

FONCTIONS DE CORRÉLATION DANS LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES AUX ÉNERGIES INTERMÉDIAIRES

CORRELATION FUNCTIONS IN NUCLEAR REACTIONS AT INTERMEDIATE ENERGY

Dany Thériault*, Luc Gingras*, Zhi-Yong He*, Yves Larochelle*, René Roy*,
collaboration INDRA

*Laboratoire de Physique Nucléaire, Département de Physique, Pavillon Vachon, Université
Laval, Ste-Foy, Qc Canada, G1K-7P4.

RÉSUMÉ

Les noyaux chauds formés lors de réactions nucléaires aux énergies intermédiaires (30-100MeV/nucléon) constituent un milieu propice à la compréhension des propriétés de la matière nucléaire dans des conditions d'instabilité. La collecte d'informations nécessaires aux recherches concernant les mécanismes de réaction et les fragments impliqués dans ceux-ci nécessite différentes techniques d'analyse. Une de ces techniques qui permet d'évaluer plusieurs quantités physiques intéressantes (temps d'émission d'un noyau excité, présence et abondance de fragments dans certains états instables...) est l'interférométrie (fonctions de corrélation). Différents aspects de l'usage des fonctions de corrélation dans le contexte des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires seront abordés.

ABSTRACT

Characteristics of nuclear matter far from stability are probed via the study of hot nuclei formed in intermediate energy (30-100MeV/nucleon) nuclear reactions. Information such as charge, mass and velocity of the reaction products is obtained using a multidetector array. To get a good insight about the time of emission of an excited nucleus or the presence of fragments in excited states, correlation functions are used. Uses and results from correlation functions in the context of intermediate energy nuclear reactions will be discussed.

I. RÉACTIONS NUCLÉAIRES AUX ÉNERGIES INTERMÉDIAIRES.

Les réactions nucléaires aux énergies intermédiaires constituent un bon moyen d'étudier expérimentalement le comportement de la matière nucléaire dans des conditions d'instabilité. Les énergies qualifiées « d'intermédiaires » se définissent comme les énergies variant entre 30 MeV/nucléon et 100MeV/nucléon. Cette énergie cinétique associée à un noyau projectile est obtenue grâce à une accélération préalable dans un cyclotron (ou tout autre type d'accélérateur suffisamment puissant). Le projectile entrant en collision avec un noyau cible au repos, il s'ensuit une réaction nucléaire qui prend différentes formes selon le paramètre d'impact, la taille des noyaux et leur énergie. Les fragments émis lors d'une telle réaction sont identifiés et calibrés en énergie dans des matrices de détection contenant plusieurs détecteurs qui peuvent être de différents types (silicium, plastique ou cristaux scintillateurs, chambre à ionisation...). Ce type d'appareillage permet donc de connaître avec une assez bonne précision le vecteur de vitesse des fragments émis, leur masse et leur charge. Ces informations sont à la base de toute analyse des réactions nucléaires étudiées. Bien que l'utilisation de ces informations sur une base globale (mise en commun de données venant de plusieurs événements) soit très utile pour comprendre plusieurs caractéristiques des réactions ayant eu lieu, l'évaluation de certaines quantités physiques requiert une analyse spatio-temporelle des fragments d'un événement particulier. Il s'avère que les relations entre les fragments d'un événement donné, lorsqu'elles sont mises en commun avec celles de plusieurs autres événements particuliers, permettent d'isoler certaines caractéristiques physiques intéressantes. Les fonctions de corrélation mettent en valeur les tendances qui ne sont

déTECTABLES que pour plusieurs événements donnés mais qui mettent en jeu les propriétés de fragments produits dans un même événement physique.

II. FONCTIONS DE CORRÉLATION.

L'idée essentielle des fonctions de corrélation est de diviser une distribution d'une variable calculable entre deux fragments provenant d'un même événement physique (distribution corrélée) par une autre distribution dont la variable est calculée à partir de fragments n'ayant aucun lien spatio-temporel physique entre eux (distribution non corrélée). En pratique, une variable fréquemment utilisée pour construire des fonctions de corrélation est la vitesse réduite entre deux fragments :

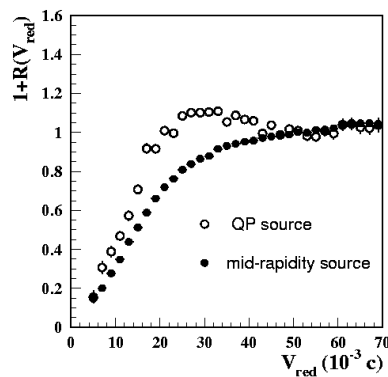
$$V_{red} = (\vec{V}_1 - \vec{V}_2) \sqrt{\frac{\mu}{Z_1 Z_2}} \quad (1)$$

où $\mu = A_1 + A_2 / A_1 * A_2$ est la masse réduite des fragments. Le facteur multipliant la vitesse relative entre les deux fragments est en fait une normalisation coulombienne pour le cas où des fragments de différentes charges sont utilisés dans la fonction de corrélation. Puisque la répulsion coulombienne est à la base des effets de proximité spatio-temporelle pour des fragments donnés, il faut considérer uniquement la proximité de ces fragments et non l'effet de leurs charges respectives. Une fonction de corrélation pour la variable V_{red} ($1 + R(V_{red})$) s'exprime mathématiquement comme:

$$Y_{1,2}(v_1, v_2) = C Y_1(v_1) Y_2(v_2) [1 + R(V_{red})] \quad (2)$$

où $Y_{1,2}$ représente les incréments du spectre corrélé, Y_1 et Y_2 ceux du spectre non corrélé. La constante de normalisation C est déterminée par la condition $R(q)=0$ pour les grandes vitesses relatives. La figure 1 présente des exemples de fonctions de corrélation [1] pour des paires de fragments (charge entre 3 et 6) appartenant à la zone de mi-rapacité de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ et à celle du quasi-projectile.

Figure 1



Ces fonctions de corrélation présentent clairement une zone (pour les petites vitesses relatives) où la fonction de corrélation tend vers zéro. Cet aspect caractéristique des fonctions de corrélation montre de façon probante que la distribution des paires corrélées présente une baisse de statistique aux faibles vitesses relatives. Cette baisse de statistique est imputable au fait que les fragments venant d'une même zone spatio-temporelle (événements corrélés) se sont repoussés par l'entremise de la force coulombienne. Par contre, les fragments non-corrélés qui ont été choisis dans des événements différents n'ont jamais été corrélés spatio-temporellement et la

distribution ne présente donc pas de baisse de statistique pour les faibles vitesses relatives.

III. TEMPS D'ÉMISSION

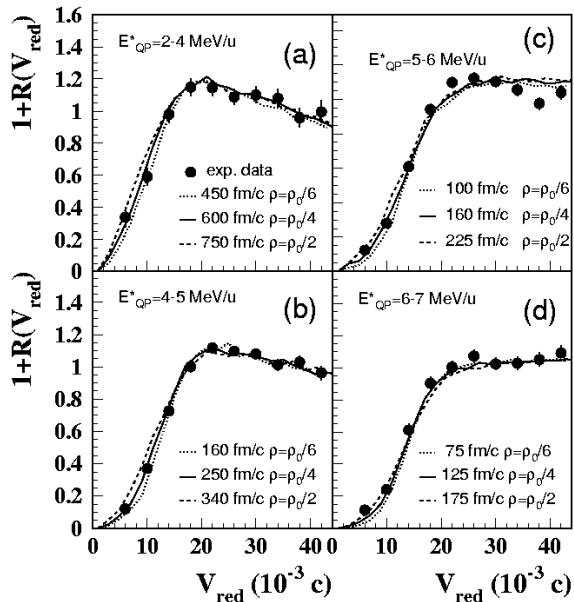
Les fonctions de corrélation étant sensibles à la proximité des fragments émis, elles peuvent donc être utilisées pour caractériser le temps d'émission d'une région de matière nucléaire excitée. Les résultats d'une analyse effectuée récemment [1] visant à étudier les temps d'émission du quasi-projectile de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ et $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ à 34.5 MeV/nucléon en sont un bon exemple. Le quasi-projectile est défini comme le noyau restant du projectile après la phase dynamique de la réaction nucléaire. Une technique de reconstruction statistique du quasi-projectile [2] fut utilisée pour isoler les fragments et les particules venant du quasi-projectile du reste de la matière nucléaire détectée. Une fois cette source reconstruite pour un événement donné, il est possible de calculer son énergie d'excitation :

$$E_{QP}^* = \sum_{i=1}^{M_{QP}} K_i + M_n \langle K_n \rangle + Q \quad (3)$$

où M_{QP} et M_n sont les multiplicités de particules chargées et de neutrons attribués au quasi-projectile. K_i et $\langle K_n \rangle$ sont respectivement les énergies cinétiques de chacune des particules chargées et celles des neutrons. Q est la balance de masse du quasi-projectile reconstruit. Les temps d'émission pour le quasi-projectile furent extraits pour plusieurs énergies d'excitation en comparant les fonctions de corrélation expérimentales à deux fragments (charge entre 3 et 6) avec celles obtenues avec le code de simulation multi-corps de Glasmacher et al. [3,4,5]. Ce code simule l'interaction coulombienne de plusieurs fragments émis à la surface d'une source.

Les temps d'émission t_i des fragments dans ce code sont représentés par une probabilité $P(t) \sim e^{-t/\tau}$ où τ est le temps d'émission de la source. Deux paramètres sont ajustables dans le code de simulation : le temps d'émission de la source τ et le paramètre de rayon nucléaire r (relié à la densité nucléaire ρ). En paramétrisant ces deux quantités pour reproduire le mieux possible les fonctions de corrélation expérimentales, les temps d'émission furent déterminés pour différentes énergies d'excitation du quasi-projectile. La figure 2 [1] présente les fonctions de corrélation ($^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$) pour différentes énergies d'excitation ainsi que différents résultats obtenus à l'aide de paramétrisations du code de Glasmacher.

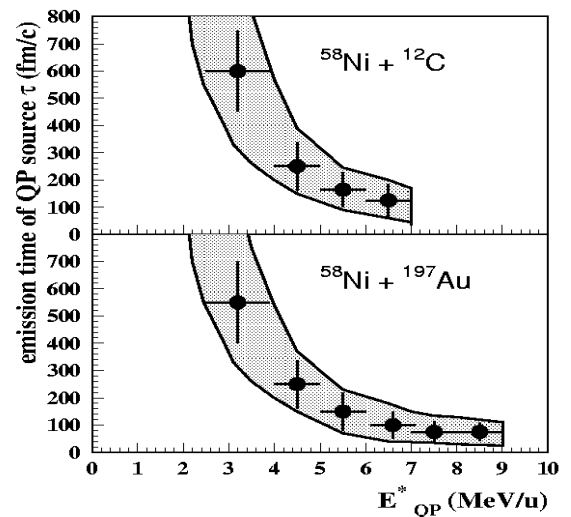
Figure 2



Pour les petites énergies d'excitation (2-4 MeV/nucléon), un long temps d'émission d'environ 600 fm/c est extrait. Ceci indique que le quasi-projectile se désexcite par désintégration binaire séquentielle. Lorsque l'énergie d'excitation augmente jusqu'à 5 MeV/nucléon, le temps d'émission du quasi-

projectile extrait s'abaisse à 250 fm/c. Pour les énergies d'excitation plus élevées, le temps d'émission du quasi-projectile devient très court (~ 100 fm/c) et pratiquement indépendant de l'énergie d'excitation. Dans le but de comparer les temps d'émission d'un quasi-projectile formé dans différents systèmes, la même analyse fut aussi faite pour la réaction $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$. La figure 3 [1] présente les temps d'émission pour les deux réactions étudiées en fonction de l'énergie d'excitation.

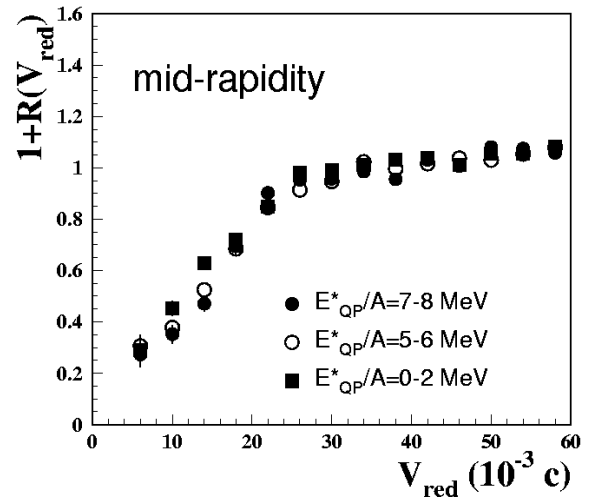
Figure 3



Comme dans le cas de la réaction $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, le temps d'émission du quasi-projectile de la réaction $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ décroît aussi en passant de plus de 500 fm/c jusqu'à 100 fm/c. Ces résultats suggèrent que le temps d'émission du quasi-projectile décroît indépendamment du système projectile-cible. Un résultat intéressant ressort aussi de cette analyse : les temps d'émission atteignent une valeur de saturation très petite (~ 100 fm/c) à partir d'une énergie d'excitation d'environ 6 MeV/nucléon. Ce comportement est interprété comme un signal de l'apparition d'un mode de désintégration non plus

séquentiel mais prompt. On parle alors de multifragmentation du quasi-projectile. Les résultats expérimentaux obtenus à l'aide des fonctions de corrélation tendent à montrer que la multifragmentation du quasi-projectile de Nickel débute pour une énergie d'excitation d'environ 6 MeV/nucléon. Lorsque le même genre d'analyse fut aussi fait pour les fragments venant de la zone de mi-rapacité. La zone de mi-rapacité, ou col de la réaction, est un phénomène dont l'étude est relativement nouvelle dans les réactions nucléaires d'ions lourds aux énergies intermédiaires[6-12]. Cette région d'émission correspondrait à une déformation dynamique des partenaires de la réaction. En pratique, dans[1], tous les fragments qui ne furent pas attribués aux quasi-projectile furent attribués au col de la réaction. Cette hypothèse est justifiée, compte tenu du cadre expérimental où les fragments de la cible ne furent pas, ou très peu détectés. Il est intéressant de constater que les fonctions de corrélation obtenues pour cette « source » d'émission située entre la cible et le quasi-projectile présente une déplétion coulombienne plus forte que pour celle du quasi-projectile. La figure 1 [1] illustre ce résultat pour la réaction $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$. On remarque aussi une indépendance de la forme de la fonction de corrélation en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile (voir figure 4 [1]). Ces observations semblent montrer que la désexcitation du col de la réaction est plutôt rapide (peut-être en partie dynamique) et ne semble pas liée à l'énergie d'excitation présente dans le quasi-projectile.

Figure 4



IV. PRÉSENCE D'ÉTATS INSTABLES

Les réactions nucléaires aux énergies intermédiaires impliquent de façon générale des énergies d'excitation assez grandes pour que les effets de quantification énergétique soient négligeables; elles requièrent plutôt un traitement basé sur la physique statistique. Par contre, lorsque des fragments secondaires sont émis par des noyaux chauds plus gros, ils possèdent des énergies d'excitation suffisamment faibles pour mettre en évidence une quantification énergétique. À ce titre, les fonctions de corrélation constituent un excellent outil pour faire ressortir de façon expérimental la présence de fragments dans des états d'énergie instables. Un fragment instable se désintégrant en deux fragments stables fournira à ceux-ci une énergie cinétique K :

$$K=E^*+Q \quad (4)$$

Où E^* est l'énergie d'excitation du fragment instable et Q est la balance des masses. Selon la mécanique classique, la

conservation de l'impulsion dans le repère du fragment instable impose :

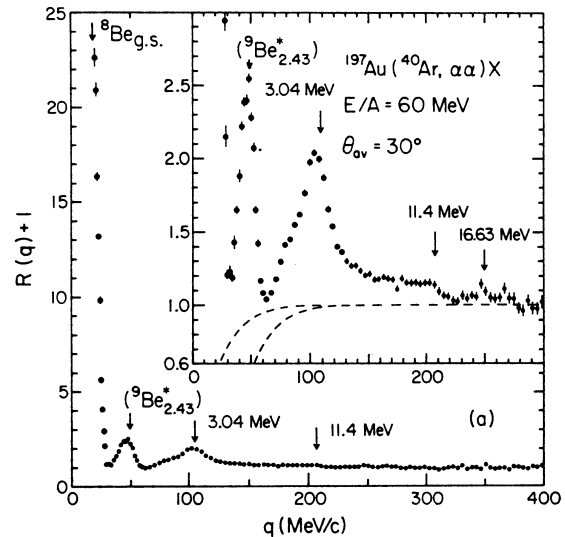
$$m_B \sqrt{\frac{2K_B}{m_B}} + m_C \sqrt{\frac{2K_C}{m_C}} = 0 \quad (5)$$

et on a :

$$K = K_A + K_B \quad (6)$$

L'énergie (donc la norme de la vitesse) attribuée aux fragments stables produits (A et B) est donc répartie de façon à conserver l'impulsion. Donc la norme des vitesses des fragments émis est directement reliée à l'énergie d'excitation de l'état instable se désintégrant. Dans le repère du laboratoire (classiquement on ajoute les composantes de vitesses du fragment instable), il s'ensuit que l'ouverture angulaire avec laquelle les fragments sont émis sera elle aussi corrélée à l'énergie d'excitation de l'état instable. Dans le cadre des fonctions de corrélation, cet effet se traduira par une hausse de la statistique à certaines valeurs spécifiques de la variable utilisée (V_{red} par exemple) dans la distribution des événements corrélés. Ces hausses de statistique se traduisent par des pics dans la fonction de corrélation correspondant aux différents états excités. Ces pics sont un excellent moyen d'évaluer la présence de fragments dans différents états excités au cours de la réaction. La [figure 5](#) [13] montre une fonction de corrélation de la variable q (impulsion relative) α - α pour la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/nucléon. On y voit très clairement les excroissances correspondant aux particules α provenant de l'état fondamental du ^8Be ainsi que de son premier et deuxième état excité.

Figure 5



Le fait de pouvoir évaluer à l'aide de fonctions de corrélation l'abondance de certains états instables présents au cours de la réaction est à l'origine de l'évaluation de la température d'une source d'émission par la méthode des ratios d'états excités. Cette méthode se base sur l'hypothèse que les états excités d'un isotope donné peuvent être représentés par une distribution de Boltzmann. Le ratio R de deux états peut donc être représenté par :

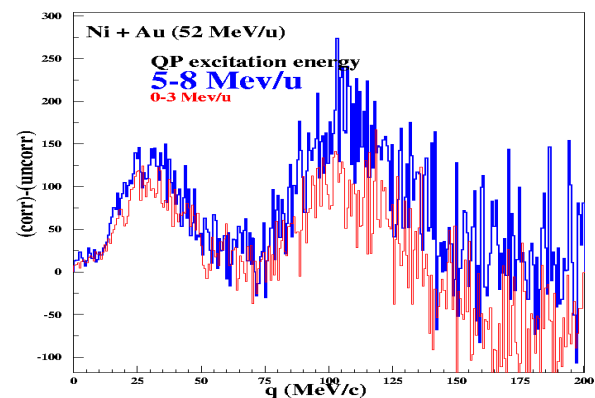
$$R = \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 2} e^{-\Delta E / kT} \quad (7)$$

où J_2 est le moment angulaire de l'état le plus énergétique et J_1 est le moment angulaire de l'état le moins énergétique. Il est possible, en soustrayant la distribution de vitesses relatives des fragments non-corrélés de celle obtenue pour les fragments corrélés, d'estimer le nombre de fragments qui se trouvaient dans un état excité donné pendant la réaction nucléaire et, d'extraire une température pour la source investiguée.

Ce genre d'analyse a mené jusqu'à présent à des évaluations de température nucléaire qui semblent plafonner à une valeur d'environ 4 à 5 MeV. Au delà de ce point, les populations d'états excités semblent indépendantes de l'énergie de réaction ou de la combinaison projectile-cible utilisée. Un autre thermomètre nucléaire fréquemment utilisé (méthode des doubles ratios d'isotopes) donne, quant à lui, des températures qui ne sont pas toujours en accord avec les résultats obtenus par la méthode des états excités. Des recherches [14-15] ont été effectuées pour tenter d'éclaircir le phénomène de saturation de la température. Cette saturation de la température nucléaire pourrait être consistante avec un modèle de transition de phase [14] (liquide-gas) de la matière nucléaire. Ces modèles prévoient une hausse de la capacité calorifique de la matière nucléaire finie pour des températures aux environs de 4-6 MeV. Les mesures expérimentales de températures nucléaires demeurent un sujet de pointe en physique des ions lourds aux énergies intermédiaires. Chacun des thermomètres employés, que ce soit la méthode des doubles ratios d'isotopes ou celle des ratios d'états instables, possède certains désavantages. La méthode des doubles ratios isotopiques est sujette à être faussée par l'émission dynamique de certains isotopes utilisés, tandis que la méthode des ratios d'états instables doit être corrigée pour tenir compte de la désintégration secondaire de fragments émis par la source principale dont nous voulons évaluer la température. La figure 6 présente des résultats préliminaires d'une analyse en cours dans le Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université Laval. Il s'agit de fonctions de corrélation α - α construites à l'aide de particules venant exclusivement du quasi-projectile reconstruit [2]. Dans ces fonctions de corrélation, les spectres décorrelés ont été soustraits des spectres corrélés, ce qui permet de mieux isoler les

variations fines existantes entre les deux distributions que dans le cas où une division est utilisée. Chacune des fonctions de corrélation est obtenue pour une plage de valeurs spécifiques d'énergie d'excitation reconstruite. La sélection particulière d'une source pour chacun des événements et la relation spécifique avec l'énergie d'excitation reconstruite de cette source sont des éléments qui pourraient mettre en évidence de nouveaux aspects du calcul de température nucléaire par la méthode du ratio d'états instables..

Figure 6



V. CONCLUSION

Deux types d'analyses récentes des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires utilisant l'interférométrie (fonctions de corrélation) furent présentées. La technique des fonctions de corrélation est un outil puissant qui permet d'extraire expérimentalement de l'information spatio-temporelle importante pour mieux comprendre les processus ayant lieu au cours

d'une réaction nucléaire. Les résultats exposés relatifs au temps d'émission d'une source nucléaire excitée tendent à montrer un changement de comportement brusque dans le processus de désexcitation de celle-ci. Ceci est consistant avec le scénario de transition de phase nucléaire prévu théoriquement de façon assez certaine. Cependant, le temps d'émission ne représente qu'une dimension de ce problème. Les calculs de températures nucléaires quant à eux, demeurent dépendants du thermomètre utilisé. De plus, ils ont été effectués avec une sélection globale d'événements qui pourraient contenir des sources de température assez différentes. Du point de vue expérimental, la question d'une transition de phase nucléaire demeure donc un sujet ouvert.

VI. RÉFÉRENCES

- [1] Zhi-Yong He, L. Gingras, Y. Larochelle, D. Ouerdane, L. Beaulieu, P. Gagné, Xing Qian, R. Roy, C. St-Pierre, G.C. Ball, D.Horn, « Two-fragment correlation functions for quasi-projectile source and mid-rapidity component at intermediate energies », *Phys. Rev. C*, 63, 1, 2000.
- [2] L. Gingras et al., *XXXVI International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy*, p. 365, 1998.
- [3] L. Beaulieu et al., *Phys. Rev. Lett.*, 84, 5971, 2000.
- [4] T.Glasmacher et al., *Phys. Rev. C*, 50, 952, 1994.
- [5] R. Popescu et al., *Phys. Rev. C*, 58, 270, 1998.
- [6] J.F. Lecomte et al., *Phys. Lett.*, B354, 202, 1995.
- [7] J.F. Dempsey et al., *Phys. Rev. C*, 54, 1710, 1996.
- [8] J. Lukasik et al., *Phys. Rev. C*, 55, 1906, 1997.
- [9] Ph. Eudes et al., *Phys. Rev. C*, 56, 2003, 1997.
- [10] Y. Larochelle et al., *Phys. Rev. C*, 55, 1869, 1997.
- [11] Y. Larochelle et al., *Phys. Rev. C*, 57, R1027, 1998.
- [12] Y. Larochelle et al., *Phys. Rev. C*, 59, R565, 1999.
- [13] J.Pochodzalla, C.K.Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, "Two-particle correlations at small relative momenta for ^{40}Ar -induced reactions on ^{197}Au at $E/A=60\text{MeV}$ ", *Phys. Rev. C*, 35-5, 1695, 1987.
- [14] H.F. Xi, G. J. Kunde, O. Bjarki et al., "Dynamical emission and isotope thermometry", *Phys. Rev. C*, 58-5, 1998.
- [15] H. Xi et al., "Nuclear temperature measurements with helium isotopes", *Nuclear Physics A*, 630, 160c, 1998.