

Спектры многозарядных полых ионов в плазме, создаваемой коротковолновым наносекундным лазером

Дж.Абдаллах м.л.^{*}, И.Ю.Скобелев^{**}, А.Я.Фаенов^{**}, А.И.Магунов^{**}, Т.А.Пикуз^{**},
Ф.Флора^{***}, С.Болланти^{***}, П.ДиЛаззаро^{***}, Т.Летарди^{***}, Е.Бураттини[†], А.Грилли[†],
А.Реале^{††}, Л.Палладино^{††}, Ж.Томассетти^{††}, А.Скафати^{††}, Л.Реале^{††}

В экспериментах по нагреву плазмы излучением малоэнергетического коротковолнового эксимерного ХеСl-лазера (энергия импульса 2 Дж, длительность 12 нс) зарегистрированы сложные спектральные структуры, располагающиеся между резонансными линиями H- и He-подобных ионов Mg XII и Mg XI. Показано, что указанные спектральные структуры обусловлены переходами в так называемых полых многозарядных ионах, т. е. ионах с пустой 1s-оболочкой, которые ранее в лазерной плазме наблюдались только на сверхмощных фемто- и пикосекундных лазерных установках при очень высоких контрастах лазерного импульса.

Ключевые слова: нагрев плазмы, полые ионы, многозарядные ионы, эксимерный лазер, коротковолновое излучение, резонансные линии.

В экспериментах по нагреву плазмы лазерным излучением, проведенных в работе [1] на мощной лазерной установке NIKE (Научно-исследовательская лаборатория ВМФ, США), в эмиссионных спектрах плазмы были зарегистрированы сложные спектральные структуры, располагающиеся в области между резонансными линиями H- и He-подобных ионов.

Ранее в этом спектральном диапазоне наблюдались только спутники резонансной линии H-подобного иона, обусловленные радиационным распадом дважды возбужденных состояний He-подобных ионов (см., напр., обзор [2]). Указанные спутниковые переходы, достаточно подробно исследованные как экспериментально, так и теоретически, не позволяют объяснить наблюдаемые спектры.

В настоящей работе исследуются переходы в так называемых полых ионах, т. е. ионах с пустой 1s-оболочкой, которые в лазерной плазме наблюдались только для высоких кратностей ионизации на сверхмощных фемто- и пикосекундных лазерных установках при очень высоких контрастах лазерного импульса (см., напр., [3–6]). В то же время полые ионы низких кратностей ионизации ранее появлялись только при взаимодействии релятивистских ионных пучков высокой интенсивности с твердым телом [7].

Переходы в полых многозарядных ионах могут быть исследованы с помощью сравнительно простого плазменного источника на основе не слишком мощного, но достаточно коротковолнового лазера с импульсом наносекундной длительности.

1. Условия эксперимента

Для нагрева плазмы в настоящей работе использовался эксимерный ХеСl-лазер [8] с длиной волны 0.308 мкм. Энергия лазерного импульса составляла 2 Дж, длительность – 12 нс. Лазер работал с частотой повторения 10 Гц. Излучение фокусировалось на поверхность твердой магниевой мишени в пятно диаметром 70 мкм, так что плотность потока лазерного излучения была довольно низкой ($4 \cdot 10^{12}$ Вт/см²).

Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось спектрографом со сферически изогнутым кристаллом слюды, работающим в схеме ФСПР-2М [9, 10] и обес-

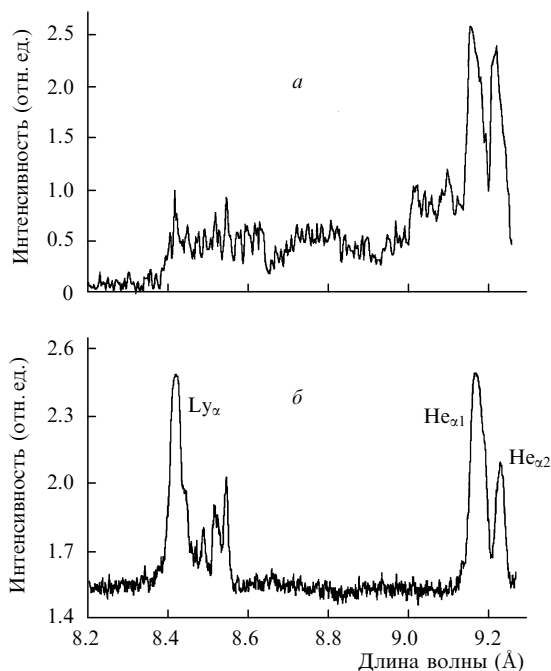


Рис.1. Излучение в области 8.4–9.3 Å магниевой плазмы, нагреваемой ХеСl- (а) и Nd-лазером (б).

^{*}Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

^{**}Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ, Россия, 141570 Менделеево Моск. обл.

^{***}ENEA, INN. Fis. P.O. Box 65, 00044 Frascati (RM), Italy

[†]INFN Frascati, 00044 Frascati, Rome, Italy

^{††}Dipartimento di Fisica e INFN g.c. LNGS, Universita a dell' Aquila, L'Aquila, Italy

печивающим спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda$ не меньше ~ 5000 при одномерном пространственном разрешении $\delta x \approx 30$ мкм в направлении разлета плазмы (т. е. по нормали к мишени). Пример эмиссионного спектра магниевой плазмы в области 8.2–9.3 Å, полученного в настоящей работе, приведен на рис.1,а. Для сравнения на рис.1,б приведен полученный в этом же диапазоне длин волн спектр магниевой плазмы, нагреваемой неодимовым лазером (длительность импульса 1 нс, интенсивность 10^{14} Вт/см²) [2].

Следует подчеркнуть, что спектры, аналогичные изображенному на рис.1,б, наблюдались ранее не только в лазерной плазме, но и в плазме взрывающихся проволок, пинчей, а также в солнечной короне (см., напр., ссылки в обзоре [2]). Далее для краткости спектры такого вида будем называть обычными. Из рис.1 видно, что обычные спектры излучения магниевой плазмы в диапазоне 8.2–9.3 Å содержат резонансную и интеркомбинационную линии He-подобного Mg XI (линии He_{α1} и He_{α2}), резонансную линию H-подобного иона Mg XII (линия Ly_α) и ее диэлектронные сателлиты, обусловленные радиационным распадом автоионизационных состояний He-подобного иона Mg XI (группа линий в области 8.44–8.56 Å). Как видно из рис.1, основные отличия спектра рис.1,а от обычного состоят в появлении дополнительных квазинепрерывных структур, располагающихся в областях 8.4–8.65, 8.67–8.92 и 8.94–9.15 Å.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Качественный анализ наблюдаемых спектров

Рассмотрим, какие спектральные переходы могут попадать в область между линиями Ly_α иона Mg XII и He_α иона Mg XI. В первую очередь это могут быть линии, связанные с переходом электрона из состояния с главным квантовым числом $n' = 2$ в состояния с главным квантовым числом $n = 1$, т. е. переходы типа

$$(1s)^{n_1} (2l)^{n_2} (3l)^{n_3} (4l)^{n_4} \dots - (1s)^{n_1+1} (2l)^{n_2-1} (3l)^{n_3} (4l)^{n_4} \dots, (1)$$

где $n_1 = 0$ или 1 и $n_2 \geq 1$. Отметим, что при $n_3 = n_4 = \dots = 0$ и $n_2 = 1$ мы имеем резонансную линию H-подобного иона (при $n_1 = 0$) и резонансную линию He-подобного иона (при $n_1 = 1$) (рис.2). Переходы с $n_1 = 1$ и $n_2 + n_3 + \dots > 1$ представляют собой хорошо изученные диэлектрон-

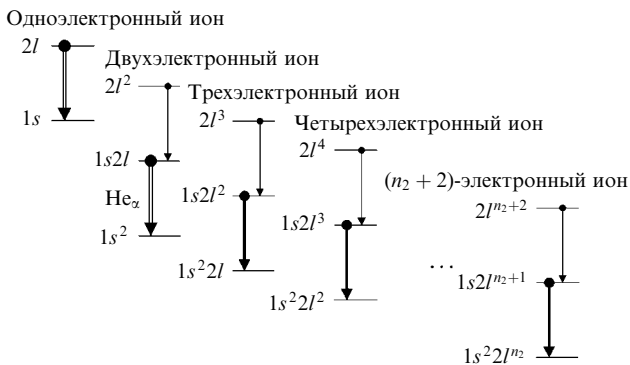


Рис.2. Переходы в многозарядных ионах, сопровождающиеся изменением главного квантового числа оптического электрона $n' = 2$ на $n = 1$: резонансные линии (двойные стрелки), диэлектронные сателлиты (толстые стрелки) и переходы в полых ионах (тонкие стрелки).

ные сателлиты резонансной линии He-подобного иона и имеют длины волн, превышающие, как правило, длину волны самой резонансной линии, причем с ростом чисел заполнения ($n_2 + n_3 + \dots$) эти длины волн могут только увеличиваться. Следует отметить, что взаимодействие электронных конфигураций приводит к тому, что некоторые из диэлектронных сателлитов могут быть более коротковолновыми, чем резонансная линия, но они являются исключениями из общего правила, их число весьма невелико и расположены они только в самой непосредственной близости от резонансной линии.

Таким образом, среди переходов типа (1) в области между линиями Ly_α и He_α (и на значительном расстоянии от них) могут находиться только переходы с $n_1 = 0$, т. е. переходы в полых ионах:

$$(2l)^{n_2} (3l)^{n_3} (4l)^{n_4} \dots - (1s)(2l)^{n_2-1} (3l)^{n_3} (4l)^{n_4} \dots (2)$$

Возникает вопрос: а какие именно из переходов (2) действительно располагаются в интересующей нас области? Строго говоря, ответ на него должен быть получен из детальных расчетов атомных структур, но простую оценку можно сделать уже сейчас, исходя из имеющихся в литературе данных по сателлитам резонансных линий одно- и двухэлектронных ионов. Оценки будем делать для ионов магния, поскольку именно они исследовались в проведенных экспериментах.

Резонансный дублет Ly_α H-подобного иона Mg XII имеет среднюю длину волны 8.421 Å, а резонансная линия He_α иона Mg XI – 9.1697 Å. Расчеты [11, 12] для диэлектронных сателлитов этих линий показывают (и это полностью согласуется с результатами экспериментов), что добавление одного электрона в 2l-оболочку за счет частичной экранировки кулоновского поля ядра приводит к сдвигу длины волны перехода $2p - 1s$ оптического электрона на 0.13–0.25 Å.

Электрон, добавляемый в 3l-оболочку, значительно хуже экранирует ядро, и длины волн сдвигаются на 0.02–0.04 Å. Для 4l-электрона сдвиг становится еще меньше: 0.01–0.02 Å. Это означает, что 2l-электрон уменьшает эффективный заряд атомного остатка на 0.092, 3l-электрон – на 0.02 и 4l-электрон – на 0.007. (Разумеется здесь речь идет об эффективном заряде, который «чувствует» оптический 2p-электрон; для более возбужденных оптических электронов параметр экранировки будет больше.) Отсюда следует, что при $2 \leq n_2 \leq 6$ переходы $(2l)^{n_2} - (1s)(2l)^{n_2-1}$, т. е. переходы в полых He-, Li-, Be-, B- и C-подобных ионах, по-видимому, находятся в рассматриваемом диапазоне 8.42–9.17 Å. Поскольку сдвиги от более возбужденных орбиталей значительно меньше, то здесь же будут располагаться переходы $(2l)^{n_2} (3l)^{n_3} (4l)^{n_4} \dots - (1s)(2l)^{n_2-1} (3l)^{n_3} (4l)^{n_4} \dots$ в полых ионах с большим числом электронов.

Из сделанных оценок следует, что в рассматриваемый диапазон длин волн может попасть еще один класс спектральных линий а именно линии, связанные с переходом электрона из состояния с главным квантовым числом $n' = 3$ в состояния с главным квантовым числом $n = 1$. Действительно, длина волны перехода $1s3p - 1s^2$ в He-подобном Mg XI составляет 7.8508 Å. Следовательно, при добавлении четырех или более электронов в 2l-оболочку суммарный сдвиг будет достаточным, чтобы переходы попали в интересующий нас спектральный диапазон.

Добавление еще нескольких электронов в более возбужденные оболочки ($3l, 4l, \dots$) не меняет ситуацию, и мы приходим к выводу, что в диапазоне $8.42 - 9.17 \text{ \AA}$ должны располагаться переходы типа

$$(1s)(2l)^{n_2}(3l)^{n_3}(4l)^{n_4} \dots - (1s)^2(2l)^{n_2}(3l)^{n_3-1}(4l)^{n_4} \dots \quad (3)$$

с $n_2 \geq 5$. Отметим, что эти переходы не являются переходами в полых ионах и их линии представляют собой диэлектронные сателлиты к линии He_β He -подобного иона, обусловленные радиационным распадом автоионизационных состояний в сравнительно малоионизованных N-, O-, F-, Ne-, Na- и Mg-подобных ионах магния. Такие сателлитные линии до сих пор не наблюдались.

Это связано с тем, что для их эффективного возбуждения необходимо иметь, с одной стороны, достаточно холодную плазму с температурой не выше нескольких десятков электронвольт (иначе в плазме не будет ионов столь низкой кратности), а с другой стороны, необходимо присутствие килоэлектронвольтных электронов, которые могли бы возбудить сателлитные переходы. В лазерной плазме удовлетворить одновременно обоим этим требованиям очень сложно. По-видимому, такие линии можно наблюдать при нагреве твердотельных мишеней мощными электронными пучками, но, насколько нам известно, подобные эксперименты пока не ставились.

Аналогично вышесказанному, сателлиты к линиям He_γ , He_δ и т. д. также могут попасть в рассматриваемый диапазон при максимально возможном числе экранирующих электронов (нейтральный и одно- или двукратно ионизованный магний). Однако интенсивность таких линий должна быть еще ниже и их регистрация является еще более сложной задачей.

2.2. Численное моделирование излучательных спектров

Сделанные выше качественные оценки подтверждаются выполненными в настоящей работе численными расчетами атомной структуры ионов магния. Для предварительной оценки интенсивностей и положений различных спектральных переходов использовалась программа CATS, позволяющая в модели «средней атомной конфигурации» рассчитать эмиссионные свойства ионов различной кратности [13]. Были учтены все возможные электронные конфигурации для ионов от Mg I до Mg XII, построенные из $1s$ -, $2s$ -, $2p$ -, $3s$ -, $3p$ - и $3d$ -орбиталей. Эмиссионные спектры рассчитывались в приближении лока-

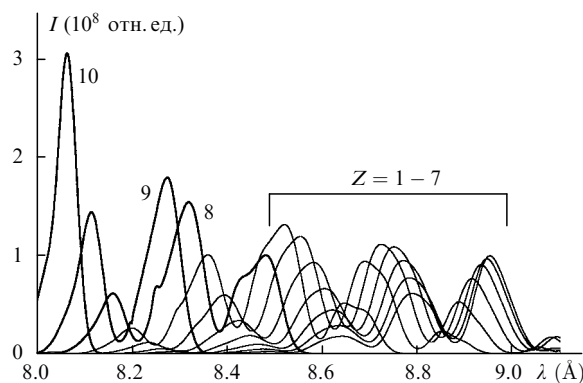


Рис.3. Излучательный спектр переходов $n' = 3 - n = 1$ в ионах магния (переходы типа (3)), рассчитанный в приближении средней атомной конфигурации при $T_e = 100 \text{ эВ}$. Цифры у кривых – спектроскопический символ иона.

льного термодинамического равновесия (ЛТР). Полученные результаты приведены на рис.3 и 4 для двух температур плазмы. Следует отметить, что в этих расчетах населенности основных состояний ионов различных кратностей полагались равными, т.е. ионизационный баланс не рассчитывался.

На рис.3 показаны результаты расчета для сравнительно низкой температуры плазмы T_e (100 эВ). В этом случае в излучательном спектре, построенном в предположении ЛТР, доминируют сателлитные структуры типа (3), поскольку населенности состояний полых ионов очень малы. При увеличении температуры ситуация изменяется и в спектре начинают доминировать переходы типа (2) в полых ионах (см. рис.4, построенный для $T_e = 1000 \text{ эВ}$). Из рис.3, 4 видно, что при каждой кратности ионизации эмиссионный спектр состоит из нескольких довольно широких пиков, которые различаются комбинациями чисел заполнения при сохранении их суммы.

Самое существенное различие рис.3 и 4 состоит в том, что переходы в полых ионах сосредоточены в области длин волн $\lambda > 8.4 \text{ \AA}$ и в случае их преобладания наблюдаемый спектр должен иметь резкую границу на этой длине волны. При доминировании сателлитов такой резкой границы нет и спектральные пики достаточно равномерно покрывают диапазон $8 - 9 \text{ \AA}$ (см. рис.3). Поскольку в наблюдавшихся спектрах отчетливо видна резкая граница в области 8.4 \AA (см. рис.1), то же одно это позволяет предположить, что наблюдаемые структуры связаны с переходами в полых многозарядных ионах магния. Дополнительным указанием на то, что наблюдаемый нами спектр связан именно с переходами в полых ионах, а не с сателлитными структурами малоионизованных ионов, является следующее.

Как отмечалось выше, для возбуждения таких структур в холодной плазме необходим пучок быстрых электронов. Наличие пучка быстрых электронов должно приводить к генерации быстрых ионов, т.е. ионов с энергией, существенно превышающей тепловую. Рентгеноспектральные исследования, проведенные нами ранее, показали, что при создании плазмы на установке HERCULES генерации быстрых ионов не происходит, а следовательно, и наличие пучка быстрых электронов маловероятно [14].

Модель средней атомной конфигурации, использованная при построении рис.3, 4, позволяет оценить лишь положение центра тяжести огибающей группы линий,

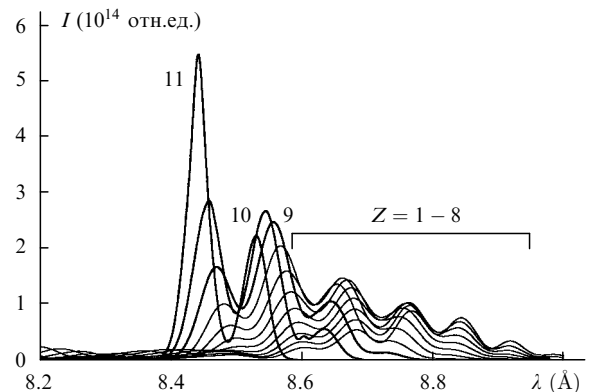


Рис.4. Излучательный спектр переходов $n' = 3 - n = 1$ в полых ионах магния (переходы типа (2)), рассчитанный в приближении средней атомной конфигурации при $T_e = 1000 \text{ эВ}$. Цифры у кривых – спектроскопический символ иона.

излучаемых при радиационном распаде той или иной конфигурации, но не ее форму. В связи с этим в настоящей работе были проведены детальные расчеты атомных характеристик с помощью программ, позволяющих определить длину волны и вероятность каждого отдельного спектрального перехода из рассматриваемой совокупности. Наиболее подробно была исследована область 8.4–8.7 Å, где, как видно из рис.4, сосредоточены спектральные переходы полых ионов наибольших кратностей.

Следует подчеркнуть, что, как правило, в плазме наиболее заселены наименее возбужденные атомные конфигурации. Исключениями из этого общего правила являются фактически только рекомбинирующая плотная плазма (в этом случае рекомбинационный поток идет через высоковозбужденные конфигурации, обуславливая тем самым их эффективное заселение) и плазма, в которой имеют место резонансные процессы (перезарядка, фотовозбуждение или фотоионизации внешним узкополосным излучением), приводящие к селективному заселению некоторых конфигураций.

По этой причине из всех возможных электронных конфигураций мы будем рассматривать наименее возбужденные конфигурации с наименьшими числами заполнения n_i . Конкретно мы ограничимся такими наборами чисел заполнения:

1) для He-подобных ионов ($\sum n_i = 2$):

$$\begin{aligned} n_2 &= 2, \\ n_2 &= 1, n_3 = 1, \\ n_2 &= 1, n_4 = 1; \end{aligned}$$

2) для Li-подобных ионов ($\sum n_i = 3$):

$$\begin{aligned} n_2 &= 3, \\ n_2 &= 2, n_3 = 1, \\ n_2 &= 2, n_4 = 1, \\ n_2 &= 2, n_5 = 1, \\ n_2 &= 1, n_3 = 2, \\ n_2 &= 1, n_3 = 1, n_4 = 1; \end{aligned}$$

3) для Be-подобных ионов ($\sum n_i = 4$):

$$\begin{aligned} n_2 &= 4, \\ n_2 &= 3, n_3 = 1, \\ n_2 &= 3, n_4 = 1, \\ n_2 &= 3, n_5 = 1, \\ n_2 &= 2, n_3 = 2, \\ n_2 &= 2, n_3 = 1, n_4 = 1, \\ n_2 &= 1, n_3 = 3; \end{aligned}$$

4) для В-подобных ионов ($\sum n_i = 5$):

$$\begin{aligned} n_2 &= 5, \\ n_2 &= 4, n_3 = 1, \\ n_2 &= 3, n_4 = 2, \\ n_2 &= 2, n_5 = 3, \\ n_2 &= 1, n_3 = 4. \end{aligned}$$

Длины волн и силы осцилляторов для всех переходов перечисленных конфигураций рассчитывались в приближении промежуточной связи с учетом взаимодействия конфигураций.

Для каждого набора чисел заполнения мы имеем огромное (до нескольких тысяч) число близкорасположенных линий, представляющих собой так называемый массив неразрешаемых переходов (unresolved transition array, UTA). (Исключением является только случай двухэлектронных конфигураций, когда число линий невелико и когда они формируют несколько хорошо разрешаемых спектральных пиков.) Если плотность плазмы не слишком мала (а в наших экспериментах плотность плазмы вблизи мишени составляла 10^{22} см^{-3}), то в пределах уров-

ней одной конфигурации реализуется ЛТР и эмиссионный спектр плазмы, связанный с этой конфигурацией, описывается суммой

$$S(\lambda, n_1, n_2, n_3, \dots) = \sum_{i,k} g_i A_{ik} f(\lambda - \lambda_{ik}) \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right), \quad (4)$$

где g_i и E_i – статистический вес и энергия уровня; A_{ik} – вероятность радиационного перехода; $f(\lambda - \lambda_{ik})$ – форма контура одного перехода. Сумма (4) берется по всем уровням данной конфигурации и представляет собой спектральную функцию конфигурации. Суммарное излучение $S(\lambda)$ оптически тонкой плазмы будет определяться следующим выражением:

$$S(\lambda) = \sum_{n_1, n_2, \dots} S(\lambda, n_1, n_2, \dots) \frac{N(n_1, n_2, \dots)}{g(n_1, n_2, \dots)}, \quad (5)$$

где $N(n_1, n_2, \dots)$ и $g(n_1, n_2, \dots)$ – населенность и статистический вес соответствующей конфигурации.

Сумму (5) удобно разбить на части, соответствующие конфигурациям с фиксированным полным числом электронов $M = \sum n_i$. Если при этом предположить, что ЛТР реализуется также для всех изоэлектронных конфигураций, то можно рассчитать суммарные спектральные функции каждого иона. Эти функции будут зависеть от температуры плазмы (которая будет определять относительные населенности различных изоэлектронных конфигураций) и от собственной формы контура перехода $f(\lambda - \lambda_{ik})$. Результаты расчетов таких спектральных функций для двух-, трех-, четырех- и пятиэлектронных ионов, выполненные для гауссовых профилей шириной 0.004 Å, приведены на рис.5–8. Из них хорошо видны следующие общие закономерности:

- для каждой изоэлектронной последовательности переходы в полых ионах сосредоточены в области длин волн от $\lambda(\text{Ly}_\alpha)$ до некоторой $\lambda_{\text{max}}(M)$, зависящей от числа M электронов в ионе;

- длина волны $\lambda_{\text{max}}(M)$ является возрастающей функцией M ;

- при низкой температуре спектральные функции сосредоточены вблизи длины волны $\lambda_{\text{max}}(M)$, в то время как с увеличением температуры происходит их «размазывание» на весь диапазон – от $\lambda(\text{Ly}_\alpha)$ до $\lambda_{\text{max}}(M)$.

Такое поведение спектральных функций качественно вполне понятно. Действительно, при низкой температуре достаточно сильно заселены только наименее возбужденные конфигурации полых ионов типа $(2l)^M$. Для таких конфигураций сдвиг длин волн максимален и, как это уже отмечалось выше, увеличивается с ростом M . С ростом температуры все большую роль начинают играть более возбужденные конфигурации типа $(2l)^{n_2}(3l)^{n_3} \dots$, для которых влияние экранировки не столь велико, и спектральные функции начинают смещаться в сторону меньших длин волн.

Интересно сопоставить взаимное расположение спектральных функций ионов с разным числом электронов. Такое сопоставление показано на рис.9 и 10 для двух температур плазмы. Хорошо видно, что спектральные функции различных ионов перекрываются, несмотря на систематический сдвиг в сторону больших длин волн при увеличении M . Необходимо отметить, что узкие максимумы на спектральных функциях формируются, как правило, не за счет одного или нескольких сильных переходов, а вследствие случайного совпадения длин волн очень большого числа спектральных линий.

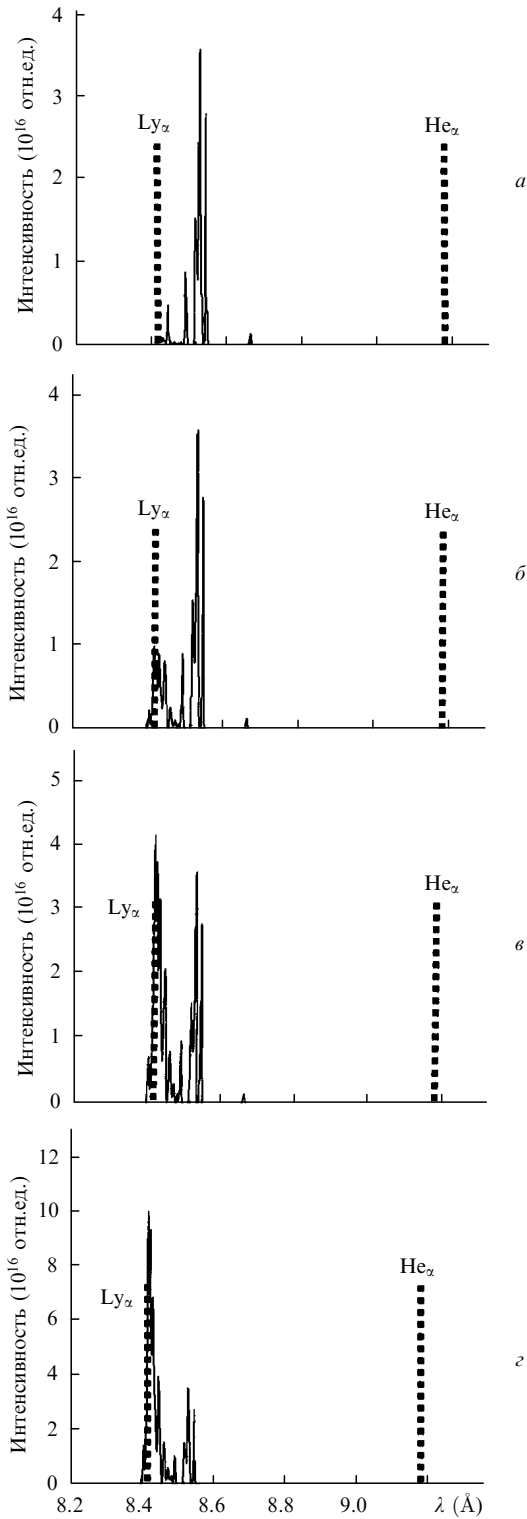


Рис.5. Спектральные функции He-подобного иона Mg XI, рассчитанные в приближении ЛТР при температуре плазмы $T_e = 50$ (а), 100 (б), 200 (в) и 500 эВ (г).

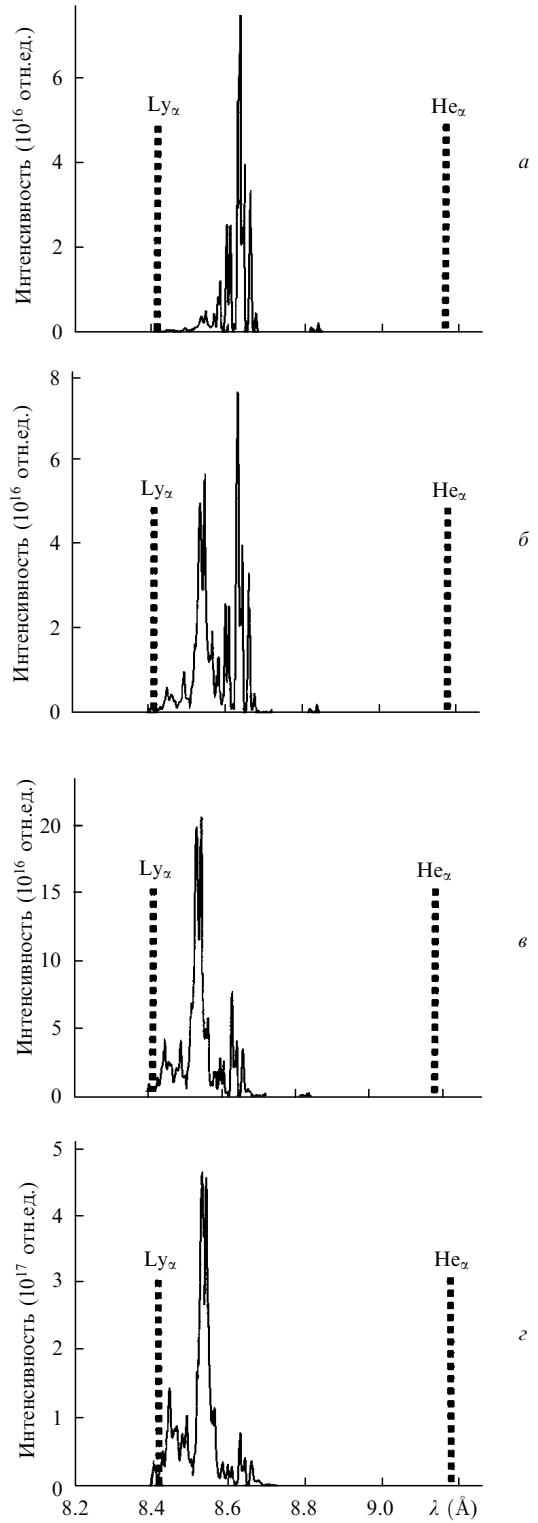


Рис.6. Спектральные функции Li-подобного иона Mg X, рассчитанные в приближении ЛТР при температуре плазмы $T_e = 50$ (а), 100 (б), 200 (в) и 500 эВ (г).

Поскольку для сложных атомных систем с большим числом открытых оболочек трудно ожидать очень высокой точности расчета атомных характеристик, то истинные спектральные функции скорее всего не будут иметь таких отчетливых максимумов и будут более равномерно заполнять соответствующий спектральный диапазон. К сожалению, на сегодняшний день невозможно априори оценить точность расчета длин волн переходов в полых ионах с тремя и более электронами.

Из рис.5–10 видно, что спектральные функции, соответствующие различным электронным конфигурациям, в максимумах имеют один и тот же порядок величины. Это означает, что если концентрации ионов разных изоэлектронных последовательностей в плазме различаются не слишком сильно (т.е. равны по порядку), то все рассмотренные конфигурации дадут заметный вклад в полный спектр излучения плазмы и он будет иметь сложный квазинепрерывный характер.

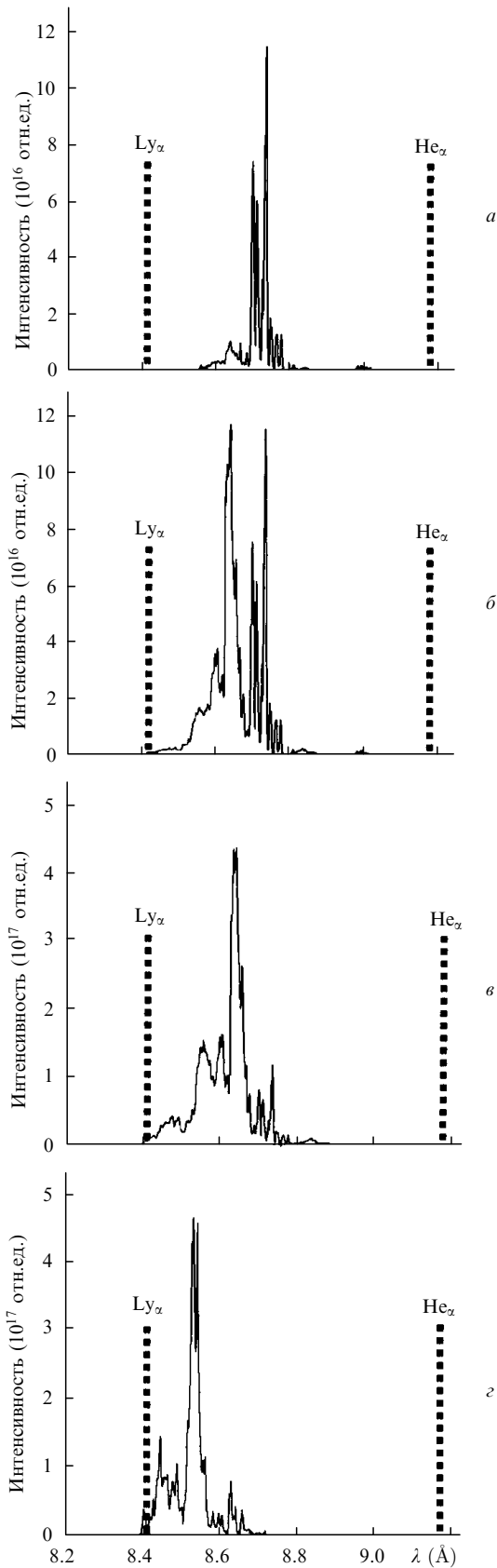


Рис. 7. Спектральные функции Be-подобного иона Mg IX, рассчитанные в приближении ЛТР при температуре плазмы $T_e = 50$ (а), 100 (б), 200 (в) и 500 эВ (г).

Например, на рис. 11,б приведен спектр, рассчитанный при $T_e = 100$ эВ и следующих относительных населенностях конфигураций $(2l)^{n_2}$: $N[(2l)^2]/g[(2l)^2]:N[(2l)^3]/g[(2l)^3]$:

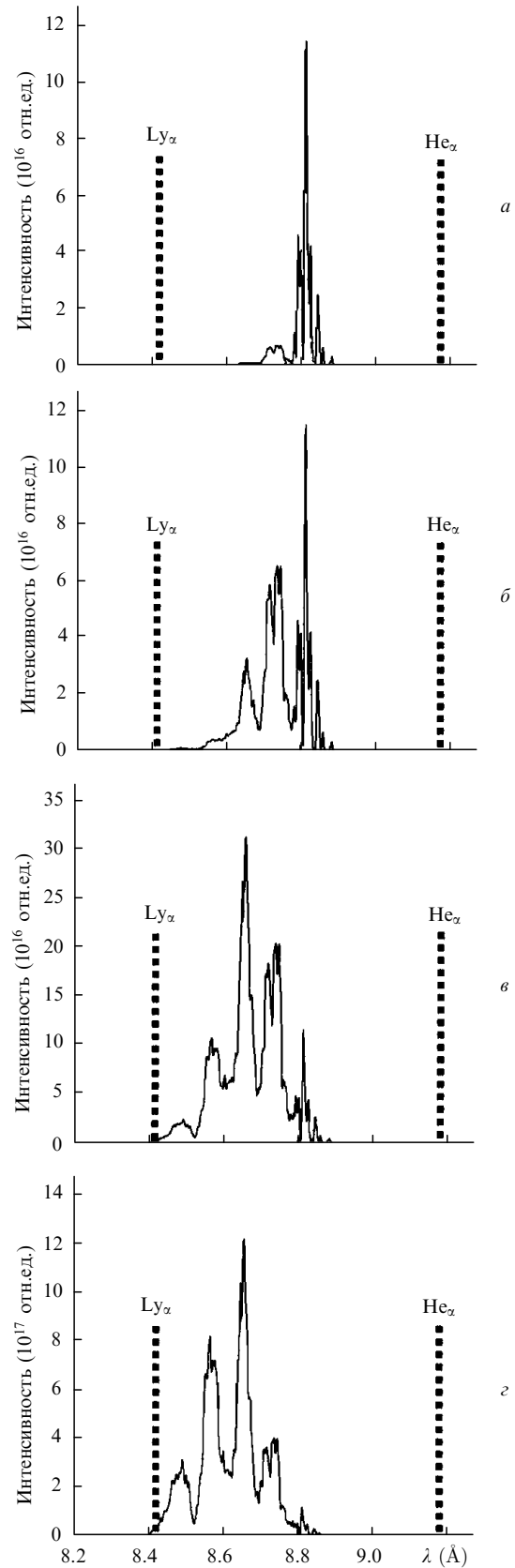


Рис. 8. Спектральные функции B-подобного иона Mg VIII, рассчитанные в приближении ЛТР при температуре плазмы $T_e = 50$ (а), 100 (б), 200 (в) и 500 эВ (г).

$N[(2l)^4]/g[(2l)^4]:N[(2l)^5]/g[(2l)^5] = 4:1:1:1$. Видно, что рассмотренные нами конфигурации ионов с 2–5 электронами формируют квазинепрерывный массив переходов в

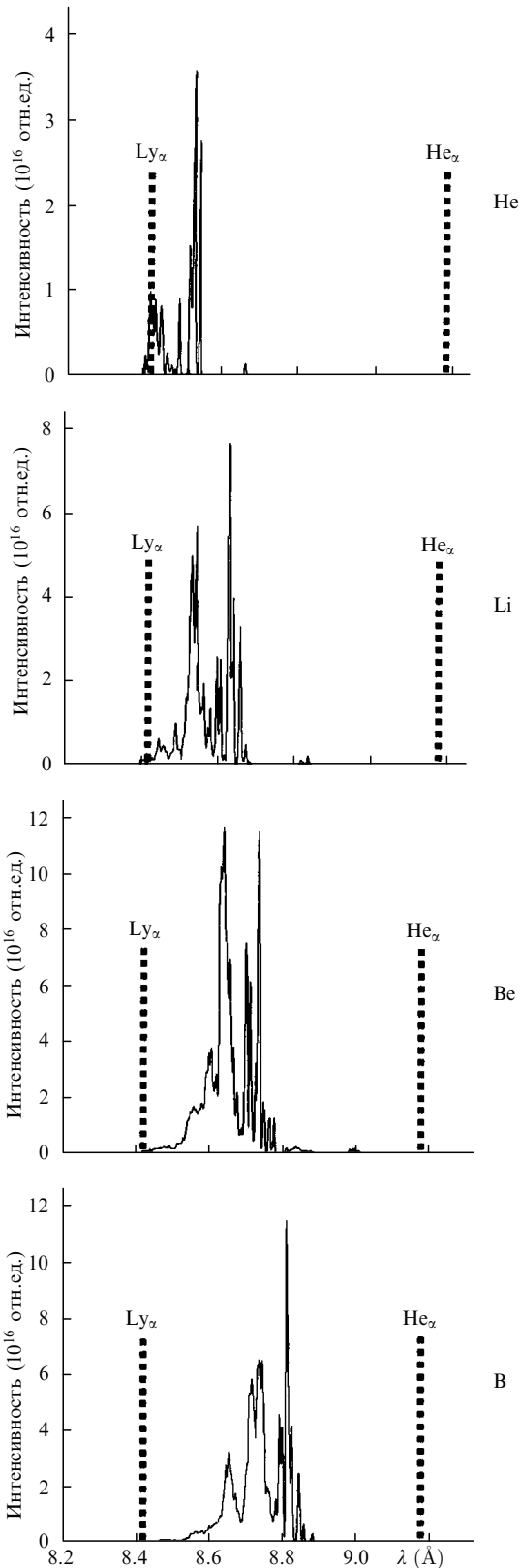


Рис.9. Спектральные функции ионов магния разных изоэлектронных последовательностей при $T_e = 100$ эВ.

области длин волн 8.4–8.8 Å. Приведены также экспериментальный спектр (рис.11,*а*), полученный в настоящей работе, и эмиссионный спектр, обусловленный только диэлектронными сателлитами линии Ly_α иона $Mg\ XII$ (рис.11,*б*). Сравнивая эти три спектра, можно сделать следующие выводы:

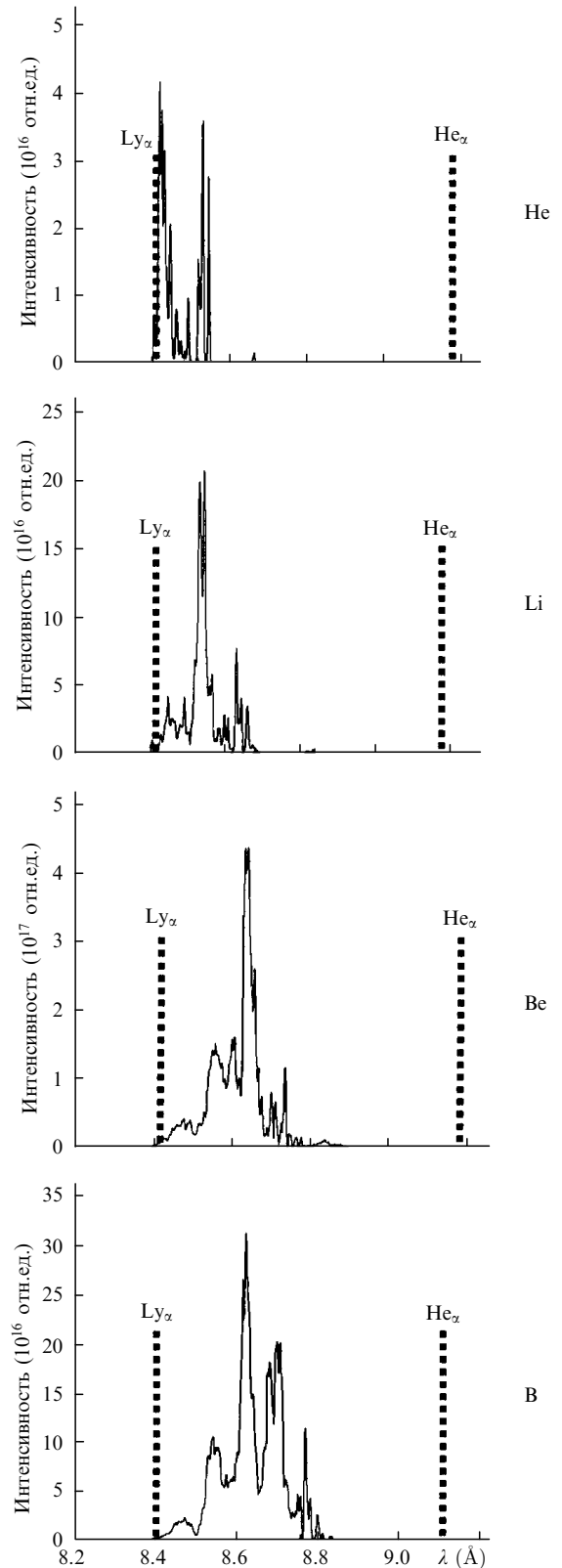


Рис.10. Спектральные функции ионов магния разных изоэлектронных последовательностей при $T_e = 200$ эВ.

1. Диэлектронные сателлиты линии Ly_α не позволяют даже качественно объяснить спектр излучения плазмы, создаваемой коротковолновым эксимерным лазером, однако с их помощью прекрасно объясняются наблюдавшиеся ранее спектры плазмы, нагреваемой ИК лазером (см. рис.1,*б*).

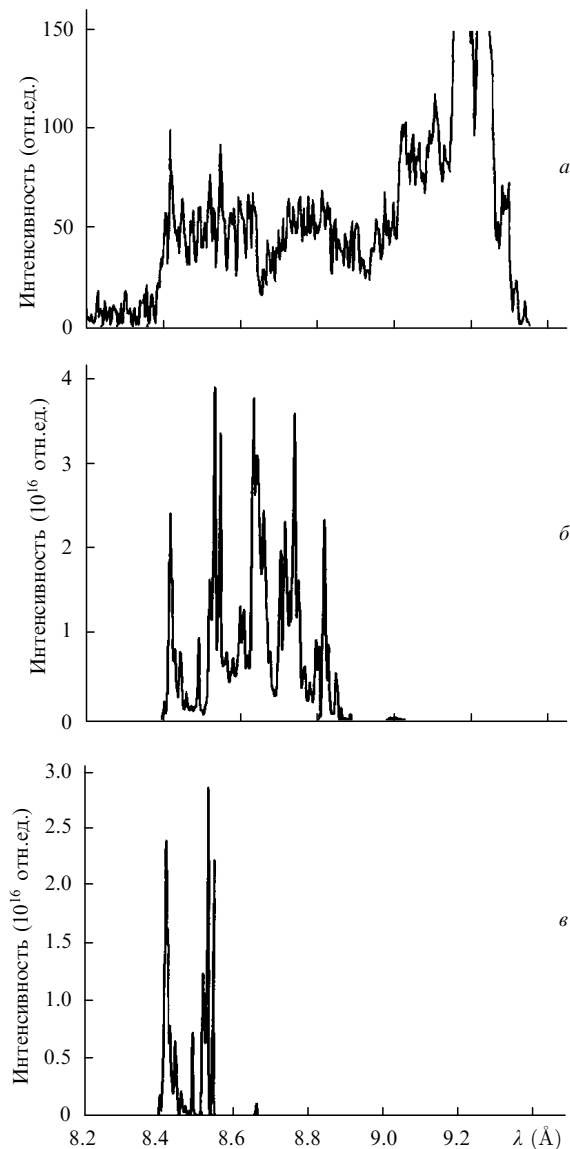


Рис. 11. Спектры излучения магниевой плазмы в области 8.4–9.3 Å: наблюдаемый в плазме, нагреваемой эксимерным лазером (а), а также полученные согласно теоретической модели, учитывающей переходы в полых ионах с числом электронов $M < 6$ (б), и согласно традиционной модели, учитывающей только диэлектронные сателлиты дважды возбужденных состояний He-подобных ионов (в).

2. Переходы в полых ионах магния с 3–5 электронами дают квазинепрерывный спектр, лежащий не только в спектральном диапазоне между линией Ly_α и ее диэлектронными сателлитами, но и выходящий за его длинноволновую границу.

3. В области 8.4–8.7 Å излучательный спектр формируется за счет как диэлектронных сателлитов, так и переходов в полых Li^- , Be^- и B^- -подобных ионах магния.

4. Спектр в области $\lambda > 8.7$ Å может формироваться только за счет переходов в полых ионах с числом электронов $M \geq 4$.

Естественно, что модельный спектр, показанный на рис. 11, б, не может претендовать на количественное описание наблюдаемого спектра во всем диапазоне 8.4–9.2 Å по целому ряду причин, главными из которых являются следующие.

Во-первых, мы рассматриваем только ионы с числом электронов $M < 6$. Не рассматриваемые здесь переходы

в полых C-, N- и O-подобных ионах должны, с одной стороны, сформировать эмиссионный спектр в области 8.7–9.2 Å, а с другой, внести некоторый (хотя и не очень большой) вклад в более коротковолновую часть в области 8.4–8.7 Å.

Во-вторых, как это уже отмечалось выше, рассчитанные спектральные функции многоэлектронных конфигураций содержат погрешности (связанные, главным образом, с положением отдельных спектральных переходов), которые могут существенно изменить их форму.

В-третьих, экспериментальный спектр представляет собой зависимость от длины волны средней светимости плазмы за все время ее существования. В процессе эволюции плазмы ее параметры (плотность, температура, ионный состав) сильно меняются. А как видно из рис. 5–8, даже изменение только температуры очень сильно сказывается на спектральных функциях, связанных с данным ионом. Усреднение спектральных функций по температуре будет давать спектр с более «рыхлой» структурой и с менее четко выраженными максимумами, что, собственно, и видно на экспериментальном спектре.

Заключение

Основным результатом настоящей работы является демонстрация того, что необычные спектры излучения плазмы эксимерного лазера, расположенные между резонансными линиями H- и He-подобных ионов Mg XII, XI, обусловлены переходами в полых многозарядных ионах с числом электронов $M > 2$. Для выяснения механизмов образования полых ионов в лазерной плазме потребуются как систематические экспериментальные рентгено-спектральные исследования, так и детальные расчеты радиационно-столкновительной кинетики ионов в неоднородной нестационарной плазме с учетом возможности фотоионизации собственным излучением и перезарядки ионов.

Необходимо отметить, что наиболее подходящим для экспериментальных исследований является спектральный диапазон между сателлитами к резонансной линии H-подобного иона и резонансной линией He-подобного иона, в котором спектры полых конфигураций не будут блендироваться другими переходами. Поскольку до последнего времени считалось, что этот диапазон вообще не содержит спектральных переходов, то систематических исследований излучения лазерной плазмы в нем не проводилось.

Подчеркнем еще раз, что, как показано в настоящей работе, для таких исследований совсем не обязательно использование мощных дорогостоящих лазерных или ускорительных установок; можно ограничиться применением сравнительно простых плазменных источников на основе не слишком мощного коротковолнового лазера с импульсом наносекундной длительности.

1. Aglitskiy Y., Lehecka T., Deniz A. et al. *Phys. Plasmas*, **3**, 3438 (1996).
2. Boiko V.A., Vinogradov A.V., Faenov A.Ya. et al. *J. Sov. Laser Research*, **6**, 85 (1985).
3. Faenov A.Ya., Abdallah J. Jr, Clark R.E.H. et al. *Proc. SPIE*, **3157**, 10 (1998).
4. Урнов А.М., Дюбо Ж., Фаенов А.Я. *Письма в ЖЭТФ*, **67**, 467 (1998).
5. Faenov A.Ya., Magunov A.I., Pikuz T.A. et al. *Physica Scripta*, **T80**, 536 (1999).
6. Rosmej F.B., Faenov A.Ya., Pikuz T.A. et al. *J. Phys. B.*, **32**, L107 (1999).

7. Briand J.-P., Giardino G., et al. *Phys.Rev.A*, **54**, 4136 (1996).
8. Flora F., Bollanti S., Cotton R.A. et al. *Proc.SPIE*, **2523**, 70 (1995).
9. Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Брюнеткин Б.А. и др. *ЖЭТФ*, **108**, 1263 (1995).
10. Young V.K.F., Osterheld A.L., Price D.F. et al. *Rev.Sci.Instr.*, **69**, 4049 (1998).
11. Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И. *Препринт ИСАН № 5* (Троицк, 1985).
12. Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И. В сб. *Корреляционные и релятивистские эффекты в атомах и ионах* (М., изд-е Научного совета АН СССР по спектроскопии, 1986, с.190).
13. Abdallah J. Jr, Clark R.E.H., Cowan R.D. *LANL Report LA-11436-M* (Los-Alamos, USA, v.1, 1988).
14. Rosmej F.V., Hofmann D.H.H., Suss W. et al. *Phys.Rev.E* (в печати).

J.Abdallah Jr, I.Yu.Skobelev, A.Ya.Faenov, A.I.Magunov, T.A.Pikuz, F.Floras, S.Bollanti, P.DiLazzaro, T.Letardi, E.Burattini, A.Grilli, A.Reale, L.Palladino, G.Tomassetti, A.Scafati, L.Reale. Spectra of multiply charged hollow ions in the plasma produced by a short-wavelength nanosecond laser.

Complex spectral structures located between the resonance lines of H- and He-like MgXII and MgXI ions were recorded in experiments on plasma heating by the radiation of a low-power short-wavelength excimer XeCl laser (12-ns-long pulses with an energy of 2 J). The above spectral structures were shown to arise from transitions in the so-called hollow multicharged ions, i.e., in ions with an empty 1s-shell, which were previously observed in laser produced plasmas only with ultrahigh-power femto- and picosecond laser facilities having extremely high energy contrast ratios.