

02;04;07;12

Диссоциативное возбуждение атома цезия в столкновениях e -CsCl

© Ю.М. Смирнов

Московский энергетический институт,
111250 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 25 ноября 1996 г. В окончательной редакции 6 октября 1997 г.)

Диссоциативное возбуждение атома цезия в столкновениях медленных электронов с молекулами хлорида цезия исследовано методом протяженных пересекающихся пучков с регистрацией оптического сигнала из области пересечения. При энергии электронов 100 eV измерены 47 сечений возбуждения спектральных линий CsI, расположенных в области спектра 347–852 nm, зарегистрировано 10 оптических функций возбуждения (ОФВ). Установлено, что зависимость сечений возбуждения от главного квантового числа верхнего уровня в спектральных сериях CsI соответствует степенному закону. Определены постоянные в степенной формуле, характерные для каждой из исследованных серий.

Хотя исследования неупругих электрон-атомных и электрон-молекулярных столкновений первоначально базировались на интересе к фундаментальным чисто физическим аспектам этих явлений, последующее развитие физики и химии плазмы породило много технических направлений, для которых такие исследования весьма актуальны. Одним из важных и перспективных направлений, интенсивно развивающихся в последние десятилетия, является неравновесная плазма-химия.

”...Для изучения физики химически активной плазмы необходимо проводить исследования по элементарным процессам, происходящим с участием электронов, таким как диссоциация возбужденных и невозбужденных молекул электронным ударом...” [1]. В относительно плотной плазме со сравнительно невысокой электронной температурой атомы — продукты диссоциации появляются преимущественно в основном состоянии. Однако при наличии более быстрых электронов, например, в плазме, инициируемой электронным пучком, значительную роль может играть процесс диссоциативного возбуждения, в результате которого продукты диссоциации сразу оказываются в возбужденных состояниях. Поскольку скорости химических реакций для невозбужденных и возбужденных частиц могут различаться на много порядков и даже десятков порядков [2], то информация о концентрациях атомов и других тяжелых частиц в различных возбужденных состояниях весьма важна для развития теоретической и прикладной плазмохимии.

Существуют классы молекул, у которых отсутствуют связанные электронно-возбужденные состояния. Покидая основное электронное состояние, например, в результате электронного удара, такие молекулы неизбежно диссоциируют, в том числе и с образованием возбужденных частиц. К числу наиболее простых молекул этого типа относятся галогениды щелочных металлов, которые близки друг другу как по совокупности физико-химических свойств, так и по строению молекул и характеру их взаимодействия с медленными электронами.

Систематическое изучение неупругих столкновений электронов с молекулами галогенидов щелочных металлов может дать информацию не только об индивидуальном поведении конкретных молекул (LiF, NaBr и т.п.), но и предоставить фактическую базу для исследования закономерностей в поведении сечений диссоциативного возбуждения. Ввиду отсутствия каких-либо теоретических предсказаний для таких закономерностей они первоначально могут базироваться только на результатах эксперимента и иметь эмпирический характер. Однако по мере накопления и обобщения экспериментальных результатов должен происходить выход на уровень их теоретического осмысления и понимания физической природы обнаруживаемых регуляристей и особенностей.

Для минимизации погрешностей эксперимента исследования со всеми молекулами должны проводиться на одной экспериментальной установке по единой стабильной методике. Возможность проведения такой серии экспериментов с галогенидами щелочных металлов была открыта в результате создания метода протяженных пересекающихся пучков [3, 4]. Унификация методики и условий проведения эксперимента для молекул обсуждаемого класса существенно облегчалась упомянутой выше схожестью их физико-химических свойств. К настоящему времени такие исследования выполнены для 13 молекул галогенидов щелочных металлов, однако среди галогенидов цезия результаты были получены лишь для фторида [5]. В настоящей работе этот цикл исследований продолжен изучением диссоциативного возбуждения атома цезия в столкновениях электронов с молекулами хлорида цезия.

Как отмечалось ранее [6], специфической особенностью метода протяженных пересекающихся пучков является большой объем области взаимодействия, увеличенный в сравнении с традиционным вариантом метода пересекающихся пучков на 2–3 порядка. Соответствующее увеличение оптического сигнала существенно повышает информативность метода протяженных пересекающихся пучков и позволяет исследовать более широкий круг объектов и процессов.

Формирование протяженного молекулярного пучка осуществлялось путем испарения порошка хлорида цезия, помещенного в танталовый тигель. Длительный предварительный прогрев порошка в тигле в условиях среднего вакуума (около $2 \cdot 10^{-3}$ Па) позволял освободить сравнительно гигроскопичный хлорид цезия от паров воды. Нагрев внешней поверхности тигля осуществлялся электронным лучом с энергией электронов 7 keV, расфокусированным до диаметра около 40 мм с целью обеспечения более равномерного нагрева всей поверхности тигля. При температуре 1000 К концентрация молекул в области пересечения молекулярного пучка с электронным достигала $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Термическое возбуждение молекул в тигле приводит к формированию широкого распределения молекул по колебательно-вращательным уровням основного электронного состояния. Поскольку в условиях настоящего эксперимента как излучательная, так и столкновительная релаксация на пути от тигля до коллектора молекул играют пренебрежимо малую роль, то первоначально сформировавшееся распределение сохраняется до момента взаимодействия молекул с электронами в области пересечения пучков. Измерение этого распределения находится на пределе возможностей современной техники и в имеющейся установке не может быть реализовано, поэтому для оценки заселенности колебательных уровней с колебательным квантовым числом ν используем распределение Больцмана. Примем для колебательного кванта значение $\omega_e = 212 \text{ см}^{-1}$ как среднее из $\omega_e = 214.165 \text{ см}^{-1}$ (для молекулы $^{133}\text{Cs}^{35}\text{Cl}$) и $\omega_e = 209.55 \text{ см}^{-1}$ (для молекулы $^{133}\text{Cs}^{37}\text{Cl}$) [7]. Тогда получим следующие значения заселенности (в % от полной концентрации молекул в пучке): $\nu = 0-25.7, 1-18.9, 2-13.9, 3-10.2, 5-5.54, 10-1.18$. На уровнях с $\nu = 0-5$ находятся 81.7% от общего числа молекул. Как значения сечений возбуждения, так и ОФВ могут существенно зависеть от того, на каком колебательном уровне находится молекула до столкновения. В работе [8] это было обнаружено для возбуждения спектральных полос N_2 и N_2^+ из колебательно-возбужденных состояний молекулы азота. Однако в [8] конечное состояние молекулы, как и начальное, было дискретным, тогда как в настоящей работе конечное состояние относится к непрерывному энергетическому спектру.

Совсем недавно опубликованы две работы [9,10], в которых расчетным путем исследована зависимость сечений возбуждения и диссоциации от колебательного квантового числа ν_i исходного состояния. Расчеты выполнены методом параметра столкновений для молекул водорода и дейтерия. Показано, что в случае возбуждения синглетных состояний $\text{V}^1 \sum_u^+$ и $\text{C}^1 \Pi_u$ молекулы H_2 при возрастании ν_i от 0 до 10 и 12 соответственно имеет место увеличение сечений в 2–4 раза, а с дальнейшим ростом ν_i начинается уменьшение сечений. Для молекулы дейтерия получены аналогичные результаты, однако максимальные сечения достигаются при $\nu_i = 14-15$ и $18-19$.

В случае прямой диссоциации также происходит увеличение сечений с ростом ν_i на участке $\nu_i = 0-3$, уменьшение сечений при $\nu_i \geq 10$ и осциллирующее поведение при промежуточных значениях $\nu_i = 3-10$. В то же время в случае диссоциации через радиационный каскад сечения сравнительно мало изменяются на участке $\nu_i = 0-12$ и начинают резко возрастать при $\nu_i = 13, 14$. Результаты этих работ показывают, что поведение сечений в зависимости от ν_i может быть достаточно сложным. Перенос полученных зависимостей на молекулы галогенидов щелочных металлов без специальных исследований вряд ли корректен, так как строение и спектры таких молекул весьма существенно отличаются от строения и спектров гомоатомных молекул H_2 и D_2 . Однако следует отметить, что с изменением температуры распределение молекул по колебательным уровням, рассчитанное в настоящей работе, изменяется значительно медленнее, чем общая концентрация молекул (при наличии конденсированной фазы). Вследствие этого измеренные значения сечений могут быть использованы в практических расчетах характеристик плазмы в довольно широком интервале температур.

Эмиссионный спектр, возникающий при столкновениях монокинетических электронов, имеющих энергию 100 eV, с молекулами хлорида цезия, исследован в диапазоне длин волн 190–860 nm. Наряду со спектральными линиями атома хлора, однозарядных положительных ионов цезия и хлора обнаружены также линии атома цезия, расположенные в области спектра 347–852 nm. Результаты измерений для CsI представлены в табл. 1, где приводятся длина волны λ , переход, внутреннее квантовое число J , энергия нижнего E_l и верхнего E_n уровней (отсчитанная от основного состояния атома цезия), значения сечений возбуждения при энергии электронов 100 eV Q_{100} и в максимуме ОФВ Q_{max} , положение максимума E_{max} , номер ОФВ в соответствии с нумерацией кривых на рис. 1. ОФВ измерены в диапазоне от энергии появления до 100 eV. Погрешность измерения относительных значений сечений составляет 3–10% в зависимости от интенсивности спектральной линии и ее положения в спектре. Погрешность определения абсолютных значений сечений находится в пределах от ± 22 до $\pm 30\%$. Возможная линейная поляризация спектральных линий, особенно в околопороговой области энергий электронов, на данной стадии эксперимента не измерялась и не учитывалась, однако ее возможный вклад в погрешность на нашей установке не выходит за пределы 10% в спектральном интервале 250–850 nm даже при 100%-ной поляризации линии.

Как и для других ранее исследованных молекул, рассмотрено поведение сечений диссоциативного возбуждения в спектральных сериях атома цезия при столкновениях $e\text{-CsCl}$. В предшествующих работах было показано, что как для атома цезия [5], так и для других щелочных металлов [6,11] сече-

Таблица 1. Эффективные сечения диссоциативного возбуждения атома цезия

λ , nm	Переход	J	E_l , eV	E_n , eV	Q_{100} , 10^{-18} cm ²	Q_{max} , 10^{-18} cm ²	E_{max} , eV	ОФВ
347.681	$6s^2S-10p^2P^0$	1/2-3/2	0	3.56	0.33	-	-	-
348.006	$6s^2S-10p^2P^0$	1/2-1/2	0	3.56	0.17	-	-	-
361.146	$6s^2S-9p^2P^0$	1/2-3/2	0	3.43	0.69	-	-	-
361.730	$6s^2S-9p^2P^0$	1/2-1/2	0	3.43	0.35	-	-	-
387.615	$6s^2S-8p^2P^0$	1/2-3/2	0	3.20	1.84	1.92	55	5
388.861	$6s^2S-8p^2P^0$	1/2-1/2	0	3.19	0.89	0.94	55	2
455.528	$6s^2S-7p^2P^0$	1/2-3/2	0	2.72	7.70	8.47	40	4
459.317	$6s^2S-7p^2P^0$	1/2-1/2	0	2.70	4.13	4.30	50	1
515.268	$6p^2P^0-14d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.79	0.20	-	-	-
519.673	$6p^2P^0-13d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.77	0.26	0.27	80	10
525.656	$6p^2P^0-12d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.74	0.32	-	-	-
530.140	$6p^2P^0-13s^2S$	1/2-1/2	1.38	3.72	0.145	-	-	-
530.378	$6p^2P^0-14d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.79	0.42	-	-	-
534.094	$6p^2P^0-11d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.71	0.53	-	-	-
535.035	$6p^2P^0-13d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.77	0.51	0.52	80	10
535.08	$6p^2P^0-13d^2D$	3/2-3/2	1.45	3.77				
540.666	$6p^2P^0-12s^2S$	1/2-1/2	1.38	3.68	0.25	-	-	-
541.361	$6p^2P^0-12d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.47	0.77	-	-	-
541.428	$6p^2P^0-12d^2D$	3/2-3/2	1.45	3.74		-	-	-
546.192	$6p^2P^0-13s^2S$	3/2-1/2	1.45	3.72	0.21	-	-	-
546.594	$6p^2P^0-10d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.65	0.66	-	-	-
550.288	$6p^2P^0-11d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.71	0.90	-	-	-
550.385	$6p^2P^0-11d^2D$	3/2-3/2	1.45	3.71		-	-	-
556.841	$6p^2P^0-11s^2S$	1/2-1/2	1.38	3.61	0.37	-	-	-
557.367	$6p^2P^0-12s^2S$	3/2-1/2	1.45	3.68	0.34	-	-	-
563.521	$6p^2P^0-10d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.65	1.22	-	-	-
563.667	$6p^2P^0-10d^2D$	3/2-3/2	1.45	3.65		-	-	-
566.402	$6p^2P^0-9d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.57	0.95	1.02	50	7
574.572	$6p^2P^0-11s^2S$	3/2-1/2	1.45	3.61	0.53	-	-	-
583.883	$6p^2P^0-10s^2S$	1/2-1/2	1.38	3.51	0.58	-	-	-
584.514	$6p^2P^0-9d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.57	1.90	2.10	50	9
601.049	$6p^2P^0-8d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.45	1.36	-	-	-
603.409	$6p^2P^0-10s^2S$	3/2-1/2	1.45	3.51	0.85	-	-	-
621.310	$6p^2P^0-8d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.45	2.58	-	-	-
625.022	$5d^2D-11f^2F^0$	3/2-5/2	1.80	3.78	0.81	-	-	-
628.860	$5d^2D-11f^2F^0$	5/2-7/2	1.81	3.78	1.00	-	-	-
632.621	$5d^2D-10f^2F^0$	3/2-5/2	1.80	3.76	0.97	-	-	-
635.455	$6p^2P^0-9s^2S$	1/2-1/2	1.38	3.34	0.87	-	-	-
643.197	$5d^2D-9f^2F^0$	3/2-5/2	1.80	3.72	1.10	-	-	-
647.262	$5d^2D-9f^2F^0$	5/2-7/2	1.81	3.72	1.36	-	-	-
658.602	$5d^2D-8f^2F^0$	3/2-5/2	1.80	3.68	2.87	-	-	-
658.651	$6p^2P^0-9s^2S$	3/2-1/2	1.45	3.34		-	-	-
662.866	$5d^2D-8f^2F^0$	5/2-7/2	1.81	3.68	1.81	-	-	-
672.329	$6p^2P^0-7d^2D$	1/2-3/2	1.38	3.23	2.60	2.89	35	6
682.465	$5d^2D-7f^2F^0$	3/2-5/2	1.80	3.61	1.83	-	-	-
687.046	$5d^2D-7f^2F^0$	5/2-7/2	1.81	3.61	2.21	-	-	-
697.330	$6p^2P^0-6d^2D$	3/2-5/2	1.45	3.23	3.76	4.32	35	8
721.930	$5d^2D-6g^2G$	3/2-7/2, 9/2	1.80	3.51	1.23	-	-	-
722.854	$5d^2D-7f^2F^0$	3/2-5/2	1.80	3.51	2.78	-	-	-
727.070	$5d^2D-6g^2G$	5/2-7/2, 9/2	1.81	3.51	1.75	-	-	-
727.990	$5d^2D-6f^2F^0$	5/2-5/2	1.81	3.51	3.27	-	-	-
727.996	$5d^2D-6f^2F^0$	5/2-7/2	1.81	3.51		-	-	-
852.115	$6s^2S-6p^2P^0$	1/2-3/2	0	1.45	82.7	94.0	35	3

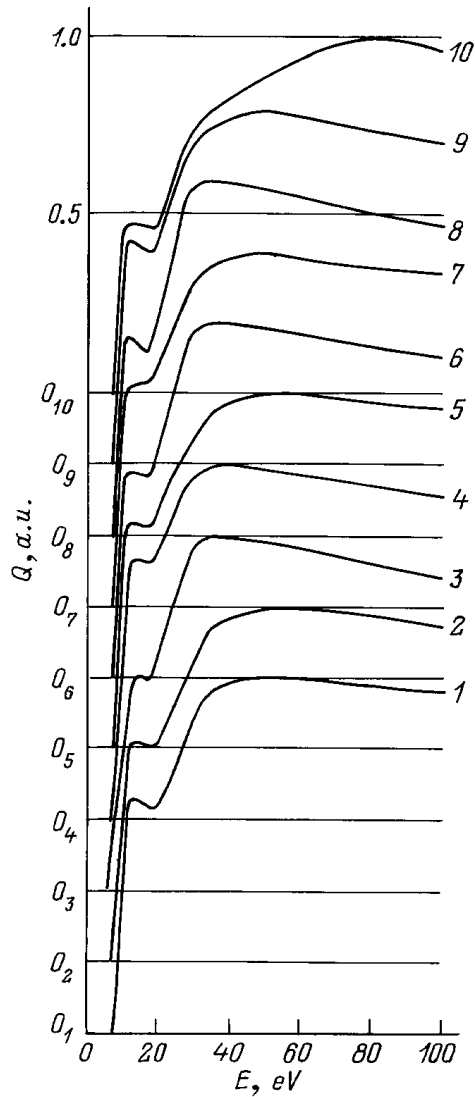


Рис. 1. Оптические функции возбуждения атома цезия.

ния диссоциативного возбуждения Q в спектральных сериях в зависимости от главного квантового числа n верхнего уровня изменяются по степенному закону

$$Q = A_i \cdot n^{-\alpha_i}. \quad (1)$$

Здесь A_i и α_i — постоянные, значения которых могут быть определены для каждой из спектральных серий. Поскольку функция вида (1) представлена в логарифмическом масштабе прямой линией, то на рис. 2 результаты настоящего эксперимента при энергии электронов 100 eV представлены с использованием такого масштаба. Как видно, заметное и систематическое отклонение от степенного закона имеет место лишь для начальных (при малых n) участков P^0 -серий. В S -, D - и F^0 -сериях в широком диапазоне изменения главного квантового числа имеет место следование сечений степенному закону. Значения постоянных A_i и α_i для исследованных

серий атома цезия приведены в табл. 2. Наиболее быстрое изменение сечений в зависимости от n имеет место в P^0 -сериях, затем следуют S -, D - и F^0 -серии. Такая же картина имеет место и для других ранее исследованных молекул. Монотонный характер полученных зависимостей свидетельствует об отсутствии или малости возмущений соответствующих верхних уровней. Ввиду отсутствия данных других авторов для молекулы CsCl непосредственное сравнение результатов сейчас невозможно, однако полученные значения A_i и α_i могут быть сопоставлены с соответствующими значениями постоянных для случая электрон-атомных столкновений e -Cs [12], также приведенными в табл. 2. Сопоставление показывает, что в случае прямого возбуждения атома цезия скорость изменения сечений во всех спектральных сериях существенно больше, однако последовательность серий S , D , F^0 сохраняется.

Переходя к рассмотрению возможных механизмов диссоциативного возбуждения атома цезия в столкновениях e -CsCl, можно записать следующие реакции, которым

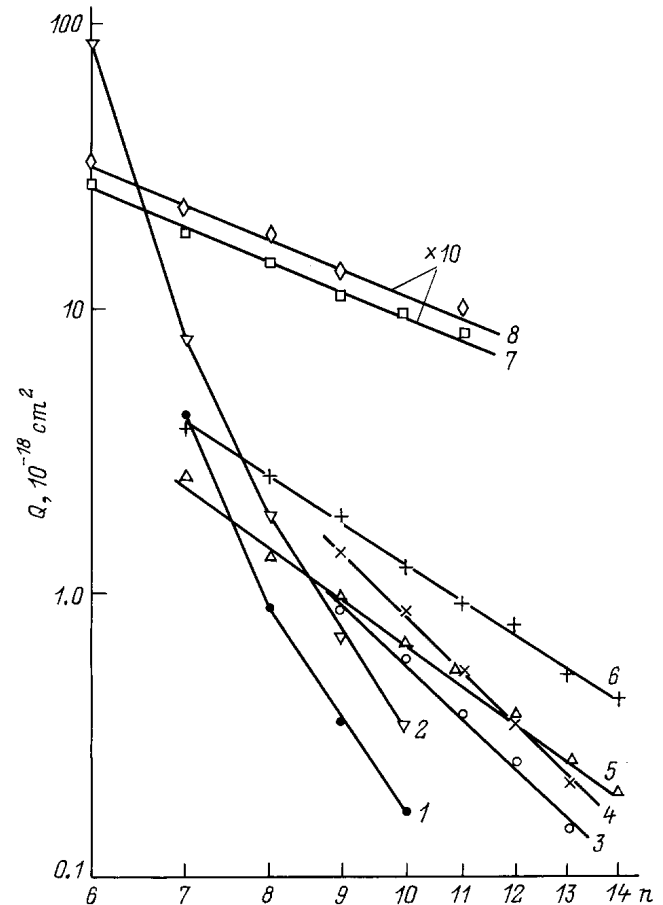
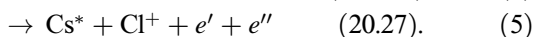


Рис. 2. Зависимость $Q = f(n)$ для спектральных серий атома цезия: 1 — $6s^2S_{1/2} - np^2P_{1/2}^0$, 2 — $6s^2S_{1/2} - np^2P_{3/2}^0$, 3 — $6p^2P_{1/2}^0 - ns^2S_{1/2}$, 4 — $6p^2P_{3/2}^0 - ns^2S_{3/2}$, 5 — $6p^2P_{1/2}^0 - nd^2D_{3/2}$, 6 — $6p^2P_{3/2}^0 - nd^2D_{3/2,5/2}$, 7 — $5d^2D_{3/2} - nf^2F_{5/2}^0$, 8 — $5d^2D_{5/2} - nf^2F_{5/2,7/2}^0$.

Таблица 2. Значения A_i и α_i для спектральных серий CsI в столкновениях электронов с молекулами CsCl $1.69(-4) = 1.69 \cdot 10^{-4}$

Серия	n		α_i		A_i, cm^2	
	Настоящая работа	[12]	Настоящая работа	[12]	Настоящая работа	[12]
$6s^2S_{1/2} - np^2P_{1/2}^0$	6–7		–		–	
$6s^2S_{1/2} - np^2P_{3/2}^0$	6–7		15.8		1.69(–4)	
$6s^2S_{1/2} - np^2P_{1/2}^0$	8–10		7.50		5.43(–12)	
$6s^2S_{1/2} - np^2P_{3/2}^0$	8–10		7.71		1.75(–11)	
$6p^2P_{1/2}^0 - ns^2S_{1/2}$	9–13	} 8–12	4.79	} 8	3.35(–14)	} 9.55(–10)
$6p^2P_{3/2}^0 - ns^2S_{1/2}$	9–13		4.88		6.25(–14)	
$6p^2P_{1/2}^0 - nd^2D_{3/2}$	7–14	} 7–14	3.66	} 5.2	3.04(–15)	} 1.29(–12)
$6p^2P_{3/2}^0 - nd^2D_{5/2}$	7–14		3.29		2.44(–15)	
$5d^2D_{3/2} - nf^2F_{5/2}^0$	6–11	} 5–10	2.05	} 4.7	1.04(–16)	} 6.84(–14)
$5d^2D_{5/2} - nf^2F_{7/2}^0$	6–11		2.01		1.16(–16)	

соответствуют наименьшие значения энергий появления:



Здесь e , e' и e'' — налетающий, рассеянный и выбитый в результате ионизации электроны соответственно; звездочками обозначены частицы, находящиеся в возбужденных состояниях. Числа в скобках рядом с уравнением реакции дают расчетные значения энергии появления, не учитывающие начальное распределение молекул по колебательно-вращательным уровням основного электронного состояния молекулы, а также пренебрегающие возможным переходом части энергии налетающего электрона в кинетическую энергию тяжелых частиц. Расчетные значения энергии появления слагаются из: 1) энергии диссоциации молекулы CsCl $E_d = 4.58 \text{ eV}$ [7, с. 15]; 2) энергии возбуждения рассматриваемой спектральной линии CsI 455.528 nm из основного состояния атома цезия $E_{\text{ex}} = 2.72 \text{ eV}$ [13]; 3) в реакции (4) добавляется энергия возбуждения атома хлора из его основного состояния в низколежащие возбужденные (около 10.0 eV [13, с. 400–404]); 4) в реакции (5) добавляется энергия ионизации атома хлора из его основного состояния $E_i = 12.97 \text{ eV}$ [14]. Кроме того, в реакции (2) необходимо вычесть из суммы $E_d + E_{\text{ex}}$ энергию сродства атома хлора к электрону $\chi = 3.62 \text{ eV}$ [14, с. 76].

Измеренное значение энергии появления для линии 455.528 nm составляет $7.1 \pm 0.3 \text{ eV}$, что в пределах экспериментальной погрешности согласуется с энергией появления для реакции (3). Отсутствие при более низких энергиях оптического сигнала, превосходящего уровень шумов системы регистрации, указывает на пренебрежимо малую роль реакции (2). Одновременно этот факт указывает на отсутствие примеси атомов цезия в

молекулярном пучке. Обнаружение даже крайне малой примеси атомов в этой области энергий было бы весьма вероятным, поскольку ОФВ для прямого возбуждения линий CsI имеют максимумы именно при энергии менее 7 eV [15].

После достижения относительно невысокого максимума в околопороговой области дальнейший рост ОФВ прекращается, а для некоторых спектральных линий имеет место даже спад. Повторный значительный рост ОФВ, приводящий к достижению главного максимума, начинается у разных линий при энергии $16\text{--}20 \text{ eV}$ и, по-видимому, соответствует включению каналов реакций (4) и (5). Сделать однозначный выбор между (4) и (5) в рамках настоящего эксперимента не представляется возможным как вследствие того, что положение места начала повторного роста ОФВ определяется лишь с точностью $\pm 1.0 \text{ eV}$, так и из-за того, что энергия появления в реакции (4) имеет большую неопределенность, поскольку неизвестно точно, какие из уровней или какая группа уровней атома хлора играют основную роль в реакции (4).

Для обнаружения реакции (5) необходимо регистрировать невозбужденные однозарядные ионы хлора, однако на ныне действующей установке отсутствует масс-спектрометрическая регистрация. Реакция (4) может быть обнаружена по спектру излучения атома хлора (если не учитывать метастабильные уровни). Как упоминалось ранее, на спектрограммах присутствуют наряду с линиями цезия также спектральные линии атома и однозарядного иона хлора. Хотя зарегистрировано по несколько десятков линий СИ и СИИ, все они имеют сравнительно малые сечения возбуждения около 10^{-19} cm^2 . В то же время резонансные линии, дающие решающий вклад в полные сечения неупругих столкновений у большинства атомов и ионов, у атома и однозарядного иона хлора расположены в ВУФ части спектра и недоступны исследованию на существующей установке. В перспективе представляется необходимой при проведении таких

исследований одновременная регистрация оптических и масс-спектров, а также расширение спектрального диапазона в ВУФ и ИК области. Последнее сейчас вряд ли возможно из-за сравнительно низкой чувствительности приемников излучения ИК диапазона.

Список литературы

- [1] *Иванов А.А., Соболева Т.К.* Неравновесная плазмохимия. М.: Атомиздат, 1978. 264 с.
- [2] *Словецкий Д.И.* Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
- [3] *Смирнов Ю.М.* Физика электронных и атомных столкновений. Л.: Изд-во ФТИ АН СССР, 1985. С. 183–193.
- [4] *Smirnov Yu.M.* // J. Phys. II France. 1994. Vol. 4. N 1. P. 23–35.
- [5] *Смирнов Ю.М.* // ЖПС. 1997. Т. 64. Вып. 1. С. 20–25.
- [6] *Смирнов Ю.М.* // ЖФХ. 1996. Т. 70. Вып. 4. С. 692–696.
- [7] Молекулярные постоянные неорганических соединений. Справочник / Под ред. К.С. Краснова. Л.: Химия, 1979. 446 с.
- [8] *Смирнов Ю.М.* // Химия выс. энергий. 1987. Т. 21. Вып. 3. С. 267–270.
- [9] *Celiberto R., Rescigno T.N.* // Phys. Rev. A. 1993. Vol. 47. N 3. P. 1939–1945.
- [10] *Celiberto R., Lamanna U.T., Capitelli M.* // Phys. Rev. A. 1994. Vol. 50. N 6. P. 4778–4785.
- [11] *Smirnov Yu.M.* // Chem. Phys. 1995. Vol. 1992. N 3. P. 379–385.
- [12] *Запесочный И.П., Шимон Л.Л.* // Опт. и спектр. 1966. Т. 20. № 5. С. 753–759.
- [13] *Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М.* и др. Таблицы спектральных линий. М.: Наука, 1969. 782 с.
- [14] *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
- [15] *Запесочный И.П., Шимон Л.Л.* // Изв. АН. СССР. Сер. физич. 1963. Т. 27. № 8. С. 1037–1039.