

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ С РИДБЕРГОВСКИХ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ Li-ПОДОБНОГО ИОНА Mg X

**И. Ю. Скобелев<sup>\*</sup>, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, А. И. Магунов**

*Центр данных по спектрам многозарядных ионов ГНЦ ВНИИФТРИ  
141570, Менделеево, Московская обл., Россия*

**Ф. Флора<sup>\*\*</sup>, С. Болланти<sup>\*\*</sup>, П. Ди Лаззаро<sup>\*\*</sup>, Д. Марра<sup>\*\*</sup>**

*Департамент инновационных исследований, Сектор прикладной физики  
00044, Рим, Италия*

**А. Реале<sup>\*\*\*</sup>, Л. Реале<sup>\*\*\*</sup>, Г. Томассетти<sup>\*\*\*</sup>, А. Ритуччи<sup>\*\*\*</sup>**

*Отделение физики, Университет Аквила  
67010, Л'Аквила, Италия*

**Г. Петрочели<sup>\*\*\*\*</sup>, С. Мартеллуччи<sup>†</sup>**

*Отделение науки и технологии, Римский университет  
00133, Рим, Италия*

**Н. Лиси<sup>†</sup>**

*Отделение новых материалов исследовательского центра Касаччия  
00060, Рим, Италия*

**Ф. Б. Розмей<sup>‡</sup>**

*Технический университет Дармштадта  
Д-64289, Дармштадт, Германия*

Поступила в редакцию 29 марта 2002 г.

В плазме, нагреваемой излучением эксимерного XeCl- и Nd-лазеров, впервые идентифицированы сателлитные линии, обусловленные радиационными переходами с ридберговских автоионизационных состояний Li-подобного иона Mg X, и выполнены прецизионные измерения их длин волн. Сопоставление полученных экспериментальных данных с расчетом атомных структур методом релятивистской теории возмущений показывает, что даже без использования каких-либо полуэмпирических поправок точность расчета энергий автоионизационных состояний является весьма высокой и составляет величину порядка 0.06 %. Полученные экспериментальные значения длин волн могут быть применены для полуэмпирической оценки величины лидирующего из неучитываемых в расчетах порядков теории возмущений. Показано, что при моделировании кинетики заселения ридберговских автоионизационных уровней Li-подобных ионов в плотной плазме необходимо учитывать все возможные каналы диэлектронного захвата, в том числе и из возбужденных состояний He-подобного иона. Полученные прецизионные экспериментальные значения длин волн сателлитов линий He<sub>β</sub> и He<sub>γ</sub> иона Mg XI дают возможность использования этих сателлитов в качестве реперов при изучении сложных спектров многоэлектронных ионов.

PACS: 52.25.-b, 52.70.-m

<sup>\*</sup>E-mail: skobelev@orc.ru

<sup>\*\*</sup>F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, ENEA, Dipartimento Innovazione, Settore Fisica Applicata, 00044, Rome,

Italy.

<sup>\*\*\*</sup>A. Reale, L. Reale, G. Tomassetti, A. Ritucci, Fis. Dept. Universita de L. Aquila, gc LNGS of INFN, INFN, 67010,

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационный распад автоионизационных уровней многозарядных ионов приводит к излучению так называемых диэлектронных спутников линий их резонансных серий. На протяжении последних 30 лет такие спектральные переходы активно исследовались как в астрофизической, так и в лабораторной (главным образом, лазерной) плазме (см., например, [1–7]). В результате к настоящему времени очень подробно исследованы спутники резонансных линий  $Ly_\alpha$  и  $He_\alpha$  H- и He-подобных ионов, обусловленные переходами с автоионизационных уровней  $n_1 l_1 n_2 l_2$  и  $1s n_1 l_1 n_2 l_2$  двух- и трехэлектронных многозарядных ионов с главными квантовыми числами  $n_1 = n_2 = 2$ . В меньшей степени, но также достаточно подробно, были исследованы радиационные распады трехэлектронных конфигураций с  $n_1 = 2$  и  $n_2 = 3$ , приводящие к появлению спутников не только самой резонансной линии, но и второго члена  $He_\beta$  резонансной серии [8–13].

Гораздо хуже к настоящему времени изучены переходы с высоковозбужденных (ридберговских) автоионизационных состояний с  $n_1 + n_2 > 5$ . Между тем, как показано в [14, 15], именно такие переходы могут доминировать в эмиссионных спектрах сверхплотной и не слишком горячей плазмы. Такая ситуация может реализовываться, например, при создании плазмы субпикосекундными импульсами высокого контраста [16, 17] или при использовании для нагрева плазмы коротковолновых лазеров [14, 15]. В этих случаях информация о ридберговских спутниках чрезвычайно важна для правильной идентификации излучательных спектров плазмы и диагностики ее параметров.

Дело в том, что радиационный распад ридберговских автоионизационных конфигураций  $1s n_1 l_1 n_2 l_2$  приводит к излучению двух групп спутниковых линий  $1s n_1 l_1 n_2 l_2 - 1s^2 n_2 l_2$  и  $1s n_1 l_1 n_2 l_2 - 1s^2 n_1 l_1$ . Если для определенности считать, что  $n_1 < n_2$ , то первая группа спутников будет располагаться в непосредственной близости от соответствующего резонансного перехода, т. е. в крыльях линий  $1s n_1 l_1 - 1s^2$ , в то время как вторая (при не слишком больших зна-

чениях  $n_1$ ) может представлять собой хорошо изолированную группу спектральных линий, расположенную достаточно далеко от резонансного перехода  $1s n_2 l_2 - 1s^2$ . Из этого следует, что при проведении рентгеноспектральной диагностики плазмы (а, как правило, рентгеноспектральные методики используют линии резонансных серий) необходимо учитывать вклад первой группы спутников как в интенсивность резонансных линий, так и в форму их контуров. С другой стороны, изолированность второй группы спутников дает дополнительные диагностические возможности, тем более что для таких переходов оптическая толщина плазмы будет гораздо меньше, чем для самих резонансных линий или для спутников с малыми значениями квантовых чисел  $n_1, n_2$ .

Таким образом, исследования ридберговских спутников являются весьма актуальной задачей с точки зрения развития методов диагностики плотной высокотемпературной плазмы. Кроме того, такие исследования дают информацию, позволяющую судить о качестве расчетов сильно возбужденных автоионизационных конфигураций (в том числе и конфигураций, соответствующих, так называемым, полым ионам) различными методами современной атомной теории. Первым шагом в таких исследованиях должна быть идентификация ридберговских спутников в экспериментальных спектрах, прецизионные измерения их длин волн и сопоставление экспериментальных данных с результатами атомных и кинетических расчетов. В настоящей работе такая задача решена для ридберговских спутников, обусловленных переходами с автоионизационных уровней  $1s n_1 l_1 n_2 l_2$  Li-подобного иона Mg X.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Эксперименты проводились на двух лазерных установках.

В первом случае это была установка «Геркулес» (Фраскати, Италия) [14, 15]. Плазма здесь создавалась эксимерным XeCl-лазером с активным объемом  $9 \times 4 \times 100 \text{ см}^3$  и длиной волны  $\lambda = 0.308 \text{ мкм}$ . Энергия лазерного импульса длительностью 12 нс составляла 1–1.5 Дж. Лазер работал в частотном режиме с частотой повторения 0.5 Гц. Лазерное излучение фокусировалось на поверхности твердой мишени в пятно диаметром примерно 50–70 мкм, так что плотность потока нагревающего излучения  $q_{las}$  составляла приблизительно  $(1–4) \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ .

L'Aquila, Italy.

\*\*\*\* G. Petrocelli, S. Martellucci, INFN-Dipartimento di Scienze e tecnologie Fische ed Energetiche, Universita' di Roma Tor Vergata, 00133, Roma, Italy.

† N. Lisi, ENEA, Unità Nuovi Materiali, C. R. Casaccia, 00060, Roma, Italy.

‡ F. B. Rosmej, Technische Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik, Abt. Strahlen- und Kernphysik, D-64289, Darmstadt, Germany.

Вторая серия экспериментов была проведена в Римском университете (Tor Vergata University of Roma, Italy) [18]. Плазма здесь нагревалась Quantel Nd-лазером, имеющим энергию импульса до 20 Дж при длительности 12–15 нс. Лазерная установка представляла собой цепочку из двух Nd-Yag-усилителей и двух усилителей на неодимовом стекле. Частота повторения ограничивалась одной вспышкой в минуту для минимизации эффекта тепловой линзы. Фарадеевская ячейка апертурой 1 дюйм помещалась после второго усилителя для блокировки излучения, отраженного от плазмы. Для фокусировки лазерного излучения использовался двухкомпонентный объектив с фокусным расстоянием 20 см. Диаметр пучка в фокальной плоскости составлял около 200 мкм. Эксперименты проводились при энергии импульса 4 Дж, так что плотность потока на мишени составляла  $7 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Во всех случаях мягкое рентгеновское излучение плазмы регистрировалось двумя спектрографами со сферически-изогнутыми кристаллами кварца и слюды, причем радиусы их сферических поверхностей были равны соответственно 150 и 100 мм. Кристаллы, плазма и фотопленка располагались в соответствии с ФСПР-1М-схемой [19–22]. При этом спектры регистрировались одновременно с высоким спектральным разрешением ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 3000$ –10000) и пространственным ( $\Delta x \approx 20$  мкм) разрешением вдоль направления разлета лазерной плазмы. Поскольку обзорность спектрографов составляла 0.3–0.7 Å, весь исследовавшийся спектральный диапазон 7.1–8.3 Å перекрывался использованием одновременно нескольких спектрографов. Дисперсионная кривая спектрографов определялась по положению реперных линий, в качестве которых использовались резонансный дублет H-подобного иона Mg XI и резонансная серия He-подобного Mg XII (см. таблицу). Длины волн реперных линий [23] известны с погрешностью не хуже 0.1 мÅ, что существенно меньше суммарной погрешности измерений, которая составляла 0.3–1.5 мÅ и определялась целым рядом факторов: шириной кривой отражения кристалла, размером зерна используемой рентгеновской фотопленки, шириной и формой контуров наблюдаемых линий, их интенсивностью, взаимным блиндированием и расположением по отношению к реперам.

В качестве мишеней использовались фольги из Mg толщиной 90 мкм.

Расчеты атомных структур осуществлялись с помощью релятивистской теории возмущений с учетом основных квантовоэлектродинамических поправок по программе MZ, описанной в [24–28].

Теоретические спектры излучения плазмы строились с помощью кинетического кода MARIA [29]. Система стационарных кинетических уравнений решалась для основных состояний ионов магния всех кратностей и возбужденных состояний  $nl$  ( $n = 2$ –7) иона Mg XII,  $1snl$  ( $n = 2$ –7) иона Mg XI и  $1s^2nl$  и  $1snln'l$  ( $n = 2$ –7,  $n' = 2$ –4) иона Mg X с учетом всех возможных переходов, связанных с процессами возбуждения/девозбуждения электронным ударом, столкновительной ионизации, трехчастичной и радиационной рекомбинаций, автоионизации, диэлектронного захвата и радиационного распада. Влияние эффектов самопоглощения учитывалось в приближении фактора ускользания Бибермана–Холстейна. При построении спектров профили спектральных линий полагались гауссовскими с единой для всех линий шириной.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В первую очередь был исследован диапазон 7.8–8.15 Å, содержащий спектральные линии  $He_{\beta 1}$  ( $1s3p^1P_1$ – $1s^2^1S_0$ ),  $He_{\beta 2}$  ( $1s3p^3P_1$ – $1s^2^1S_0$ ) и спутники, обусловленные переходами с уровней  $1s2l3l'$  (см. рис. 1). Такие спутники ранее идентифицировались в излучательных спектрах большого числа ионов [6–11], однако прецизионные измерения их длин волн были проведены лишь для ионов Si [11] и Ar [10]. Высокое спектральное разрешение, реализованное в настоящей работе, дало возможность измерить длины волн  $1s2l3l'$ -спутников в спектре Mg с точностью, позволяющей в дальнейшем использовать эти линии в качестве реперов, а также в некоторых случаях впервые разрешить близко расположенные спектральные переходы. Полученные данные приведены в таблице (линии 28–37), где также представлены результаты расчетов, выполненных в настоящей работе. Из таблицы видно, что расчеты по программе MZ воспроизводят экспериментальные значения длин волн с относительной погрешностью не хуже 0.06 %.

В области 7.8–7.95 Å (см. рис. 1) располагается еще одна группа спектральных линий. Эта группа является достаточно интенсивной лишь в очень узкой пространственной области размером около 50 мкм (в направлении, перпендикулярном поверхности мишени), т. е. излучается только из наиболее плотной плазменной области. Вследствие этого при регистрации спектров без пространственного разрешения или с разрешением больше 100 мкм, характерным для ранее использовавшихся щелевых спек-

Ридберговские спутники линий резонансной серии иона Mg XI ( $\lambda$  — длина волны,  $A$  — вероятность радиационного перехода,  $\Gamma$  — вероятность автоионизации,  $Q_d$  — фактор, определяющий интенсивность спутничной линии в корональных условиях)

№ линии	$\lambda_{exp}, \text{Å}$	$\lambda_{thr}, \text{Å}$	$A, \text{с}^{-1}$	$\Gamma, \text{с}^{-1}$	$Q_d, \text{с}^{-1}$	Переход
1	7.5013(6)	7.5023	$3.53 \cdot 10^{11}$	$4.33 \cdot 10^{12}$	$1.94 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 6p^2 D_{5/2}$
		7.5028	$3.26 \cdot 10^{11}$	$2.20 \cdot 10^{12}$	$1.09 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^3P) 6p^2 D_{3/2}$
2	7.5432(6)	7.5408	$2.35 \cdot 10^{11}$	$9.01 \cdot 10^{10}$	$4.09 \cdot 10^{09}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 5p^2 P_{3/2}$
		7.5412	$2.21 \cdot 10^{11}$	$4.62 \cdot 10^{12}$	$2.48 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 5p^2 D_{5/2}$
3	7.5468(5)	7.5458	$7.88 \cdot 10^{11}$	$1.27 \cdot 10^{12}$	$9.16 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^3S) 5p^2 P_{1/2}$
		7.5458	$7.87 \cdot 10^{11}$	$1.28 \cdot 10^{12}$	$1.84 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^3S) 5p^2 P_{3/2}$
4	7.5610(10)	7.5587	$8.86 \cdot 10^{11}$	$3.23 \cdot 10^{11}$	$1.75 \cdot 10^{11}$	$1s^2 3d^2 D_{5/2} - 1s 3d(^1D) 4p^2 F_{7/2}$
		7.5588	$8.06 \cdot 10^{11}$	$2.86 \cdot 10^{11}$	$1.01 \cdot 10^{11}$	$1s^2 3d^2 D_{3/2} - 1s 3d(^1D) 4p^2 F_{5/2}$
5	7.5630(6)	7.5606	$8.17 \cdot 10^{11}$	$1.93 \cdot 10^{10}$	$3.15 \cdot 10^{09}$	$1s^2 3s^2 S_{1/2} - 1s 3s(^3S) 4p^2 P_{3/2}$
6	7.5660(7)	7.5642	$6.58 \cdot 10^{11}$	$2.09 \cdot 10^{07}$	$1.10 \cdot 10^{07}$	$1s^2 3d^2 D_{5/2} - 1s 3p(^1P) 4d^2 D_{5/2}$
		7.5644	$1.38 \cdot 10^{11}$	$2.51 \cdot 10^{12}$	$1.08 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3p^2 P_{1/2} - 1s 3d(^1D) 4s^2 D_{3/2}$
		7.5651	$1.68 \cdot 10^{11}$	$2.32 \cdot 10^{12}$	$1.96 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3p^2 P_{3/2} - 1s 3d(^1D) 4s^2 D_{5/2}$
		7.5674	$5.66 \cdot 10^{11}$	$4.07 \cdot 10^{09}$	$9.75 \cdot 10^{08}$	$1s^2 3p^2 P_{3/2} - 1s 3s(^1S) 4d^2 D_{5/2}$
7	7.5760(8)	7.5741	$2.17 \cdot 10^{11}$	$6.61 \cdot 10^{11}$	$1.08 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3d^2 D_{5/2} - 1s 3p(^1P) 4s^2 P_{3/2}$
8	7.5778(8)	7.5773	$2.44 \cdot 10^{11}$	$5.54 \cdot 10^{11}$	$1.10 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3p^2 P_{1/2} - 1s 3s(^3S) 4d^2 D_{3/2}$
		7.5780	$2.65 \cdot 10^{11}$	$5.40 \cdot 10^{11}$	$1.76 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3p^2 P_{3/2} - 1s 3s(^3S) 4d^2 D_{5/2}$
9	7.5840(5)	7.5802	$4.76 \cdot 10^{11}$	$5.76 \cdot 10^{12}$	$2.62 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 5p^2 D_{5/2}$
		7.5803	$1.42 \cdot 10^{11}$	$1.77 \cdot 10^{12}$	$7.77 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 5f^2 F_{5/2}$
10	7.6390(7)	7.6344	$3.30 \cdot 10^{11}$	$1.41 \cdot 10^{13}$	$1.13 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^1S) 4p^2 P_{3/2}$
		7.6353	$3.97 \cdot 10^{11}$	$1.32 \cdot 10^{13}$	$6.53 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^1S) 4p^2 P_{1/2}$
11	7.6450(6)	7.6423	$2.49 \cdot 10^{11}$	$1.76 \cdot 10^{12}$	$6.04 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2p(^3P) 4s^2 P_{3/2}$
		7.6439	$1.98 \cdot 10^{11}$	$2.91 \cdot 10^{12}$	$3.20 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2p(^3P) 4s^2 P_{1/2}$
12	7.6915(7)	7.6882	$2.25 \cdot 10^{11}$	$1.11 \cdot 10^{13}$	$3.23 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^1P) 4p^2 D_{3/2}$
		7.6896	$5.46 \cdot 10^{11}$	$2.15 \cdot 10^{11}$	$2.24 \cdot 10^{10}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 4p^2 P_{3/2}$
		7.6904	$3.80 \cdot 10^{11}$	$1.03 \cdot 10^{13}$	$7.79 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 4p^2 D_{5/2}$
		7.6906	$1.12 \cdot 10^{11}$	$1.11 \cdot 10^{13}$	$1.61 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 4p^2 D_{3/2}$
13	7.6978(5)	7.6962	$1.46 \cdot 10^{12}$	$1.53 \cdot 10^{12}$	$1.39 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^3S) 4p^2 P_{1/2}$
		7.6962	$1.46 \cdot 10^{12}$	$1.57 \cdot 10^{12}$	$2.82 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^3S) 4p^2 P_{3/2}$
14	7.7242(9)	7.7215	$1.24 \cdot 10^{12}$	$4.81 \cdot 10^{12}$	$1.69 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 4p^2 S_{1/2}$
15	7.7304(5)	7.7279	$1.31 \cdot 10^{12}$	$1.45 \cdot 10^{13}$	$7.13 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 4p^2 D_{5/2}$
		7.7296	$3.95 \cdot 10^{11}$	$1.54 \cdot 10^{13}$	$1.41 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 4p^2 D_{3/2}$
16	7.7350(6)	7.7329	$1.84 \cdot 10^{11}$	$1.19 \cdot 10^{11}$	$9.72 \cdot 10^{10}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^3P) 4p^2 P_{3/2}$
17	7.7379(7)	7.7346	$9.74 \cdot 10^{11}$	$2.59 \cdot 10^{10}$	$3.14 \cdot 10^{10}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^3P) 4p^2 P_{1/2}$
18	7.8746(7)	7.8780	$7.76 \cdot 10^{11}$	$1.65 \cdot 10^{10}$	$7.54 \cdot 10^{09}$	$1s^2 4f^2 F_{7/2} - 1s 3d(^1D) 4d^2 G_{9/2}$
19	7.8759(7)	7.8784	$7.10 \cdot 10^{11}$	$1.71 \cdot 10^{10}$	$5.09 \cdot 10^{09}$	$1s^2 4f^2 F_{5/2} - 1s 3d(^1D) 4d^2 G_{7/2}$
20	7.8850(8)	7.8875	$1.76 \cdot 10^{12}$	$1.87 \cdot 10^{12}$	$2.97 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3d^2 D_{3/2} - 1s 3p(^3P) 3d^2 F_{5/2}$
		7.8877	$1.89 \cdot 10^{12}$	$1.86 \cdot 10^{12}$	$4.22 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3d^2 D_{5/2} - 1s 3p(^3P) 3d^2 F_{7/2}$
21	7.8972(6)	7.9008	$3.08 \cdot 10^{12}$	$4.54 \cdot 10^{10}$	$3.23 \cdot 10^{09}$	$1s^2 3d^2 D_{3/2} - 1s 3p(^1P) 3d^2 P_{1/2}$
		7.9012	$2.63 \cdot 10^{12}$	$5.00 \cdot 10^{10}$	$6.07 \cdot 10^{09}$	$1s^2 3d^2 D_{5/2} - 1s 3p(^1P) 3d^2 P_{3/2}$

Продолжение таблицы

№ линии	$\lambda_{exp}, \text{Å}$	$\lambda_{thr}, \text{Å}$	$A, \text{с}^{-1}$	$\Gamma, \text{с}^{-1}$	$Q_d, \text{с}^{-1}$	Переход
22	7.9002(6)	7.9051	$4.18 \cdot 10^{12}$	$7.41 \cdot 10^{08}$	$1.04 \cdot 10^{08}$	$1s^2 3d^2 D_{5/2} - 1s 3p(^1P) 3d^2 D_{5/2}$
23	7.9010(6)	7.9053	$3.98 \cdot 10^{12}$	$5.36 \cdot 10^{08}$	$4.78 \cdot 10^{07}$	$1s^2 3d^2 D_{3/2} - 1s 3p(^1P) 3d^2 D_{3/2}$
24	7.9103(5)	7.9157	$4.54 \cdot 10^{12}$	$2.68 \cdot 10^{11}$	$2.45 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3s^2 S_{1/2} - 1s 3s(^1S) 3p^2 P_{3/2}$
		7.9161	$4.45 \cdot 10^{12}$	$4.07 \cdot 10^{11}$	$1.95 \cdot 10^{10}$	$1s^2 3s^2 S_{1/2} - 1s 3s(^1S) 3p^2 P_{1/2}$
25	7.9113(6)	7.9177	$4.34 \cdot 10^{12}$	$1.16 \cdot 10^{08}$	$3.51 \cdot 10^{06}$	$1s^2 3p^2 P_{1/2} - 1s 3p(^3P)^2 P_{1/2}$
		7.9178	$5.36 \cdot 10^{12}$	$9.61 \cdot 10^{08}$	$7.27 \cdot 10^{07}$	$1s^2 3p^2 P_{3/2} - 1s 3p(^3P)^2 P_{3/2}$
26	7.9158(5)	7.9211	$3.16 \cdot 10^{12}$	$5.74 \cdot 10^{11}$	$7.68 \cdot 10^{11}$	$1s^2 3d^2 D_{5/2} - 1s 3p(^1P) 3d^2 F_{7/2}$
		7.9216	$2.87 \cdot 10^{12}$	$5.62 \cdot 10^{11}$	$4.89 \cdot 10^{11}$	$1s^2 3d^2 D_{3/2} - 1s 3p(^1P) 3d^2 F_{5/2}$
27	7.9350(8)	7.9410	$1.19 \cdot 10^{12}$	$4.01 \cdot 10^{12}$	$1.00 \cdot 10^{11}$	$1s^2 3p^2 P_{3/2} - 1s 3s(^3S) 3d^2 D_{5/2}$
28	7.9934(5)	7.9964	$1.99 \cdot 10^{12}$	$2.71 \cdot 10^{10}$	$5.64 \cdot 10^{10}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^1S) 3p^2 P_{3/2}$
		7.9973	$2.00 \cdot 10^{12}$	$1.22 \cdot 10^{11}$	$1.35 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^1S) 3p^2 P_{1/2}$
29	8.0320(6)	8.0350	$1.73 \cdot 10^{12}$	$1.79 \cdot 10^{12}$	$5.44 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 3p^2 P_{3/2}$
		8.0361	$8.86 \cdot 10^{11}$	$2.68 \cdot 10^{08}$	$2.24 \cdot 10^{07}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 3p^2 P_{1/2}$
30	8.0341(5)	8.0368	$3.07 \cdot 10^{11}$	$3.47 \cdot 10^{13}$	$1.26 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^1P) 3p^2 D_{5/2}$
31	8.0504(5)	8.0522	$1.53 \cdot 10^{12}$	$3.07 \cdot 10^{12}$	$8.27 \cdot 10^{11}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 S_{1/2}$
		8.0548	$2.88 \cdot 10^{12}$	$3.07 \cdot 10^{12}$	$1.56 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 S_{1/2}$
32	8.0544(7)	8.0561	$2.61 \cdot 10^{12}$	$9.54 \cdot 10^{11}$	$1.14 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^3S) 3p^2 P_{1/2}$
		8.0562	$2.61 \cdot 10^{12}$	$1.01 \cdot 10^{12}$	$2.37 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s 2s(^3S) 3p^2 P_{3/2}$
33	8.0670(5)	8.0676	$8.02 \cdot 10^{11}$	$1.46 \cdot 10^{13}$	$2.78 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2s(^1S) 3d^2 D_{3/2}$
		8.0694	$2.26 \cdot 10^{12}$	$2.31 \cdot 10^{13}$	$1.22 \cdot 10^{13}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 D_{5/2}$
34	8.0711(7)	8.0715	$2.62 \cdot 10^{12}$	$9.88 \cdot 10^{12}$	$5.64 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 D_{3/2}$
		8.0721	$1.86 \cdot 10^{12}$	$3.30 \cdot 10^{12}$	$3.28 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2s(^1S) 3d^2 D_{5/2}$
		8.0740	$5.82 \cdot 10^{11}$	$9.88 \cdot 10^{12}$	$1.26 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 D_{3/2}$
35	8.0909(10)	8.0954	$4.97 \cdot 10^{11}$	$1.48 \cdot 10^{10}$	$7.50 \cdot 10^{09}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 P_{3/2}$
		8.0956	$1.76 \cdot 10^{12}$	$3.79 \cdot 10^{09}$	$3.48 \cdot 10^{09}$	$1s^2 2p^2 P_{1/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 P_{1/2}$
36	8.0924(6)	8.0980	$1.92 \cdot 10^{12}$	$1.48 \cdot 10^{10}$	$2.90 \cdot 10^{10}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2p(^3P) 3p^2 P_{3/2}$
37	8.1259(6)	8.1301	$2.45 \cdot 10^{11}$	$5.08 \cdot 10^{12}$	$1.24 \cdot 10^{12}$	$1s^2 2p^2 P_{3/2} - 1s 2s(^3S) 3d^2 D_{5/2}$

трографов, отношение сигнал/шум для этой группы понижается до значений, не позволяющих проведение количественных измерений.

Расчеты, проведенные в настоящей работе, позволяют идентифицировать эту группу линий как преимущественно переходы с уровней  $1s3l3l'$  Li-подобного MgX. На рис. 2а представлен экспериментальный спектр излучения плазмы, создаваемой Nd-лазером, а на рис. 2б — результаты расчета, выполненного для плазмы с электронной плотностью  $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , электронной температурой  $T_e = 140 \text{ эВ}$  и имеющей размер 500 мкм (размер плазмы влияет на эффективность самопоглощения

спектральных линий). Два варианта расчета соответствуют учету (спектр 2) и не учету (кривая 1) радиационных переходов с уровней  $1s3l4l'$ . Из сравнения этих спектров видно, что если переходы  $1s3l3l' - 1s^2 3l'$  формируют хорошо разрешаемую сателлитную структуру, то переходы  $1s3l4l' - 1s^2 4l'$  ответственны, главным образом, за деформацию контура линии  $\text{He}_\beta$  и приводят к увеличению интенсивности ее длинноволнового крыла. Результаты идентификации указанных переходов приведены в таблице (линии 18–27).

Следует подчеркнуть, что интенсивности сателлитов  $1s3l3l' - 1s^2 3l'$  по отношению к интенсивностям

**Рис. 1.** Спектр излучения магниевой плазмы, нагреваемой импульсом эксимерного ХеСl-лазера, в области 7.80–8.15 Å (*a*) и денситограмма спектра (*b*)

сателлитов  $1s2l3l'-1s^22l$  могут быть достаточно интенсивными только при высокой плотности плазмы. Действительно, при низкой плотности заселение автоионизационных уровней описывается корональной моделью и интенсивность сателлитов оказывается пропорциональной факторам

$$Q_d = \frac{g_u}{g_l} \frac{A_{ul}\Gamma_u}{\sum_l A_{ul} + \sum_u \Gamma_u}$$

(здесь  $g_u$  и  $g_l$  — статистические веса начального и конечного уровней радиационного перехода  $u \rightarrow l$ ,  $A_{ul}$  — его вероятность,  $\Gamma_u$  — вероятность автоионизации, а  $\sum \Gamma_u$  берется по всем возможным каналам автоионизации уровня  $u$ ), приведенным в таблице. Как видно из таблицы, для сателлитов  $1s2l3l'-1s^22l$  значения  $Q_d$  значительно (на 1–2 порядка) превышают значения  $Q_d$  для переходов  $1s3l3l'-1s^23l'$ . В противоположном случае локального термодинамического равновесия интенсивности пропорциональны величинам  $g_u A_{ul}$ . В отличие от факторов  $Q_d$ , произведения  $g_u A_{ul}$ , а следовательно, и интенсивности линий в случае локального термодинамического

равновесия оказываются одного порядка для обоих типов сателлитных линий. Как показывают проведенные расчеты, для иона Mg X при электронной плотности  $N_e \geq 10^{21} \text{ см}^{-3}$  заселенности автоионизационных уровней уже сильно отличаются от корональных (хотя еще и не выходят на локальное термодинамическое равновесие), что и позволяет наблюдать эти линии из областей лазерной плазмы критической плотности.

Исследование спектрального диапазона 7.4–7.8 Å позволило зарегистрировать сателлитные переходы, обусловленные радиационным распадом еще более возбужденных автоионизационных состояний. На рис. 3*a* показан спектр излучения магниевой плазмы, нагреваемой Nd-лазером, а на рис. 3*b* представлены результаты расчета, выполненного при указанных выше параметрах плазмы.

Из рис. 3 хорошо видно, что в этом спектральном диапазоне наиболее сильными являются переходы  $1s2l4l'-1s^22l$ , собственно и являющиеся сателлитами линии  $\text{He}_\gamma$ . Сопоставление модельных и экспериментальных спектров, полученных при нагреве

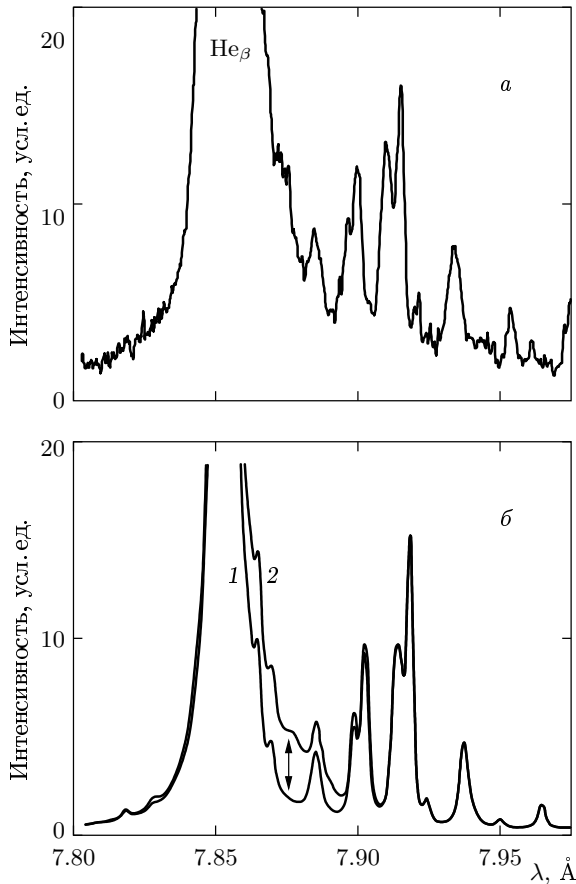


Рис. 2. Спектр излучения магниевой плазмы, нагреваемой импульсом Nd-лазера, в области 7.80–7.95 Å (*а*) и результаты расчетов (*б*), выполненных без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) уровней  $1s3l4l'$

плазмы излучением ХеСl- и Nd-лазеров, позволило в настоящей работе впервые идентифицировать восемь спектральных линий, соответствующих переходам этого типа, и измерить их длины волн с точностью 0.5–0.9 мÅ. Полученные результаты приведены в таблице (линии 9–17).

В этом же спектральном диапазоне лежат менее интенсивные спутные переходы, обусловленные радиационным распадом автоионизационных уровней  $1s2l5l'$  и  $1s2l6l'$ . Фактически они являются спутниками линий  $He_{\delta}$  и  $He_{\varepsilon}$ , но, поскольку их сдвиг относительно соответствующих резонансных переходов  $1s5p-1s^2$  и  $1s6p-1s^2$  превосходит расстояние между линиями  $He_{\gamma}$  и  $He_{\delta,\varepsilon}$ , располагаются они справа от линии  $He_{\gamma}$  (см. рис. 3). Конфигурация  $1s2l5l'$  представлена в наблюдаемом спектре двумя группами линий, в одной из которых можно разрешить тонкую структуру (линии 2, 3 и 9 в таблице),

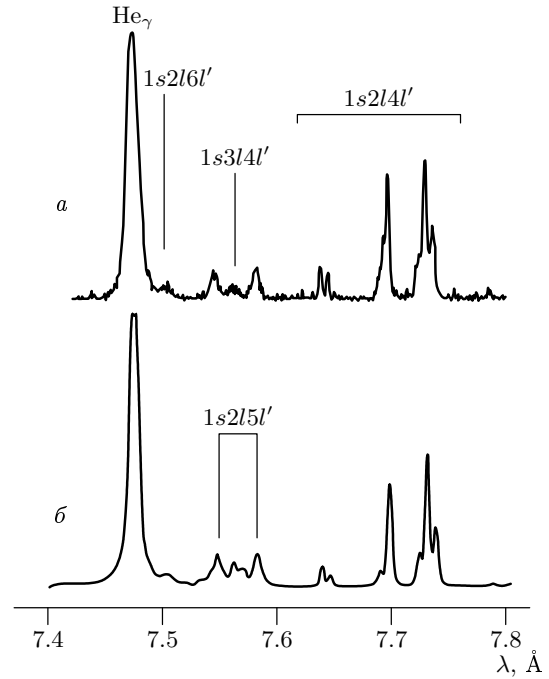


Рис. 3. Спектр излучения магниевой плазмы, нагреваемой импульсом Nd-лазера, в области 7.40–7.80 Å (*а*) и результаты расчетов (*б*)

а переходы из состояний  $1s2l6l'$  дают одну довольно широкую линию (линия 1).

На рис. 3 видна также группа линий, расположенная между двумя группами переходов  $1s2l5l'-1s^22l$ . Расчеты показывают, что эти линии обусловлены переходами  $1s3l4l'-1s^23l$ . На рис. 4 приведены результаты расчетов, выполненных с учетом (спектр *в*) и без учета (спектр *г*) таких переходов, вместе с результатами наблюдений в плазме, создаваемой ХеСl-лазером (спектр *а*) и Nd-лазером (спектр *б*). Как следует из проведенных расчетов, при плотности плазмы  $N_e \geq 10^{21} \text{ см}^{-3}$  состояния  $1s3lnl'$  заселяются главным образом за счет диэлектронного захвата на возбужденные уровни  $1s2l$  He-подобного иона, т. е. за счет процесса  $1s2l + e \rightarrow 1s3lnl'$  (см. также [12]), и, следовательно, только в плотной плазме интенсивность переходов  $1s3l4l'-1s^23l$  может быть достаточной для их наблюдения. Использование в настоящей работе светосильных высокоэнергетических рентгеновских спектрографов и плотной лазерной плазмы как источника спектров позволило впервые идентифицировать указанные спектральные линии и провести измерения их длин волн (см. линии 4–8 в таблице).

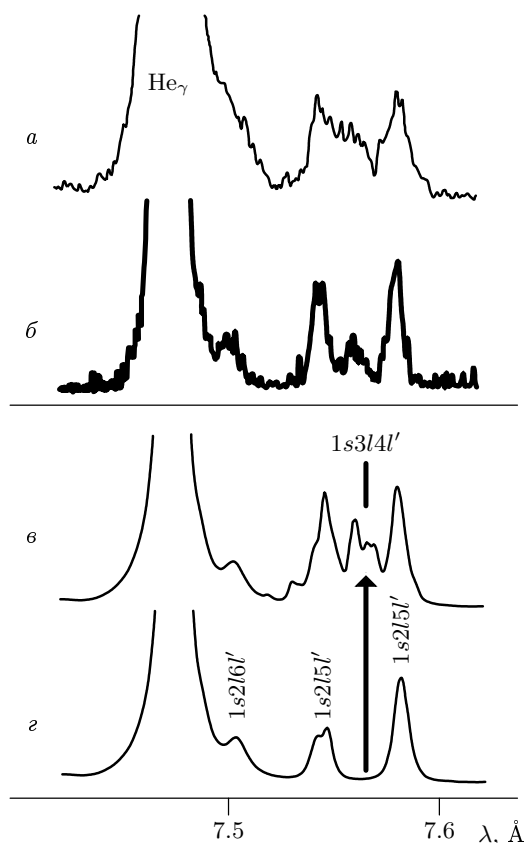


Рис. 4. Спектр излучения магниевой плазмы, нагреваемой импульсами ХеСl- (а) и Nd- (б) лазеров, в области 7.45–7.60 Å и результаты расчетов, выполненных без учета (в) и с учетом (б) уровней  $1s3l4l'$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе впервые идентифицированы сателлитные линии, обусловленные радиационными переходами с ридберговских автоионизационных состояний Li-подобного иона Mg X, и выполнены прецизионные измерения их длин волн.

Сопоставление полученных экспериментальных данных с расчетом атомных структур методом релятивистской теории возмущений показывает, что даже без использования каких-либо полумпирических поправок точность расчета энергий автоионизационных состояний является весьма высокой и составляет величину порядка 0.06 %. Полученные в настоящей работе экспериментальные значения длин волн могут быть применены для полумпирической оценки величины лидирующего из не учитываемых в расчетах порядков теории возмущений, причем ис-

пользование их в сочетании с ранее сделанными прецизионными измерениями для иона Si XII может позволить оценить величину главных поправок как в разложении нерелятивистской части энергии по степеням параметра  $(1/Z)$ , так и в разложении релятивистской части энергии по степеням  $(\alpha Z)$ . Это в свою очередь позволит провести гораздо более точный расчет энергетической структуры автоионизационных уровней для других Li-подобных ионов с зарядами ядер 10–20.

Сопоставление экспериментальных значений интенсивностей ридберговских сателлитов с результатами кинетических расчетов показывает, что при моделировании кинетики заселения ридберговских автоионизационных уровней Li-подобных ионов в плотной плазме необходимо учитывать все возможные каналы диэлектронного захвата. Такая необходимость возникает вследствие того, что энергия состояний  $1snln'l'$  с двумя достаточно сильно возбужденными электронами  $n, n' > 2$  может превышать энергию однократно возбужденных состояний  $1s(n-1)l$  He-подобного иона. В результате этого оказывается открытым еще один канал автоионизации  $1snln'l' \rightarrow 1s(n-1)l + e$  и соответствующий ему канал диэлектронного захвата. В корональных условиях (плазма низкой плотности) заселенности возбужденных уровней He-подобного иона малы, и этот канал диэлектронного захвата практически не вносит вклада в заселение сателлитных состояний. Однако, как показали расчеты, для ионов с  $Z \sim 10$  в плазме с  $N_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  он может оказаться весьма эффективным.

Из приведенных выше рисунков видно, что теоретическое моделирование спектра ридберговских сателлитов позволяет адекватно описывать наблюдаемые спектры. Это означает, что такие сателлиты так же, как обычные сателлиты линии He $_{\alpha}$ , могут использоваться для диагностики высокотемпературной плазмы. Поскольку их чувствительность к электронной температуре плазмы является практически такой же, как и обычных сателлитов, то в ряде случаев их использование может быть предпочтительнее, поскольку при этом может сниматься вопрос об оптической толщине плазмы как в сателлитах, так и в линиях He $_{\beta}$ , He $_{\gamma}$  резонансной серии. Следует отметить, что при проведении рентгеноспектральной диагностики плазмы по форме контуров линий резонансных серий He-подобных ионов необходимо учитывать вклад ридберговских сателлитов в интенсивность их длинноволновых крыльев.

Еще одним возможным каналом диэлектронного захвата (правда, не приводящим к появлению сател-



литов) является описанный Манькиным с соавторами эффект конденсации высоковозбужденных ридберговских атомов [30].

Отметим также, что полученные прецизионные экспериментальные значения длин волн спутников линий  $He_{\beta}$  и  $He_{\gamma}$  иона Mg XI дают возможность использования этих спутников (по крайней мере наиболее интенсивных из них) в качестве реперов при изучении сложных спектров многоэлектронных ионов. Например, такие реперы будут весьма полезными при исследовании переходов в Ne-подобных ионах меди и цинка.

Настоящая работа частично поддержана грантом МНТЦ № 1785 и Межгосударственной российско-итальянской программой научно-технического сотрудничества.

Работа А. Я. Ф. частично поддержана грантом Министерства иностранных дел Италии в рамках конкурса Landau Network Centro Volta.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Gabriel, Mon. Not. R. Astron. Soc. **160**, 99 (1972).
2. С. Р. Bhalla, А. Н. Gabriel, and L. P. Presnyakov, Mon. Not. R. Astron. Soc. **172**, 359 (1975).
3. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, КЭ **1**, 908 (1974).
4. V. A. Boiko, A. Ya. Faenov, and S. A. Pikuz, JQSRT **51**, 11 (1978).
5. V. A. Boiko, A. V. Vinogradov, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev, J. Soviet Laser Research **6**, 85 (1985).
6. Е. В. Аглицкий, У. И. Сафронова, *Спектроскопия автоионизационных состояний атомных систем*, Энергоатомиздат, Москва (1985).
7. F. B. Rosmej, U. N. Funk, M. Geissel, D. H. H. Hoffmann, A. Tausewitz et al., JQSRT **65**, 477 (2000).
8. V. A. Boiko, S. A. Pikuz, U. I. Safronova, and A. Ya. Faenov, Mon. Not. R. Astr. Soc. **185**, 789 (1978).
9. U. I. Safronova, M. S. Safronova, R. Bruch, and L. A. Vainshtein, Physica Scripta **51**, 471 (1995).
10. I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, V. M. Dyakin, H. Fiedorowicz, A. Bartnik, M. Szcsurek, P. Beiersdorfer, J. Nilsen, and A. Osterheld, Phys. Rev. E **55**, 3773 (1997).
11. И. Ю. Скобелев, А. Бартник, Е. Бехар, Р. Дорон, В. М. Дякин и др., КЭ **25**, 697 (1998).
12. F. B. Rosmej, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, F. Flora, P. Di Lazzaro, T. Letardi, A. Grilli, A. Reale, L. Palladino, G. Tomassetti, A. Scafati, and L. Reale, J. Phys. B **31**, L921 (1998).
13. F. B. Rosmej, D. H. H. Hoffmann, M. Geißel, M. Roth, P. Pirzadeh, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, and A. I. Magunov, Phys. Rev. A **63**, 063409 (2001).
14. Ф. Розмей, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Е. Степанов, А. Н. Старостин и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 679 (1997).
15. F. B. Rosmej, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, F. Flora, P. Di Lazzaro et al., JQSRT **58**, 859 (1997).
16. A. Ya. Faenov, J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark, J. Cohen, R. P. Johnson, G. A. Kyrala, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, and M. D. Wilke, *Proc. of SPIE-97* **3157**, 10 (1997).
17. А. М. Урнов, Ж. Дюбо, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 467 (1998).
18. К. В. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, F. Flora et al., Submitted to Phys. Rev. A (2002).
19. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., Physica Scripta **50**, 333 (1994).
20. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz et al., J. of X-ray Science and Technology **5**, 323 (1995).
21. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин, В. М. Дякин, Т. А. Пикуз, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, В. М. Романова, ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).
22. B. K. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 4049 (1998).
23. V. A. Boiko, V. G. Pal'chikov, I. Yu. Skobelev, and A. Ya. Faenov, *Spectroscopic Constants of Atoms and Ions*, CRC, New York (1995).
24. L. A. Vainshtein and U. I. Safronova, Atom. Data and Nucl. Data Tables **21**, 49 (1978).
25. L. A. Vainshtein and U. I. Safronova, Atom. Data and Nucl. Data Tables **25**, 311 (1980).

26. L. A. Vainshtein and U. I. Safronova, *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **31**, 519 (1985).
27. V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein, *Atomic Physics for Hot Plasmas*, IOP Publishing, Bristol (1993).
28. U. I. Safronova and M. S. Safronova, *J. Phys. B* **28**, 2803 (1995).
29. F. B. Posmej, *J. Phys. B* **30**, L819 (1997).
30. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, *ЖЭТФ* **102**, 1109 (1992); *ЖЭТФ* **105**, 50 (1994).