

ETUDE DES COLLISIONS D'ECHANGE DE CHARGE A BASSE ENERGIE $Ne^{5+} + He(H_2)$

Reçu le 05/04/2002 – Accepté le 02/03/2003

Résumé

En plus de l'aspect spectroscopique consistant dans la détermination de nouvelles transitions dont les raies sont observées par spectroscopie UV dans le spectre du NeV et les longueurs d'onde déterminées grâce à des résultats récents, les sections efficaces d'émission σ_{em} , partielles $\sigma_{n\ell}$ et totales σ_T pour les collisions à basse énergie, 50 keV, entre un faisceau d'ions Ne^{5+} et une cible atomique (He), $Ne^{5+} + He$, ont été mesurées. En plus de la capture électronique simple, la capture d'un électron avec l'excitation d'un électron du cœur du projectile a été observée et mesurée. Des comparaisons sont faites avec les calculs que nous avons effectués en utilisant le modèle semi-classique ECBM (Extended Classical Over-Barrier Model) étendu à l'hypothèse de conservation du moment angulaire. Des résultats sur la collision $Ne^{5+} + H_2$ sont aussi présentés.

Mots clés: spectroscopie UV, collisions, basse énergie, échange de charge, simple capture, transfert et excitation, sections efficaces, modèle semi-classique.

Abstract

Beyond the spectroscopic aspect consisting in the determination of new transitions, where the lines are observed by UV spectroscopy in the NeV range, and the wavelenths are determined by recent results, the emission cross-sections σ_{em} , the partial cross-sections $\sigma_{n\ell}$ along with the total cross-sections σ_T corresponding to low-energies (50 keV) interactions between Ne^{5+} beams and atomic He-target are measured. Single electron capture as well as electron capture with excitation of a projectile core electron are observed and measured. Comparison is conducted between results and our calculation based on the ECBModel (Extended Classical Over-Barrier Model) that has been extended to assume angular momentum conservation. Other results on $Ne^{5+} + H_2$ collisions are presented.

Keywords: UV spectroscopy, low-energy, charge exchange, single capture, transfer and excitation, cross-sections, semi-classical model.

T. BOUCHAMA

Laboratoire de Spectroscopie
Faculté de Physique
USTHB, El Alia
BP 32 Bab-Ezzouar
16111 Alger, Algérie

ملخص

زيادة على المظهر الطيفي الكامن في تعيين انتقالات جديدة أين تكون الخطوط ملاحظة بالمطيافية فوق البنفسجية (UV) في طيف NeV وأطوال الموجات المحددة عن طريق نتائج حديثة.

المقاطع الفعالة للبت σ_{em} والجزئية $\sigma_{n\ell}$ والكلية σ_T من أجل التصادمات عند طاقات منخفضة (50 keV) بين حزمة أيونات Ne^{5+} (هدف ذري He), $Ne^{5+} + He$, قد قيست. زيادة على القبض الإلكتروني البسيط, قبض الكتروني مع تحريض الكتروني من قلب القذيفة قد لوحظ وحسب. مقارنات قد أجريت مع الحسابات التي أجريناها باستعمال النموذج نصف كلاسيكي.

ECBM (Extended Classical Over-Barrier Model) الممتد من فرضية انخفاض العزم الزاوي. نتائج تصادمات $Ne^{5+} + H_2$ هي أيضا حاضرة.

الكلمات المفتاحية: المطيافية فوق البنفسجية, التصادمات, طاقة منخفضة, تبادل الشحن, قبض بسيط, تحويل وتخفيض, مقاطع فعالة, نموذج نصف كلاسيكي.

Les processus de capture électronique dans les collisions entre des ions multichargés et des cibles atomiques ou moléculaires dans le domaine des basses énergies de collision (quelques keV/amu) ont été le sujet d'intenses études tant théoriques qu'expérimentales. L'importance des réactions d'échange dans plusieurs domaines, tels que la recherche en fusion et les recherches en astrophysique, justifie cet intérêt. L'état dans lequel est capturé l'électron peut être déterminé d'une manière précise par Spectroscopie photonique. Les sections efficaces partielles de capture dans les sous niveaux $n\ell$ peuvent être mesurées. Elles sont utiles pour tester les modèles théoriques et pour comprendre les processus de capture en détail.

La Spectroscopie photonique est aussi une bonne technique d'analyse des spectres de ces ions multichargés grâce aux caractéristiques spécifiques des processus d'échange de charge: faisceau d'ions ne contenant pratiquement qu'un seul état de charge, sélectivité en n de la capture.

Nous présentons dans cet article, comme partie importante, nos résultats pour la collision $Ne^{5+} + He$ à l'énergie 50 keV du faisceau d'ions Ne^{5+} . Nos données expérimentales sont comparées aux calculs que nous avons effectués en utilisant l'extension au modèle ECBM de Niehaus [1] faite par Burgdörfer *et al.* [2-3]. Des résultats concernant la collision $Ne^{5+} + H_2$ sont aussi présentés.

L'étude du Ne^{5+} est très intéressante. Il existe, à côté de l'intérêt de physique fondamentale, d'autres domaines dans lesquels l'étude du Ne^{5+} trouve son intérêt. Les résultats, non seulement spectroscopiques mais aussi collisionnels, sont utiles, par exemple, pour la recherche en fusion contrôlée. Le Néon est fréquemment introduit dans les tokamaks comme élément de diagnostic pour sonder les plasmas de fusion. Pour cette raison, une bonne connaissance des données atomiques spectroscopiques et collisionnelles est nécessaire pour interpréter l'observation des différents paramètres du plasma [4]. La connaissance en astrophysique du spectre du NeV est importante puisqu'il y'a une grande abondance du néon dans le cosmos et l'ion NeV est observé dans différents objets [5].

EXPERIENCE

Le dispositif expérimental a été décrit précédemment [6-7]. Le faisceau d'ions Ne^{5+} , extrait de la source d'ions ECR du CENG de Grenoble, dont le principe est la résonance cyclotronique des électrons, est analysé en masse et en charge par un double secteur magnétique et pénètre dans une enceinte de gaz où il interagit avec le gaz cible. Le diamètre d'entrée de la cellule gazeuse est de 8 mm. Le gaz est maintenu à une pression de 5.10^{-5} mbar pour minimiser les collisions multiples. L'intensité typique du faisceau d'ions Ne^{5+} est de $3,5 \mu A$.

La lumière émise durant la collision est observée à 25° de l'axe du faisceau par un spectromètre à incidence rasante équipé d'un réseau concave de 600 traits/mm blasé à 252 Å. La détection des photons est assurée par des galettes de micro-canaux (MCP) recouverte d'une couche de MgF_2 afin d'augmenter l'efficacité de détection aux faibles longueurs d'onde.

La détermination des sections efficaces de capture σ_{nl} se fait à partir de la mesure des sections efficaces d'émission σ_{em} . Celles-ci sont déterminées à partir de la formule suivante, exprimant la relation entre l'intensité photonique d'une raie monochromatique et la section efficace absolue d'émission:

$$\sigma_{em} = \frac{4\pi qe}{\Omega I K(\lambda)NL} S(\lambda)$$

où Ω est l'angle solide de détection, e est la charge de l'électron, q l'état de charge des ions, $S(\lambda)$ le signal ou intensité en coups par seconde de la raie, $K(\lambda)$ l'efficacité quantique du système de détection, N la densité de la cible en atomes/cm³ et L la longueur d'interaction en cm. L'étalonnage du spectromètre et la détermination des sections efficaces absolues sont décrites dans [8, 9]. L'incertitude sur les sections efficaces absolues, tenant compte d'un certain nombre de sources d'erreur [8], est évaluée à 30%. Cette barre d'erreur n'inclut pas un possible effet de polarisation de la radiation émise. En général, l'incertitude provenant de la polarisation sera faible [10].

RESULTATS ET DISCUSSION

Collision $Ne^{5+} + He$

Une partie du spectre du NeV en cible He obtenu dans notre expérience est présentée en figure 1. Les principales

raies apparaissant dans ce spectre appartiennent aux transitions singulet et triplet de la configuration $1s^2 2s^2 2p n \ell$ de l'ion produit Ne^{4+} . Elles correspondent au processus de simple capture (SC) avec conservation du cœur ionique:

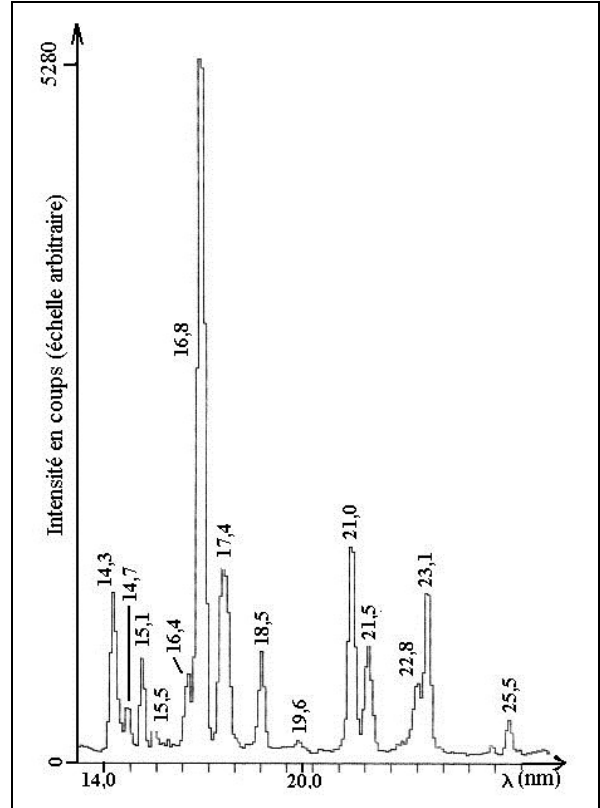
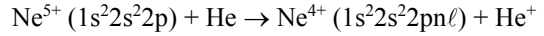
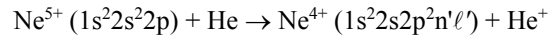


Figure 1: Partie du spectre obtenu dans la collision $Ne^{5+} + He$ à 50 keV.

Le spectre a été scanné et réduit. Les transitions associées aux longueurs d'onde indiquées sur le spectre figurent dans le tableau 1.

Les raies de la configuration $1s^2 2s 2p^2 n \ell'$ de l'ion produit sont faibles et très peu apparaissent dans le spectre enregistré. Ces raies sont dues au processus de transfert et excitation (TE) correspondant à la capture d'un électron avec excitation d'un électron du cœur du projectile :



Ce processus TE a été déjà observé dans nos autres expériences avec les ions Ne^{7+} [11], Ar^{7+} [12], Kr^{7+} [13] et N^{4+} [14].

Les raies de NeV observées dans notre spectre ont été identifiées grâce aux tables de Kelly [15], Bashkin [16], Buchet *et al.* [17] et Bastin *et al.* [5]. Les raies ont été observées dans plusieurs ordres de diffraction. Les raies non identifiées ou celles éventuellement qui sont dues au processus de double collision et/ou de double capture sont très faibles et ne peuvent affecter les valeurs des sections efficaces. Des raies nouvellement observées ont été identifiées (25,45 nm transition $2s 2p^3 \ ^1D^\circ - 2p 3p \ ^1D$, 26,69 nm transition $2s 2p^3 \ ^1P^\circ - 2p 3p \ ^1P$ et 27,8 nm transition $2s 2p^3 \ ^1P^\circ - 2p 3p \ ^1D$).

λ (nm)	Transition	$\sigma_{em} \times 10^{-17} \text{ cm}^2$
----------------	------------	--

13,20	$2p^2\ ^3P - 2s2p^23p\ ^3D$	0,9
14,30	$2p^2\ ^3P - 2p3d\ ^3P^\circ$	9,8
	$2p^2\ ^3P - 2p3d\ ^3D^\circ$	
14,71	$2p^2\ ^1D - 2p3d\ ^1F^\circ$	3,2
15,13	$2p^2\ ^1D - 2p3d\ ^1D^\circ$	4,4
15,45	$2p^2\ ^1D - 2p3d\ ^1P^\circ$	1,2
16,41	$2s2p^3\ ^3P^\circ - 2s2p^23d\ ^3D$	4,5
16,75	$2p^2\ ^3P - 2p3s\ ^3P^\circ$	44
17,39	$2p^2\ ^1D - 2p3s\ ^1P^\circ$	14,5
18,48	$2p^2\ ^1S - 2p3s\ ^1P^\circ$	5,5
19,55	$2s2p^3\ ^3P^\circ - 2s2p^23s\ ^3P$	1,1
21,03	$2s2p^3\ ^3D^\circ - 2p3p\ ^3P$	26
21,48	$2s2p^3\ ^3D^\circ - 2p3p\ ^3D$	13,6
22,55	$2s2p^3\ ^3P^\circ - 2p3p\ ^3P$	1,2
22,82	$2s2p^3\ ^3D^\circ - 2p3p\ ^3S$	11,5
23,12	$2s2p^3\ ^3D^\circ - 2p3p\ ^3D$	16,8
25,45	$2s2p^3\ ^1D^\circ - 2p3p\ ^1D$	3,3
26,69	$2s2p^3\ ^1P^\circ - 2p3p\ ^1P$	1,1
27,80	$2s2p^3\ ^1P^\circ - 2p3p\ ^1D$	3,7

Tableau 1: Sections efficaces d'émission des transitions observées dans la collision: $\text{Ne}^{5+} (1s^22s^22p) + \text{He} \rightarrow \text{Ne}^{4+} (1s^22s^22pn\ \ell, 1s^22s2p^2n'\ \ell') + \text{He}^+$ à 50 keV

Les sections efficaces d'émission σ_{em} des transitions de NeV observées ont été mesurées et sont reportées dans le tableau 1. Les sections efficaces de capture $\sigma_{n\ell}$ des sous niveaux $n\ell$ ont été déduites en tenant compte du schéma de cascade (diagramme des niveaux de NeV [16]). Elles figurent dans le tableau 2.

Les niveaux $n=4$ sont très faiblement peuplés et pour cette raison ils ont été négligés. Les sections efficaces d'émission et les sections efficaces de capture correspondant aux niveaux $n=4$ ne figurent donc pas dans les tableaux 1 et 2. Les niveaux $n=2$ ne sont pas peuplés ou très peu par la capture mais par cascade des niveaux supérieurs ce qui a été vérifié à partir de nos données. Nous n'avons pas jugé nécessaire de faire figurer dans le tableau 1 les sections efficaces d'émission des transitions des niveaux $n=2$ observées dans notre spectre.

La capture se produit sélectivement sur les niveaux $n=3$ pour les deux configurations $1s^22s^22pn\ell$ et $1s^22s2p^2n'\ell'$. Le processus de transfert et excitation (TE), supposé être le processus le plus important qui peuple la configuration $1s^22s2p^2n'\ell'$ devant d'autres processus [12], est faible par rapport au processus de simple capture SC (Tab. 2.a).

La distribution angulaire de la capture est piquée sur le niveau 3p pour le processus de simple capture, processus dominant dans cette expérience. La comparaison avec les calculs effectués en utilisant le modèle de Burgdorfer *et al.* [2-3] montre un bon accord global. Ce modèle est une extension du modèle ECBM (Extended Classical Barrier Model) de Niehaus [1]. Le modèle ECBM nous informe sur les états qui seront probablement peuplés dans la capture. Niehaus introduit, à travers la vitesse du projectile, un effet dynamique à la représentation classique de l'échange de charge décrit par Ryufuku [18]. Il définit une fenêtre de

$\sigma \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ (erreur $\pm 30\%$)
Configuration $1s^22s^22pn\ell$ (SC)

Niveaux	$\sigma_{n\ell}$
3s	64
3p	78
3d	19
$\sigma_T = \sum_{\ell} \sigma_{n\ell}$	161
Configuration $1s^22s2p^2n'\ell'$ (TE)	
σ_T	5,6

(a)

	Calcul		Expérience	
	$\sigma_{n\ell}$	$(\sigma_{n\ell} / \sigma_n \text{ en } \%)$	$\sigma_{n\ell}$	$(\sigma_{n\ell} / \sigma_T \text{ en } \%)$
3s	33,2	(28,3)	64	(39,8)
3p	56,4	(48)	78	(48,4)
3d	27,8	(23,7)	19	(11,8)
$\sigma_{n=3}$	117,4		161	
2s	9,8			
2p	4,5			
$\sigma_{n=2}$	14,3			
σ_T	131,7		161	

(b)

Tableau 2: Sections efficaces de capture des transitions observées dans la collision: $\text{Ne}^{5+} (1s^22s^22p) + \text{He} \rightarrow \text{Ne}^{4+} (1s^22s^22pn\ell, 1s^22s2p^2n'\ell') + \text{He}^+$ à 50 keV.

(a) Nos valeurs expérimentales.

(b) Comparaison avec la théorie.

réaction dynamique à partir des relations d'incertitude temps-énergie. Burgdorfer *et al.* introduisent comme extension au modèle de Niehaus la conservation du moment angulaire de l'électron capturé par le projectile.

Nos calculs ont été faits en incluant les deux séquences de capture simple, celle où l'électron de la couche externe de la cible est capturé et celle où l'électron de la couche interne est capturé. Les deux électrons de la cible He peuvent être capturés, soit en double capture, soit en simple capture de l'un ou de l'autre des électrons. La probabilité de capture de l'électron interne est plus faible que la probabilité de capture de l'électron externe. En effet, le potentiel d'ionisation de l'électron interne est plus grand que le potentiel d'ionisation de l'électron externe.

La section efficace de capture calculée pour la capture de l'électron interne de la cible est petite ($14,3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$). Dans cette séquence, seul les niveaux $n=2$ de l'ion produit Ne^{4+} (2s et 2p) sont excités. La capture simple peut se produire sur tous les niveaux excités de l'ion produit Ne^{4+} sauf sur le niveau fondamental. La faible excitation des niveaux $n=2$ est en accord avec l'expérience.

Dans la séquence où l'électron externe de la cible est capturé, les calculs montrent une répartition angulaire de la capture piquée sur le niveau 3p en accord avec l'expérience. Par contre, les sections efficaces de capture, en relatif, des niveaux 3s et 3d sont respectivement plus fort et plus faible que l'expérience. Les sections efficaces totales de capture expérimentales et théoriques, compte tenu de la barre d'erreur, sont en bon accord.

Il en résulte globalement un bon accord entre l'expérience et la théorie.

Notre section efficace totale de simple capture est très proche de celle donnée en $\sigma_{q,q-1}$ par Kusakabe *et al.* [19]. Leurs expériences ont concerné uniquement la détermination des sections efficaces totales de simple et double capture et ont couvert un certain domaine d'énergie de collision. D'autres travaux en $\sigma_{q,q-1}$ ont été menés par Salzborn *et al.* [20] et Cocke *et al.* [21] mais leurs domaines d'énergie de collision ne couvrent pas notre énergie. La comparaison n'est donc pas possible puisqu'il a été largement montré que les sections efficaces totales de capture varient avec l'énergie de collision.

Dans notre expérience l'excitation de la cible est observée mais ne peut être évaluée quantitativement. En effet la transition (1s-2p) de HeII de longueur d'onde 30,4 nm est superposée à une raie de NeV. Le mécanisme qui explique ce processus est l'échange de charge dans lequel la cible He après ionisation est laissée dans un état excité. Ce processus d'excitation de la cible He a été observé avec d'autres ions tels que Ar⁷⁺ [12], Kr⁷⁺ [13], Kr⁸⁺ [13] et N⁴⁺ [14].

Collision Ne⁵⁺ + H₂

Le spectre de la collision sur cible H₂ n'a pas été entièrement enregistré. En effet une partie du spectre est en dehors de notre domaine spectral. Néanmoins, on peut tirer quelques résultats et conclusions sur la partie du spectre enregistré.

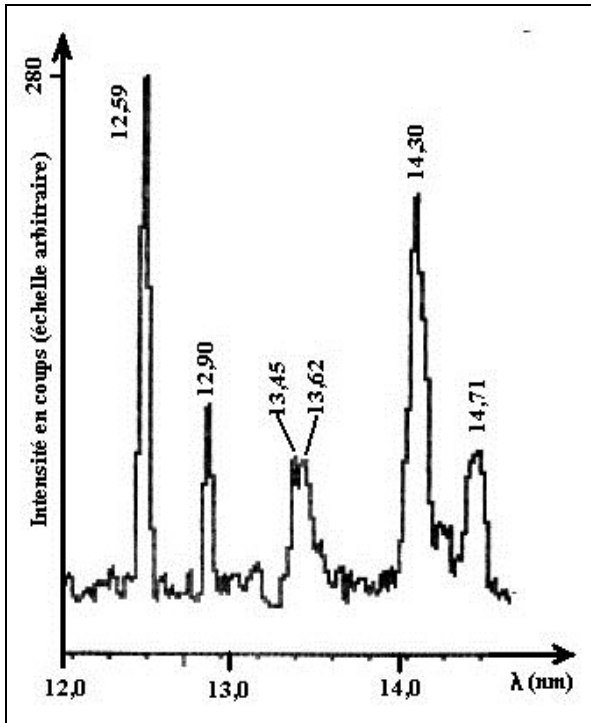


Figure 2: Partie du spectre obtenu dans la collision: Ne⁵⁺ + H₂ à 50 keV.

Par comparaison avec les résultats obtenus sur cible He, on constate que les niveaux n = 4 sont fortement peuplés en cible H₂ contrairement à la cible He où ces niveaux sont

très faiblement peuplés et donc négligeables. Seul donc le niveau n = 3 est peuplé en cible He. Une partie du spectre en cible H₂ est montré en figure 2 où l'on identifie quelques raies des niveaux n = 4 de fortes intensités ($\lambda = 12,59$ nm transition $2p^2\ ^3P - 2p4s\ ^3P^\circ$, $\lambda = 12,90$ nm transition $2p^2\ ^1D - 2p4s\ ^1P^\circ$, $\lambda = 13,45$ nm transition $2p^2\ ^1S - 2p4s\ ^1P^\circ$ et $\lambda = 13,62$ nm transition $2s2p^3\ ^5S^\circ - 2s2p^24s\ ^5P$). Des raies du niveau n = 3 apparaissent aussi dans le spectre. Dans la partie de spectre de la figure 2 on en a identifié deux ($\lambda = 14,30$ nm transitions $2p^2\ ^3P - 2p3d\ ^3P^\circ$ et $2p^2\ ^3P - 2p3d\ ^3D^\circ$ superposées, $\lambda = 14,71$ nm transition $2p^2\ ^1D - 2p3d\ ^1F^\circ$). La largeur relativement grande de la raie $\lambda = 14,71$ nm n'est pas due à une superposition de raies mais à un effet de bord des galettes MCP [8]. D'après le diagramme des transitions, les sous niveaux n = 3 correspondant aux raies apparaissant dans le spectre de la figure 2 ne sont pas peuplés par cascade des sous niveaux n = 4. On en conclut que le niveau n = 3 est aussi peuplé par la capture électronique en cible H₂.

Le tableau 3 montre les résultats théoriques obtenus dans la collision Ne⁵⁺ + H₂ en utilisant le modèle de Burgdorfer *et al.* [2-3].

Calcul ($\sigma \times 10^{-17} \text{ cm}^2$)	
σ_ℓ	(σ_ℓ / σ_T en %)
S	77 (21,6)
P	137,7 (38,7)
D	102,4 (28,8)
F	38,9 (10,9)
σ_T	356

Tableau 3: Sections efficaces de capture calculées dans la collision: Ne⁵⁺(1s²2s²2p)+H₂ → Ne⁴⁺(1s²2s²2pn ℓ) + H₂⁺ à 50 keV.

Comme pour la cible He, nos calculs ont été faits en incluant les deux séquences de capture simple, celle où l'électron de la couche externe de la cible est capturé et celle où l'électron de la couche interne est capturé. Les niveaux n ne sont pas séparés dans ce calcul, σ_ℓ représente la somme des sections efficaces de capture des sous niveaux $\sigma_{n\ell}$ telle que $\sigma_\ell = \sum_n \sigma_{n\ell}$.

Les sections efficaces calculées pour les deux séquences de capture électronique ont été comptées. On note toutefois que la section efficace totale de capture de la séquence où l'électron interne est capturé est bien plus petite ($43,3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$) que la section efficace totale de capture de la séquence où l'électron de la couche externe est capturé ($312,7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$).

La section efficace totale de capture prédite en cible H₂ est trouvée très supérieure à celle trouvée en cible He. Ce résultat est général et conforme à ce qui est trouvé dans la littérature tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental. En effet, les sections efficaces totales de capture en cible H₂ sont toujours plus grandes d'un facteur que les sections efficaces totales de capture en cible He et

ceci quel que soit l'ion projectile. Des résultats précédemment publiés le prouvent (par ex. [8, 12-14]).

La section efficace totale de capture en cible H_2 prédite est supérieure à celle donnée expérimentalement en $\sigma_{q,q-1}$ par Kusakabe *et al.* [19]. Il est nécessaire, cependant, de comparer les prédictions à d'autres résultats expérimentaux, qui font défaut actuellement, pour avoir une idée plus précise et juste sur la validité des résultats trouvés par calculs.

CONCLUSION

La méthode de spectroscopie photonique peut être un outil intéressant pour caractériser les processus mis en jeu dans les collisions et pour déterminer les caractéristiques principales des distributions $n\ell$ finales (le niveau préférentiellement peuplé, les sections efficaces partielles $\sigma_{n\ell}$ et les sections efficaces totales σ_T).

L'expérience montre que les niveaux $n = 3$ et $n = 4$ sont peuplés dans la collision $\text{Ne}^{5+} + \text{H}_2$ contrairement à la collision $\text{Ne}^{5+} + \text{He}$ où seul le niveau $n = 3$ est peuplé.

Pour la collision $\text{Ne}^{5+} + \text{He}$, le processus de transfert et excitation (TE) a été mis en évidence. Il est de faible importance comparé au processus de simple capture (SC). Les sections efficaces d'émission σ_{em} , partielles $\sigma_{n\ell}$ et totales σ_T ont été déterminées. Un bon accord global est trouvé entre les valeurs expérimentales et les calculs qu'on a effectués en utilisant l'extension de Burgdorfer *et al.* (hypothèse de conservation du moment angulaire) au modèle semi classique ECBM.

Les sections efficaces de capture totales pour les deux cibles sont comparées à ceux trouvés dans la littérature.

REFERENCES

[1]- Niehaus A., *J. Phys.*, B19, (1986), pp. 2925-2937.

- [2]- Burgdorfer J., Morgenstern R. and Niehaus A., *J. Phys.* B19, (1986), pp. L507-513.
- [3]- Burgdorfer J., Morgenstern R. and Niehaus A., *Nucl. Inst. Meth.* B23, (1987), pp. 120-122.
- [4]- Duponchelle M., Khouilid M., Oualim E.M., Zhang H. and Defrance P., *J. Phys.* B30, (1997), pp. 729-747.
- [5]- Bastin T., Biémont E., Dumont P.D., Garnir H.P., Krenzer M.J., Bukow H. and Kramida A.E., *Phys. Scripta* Vol. 55, (1997), pp. 654-660.
- [6]- Martin S., Druetta M. and Desesquelles J., *Nucl. Inst. Meth.* B14, (1986), pp. 254-257.
- [7]- Druetta M., Martin S. and Desesquelles J., *Nucl. Inst. Meth.* B23, (1987), p. 266.
- [8]- Bouchama T., Thèse, Université de Lyon I, (1988).
- [9]- Bouchama T. and Druetta M., *Nucl. Inst. Meth.* B40/41, (1989), p. 1252.
- [10]- Dijkamp D., these, Utrecht University, (1985).
- [11]- Druetta M., Bouchama T. and Martin S., *J. Phys.* B19, (1986), p. L723.
- [12]- Bouchama T., El Motassadeq A., Salmoun A., Druetta M. and Church D.A., *Phys. Scripta* 48, (1993), p. 527.
- [13]- Bouchama T., Druetta M. and Martin S., *J. Phys.* B22, (1989), p. 379.
- [14]- Bouchama T., "Etude par spectroscopie UV de la capture électronique dans les collisions $\text{N}^{4+} + \text{He}(\text{H}_2)$ ", Soumis à la *Revue Algérienne de Physique*.
- [15]- Kelly R.L., Atomic and ionic spectrum lines below 2000 Å ORNL, (1982).
- [16]- Bashkin S. and Stoner J., "Atomic energy levels and grotrian diagrams", New York North Holland, Vol. 2, (1978).
- [17]- Buchet J.P. and Druetta M., *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 65, N°9, (1975), pp. 991-994.
- [18]- Ryufuku H., *Phys. Rev.* A21, (1980), p. 745.
- [19]- Kusakabe T., Nagai N., Hanaki H., Horiuchi T. and Sakisaka M., *J. Phys. Soc. of Japan*, Vol. 52, N°12, (1983), pp. 4122-4128.
- [20]- Salzborn E. and Müller A., "Electronic and Atomic Collisions", Ed. N. Oda and Takayanagi K. (North holland, Amsterdam), (1979), p. 407.
- [21]- Cocke C.L., Dubois R.D., Gray T.J. and Justiniano E., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28, (1981), p. 1032. □