

Перезарядка многозарядных ионов лазерной плазмы на атомах струи благородного газа

И.Л.Бейгман, В.Е.Левашов, К.Н.Медников, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин, И.Ю.Толстихина

Исследовано взаимодействие струи газа (He, Ne, Xe) с налетающей лазерной плазмой от удаленной (на ~ 1 см) твердотельной мишени (B , $(CH_2)_n$, $(CF_4)_n$). В области взаимодействия многозарядных ионов с газом зарегистрированы линейчатые спектры, возбуждаемые при перезарядке многозарядных ионов плазмы на атомах благородного газа. По относительным интенсивностям переходов серии Бальмера ионов BV и CVI определены отношения парциальных сечений перезарядки с образованием ионов этих атомов в возбужденных состояниях. Полученные результаты сравниваются с теоретическими данными.

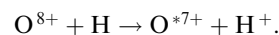
Ключевые слова: перезарядка, многозарядные ионы, парциальные сечения, рентгеновские спектры.

1. Введение

В настоящей работе рассматриваются процессы перезарядки ионов $X^{q+} + A \rightarrow X_{nl}^{*(q-1)+} + A^+$, где X^{q+} – налетающий многозарядный ион; A – нейтральный атом; $X_{nl}^{*(q-1)+}$ – образующийся ион в возбужденном состоянии с главным (n) и орбитальным (l) квантовыми числами; A^+ – образующийся однозарядный ион. Интерес к таким процессам в большой степени связан с тем, что образующийся ион оказывается в возбужденном состоянии, а сечение перезарядки может быть относительно велико ($10^{-15} - 10^{-14}$ см²) – больше, чем для других процессов с участием многозарядных ионов. Кроме того, перезарядка имеет квазирезонансный характер, что, в принципе, позволяет осуществлять селективное заселение уровней многозарядных ионов и приводить к возникновению инверсии на их переходах в мягком рентгеновском диапазоне [1–3]. В этом направлении проводились и в настоящее время проводятся экспериментальные работы [4, 5].

Сечение перезарядки неоднократно измерялось в пучковых экспериментах, однако при этом остается неизвестным распределение образующихся продуктов реакции по энергетическим уровням. Спектроскопическое исследование перезарядки позволяет сделать это по наблюдаемым переходам многозарядных ионов в мягкой рентгеновской области. В немногочисленных экспериментальных работах в этом направлении процессы перезарядки связывают с появлением отдельных спектральных линий в плазме или увеличением их интенсивности, что, однако, может быть связано и с другими процессами (электрон-ионной рекомбинацией или дополнительным разогревом плазмы). В плазме токамака [6] наблюдалась линия H_α иона $O\ VIII$ ($\lambda = 10.2$ нм) при инъекции пучка нейтральных атомов водорода. Заселение уровня с $n = 3$

авторы объясняли реакцией перезарядки ядер кислорода на атомах водорода:



Однако при этом, как отмечалось, не наблюдалось соответствующего увеличения интенсивности линий Ly_α и Ly_β (переходы $2 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow 1$). В более сложной системе, такой как разлетающаяся в буферный газ лазерная плазма, роль перезарядки была продемонстрирована путем сравнения экспериментальных спектров с результатами численного моделирования [4]. В работе [5] углеродная плазма, возникающая при облучении лазерным импульсом (1.5 пс, 10 Дж, 5×10^{15} Вт/см²) полоски длиной 6 мм и шириной 20 мкм на плоской углеродной мишени и состоящая преимущественно из «голых» ядер C^{6+} , расширялась в струю атомов He, созданную с помощью импульсного клапана. Теоретические расчеты с использованием радиационно-столкновительной модели и предварительные эксперименты [5] указывают на наличие инверсии и усиления на переходе H_α ($3 \rightarrow 2$, $\lambda = 18.2$ нм) водородоподобного иона $C\ VI$. В работе [7] наблюдалась перезарядка ионов C^{4+} на атомах водорода по линиям переходов в вакуумной УФ области спектра.

В работе [8] высказана гипотеза о том, что обнаруженное сравнительно недавно мягкое рентгеновское излучение комет возникает при перезарядке многозарядных ионов солнечного ветра на составляющих хвостов комет. Были выполнены пучковые измерения абсолютных сечений перезарядки ионов C, N, O, Ne на молекулах CO_2 , H_2O и H_2 и атомах He [9].

Как и в наших более ранних экспериментах [10], мы исследовали перезарядку многозарядных ионов лазерной плазмы, созданной при облучении твердотельной мишени, на нейтральных атомах струи инертного газа в вакууме. Характерные энергии ионов (~ 1 кэВ/нуклон) обусловлены динамикой разлета лазерной плазмы. Для наблюдения перезарядки регистрировались с пространственным разрешением спектры в мягком рентгеновском диапазоне, возникающие при радиационном распаде возбужденных состояний ионов $X_{nl}^{*(q-1)+}$. Одновременная ре-

И.Л.Бейгман, В.Е.Левашов, К.Н.Медников, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин, И.Ю.Толстихина. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru

гистрация нескольких спектральных линий позволяет судить о распределении продуктов перезарядки по энергетическим уровням с различными n , т. е. в конечном счете об отношениях парциальных сечений перезарядки.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились в большой вакуумной камере ИКАР ($\varnothing 0.9 \times 3.8$ м), у торца которой располагался импульсно-периодический лазер на кристалле ортоалюмината иттрия $YAlO_3:Nd$ (0.5 Дж, 6 нс, 1.08 мкм). Поток лазерной плазмы, полученной при облучении твердотельной мишени наносекундными импульсами неодимового лазера, направлялся на струю газа. Струя газа создавалась с помощью импульсного клапана высокого давления, открытие которого синхронизовывалось с лазерной вспышкой. Использовались как цилиндрическое сопло диаметром 0.4 мм, так и сверхзвуковое коническое сопло в виде канала длиной 1 см с диаметром выходного отверстия 1.0 мм при отношении площадей выходного и входного отверстий $S_{out}/S_{in} \approx 5.0$. Газ к клапану подводился от баллонов высокого давления. Продолжительность открытого состояния клапана составляла ~ 1.5 мс. Распределение плотности в струе для сопел обоих типов было исследовано ранее в работе [11], где проводилось теоретическое моделирование разлета атомов ксенона, которое дополнялось измерением распределения плотности по поглощению просвечивающего струю излучения с $\lambda = 13.5$ нм. В качестве атомов-доноров в различных экспериментах использовались атомы He, Ne, Xe.

Ось струи проходила параллельно твердотельной мишени на расстоянии 11 мм от нее (рис. 1). Лазерный пучок фокусировался на мишень в пятно с эффективной площадью $S_{eff} \sim 10^{-5}$ см² линзой с фокусным расстоянием $f = 75$ мм, изготовленной из тяжелого флинта. Максимальная интенсивность лазерного излучения в центре фокального пятна составляла не менее 5×10^{12} Вт/см².

Для регистрации спектров с пространственным разрешением использовался разработанный нами светосильный широкополосный стигматический спектрограф на основе аperiodического многослойного (Mo/Si) зеркала нормального падения с почти равномерным отражением в области 12.5–25 нм и широкоапертурной пропускающей дифракционной решетки (1000 либо 5000 лин./мм) (рис. 2) [12–14]. Спектрограф обладал совокуп-

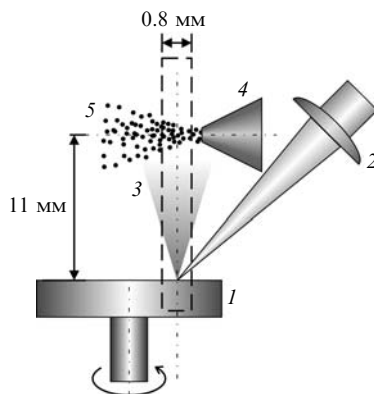


Рис. 1. Взаимное расположение лазерной плазмы 3 и облака газа 5: 1 – вращающаяся мишень; 2 – линза, фокусирующая лазерное излучение; 4 – сопло импульсного газового клапана; штриховыми линиями показано поле зрения спектрографа.

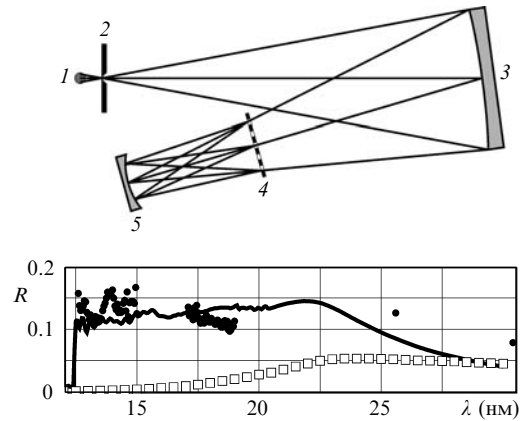


Рис. 2. Схема спектрографа (1 – исследуемая лазерная плазма; 2 – входная щель; 3 – аperiodическое многослойное (Mo/Si) зеркало нормального падения (апертура 50 мм, радиус кривизны 1 м); 4 – пропускающая дифракционная решетка (1000 либо 5000 лин./мм); 5 – кассета с рентгеновской фотопленкой УФ-4), а также зависимость от длины волны коэффициента отражения многослойного зеркала (сплошная кривая – расчет, черные кружки – результаты измерений, выполненных в Институте физики микроструктур РАН, квадраты – отражение сплошного слоя молибдена (для сравнения)).

ностью следующих свойств: стигматизм, полем зрения по вертикали ~ 2 см, спектральной разрешающей способностью не менее 300, широким спектральным рабочим диапазоном и рекордно высокой светосилой. Благодаря большому размеру (~ 2 см) вертикального поля зрения регистрировалось излучение как из горячей плазмы у поверхности твердотельной мишени, так и в области взаимодействия плазма – газ, что давало пространственную картину взаимодействия. Расстояние между осью плазменного конуса и входной щелью спектрографа составляло 16 мм. С учетом приемного угла спектрографа ширина зоны, из которой регистрировалось излучение, была равна 0.8 мм. На рис. 1 эта зона показана штриховыми линиями. Коротковолновая граница рабочего диапазона спектрографа (12.5 нм) обусловлена L-краем поглощения Si, тогда как резкая длинноволновая граница фактически отсутствует. При облучении магниевой мишени наблюдался дублет $1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 2p^2 P_{3/2,1/2}$ в ионе Mg X с $\lambda = 60.989$ и 62.495 нм.

Спектры регистрировались на рентгеновскую фотопленку УФ-4, обеспечивающую пространственное разрешение не менее 160 лин./мм. Фотоспектрограммы оцифровывались с помощью сканера Epson Perfection 4870 с оптическим разрешением 4800 линий на дюйм, причем одновременно с фотоспектрограммами сканировался калиброванный ступенчатый ослабитель для получения абсолютных почернений фотопленки. На рис. 3 представлена спектрограмма, зарегистрированная при лазерном облучении мишени из бора, в случае использования гелия в качестве атома-донора.

Материалом мишени служили диски из тефлона $(CF_4)_n$, полиэтилена и бора. В качестве мишени из бора использовалась таблетка спеченного кристаллического бора (99 % B, 1 % C) диаметром ~ 30 мм, облучаемая поверхность которой была отшлифована на оптическом шлифовальном круге.

Как указано выше, поле зрения спектрографа охватывало как поверхность мишени, так и область взаимодействия плазма – газ. Спектр плазмы у поверхности мишени содержал линии ионов, принадлежащие ионам

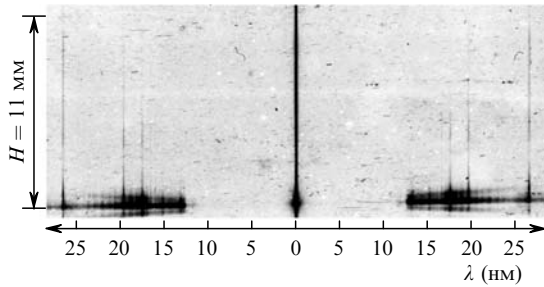


Рис.3. Обзорный спектр, зарегистрированный при взаимодействии плазмы мишени из бора со сверхзвуковой струей гелия; H – расстояние до мишени.

CIV – C VI, B III – B V. На расстоянии нескольких миллиметров от мишени интенсивности спектральных линий многозарядных ионов очень сильно уменьшались по сравнению с их интенсивностью у поверхности твердой мишени, и линии практически не были видны. Однако в области взаимодействия плазма – газ во всех экспериментах наблюдалось восстановление свечения на некоторых спектральных линиях. Этот экспериментальный факт мы связываем с интенсивным заселением возбужденных состояний ионов плазмы при их перезарядке на нейтральных атомах газа. На рис.4 показаны интенсивности бальмеровских линий иона B V в зависимости от расстояния до твердотельной мишени. Видно, что в результате перезарядки активно заселяются уровни B V уже на расстоянии ~ 3 мм от оси струи, где концентрация атомов-доноров составляет $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Длины волн первых трех переходов серии Бальмера ($n \rightarrow 2$), например, иона B V равны 26.24 нм (H_α), 19.44 нм (H_β) и 17.35 нм (H_γ).

Отличие от работ [4, 5], в нашем эксперименте плазма и струя атомов-доноров формируются раздельно. Расстояние между твердотельной мишенью и осью струи выбрано нами с таким расчетом, чтобы концентрация электронов плазменного потока в области взаимодей-

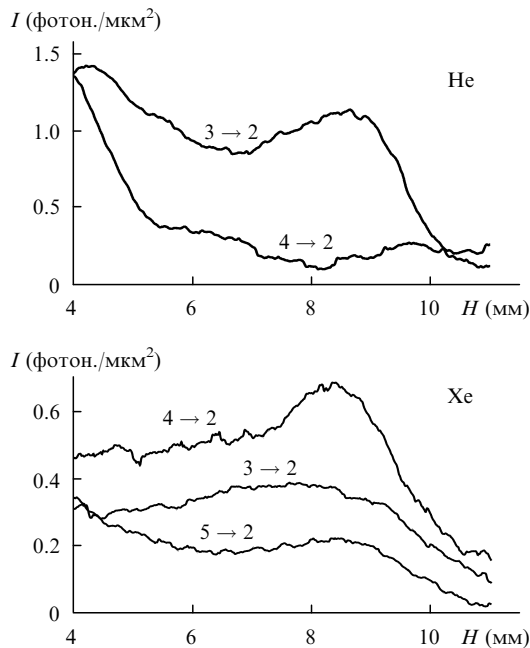


Рис.4. Интенсивности линий иона B V в зависимости от расстояния H до мишени при взаимодействии ионов B VI с пучками атомов He и Xe для переходов $3 \rightarrow 2$ ($\lambda = 26.24$ нм), $4 \rightarrow 2$ ($\lambda = 19.44$ нм) и $5 \rightarrow 2$ ($\lambda = 17.35$ нм).

ствия плазма – газ не превышала 10^{16} см^{-3} . При этом заселяемые водородоподобные уровни ионов C VI и B V находятся в «радиационной области» (см. ниже), что дает возможность интерпретировать относительные интенсивности линий серии Бальмера в терминах парциальных сечений перезарядки.

3. Результаты измерений

Прежде всего отметим, что интерпретация данных измерений существенно упрощается, когда заселяемые при перезарядке уровни находятся в «радиационной области» в смысле выполнения условия

$$N_e < N_e^{(p)} = \frac{A(p)}{c(p, p \mp 1)}, \quad (1)$$

где N_e – концентрация электронов; $A(p)$ – полная вероятность радиационного распада p -го уровня; $c(p, p \mp 1)$ – скорость столкновительного (де)возбуждения уровня. Когда $N_e = N_e^{(p)}$, говорят, что p -й уровень находится на границе радиационной и столкновительной областей. В случае выполнения сильного неравенства (1) практически каждый акт заселения уровней с $n \leq p$ сопровождается каскадными радиационными переходами вниз, а столкновения не влияют на относительные интенсивности линий. Для водородоподобных ионов условие (1) может быть сформулировано в аналитической форме:

$$N_e < N_e^{(p)} = 1.7 \times 10^{17} Z^7 \tau(p) p^{-9.3} \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

где $\tau(p) \approx 3 \ln p - 0.247$, а Z – заряд ядра. В дальнейшем речь пойдет об уровнях с $n \leq 5$ водородоподобных ионов C VI и B V, заселяемых при перезарядке ядер углерода и бора. Для этих уровней условия (1) и (2) выполняются при N_e менее $7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (C VI) и $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (B V). В нашем эксперименте взаимодействие плазма – газ начинает отчетливо проявляться на расстоянии около 8 мм от поверхности твердотельной мишени, где максимальная концентрация электронов составляет $(1 - 3) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Поэтому столкновения с электронами не оказывают влияния на относительные интенсивности линий.

Обозначим через σ_n парциальные сечения перезарядки на уровень n водородоподобного иона. Тогда интенсивность I_n (число излученных фотонов) линий серии Бальмера, отвечающих радиационным переходам $n \rightarrow 2$ ($n \leq n_{\max}$),

$$I_n \propto \frac{A(n, 2)}{A(n)} \sum_{n'=n}^{n_{\max}} v \sigma_{n'} C(n', n), \quad (3)$$

где n_{\max} – главное квантовое число самого высокого уровня, заселяемого при перезарядке; $C(n', n)$ – элемент каскадной матрицы Ситона, определяющий вероятность того, что атом, возбужденный первоначально на уровень n' , в результате одного или нескольких радиационных переходов окажется на уровне n [15]; $A(n, 2)$ – вероятность радиационного перехода $n \rightarrow 2$; v – относительная скорость многозарядного иона и атома инертного газа. При заселении лишь уровней с $n \leq 4$, имеем

$$\frac{\sigma_3}{\sigma_4} = \frac{I_3 A(3) A(4, 2)}{I_4 A(4) A(3, 2)} - C(4, 3) = 0.63 \frac{I_3}{I_4} - 0.30. \quad (4)$$

При заселении уровней с $n \leq 5$ получаем

$$\frac{\sigma_4}{\sigma_5} = \frac{I_4}{I_5} \frac{A(4)A(5,2)}{A(5)A(4,2)} - C(5,4) = 0.78 \frac{I_4}{I_5} - 0.23, \quad (5)$$

$$\frac{\sigma_3}{\sigma_5} = \frac{I_3}{I_5} \frac{A(3)A(5,2)}{A(5)A(3,2)} - C(5,3) - \frac{I_4}{I_5} \frac{A(4)A(5,2)}{A(5)A(4,2)} C(4,3) + C(5,4)C(4,3) = 0.50 \frac{I_3}{I_5} - 0.23 \frac{I_4}{I_5} - 0.19.$$

Отметим, что из (4) и (5) следует: $I_3/I_4 > 0.5$, $I_4/I_5 > 0.3$.

В рабочую спектральную область спектрографа попадает вся бальмеровская серия иона В V. При перезарядке ядер бора на атомах Ne, основной уровень которого лежит на 3.3 эВ ниже уровня $s = 4$, наблюдаются линии H_α и H_β , причем линия H_α приблизительно в шесть раз сильнее, что соответствует отношению парциальных сечений $\sigma_3/\sigma_4 = 3.5$. При перезарядке ядер бора на атомах He, основной уровень которого лежит на 0.3 эВ ниже уровня $s = 4$, также наблюдаются лишь линии H_α и H_β , но относительная интенсивность линии H_β в этом случае вдвое больше, чем в случае с Ne, что соответствует отношению $\sigma_3/\sigma_4 = 1.5$. При перезарядке ядер бора на атомах Xe, основной уровень которого лежит на 1.5 эВ выше уровня $s = 5$, наблюдаются линии H_α , H_β и H_γ (с отношением интенсивностей 1.9:2.9:1), причем $\sigma_3:\sigma_4:\sigma_5 = 0.05:2.1:1$. Эти наблюдения подтверждают качественные предсказания теории о том, что при перезарядке сильнее всего должны заселяться один-два уровня, лежащие ниже основного уровня атома-донора (или близко к нему) (рис.5). Кроме того, отсутствие бальмеровских линий, начинающихся с уровней $s > 5$ в случае с Xe и с уровнями $s > 4$ в

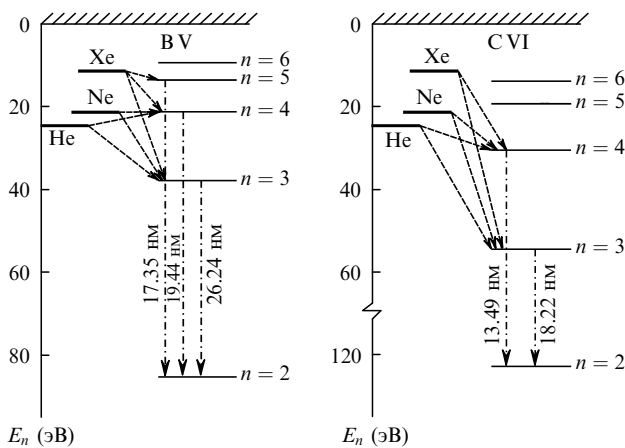


Рис.5. Схемы уровней ионов В V и C VI и уровни энергии основного состояния атомов инертных газов. Штриховыми стрелками показаны наблюдающиеся в эксперименте переходы электрона от атома-донора к многозарядному иону, штрих-пунктирными – радиационные переходы в ионах.

случае с He и Ne, означает, что другие (рекомбинационные) механизмы не вносят заметного вклада в заселение возбужденных состояний. «Центр тяжести» распределения парциальных сечений смещается в сторону более высоких уровней при уменьшении потенциала ионизации атома-донора, что отражено на рис.6. Данные эксперимента коррелируют с теоретическими расчетами сечений (табл.1).

В случае углерода в рабочую спектральную область спектрографа попадают линии H_α и H_β . При перезарядке ядер углерода на атомах Ne, основной уровень которого лежит на 9 эВ выше уровня $s = 4$ и на 2 эВ ниже уровня $s = 5$, наблюдаются обе линии H_α и H_β (рис.5). При этом, как показывает сопоставление с данными по бору, вполне возможно, что мы упускаем из вида относительно слабый канал заселения уровня $s = 5$, который давал бы линию H_γ . При перезарядке ядер углерода на атомах He, основной уровень которого лежит на 6 эВ выше уровня $s = 4$ и на 5 эВ ниже уровня $s = 5$, также наблюдаются обе линии (H_α и H_β), причем относительная интенсивность линии H_α в этом случае в 2.5 раза выше (по сравнению с перезарядкой на атомах неона).

Были проведены теоретические расчеты сечений перезарядки по программе ARSENY [16], разработанной Е.А.Соловьёвым в период с 1986 г. по 1992 г. и использованной для расчетов сечений различных процессов в медленных ион-атомных столкновениях [17–21] в интервале энергий столкновений E до 10 кэВ/нуклон. В основе теоретического метода, используемого в программе ARSENY, лежит эффект скрытых пересечений (hidden crossing) энергетических уровней квазимолекулы, обнаруженный в работе [22]. Эффективность метода скрытых пересечений в атомной физике подтверждена на ряде международных конференций по физике электронных и атомных столкновений (см., напр., [23]). Следует отметить, что программа ARSENY предназначена для расчета сечений процессов в системе, состоящей из двух кулоновских центров и одного электрона. Введение эффективного заряда Z_{eff} с помощью соотношения

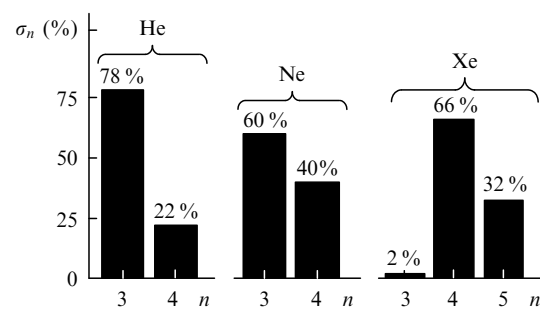


Рис.6. Парциальные сечения перезарядки ядер бора на нейтральных атомах благородных газов.

Табл.1. Расчетные и измеренные отношения сечений σ_3/σ_4 и интенсивностей I_3/I_4 .

Реакция	σ_3/σ_4			I_3/I_4		
	Расчет		Эксперимент	Расчет		Эксперимент
	$E = 1$ кэВ/нуклон	$E = 2$ кэВ/нуклон		$E = 1$ кэВ/нуклон	$E = 2$ кэВ/нуклон	
$B^{5+} + He$	16.5	19	$3.5^{+1.9}_{-1.3}$	26.6	30.6	6^{+3}_{-2}
$B^{5+} + Ne$	1.94	1.87	$1.5^{+0.7}_{-0.7}$	3.55	3.44	$2.9^{+1.1}_{-1.1}$
$C^{6+} + He$	0.96	1.77	$1.7^{+0.7}_{-0.7}$	2.0	3.3	$3^{+1.3}_{-1}$
$C^{6+} + Ne$	0.012	0.024	$0.45^{+0.4}_{-0.06}$	0.5	0.51	$1.2^{+0.6}_{-0.1}$

$$\frac{Z_{\text{eff}} R_y}{n^2} = I,$$

где I, n – потенциал ионизации и главное квантовое число активного электрона инертного газа, позволяет использовать эту программу для исследования столкновений многоэлектронных систем.

В табл.1 представлены отношения сечений σ_3/σ_4 и отношения интенсивностей I_3/I_4 для нескольких реакций перезарядки, полученные в результате расчетов и экспериментально. Согласно расчетам, при малых скоростях столкновений во всех случаях происходит заселение практически одного-двух уровней водородоподобного иона, лежащих на несколько электронвольт ниже основного уровня атома-донора. Это подтверждается и в эксперименте: при перезарядке ядер бора на атомах He и Ne линия перехода $5 \rightarrow 2$ практически не видна и ее интенсивность не поддается определению.

В случае реакций $B^{5+} + Ne$ и $C^{6+} + He$ (2-я и 3-я строки табл.1) имеет место количественное соответствие теории и эксперимента. В двух других случаях (1-я и 4-я строки) можно говорить лишь о качественном соответствии.

Согласно теоретическим расчетам, при перезарядке ядер углерода на атомах He расчетное отношение σ_3/σ_4 существенно зависит от энергии столкновений частиц (рис.7). В этом случае экспериментальное отношение $\sigma_3/\sigma_4 = 1.7$ характерно для скоростей сталкивающихся ядер и атомов He, равных $\sim 5.7 \times 10^7$ см/с. При скоростях разлета, характерных для лазерной плазмы, частичное сечение перезарядки (на атомах He) на уровень $s = 5$ иона C VI составляет менее 0.5% от полного сечения.

В табл.2 представлены отношения парциальных сечений и интенсивностей при одноэлектронной перезарядке ядер бора на атомах ксенона, определенные по относительным интенсивностям бальмеровских линий ионов BV. На рис.6 показано, как изменяется распределение парциальных сечений перезарядки на уровне иона BV при смене газа. «Центр тяжести» распределения смещается в сторону больших n при уменьшении потенциала ионизации атома-донора.

4. Заключение

В области взаимодействия разреженной лазерной плазмы со струей благородного газа (He, Ne, Xe) наблюдались линии серии Бальмера ($H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$) водородоподобного иона C VI при столкновении ядер углерода с атомами He в зависимости от энергии столкновений. Сечения возбуждения на остальные уровни пренебрежимо малы.

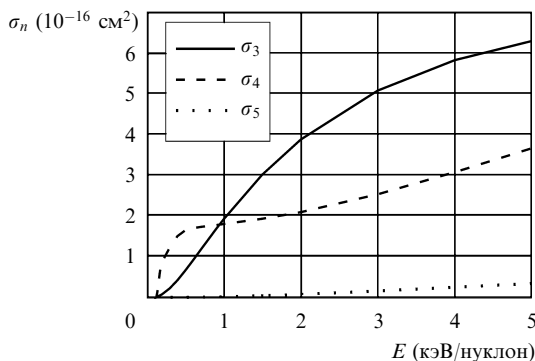


Рис.7. Рассчитанные парциальные сечения перезарядки на уровнях 3–5 водородоподобного иона C VI при столкновении ядер углерода с атомами He в зависимости от энергии столкновений. Сечения возбуждения на остальные уровни пренебрежимо малы.

Табл.2. Измеренные отношения парциальных сечений и интенсивностей при перезарядке ядер бора на атомах Xe.

Реакция	σ_3/σ_4	σ_4/σ_5	I_3/I_4	I_4/I_5
$B^{5+} + Xe$	$0.025^{+0.15}_{-0.025}$	$2^{+0.9}_{-0.3}$	$0.64^{+0.2}_{-0.2}$	$2.9^{+1.1}_{-0.4}$

добных ионов C VI и BV, обусловленные перезарядкой. На перезарядку как на основной механизм заселения уровней однозначно указывает ряд качественных особенностей наблюдаемых спектров, таких как отсутствие высших членов серии, изменение высшего наблюдаемого члена серии в соответствии с изменением потенциала ионизации атомов газа, а также смещение «центра тяжести» распределений σ_n в сторону больших n при уменьшении потенциала ионизации атомов газа. По относительным интенсивностям линий серии Бальмера определены отношения парциальных сечений перезарядки на уровне ионов C VI и BV с $n = 3, 4$ и, при взаимодействии ядер бора с Xe, на уровне с $n = 5$.

Для реакций перезарядки $B^{5+} + Ne$ и $C^{6+} + He$ экспериментальные отношения σ_3/σ_4 качественно согласуются с теоретическими данными.

Авторы признательны Е.А.Соловьёву за предоставление программы ARSENY и П.В.Сасорову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-16209, 05-02-16658, 06-02-16298, 07-02-00316) и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты».

- Пресняков Л.П., Шевелько В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **13**, 286 (1971).
- Виноградов А.В., Собельман И.И. *ЖЭТФ*, **63**, 2113 (1972).
- Пресняков Л.П., Уланцев А.Д. *Квантовая электроника*, **1**, 2377 (1974).
- Dixon R.H., Seely J.F., Elton R.C. *Phys. Rev. Lett.*, **40** (2), 122 (1977).
- Kawachi T., Kado M., Tanaka M., Hasegawa N., Nagashima A., Kato Y. *J. Phys. IV*, **11**, Pr.2-255 (2001).
- Isler R.C. *Phys. Rev. Lett.*, **38** (23), 1359 (1977).
- Vorontsov V.A., Born M., Shaikhislamov I.F., Chichkov B.N., Wellegehausen B. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 3865 (2003).
- Cravens T.E. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 105 (1997).
- Greenwood J.B., Williams I.D., Smith S.J., Chutjian A. *Astrophys. J.*, **533**, L175 (2000); *Phys. Rev. A*, **63**, 062707 (2001).
- Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Физика плазмы*, **30** (2), 169 (2004).
- Болдарев А.С., Гасилов В.А., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Пирожкова М.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 679 (2004).
- Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 32 (2001).
- Бейгман И.Л., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 167 (2001).
- Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 176 (2002).
- Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979, с. 147).
- Solov'ev E.A. *Proc. XIX ICPEAC* (Whistler, Canada). Ed. by L.J. Dube et al. (New York: AIP Press, 1995, p. 471).
- Grozdanov T.P., Solov'ev E.A. *Phys. Rev. A*, **38**, 4333 (1988).
- Janev R.K., Ivanovski G., Solov'ev E.A. *Phys. Rev. A*, **49**, R645 (1994).
- Janev R.K., Solov'ev E.A., Wang Yi. *J. Phys. B*, **29**, 2497 (1996).
- Janev R.K., Solov'ev E.A., Ivanovski G. *Phys. Scripta T*, **62**, 43 (1996).
- Janev R.K., Solov'ev E.A. *J. Phys. B*, **30**, L353 (1997).
- Solov'ev E.A. *УФН*, **157** (3), 437 (1989).
- Solov'ev E.A. *Proc. XX Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions (ICPEAC)* (Vienna, Austria, 1997).