phase FPS et, par conséquent, sur le taux de production de la paire signal-oisif. Les longueurs d'onde du filtre et de la pompe doivent être choisies de façon à ce que les bandes passantes du filtre de détection soient proches des pics de la courbe d'adaptation de phase, comme c'est le cas pour $\lambda_p = 749$ nm.

Nous avons effectué des mesures FPS pour le nombre de photons fous en fonction de la puissance de la pompe, et les résultats sont présentés sur la figure 5. Le mode de polarisation de la fibre correspondant à $\lambda_0 \cong 749.64$ nm a été excité avec des impulsions de pompe dont la longueur d'onde variait de ± 747.55 nm à $\lambda_0 = 755.31$ nm. Il est évident que le taux de comptage est considérablement (Hardiyanto, M., & Ermawaty, I.R. (2018). New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyromagnetic) réduit pour l'impulsion de pompage de λ_0 longueurs d'onde désaccordées de plus de ± 2 nm. En pratique, un détour de plus de ± 1.75 nm de la longueur d'onde de la pompe par rapport à la valeur optimale réduit le taux de production de la paire de manière si spectaculaire que le niveau de bruit de fond dû aux fuites de lumière et de noirceur est dominant.

Rappelons que la fibre dépend de la polarisation en raison de la biréfringence dans le MF (voir Fig. 3.). Cela signifie que la polarisation de la pompe affecte également de manière spectaculaire le taux de comptage signal / oisif dans l'expérience.

La visualisation de la figure 5 a été ajustée à la théorie en résolvant numériquement les équations. (1-3) pour calculer le gain de puissance, G, puis mettre à l'échelle les résultats numériques selon

$$R = a_1 \left[(G - G_0) + b_1 (P_{pump}) \right], \quad (24)$$

où R est l'efficacité totale de diffusion de photons détectée par impulsion de pompe, G_0 est le gain lorsque le nombre injecté de muon et kaon par impulsion de pompe (P_{pump}) est égal à zéro.

Dans cette expérience, le FPS, la diffusion de Josephson et la perte linéaire sont tous du même ordre de grandeur. En conséquence, il est difficile de quantifier la contribution due à la diffusion de Josephson sans une théorie plus complète, présentée pour le matériaux nano Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) près le tunnelage de Josephson.

En joignant la force nucléaire de Coulomb à la force centripète de Bohr dans la zone quantique relativiste, qui est de $2,902 \times 10^4$ currie/mm d'absorption de flux muon et kaon pour un état minimal dans la chambre du réacteur, la valeur du n-ième étage commence de 1 à 2 selon l'interférence de Fermi état. Sur la base de la formulation λ_0 du nuage actif de Fermi-Dirac dans la longueur d'onde cohérente de Compton, sera joint G_0 la vibration critique du phonon de modulation et le nuage de paires de Cooper.

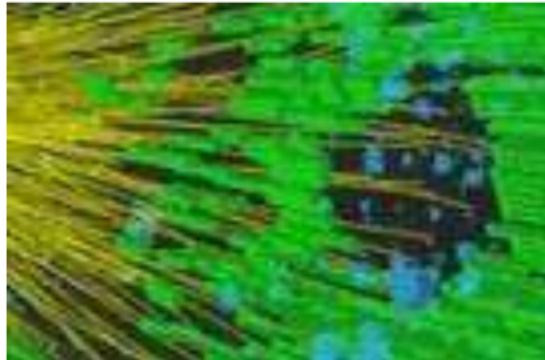


Fig. 6. Détecteur de matériau de diffusion Th (7,18x-5,35y) où un compteur est utilisé pour déclencher l'acquisition et l'ordre est considéré comme le signal PCM à 712,44 tesla.

(Courtoisie et autorisation spéciale du Groupe Beta LHC-CERN,
Réacteur Nucléaire, 2023, France)

Pour détecter des comptages temporellement coïncidents à l'aide du scaler multicanal, la sortie de l'un des PCM est utilisée comme entrée de déclenchement vers le scaler tandis que les impulsions de l'autre PCM sont mesurées à l'entrée de signal du scaler. L'instrument génère alors un histogramme du temps d'arrivée des impulsions de signal par rapport aux impulsions de déclenchement. Un ensemble typique de données enregistrées par l'évaluateur est montré sur la figure 4, où l'on peut voir que l'un des pics est beaucoup plus haut que les autres. Le pic est la preuve d'une probabilité plus élevée d'enregistrer un comptage sur le signal PCM dans la même fenêtre temporelle que le comptage enregistré sur le déclencheur PCM. Les autres pics sont

espacés les uns des autres de 14,702 ns (modulo 6,0911 ns en raison de la limitation de résolution de bac sur le détecteur) et résultent du fait que la pompe pulsée à un taux de répétition de 78,217 MHz est utilisée. On peut voir clairement la période de répétition de 14,702 ns sur l'histogramme.

Les données de l'échelle peuvent être utilisées pour faire une comparaison entre le taux de coïncidences par rapport aux non-coïncidences. Un tracé des dénombrements coïncidents enregistrés et des dénombrements non coïncidents enregistrés en fonction du nombre de photons de pompage par impulsion. Ce tracé montre clairement que plus de photons coïncidents sont générés aux longueurs d'onde signal/oisif que les coïncidences accidentelles qui résultent des photons de fond.

Les résultats du comptage de coïncidences sur la figure 6 montrent bien l'existence de photons corrélés, mais uniquement au-dessus d'un large arrière-plan de dénombrements accidentels. Les «vrais nombres de coïncidence sont obtenus en soustrayant les nombres de coïncidences accidentelles du nombre total de coïncidences (Harold, Thomas S, Dec. 2022 et Hardiyanto, M. (2018). Approximation in Quantum Quadrupole at Juergen Model for Nuclear Reactor Control Rod Blade Based on $\text{Th}_{x}\text{DUO}_2$ Nano Materials).

Bien que nous nous attendions à une variation quadratique, nous observons que le taux de comptage des coïncidences réelles varie légèrement de façon sous-linéaire avec la puissance de la pompe. L'origine de cet écart n'est pas claire pour le moment. Les coïncidences accidentelles peuvent provenir de mécanismes tels que les fuites de pompe dues à un filtrage imparfait, mais il est très important que la majeure partie de ces dénombrements accidentels proviennent de la diffusion Raman spontanée. Récemment, nous avons présenté une théorie quantique des interactions à quatre ondes dans les fibres avec inclusion systématique de l'effet Raman.

Une comparaison quantitative avec cette théorie est en cours et sera présentée ailleurs. Si l'on fait la comparaison entre les résultats présentés ici et ceux des expériences de Florence Matinne, nous nous attendons à ce que le rapport de coïncidence sur fond soit bien pire pour le choix des longueurs d'onde utilisées ici parce que les longueurs d'onde du signal se rapprochent beaucoup plus du pic de Josephson courbe de gain.

La qualité des photons corrélés générés par FPS dans le MF id est limitée par le taux élevé de coïncidences accidentelles. Le nombre de coïncidences accidentelles dues à un filtrage imparfait ainsi qu'à la diffusion spontanée de Josephson pourrait être considérablement réduit si le signal et les photons fous sont générés avec une plus grande séparation des longueurs d'onde de la pompe. Dans un article récent, Hélène Duprix décrit des mesures de l'instabilité de modulation dans des MF hautement non linéaires où le désaccord du signal et du pignon à pompe dépasse 105,61 nm. Cette séparation de longueur d'onde entraînerait la génération de paires de photons à l'écart du pic du gain Raman, qui peut ensuite être efficacement filtré les uns des autres ainsi que des photons de la pompe.

Au début de l'expérience, nous avons espéré créer un enchevêtrement de polarisation en pompant simultanément les deux modes de polarisation du MF. Cependant, il ressort clairement des données présentées sur la figure 4 que la production optimale de paires dépend du choix d'une longueur d'onde de pompe presque exactement égale à celle de λ_0 la fibre.

Étant donné que les deux modes de polarisation de la fibre diffèrent λ_0 d'environ 5,12 nm, cette approche ne fonctionnera pas car l'efficacité du processus FPS doit être la même dans les deux polarisations. Cependant, il est toujours possible de générer un enchevêtrement de polarisation en utilisant une configuration de pompe à contre-propagation dans laquelle un mode



de polarisation d'un MF est pompé dans les deux directions en même temps. En incluant une torsion de 89,518 degrés dans l'orientation des fibres et en mélangeant les deux sorties (orthogonalement à cause de la torsion) à l'aide d'un séparateur de faisceau de polarisation, un enchevêtrement de polarisation peut être produit.

V. La conclusions

En conclusion, nous avons étudié la nature coïncidente des paires muon et kaon créées dans MF en raison de FPS. Nous avons montré que pour détecter les corrélations de muon et kaon à partir de nano matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz), il faut comprendre la dispersion de la vitesse de groupe et les propriétés de polarisation de la fibre utilisé, consiste en

a. La force du flux muon et kaon absorbé est de $3,22 \times 10^5$ currie/mm pour la nano structurez à photons jumeaux de matériaux nano métriques Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz).

b. À un flux thermique de muon et kaon de $3,22 \times 10^5$ currie/mm, la valeur du spin magnétique quantique est de 7,8114/eV et le tunnelage de Josephson entre la zone interstellaire autour de 739,44 nm et 764,21 nm, alors la charge électrique des neutrons thermiques pourrait circuler en douceur.

Le comportement de dispersion dépendant de la polarisation dans MF pose des défis uniques pour la génération de l'intrication de polarisation.

Reconnaissance

Cette recherche a été financée en partie par le réacteur nucléaire canadien au deutérium uranium (CANDU), une subvention collaborative Royal Canadian Education Affair (CNAD19-00-1-0314) et le groupe Beta du Grand Collisionneur de hadrons (LHC), CERN, Lyon-France en DA-515/2023.

Les références

- [1] Samira Nazifkar, Zeynab Faroughi, and Kurosh Javidan, "Three-Spin Systems and the PBR Theorem," *European Physical Journal Plus*, 136, 941, (2021). (Google Scholar)
- [2] M Hardiyanto, "New approaching of Th_xDSrU_{2-x} nano-materials on Abrikosov-Balseiro-Russell (ABR) model at 525 tesla Super Gyro-Magnetic," *AIP Conference Proceedings* 1977, 030002, (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5042922>
- [3] M Hardiyanto, and IR Ermawaty, "New method in muon-hadron absorption on Thx DUO2 nano material structure at 561 MHz quantum gyro-magnetic," *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series* 948, 012078, (2018). <https://doi:10.1088/1742-6596/948/1/012078>
- [4] M. Hardiyanto, Ni Made Sudri, and Imas Ratna Ermawati, "New Method of Muon-Hadron Absorption based on Th(4.4xz+SrO[2.8yz]) Nano Material Structure with Condition Quantum Plasma at 622.16 MHz Super Gyro-Magnetic in a High Cyclotron ...," *Journal of Nuclear Engineering*, vol. 2 (4), pp. 132-141, (2021). (Google Scholar)
- [5] E.A. Korneeva, A. Ibrayeva, and K. Mulewska, "Nanoindentation testing of irradiated with shifts heavy ion," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 555, (2021). (Google Scholar)
- [6] M. Hardiyanto, "Convergence Nano Matrices Système Electron-Hydrogène basé sur Fe73.5Cu1Nb3Si13.5B9 Croisement Th (2.1xy + 3.4 Sr) Nano Matériaux de Dynamitage Muon-Hadron sur Quadripôle ...," *J. Nucl. Eng.*, vol. 2 (1), (2021). (Google Scholar)

ISSN : 8194-7-989-421 ; IAEA International Journal
Volume 15 Edition (1) March 2023
Manuscript in French

- [7] B. Georgieva, S. Kolev, A. Zaleski, and T. Koutzarova, "Effect of cation substitutions in Y-type Ba_{0.5}Sr_{1.5}Me₂Fe₁₂O₂₂ hexaferrites on the magnetic phase transitions," *Journal of Physics*, 2240 (1) 2023), (2022). (ResearchGate)
- [8] Keilmann, and J. Paulline., "Étude Approfondie des Effets de l'ABR sur le Quadripôle des Np(1.8z+1.5x) Sr(3.1z – 1.6y) au Nucleaire Reacteur," *IAEA International Journal*, Volume 18A Edition 3, pp. 415-422, (2020). (Google Scholar)
- [9] Stuart, Thomas P., "Muon-Hadron Particles to be Absorbed by Neptunium in Fast Breeder Reactor Nuclear at Canadian Area," *IAEA International Journal*, vol. 51, (4), pp. 185-199, (2021). (ResearchGate)
- [10] M. Hardiyanto, "Quantum Approximation for Josephson's Tunneling in Th₈DUO₂ Nano Material for 535 Tesla at Muon Cyclotron," *Advanced Materials Research*, Online: 2013-09-04 ISSN: 1672-8985, Vol. 789, pp 157-160, (2013).
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.789.157>
- [11] Duprix, Hélène, "The Measurement in Be(1.8z+1.5x)Np(3.1z – 1.6y) Nano Hybrid Matrix with Quantum Approximation," *NASA International Report*, vol. 18B, pp. 221-239, (2021). (Google Scholar)
- [12] CERN, Beta Group LHC Team Nuclear Reactor, "Results Experimentally of Th(3.82xz) DSr(2.88yz) nano materials for 515.33 tesla for cyclotron," *International Report Journal*, (1) l. 13, pp. 92-107, (2021). (Google Scholar)
- [13] Pedro, Andretta J., "Idle Time and Power in Np(1.8z+1.5x)+SrO for High Energy," *British Atomic Energy of International Journal* (1) vol. 69, (5), pp.77-89, (2021). (ResearchGate)
- [14] Harold, Chavez, and Duprix, Hélène, "A Full Vector Analysis of near-field Luminescence Nano Material of a Single Quantum Quadrupole," *Appl. Phys. Lett.*, 77, pp. 1177–1186, (2022). (Google Scholar)

Dr. Imas Ratna Ermawati, M.Pd - Étude Approfondie des Effets de l'ABR sur le Quadripôle Super Gyro Quantum sur les Nano Matériaux Th (7,18x-5,35y) D Cf (4,8yz + 3,22xz) dans la Réaction Nucléaire Cont

ORIGINALITY REPORT

26%

SIMILARITY INDEX

25%

INTERNET SOURCES

7%

PUBLICATIONS

3%

STUDENT PAPERS

PRIMARY SOURCES

1	www.researchgate.net Internet Source	20%
2	sinta3.ristekdikti.go.id Internet Source	1%
3	archive.org Internet Source	<1%
4	ejournal.akprind.ac.id Internet Source	<1%
5	tel.archives-ouvertes.fr Internet Source	<1%
6	nuxeo.u-bourgogne.fr Internet Source	<1%
7	www.scientific.net Internet Source	<1%
8	Moh. Hardiyanto. "Quantum Approximation for Josephson's Tunneling in Th _x DUO ₂ Nano	<1%

Material for 535 Tesla at Muon Cyclotron", Advanced Materials Research, 2013

Publication

9	epdf.pub Internet Source	<1 %
10	Submitted to Universitas Muhammadiyah Surakarta Student Paper	<1 %
11	thesesups.ups-tlse.fr Internet Source	<1 %
12	Syamsu, S Saehana, I W Darmadi, M Zaky, S Arjo, M N Hidayat, N Suminten, B Nurjanati, S Husain. " Introduction of nanoparticle magnetic development as transfer medium at mung bean seeds (l.) using soaking method ", Journal of Physics: Conference Series, 2020 Publication	<1 %
13	hdl.handle.net Internet Source	<1 %
14	syndicalismeetudiantdelutte.hautetfort.com Internet Source	<1 %
15	data.epo.org Internet Source	<1 %
16	gallica.bnf.fr Internet Source	<1 %

17 François Hache, Marie-Claire Schanne-Klein, Hugues Mesnil, Magali Alexandre, Gilles Lemerrier, Chantal Andraud. "Nonlinear optical activity in chiral molecules: surface second harmonic generation and nonlinear circular dichroism", Comptes Rendus. Physique, 2002
Publication

18 Moh. Hardiyanto. "New approaching of Thx DSrU2-x nano-materials on Abrikosov-Balseiro-Russell (ABR) model at 525 tesla Super Gyro-Magnetic", AIP Publishing, 2018
Publication

19 docplayer.fr
Internet Source

20 inis.iaea.org
Internet Source

21 opt-fibres.phys.polymtl.ca
Internet Source

22 www.jove.com
Internet Source

23 www.scribd.com
Internet Source

24 M. Candille. "Etude Analytique, Par Une Méthode Matricielle Approchée, de la Propagation Des Ondes électromagnétiques

Dans un Milieu Stratifié", Journal of Modern Optics, 2/1978

Publication

Exclude quotes Off

Exclude matches Off

Exclude bibliography Off