Transfert de charge de protons avec formation d'atomes d'hydrogène fortement excités

R. Le Doucen, J. Guidini

► To cite this version:

R. Le Doucen, J. Guidini. Transfert de charge de protons avec formation d'atomes d'hydrogène fortement excités. *Revue de Physique Appliquée*, 1969, 4 (3), pp.405-408. 10.1051/rphysap:0196900403040500 . jpa-00243303

HAL Id: jpa-00243303

<https://hal.science/jpa-00243303>

Submitted on 1 Jan 1969

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

TRANSFERT DE CHARGE DE PROTONS AVEC FORMATION D'ATOMES D'HYDROGÈNE FORTEMENT EXCITÉS

Par R. LE DOUCEN et J. GUIDINI,

Faculté des Sciences de Rennes, Physique des Collisions Électroniques et Atomiques,
Association Euratom-C.E.A. sur la Fusion, Fontenay-aux-Roses.

(Reçu le 19 mars 1969, révisé le 7 mai 1969.)

Résumé. — On étudie la formation d'atomes d'hydrogène excités sur des niveaux $n \geq 9$, par échange de charge de protons d'énergie 20 à 150 keV, passant à travers différents gaz : H_2 , Ar, He.

La production relative des atomes excités est déterminée par leur ionisation au moyen d'un champ électrique intense.

Les résultats montrent que la production maximale d'atomes excités est obtenue pour la même valeur de l'énergie des ions, dans le cas où l'échange de charge se fait avec des gaz hydrogène et d'argon.

Abstract. — A study was made of the formation of highly excited hydrogen atoms, having principal quantum numbers $n \geq 9$, by charge exchange of 20-150 keV protons in the gases H_2 , Ar, He.

The relative yield of highly excited atoms was determined by ionizing them in a strong electric field.

It was found a maximum for the yield of these atoms at the same order of the energy, in the case of H_2 and Ar.

Introduction. — La formation d'atomes d'hydrogène énergétiques excités peut être obtenue par transfert de charge à partir d'un faisceau de protons passant à travers une cible gazeuse. Plusieurs auteurs [1, 2, 3] ont mis en évidence le rôle important de la cible : sa nature, sa densité et surtout son potentiel d'ionisation, mais ils se sont préoccupés surtout de cibles constituées par des vapeurs de métaux alcalins ou alcalino-terreux. Dans le présent travail, nous mettons en évidence l'influence de cibles, telles que l'hydrogène, l'argon et l'hélium, sur la neutralisation d'un faisceau de protons.

Méthode de mesures et appareillage. — La méthode que nous employons pour mesurer la population relative en atomes excités dans un faisceau atomique dérive de celle suggérée par Rivière et Sweetman [4]. Le schéma de principe de notre appareillage est représenté à la figure 1 : un faisceau de protons monocinétiques

traverse une chambre d'échange de charge dans des conditions de simple collision.

La fraction non neutralisée est éliminée en D par un faible champ électrique transversal inférieur à 10^3 V cm⁻¹. Le faisceau de neutres est diaphragmé à l'entrée de l'espace ionisant au moyen d'une ouverture S_5 d'un diamètre de 0,5 mm. L'espace ionisant est constitué par une lentille-trou disposée en triplet symétrique. Cet assemblage présente, par rapport à un simple doublet, l'avantage de bien définir l'espace ionisant, tout en doublant sa longueur.

Le diamètre de perçage des électrodes est de 1 mm et l'espace interélectrodes de 1 mm également. L'ensemble est réalisé et mis en place avec une précision de 1/100. La configuration du champ électrique ionisant a été étudiée à la cuve rhéographique [5]. Ce champ est ainsi connu à partir de la valeur de la haute tension appliquée (une tension de 1 volt correspond à un champ actif de 8,2 V cm⁻¹). Les dimensions relatives du faisceau et de l'espace ionisant sont telles que le faisceau est soumis à un champ sensiblement parallèle à sa trajectoire.

A la sortie de l'espace ionisant, les particules sont analysées magnétiquement et dirigées sur des détecteurs convenables, à savoir : cage de Faraday à émission secondaire pour les neutres, cage de Faraday ou détecteur à scintillations pour les particules chargées.

La mesure des neutres nécessite quelques précautions

FIG. 1. — Schéma de l'appareillage : S, Source ; A₁ A₂, Analyse magnétique ; S₁, S₂, S₃, Diaphragmes ajustables ; D, Plaques déflectrices ; C, Chambre d'échange de charge ; L, Espace ionisant ; F₁, F₂, Détecteurs.

du fait de l'évolution du coefficient d'émission secondaire. Des étalonnages fréquents sont indispensables ; pour cela, après avoir escamoté le diaphragme S_5 et l'espace ionisant de façon à éliminer les effets de bords sur S_5 , nous avons déterminé pour différentes énergies le coefficient d'émission secondaire des particules chargées et des particules neutres. En effet, connaissant la section efficace d'échange de charge [6], la pression du gaz dans la cible, sa longueur et l'intensité du faisceau chargé, nous pouvons déterminer les deux coefficients d'émission secondaire.

Précisons que les intensités utilisées sont, pour le faisceau de protons primaires : de l'ordre de 10^{-8} A, pour les neutres : de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-10} A équivalent, pour les protons secondaires : de l'ordre de 10^{-12} A.

Enfin, signalons que les dimensions de notre appareillage sont telles que la durée de vie des atomes excités sur des niveaux $n > 8$ est supérieure au temps de transit entre la chambre d'échange de charge et l'espace ionisant [7].

Mesures et résultats. — Nous avons mesuré, dans la gamme d'énergie 20-150 keV, le courant de protons secondaires $I(E)$ en fonction du champ appliqué. Comme seule nous intéresse la population relative des états excités, nous prenons le rapport du courant de protons secondaires au courant de neutres i_0 :

$$I(E) = \frac{i^+(E) - i^+(0)}{i_0} = f(E) \quad (1)$$

$i^+(0)$ est le courant de protons secondaires en l'absence du champ ionisant. Il est dû aux effets de bords sur S_5 , à l'ionisation sur le gaz résiduel, ainsi qu'à l'ionisation de Lorentz par le champ magnétique d'analyse A_2 des plus hauts niveaux excités ; $i^+(E)$ est le courant de protons secondaires en présence du champ ionisant.

Les sections efficaces d'échange de charge varient comme n^{-3} [8, 9]. Cela nous permet d'écrire, pour $n > 1$ et dans le cas de collisions simples, la relation :

$$\frac{\varphi_n}{\varphi_0} = \frac{\sigma_n}{\sigma_0} = \frac{a}{n^3} \quad (2)$$

σ_n : section efficace de recharge dans l'état n ,

σ_0 : section efficace totale de recharge $\sigma_0 = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n$,

φ_n : fraction du faisceau de neutres dans l'état d'excitation n ,

φ_0 : faisceau de neutres $\varphi_0 = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n$,

a : constante caractéristique.

Étant donné la présence des champs électriques intenses entraînant un effet Stark important, il y a recouvrement des états de niveaux quantiques n voisins [10]. Ce recouvrement nous suggère de considérer n comme une variable continue [3]. D'autre part, une

étude précédente [11] nous a permis d'écrire la relation :

$$E(n) = b \times n^{-4} \quad (3)$$

$E(n)$ étant le champ électrique en $V \text{ cm}^{-1}$ entraînant l'ionisation du niveau n , $b = 6,25 \times 10^8 \text{ V cm}^{-1}$.

Ceci nous donne :

$$I(E) = \sum_{n=n_E}^{\infty} \frac{\varphi_n}{\varphi_0}$$

et, dans le cadre de la continuité de n :

$$I(E) \simeq \int_{n=n_E}^{\infty} \frac{a}{n^3} dn \quad (4)$$

$$I(E) = \frac{1}{2} b^{-1/2} a E^{1/2}$$

$$I(E) = 2 \times 10^{-5} a E^{1/2}. \quad (5)$$

Les courbes expérimentales obtenues vérifient cette relation linéaire, confirmant ainsi l'hypothèse faite au départ. À partir de ces courbes, dont un exemple est donné à la figure 2, il est possible de déterminer le

FIG. 2. — Courbes $I(E) = f(E)$ pour l'énergie des protons de 70 keV et des cibles minces constituées d'hélium, d'argon et d'hydrogène moléculaire.

paramètre caractéristique a . Compte tenu de l'ensemble des erreurs possibles, nous estimons que nos résultats sont donnés avec une précision de $\pm 15 \%$.

Nous avons étudié trois cibles gazeuses différentes dans les conditions de simple collision : hydrogène moléculaire, argon et hélium. Les valeurs obtenues

TABLEAU I

E (keV)	25	28	30	35	37,5	40	50	60	62,5	65	70	75	80	85	87,5	90	95	100	120	130	140	180
He (*)	0,57		0,64		0,75			0,7											1,05			
He (***)		0,6		0,8			0,9	0,95			0,95		0,95			0,95	0,95		1		1,1	
Ar (*)			0,62		0,66			0,8											1,3			1,3
Ar (***)			0,9			1,10	1,3	1,35		1,4	1,35			1,3				1,2		1,3		
H ₂ (*)			0,78					1,1											1,3			1,4
H ₂ (**)	0,7			1,1			1,7		1,7			1,85			1,8			1,9				
H ₂ (***)		0,8				1,15	1,3	1,4		1,5						1,35			1,3			

(*) Résultats obtenus par Il'in et ses collaborateurs [3].

(**) Valeurs déduites des résultats de A. C. Rivière et D. R. Sweetman [4].

(***) Présent travail.

pour le paramètre a , en fonction de l'énergie du faisceau, sont reportées sur la figure 3 ainsi que dans le tableau I.

A la lecture de ce tableau, nous constatons que le paramètre a varie de façon monotone et croissante avec l'énergie des ions dans le cas d'une cible d'hélium. Par contre, dans le cas de cibles d'hydrogène moléculaire et d'argon, nous constatons que ce paramètre passe par un maximum pour une valeur de l'énergie de l'ordre de 70 keV.

La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par d'autres auteurs montre des différences qui ne sont pas systématiques.

Dans le cas de l'hélium, les résultats de Il'in [3] sont comparables aux nôtres à 15 % près, ce qui est un

accord acceptable. Par contre, des écarts plus importants apparaissent lorsque la cible est constituée par de l'hydrogène moléculaire ou de l'argon. Dans ces conditions, les résultats donnés par Il'in s'accordent avec les nôtres pour les valeurs extrêmes de la gamme d'énergie explorée, mais pour des énergies intermédiaires nos résultats sont plus élevés. Indépendamment de ces écarts, on constate une différence dans l'allure des courbes. Nous observons un maximum en fonction de l'énergie, tandis que les résultats de Il'in montrent une variation continue.

Nous pouvons également comparer nos résultats avec ceux de Rivière et Sweetman [4]. Ces auteurs, par une méthode différente, ont évalué la population relative du niveau $n = 14$ dans le cas de la recharge de protons sur des cibles d'hydrogène moléculaire. A partir de la relation (2), nous avons déterminé les valeurs du paramètre a . Les résultats de ces auteurs concordent avec les nôtres pour une énergie des ions de l'ordre de 30 à 40 keV, mais pour des énergies plus grandes, l'écart est plus important. D'autre part, on constate que les résultats de ces auteurs ne montrent pas de façon précise l'existence d'un maximum.

Nous pensons par ailleurs qu'il est intéressant de signaler que, dans le cas d'une cible de néon, les résultats de Rivière montrent un maximum du paramètre a en fonction de l'énergie [12].

Enfin, signalons que, dans le cas de cibles constituées par des vapeurs de métaux alcalins et alcalino-terreux, on observe toujours un maximum de a pour une valeur relativement basse de l'énergie de collision, ce qui peut s'expliquer par le faible potentiel d'ionisation de la cible.

Dans le cas de notre travail, ce maximum se trouve décalé vers de plus grandes valeurs de l'énergie, les potentiels d'ionisation étant plus grands, comme c'est

FIG. 3. — Variation de a en fonction de l'énergie des protons pour les différentes cibles étudiées :

- : Hydrogène moléculaire.
- : Hélium.
- + : Argon.

le cas pour l'hydrogène et l'argon. Dans le cas de l'hélium, le potentiel d'ionisation étant encore plus élevé, le maximum pourrait éventuellement se trouver à une valeur plus élevée de l'énergie des protons, ce qui expliquerait que nous trouvons une courbe croissante.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BUTLER (S. T.) et MAY (R. M.), *Phys. Rev.*, 1965, **137**, 1 A, 10-16.
 - [2] HISKES (J. R.), *J. Nuclear Energy*, 1966, Part C, **8**, 577-578.
 - [3] IL'IN (R. N.), OPARIN (V. A.), SOLOVEV (E. S.) et FEDORENKO (N. V.), *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 1967, **11**, 7, 921.
 - [4] RIVIÈRE (A. C.) et SWEETMAN (D. R.), Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Elec. and At. Coll., London, 1963, 734.
 - [5] Rapport interne.
 - [6] ALLISON (S. K.), *Rev. Mod. Phys.*, 1958, **30**, 4, 1137.
 - [7] HISKES (J. R.), TARTER (C. B.) et MOODY (D. A.), *Phys. Rev.*, 1964, **133**, 2 A, 424.
 - [8] BATES (D. R.) et DALGARNO (A.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, A **66**, 972.
 - [9] OPPENHEIMER (J. R.), *Phys. Rev.*, 1928, **31**, 66.
 - [10] BAILEY (D. S.), HISKES (J. R.) et RIVIÈRE (A. C.), *Nuclear Fusion*, 1965, **5**, 41.
 - [11] LE DOUCEN (R.) et GUIDINI (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1969, **268** B, 918.
 - [12] RIVIÈRE (A. C.), Communication personnelle.
-