

02;04;07

## Сечение возбуждения атома серебра электронным ударом

© Ю.М. Смирнов

Московский энергетический институт,  
111250 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 20 октября 1997 г.)

Методом протяженных пересекающихся пучков измерены сечения возбуждения атома серебра. Полученные результаты с добавлением теоретических данных о вероятностях переходов AgI использованы для расчета сечений возбуждения энергетических уровней атома серебра и вклада каскадного заселения. Установлено, что зависимость сечений от главного квантового числа верхнего уровня для пяти исследованных спектральных серий выражается степенным законом.

### Введение

Изучение неупругих столкновений электронов с атомами серебра представляет значительный интерес по ряду причин. Во-первых, атом серебра имеет один электрон сверх заполненных оболочек подобно атомам щелочных металлов. Однако в отличие от последних у атома серебра предшествующая, полностью заполненная оболочка состоит из десяти  $d$ -электронов, а не из шести  $p$ -электронов, как у щелочных металлов. При этом возбуждение одного из  $d$ -электронов может происходить уже при сравнительно небольшой энергии налетающего электрона, так что имеет место значительное перекрытие смещенных и несмещенных термов. Во-вторых, получена лазерная генерация в парах серебра (см., например, [1]). При этом накачка, как правило, осуществляется электронным пучком и информация об электрон-атомных столкновениях необходима для понимания механизмов создания инверсной заселенности в лазерах на парах серебра.

До настоящего времени отсутствуют теоретические работы, посвященные изучению неупругих столкновений электронов с атомами серебра. Экспериментально такие столкновения изучались в работах лишь одной научной группы. В [2] сообщалось об изучении возбуждения однозарядного иона серебра из основного состояния атома, а в [3] — о сечениях возбуждения атома серебра. Полученная информация была весьма ограниченной вследствие несовершенства методики эксперимента и крайне малого количества имевшегося серебра. После снятия этих препятствий была опубликована более подробная работа [4] о возбуждении автоионизационных уровней AgI. В настоящей работе метод протяженных пересекающихся пучков использован для более детального изучения возбуждения нормальными возбужденными (несмещенными) термов атома серебра.

### Эксперимент

Подробное описание метода протяженных пересекающихся пучков ранее приводилось неоднократно [5–7], вследствие чего его повторение в настоящей работе нецелесообразно. Остановимся здесь лишь на некоторых

обстоятельствах, специфичных именно для экспериментов с серебром.

Ввиду необходимости предельно экономно расходовать исследуемый металл его испарение осуществлялось из трубчатого молибденового тигля, подвешенного в вакууме на тонких молибденовых траверзах. Внешняя поверхность тигля нагревалась электронным лучом, сфокусированным для облегчения более равномерного температурного поля. Геометрия тигля и окружающих его панелей и экранов обеспечивала локализацию вторично эмиттированных и рассеянных электронов луча в области пространства вокруг тигля, ограниченной ближайшей к нему выходной диафрагмой. Тем самым полностью исключалась возможность бомбардировки атомного пучка первичными и вторичными электронами луча. Поскольку основное состояние атома серебра  $4d^{10}5s^2S_{1/2}$  имеет лишь один уровень и отделено от ближайшего возбужденного уровня интервалом почти в  $30\,000\text{ см}^{-1}$ , то термическое заселение возбужденных уровней серебра практически исключено и все атомы серебра в пучке до его взаимодействия с монокинетическими электронами находятся на основном уровне.

При температуре тигля 1300 К концентрация атомов серебра в области пересечения атомного пучка с электронным достигала  $1.2 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$  и снижалась более чем на порядок при исследовании головных резонансных линий. Плотность тока электронного пучка не превосходила  $1.0\text{ mA/cm}^2$  во всем рабочем диапазоне энергий. В отличие от [2,3] при установлении масштаба абсолютных значений сечений в качестве эталона интенсивности излучения (точнее, непосредственно эталона сечений) использовано излучение спектральных линий атома гелия. При проведении калибровки абсолютных значений сечений гелий при неизвестном давлении напускался в камеру столкновений вместо атомов исследуемого вещества с максимально возможным сохранением остальных условий эксперимента. Взяты значения сечений для четырех линий HeI, измеренные в [8] с погрешностью 9% при энергии электронов 50 eV. Погрешность относительных значений сечений составляет в настоящей работе 5–12%, абсолютные значения определены с погрешностью от  $\pm 23$  до  $\pm 30\%$ . Более детальное описание эксперимента и методики с анализом источников погрешностей содержится в [6].

## Результаты и их обсуждение

Зарегистрировано свыше 200 линий атома серебра, расположенных в области спектра 200–850 нм. Как отмечалось ранее [4], значительная часть малоинтенсивных линий атома серебра не классифицирована, поэтому в рамках настоящей работы проведена классификация нескольких десятков спектральных линий AgI с использованием информации об уровнях атома серебра, содержащейся в [9] и впоследствии подтвержденной в [10]. Одновременно исправлены опечатки, обнаруженные в этих работах, а также в основополагающей работе [11]. Основные спектрограммы зарегистрированы при энергии электронов 50 эВ, вследствие чего наряду с атомными линиями обнаружены около 150 линий однозарядного иона серебра.

Хотя эксперименты по исследованию электрон-атомных столкновений, выполняемые с регистрацией оптического сигнала возбужденных атомов, дают информацию о сечениях возбуждения спектральных линий  $Q_{ki}$ , более полезной для сравнения с теоретическими работами и для практических применений является информация о сечениях возбуждения энергетических уровней  $q_k$ . Эти две величины связаны известным соотношением

$$Q_{ki} = \left( q_k + \sum_l Q_{lk} \right) \frac{A_{ki}}{\sum_m A_{km}}, \quad (1)$$

где  $A_{ki}$  и  $A_{km}$  — вероятности излучательных переходов  $k \rightarrow i$  и  $k \rightarrow m$  соответственно; сумма в скобках дает полное сечение излучательных переходов, участвующих в каскадном заселении уровня  $k$ , а дробный множитель справа от скобки учитывает ветвление переходов с уровня  $k$ .

Используя равенство

$$\frac{Q_{ki}}{Q_{km}} = \frac{A_{ki}}{A_{km}}, \quad (2)$$

дающее связь между сечениями и вероятностями переходов, соотношение (1) можно представить в виде

$$q_k = \sum_m Q_{km} - \sum_l Q_{lk}. \quad (3)$$

Соотношение (3) полезно тем, что оно позволяет рассчитывать сечения возбуждения энергетических уровней полностью на основе данных эксперимента о сечениях возбуждения спектральных линий. Вместе с тем привлечение равенства (2) позволяет учесть более широкий круг линий в нередко возникающей ситуации, когда сечения возбуждения некоторых переходов с общим верхним уровнем не могли быть измерены, тогда как радиационные константы для этих переходов известны из независимых источников.

Именно такая ситуация возникает при исследовании возбуждения валентного электрона атома серебра. Происходит одноэлектронный переход  $4d^{10}5s^2S_{1/2} \rightarrow$

$\rightarrow 4d^{10}nl^2L_J$ , где  $l = s, p, df$ ; уровни атома серебра с более высокими значениями момента до настоящего времени экспериментально не найдены. В то же время в работе [12] проведены вычисления вероятностей излучательных переходов с уровней  $ns^2S_{1/2}$  и  $nd^2D_{3/2,5/2}$ , причем для уровней с  $n \leq 12$  учтены все возможные в этой системе термов разрешенные переходы. Следует также иметь в виду, что до настоящего времени и теория, и эксперимент, как правило, позволяют определять радиационные константы с более высокой точностью, чем сечения.

Результаты, полученные на основе измерений сечений методом протяженных пересекающихся пучков с привлечением данных о вероятностях излучательных

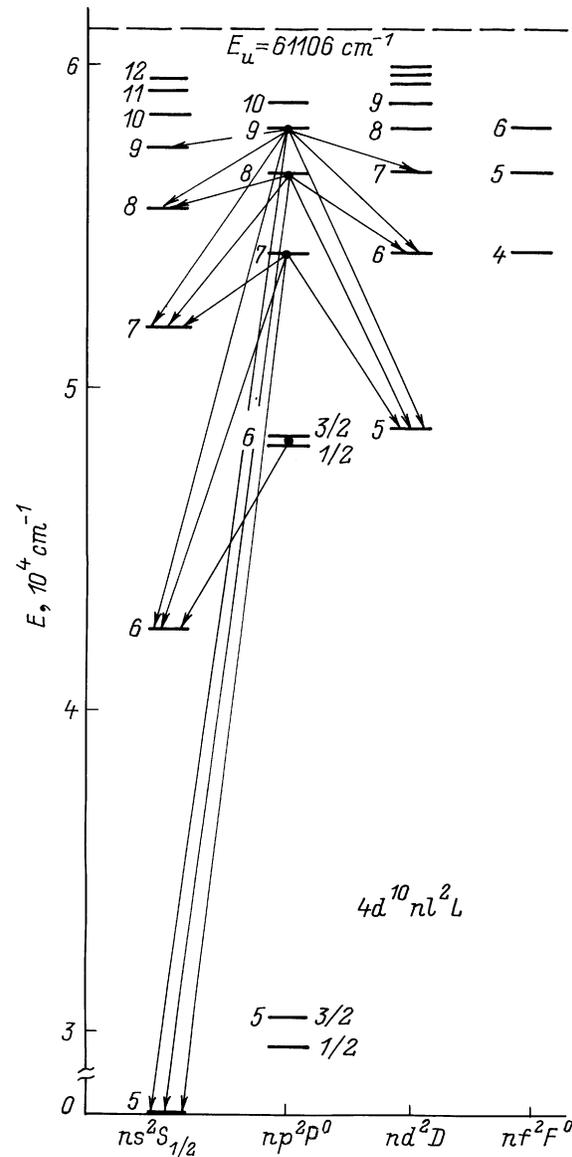


Рис. 1. Диаграмма состояний атома серебра (несмешанные термы) с неисследованными переходами.

Таблица 1. Сечения возбуждения дублетных уровней атома серебра

Терм	$J$	$E, \text{cm}^{-1}$	Конфигурация	$\sum Q_{50}^*, 10^{-18} \text{cm}^2$	$\zeta$	$\sum Q_{50}, 10^{-18} \text{cm}^2$	$\sum Q', 10^{-18} \text{cm}^2$	$q, 10^{-18} \text{cm}^2$	$\frac{\sum Q'}{\sum Q_{50}}, \%$
$6s^2S$	1/2	42556	$4d^{10}6s$	39.6	1.000	39.6	11.4	28.2	28.8
$7s^2S$	1/2	51887	$4d^{10}7s$	16.9	1.435	25.3	3.17	22.1	12.5
$8s^2S$	1/2	55581	$4d^{10}8s$	6.56	1.545	10.2			
$9s^2S$	1/2	57425	$4d^{10}9s$	4.18	1.565	6.55	0.29	6.26	4.43
$10s^2S$	1/2	58478	$4d^{10}10s$	2.17	1.575	3.42			
$11s^2S$	1/2	59136	$4d^{10}11s$	1.46 <sup>1</sup>	1.540	2.24			
$12s^2S$	1/2	59575	$4d^{10}12s$	0.84 <sup>1</sup>	1.513	1.27			
$5p^2P^0$	1/2	29552	$4d^{10}5p$	743.9			93.5	650.4	12.6
	3/2	30473		1254.4			173.2	1081.2	13.8
	$\sum$			1998.3			266.7	1731.6	13.3
$6p^2P^0$	1/2	48297	$4d^{10}6p$	5.98			14.5 <sup>3</sup>	(-8.5)	242.
	3/2	48501		13.28			23.9 <sup>3</sup>	(-10.6)	180.
	$\sum$			19.3			38.4	(-19.1)	199.
$7p^2P^0$	1/2	54041	$4d^{10}7p$				3.64 <sup>3</sup>	(-3.64)	
	3/2	54121		1.62			6.24 <sup>3</sup>	(-4.62)	385.
	$\sum$			1.62			9.88	(-8.26)	611.
$8p^2P^0$	1/2	56618	$4d^{10}8p$	3.27			1.35 <sup>3</sup>	1.92	41.2
	3/2	56660		7.14			2.14 <sup>3</sup>	5.00	30.0
	$\sum$			10.41			3.49	6.92	33.5
$9p^2P^0$	1/2	-	$4d^{10}9p$				0.44 <sup>3</sup>	(-0.44)	
	3/2	58027		0.38			0.71 <sup>3</sup>	(-0.33)	187.
	$\sum$			0.38			1.15	(-0.77)	302.
$5d^2D$	3/2	48744	$4d^{10}5d$	41.5 <sup>2</sup>	1.0001	41.5	4.28	37.2	10.3
	5/2	48764		55.2 <sup>2</sup>	1.00002	55.2	1.01	54.2	1.83
	$\sum$					96.7	5.29	91.4	5.47
$6d^2D$	3/2	54203	$4d^{10}6d$	20.0	1.23	24.6	1.22	23.4	4.07
	5/2	54214		26.5	1.23	32.6	0.44	32.2	1.35
	$\sum$					57.2	1.66	55.5	2.90
$7d^2D$	3/2	56700	$4d^{10}7d$	10.9 <sup>2</sup>	1.395	14.7	0.54	14.2	3.68
	5/2	56706		11.8	1.41	16.6	0.16	16.4	0.96
	$\sum$					31.3	0.70	30.6	2.24
$8d^2D$	3/2	58050	$4d^{10}8d$	6.58	1.415	9.30	0.54	8.76	5.80
	5/2	58053		7.10	1.585	11.25		11.25	
	$\sum$					20.55	0.54	20.0	2.63
$9d^2D$	3/2	58862	$4d^{10}9d$	4.37 <sup>2</sup>	1.545	6.44	0.38	6.06	5.91
	5/2	58865		4.84	1.565	7.56	0.10	7.46	1.32
	$\sum$					14.0	0.48	13.5	3.43
$10d^2D$	3/2	59389	$4d^{10}10d$	2.47	1.605	3.96			
	5/2	59391		2.70	1.685	4.55			
	$\sum$					8.51			
$11d^2D$	3/2	59751	$4d^{10}11d$	1.69	1.59	2.68			
	5/2	59752		1.95	1.61	3.14			
	$\sum$					5.82			
$4f^2F^0$	5/2, 7/2	54205	$4d^{10}4f$	0.39			0.25	0.14	64.1
$5f^2F^0$	5/2, 7/2	56709	$4d^{10}5f$	0.13			0.25	(-0.12)	192.

Таблица 2. Сечения возбуждения переходов с  $np^2P^0$ -уровней AgI

$\lambda, \text{nm}$	Переход	$J$	$E_H, \text{cm}^{-1}$	$E_B, \text{cm}^{-1}$	$Q_{50}, 10^{-18} \text{cm}^{-2}$
206.117	$5s^2S-6p^2P^0$	1/2-3/2	0	48501	13.3
206.983	$5s^2S-6p^2P^0$	1/2-1/2	0	48297	5.77
328.068	$5s^2S-5p^2P^0$	1/2-3/2	0	30473	1250.
338.289	$5s^2S-5p^2P^0$	1/2-1/2	0	29552	742.
359.806	$5s^2D-9p^2P^0$	5/2-3/2	30242	58027	0.38
378.418	$5s^2D-8p^2P^0$	5/2-3/2	30242	56660	0.76
418.664	$5s^2D-7p^2P^0$	5/2-3/2	30242	54121	1.62
456.402	$5s^2D-8p^2P^0$	3/2-1/2	34714	56618	0.38
533.362	$5p^2P^0-6p^2P^0$	1/2-1/2	29552	48297	0.21
547.538	$5s^2D-6p^2P^0$	5/2-3/2	30242	48501	3.61
(553.707)	$5s^2D-6p^2P^0$	5/2-1/2	30242	48297)	0.23
708.810	$6s^2S-8p^2P^0$	1/2-3/2	42556	56660	6.38
710.95	$6s^2S-8p^2P^0$	1/2-1/2	42556	56618	2.91
725.153	$5s^2D-6p^2P^0$	3/2-3/2	34714	48501	0.83
735.996	$5s^2D-6p^2P^0$	3/2-1/2	34714	48297	1.69

переходов из работы [12], представлены в табл. 1. Здесь  $\sum Q_{50}^*$  представляет собой сумму сечений, измеренных в настоящей работе,  $\zeta = A_{\text{полн}}/A_{\text{изм}}$  — поправочный множитель, учитывающий факторы ветвления всех известных переходов с рассматриваемого уровня согласно данным [12]. Использовано обозначение полного сечения возбуждения уровня  $k$  (без вычитания вклада каскадных переходов)

$$\sum_m Q_{km} = \zeta \sum Q'_{50} = \sum Q_{50}. \quad (4)$$

Верхние символы справа от некоторых численных значений означают следующее: 1 — переход  $5p^2P^0_{1/2}-11s^2S_{1/2}$  (337.9 nm) блендирован резонансной линией 338.3 nm, превосходящей его по интенсивности на три порядка, переход  $5p^2P^0_{1/2}-12s^2S_{1/2}$  (332.995 nm) блендирован линией 332.948 nm, в обоих случаях сечения переходов  $5p^2P^0_{1/2}-11, 12s^2S_{1/2}$  вычислены по измеренным сечениям более интенсивных компонент дублетов  $5p^2P^0_{3/2}-ns^2S_{1/2}$ ; соотношение сечений  $Q(3/2)/Q(1/2)$  при  $n \leq 10$  составляет 1.69; 2 — из значений  $Q_{50}^*$ , приведенных в табл. 1, до их умножения на коэффициент  $\zeta$  вычитался вклад переходов на смещенные уровни  $4d^95s^2D$ , не рассмотренные в [12]; 3 — сечения каскадных переходов, заселяющих уровни  $np^2P^0$  с  $n \geq 6$ , определялись по факторам ветвления с  $^2S$ - и  $^2D$ -уровней согласно [12]; в настоящей работе зарегистрированы лишь каскадные переходы на уровни  $5p^2P^0_{1/2,3/2}$ .

Диаграмма состояний атома серебра представлена на рис. 1; показаны все уровни конфигураций  $4d^{10}n^2L$ , рассмотренные в [12]. В настоящей работе не исследованы уровни  $10p^2P^0$  из-за слишком малых значений сечений, а также  $12d^2D$ . Переходы с последних уровней на  $5p^2P^0$ , как и ранее упомянутый переход с уровня  $11s^2S_{1/2}$ , блендирован головными резонансными линиями AgI.

Переходы с  $np^2P^0$ -уровней в [12] не изучались; в других источниках аналогичную информацию обнаружить также не удалось. Поэтому для  $np^2P^0$ -уровней ветвление учтено только по экспериментальным данным настоящей работы, представленным в табл. 2. Как видно, единственный измеренный переход с уровней  $7p^2P^0$  происходит на метастабильный смещенный терм  $4d^95s^2D$ . Переходы с уровней  $7p^2P^0$  на уровень  $6s^2S_{1/2}$  расположены в ИК части спектра около 870 nm, а на  $5s^2S_{1/2}$  (резонансные) — в вакуумной ультрафиолетовой области. Из-

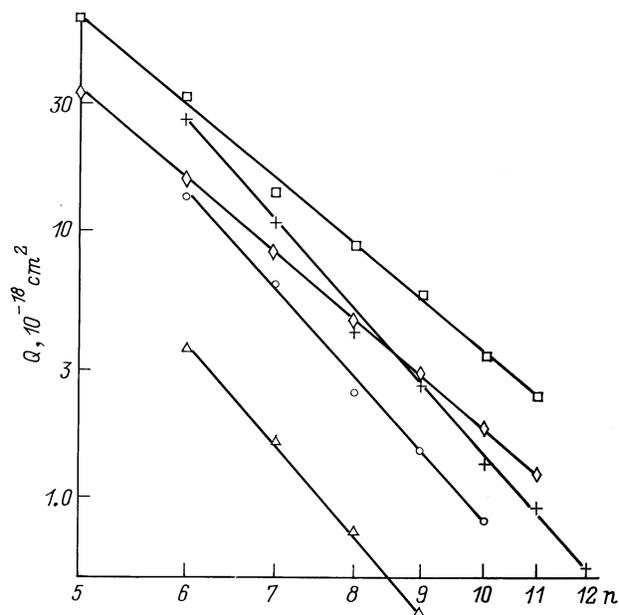


Рис. 2. Зависимость сечений от  $n$  для спектральных серий AgI:  $\circ$  —  $5p^2P^0_{1/2}-ns^2S_{1/2}$ ,  $+$  —  $5p^2P^0_{3/2}-ns^2S_{1/2}$ ,  $\diamond$  —  $5p^2P^0_{1/2}-nd^2D_{3/2}$ ,  $\square$  —  $5p^2P^0_{3/2}-nd^2D_{5/2,3/2}$ ,  $\triangle$  —  $5s^2D_{5/2}-np^2P^0_{3/2}$ .

**Таблица 3.** Значения  $A_i$  и  $\alpha_i$  для спектральных серий атома серебра  $2.51(-13) = 2.51 \cdot 10^{-13}$

Серия	$n$	$\alpha_i$	$A_i, \text{cm}^2$
$5p^2P_{1/2}^0 - ns^2S_{1/2}$	6–10	5.47	2.51(-13)
$5p^2P_{3/2}^0 - ns^2S_{1/2}$	6–12	5.64	6.17(-13)
$5p^2P_{1/2}^0 - nd^2D_{3/2}$	5–11	4.16	2.70(-14)
$5p^2P_{3/2}^0 - nd^2D_{5/2,3/2}$	5–11	4.14	5.13(-14)
$5s^2D_{5/2} - np^2P_{3/2}^0$	6–9	7.58	6.46(-12)

за смещения в вакуумную ультрафиолетовую область не исследованы также резонансные переходы с более высоко расположенных  $np^2P^0$ -уровней. Чтобы не усложнять диаграмму состояний, на рис. 1 стрелками показаны только переходы, не зарегистрированные в настоящей работе и не исследованные в [12].

Как следует из данных табл. 1, для большинства  $ns^2S$ - и  $nd^2D$ -уровней вклад каскадного заселения составляет около 10% и менее; лишь для уровня  $6s^2S_{1/2}$  он приближается к 30%. Несмотря на неполноту данных о каскадном заселении этих уровней, представляется весьма маловероятным, что их полный учет приведет к значительному увеличению каскадного вклада. Для большинства  $np^2P^0$ -уровней ситуация обратная: каскадный вклад учтен сравнительно полно, тогда как для учета ветвления имеющаяся информация явно недостаточна. Последнее приводит к тому, что для  $2P^0$ -уровней с  $n = 6, 7, 9$ , рассчитанные сечения каскадного заселения оказываются больше, чем измеренное полное сечение возбуждения уровня, и вклад каскадного заселения превосходит 100%. Следует отметить, что в расчетах учтены переходы с участием смещенных термов, измеренные в настоящей работе и дающие вклад в основном в каскадные процессы.

Как известно (см., например, [13]), в невозмущенных спектральных сериях сечения возбуждения с изменением главного квантового числа  $n$  верхнего уровня изменяются по степенному закону

$$Q = A_i \cdot n^{-\alpha_i}, \quad (5)$$

где  $A_i$  и  $\alpha_i$  — постоянные, имеющие характерные значения для каждой из спектральных серий.

Зависимости  $Q = f(n)$  для пяти спектральных серий атома серебра, полученные в настоящей работе, представлены на рис. 2. Степенные зависимости в логарифмическом масштабе показаны прямыми линиями, наклон которых дает возможность определить значения постоянной  $\alpha_i$ . Последняя характеризует скорость изменения сечений в каждой из спектральных серий. Другая постоянная  $A_i = Q$  при  $n = 1$ ; поскольку сечение для  $n = 1$  не имеет реального смысла, то постоянная  $A_i$  может рассматриваться лишь как размерный масштабный множитель. Численные значения  $A_i$  и  $\alpha_i$  для исследованных серий атома серебра указаны в табл. 3.

Сравнение полученных данных с результатами теоретических расчетов оказывается невозможным ввиду отсутствия опубликованных работ по теоретическому определению сечений возбуждения атома серебра.

## Список литературы

- [1] Wernsman B., Rocca J.J., Mancini H.Z. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1990. Vol. 2. N 1. P. 12–14.
- [2] Красавин А.Ю., Кученев А.И., Смирнов Ю.М. // Журн. прикл. спектр. 1982. Т. 36. Вып. 4. С. 543–546.
- [3] Красавин А.Ю., Кученев А.И., Смирнов Ю.М. // Опт. и спектр. 1983. Т. 54. № 1. С. 20–24.
- [4] Смирнов Ю.М. // Журн. прикл. спектр. 1993. Т. 59. Вып. 5–6. С. 425–430.
- [5] Смирнов Ю.М. Физика электронных и атомных столкновений. Л.: Изд-во ФТИ АН СССР, 1985. С. 183–193.
- [6] Smirnov Yu.M. // J. Phys. II France. 1994. Vol. 4. N 1. P. 23–35.
- [7] Smirnov Yu.M. // Phys. Scripta. 1994. Vol. 49. N 6. P. 689–695.
- [8] Van Zyl B., Dunn G.H., Chamberlain G., Heddle D.W.O. // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 22. N 5. P. 1916–1929.
- [9] Johannesen H.-U., Lincke R. // Z. Phys. A. 1975. Vol. 272. N 2. P. 147–154.
- [10] Baier S., Martins M., Muller B.R. et al. // J. Phys. B. 1990. Vol. 23. N 18. P. 3095–3104.
- [11] Shenstone A.G. // Phys. Rev. 1940. Vol. 57. N 5. P. 894–898.
- [12] Bordel N., Garcia G., Campos J. // Anal. Fis. Ser. A. 1989. Vol. 85. P. 201–212.
- [13] Kuchenev A.N., Smirnov Yu.M. // Phys. Scripta. 1995. Vol. 51. N 5. P. 578–588.