

02 Сечения образования ионов He^+ в различных электронных состояниях при столкновениях ионов He^{2+} с атомами водорода

© А.А. Басалаев,¹ В.В. Кузьмичев,^{1,2} М.Н. Панов,¹ О.В. Смирнов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
194064 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: a.basalaev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 мая 2019 г.

В окончательной редакции 21 октября 2019 г.

Принято к публикации 5 ноября 2019 г.

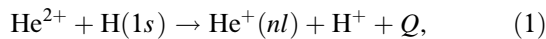
Методом столкновительной спектроскопии, основанном на прецизионном измерении кинетической энергии ионов-снарядов, захвативших электрон, измерены парциальные сечения образования ионов $\text{He}^+(n)$ в определенных электронных состояниях в процессе захвата электрона ионами $^3\text{He}^{2+}$ с энергией $E = 1.4\text{--}10\text{ keV/a.m.u.}$ у атомов водорода. Создана мишень атомарного водорода со степенью диссоциации 78% при температуре вольфрамовой ячейки диссоциации 2180 К.

Ключевые слова: захват электрона, столкновительная спектроскопия, сечения образования ионов в определенных электронных состояниях, атомарный водород.

DOI: 10.21883/JTF.2020.06.49273.215-19

Введение

Из-за своей важности для нескольких областей фундаментальных исследований и ряда технологических приложений, например, ссылки в работах [1–3], процесс захвата электрона (1) ионами He^{2+} у атомов водорода изучается теоретически и экспериментально уже около 60 лет:



где Q — дефект энергии процесса.

Уже в первых теоретических работах, посвященных вычислению сечения процесса захвата электрона (1) ионами He^{2+} у атома водорода, было показано, что при энергиях столкновений менее 50 keV/a.m.u. доминирующим является процесс образования иона $\text{He}^+(nl)$ в возбужденном электронном состоянии с главным квантовым числом $n = 2$ [4–7]. Этот результат был подтвержден в более поздних теоретических работах, основанных на различных теоретических методах [1,3,4–13]. В работе [1] было показано, что имеется зависимость сечения захвата одного электрона от массы изотопа водорода, обусловленная вращательными электронными переходами. Эти различия оказались существенны лишь при энергиях столкновений менее 0.25 keV/a.m.u.

Основной проблемой при выполнении экспериментальных работ было создание мишени атомарного водорода с достаточно высокой степенью диссоциации. Первое экспериментальное исследование захвата электрона при столкновении He^{2+} –H было выполнено в работе [14] с использованием методики модулированных пересекающихся пучков. Эффективный пучок атомарно-

го водорода создавался методом термической диссоциации в вольфрамовой печи. В этой работе было измерено полное сечение процесса захвата одного электрона σ^{21} в диапазоне энергий столкновений от 0.03 до 12 keV/a.m.u. В работе [15] с использованием методики создания мишени атомарного водорода в нагретой до 2300 K камере столкновений в диапазоне энергий столкновений $2\text{--}114\text{ keV/a.m.u.}$ было измерено полное сечение процесса захвата одного электрона и парциальное сечение образования иона в метастабильном состоянии $\text{He}^+(2s)$ в процессе захвата одного электрона $\sigma^{21}(2s)$. Этим же методом было измерено полное сечение захвата одного электрона в работе [16] в диапазоне энергий столкновений от 0.5 до 3 keV/a.m.u. Примерно в том же диапазоне энергий от 0.4 до 2.6 keV/a.m.u. было измерено полное сечение захвата методом догоняющих пучков [17].

Парциальные сечения образования ионов $\text{He}^+(nl)$ в определенных электронных состояниях в процессе захвата электрона измерялись в диапазоне энергий столкновений от 1.25 до 13 keV/a.m.u. в работах [18,19]. Парциальные сечения были получены на основании измерения эмиссии излучения ионов He^+ Лайман α , β , γ и Бальмер β , выполненных с использованием монохроматоров видимого и ВУФ-диапазонов. Эффективная струя атомарного водорода создавалась с помощью высокочастотного (27 MHz) источника.

Целью настоящей работы было провести в диапазоне энергий столкновений $1.4\text{--}10\text{ keV/a.m.u.}$ измерения полного сечения захвата и парциальных сечений образования ионов в определенных электронных состояниях методом столкновительной спектроскопии [20], основан-

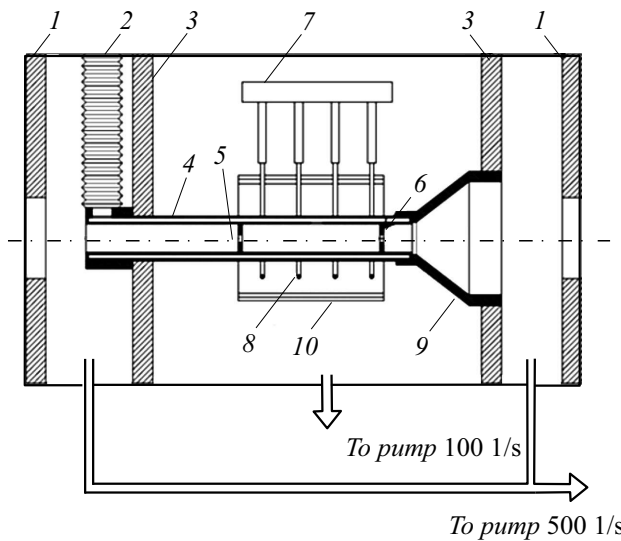


Рис. 1. Эскиз камеры столкновений: 1 — стенка внешней вакуумной камеры; 2 — силифон для подачи газа-мишени; 3 — стенка внутренней вакуумной камеры; 4 — нагреваемая ячейка, состоящая из двух коаксиальных вольфрамовых трубок; 5, 6 — входная ($\varnothing 1$ мм) и выходная ($\varnothing 3$ мм) танталовые диафрагмы соответственно; 7 — керамический держатель катодов ($\varnothing 40$ мм); 8 — вольфрамовые катоды; 9 — вольфрамовый держатель нагреваемой ячейки; 10 — трехслойный танталовый радиационный экран.

ном на прецизионном анализе кинетической энергии захвативших электрон ионов.

Метод столкновительной спектроскопии позволяет исследовать процессы захвата электрона независимо от энергии возбуждения образующихся ионов, причем эффективность регистрации ионов не зависит от энергии их возбуждения. Методика позволяет измерять сечения образования ионов в основном и метастабильных состояниях.

Методика эксперимента

Для измерения сечения захвата электрона и парциальных сечений образования ионов $\text{He}^+(n)$; в определенных электронных состояниях была использована экспериментальная установка, описанная в работах [21,22]. Ионный пучок производился в источнике с электронным ударом и ускорялся до необходимой энергии. Пучок ${}^3\text{He}^{2+}$ выделялся магнитным масс-монохроматором, коллимировался, подвергался электростатической очистке от ионов ${}^3\text{He}^+$, образующихся при формировании ионного пучка, и направлялся на входную апертуру камеры столкновений. На входе в камеру столкновений ионный пучок имел угловую расходимость $\theta \approx 3'$ и энергетическую ширину $\text{FWHM} = 0.8$ eV при энергии пучка $E = 2.8$ keV.

В отличие от работ [21,22] в качестве камеры столкновений была использована созданная авторами мишень

атомарного водорода, конструкция которой представлена на рис. 1. Получение атомарного водорода было основано на каталитической диссоциации молекулярного водорода на стенках вольфрамовой камеры при температурах $T > 2000$ К [23,24]. Конструктивно камера столкновений состояла из двух отдельно откачиваемых объемов (1 и 3 на рис. 1). Ячейка диссоциации была расположена во внутренней вакуумной камере, охлаждаемой водой. Передняя ее часть закреплялась на плотной посадке в держателе, расположенном на передней стенке внутренней камеры и соединенном с газовой системой 2. Задняя часть ячейки диссоциации крепилась на скользящей посадке в коническом вольфрамовом держателе 9, закрепленном на задней стенке внутренней камеры. Внутренняя камера откачивалась диффузионным насосом со скоростью откачки 100 л/с, а внешняя — диффузионным насосом со скоростью откачки 500 л/с. Система откачки при поданном газе и нагретой до 2180 К ячейки диссоциации обеспечивала вакуум $5 \cdot 10^{-7}$ Торг во внешней камере и 10^{-6} Торг во внутренней.

Ячейка диссоциации 4 была изготовлена из двух вольфрамовых трубок (наружные диаметры 9 и 11 мм, толщина стенок 0.5 мм), коаксиально собранных с помощью вольфрамовых колец. Нагреваемая область взаимодействия с ионным пучком ограничивалась находящимися на расстоянии 44 мм друг от друга входной 5 и выходной 6 танталовыми диафрагмами с диаметром отверстий 1 и 3 мм соответственно. Газ поступал в промежуток между трубками через отверстие в передней части наружной трубки ячейки диссоциации и попадал в область взаимодействия через отверстие во внутренней вольфрамовой трубке, находящееся в центре нагреваемой области.

Нагрев области взаимодействия ячейки диссоциации осуществлялся потоком электронов, эмитированных системой прямонакальных катодов 7 и ускоренных до 2 кВ. Для минимизации радиационных потерь при нагреве ячейки диссоциации был применен трехслойный танталовый радиационный экран 10.

Прошедший камеру столкновений пучок ионов попадал в плоский электростатический анализатор с разрешающей силой $E/\delta E = 6000$, с помощью которого выполнялся анализ изменения энергии ионов He^+ , захвативших электрон при взаимодействии с газом, находящемся в камере столкновений. Для измерения изменения энергии ионов He^+ на анализатор подавалось высокое напряжение с шагом $d = 1.6 \cdot 10^{-4} V_p$, где V_p — напряжение, ускоряющее ионы He^{2+} . Регистрация количества ионов He^+ с определенной энергией ΔE проводилась в счетном режиме. Одновременно с измерением количества ионов He^+ проводилось интегрирование тока ионов первичного пучка, прошедшего через камеру столкновений. На величину заряда, полученного в результате интегрирования тока, выполнялась нормировка количества ионов, зарегистрированных за

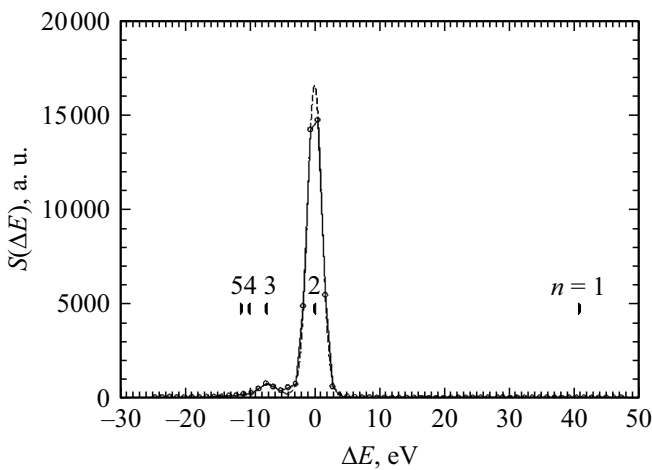


Рис. 2. Спектр изменения энергии ионов, захвативших электрон у атома водорода. Энергия ионов He^{2+} 4.4 keV/a.m.u.. Вертикальными линиями отмечены величины дефектов энергии Q для различных каналов процесса захвата одного электрона (1). Штриховой линией аппроксимированы пики, соответствующие заселению состояний с $n = 2$ и 3.

время экспозиции. Такая процедура позволяла учесть возможное изменение интенсивности первичного ионного пучка во время измерения спектра и получить спектры, нормированные на одинаковую интенсивность первичного ионного пучка.

Нагретая ячейка диссоциации содержит атомы водорода, молекулы фонового газа и молекулы водорода. Для получения парциальных сечений образования ионов $He^+(n)$ в определенных электронных состояниях в процессе захвата электрона у атома водорода последовательно выполнялись четыре измерения спектров изменения энергии ионов He^+ , а именно:

- 1) при комнатной температуре ячейки на фоновом газе;
- 2) при комнатной температуре ячейки и поданном в ячейку потоке молекулярного водорода;
- 3) при фиксированном потоке газа-мишени при нагретой до температуры $T = 2180$ К ячейке диссоциации;
- 4) при нагретой ячейке на фоновом газе (с перекрытым потоком газа-мишени).

Для получения парциальных сечений проводилась следующая процедура. Из полученных спектров вычиталась фоновая составляющая. Вклад от фракции молекулярного водорода в спектр изменения энергии ионов He^+ , образующихся при взаимодействии с нагретой мишенью, определялся умножением спектра, полученного при взаимодействии с молекулярным водородом на величину $(1 - f)$, где f — степень диссоциации молекулярного водорода при данной температуре. Интегралы пиков, наблюдаемых в полученном после этой процедуры спектре изменения энергии ионов He^+ , давали относительные величины парциальных сечений. На рис. 2 приведен полученный вышеописанным способом спектр изменения энергии ионов, захвативших электрон у атома водорода при энергии

ионов He^{2+} 4.4 keV/a.m.u. и угле рассеяния налетающего иона $\theta = 0^\circ$. На том же рисунке приведены величины дефектов энергии Q для различных каналов процесса захвата одного электрона (1). При малых углах рассеяния сталкивающихся частиц выполняется соотношение $Q \approx \Delta E$ [20].

Для получения парциальных сечений образования ионов $He^+(n)$ была измерена степень диссоциации молекулярного водорода в зависимости от мощности нагрева ячейки диссоциации. Для этого была использована методика, предложенная в работе [24], в которой для стационарного потока водорода через ячейку диссоциации

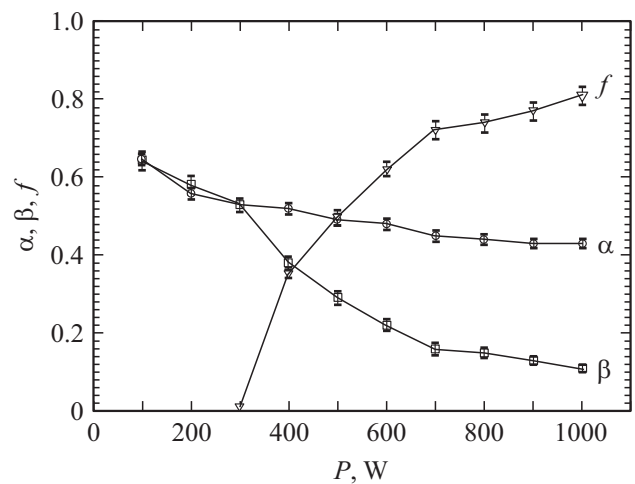


Рис. 3. Параметры, характеризующие режим работы ячейки диссоциации в зависимости от мощности ее нагрева: α — изменение плотности мишени при нагреве; β — изменение концентрации молекулярного водорода при нагреве ячейки диссоциации; f — степень диссоциации молекулярного водорода при данной температуре.

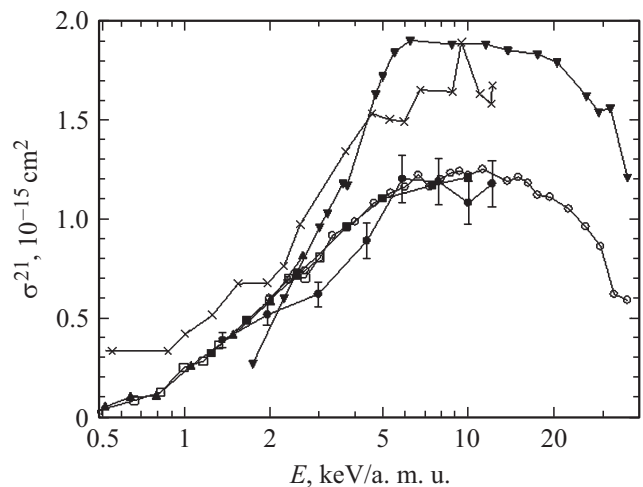


Рис. 4. Полное сечение захвата одного электрона при столкновении $He^{2+} + H$ (эксперимент): \bullet — наша работа; \times — [14]; \blacktriangle — [17], \triangle — [16]; \circ — [15]; \blacksquare — [18]; \blacktriangledown — [25].

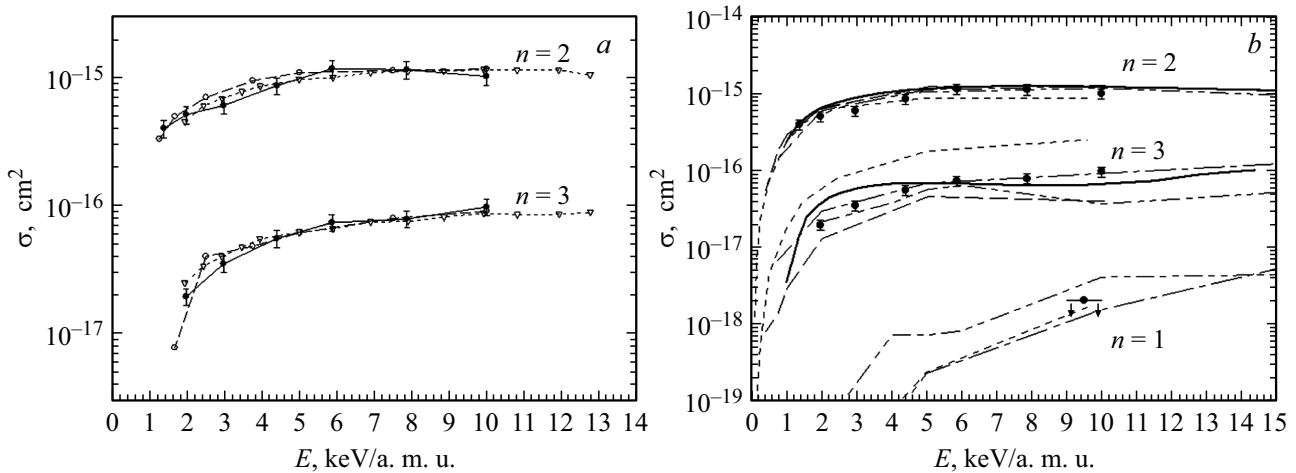


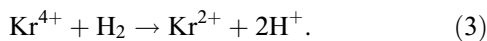
Рис. 5. Парциальные сечения образования ионов $\text{He}^+(n)$ в определенных электронных состояниях в процессе захвата одного электрона; *a* — эксперимент: ● — наша работа; ▽ — [19]; ○ — [18]; *b* — теория: — — [3]; ····· — [12]; ····· — [1]; — — [10]; - - - - [26], величина сечения образования иона в основном состоянии дается на основании оценки порога чувствительности экспериментальной методики.

степень диссоциации f определялась выражением

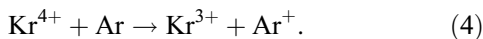
$$f = \left(\frac{\beta}{\sqrt{2}(\alpha - \beta)} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где β — изменение концентрации молекулярного водорода при нагреве ячейки диссоциации, α — изменение плотности мишени при нагреве.

Для измерения величины β был использован процесс захвата двух электронов



Ион Kr^{4+} был выбран потому, что при энергии столкновений 6 keV/a.m.u. из-за малой величины сечения захвата одного электрона ионами Kr^{3+} вероятность образования иона Kr^{2+} в двух последовательных столкновениях была менее 4% от вероятности процесса (3). Для измерения параметра α был использован процесс захвата одного электрона



Результаты измерений параметров α и β вместе с вычисленной по формуле (2) степенью диссоциации f в зависимости от мощности нагрева ячейки диссоциации приведены на рис. 3. Как видно из приведенных данных, уже при мощности нагрева $P = 500$ W (температура внутренней стенки входной диафрагмы $T = 1850$ K) степень диссоциации достигает 50%, а при мощности $P = 1000$ W ($T = 2180$ K), при которой проводился весь комплекс измерений — 78%.

Абсолютная величина полного сечения захвата одного электрона у атома водорода $\sigma_{\text{tot}}^{21}(\text{H})$ вычислялась с использованием известного сечения захвата одного электрона у молекулы водорода $\sigma_{\text{tot}}^{21}(\text{H}_2)$ ионами He^{2+} [22].

Связь между сечениями при условии постоянного потока газа через ячейку диссоциации определяется выражением (5):

$$\sigma_{\text{tot}}^{21}(\text{H}) = \sigma_{\text{tot}}^{21}(\text{H}_2) \frac{\int S_{\text{H}}(\Delta E) d\Delta E}{\sqrt{2}(\alpha - \beta) \int (\Delta E) d\Delta E}, \quad (5)$$

где $S(\Delta E)$ — спектры изменения энергии иона He^+ , захватившего электрон у H и H_2 , изменение плотности атомарной мишени от температуры по сравнению с плотностью мишени H_2 в холодной ячейке диссоциации учитывается введением коэффициента в знаменателе формулы (5), который в рабочем режиме $P = 1000$ W был 0.45.

Результаты и их обсуждение

На рис. 4 приведены результаты измерения полного сечения захвата одного электрона при взаимодействии ионов He^{2+} с атомами водорода. Полученное в настоящей работе сечение хорошо согласуется с результатами экспериментальных работ [15–17] и в области малых энергий столкновений с результатами работы [25]. Полученное сечение примерно в 1.5 раза меньше по сравнению с результатами пионерской работы [14], а также с результатами работы [25] в области больших энергий столкновений. Удовлетворительное согласие полученного полного сечения с имеющимися в литературе экспериментальными данными подтверждает адекватность использованной экспериментальной методики и правильность экспериментального определения величины степени диссоциации молекулярного водорода в созданном источнике атомарного водорода.

На рис. 5, *a* приведены измеренные парциальные сечения образования ионов $\text{He}^+(n)$ в процессе захвата

одного электрона ионами He^{2+} , которые во всем исследованном диапазоне энергий столкновений хорошо согласуются с данными, полученными с использованием оптической методики в работах [18,19]. Несмотря на то, что метод столкновительной спектроскопии позволяет измерить парциальное сечение образования основного состояния иона $He^+(n=1)$, величина этого сечения во всем исследованном диапазоне скоростей оказалась ниже порога чувствительности реализованной в нашей работе методики, который для области изменения энергии иона-снаряда $\Delta E \approx 40$ eV оценивается нами как $2 \cdot 10^{-18}$ cm².

На рис. 5, b приведены имеющиеся в литературе расчеты парциальных сечений образования ионов $He^+(n)$ в определенных электронных состояниях в процессе захвата одного электрона. Все расчеты [1,3,10,12,26] парциального сечения образования иона в состоянии $He^+(n=2)$ удовлетворительно согласуются друг с другом и с результатами эксперимента. Расчеты парциального сечения образования иона в состоянии $He^+(n=3)$ демонстрируют значительное расхождение. Удовлетворительное согласие с экспериментом имеют расчеты [10,12,26]. Расчеты парциального сечения образования иона в состоянии $He^+(n=1)$, выполненные в работах [3,12], хорошо согласуются между собой и с экспериментальной оценкой верхней границы этого сечения, выполненной в настоящей работе, тогда как расчет, выполненный в работе [26], дает существенно большую величину сечения этого канала процесса захвата одного электрона.

Заключение

Измеренные методом столкновительной спектроскопии в диапазоне энергий столкновений $E = 1.4 \cdot 10$ keV/a.m.u. полное сечение и парциальные сечения образования ионов $He^+(n)$ в определенных электронных состояниях в процессе захвата одного электрона ионами He^{2+} у атомов водорода хорошо согласуются с литературными данными по полным сечениям, результатами оптических экспериментов и квантово-механическими расчетами. Созданный источник атомарного водорода имеет высокую степень диссоциации и высокую надежность.

Финансирование работы

Работа выполнена по Государственному заданию, тема № 0040-2019-0023.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Stolterfoht N., Cabrera-Trujillo R., Krstić P.S., Hoekstra R., Öhrn Y., Deumens E., Sabin J.R.* // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 81. P. 052704.
- [2] *Mawhorter R.J., Greenwood J.B., Chutjian A., Haley T., Mitescu C.D., Simic J.* // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 84. P. 052714.
- [3] *Minami T., Lee T.-G., Pindzola M.S., Schultz D.R.* // J. Phys. B. 2008. Vol. 41. P. 135201.
- [4] *Basu D., Bhattacharya M., Chatterjee G.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 163. P. 8–12.
- [5] *Malaviya V.* // J. Phys. B. 1969. Vol. 2. P. 843–850.
- [6] *Rapp D.* // J. Chem. Phys. 1973. Vol. 58. P. 2043–2048.
- [7] *Rapp D.* // J. Chem. Phys. 1974. Vol. 61. P. 3777–3779.
- [8] *Bransden B.H., Newby C.W., Noble C.J.* // J. Phys. B. 1980. Vol. 13. P. 4245–4255.
- [9] *Bransden B.H., Noble C.J.* // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. P. 1849–1856.
- [10] *Fritsch W.* // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. P. 2664–2666.
- [11] *Minami T., Lee T.-G., Pindzola M.S., Schultz D.R.* // J. Phys. B. 2008. Vol. 41. P. 135201.
- [12] *Winter T.G.* // Phys. Rev. A. 2007. Vol. 76. P. 062702.
- [13] *Liu L., Wang J.G., Janev R.K.* // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 77. P. 032709.
- [14] *Fite W.L., Smith A.C.H., Stebbings R.F.* // Proc. Roy. Soc. A. 1962. Vol. 268. P. 527–536.
- [15] *Shah M.B., Gilbody H.B.* // J. Phys. B. 1978. Vol. 11. P. 121–131.
- [16] *Nutt W.L., McCullough R.W., Brady K., Shah M.B., Gilbody H.B.* // J. Phys. B. 1978. Vol. 11. P. 1457–1462.
- [17] *Havener C.C., Rejoub R., Krstić P.S., Smith A.C.H.* // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 71. P. 042707.
- [18] *Čirić D., Dijkamp D., Vlieg E., de Heer F.J.* // J. Phys. B. 1985. Vol. 18. P. 4745–4762.
- [19] *Hoekstra R., de Heer F.J., Morgenstern R.* // J. Phys. B. 1991. Vol. 24. P. 4025–4048.
- [20] *Collision spectroscopy* / Ed. by R.G. Cooks. NY., London: Plenum press, 1978. 458 p.
- [21] *Афросимов В.В., Басалаев А.А., Панов М.Н., Лейко Г.А.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 1605–1615. [*Afrosimov V.V., Basalaev A.A., Leiko G.A., Panov M.N.* // Sov. Phys. JETP. 1978. Vol. 47. P. 837–842.]
- [22] *Афросимов В.В., Панов М.Н., Лейко Г.А.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 3. С. 519–529.
- [23] *Moore G.E., Unterwald F.C.* // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 40. P. 2639–2652.
- [24] *Bayfield J.E.* // Rev. Sci. Instrum. 1969. Vol. 40. P. 869–874.
- [25] *Bayfield J.E., Khayrallah G.A.* // Phys. Rev. A. 1975. Vol. 12. P. 869–875.
- [26] *Lüdde H.J., Dreizler R.M.* // J. Phys. B. 1982. Vol. 15. P. 2713–2720.