Emilia Baszanowska, Akademia Morska w Gdyni, Uniwersytet Gdański Patryk Kamiński, Ryszard Drozdowski Uniwersytet Gdański Gebhard von Oppen Technische Universität Berlin

ELEKTRYCZNY MOMENT DIPOLOWY ATOMU HE WZBUDZONEGO POPRZEZ ZDERZENIE Z JONEM HE⁺ – SPEKTROSKOPIA ANTYKRZYŻUJĄCYCH SIĘ POZIOMÓW

Wykorzystując spektroskopię antykrzyżujących się poziomów, wyznaczono elektryczne momenty dipolowe atomów He wzbudzanych do stanów z powłoki z n = 4 poprzez zderzenia z jonami He⁺ o energii 26 keV. Oczekiwana wartość elektrycznego momentu dipolowego, wyznaczona na podstawie obserwacji natężenia linii widmowej $\lambda(1s4d^3D - 1s2p^3P) = 447$ nm w funkcji natężenia osiowego pola elektrycznego, wynosi –12,5 j.a.

Słowa kluczowe: atom helu, elektryczny moment dipolowy, spektroskopia antykrzyżujących się poziomów, przekrój czynny.

WSTĘP

W stanie stacjonarnym atomy nie posiadają elektrycznego momentu dipolowego (EMD), co oznacza, że centrum chmury elektronowej pokrywa się z centrum jądra. Jednakże już w roku 1915 Niels Bohr rozważał możliwość występowania EMD w atomach wzbudzanych zderzeniowo. Podczas zderzenia może nastąpić przesunięcie chmury elektronowej względem jądra i wtedy atom zaraz po zderzeniu pozostaje w stanie o nieokreślonej energii i parzystości. Stan taki jest superpozycją stanów stacjonarnych $|k\rangle$ o energiach $\hbar\omega_k$:

$$\left|f\right\rangle = \sum_{k} c_{k} \left|k\right\rangle e^{i\omega_{k}t},\tag{1}$$

gdzie współczynniki $|c_k|^2$ opisują prawdopodobieństwo, że atom znajduje się w stanie $|k\rangle$.

Elektryczny moment dipolowy \vec{d} atomu oblicza się według wzoru:

$$\vec{d} = \langle f \left| \vec{r} \right| f \rangle, \tag{2}$$

a zatem dla nieparzystego operatora położenia \vec{r} może on mieć wartość różną od zera tylko wówczas, gdy stan $|f\rangle$ ma nieokreśloną parzystość. W takim przypadku stany stacjonarne $|k\rangle$ wzbudzane są koherentnie. Jednakże dopiero w roku 1973 ideę pomiarów współczynników koherencji zaproponował Eck [8], a Sellin i inni [12] dokonali po raz pierwszy pomiarów dla wzbudzanych poprzez zderzenia atomów wodoru. Początkowo sądzono, że taka sytuacja zachodzi tylko wtedy, gdy istnieją zdegenerowane stany o przeciwnej parzystości, jak to ma miejsce w atomach wodoru. W roku 1990 Aynacioglu i inni [3] pokazali, że również atomy He wzbudzane zderzeniami z H₂⁺ i D₂⁺ o energiach 10–20 keV mają EMD, pomimo że stany o przeciwnej parzystości nie są zdegenerowane.

Idea wykazania, że wzbudzony zderzeniowo atom posiada elektryczny moment dipolowy, jest stosunkowo prosta. Kierunek i zwrot wektora EMD wzbudzonego atomu zależy od wektora prędkości pocisku. Jeżeli atom umieści się w zewnętrznym polu elektrycznym, to obserwacji podlega efekt Starka. W atomie chmura elektronowa przesuwa się względem jądra – zostaje wyindukowany EMD. Podczas zderzenia zatem prawdopodobieństwo wzbudzenia atomu do stanu, którego zwrot EMD jest zgodny z EMD indukowanym przez zewnętrzne pole elektryczne, będzie większe niż dla stanów, których zwrot EMD jest inny. W związku z tym, zmieniając względne położenia wektora pola elektrycznego i wektora prędkości, zmienia się prawdopodobieństwa wzbudzenia określonych stanów atomu. Zmianę tych prawdopodobieństw można mierzyć poprzez pomiar natężenia wybranej linii widmowej. W pomiarach stosuje się pole elektryczne równoległe i antyrównoległe do wektora prędkości pocisku. Asymetria natężenia linii widmowej dla danej wartości pola elektrycznego świadczy o tym, że wzbudzony atom posiada EMD.

Do wyznaczenia stanu, w jakim znajduje się wzbudzony atom, wykorzystuje się spektroskopię antykrzyżujących się poziomów [14]. Jak dotychczas, przeprowadzono dokładną analizę wzbudzonych stanów atomu He, gdy jako pocisków używano protonów w zakresie energii pośrednich. Wtedy, ze względu na zasadę zachowania spinu Wignera, w zderzeniach wzbudzane były tylko stany singletowe. W tych pomiarach do wyznaczenia macierzy wzbudzenia wystarczało zmierzyć i porównać amplitudy pików antykrzyżujących się poziomów dla pola elektrycznego równoległego i antyrównoległego względem wektora prędkości protonów.

Opis metody pomiaru, zastosowanej aparatury i wyniki można znaleźć w pracach [4,5,6,7]. Jeśli zaś pociskiem jest jon He⁺ lub atom He, to mogą być wzbudzane zarówno stany singletowe, jak i trypletowe. W pracy [3] przedstawiono wyniki pomiarów, gdy pociskiem wzbudzającym był jon He⁺ o energii 30–300 keV. W tym zakresie energii wzbudzenie ma charakter kulombowski, tzn. nie zależy ono od wewnętrznej budowy pocisku. Widać to wyraźnie na rysunku 1, gdzie porównano przekroje czynne na wzbudzenie stanów 1s4d ¹D wskutek zderzenia z protonem i jonem He⁺ w funkcji energii pocisku na nukleon E/A (keV/jam). W pomiarach używa się izotopu ⁴He (A=4).



Rys. 1. Przekrój czynny na wzbudzenie stanu 1s4d ¹D atomów He w zderzeniach z jonami helu He⁺ i protonami w funkcji skalowanej energii pocisku. Dla protonów dane zaczerpnięto z prac: □ – [13], ◇ – [9], dla jonów He⁺ z prac: ■ – [11], ● – [15], ▲ – [12]

Fig. 1. Excitation cross section of 1s4d ¹D state of He atoms excited by collision with He⁺ ions and protons as a function of the scaled projectile energy. Data for H⁺ are taken from papers: $\Box - [13]$, $\diamondsuit - [9]$, and for He⁺ are taken from papers: $\blacksquare - [11]$, $\spadesuit - [15]$, $\blacktriangle - [12]$

Powyżej 20 keV/jam przekroje czynne na wzbudzenie dla obu pocisków są praktycznie takie same. Natomiast poniżej 20 keV/jam dużą wartość przekroju czynnego na wzbudzenie należy przypisać dodatkowemu elektronowi, który posiada jon He⁺. Proces zderzenia w głównej mierze zależy od względnej prędkości zderzających się obiektów, dlatego porównuje się energię przypadającą na jeden nukleon. Bardzo podobna zależność przekrojów czynnych na wzbudzenie występuje również dla stanów 1s5d ¹D, 1s4d ³D, 1s5d ³D [9, 10, 11, 13, 15].

Niniejsza praca stanowi przygotowanie do pełnej analizy przebiegu wzbudzenia atomu He w zderzeniu z jonem He^+ w zakresie energii 10–30 keV.

1. APARATURA I WPROWADZENIE TEORETYCZNE

W pracach [2, 6] opisano zastosowaną aparaturę oraz metodę analizy wzbudzonych zderzeniowo stanów atomu He (spektroskopia antykrzyżujących się poziomów). Istotą tej metody jest pomiar natężenia wybranej linii widmowej, indukowanej zderzeniem w funkcji natężenia pola elektrycznego. Dla ułatwienia porównania teorii z doświadczeniem stosuje się osiowe pole elektryczne o zwrocie zgodnym lub przeciwnym do zwrotu wektora prędkości pocisków. Jak już wspomniano, zewnętrzne pole elektryczne miesza stany o przeciwnej parzystości i indukuje EMD w atomie. Od wartości tego pola zależy prawdopodobieństwo obsadzenia określonego stanu atomu, a także prawdopodobieństwo przejścia spontanicznego do stanów o mniejszej energii, zatem natężenie obserwowanej linii widmowej bardzo silnie zależy od pola elektrycznego. Oznacza to, że na rejestrowane natężenie linii widmowej, jak i kształt pików antykrzyżowania poziomów, duży wpływ ma jednorodność pola elektrycznego w obszarze zderzenia. Co więcej, z kształtu pików antykrzyżowania poziomów można odtworzyć warunki doświadczalne w obszarze zderzenia.

W pierwszej kolejności należy obliczyć natężenia linii widmowych w funkcji natężenia pola elektrycznego, zakładając, że jest to pole jednorodne i wzbudzane są selektywnie stany paraboliczne [4, 5, 6]. Obliczenia te wykorzystuje się, uwzględ-niając rzeczywiste warunki doświadczalne.

Schemat układu elektrod i przecięcia się wiązek pocisków oraz tarczy przedstawiono na rysunku 2. Pole elektryczne wytwarzane jest przez dwie okrągłe płaskie pierścieniowe elektrody o promieniu wewnętrznym 1,5 mm i zewnętrznym 6,25 mm, oddalone od siebie na odległość 3 mm (parametr *d*) i naładowane ładunkiem dodatnim i ujemnym odpowiednio o gęstościach σ_+ i σ_- (pomija się efekty brzegowe). Wiązka atomów He jako tarcza wypływa efuzyjnie z cienkiej igły medycznej o średnicy wewnętrznej 0,25 mm. Wewnątrz igły umieszczono dodatkowo cienki drucik, ograniczający szybkość wypływu gazu. Teoretycznie zakłada się, że wypływająca wiązka ma kształt stożka o promieniu r_s w płaszczyźnie *XZ*, a igła umieszczona jest na wysokości p_y ponad otworami w elektrodach. Dodatkowo w obliczeniach uwzględnia się możliwość przesunięcia igły wzdłuż osi *Z* (parametr p_z) i wzdłuż osi *X* (parametr p_x – niezaznaczony na rysunku). Wiązka pocisków z teoretycznego punktu widzenia ma kształt walca o promieniu mniejszym niż otwory w elektrodach.



Rys. 2. Schemat przecinających się wiązek pocisków i tarczy oraz układ elektrod wytwarzających zewnętrzne pole elektryczne. Opis oznaczeń znajduje się w tekście
 Fig. 2. Scheme of the crossing projectile and target beams and the electrods producing external electric field. Description of the marks is in the text

Rzeczywisty rozkład natężenia pola elektrycznego w obszarze między elektrodami oblicza się numerycznie, wykorzystując symetrię osiową układu. Rozkład ten w dowolnej płaszczyźnie zawierającej oś Z będzie taki sam jak w płaszczyźnie XZ, którą dzieli się na małe obszary $dS_{XZ} = dxdz$. Podobnie na małe obszary dzieli się powierzchnię elektrod $dS_{elektrody} = rd\varphi dr$. Następnie dla każdego obszaru dS_{XZ} w jego środku trzeba obliczyć natężenie pola elektrycznego jako superpozycję natężeń pochodzących od wszystkich obszarów obu elektrod jak dla ładunków punktowych $dQ = \sigma_{\pm} dS_{elektrody}$. Składowe E_Z zawsze się dodają, składowe E_Y znoszą się zupełnie, a składowe E_X znoszą się na osi Z i są bardzo małe w obszarze przyosiowym, czyli w obszarze, w którym biegnie wiązka pocisków. Ostatecznie w obliczeniach uwzględnia się tylko wartości składowych E_Z , które dla wygody normuje się względem wartości w środku układu symetrii.

Obliczony rozkład natężenia pola elektrycznego przedstawiono na rysunku 3.



Rys. 3. Rozkład natężenia składowej E_Z pola elektrycznego w obszarze między elektrodami w płaszczyźnie XZ. Oś X ograniczona została do średnicy otworu w elektrodach

Fig. 3. Distribution of the intensity of axial electric field E_Z in the area between the electrodes on the XZ plane. The X axis is limited to the diameter of the hole in the electrodes

Ponadto w rozważaniach należy uwzględnić rozkład gęstości atomów tarczy w obszarze zderzenia (przecięcie się stożka i walca). Zakłada się, że gęstość ta jest odwrotnie proporcjonalna do zmiany objętości, zajmowanej przez wylatujące z igły atomy, czyli proporcjonalna do $1/R^2$, gdzie *R* jest odległością danego elementu

objętości stożka wiązki atomów tarczy od wylotu z igły. Ostatecznie procedura obliczenia natężenia świecenia jest następująca: obszar między elektrodami dzieli się na elementy objętości $dV = rd\varphi drdz$ na tyle małe, że można sądzić, iż w obszarze tym pole elektryczne jest jednorodne. Zakładając wartość składowej E_Z natężenia pola elektrycznego w środku symetrii układu, oblicza się wartości natężenia składowej E_Z we wszystkich elementach objętości, korzystając z obliczonego rozkładu pola w płaszczyźnie XZ. Dalej dla wszystkich elementów objętości znajdujących się w obszarze zderzenia, w zależności od wartości pola elektrycznego, przypisuje się wartości natężeń świecenia linii widmowej obliczone dla pola jednorodnego i mnoży przez czynnik związany z rozkładem gęstości atomów tarczy. W ostatnim kroku sumuje się tak obliczone natężenia linii ze wszystkich elementów objętości znajdujących się w obszarze obserwacji.

W prezentowanych obliczeniach, zgodnie z warunkami doświadczalnymi, był to obszar o szerokości 2 mm wzdłuż osi Z od 0,5 mm do 2,5 mm i wysokości równej średnicy wiązki pocisków.

Na rysunku 4 przedstawiono wpływ niejednorodności pola elektrycznego i geometrii obszaru zderzenia na rejestrowane piki antykrzyżujących się poziomów.





Fig. 4. Theoretical simulation of the anticrossing peaks. The solid line shows peaks on the assumptions of equal amplitudes and half widths for He atoms. The dashed and dash-dot lines show the change of these peaks assuming an inhomogeneity of the electric field for the projectile beam with the radius 0.475 mm and 0.6 mm respectively. In both cases, the diameter of the cone target atoms in the XY plane is 0.54 mm, but in the latter case, the outlet is shifted 0.5 mm from the Z axis

Linia ciągła obrazuje piki, których szerokości połówkowe i położenia są takie same jak w atomie He dla linii widmowej $\lambda(1s4d^3D - 1s2p^3P) = 447 nm$ przy założeniu, że ich amplitudy są równe i pole elektryczne w całym obszarze między elektrodami jest jednorodne. Linia kreskowa i kreskowo-kropkowa obrazuje zmianę, jakiej ulegają te piki po uwzględnieniu rozkładu pola elektrycznego przedstawionego na rysunku 3 i założeniu, że promienie wiązki pocisków są odpowiednio równe 0,475 mm i 0,6 mm. Ponadto przyjęto, że wylatujące z igły atomy tarczy tworzą stożek o średnicy koła w płaszczyźnie XZ równej 0,54 mm, a dodatkowo w drugim przypadku igła przesunięta jest 0,5 mm od osi Z, ale w obu przypadkach znajduje się w środku między elektrodami. Dobór parametrów, który obrazuje linia kreskowo-kropkowana, odpowiada rzeczywistej sytuacji doświadczalnej.

Na rysunku 5 przedstawiono dopasowanie pików teoretycznych do zarejestrowanych w przypadku zderzenia jonów He⁺ o energii 26 keV z atomami He. Tak dobrane parametry zostały zastosowane we wszystkich dalszych obliczeniach.





and fitted to the measured one for the spectral line $\lambda(1s4d^3D - 1s2p^3P) = 447$ nm

2. WYNIKI POMIARÓW I ICH INTERPRETACJA

Na rysunku 6 przedstawiono dopasowanie obliczeń teoretycznych do zarejestrowanego natężenia linii widmowej $\lambda(1s4d^3D - 1s2p^3P) = 447 nm$ w funkcji natężenia osiowego pola elektrycznego dla energii jonów He⁺ równej 26 keV. Ujemna wartość natężenia pola elektrycznego oznacza, że jego zwrot jest przeciwny do zwrotu prędkości jonów He⁺. Dopasowanie to pozwoliło wyznaczyć macierz wzbudzenia σ (równoważną macierzy gęstości ρ). Z dopasowania wynika, że podczas zderzenia wzbudzane są singletowe i trypletowe stany paraboliczne $|n,m_1,m_2,m_l\rangle|X\rangle$ (X = S dla stanów singletowych i X = T dla stanów trypletowych):

$$a_{\Sigma}^{X}|4,3,0,0\rangle|X\rangle + b_{\Sigma}^{X}|4,2,1,0\rangle|X\rangle \ z \ m_{l} = 0, \qquad (3)$$

$$a_{II}^{X}|4,2,0,1\rangle|X\rangle + b_{II}^{X}|4,1,1,1\rangle|X\rangle \ z \ m_{l} = 1.$$

$$\tag{4}$$

Stany singletowe, jak i trypletowe z taką samą liczbą magnetyczną m_l , ze względu na symetrię osiową układu zderzeniowego mogą być wzbudzane koherentnie. Jeżeli atom znajduje się w stanie parabolicznym $|n,m_1,m_2,m_l\rangle|X\rangle$, to jego elektryczny moment dipolowy dany jest wzorem:

$$d_z = -\frac{3}{2}n(m_1 - m_2) \text{ j.a.}$$
(5)

Natomiast wartość oczekiwaną elektrycznego momentu dipolowego układu opisuje wzór:



$$\left\langle \hat{d}_z \right\rangle = tr\left(\rho \; \hat{d}_z\right)$$
 (6)

Rys. 6. Zarejestrowane natężenie linii widmowej $\lambda(1s4d^{3}D - 1s2p^{3}P) = 447$ nm w funkcji natężenia zewnętrznego pola elektrycznego. Linia ciągła obrazuje dopasowanie teoretyczne **Fig. 6.** Intensity function of $\lambda(1s4d^{3}D - 1s2p^{3}P) = 447$ nm measured for He⁺-He collision in external electric field. The solid line shows the theoretical fit

Ostatecznie z dopasowania otrzymano następujące wyniki dla stanów singletowych:

$$\begin{aligned} \left| \Sigma^{S} \right\rangle &= 0.5440 \cdot \left| 4,3,0,0 \right\rangle \left| S \right\rangle + 0.3113 \cdot \left| 4210 \right\rangle \left| S \right\rangle, \ R_{\Sigma}^{S} &= 0.60 \ \text{dla} \ m_{l} = 0, \\ \left| \Pi^{S} \right\rangle &= 0.3732 \cdot \left| 4,2,0,1 \right\rangle \left| S \right\rangle - 0.1712 \cdot \left| 4111 \right\rangle \left| S \right\rangle, \ R_{\Pi}^{S} &= 0.38 \ \text{dla} \ m_{l} = 1 \end{aligned}$$

i dla stanów trypletowych:

$$\begin{aligned} \left| \Sigma^{T} \right\rangle &= 0.1587 \cdot \left| 4,3,0,0 \right\rangle \left| T \right\rangle + 0.1158 \cdot \left| 4210 \right\rangle \left| T \right\rangle, \ R_{\Sigma}^{T} &= 0.35 \ \text{dla} \ m_{l} = 0 \ , \\ \left| \Pi^{T} \right\rangle &= 0.1500 \cdot \left| 4,2,0,1 \right\rangle \left| T \right\rangle + 0.0548 \cdot \left| 4,1,1 \right\rangle \left| T \right\rangle, \ R_{\Pi}^{T} &= 0.58 \ \text{dla} \ m_{l} = 1 \ , \end{aligned}$$

gdzie R_{Σ}^{X} i R_{Π}^{X} to współczynniki koherencji.

W obliczeniach została zachowana normalizacja, w której uwzględniono, że wzbudzenie nie zależy od magnetycznej liczby spinowej i znaku orbitalnej liczby magnetycznej m_i :

$$\left|a_{\Sigma}^{S}\right|^{2} + \left|b_{\Sigma}^{S}\right|^{2} + 2 \cdot \left(\left|a_{\Pi}^{S}\right|^{2} + \left|b_{\Pi}^{S}\right|^{2}\right) + 3 \cdot \left(\left|a_{\Sigma}^{T}\right|^{2} + \left|b_{\Sigma}^{T}\right|^{2}\right) + 6 \cdot \left(\left|a_{\Pi}^{T}\right|^{2} + \left|b_{\Pi}^{T}\right|^{2}\right) = 1$$
(7)

Korzystając ze wzoru (6) obliczono oczekiwaną wartość elektrycznego momentu dipolowego:

$$\left\langle \hat{d}_z \right\rangle = -12.5 \ j.a. = -12.5 \cdot e \cdot a_0 = -1.06 \cdot 10^{-28} C \cdot m,$$
(8)

gdzie a_0 jest promieniem orbity Bohra w atomie wodoru. Należy dodać, że w dopasowaniu konieczne było uwzględnienie przejść kaskadowych z powłok z n = 4i 5. Ich udział w populacji wzbudzonych stanów jest mniejszy niż 8%. Przyjęta normalizacja uwzględnia ten fakt i dotyczy tylko stanów z n = 4.

PODSUMOWANIE

W czasie zderzenia atomu He z jonem He⁺ o energii 26 keV (6,5 keV/jam) może nastąpić wzbudzenie atomu He do powłoki n = 4. Tak wzbudzony atom znajduje się w stanie parabolicznym i posiada elektryczny moment dipolowy, którego wartość oczekiwana wynosi –12,5 j.a. Pomiary zostały wykonane dla energii jonu He⁺, dla której prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu 1s4d ¹D jest maksymalne. Obecnie prowadzone są pomiary dla energii mniejszych od 26 keV, których celem jest wyznaczenie zależności elektrycznego momentu dipolowego od energii pocisku. Według teoretycznych przewidywań (model atomowej pułapki Paula) elektryczny moment dipolowy atomu w stanie z n = 4 powinien być maksymalny dla pierwszego maksimum przekroju czynnego na wzbudzenie w funkcji energii pocisku (rys. 1).

LITERATURA

- 1. Aynacioglu A.S., Heumann S., von Oppen G., *Electric dipole moments of impact-excited He atoms*, Phys. Rev. Lett. 64, 1879, 1990.
- 2. Baszanowska E., Drozdowski R., Kamiński P., von Oppen G., The spectroscopy of the electron transitions in helium atoms induced by the collisions with helium atoms in the intermediate energy range, Zeszyty Naukowe Akademii Morskiej w Gdyni, 60, 128, Gdynia 2009.
- 3. Busch M., Drozdowski R., Ludwig Th., von Oppen G., Anticrossing spectroscopy of He atoms excited by 30-300 keV He+ impact, J. Phys. B: At. Mol. Opt., 37, 1, 2004.
- Büttrich S., Gildemeister D., Thuy M-J., Tschersich M., Skogvall B., von Oppen G., Drozdowski R., *Charge distribution of He I states excited by 10-50 keV proton impact: a study of electron promotion in an atomic Paul trap*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 31, 2709, 1998.
- 5. Drozdowski R., *Cascade feeding of the 1s3d 3D level of He I from high-l states excited by proton impact,* Eur. Phys. J. D 23, 73, 2003.
- 6. Drozdowski R., *Wzbudzanie atomów He w zderzeniach z jonami w zakresie energii pośrednich*, Wydawnictwo Uniwersytetu Gdańskiego, Gdańsk 2004.
- Drozdowski R., Thuy M., Tschersich M., Skogvall B., von Oppen G., *Excitation of He atoms by* 50-500 keV proton impact: from Paul-trap promotion to the high-energy limit, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 32, 397, 1999.
- 8. Eck T.G., *Coherent Excitation of S and P States of the n=2 Term of Atomic Hydrogen*, Phys. Rev. Lett. 31, 270, 1973.
- 9. Hasselkamp D., Hippler R., Sharman A., Schartner K-H., *Absolute excitation cross sections for the 41S-, 41D- and 31P- levels of helium excited by fast protons,* Z. Physik, 248, 254, 1971.
- 10. Hasselkamp D., Hippler R., Sharman A., Schartner K-H., *Cross sections for the excitation of the* 41S-, 41D- and 31P-levels of helium excited by fas He+-ions, Z. Physik, 257, 43, 1972.
- 11. Okasaka R., Konishi Y., Sato Y., Fukuda K., *Excitation cross sections in He+-He collisions: I. Excitation function and potential curve crossing*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 20, 3771, 1987.
- Sellin L.A., Mowat R.J., Peterson R.S., Griffin P.M., Laubert R., Haselton H.H., Observation of Coherent Electron-Density-Distribution Oscillations in Collision-Averaged Foil Excitation of the n=2 Hydrogen Levels, Phys. Rev. Lett. 31, 1335, 1973.
- 13. Van den Bos J., Winter G.J., de Heer F.J., *Excitation of*^{helium} by protons in the 1–150 keV region, Physica, 40, 357, 1968.
- 14. Wieder H., Eck T.G., Anticrossing Signals in Resonance Fluorescence, Phys. Rev. 153, 103, 1967.
- 15. Wolterbeek Muller L., de Heer F.J., *Electron capture into excited states by helium ions incident on noble gases*, Physica, 48, 345, 1970.

THE ELECTRIC DIPOLE MOMENT OF HE ATOM EXCITED BY HE⁺ ION IMPACT-ANTICROSSING SPECTROSCOPY

Summary

Using the anticrossing spectroscopy, the electric dipole moment of He atoms excited by 26 keV He⁺ ions impact to the states of the shell n = 4 was determined. Observations of the intensity of the spectral line $\lambda(1s4d^3D - 1s2p^3P) = 447$ nm as a function of the intensity of axial electric field allow to determine the expectation value of the electric dipole moment: -12.5 a.u.

Keywords: helium atom, the electric dipole moment, anticrossing spectroscopy, cross section.