



Physique/Physique subatomique

Interférences de type Young avec une source à un seul électron

François Frémont^{a,*}, Anas Hajaji^a, Raul Oscar Barrachina^b, Jean-Yves Chesnel^a

^a Centre interdisciplinaire de recherche ions laser, unité mixte CEA-CNRS-EnsiCaen-Université de Caen Basse-Normandie, 6, boulevard du Mal Juin, 14050 Caen cedex, France

^b Centro Atómico Bariloche and Instituto Balseiro (Comisión Nacional de Energía Atómica and Universidad Nacional de Cuyo), 8400 S.C. de Bariloche, Río Negro, Argentine

Reçu le 7 décembre 2007 ; accepté après révision le 3 mars 2008

Disponible sur Internet le 22 avril 2008

Présenté par Jacques Villain

Résumé

Des interférences dues à la diffusion d'un électron unique sur deux protons, qui jouent le rôle de deux trous d'Young, ont été mises en évidence expérimentalement pour la première fois. L'électron provient de l'autoionisation de l'hélium excité après capture des deux électrons de la molécule H₂ par un projectile He²⁺. Ces interférences se manifestent par l'apparition d'oscillations dans la distribution angulaire des électrons diffusés. La présence de ces oscillations prouve qu'un électron peut interférer avec lui-même. Cette expérience est analogue à l'expérience de pensée imaginée par Feynman en 1963, dans laquelle il retrace le devenir d'un électron après traversée de deux fentes rapprochées. **Pour citer cet article :** F. Frémont et al., C. R. Physique 9 (2008).

© 2008 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Young-type interference with a one electron source. In the present work we provide experimental evidence for Young-type interferences caused by one single electron acting on a given double-center scatterer which is analogous to an atomic-size double-slit apparatus. The interfering electron is provided by autoionization of a doubly-excited helium atom following the capture of the two H₂ target electrons by a He²⁺ incoming projectile ion. In the backward direction, the auto-ionized electron scatters on the two H⁺ centers of the fully ionized target molecule. Here, the auto-ionizing projectile plays the role of a single-electron source, independent of the interferometer provided by the residual two-center target. The present experiment resembles the famous "thought experiment" imagined by Feynman in 1963, in which the quantum nature of the electron is illustrated from a Young-like double-slit experiment. Similarly to the case of Young's experiment with light, the interference effect manifests itself in well defined oscillations in the angular distribution of the scattered electrons. **To cite this article :** F. Frémont et al., C. R. Physique 9 (2008).

© 2008 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Interférences ; Young ; Électron unique ; Autoionisation

Keywords: Interferences; Young; Single electron; Auto-ionization

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : francois.fremont@ensicaen.fr (F. Frémont).

1. Introduction

Suite à l'hypothèse de Louis de Broglie en 1924 selon laquelle à toute particule de matière peut être associée une onde [1], de nombreuses expériences ont été réalisées pour mettre en évidence le caractère ondulatoire de la matière. La plus ancienne et la plus célèbre expérience est celle réalisée par Davisson et Germer en 1927 [2]. En faisant interagir des électrons rapides avec une surface de nickel, ces auteurs ont révélé, en faisant varier la tension d'accélération des électrons incidents, des structures périodiques dans l'intensité des électrons diffusés, montrant ainsi la nature ondulatoire des électrons. Ce comportement ondulatoire fut observé par la suite pour des particules plus massives, telles que des protons ou des neutrons [3], des atomes [4], des molécules [5].

En 1963, R. Feynman, dans ses célèbres cours [6], met en scène l'expérience suivante : lorsqu'un faisceau d'électrons traverse un système interférométrique de type Young (deux fentes), la répartition des électrons sur un écran donne lieu à une figure d'interférences, montrant ainsi la nature ondulatoire de l'électron. Selon les propres termes de Feynman, ce ne peut être qu'une expérience de pensée, car « *pour montrer les effets auxquels nous nous intéressons, l'interféromètre devrait être construit à une échelle trop petite, donc impossible* ». En fait, sans que Feynman en ait eu connaissance, C. Jönsson a réussi dès 1961 une expérience d'interférences de ce type, en utilisant un faisceau d'électrons de 50 keV diffusant sur des fentes fines (0,3 μm) et très rapprochées (1 μm) construites sur une feuille de cuivre [7].

Que se passe-t-il si un seul électron à la fois passe au travers des deux fentes ? On s'attend à ce que la répartition des électrons successifs arrivant sur l'écran après traversée des fentes présente aussi des franges d'interférences, conséquence du fait qu'un électron peut interférer avec lui-même. De façon analogue, en utilisant une source à photon unique, des expériences d'interférométrie ont montré qu'un photon interfère avec lui-même [8]. Dans le cas des électrons, des expériences ont été consacrées à la mise en évidence d'interférences de type Young avec un faisceau atténué d'électrons [9,10]. Cependant, même si l'intensité du faisceau est considérablement réduite, la probabilité que deux électrons traversent simultanément l'interféromètre ne peut pas être négligée.

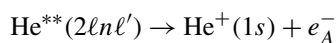
A partir de 2001, plusieurs expériences ont montré un phénomène d'interférences lors de l'émission électronique par ionisation de molécules telles que H_2 , après impact d'ions lourds [11,12], de protons [13] ou d'électrons [14]. Les centres H^+ de la molécule H_2 jouent dans ces expériences le rôle des deux fentes d'Young. Cependant l'électron provient non pas d'une source distincte de l'interféromètre, mais de la molécule elle-même. Par conséquent ces expériences sont à mettre en lien avec la première idée de Young, datant de 1801 [15], selon laquelle « *lorsque deux ondes provenant de deux origines différentes se rejoignent, leurs effets s'ajoutent* ».

Pour apporter une démonstration expérimentale qu'un électron peut interférer avec lui-même, il est impératif (i) d'opérer avec une source d'électrons distincte et séparée du système de fentes et (ii) de garantir qu'un seul électron à la fois atteint l'interféromètre (condition d'électron unique). En examinant de près les expériences ci-dessus [7–14], nous remarquons qu'aucune d'elles ne satisfait simultanément ces deux conditions.

Il y a un an environ, nous avons finalement réalisé une expérience dans laquelle les conditions précédentes sont respectées [16]. Cette expérience fut d'abord proposée et étudiée théoriquement en 2004 [17]. Son principe est le suivant : un ion incident He^{2+} capture les deux électrons d'une cible moléculaire H_2 . Après la collision, le projectile He est dans un état doublement excité $2lnl'$ ($n \geq 2$), alors que la cible H_2^{2+} se dissocie, donnant lieu à des protons H^+ . La collision s'écrit :



Le projectile He^{**} se désexcite principalement par effet Auger. Un électron e_A^- d'énergie bien définie est alors émis dans une direction quelconque :



Lorsque l'émission a lieu vers l'arrière par rapport à la direction incidente du projectile, c'est-à-dire vers les protons, l'électron Auger diffuse sur les deux H^+ , qui jouent le rôle de deux trous d'Young séparés de seulement quelques nm. Les auteurs ont montré [17], pour la configuration $2s^2\ 1S$, que le résultat de cette diffusion est l'apparition de franges d'interférences, dont la période angulaire est d'environ 20° . Dans l'expérience présente, le projectile n'émet qu'un seul électron, et l'interféromètre ($\text{H}^+ - \text{H}^+$) est détruit après le passage de l'électron, puisque les deux H^+ s'éloignent l'un de l'autre. De plus, comme nous l'avons montré antérieurement [16], l'intensité du faisceau primaire d'He et la densité de gaz sont suffisamment faibles pour que les événements soient bien séparés les uns des autres, assurant la condition d'électron unique.

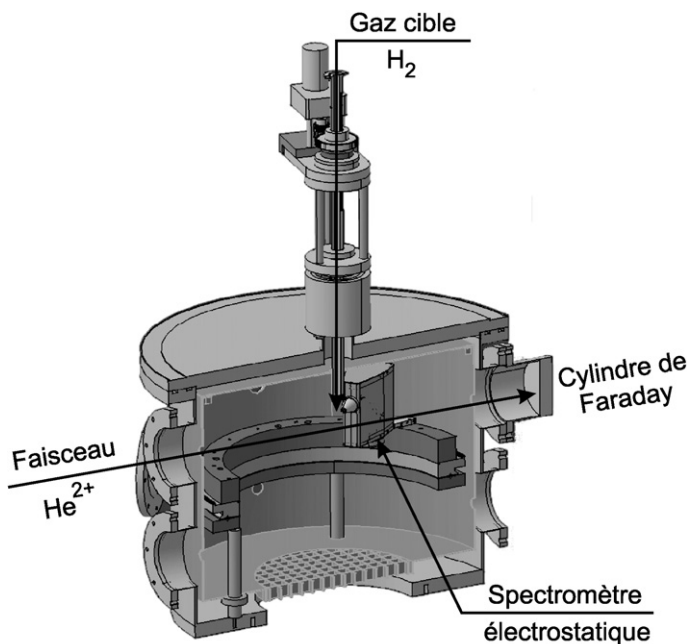


Fig. 1. Schéma du dispositif expérimental. Les ions He^{2+} provenant de la source entrent dans la chambre de collision, et sont collectés dans le cylindre de Faraday. Ils entrent en collision avec une cible H_2 produit par un jet effusif. Le spectromètre électrostatique détecte et analyse en énergie les électrons produits par la collision, à un angle θ_d donné.

2. Montage expérimental

L'expérience a été réalisée sur la ligne ARIBE (Accélérateur pour les Recherches avec des Ions de Basse Energie) à GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), situé à Caen, France. Le faisceau d' He^{2+} est produit par une source de type RCE (Résonance Cyclotron Electronique). Il est extrait à des énergies de 8 keV et 30 keV, correspondant à des vitesses respectives de $7,2 \times 10^5$ et $1,4 \times 10^6$ m/s, et entre dans une chambre de collision (Fig. 1). Le faisceau a, dans la chambre, un diamètre de ~ 2 mm. Le courant d'ions collecté à la sortie de la chambre est typiquement de 100 nA, correspondant à une densité de projectiles de $\sim 10^5$ ions par cm^3 . Au centre de la chambre, le faisceau projectile croise une cible gazeuse H_2 produit par un jet effusif. La pression de gaz cible est de l'ordre de 10^{-5} mbar, ce qui donne une densité de gaz de $\sim 10^{11}$ molécules par cm^3 . Avec ces conditions, nous avons montré [16] que le rapport $p_2/(p_1)^2$, où p_2 est la probabilité que deux électrons provenant de deux projectiles différents diffusent sur le même interféromètre, et p_1 est la probabilité qu'un seul électron atteigne un interféromètre, est inférieur à 10^{-12} . L'inégalité $p_2/(p_1)^2 < 1$, qui a déjà été utilisée dans des expériences d'interférences mettant en jeu une source de photons uniques [18], assure que la condition d'électron unique est bien respectée.

Les électrons produits après la collision sont détectés et analysés en énergie par un spectromètre électrostatique. En appliquant une différence de potentiel variable aux bornes des électrodes planes de ce spectromètre, nous obtenons un spectre de répartition des électrons, en fonction de leur énergie, dans une direction donnée. La distribution angulaire des électrons est obtenue en faisant varier l'angle de détection θ_d entre 20° et 160° par rapport à la direction du faisceau incident.

3. Description théorique des interférences

Le projectile He de vitesse v_P émet un électron Auger d'énergie ε en présence des deux protons. Au 1^{er} ordre d'un traitement perturbatif [17], l'amplitude d'autoionisation doit être corrigée par un facteur :

$$F \approx -i\Gamma/2 \int_0^\infty D(\mathbf{v}_P, t) e^{i(\varepsilon - \varepsilon_0 + i\Gamma/2)t} t^{2i/v_P} dt \quad (1)$$

Dans l'expression ci-dessus, ε_o est l'énergie de l'électron en l'absence des protons, et $1/\Gamma$ est la durée de vie caractéristique de l'état autoionisant. Le terme $e^{i(\varepsilon-\varepsilon_o+i\Gamma/2)t}$ décrit le profil de la distribution en énergie de l'électron Auger en l'absence des deux protons. Le résultat est une lorentzienne centrée en $\varepsilon = \varepsilon_o$. Le terme t^{2i/v_P} induit une distorsion en énergie de la distribution, due à la présence des deux protons. Cette distorsion a pour conséquence un décalage en énergie et une asymétrie de la distribution initiale en énergie des électrons. Enfin, le terme $D(v_P, t)$ décrit la distorsion de la fonction d'onde de l'électron émis, due à la présence des deux protons.

Après simplification, l'amplitude d'autoionisation s'écrit :

$$F \approx A + B \cos \frac{1}{2}(\vec{s} \cdot \vec{d}) \quad (2)$$

Dans l'expression (2), $\vec{s} = \vec{v} - v\vec{v}_P/v_P$ est le moment transféré; \vec{v} est la vitesse de l'électron Auger dans le référentiel du laboratoire, et d est la distance entre les deux protons au moment où l'électron est émis. Comme l'orientation de la molécule est aléatoire dans l'expérience présente, la quantité $|F|^2$ doit être moyennée sur toutes ces orientations. Finalement, le terme d'interférence est décrit par une fonction de Bessel $\sin \delta/\delta$, où $\delta = 2vd \cos(\theta_d/2)$. Pour une vitesse de projectile de $2,2 \times 10^6$ m/s (correspondant à une énergie de projectile de 76 keV environ), d est de l'ordre de 0,74 nm, et v est environ égale à $1,2 \times 10^6$ m/s, ce qui donne une pseudo période angulaire d'environ 20° .

4. Spectres : analyse et discussion

4.1. Exemples de spectres

Sur la Fig. 2 est présenté un spectre typique, obtenu à une énergie de projectile de 30 keV et un angle de détection de 160° . Deux contributions sont clairement séparées : (i) la partie continue, dont l'intensité décroît fortement lorsque l'énergie de l'électron croît, provient de l'ionisation directe de H_2 ; et (ii) plusieurs structures dues à la désexcitation du projectile par effet Auger après double capture. Les pics (a), (b) et (c) correspondent respectivement aux configurations $2s^2 \ ^1S$, $2\ell 2\ell'$ ($2p^2 \ ^1D$ et $2s2p \ ^1P$) et $2\ell n\ell'$ ($n \geq 3$).

Pour séparer les deux contributions, un polynôme en échelle log-log a été utilisé (tirets sur la Fig. 2) afin de reproduire l'ionisation directe de la cible. De plus, pour comparer les résultats de l'expérience avec ceux de la théorie, le spectre a été transformé du référentiel du laboratoire au référentiel du projectile, en prenant en compte la vitesse du projectile.

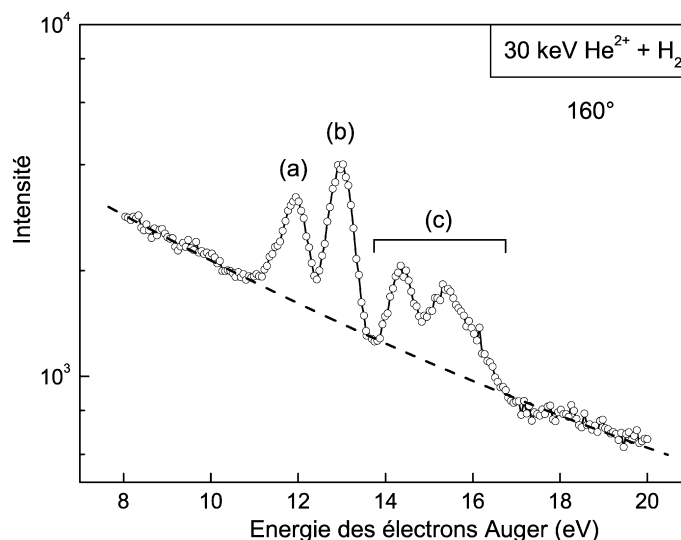


Fig. 2. Distribution en énergie des électrons émis dans la collision $He^{2+} + H_2$ à une énergie de 30 keV et à un angle de détection de 160° . Les structures (a), (b) et (c) proviennent de la désexcitation du projectile par effet Auger. La courbe en pointillés représente la contribution de l'ionisation directe.

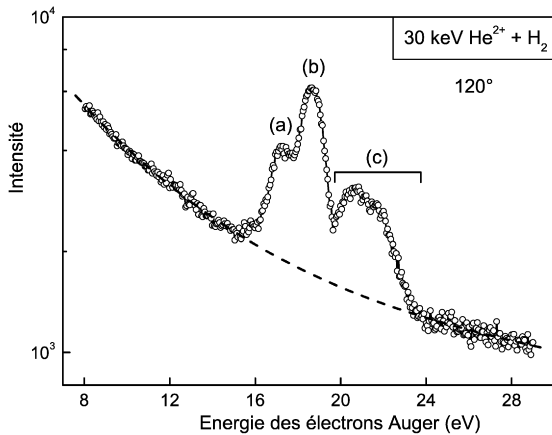


Fig. 3. Distribution en énergie des électrons Auger dans la collision $\text{He}^{2+} + \text{H}_2$ à une énergie de 30 keV et à un angle de détection de 120° . Les structures (a), (b) et (c) ne sont plus séparées.

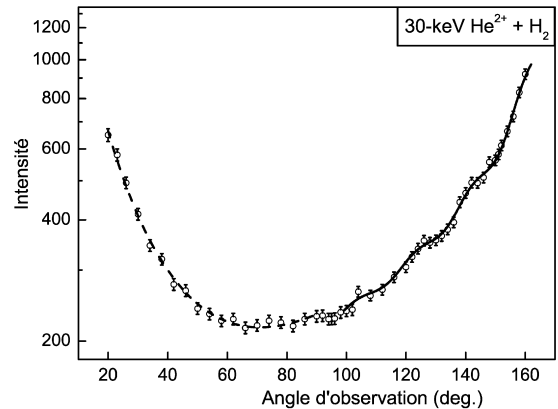


Fig. 4. Distribution angulaire des électrons Auger (cercles) après double capture dans la collision $\text{He}^{2+} + \text{H}_2$ à une énergie de 30 keV, en fonction de l'angle de détection. Les courbes en pointillés et en traits pleins sont là pour guider les yeux.

La distribution angulaire des électrons Auger a été obtenue par intégration en énergie des pics d'autoionisation. Cependant, comme le montre la Fig. 3, lorsque l'angle de détection diminue, la largeur des pics augmente, à cause d'effets essentiellement cinématiques. Les structures (a) et (b) ne peuvent donc plus être séparées. Pour cette raison, la distribution angulaire a été obtenue pour le spectre d'autoionisation dans sa globalité. Néanmoins, il a été montré théoriquement que cela n'affecte pas le résultat global sur les interférences [17]. Seule une diminution du contraste de la figure d'interférences est attendue.

4.2. Interférences : analyse et dépendances

Le résultat de l'intégration est présenté sur la Fig. 4, en fonction de l'angle d'observation θ_d . L'intensité présente un minimum à 90° et un maximum lorsque l'électron est émis le long de l'axe du faisceau incident. En regardant de plus près la Fig. 4, des différences notables apparaissent entre les angles avant et arrière. Entre 20° et 100° , aucune oscillation n'apparaît, ce qui n'est pas surprenant, puisque l'électron ne diffuse pas sur les protons. Par contre, entre 100° et 160° , au moins trois oscillations sont visibles, et sont attribuables aux interférences de type Young. La période de 17° est en accord avec les prédictions du modèle théorique [17].

L'intensité (Fig. 4) doit être corrigée pour tenir compte de la longueur de collision effectivement vue par le spectromètre. Cette longueur augmente comme $\ell = \ell_o \sin \theta_d$ (ℓ_o est la longueur de collision à 90° et est égale à environ 4 mm) lorsque θ_d augmente entre 90° et 160° . L'intensité normalisée à une longueur constante est présentée sur la Fig. 5 en fonction de θ_d . Compte tenu des incertitudes relatives, qui sont de l'ordre de 3%, les oscillations sont maintenant clairement visibles entre 90° et 160° .

Que se passe-t-il lorsque les paramètres d'interférence changent ? Dans l'expérience présente, les paramètres ajustables sont la distance entre les centres diffuseurs, et la longueur d'onde des électrons. Pour faire varier l'un ou l'autre, il est envisageable de modifier les conditions initiales de collision (nature du projectile et/ou de la cible, vitesse du projectile). Regardons par exemple comment varie la figure d'interférences lorsque la vitesse du projectile diminue. La vitesse \vec{v} de l'électron Auger est liée à la vitesse \vec{v}_e dans le référentiel du projectile par la simple relation $\vec{v} = \vec{v}_e + \vec{v}_p$. Prenons le cas de la configuration $2s^2\ ^1S$. L'énergie de l'électron Auger étant ~ 33 eV, la vitesse correspondante v_e est $3,4 \times 10^6$ m/s (cf. Section 3). Si l'énergie du projectile est diminuée d'un facteur 4, la vitesse v augmente, à $\theta_d = 180^\circ$, de $1,2 \times 10^6$ m/s à $2,3 \times 10^6$ m/s. Par contre, puisque d est défini à partir du moment où l'électron est éjecté, et que ce temps est indépendant de la vitesse du projectile, la distance d en moyenne ne varie pas.

Le terme d'interférence résultant $\sin \delta / \delta$ est présenté sur la Fig. 6, θ_d variant de 90° à 180° . Nous remarquons que, dans le domaine angulaire exploré (105° – 160°), la pseudo période varie peu. Par contre, un déphasage entre les courbes de $\sim \pi$ est observé.

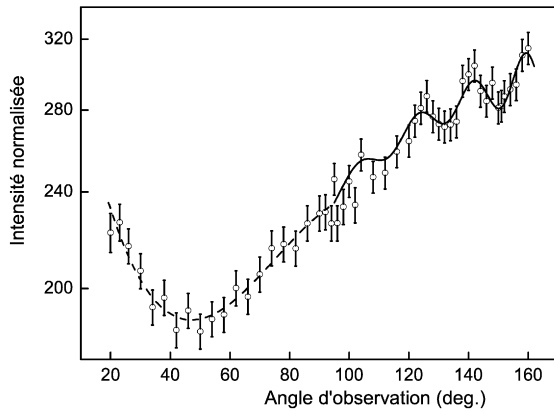


Fig. 5. Distribution angulaire des électrons Auger (cercles) après double capture dans la collision $\text{He}^{2+} + \text{H}_2$ à une énergie de 30 keV, en fonction de l'angle de détection, obtenue en normalisant l'intensité de la Fig. 3 à une longueur d'observation constante.

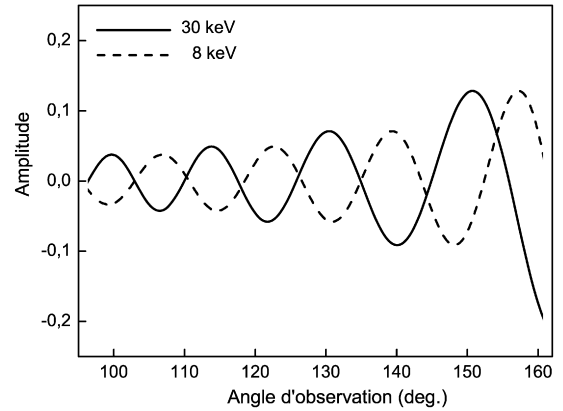


Fig. 6. Amplitude des oscillations attendue à 30 keV et à 8 keV. Entre 105° et 160° , le résultat est un déphasage de l'amplitude de π (une demi période). Courbe en traits pleins : 30 keV ; Courbe en traits pointillés : 8 keV.

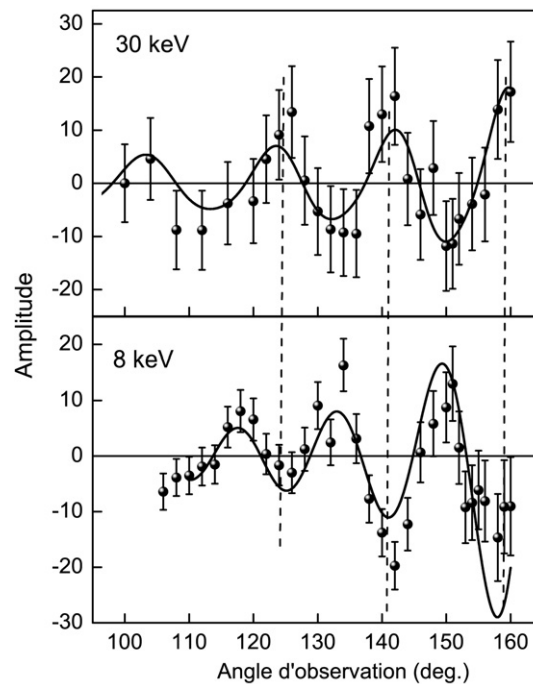


Fig. 7. Amplitude due aux interférences (cercles pleins) dans la collision $\text{He}^{2+} + \text{H}_2$ à 30 keV (en haut) et à 8 keV (en bas). L'ajustement de l'amplitude (courbes en traits pleins) a été réalisé avec la fonction $\sin \delta / \delta$.

L'expérience a été menée à 8 keV sur la ligne ARIBE de GANIL. Après intégration des spectres en énergie, et correction de l'intensité par la longueur de faisceau vue par le spectromètre, l'amplitude des oscillations a été déduite, et est présentée sur la Fig. 7. A 8 keV (bas de la Fig. 7), les oscillations sont une fois de plus bien visibles. Les pseudo périodes, dans le domaine angulaire de l'expérience, sont voisines de 17° aux deux énergies de collision explorées. Entre 105° et 160° , les deux amplitudes présentent effectivement un déphasage proche de π , comme l'indiquent les pointillés sur la Fig. 7.

5. Conclusion

Le travail présent est la première démonstration expérimentale que l'électron interfère avec lui-même, en faisant diffuser un électron unique sur deux protons jouant le rôle de deux trous d'Young. Dans cette expérience, la source – indépendante de l'interféromètre – n'émet qu'un seul électron avant d'être remplacée par une autre source. De plus, un seul électron atteint l'interféromètre puisque ce dernier est détruit après le passage de l'électron, garantissant ainsi la réalisation de la condition d'électron unique. Cette expérience élémentaire à électron unique est répétée un grand nombre de fois afin d'obtenir la figure d'interférences.

Par la suite, nous nous proposons d'étudier les interférences produites lors des collisions $\text{He}^{2+} + \text{H}_2$ à plus basse vitesse de projectile. Lorsque v_p diminue, la vitesse v de l'électron dans le référentiel du laboratoire tend vers v_e , définie dans le référentiel du projectile. Par conséquent, le terme d'interférence ne dépend plus que de la distance d entre les protons. Or, en première approximation, d est constante, puisque elle est définie au moment où l'électron est éjecté. Cependant, plus v_p diminue, plus il faut tenir compte du champ créé sur les protons par le projectile, qui aura tendance à induire une augmentation de d , et donc une diminution de la fréquence des oscillations.

Il a été aussi montré, pour des systèmes collisionnels tels que $\text{O}^{5+} + \text{H}_2$ ou $\text{N}^{7+} + \text{H}_2$ [19,20], que la double capture s'effectue, à très basse énergie de projectile (< 100 eV), en amont de la cible, autrement dit avant que le projectile n'atteigne la cible. Dans ce cas de figure, seuls les électrons émis vers l'avant (entre 0 et 90°) sont susceptibles de diffuser sur les deux protons, et d'induire des interférences.

Finalement, au vu des questions posées précédemment, l'étude expérimentale de l'évolution des interférences avec la vitesse du projectile sera un test décisif pour le modèle théorique.

Remerciements

Nous remercions le professeur Ghislain Larcher pour sa relecture attentive du manuscrit, ainsi que pour ses nombreux commentaires.

Références

- [1] L. de Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, Thèse de Doctorat, Faculté des Sciences de Paris, 1924.
- [2] C.J. Davisson, Franklin Inst. J. 205 (1928) 597.
- [3] R. Tumulka, A. Viale, N. Zanghì, Phys. Rev. A 75 (2007) 055602.
- [4] J. Baudon, R. Mathevet, J. Robert, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. 32 (1999) R173–R195.
- [5] M.S. Chapman, C.R. Ekstrom, T.D. Hammond, R.A. Rubenstein, J. Schmiedmayer, S. Wehinger, D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4783.
- [6] R. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lecture on Physics*, vol. 3, Addison-Wesley, Reading, MA, 1963 (Chapter 37).
- [7] C. Jönsson, Z. Phys. 161 (1961) 454 ;
English translation: C. Jönsson, Am. J. Phys. 42 (1974) 4.
- [8] P. Grangier, G. Roger, A. Aspect, Europhys. Lett. 1 (1986) 173.
- [9] P.G. Merli, G.F. Missiroli, G. Pozzi, Am. J. Phys. 44 (1976) 306.
- [10] A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki, H. Ezawa, Am. J. Phys. 57 (1989) 117.
- [11] N. Stolterfoht, et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 023201.
- [12] D. Misra, A. Kelkar, U. Kadhane, A. Kumar, Y.P. Singh, L.C. Tribedi, P.D. Fainstein, Phys. Rev. A 71 (2005) 052712.
- [13] S. Hossain, A.L. Landers, N. Stolterfoht, J.A. Tanis, Phys. Rev. A 71 (2005) 010701(R).
- [14] O. Kamalou, J.-Y. Chesnel, D. Martina, J. Hanssen, C.R. Stia, O.A. Fojón, R.D. Rivarola, F. Frémont, Phys. Rev. A 71 (2005) 010702(R).
- [15] T. Young, J. Nat. Philos. Chem. Arts 5 (1801) 16.
- [16] J.-Y. Chesnel, A. Hajaji, R.O. Barrachina, F. Frémont, Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 100403.
- [17] R.O. Barrachina, M. Zitnik, J. Phys. B 37 (2004) 3847.
- [18] V. Jacques, E. Wu, T. Toury, F. Treussart, A. Aspect, P. Grangier, J.-F. Roch, Eur. Phys. J. D 35 (2005) 561.
- [19] F. Frémont, G. Laurent, J. Rangama, P. Sobocinski, M. Tarisien, L. Adoui, A. Cassimi, J.-Y. Chesnel, X. Fléchar, D. Hennecart, X. Husson, Int. J. Mol. Sci. 3 (2002) 115.
- [20] P. Sobocinski, G. Allio, D. Martina, O. James, S. Dubois, J. Rangama, G. Laurent, J.-Y. Chesnel, L. Adoui, A. Cassimi, D. Hennecart, F. Frémont, J. Caillat, A. Dubois, J.H. Bremer, Z. Pesic, B. Sulik, N. Stolterfoht, AIP Conf. Proc. 680 (2003) 40.