

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Спектры полых ионов в сверхплотной лазерной плазме

И.Ю. Скобелев, А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз, В.Е. Фортов

Эксперименты, проведённые с фемтосекундным лазером, имеющим сверхвысокое значение лазерного контраста, позволили зарегистрировать излучательные рентгеновские спектры нового типа, обладающие сложной структурой квазинепрерывного характера, в которую погружаются резонансные спектральные линии. В ряде работ последних лет показано, что новый тип наблюдаемых спектров может быть интерпретирован только при учёте излучения, испускаемого многозарядными полыми ионами (т.е. ионами с пустой К-оболочкой) в сверхплотной плазме. В настоящем обзоре обсуждаются наблюдения спектров полых ионов в сверхплотной лазерной плазме, рассматриваются типы полых ионов и механизмы их возбуждения. Отмечаются большие возможности диагностических методов на основе спектров полых ионов.

PACS numbers: 52.20. – j, 52.38. – r, 52.70. – m

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201201c.0049

Содержание

1. Введение (49).
 2. Что такое полые ионы и где лежат их спектральные линии (50).
 - 2.1. Автоионизационные состояния и состояния полых ионов.
 - 2.2. Типы полых ионов. 2.3. Спектральные области, содержащие линии полых ионов.
 3. Механизмы возбуждения полых ионов в неоднородной плазме (52).
 4. Наблюдения спектров полых ионов в лазерной плазме (56).
 - 4.1. КК-полые ионы. 4.2. КЛ-полые ионы.
 5. Заключение (72).
- Список литературы (73).

1. Введение

Рентгеновские спектры излучения плазмы, создаваемой лазерными импульсами нано- и субнаносекундной длительности, интенсивно исследовались на протяжении более чем 40 последних лет (см., например, [1–8]). В частности, очень подробно изучены спектральные характеристики излучения в окрестности резонансных линий Н- и Не-подобных многозарядных ионов. Спектры в этой области имеют типичную структуру (рис. 1а), характери-

И.Ю. Скобелев, В.Е. Фортов. Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация
E-mail: igor.skobelev@gmail.com, fortov@ihed.ras.ru
А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз. Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация
E-mail: anatoiyf@hotmail.com
Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency, Kyoto, Japan

Статья поступила 19 апреля 2011 г., после доработки 10 июня 2011 г.

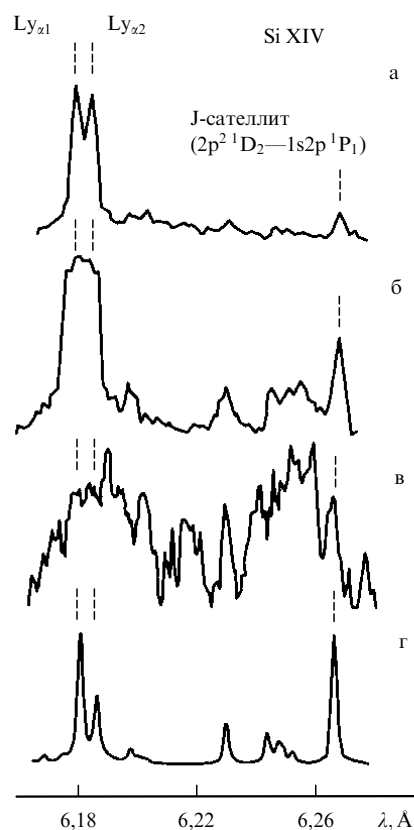


Рис. 1. Эмиссионные спектры кремниевой плазмы, нагреваемой наносекундным (а) [3], низкоконтрастным (б) [9] и высококонтрастным (в) [23] субпикосекундными лазерными импульсами, в окрестности резонансной линии Ly_{α} Н-подобного иона Si XIV. Теоретический спектр (г) соответствует корональной модели.

зующуюся присутствием групп сателлитных линий (дизэлектронных сателлитов), обусловленных переходами с автоионизационных состояний ионов. Эта струк-

тура хорошо описывается радиационно-столкновительными кинетическими моделями (см., например, [1–6]), в которых используются теоретические значения атомных характеристик (энергии уровней, вероятности элементарных атомных процессов). Диагностические свойства таких спектров, основанные на относительных интенсивностях линий и спектральных профилях, являются общеизвестными и широко используются для определения параметров как лабораторной (лазерная плазма, токамаки, Z- и X-пинчи и др.), так и астрофизической плазмы (см., например, обзоры [1–6] и содержащиеся там ссылки).

Рентгеновское излучение плазмы, создаваемой пикосекундными лазерами, стало предметом различных исследований в последние годы. Спектральные особенности этого излучения во многом подобны наблюдавшимся ранее в экспериментах с более длинными лазерными импульсами. Измеренные спектры имеют довольно стандартную форму (рис. 1б), хорошо воспроизводимую квазистационарной радиационно-столкновительной моделью, а изменения интенсивностей линий описываются изменениями таких параметров плазмы, как температура, плотность, оптическая толщина и ионизационный состав (см., например [9–16]). Для описания некоторых отличий от спектров излучения наносекундной лазерной плазмы в кинетическую модель необходимо ввести горячие электроны, а также учесть, что при взаимодействии коротких лазерных импульсов с веществом значительную роль играет образование преплазмы, создаваемой лазерным предимпульсом [17–22].

Эксперименты, проведённые с фемтосекундным лазером, характеризующимся сверхвысоким контрастом (отношением интенсивностей импульса и предимпульса), порядка 10^{11} [23, 24], впервые позволили зарегистрировать спектры нового типа, не наблюдавшиеся ранее в рентгеновском диапазоне длин волн (рис. 1в). Появление спектров нового типа однозначно говорило о том, что переход к сверхвысоким значениям лазерного контраста сопровождается кардинальным изменением параметров создаваемой плазмы.

Наблюдавшиеся "необычные" спектры отличаются от более привычных наличием сложной спектральной структуры квазинепрерывного характера, в которую погружаются основные линии. Рассчитанные с помощью корональной квазистационарной кинетической модели плазмы [1] теоретические спектры (рис. 1г), которые похожи на наблюдавшиеся ранее экспериментальные спектры, оказались совершенно непригодными для описания спектров нового типа.

Физическая причина такого резкого спектрального реструктурирования, естественно, связана с различием механизмов получения плазмы. Отсутствие преплазмы обеспечивало непосредственное взаимодействие сверхкороткого лазерного импульса с твёрдым веществом, приводя в результате к образованию плазмы, обладающей, с одной стороны, значительно более высокой электронной плотностью, а с другой — огромными пространственными градиентами плотности и температуры. При таких плотностях в эмиссионном спектре плазмы начинает доминировать множество спектральных линий, которые практически не возбуждаются в однородной плазме, находящейся в корональных условиях.

В работах [23–26] показано, что новый тип наблюдаемых спектров может быть интерпретирован только

при учёте излучения, испускаемого многозарядными полыми ионами (т.е. ионами с пустой K-оболочкой) в сверхплотной плазме. Переходы этого типа в нейтральных и квазинейтральных объектах (полые атомы), наблюдавшиеся в экспериментах по взаимодействию пучков ионов (см., например, [27–36]) или синхротронного излучения (см., например, [37–40]) с поверхностью твёрдого тела, активно изучаются в течение двух последних десятилетий. Аналогичные структуры для многозарядных ионов впервые, по-видимому, наблюдались в спектрах близких к поверхности мишени областей плазмы, создаваемой наносекундным импульсом лазера "Nike" (Военно-морская научно-исследовательская лаборатория (NRL), США) [41].

Спектры нового типа, т.е. спектры полых ионов, так же как и обычные спектральные линии, представляют большие диагностические возможности. Полной реализации таких возможностей в данный момент препятствует отсутствие систематических прецизионных атомных расчётов полых структур. Следует подчеркнуть, что каких-либо принципиальных трудностей здесь, по-видимому, нет. Просто до последнего времени такие расчёты, по сути, не были востребованы.

Очень важной мотивацией развития теоретической и экспериментальной спектроскопии полых ионов является то, что спектры нового типа должны возбуждаться в разогретом плотном веществе (warm dense matter) и в неидеальной плазме [42–51]. Поскольку, как показано в разделах 2–4, излучение указанных спектров происходит при переходе электрона между глубоко лежащими внутренними оболочками иона, то эффекты неидеальности, которые очень сложно рассчитать количественно, будут сказываться на спектрах полых ионов не слишком заметно. Это означает, что спектры полых ионов можно применять для рентгеноспектральной диагностики неидеальной плазмы фактически без каких-либо модификаций.

В настоящем обзоре обсуждаются наблюдения спектров полых ионов в сверхплотной лазерной плазме, рассматриваются типы полых ионов и механизмы их возбуждения. Подчёркивается особая актуальность исследования полых ионов в связи с появившейся возможностью использовать для создания плазмы излучение мощных рентгеновских лазеров.

2. Что такое полые ионы и где лежат их спектральные линии

2.1. Автоионизационные состояния и состояния полых ионов

Выше мы упомянули, что полые ионы — это ионы с пустой внутренней электронной оболочкой. Рассмотрим теперь полые ионы подробнее. Напомним, что водородоподобный ион, т.е. ион с одним электроном (и произвольным зарядом ядра Z_{nucl}) имеет основное состояние $1s$ и резонансный уровень $2p$ (т.е. первый возбуждённый уровень, связанный с основным разрешённым радиационным переходом). Соответственно, резонансной линией водородоподобного (H-подобного) иона является линия Ly_{α} , обусловленная переходом $2p-1s$.

Теперь добавим ещё один электрон в L-оболочку (т.е. электрон $2s$ или $2p$) возбуждённого состояния этого иона. Мы получим дважды возбуждённое состояние типа $2p^2$

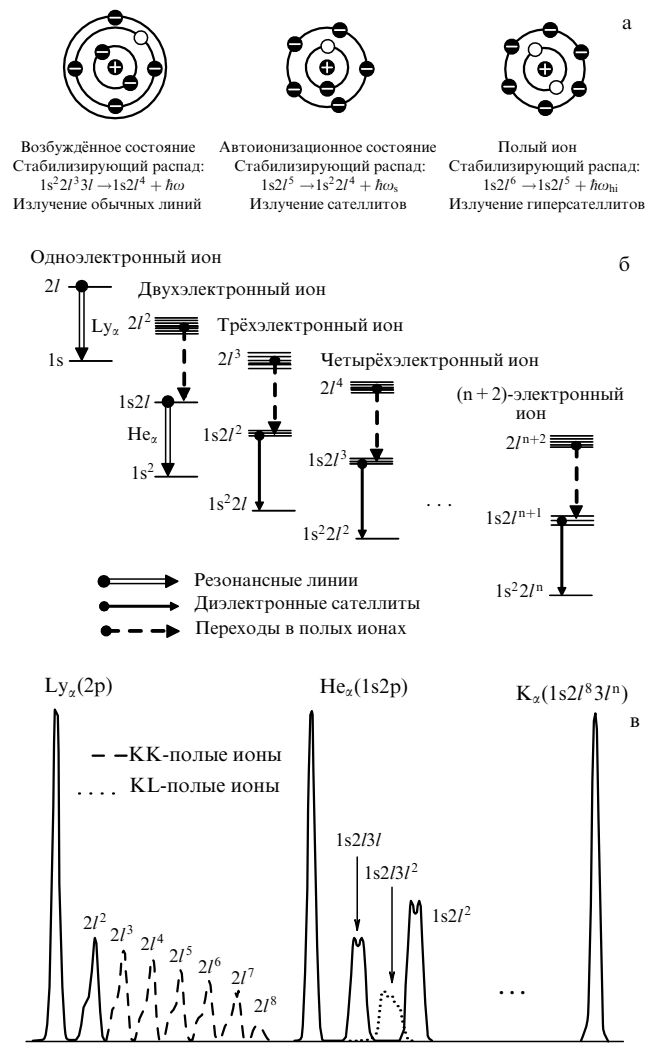


Рис. 2. (а) Структура электронных оболочек возбуждённого, автоионизационного и полого состояний иона. (б) Схема энергетических уровней для обычных, автоионизационных и полых состояний ионов с валентными К- или L-оболочками. (в) Примерное расположение резонансных линии Ly_α H-подобного иона, линии He_α He-подобного иона, характеристической линии K_α , диелектронных спутников ($2l^2$, $1s 2l^2$, $1s 2l^3$) и гиперспутников (линий полых ионов) в спектре излучения ионов; для всех линий указаны конфигурации верхних уровней спектральных переходов; многоточием отмечена область расположения диелектронных спутников и гиперспутников с числом электронов более трёх.

или $2s2p$ (далее для простоты оба эти состояния будем обозначать как $2l^2$), которое, кроме того, является автоионизационным, поскольку его энергия больше энергии ионизации. При радиационном распаде этого состояния будет излучаться спектральная линия $2l^2 - 1s 2l$, имеющая несколько большую длину волны, чем рассмотренная выше резонансная линия H-подобного иона, поскольку переход оптического электрона теперь происходит в кулоновском потенциале ядра $Z_{\text{nucl}}^{\text{eff}}$, частично экранированном дополнительным электроном, $Z_{\text{nucl}}^{\text{eff}} < Z_{\text{nucl}}$. Эта линия называется диелектронным спутником резонансной линии H-подобного иона. В действительности конфигурации $2l^2$ и $1s 2l$ дают не один, а несколько ионных термов, так что речь идёт не об одной спутниковой линии, а о целой их группе. Подчеркнём также, что диелектронные спутники резонансной линии H-подоб-

ного иона являются переходами в двухэлектронном, т.е. He-подобном, ионе.

Если теперь добавить ещё один возбуждённый электрон, то мы получим трижды возбуждённое состояние, $2l^3$, Li-подобного иона. Это состояние также будет автоионизационным, а его радиационный распад $2l^3 - 1s 2l^2$ даст спектральные линии, сдвинутые в длинноволновую сторону от рассмотренных выше спутников. Эти линии, являющиеся гиперспутниками, т.е. спутниками спутников, и представляют собой переходы в полых ионах. Сами полые ионы — это ионы в состояниях $2l^n$. Формально состояние $2l^2$ также является состоянием полого иона, поскольку оно имеет два электрона во внешней L-оболочке и пустую внутреннюю K-оболочку. Однако радиационный распад такого состояния приводит к спутниковым переходам самой резонансной линии иона, а не к переходам спутников к спутникам. Поэтому состояния этого типа мы не будем относить к полым ионам. Отметим, что такие состояния очень подробно изучались на протяжении последних 50 лет и данные о них можно найти в работах [1–5, 52–54].

Всё вышесказанное можно проиллюстрировать рис. 2, на котором условно показаны структуры электронных оболочек возбуждённого, автоионизационного и полого состояний иона (рис. 2а) и схемы энергетических уровней этих состояний (рис. 2б). Примерное расположение резонансной линии, диелектронных спутников и гиперспутников в спектре излучения иона представлено на рис. 2в.

2.2. Типы полых ионов

Полые ионы, о которых шла речь в разделе 2.1, имеют две дырки во внутренней K-оболочке. Это наиболее наглядный тип полого иона, который естественно назвать КК- или K^2 -полым ионом. В настоящее время рассматриваются полые ионы и других типов. Например, полым ионом называется состояние с двумя вакансиями в L-оболочке в том случае, если хотя бы один электрон присутствует в вышерасположенных оболочках (M, N и т.д.). Такой полый ион называется L^2 -полым ионом. Могут возникать также полые ионы смешанного типа, например КЛ-полый ион, имеющий по одной вакансии в K- и L-оболочках. Число вакансий может быть и большим, и тогда можно говорить о $K^n L^m$ -полым ионом.

Таким образом, состояния ионов с одной вакансией во внутренней оболочке сейчас принято называть автоионизационными состояниями, а состояния с двумя вакансиями — состояниями полых ионов. Естественно, во всех случаях подразумевается наличие по крайней мере одного электрона в более высокой энергетической оболочке. При радиационном распаде автоионизационных состояний происходит излучение спутников, а при радиационном распаде состояний полых ионов — гиперспутников. Именно такой терминологией, которая всё в большей степени становится общепринятой, мы будем пользоваться ниже. Подчеркнём, что поскольку состояния типа $2l^2$ мы не относим к K^2 -полым ионам, то и состояния $1s 2l^m n l$ мы также не будем считать КЛ-полыми ионами. Радиационный распад таких состояний приводит к излучению так называемых ридберговских спутников, свойства которых уже достаточно хорошо изучены (см., например, [1–5, 55–65]).

2.3. Спектральные области, содержащие линии полых ионов

Основные качественные закономерности расположения спектральных линий полых ионов по отношению к соответствующим резонансным линиям и сателлитам мы отмечали в разделе 2.1 (см. условную схему на рис. 2в). Разумеется, для количественного определения длин волн гиперсателлитов необходимо проведение детальных атомных расчётов изолированных ионов с учётом релятивистских эффектов, которые начали осуществляться в последнее время, но информации пока получено не слишком много. Напротив, расчётами длин волн сателлитов занимаются уже несколько десятилетий, и здесь накоплено огромное количество как теоретической, так и экспериментальной информации. Эта информация может быть использована для быстрых количественных оценок длин волн гиперсателлитов, которые оказываются полезными как при постановке экспериментов по их наблюдению, так и при расшифровке спектров полых ионов.

Попробуем, например, оценить, где расположены переходы $(2l)^k(3l)^m(4l)^n \dots - 1s(2l)^{k-1}(3l)^m(4l)^n \dots$ в КК-полых ионах магния [66].

Резонансный дублет Lu_x Н-подобного иона Mg XII имеет среднюю длину волны 8,421 Å, а резонансная линия He_x иона Mg XI — длину волны 9,1697 Å. Расчёты [67, 68] для диэлектронных сателлитов данных линий показывают (и это полностью согласуется с результатами экспериментов), что добавление одного электрона в $2l$ -оболочку за счёт частичного экранирования 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 ещё меньше — 0,01–0,02 Å. Это означает, что $2l$ -электрон уменьшает эффективный заряд атомного остатка на 0,092, $3l$ -электрон — на 0,02, $4l$ -электрон — на 0,007. (Разумеется, здесь речь идёт об эффективном заряде, который ощущается оптическим электроном; для более возбуждённых оптических электронов параметр экранирования будет больше.) Отсюда следует, что при $2 \leq k \leq 6$ переходы $(2l)^k - 1s(2l)^{k-1}$, т.е. переходы в полых He-, Li-, Be-, B- и C-подобных ионах, по-видимому, лежат в рассматриваемом диапазоне длин волн 8,42–9,17 Å, а поскольку сдвиги, обусловленные более возбуждёнными орбиталями, значительно меньше, то здесь же будут располагаться переходы $(2l)^k(3l)^m(4l)^n \dots - 1s(2l)^{k-1}(3l)^m(4l)^n \dots$ в полых ионах с большим числом электронов.

Из такого рода количественных оценок следует, что ещё один класс спектральных линий может накладываться на спектры полых ионов магния. Это 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 четырёх или более электронов в $2l$ -оболочку суммарный сдвиг будет достаточным для того, чтобы переходы попали в интересующий нас спектральный диапазон. Добавление ещё нескольких электронов в более возбуждённые оболочки ($3l, 4l, \dots$) не меняет ситуации, и мы приходим к выводу, что в диапазоне длин волн 8,42–9,17 Å должны распола-

гаться переходы вида

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

с $n_2 \geq 5$. Отметим, что не все из этих переходов являются переходами в полых ионах, некоторая их часть представляет собой диэлектронные сателлиты линии He_β Н-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, указанные линии можно наблюдать при нагреве твердотельных мишеней мощными электронными пучками, но, насколько нам известно, такие эксперименты пока не ставились. Аналогично, сателлиты линий He_γ, He_δ и т.д. также могут попасть в рассматриваемый диапазон при максимально возможном числе экранирующих электронов (нейтральный и однократно или двукратно ионизованный магний). Но интенсивность таких линий должна быть ещё ниже и их регистрация является ещё более сложной задачей.

Сделанные выше качественные оценки подтверждаются выполненными в [66] численными расчётами атомной структуры ионов магния. Результаты этих расчётов вместе с результатами численных расчётов спектров других полых ионов мы приведём в разделах 3, 4 при обсуждении наблюдений спектров полых ионов в сверхплотной лазерной плазме и их моделирования.

Отметим, что термин "сверхплотная лазерная плазма", строго говоря, относится к лазерной плазме, имеющей электронную плотность, превышающую критическое значение для длины волны создающего её лазерного излучения. Однако поскольку наиболее распространёнными лазерными системами, используемыми для нагрева плазмы, являются лазеры с длиной волны около 1 мкм, что соответствует критической плотности электронов 10^{21} см^{-3} , то термин "сверхплотная" обычно применяют к лазерной плазме с $N_e > 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Ниже мы будем придерживаться именно такой терминологии, а плотной называть плазму с $N_e \sim 10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

3. Механизмы возбуждения полых ионов в неоднородной плазме

Для того чтобы в плазме возникло значительное количество полых ионов, нужен механизм, который обеспечил бы эффективное удаление электронов из внутренних оболочек и не приводил к ионизации внешних оболочек. Строго говоря, такого механизма не существует, но можно попытаться найти процессы, при которых вероятность удаления электронов из внутренних оболочек будет по крайней мере не слишком мала по сравнению с вероятностью ионизации внешних оболочек. Вообще говоря, ионизация в плазме может происходить при столкновении иона с электроном, другим ионом или фотоном.

При ион-ионных соударениях возможны как нерезонансная ионизация кулоновским полем налетающего иона, так и резонансная перезарядка. Первым процессом в плазме можно пренебречь, так как сечения ионизации ионным ударом велики только при сверхбольших энергиях ионов, достигаемых лишь в ускорителях [7]. Отметим, тем не менее, что первые наблюдения спектров полых атомов (полый атом — это частный случай полого иона с нулевым полным зарядом) были сделаны именно в ускорительном эксперименте [27]. Второй механизм (резонансная перезарядка) может возбуждать состояния полых ионов, для чего необходимо обеспечить взаимодействие ионов с существенно различными кратностями. Это может быть реализовано, например, в случае разлёта лазерной плазмы в газовой среде (см. раздел 4.1.3).

Чаще всего ионизационные процессы в плазме происходят в результате электронного удара. В этом случае энергия электронов также должна быть достаточно велика по сравнению с энергией ионизации внутренней оболочки, но она всё-таки меньше, чем при ионном ударе. Для ионов с зарядами порядка 10 оказывается достаточным иметь электроны с энергией в несколько килоэлектронвольт, а при получении плазмы, как хорошо известно (см., например, [69–74]), субпикосекундными лазерными импульсами с плотностью потока от 10^{16} Вт см^{-2} таких электронов генерируется достаточно много.

Горячие электроны могут создавать полые ионы, но делают это не слишком эффективно. Действительно, скорости ионизации электронным ударом примерно пропорциональны n^3 , где n — главное квантовое число ионизирующегося электрона. Из этого следует, что горячий электрон с гораздо большей (почти на порядок) вероятностью будет ионизовать L-оболочку, чем K-оболочку (рис. 3). Таким образом, при столкновениях иона с горячими электронами K^2 -полые ионы образовываться будут, но их будет гораздо меньше, чем обычных ионов. Этот вывод практически не зависит от того, являются ли

горячие ионы моноэнергетическими (электронный пучок) или тепловыми, что хорошо видно из рис. 3. Вообще говоря, образование полых ионов может происходить не только в результате ионизации внутренней оболочки иона, но и вследствие возбуждения внутреннего электрона и перехода его во внешнюю оболочку. Однако дополнительный учёт этого процесса (см. штриховую и пунктирную кривые на рис. 3) также почти не меняет ситуации.

Несколько лучше дело обстоит с образованием полых ионов типа KL, L^2 , LM и т.п. В этом случае отношение скоростей ионизации электронным ударом соседних оболочек уже будет ближе к единице и обилие полых ионов может стать значительной величиной.

Таким образом, уже из простых оценок следует, что наличие горячих электронов в плазме может приводить к возбуждению полых ионов, но населённость таких состояний будет не слишком высока. Такой же вывод следует и из детальных кинетических расчётов. Например, в работе [75] рассмотрена кинетическая модель, соответствующая случаю взаимодействия 500-фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью 10^{16} – 10^{18} Вт см^{-2} с твёрдой магниевой мишенью. В модели [75] ионизация внутренних K- и L-электронов происходила как вследствие столкновений с горячим электроном, так и за счёт автоионизационных процессов. Учитывался также переход возбуждённого внутреннего электрона во внешнюю оболочку, приводящий к появлению полого иона. Предполагалось, что горячие электроны имеют следующую функцию распределения по скоростям:

$$N_h(v) = \sqrt{\frac{8m}{c^2}} \frac{\eta}{T_h - (T_h + E_c) \exp(-E_c/T_h)} \times \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_h}\right), \quad (1)$$

где T_h , E_c и η — параметры аппроксимации, которые в соответствии с [76, 77] полагались равными: $T_h = 30I^{1/3}$, где I — значение плотности потока лазерного импульса в единицах [10^{17} Вт см^{-2}], $E_c = 4T_h$, $\eta = 0,3$.

Решалась нестационарная кинетическая задача, причём в начальный момент все ионы находились в основном состоянии Ne-подобного Mg. Результаты расчёта приведены на рис. 4 для трёх значений интенсивности лазерного импульса. Как видно, заселённость уровней полых ионов, по отношению к заселённости уровней автоионизационных ионов, возрастает примерно как I^3 , но даже при $I = 10^{18}$ Вт см^{-2} составляет всего около 1%.

Совсем иначе обстоит дело в случае взаимодействия иона с рентгеновским фотоном. Для этого процесса сечение удаления электрона (сечение фотоионизации) примерно пропорционально n^{-5} , т.е. падающий на ион фотон будет с подавляюще высокой вероятностью удалять электрон из самой внутренней оболочки, энергия ионизации которой не превосходит энергии фотона. На рисунке 3 в качестве примера схематично показано отношение вероятностей удаления электрона из K- и L-оболочек H-подобного иона с $Z = 10$ при фотоионизации монохроматическим излучением (светлая кривая) и излучением чёрного тела (тёмная жирная кривая). Хорошо видно, что теперь именно процесс образования K^2 -полых ионов является доминирующим, если, конечно, энергия фотонов достаточно велика. Например,

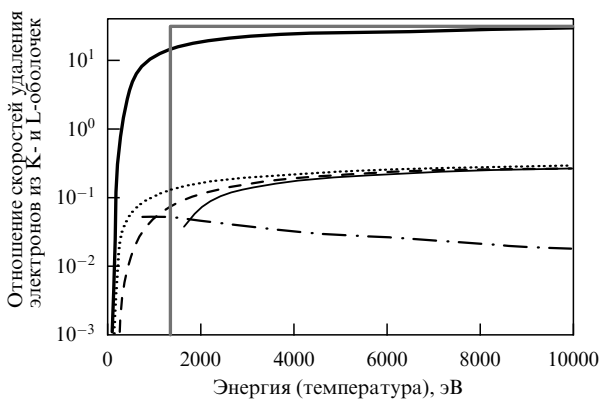


Рис. 3. Зависимость отношения вероятностей удаления электронов из K- и L-оболочек иона с $Z = 10$ фотонами (светлая и тёмная сплошные жирные кривые) и электронами (остальные кривые) от их энергии или температуры. Светлая жирная линия — монохроматический рентгеновский источник, тёмная жирная линия — излучение чёрного тела. Тонкая сплошная кривая — монохроматический электронный пучок, штриховая кривая — ионизация максвелловскими электронами, штрихпунктирная кривая — возбуждение максвелловскими электронами, пунктирная кривая — суммарный результат ионизации и возбуждения максвелловскими электронами.

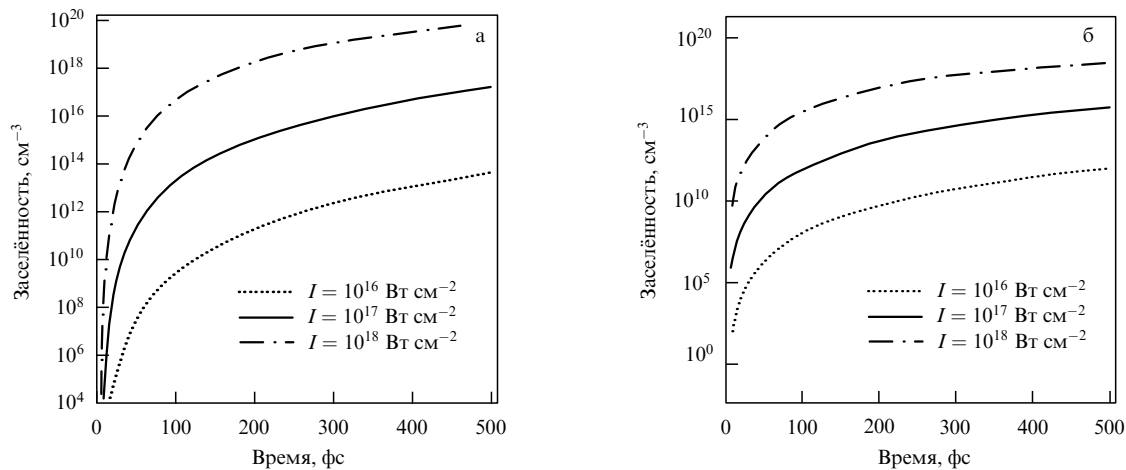


Рис. 4. Зависимости от времени заселённости автоионизационных уровней (а) и состояний полых ионов (б) при различных потоках лазерного излучения [75].

при использовании монохроматического излучения энергия фотонов должна превышать потенциал ионизации К-оболочки, а при использовании излучения чёрного тела его температура должна превосходить четверть потенциала ионизации К-оболочки.

Источником рентгеновского излучения, создающего полые ионы, может быть собственное излучение плазмы. Особенно отчётливо этот эффект должен проявляться тогда, когда плазма сильно неоднородна и имеются области со значительным различием температур. При этом излучение, возникшее в горячей области, будет создавать полые ионы в холодной области, где температура электронов недостаточна для ионизации внешних оболочек иона.

В настоящее время процесс создания полых ионов рентгеновским излучением приобретает особую актуальность в связи с появлением мощных рентгеновских лазеров, как плазменных, так и лазеров на свободных электронах [7, 42, 78–80]. При использовании таких лазеров сам процесс энерговклада, в отличие от такового в случае взаимодействия с веществом лазерного излучения оптического диапазона, будет непосредственно связан с образованием полых ионов. Напомним, что при воздействии оптического лазерного импульса на вещество основная часть его энергии сначала идёт на нагрев возникающих свободных электронов. И лишь затем при электрон-ионных соударениях энергия переходит во внутреннюю энергию ионов (столкновительная ионизация и образование многозарядных ионов) и впоследствии в их кинетическую энергию. Напротив, при поглощении рентгеновского фотона большая часть энергии может сразу перейти во внутреннюю энергию возникающих автоионизационных состояний и состояний полых ионов и только потом часть её будет передана в процессе автоионизации свободным электронам плазмы. При этом процесс создания плазмы будет сильно зависеть от соотношения энергий рентгеновского лазерного фотона и потенциалов ионизации различных атомных оболочек вещества мишени. В связи с этим следует отметить недавний очень интересный эксперимент [81] по поглощению рентгеновского излучения большой мощности алюминиевой фольгой.

При взаимодействии достаточно интенсивного монохроматического рентгеновского излучения с мишенями

может наблюдаться эффект самопросветления мишени, при котором в процессе нагрева мишень перестаёт поглощать излучение и становится почти прозрачной. В наиболее простом (и наименее интересном) случае это может быть связано просто с полной ионизацией атомов мишени до состояний голых ядер, что, безусловно, возможно, но требует очень больших флюенсов. Однако благодаря образованию полых ионов такой эффект может иметь место при существенно меньших энерговкладах. Как отмечалось выше, сечение фотоионизации внутренней К-оболочки значительно превосходит сечение фотоионизации L-оболочки (и тем более оболочек M, N, ...). Это означает, что, как только полые ионы типа K^2 начнут преобладать в плазме, поглощение мишенью фотонов с энергией выше К-края резко уменьшится, т.е. произойдёт самопросветление мишени. При этом степень ионизации вещества будет не слишком высокой, в нём могут преобладать малозарядные ионы и, следовательно, для создания такого состояния потребуются существенно меньшие энергозатраты. Естественно, аналогичный эффект можно получить и в случае полых ионов типа L^8 , но он будет выражен менее ярко, поскольку разница сечений фотоионизации L- и M-оболочек уже не столь значительна.

Эффект индуцированной прозрачности имеет очень важное практическое значение. Проведение рентгеноструктурных исследований микрообъектов, в том числе медико-биологических, требует воздействия на эти объекты достаточно большой дозы рентгеновского излучения, позволяющей получить качественные дифракционные изображения. Однако увеличение дозы падающего излучения, как правило, приводит к увеличению поглощённой дозы. Последнее является нежелательным, так как может привести к разрушению изучаемого объекта. Отметим, что типичный порог разрушения составляет 200 рентгеновских фотонов на 1 \AA^2 . Эффект самопросветления позволяет увеличивать падающий флюенс практически без увеличения поглощённого флюенса [82].

Очень интересные ситуации можно реализовать, если имеется возможность плавной перестройки частоты рентгеновского монохроматического излучения, т.е. при использовании лазеров на свободных электронах [78–80]. Поскольку энергия возбуждения автоионизационного состояния K^1 меньше, чем энергия возбуждения

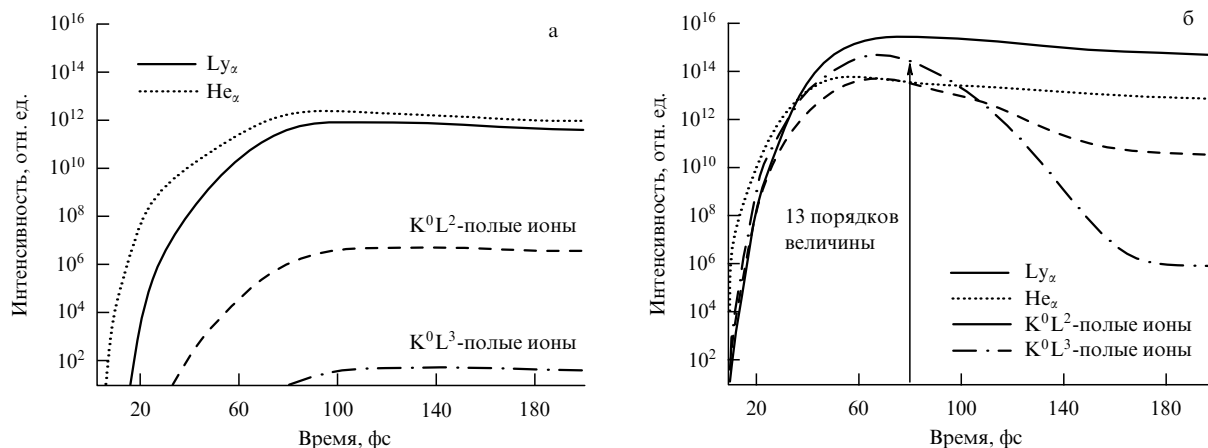


Рис. 5. Зависимости от времени интенсивностей спектральных линий Ly_z иона Mg XII, He_z иона Mg XI, K^2 -полых ионов Mg XI и Mg X для двух случаев: (а) рентгеновская накачка отсутствует, (б) на плазму падает $1,2 \times 10^{10}$ фотонов со средней энергией 3100 эВ (ширина распределения 6,2 эВ), сфокусированных в пятно диаметром 30 мкм [83].

K^2 -полого иона, то можно выбрать значение энергии рентгеновского фотона так, чтобы её было достаточно для генерации автоионизационного состояния и недостаточно для генерации полого иона. Тогда можно получить плазму, в которой отсутствуют полые ионы, а самопротвешение будет происходить на этапе возбуждения автоионизационных уровней. Такого рода эксперимент недавно проведён в работе [81].

Мы отмечали, что при генерации полых ионов рентгеновским излучением их обилие может быть весьма велико. Это следует не только из приведённых выше простых оценок сечений фотоионизации (см. также рис. 3), но и из детальных кинетических расчётов. В работе [83] построена кинетическая модель, описывающая созданную излучением обычного лазера оптического диапазона плазму, которая дополнительно подсвечивается рентгеновским лазером на свободных электронах. В соответствии с этим в стандартную систему нестационарных кинетических уравнений добавлены члены, описывающие фотоионизацию, вынужденную фоторекомбинацию, вынужденное излучение и поглощение. Конкретные расчёты проведены для магниевой плазмы и рентгеновского импульса длительностью 100 фс. Энергия рентгеновских фотонов варьировалась, а для начального состояния плазмы задавались электронная плотность $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и температура $T_e = 30 - 50 \text{ эВ}$. Типичный результат расчёта [83] показан на рис. 5. Приведены зависимости от времени интенсивностей спектральных линий Ly_z иона Mg XII, He_z иона Mg XI, K^2 -полых ионов Mg XI и Mg X для двух случаев: в отсутствие рентгеновской накачки (рис. 5а) и при воздействии на плазму $1,2 \times 10^{10}$ рентгеновских фотонов со средней энергией 3100 эВ (ширина распределения 6,2 эВ), сфокусированных в пятно диаметром 30 мкм (рис. 5б). Из рисунка видно, что при отсутствии рентгеновской накачки K^2 -полые ионы практически не возникают, а при её наличии заселённости полых состояний являются практически такими же, как заселённости резонансных уровней.

Расчёты [83] продемонстрировали также очень интересное временное поведение степени ионизации плазмы. С самого начала воздействия рентгеновского импульса плазма становится переионизованной, причём большинство ионов представляют собой голые ядра магния. После выключения рентгеновского импульса сразу начи-

нается стадия рекомбинации, которая обладает сравнительно большой длительностью и во время которой продолжается высвечивание обыкновенных спектральных линий. Свечение полых ионов заканчивается гораздо быстрее (см. рис. 5). Если уменьшить энергию E_{ph} накачивающих рентгеновских фотонов, то можно обеспечить преобладание в плазме не голых ядер, а каких-либо других ионов. Например, при $E_{ph} = 1850 \text{ эВ}$ в плазме будут преобладать He-подобные ионы Mg XI, а ядра Mg XIII будут составлять менее 0,1 %.

Дополнительное воздействие на плазму пучка рентгеновских фотонов даёт возможность не только наблюдать спектры полых ионов, но и использовать их в диагностических целях. Наиболее актуально это в случаях, когда создаваемое оптическим лазерным излучением состояние соответствует разогретому плотному веществу или неидеальной плазме [7, 8, 42–44]. Как показывают результаты расчётов [83], приведённые на рис. 6, спектры полых ионов должны очень сильно зависеть от температуры вещества, что, следовательно, позволяет её измерить.

Образование полых ионов должно играть очень большую роль в процессе ионизации среды излучением мощных рентгеновских лазеров, причём сам механизм ионизации будет сильно зависеть от энергии рентгеновских фотонов. Рассмотрим для примера ионизацию неоновой мишени под воздействием рентгеновских фотонов с различными длинами волн, как это сделано в работе [82].

Если энергия рентгеновского кванта меньше порога ионизации K-оболочки нейтрального неона (который равен 870 эВ), то падающее рентгеновское излучение будет фотоионизовать внешнюю (валентную) L-оболочку и в результате мы получим плазму, содержащую He-подобные ионы Ne IX. В этом случае единственным процессом, приводящим к ионизации среды, является фотоионизация валентной оболочки.

Если увеличить энергию фотона так, чтобы она превысила 993 эВ, то ионизация будет проходить по другим схемам. Сначала произойдёт фотоионизация K-электрона и образование автоионизационного состояния, а затем станут возможными два варианта развития процесса: или автоионизация с заполнением вакансии в K-оболочке и отрывом L-электрона, или ещё одна фотоионизация K-электрона и образование полого иона с

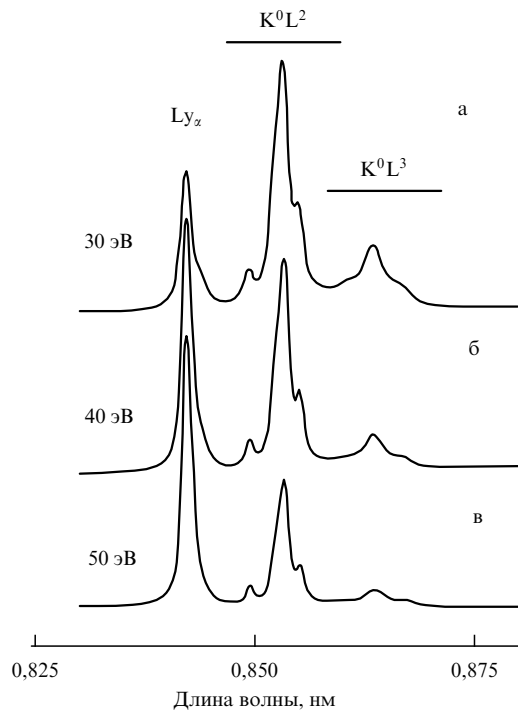


Рис. 6. Зависимость спектров полых ионов от температуры вещества по данным расчётов [83].

последующей автоионизацией. В зависимости от энергии фотона, эта цепочка процессов может прекратиться при достижении некоторой кратности ионизации, и далее будет происходить только фотоионизация валентных

электронов. В конечном состоянии опять получится плазма ионов Ne IX.

Если энергия фотона превышает 1360 эВ, то ионизационные цепочки будут идти до конца и мы получим плазму голых ядер Ne XI. Существенно, что цепочки фотоионизация – автоионизация – фотоионизация, происходящие с участием внутренней оболочки ионов, являются гораздо более быстрым процессом, чем просто фотоионизация валентной оболочки [82]. Следовательно, та же степень ионизации вещества в первом случае будет достигнута за существенно меньшее время.

Экспериментальные исследования ионизации неоновой мишени под воздействием импульса рентгеновского лазера LCLS (Linac Coherent Light Source) (Национальная ускорительная лаборатория (SLAC), США) были проведены совсем недавно в работе [82]. Энергия рентгеновских квантов в различных экспериментах составляла 800, 1050 или 2000 эВ при максимальном флюенсе фотонов 10^5 \AA^{-2} . При энергии 800 эВ максимальная зарядность ионов составила 6, при 1050 эВ она увеличивалась до 8, а при максимальной энергии — до 10 (рис. 7). Отметим, что при энергии 2000 эВ был также обнаружен эффект самопросветления.

4. Наблюдения спектров полых ионов в лазерной плазме

4.1. КК-полые ионы

Полые ионы с двумя вакансиями в К-оболочке (КК-полые ионы) являются наиболее яркими представителями полых ионов. Впервые спектр излучения КК-полого

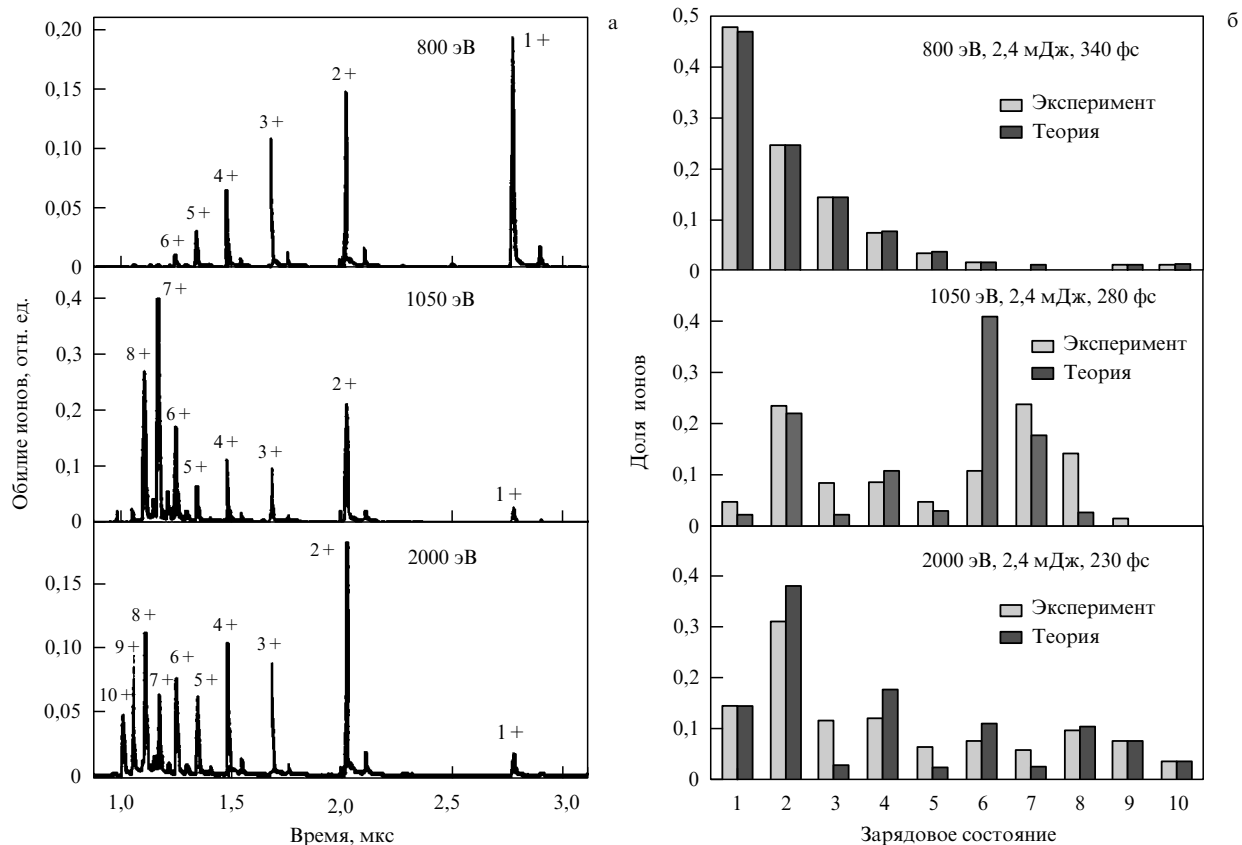


Рис. 7. Обилие ионов разной кратности, образующихся в неоновой мишени под воздействием импульса лазера LCLS: (а) результаты измерений времяпрелётными методами, (б) сопоставление с результатами расчёта [82].

иона, по-видимому, наблюдался на лазерной установке "Nike" [41] с наносекундной длительностью импульса, а его интерпретация как спектра полого иона была предложена немного позднее в [24]. Затем спектр такого типа для многозарядных ионов кремния, образующихся при нагреве мишени субпикосекундным импульсом высокого контраста, был зарегистрирован в работе [23] и интерпретирован как спектр полых ионов. Проведённые в [24] модельные расчёты убедительно подтвердили эту идентификацию. Для ионов магния спектры такого типа получены и идентифицированы в работе [66]. Имеется также ещё несколько работ (см. например, [84, 85]), в которых отмечалось наблюдение спектров полых ионов, но никаких подробных спектроскопических исследований не проводилось. Ниже мы рассмотрим результаты наиболее детальных исследований спектров КК-полых ионов [23–25, 66, 86].

4.1.1. Полые многозарядные ионы кремния в субпикосекундной лазерной плазме. Спектр, показанный на рис. 1в, получен на лазерной установке "Trident" Лос-Аламосской национальной лаборатории [23]. Лазерный импульс имел длительность 500 фс, энергию 550 мДж и максимальную интенсивность порядка $(0,5–1) \times 10^{19}$ Вт см⁻². Контраст мощности между основным импульсом и естественным предимпульсом наносекундной длительности составлял не менее $10^{10}–10^{11}$. Использовались твёрдые кремниевые мишени. Рентгеновские спектры плазмы наблюдались с помощью спектрографа со сферически изогнутым кристаллом слюды. Использовались кристаллы с радиусами кривизны 100, 150 и 186 мм. Кристалл, плазма и фотоплёнка располагались в соответствии с FSSR-1D- и FSSR-2D-схемами (FSSR-1D(2D) — Focusing Spectrograph with one dimensional (1D) (two dimensional (2D)) Spatial Resolution — фокусирующий спектрограф с одномерным (двумерным) пространственным разрешением) [6]. Это позволяло проводить регистрацию спектров одновременно с высокими спектральным ($\lambda/\delta\lambda = 10000$) и пространственным ($\delta x = 10$ мкм) разрешениями. Схема эксперимента приведена на рис. 8. Отметим, что данная схема является достаточно типичной для спектроскопических исследований лазерной плазмы твердотельных мишеней и в дальнейшем мы будем ссылаться на неё и при рассмотрении других экспериментов.

Спектральные структуры в области длин волн 6,16–6,28 Å (в окрестности резонансной линии иона Si XIV) могут принадлежать только переходам с возбуждённых

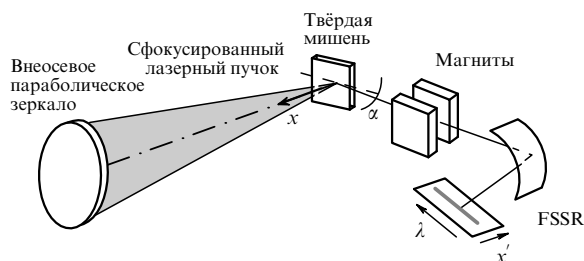


Рис. 8. Схема эксперимента по наблюдению спектров полых ионов, образующихся в плазме твердотельных мишеней. Магниты предохраняют рентгеновское устройство от попадания быстрых заряженных частиц.

ионных уровней без 1s-электронов. Такие переходы, как отмечалось в разделе 2.3, приводят к излучению самой резонансной линии Ly_α и её He-подобных диэлектронных сателлитов, т.е. линий, верхние уровни которых являются дважды возбуждёнными состояниями двухэлектронного иона. Для того чтобы найти дополнительные спектральные линии, лежащие вблизи линии Ly_α , были проведены атомные расчёты по программе "Superstructure" [87]. Многоконфигурационные волновые функции для связанных состояний строились в приближении промежуточной связи с учётом релятивистских поправок Брейта–Паули. Вычисление автоионизационных матричных элементов, в которые входят орбитали непрерывного спектра, проводилось методом искажённых волн [88, 89].

Результаты расчётов показали, что в исследуемый спектральный диапазон попадает множество линий, обусловленных переходами в многоэлектронных системах с числом электронов $q \geq 3$ (Li-, Be-, ...-подобные ионы), имеющих пустую K-оболочку, т.е. переходами в полых ионах. Населённости состояний полых ионов с $q \geq 3$ в корональной плазме пренебрежимо малы, и спектры излучения такой плазмы, обусловленные ионами с $q < 3$, имеют характерный вид, показанный на рис. 1а, б. В сверхплотной плазме с электронной плотностью N_e , превышающей критическую величину N_e^* (для плазмы кремния $N_e^* \sim 10^{22}$ см⁻³), нелинейные по N_e механизмы заселения уровней приводят к значительному возрастанию населённостей состояний полых ионов, увеличивая тем самым амплитуды соответствующих спектральных линий. Заметим, что наиболее важные последствия этого эффекта состоят: а) в столкновительном перемешивании различных l -подоболочек в конфигурациях с заданным значением главного квантового числа n ; б) в возрастании роли дополнительных механизмов заселения состояний с $q \geq 3$, таких как, например, диэлектронный захват с возбуждённых состояний и тройная рекомбинация [52, 53].

На рисунке 9а–д показаны результаты расчётов спектров, излучаемых состояниями полых ионов с $q = 2, 3$, характеризующимися различными наборами главных квантовых чисел: $[2, n]$ и $[2, n, n_1]$. Построение суммарного спектра излучения требует, естественно, решения соответствующей системы кинетических уравнений. Следует отметить, что больцмановское распределение по l -подоболочкам позволяет существенно упростить кинетическое моделирование благодаря резкому уменьшению числа рассматриваемых атомных уровней. Решение кинетической системы в данном случае должно проводиться не для отдельных атомных состояний, а для целых ионных комплексов, характеризующихся различными наборами главных квантовых чисел. В сверхплотной плазме распределение ионов по ионным комплексам является Саха-больцмановским, соответствующий этому случаю суммарный спектр приведён на рис. 9е. Отметим, что при расчёте указанного спектра эффект самопоглощения линии Ly_α учитывался в приближении Бибермана–Хольстейна.

Как видно из рис. 9е, синтезированный спектр в целом достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными. Его отличие от наблюдаемых спектров (присутствие двух необъяснимых максимумов около $\lambda = 6,215$ Å и $\lambda = 6,23$ Å и некоторая недооценка наблюдаемой интенсивности во всей спектральной области)

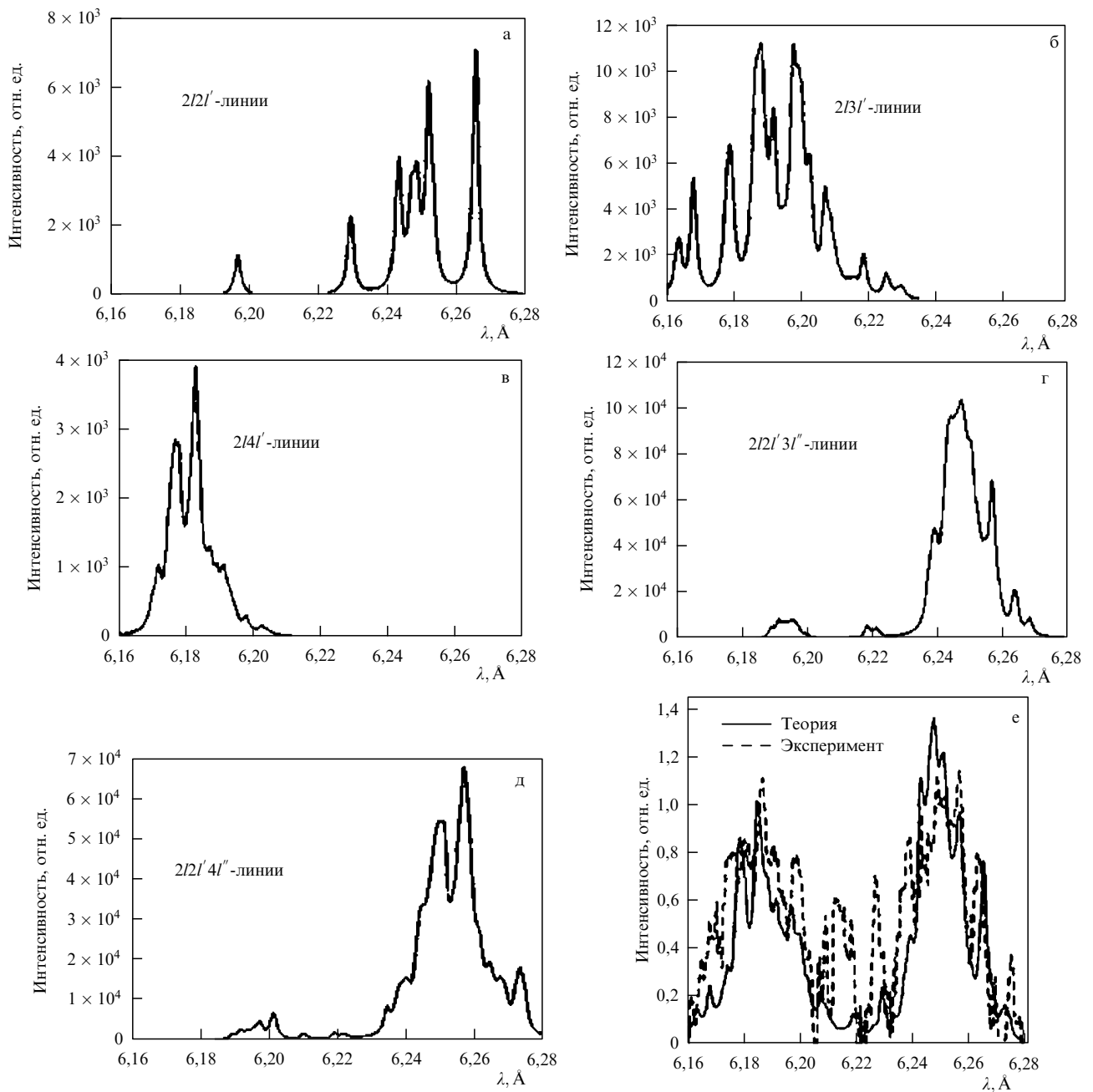


Рис. 9. (а–д) Излучаемые различными состояниями полых ионов спектры, рассчитанные для болцмановского распределения населённости по l -подоболочкам. (е) Сравнение эмиссионного спектра кремниевой фемтосекундной лазерной плазмы с результатами расчёта, выполненного для ЛТР-плазмы с $T_e = 350$ эВ и $N_e = 6 \times 10^{23}$ см $^{-3}$ [24].

связано с учётом полых ионных комплексов вида $[2, n, n]$ с $n \geq 3$ и $[2, n]$ с $n > 4$ и конфигураций с $q \geq 4$.

Неплохое согласие экспериментальных спектров с результатами модельных расчётов позволило в работах [24, 25] впервые уверенно связать новый, обнаруженный в субпикосекундной лазерной плазме, тип квазинепрерывных спектров, создаваемых импульсом высокого контраста, с переходами в многозарядных полых ионах. В этих работах также сделаны выводы о том, что лазерная плазма представляет собой естественный источник полых ионов и даёт новые возможности для анализа их свойств. Присутствие ионных состояний с пустыми К-оболочками в такой плазме является следствием её

сверхвысокой плотности, приводящей к нарушению корональных условий. Был предложен новый тип спектральной диагностики, основанной на построении эмиссионного спектра плазмы не из отдельных спектральных линий, а из целых спектральных комплексов, характеризующихся различными наборами главных квантовых чисел $[n, n_1, n_2]$. Результаты модельных расчётов, проведённых при предположении болцмановского равновесия, продемонстрировали хорошее количественное согласие с измеренными спектрами, подтвердив тем самым, что адекватная кинетическая модель сверхплотной плазмы должна строиться с учётом состояний полых ионов.

4.1.2. Рентгеновские спектры полых ионов Mg, излучаемые плазмой, создаваемой излучением коротковолнового XeCl-лазера. Как отмечалось в разделе 4.1.1, для формирования спектров полых ионов необходимы, в первую очередь, высокие значения плотности плазмы. Однако плазма сверхвысокой плотности может быть получена не только при использовании фемтосекундных лазерных импульсов сверхвысокого контраста, но и при применении коротковолновых наносекундных лазеров. С целью проверки предположения о наличии линий полых ионов в спектре плазмы, создаваемой с помощью коротковолнового наносекундного лазера, были проведены специальные эксперименты на лазерной установке HERCULES (High Energy Repetitive CUos Laser System — Импульсный высокоэнергетичный лазер Центра ультрабыстрой оптики (CUOS)) (Фраскати, Италия) [66].

Для нагрева плазмы в [66] использовался эксимерный XeCl-лазер [90] с длиной волны 0,308 мкм. Энергия лазерного импульса составляла 2 Дж при длительности 12 нс. Лазер работал с частотой повторения 10 Гц. Излучение фокусировалось на поверхности твёрдой магниевой мишени в пятно диаметром 70 мкм, так что плотность потока лазерного излучения была довольно низкой ($\approx 4 \times 10^{12}$ Вт см⁻²). Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось работающим по схеме FSSR-2D спектрографом со сферически изогнутым кристаллом слюды [6, 91], обеспечивающим спектральное разрешение не хуже $\lambda/\delta\lambda \approx 5000$ при одномерном пространственном разрешении $\delta x \approx 30$ мкм в направлении разлёта плазмы (т.е. по нормали к мишени (см. рис. 8)).

Эмиссионный спектр магниевой плазмы в области длин волн 8,2–9,3 Å, полученный в [66], приведён на рис. 10а. Для сравнения на рис. 10б показан полученный ранее для этого же диапазона длин волн спектр магниевой плазмы, нагреваемой Nd-лазером (длительность импульса 1 нс, плотность потока 10^{14} Вт см⁻²) [3]. Следует подчеркнуть, что спектры, аналогичные изображённым на рис. 10б, наблюдались ранее не только в лазерной плазме, но и в плазме взрывающихся проволок, пинчей, а также в солнечной короне (см., например, ссылки в обзоре [3]). Далее для краткости мы будем называть спектры такого вида "обычными". Из рисунка видно, что обычные спектры излучения магниевой плазмы в диапазоне длин волн 8,2–9,3 Å содержат резонансную и интеркомбинационную линии He-подобного Mg XI (линии He_{x1} и He_{x2}), резонансную линию H-подобного иона Mg XII (линия Ly_z) и её диэлектронные сателлиты, обусловленные радиационным распадом автоионизационных состояний He-подобного Mg XI (группа линий в области длин волн 8,44–8,56 Å). Как видно из рис. 10, основные отличия спектра, приведённого на рис. 10а, от обычного состоят в появлении дополнительных квазинепрерывных структур, располагающихся в областях длин волн 8,4–8,65 Å, 8,67–8,92 Å и 8,94–9,15 Å.

В разделе 2.3 мы уже попытались, исходя из простых оценок, сделать выводы о том, какие спектральные переходы могут попадать в область между линиями Ly_z иона Mg XII и He_x иона Mg XI. Эти оценки подтверждаются результатами численных расчётов атомной структуры ионов магния, выполненных в [66]. Для предварительной оценки интенсивностей и положения различных спектральных переходов использовалась программа CATS (Cowan ATomic Structure program), позво-

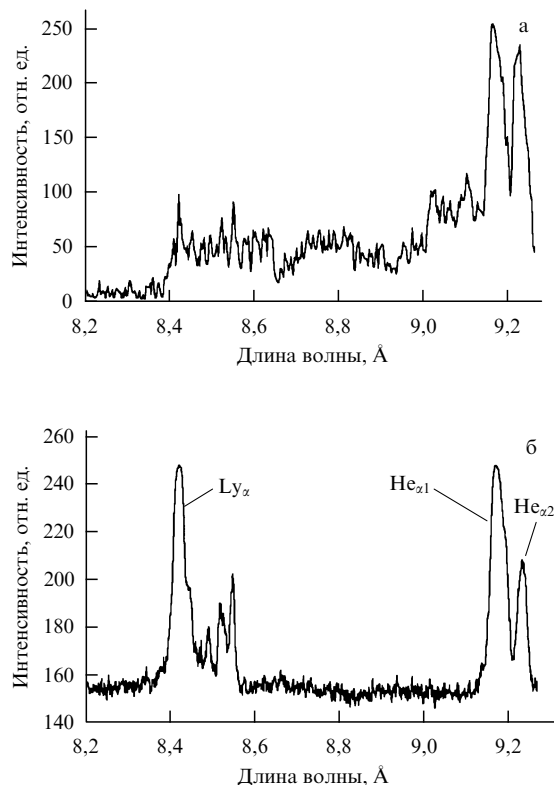


Рис. 10. Излучение в области длин волн 8,4–9,3 Å магниевой плазмы, нагреваемой (а) XeCl-лазером и (б) Nd-лазером [66].

ляющая в модели "средней атомной конфигурации" рассчитать эмиссионные свойства ионов различной кратности [92]. Были учтены все возможные электронные конфигурации для ионов, от Mg I до Mg XII, построенные из орбиталей 1s, 2s, 2p, 3s, 3p и 3d. Эмиссионные спектры рассчитывались в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР). Результаты приведены на рис. 11 для двух значений температуры плазмы. Следует отметить, что в этих расчётах населённости основных состояний ионов различных кратностей полагались равными, т.е. ионизационный баланс не вычислялся.

На рисунке 11а показаны результаты расчёта при сравнительно низкой температуре, 100 эВ. В этом случае в излучательном спектре, построенном в предположении ЛТР, доминируют сателлитные структуры, поскольку населённости состояний полых ионов очень малы. При увеличении температуры ситуация меняется и в спектре начинают доминировать переходы в полых ионах (см. рис. 11б, построенный для $T_e = 1000$ эВ). Из рисунка 11 видно, что для каждой кратности ионизации эмиссионный спектр состоит из нескольких довольно широких пиков, которые различаются комбинациями чисел заполнения при сохранении их суммы.

Самое существенное различие рис. 11а и б состоит в том, что переходы в КК-полых ионах сосредоточены в области $\lambda > 8,4$ Å и в случае преобладания таких переходов наблюдаемый спектр должен иметь резкую границу на указанной длине волны. При доминировании сателлитов и KL-полых ионов такой резкой границы нет и спектральные пики достаточно равномерно покрывают диапазон длин волн от 8 Å до 9 Å (рис. 11а). Поскольку в наблюдавшихся спектрах отчётливо видна резкая гра-

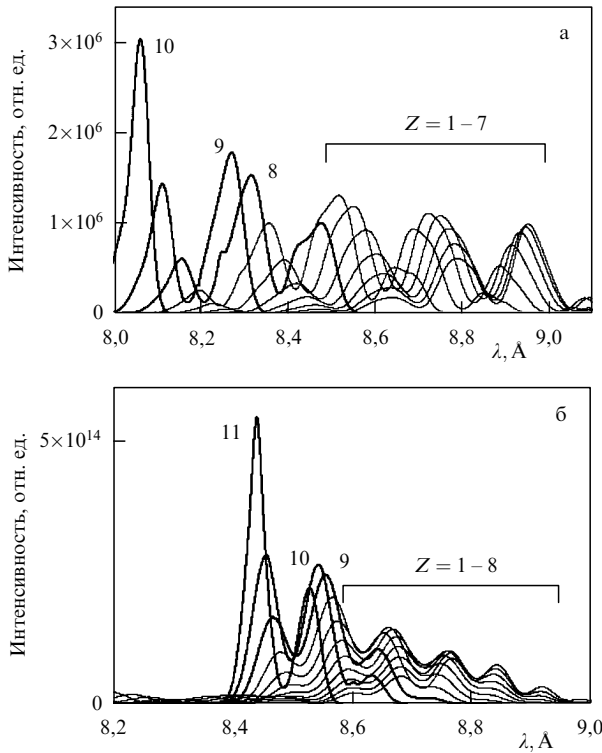


Рис. 11. (а) Излучательный спектр $n' = 3 - n = 1$ -переходов в ионах магния, рассчитанный в приближении средней атомной конфигурации. (б) Излучательный спектр $n' = 2 - n = 1$ -переходов в полых ионах магния. Указанные около кривых числа обозначают спектроскопический символ иона [66].

ница в окрестности $\lambda = 8,4 \text{ \AA}$ (см. рис. 10), то уже одно это позволяет предположить, что наблюдаемые структуры связаны с переходами в полых многозарядных ионах магния. Дополнительным указанием на то, что наблюдаемые особенности спектра связаны именно с переходами в полых ионах, а не с сателлитными структурами малоионизованных ионов, является следующее. Как отмечалось в разделе 3, для возбуждения таких структур в холодной плазме необходимо наличие пучка быстрых электронов, воздействие которого должно приводить к генерации быстрых ионов, т.е. ионов с энергией, существенно превышающей тепловую. Рентгеноспектральные исследования, проведённые нами ранее, показали, что при получении плазмы на установке HERCULES генерации быстрых ионов не происходит, а следовательно, наличие пучка быстрых электронов является маловероятным.

Модель средней атомной конфигурации, использованная при построении рис. 11, позволяет лишь оценить положение центра тяжести огибающей группы линий, излучаемых при радиационном распаде той или иной конфигурации, но не её форму. Поэтому в работе [66] были проведены детальные расчёты атомных характеристик изолированных ионов с помощью вычислительных программ, позволяющих определить длину волны и вероятность каждого отдельного спектрального перехода из рассматриваемой совокупности. Наиболее подробно исследовалась область длин волн $8,4 - 8,7 \text{ \AA}$, в которой, как видно из рис. 11б, сосредоточены спектральные переходы полых ионов наибольших кратностей. Следует подчеркнуть, что в плазме, как правило, наибо-

лее заселены наименее возбуждённые атомные конфигурации. Исключениями из этого общего правила фактически являются только рекомбинирующая плотная плазма, в которой рекомбинационный поток идёт через высоковозбуждённые конфигурации, обуславливая тем самым их эффективное заселение, и плазма, в которой имеют место резонансные процессы (перезарядка, фотозвозбуждение или фотоионизация внешним узкополосным излучением), приводящие к селективному заселению некоторых конфигураций. Поэтому из всех возможных электронных конфигураций в [66] были рассмотрены наименее возбуждённые конфигурации с наименьшими числами заполнения n_i , а именно, авторы [66] ограничились следующими наборами чисел заполнения:

1) для He-подобных ионов ($\sum n_i = 2$) — $n_2 = 2; n_2 = 1, n_3 = 1; n_2 = 1, n_4 = 1;$

2) для Li-подобных ионов ($\sum n_i = 3$) — $n_2 = 3; n_2 = 2, n_3 = 1; n_2 = 2, n_4 = 1; n_2 = 2, n_5 = 1; n_2 = 1, n_3 = 2; n_2 = 1, n_3 = 1, n_4 = 1;$

3) для Be-подобных ионов ($\sum n_i = 4$) — $n_2 = 4; n_2 = 3, n_3 = 1; n_2 = 3, n_4 = 1; n_2 = 3, n_5 = 1; n_2 = 2, n_3 = 2; n_2 = 2, n_3 = 1, n_4 = 1; n_2 = 1, n_3 = 3;$

4) для B-подобных ионов ($\sum n_i = 5$) — $n_2 = 5; n_2 = 4, n_3 = 1; n_2 = 3, n_4 = 2; n_2 = 2, n_5 = 3; n_2 = 1, n_3 = 4.$

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

Для каждого набора чисел заполнения имеется огромное (до нескольких тысяч) число близко расположенных линий, представляющих собой так называемый массив неразрешаемых переходов (Unresolved Transition Array, UTA). (Исключением здесь являются только две электронные конфигурации, для которых количество линий невелико и они формируют несколько хорошо разрешаемых спектральных пиков.) Если плотность плазмы не слишком мала (а в случае рассматриваемых экспериментов вблизи мишени плотность плазмы составляла 10^{22} см^{-3}), то в пределах уровневой одной конфигурации реализуется локальное термодинамическое равновесие и эмиссионный спектр плазмы, связанный с этой конфигурацией, описывается следующей суммой:

$$S(\lambda, n_1, n_2, n_3, \dots) = \sum_{i,k} g_i A_{ik} f(\lambda - \lambda_{ik}) \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_e}\right), \quad (2)$$

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 (2), которая берётся по всем уровням данной конфигурации, представляет собой спектральную функцию конфигурации. Суммарное излучение $S(\lambda)$ оптически тонкой плазмы определяется выражением

$$S(\lambda) = \sum_{n_1, n_2, \dots} \frac{S(\lambda, n_1, n_2, \dots) N(n_1, n_2, \dots)}{g(n_1, n_2, \dots)}, \quad (3)$$

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

Сумму (2) удобно разбить на части, отвечающие конфигурациям с фиксированным полным числом электронов $M = \sum_i n_i$. 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 определяет относительные заселённости различных изоэлектронных конфигураций) и собственной формы контура перехода $f(\lambda - \lambda_{ik})$. Результаты расчётов таких спектральных функций для двух-, трёх-, четырёх- и пятиэлектронных ионов, выполненные для гауссовых профилей с шириной 0,004 Å, приведены на рис. 12, из которого хорошо видны следующие общие закономерности.

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

- Величина $\lambda_{\text{max}}(M)$ является возрастающей функцией M .

- При низкой температуре спектральные функции сосредоточены вблизи длины волны $\lambda_{\text{max}}(M)$, в то время как по мере увеличения температуры происходит их "размазывание" на весь диапазон от $\lambda(\text{Ly}_z)$ до $\lambda_{\text{max}}(M)$.

Такое поведение спектральных функций качественно вполне понятно. Действительно, при низкой температуре достаточно сильно заселены только наименее возбуждённые конфигурации полых ионов типа $(2l)^M$. Для таких конфигураций сдвиг длин волн является максимальным и увеличивается с возрастанием M , как отмечалось выше. С возрастанием температуры всё большую роль начинают играть более возбуждённые конфигурации типа $(2l)^{n_2}(3l)^{n_3} \dots$, для которых эффект экранирова-

ния меньше, и спектральные функции начинают смещаться в сторону меньших длин волн.

Интересно сопоставить взаимное расположение спектральных функций ионов с разным числом электронов. Из рисунка 13, на котором проведено такое сопоставление при $T_e = 100$ эВ, хорошо видно, что спектральные функции различных ионов перекрываются, несмотря на систематический сдвиг в сторону больших длин волн при увеличении M . Необходимо заметить, что узкие максимумы на спектральных функциях формируются, как правило, не за счёт одного или нескольких сильных переходов, а вследствие случайного совпадения длин волн очень большого числа спектральных линий.

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

Из рисунка 12 видно, что спектральные функции, соответствующие различным электронным конфигурациям, в максимумах имеют один и тот же порядок величины. Это означает, что если концентрации ионов различных изоэлектронных последовательностей в плазме различаются не слишком сильно (т.е. имеют один и тот

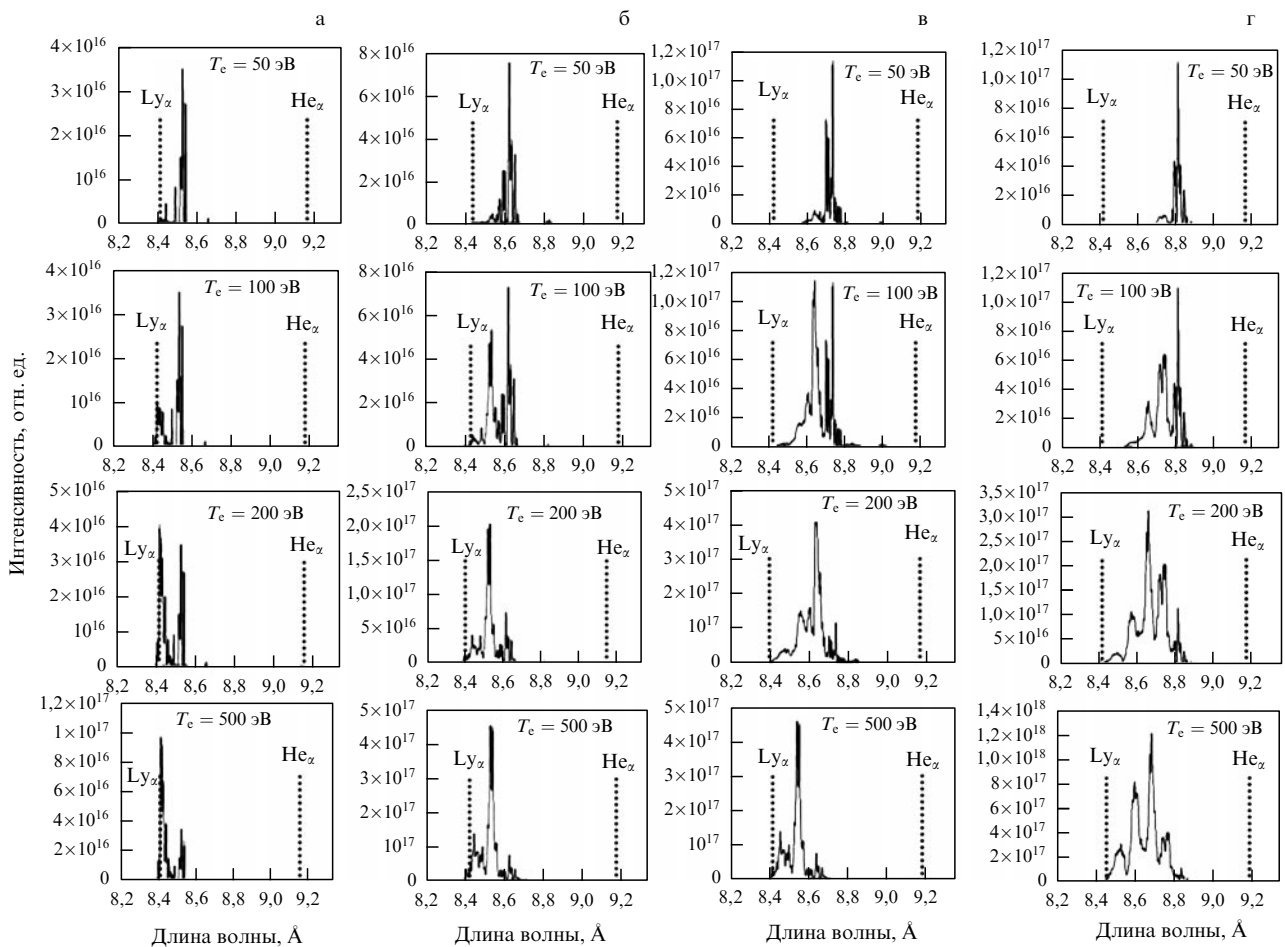


Рис. 12. Спектральные функции ионов Mg XI (а), Mg X (б), Mg IX (в) и Mg VIII (г), рассчитанные в приближении ЛТР при различных значениях температуры плазмы [66].

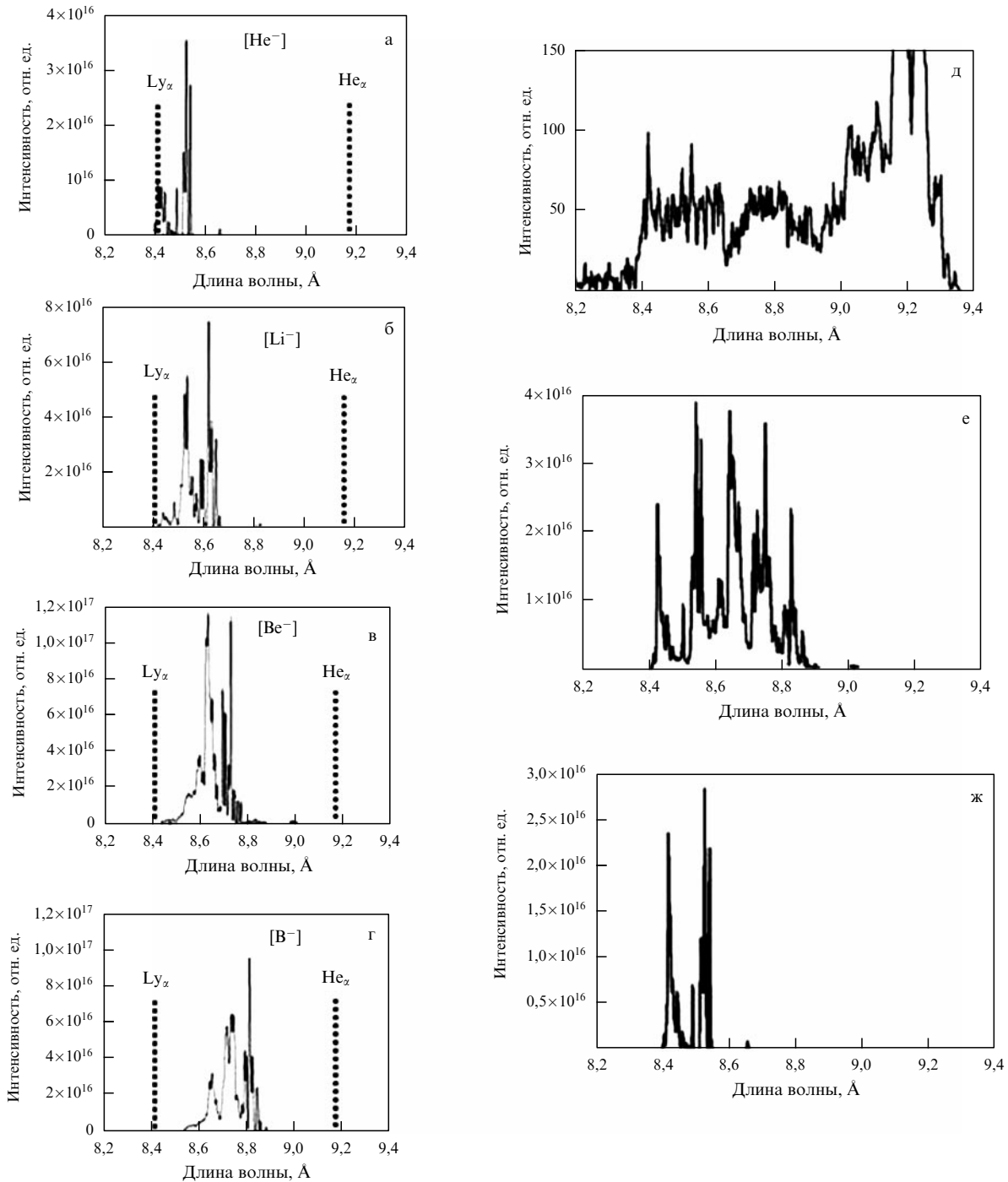


Рис. 13. (а–г) Спектральные функции ионов магния различных изоэлектронных последовательностей при $T_e = 100$ эВ. Излучение магниевой плазмы в области длин волн 8,4–9,3 Å: (д) наблюдение в плазме, нагреваемой эксимерным лазером, (е) теоретическая модель, учитывающая переходы в полых ионах с числом электронов $M < 6$, (ж) учёт только диэлектронных сателлитов [66].

же порядок), то все рассмотренные конфигурации дадут заметный вклад в полный спектр излучения плазмы и этот спектр будет иметь сложный квазинепрерывный характер.

Например, на рис. 13 приведён спектр, рассчитанный при $T_e = 100$ эВ и следующих отношениях заселённости конфигураций $(2l)^{n_2} : N[(2l)^2]/g[(2l)^2] : N[(2l)^3]/g[(2l)^3] : N[(2l)^4]/g[(2l)^4] : N[(2l)^5]/g[(2l)^5] = 4 : 1 : 1 : 1$. Из рисунка видно, что рассмотренные нами конфигурации ионов с 2–5 электронами формируют неразрешаемый массив переходов в области длин волн 8,4–8,8 Å. На рисунке 13 также приведены экспериментальный спектр, полученный

авторами настоящего обзора в работе [66], и эмиссионный спектр, рассчитанный нами при учёте только диэлектронных сателлитов линии Ly_z иона $Mg XII$.

Сравнивая эти три спектра, можно сделать следующие выводы.

1. Диэлектронные сателлиты линии Ly_z не могут даже качественно объяснить спектр излучения плазмы, создаваемой коротковолновым эксимерным лазером наносекундной длительности, хотя прекрасно объясняют наблюдавшиеся ранее спектры плазмы, нагреваемой инфракрасными лазерами нано- и пикосекундной длительности.

2. Переходы в полых ионах магния с 3–5 электронами дают квазинепрерывный спектр, который не только распространяется на спектральный диапазон между линией Ly_α и её диэлектронными сателлитами, но и выходит за его длинноволновую границу.

3. В области 8,4–8,7 Å излучательный спектр формируется за счёт как диэлектронных сателлитов, так и переходов в полых Li -, Be - и B -подобных ионов магния.

4. Спектр в области $\lambda > 8,7$ Å может формироваться только за счёт переходов в полых ионах с числом электронов $M \geq 4$.

Естественно, модельный спектр, показанный на рис. 13, не может претендовать на количественное описание наблюдаемого спектра во всём диапазоне 8,4–9,2 Å по ряду причин, главными из которых являются следующие.

Во-первых, здесь рассмотрены только ионы с числом электронов $M < 6$. Нерассматриваемые переходы в полых C -, N - и O -подобных ионах должны, с одной стороны, сформировать эмиссионный спектр в области длин волн $\lambda = 8,7$ –9,2 Å, а с другой — внести вклад (хотя и не очень большой) в более коротковолновую часть диапазона длин волн 8,4–8,7 Å.

Во-вторых, как 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 среднюю светимость плазмы за всё время её существования. В процессе эволюции плазмы её параметры (плотность, температура, ионный состав) сильно изменяются. Между тем, как видно из рис. 12в, г и 13, даже изменение только температуры очень сильно сказывается на спектральных функциях, связанных с данным ионом. Усреднение спектральных функций по температуре даст более "рыхлую" структуру спектра с менее чётко выраженными максимумами, что, собственно, и проявляется в экспериментальном спектре.

Таким образом, в работе [66] показано, что зарегистрированные спектральные структуры обусловлены переходами в КК-полых ионах, которые ранее в лазерной плазме наблюдались только на сверхмощных фемто- и пикосекундных лазерных установках при очень высоких контрастах лазерного импульса, а для ионов низких кратностей — при взаимодействии релятивистских ионных пучков высокой интенсивности с твёрдым телом. Там же отмечается, что для выяснения механизмов образования полых ионов в лазерной плазме требуются как систематические экспериментальные рентгеноспектральные исследования, так и детальные расчёты радиационно-столкновительной кинетики ионов в неоднородной нестационарной плазме с учётом возможных процессов фотоионизации собственным излучением и перезарядки ионов.

Обратим ещё раз внимание на то, что наиболее подходящим для экспериментальных исследований является спектральный диапазон между сателлитами 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

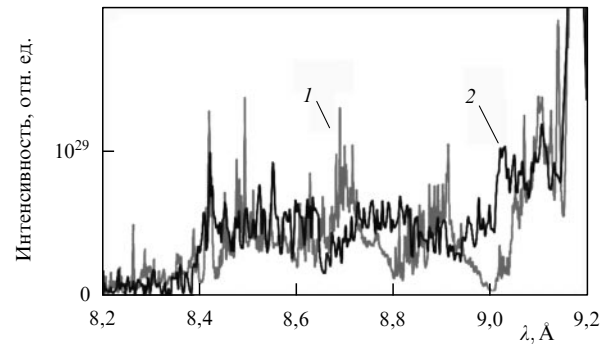


Рис. 14. Спектр Mg-плазмы (1), рассчитанный по программе АТОМІС с учётом полых ионов [93], и экспериментальный спектр (2) [66].

лазерной плазмы в нём не проводилось. Подчеркнём ещё раз, что для таких исследований, как показано в [66], совсем не обязательно использовать дорогостоящие сверхмощные фемтосекундные высококонтрастные лазерные установки или ускорительные установки, а можно применять сравнительно простые плазменные источники на основе не слишком мощного коротковолнового лазера с импульсом наносекундной длительности.

Как видно, модельный спектр, изображённый на рис. 13е, очень неплохо описывает экспериментальный спектр в области длин волн 8,4–8,8 Å, но, в отличие от экспериментального спектра, не даёт никаких линий в более длинноволновом диапазоне. Позднее в работах [93–95] было показано, что это связано с учётом в ранее проведённом моделировании целого ряда возможных конфигураций не только в КК-полых, но и в КL-полых ионах.

В [93–95] были выполнены новые расчёты по программе АТОМІС, использующие смешанное приближение массивов неразрешаемых переходов — MUTA (Mixed Unresolved Transition Array). Это позволило добавить в расчёт ряд важных конфигураций, сохранив время вычислений на разумном уровне. Как видно из рис. 14, результаты новых расчётов подтвердили предположение о том, что наблюдаемый спектр обусловлен переходами в полых ионах, и позволили фактически полностью описать наблюдавшийся спектр.

4.1.3. Роль перезарядки в формировании КК-полых ионов азота при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с газом высокого давления. При использовании в качестве лазерных мишеней газов создаются хорошие условия для проникновения многозарядных ионов, образовавшихся в фокальной области, в периферические области, содержащие в основном малозарядные и даже нейтральные атомы газа. Это приводит к тому, что упоминавшиеся в разделе 3 процессы перезарядки могут вызывать эффективное заселение состояний полых ионов. Впервые такой эффект был обнаружен и объяснён в работе [86], где экспериментально и теоретически исследовалось взаимодействие мощных фемтосекундных лазерных импульсов с азотом высокого давления.

Эксперименты [86] проводились на титан-сапфировом лазере Исследовательского центра Сакле (Франция). Лазерный импульс с линейной р-поляризацией фокусировался на импульсную газовую мишень. Струя азота имела поперечный размер около 20 мм с резкими градиентами плотности на границах. Плотность атомов

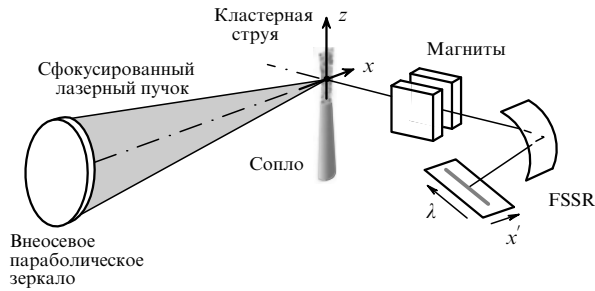


Рис. 15. Схема эксперимента по наблюдению спектров полых ионов, образующихся в плазме газовых или кластерных мишеней. Магниты предохраняют рентгеноспектральное устройство от попадания быстрых заряженных частиц.

составляла $1,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для максимального давления в клапане 20 бар. Энергия импульса $E = 750 \text{ мДж}$, длина волны 790 нм , лазерный контраст 10^5 . Лазерный луч диаметром 80 мм фокусировался внеосевым параболическим зеркалом с относительным отверстием $1/2,35$, радиус пятна равнялся 8 мкм . Соответствующие рэлеевская длина и интенсивность составляли 70 мкм и $10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$. При такой интенсивности ионизация оптическим полем могла проходить вплоть до момента образования голых ядер азота [96]. Схема эксперимента, типичная для спектроскопических исследований плазмы

импульсных газовых или кластерных мишеней, приведена на рис. 15.

Пространственно разрешённые рентгеновские спектры ионов азота регистрировались спектрографом со сферически изогнутым кристаллом слюды [6, 97] (радиусом 150 мм), расположенным на расстоянии 250 мм от плазмы. Средний брэгговский угол равнялся приблизительно 75° . Спектральное разрешение было не хуже 2000 , а пространственное разрешение составляло $\delta x = 30 \text{ мкм}$ в направлении распространения лазерного излучения.

На рисунке 16а показаны два экспериментальных спектра свечения азота, зарегистрированных при различных давлениях газа в диапазоне длин волн $1,88 - 1,96 \text{ нм}$. Видны очень широкие структуры вокруг резонансных линий Н-подобного иона. Однако расчёты, в которых учитывается квазистатическое ионное поле, уширение вследствие электронных столкновений и доплеровское уширение, показывают, что при максимальной возможной электронной плотности ($2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$) экспериментальные ширины гораздо больше теоретических (пример теоретического спектра приведён на рис. 16б). Хорошая корреляция отдельных пиков на различных экспериментальных спектрах (рис. 16а) говорит о том, что они не являются шумами, а представляют собой какие-то спектральные структуры. В [86] было высказано предположение, что они являются переходами с высоковозбуждённых состояний $nln'l'$ полых Не-подобных ионов азота.

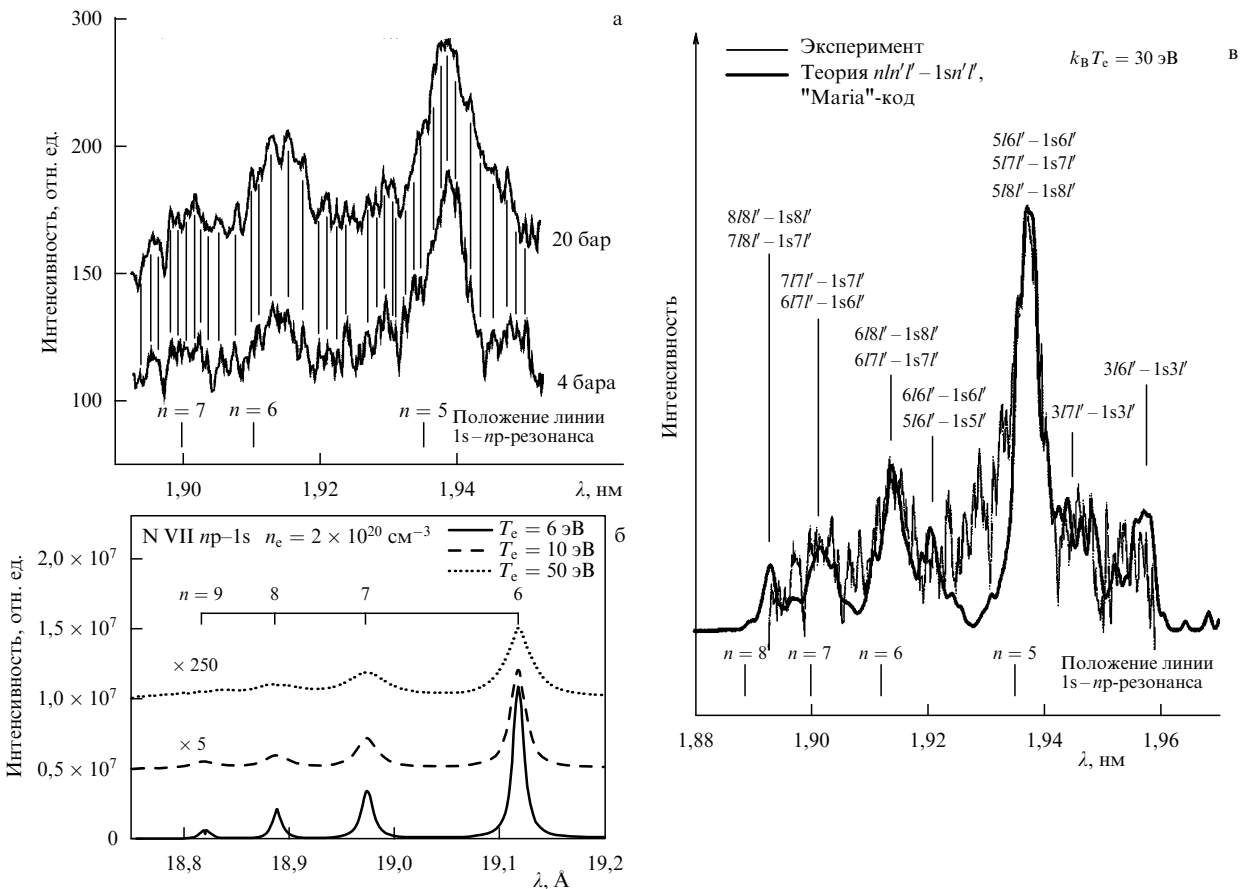


Рис. 16. (а) Рентгеновские спектры излучения азота при давлениях газа в сопле 20 атм и 4 атм [86]. (б) Теоретический спектр азотной мишени, рассчитанный при электронной плотности $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и различных значениях электронной температуры плазмы [86]. (в) Сравнение экспериментального спектра азотной мишени с результатами расчёта по программе "Maria" [99].

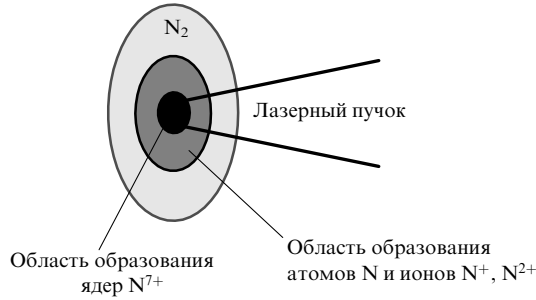
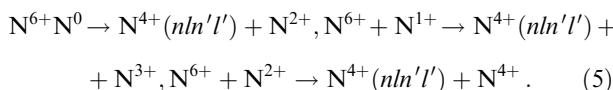
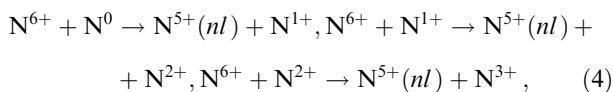


Рис. 17. Схема образования ионов разных кратностей в различных пространственных областях газовой мишени.

Атомные расчёты, проведённые многоконфигурационным методом Хартри–Фока с учётом релятивистских поправок для полых конфигураций типа $3l5l'$, $4l5l'$, $5l5l'$, $3l6l'$, $4l6l'$, $5l6l'$, $6l6l'$, $3l7l'$, $4l7l'$, $5l7l'$, $6l7l'$, $7l7l'$, $3l8l'$, $4l8l'$, $5l8l'$, $6l8l'$, $7l8l'$ и $8l8l'$, подтвердили это предположение, по крайней мере для длин волн обнаруженных спектральных пиков. Оказалось, что спектры перечисленных выше структур действительно являются весьма широкими из-за взаимного перекрытия огромного числа близко расположенных переходов и лежат в интересующей нас области спектра. Более того, суммарный эмиссионный спектр таких состояний полых ионов качественно и даже количественно весьма неплохо описывает экспериментальный спектр (сравнение проведено на рис. 16в), за исключением самих резонансных линий Н-подобного иона. Это означает, что по каким-то причинам состояния полых ионов в данном случае аномально сильно заселены по сравнению с однократно возбуждёнными состояниями водородоподобных ионов. Для объяснения такого аномального поведения заселённости уровней в [86] предложен физический механизм, связанный с перезарядкой при столкновениях многозарядных и малозарядных ионов азота. Сценарий этого механизма выглядит так.

После того как молекулы N_2 оказываются ионизированными оптическим полем до состояния голых ядер, они проникают в окружающий газ, содержащий нейтральные атомы или одно- и двукратные ионы (рис. 17), поскольку при удалении от центрального пятна лазерная интенсивность быстро убывает и на расстояниях приблизительно 30 мкм от него лазерное поле не может ионизовать даже молекулу N_2 . Отметим, однако, что даже на больших расстояниях от центрального пятна молекулы N_2 могут быть разрушены достаточно энергетичными частицами (фотонами и электронами), сгенерированными в центральной области. Поэтому, в соответствии с [86], будем считать, что ядра сталкиваются с ионами N^0 , N^+ , N^{2+} , в результате чего происходят следующие реакции однократной или двойной перезарядки:



Соответствующие сечения в пределе малых скоростей ($v < 2,18 \times 10^8 (I/Ry)^{1/2}$ [см с⁻¹]) можно оценить по клас-

сической надбарьерной модели [98]:

$$\sigma_1 = \pi a_0^2 (R_1^2 - R_2^2), \quad \sigma_2 = \pi a_0^2 R_2^2,$$

где $R_1 = 2Ry(2Z^{1/2} + 1)/I_1$, $R_2 = 2Ry[2(Z - 1)^{1/2} + 1]/I_2$, $a_0 = 5,29 \times 10^{-9}$ см — радиус Бора, Ry — постоянная Ридберга, $Ry = e^2/(2a_0) = 13,61$ эВ, I_1 и I_2 — потенциалы ионизации в электронвольтах.

Для перезарядки с молекулами азота $I_1 = I(N_2 \rightarrow N_2^{1+}) = 15,3$ эВ и $I_2 = I(N_2 \rightarrow 2N^{1+}) = 23,5$ эВ сечения составляют $\sigma_1 = 6 \times 10^{-15}$ см², $\sigma_2 = 4 \times 10^{-15}$ см², тогда как для перезарядки с первым ионом $I_1 = 29,6$ эВ, $I_2 = 47,4$ эВ и $\sigma_1 = 2 \times 10^{-15}$ см², $\sigma_2 = 1 \times 10^{-15}$ см². Предполагая, что температура периферической области ~ 10 эВ (при этом фракция ионов N^{1+} составляет около 10%), можно оценить вероятность заселения уровней вследствие процессов перезарядки, т.е. величины $n(N^{1+})v\sigma_1 = 2 \times 10^{11}$ с⁻¹, $n(N^{1+})v\sigma_2 = 1 \times 10^{11}$ с⁻¹, и сравнить их с вероятностями заселения вследствие процессов рекомбинации, которые для тройной рекомбинации оказываются порядка 10^{10} с⁻¹, а для радиационной — 2×10^9 с⁻¹ [86]. Очевидно, что процессы перезарядки действительно оказываются наиболее существенными для заселения состояний полых ионов. При этом, согласно классической теории перезарядки, заселяться будут преимущественно состояния с главными квантовыми числами, определяемыми выражением [99]

$$n_f = Z \left(\frac{Ry}{I} \right)^{1/2} \frac{2Z^{1/2} + 1}{Z + 2Z^{1/2}}, \quad (6)$$

которое даёт $n_f = 3$ и 4 для I_1 и I_2 соответственно. В плотной плазме, однако, электронный захват может также эффективно идти через высоковозбуждённые состояния [100], поскольку сечение перезарядки быстро возрастает с уменьшением потенциала ионизации, а заселённости возбуждённых состояний в плотной плазме не слишком малы. Как видно из (6), при этом будут заселяться состояния полых ионов с большими n_f . Например, при перезарядке на состояниях типа $2p3l'$ и $2p4l'$ значения n_f будут лежать в диапазоне 5–8. Как раз такие значения n_f и были учтены в [86] при моделировании экспериментального спектра, приведённого на рис. 16в.

4.2. КЛ-полые ионы

Исследование спектров КЛ-полых ионов представляет собой гораздо более сложную задачу, чем рассмотренный выше случай КК-полых ионов. Во-первых, такие спектры, как правило, состоят из гораздо большего числа близко расположенных спектральных переходов, поскольку начальная электронная конфигурация перехода в данном случае содержит большее число открытых электронных оболочек. Во-вторых, наличие дополнительной дырки в L-оболочке (а не в K-оболочке) даёт существенно меньший сдвиг длин волн этих переходов и они лежат практически в той же самой спектральной области, что и обычные диэлектронные сателлиты. Например, спектры полых ионов, лежащие вблизи резонансных линий многозарядных Ne-подобных ионов, должны перекрываться Na-, Mg-, ...-подобными сателлитами и выделить их из наблюдаемого спектра чрезвычайно сложно, а без проведения надёжных прецизионных расчётов атомных структур и детальных кинетических расчётов вряд ли вообще возможно. Поэтому, хотя

впервые на важность таких переходов было обращено внимание в работах группы Родса [84, 85, 101, 102], идентификация авторами этих работ спектров излучения ксеноновых кластеров как спектров KL-полых ионов вызывает большие сомнения. Более надёжными представляются измерения для ионов с не очень большим полным числом электронов, например результаты работы [103] по наблюдению в фемтосекундной лазерной плазме спектров KL-полых ионов алюминия. В разделах 4.2.1–4.2.3 мы рассмотрим результаты работ [103–106], в которых спектральные особенности KL-полых ионов исследованы наиболее детально.

4.2.1. Наблюдение KL-полых ионов в спектрах излучения плазмы алюминия. В работе [103] для создания плазмы использовался фемтосекундный лазер с длительностью импульса 80 фс, энергией 2 мДж и плотностью потока в фокальной плоскости $10^{16}–10^{17}$ Вт см⁻². Твердотельная мишень имела слоистую структуру: на стеклянную подложку наносился слой алюминия, в одном случае — тонкий (около 20 нм), а в другом — гораздо более толстый (порядка 400 нм), и поверх него наносился слой титана толщиной 20 нм. Первую мишень вслед за авторами [103] будем называть тонкой, а вторую — толстой. Подчеркнём, что в случае толстой мишени спектры алюминия могли излучаться только плотной плазмой с твердотельной плотностью, а не разлетающейся высокотемпературной плазменной короной.

Как видно из рис. 18, на котором приведены полученные в [103] спектры, в зависимости от типа мишени рентгеновский спектр излучения резко меняется. В случае толстой мишени исчезает ряд сателлитных линий, зато вблизи линии K_{α} появляются переходы в KL-полном ионе алюминия (обозначены как KL на рисунке). Сопоставление их интенсивности с интенсивностью линии K_{α} позволяет оценить электронную температуру плазмы в области существования алюминия. Наилучшее согласие экспериментального и теоретического спектров в [103] получено при $T_e = 20$ эВ.

4.2.2. Роль KL-полых ионов в спектрах излучения плазмы аргоновых кластеров. Из результатов, представленных в разделах 4.1.1–4.1.3 и 4.2.1, следует, что полые ионы разных типов могут быть получены при использовании

как твердотельных, так и плотных газовых мишеней. Ещё один современный класс мишеней, который весьма перспективен не только для фундаментальных физических исследований, но и для важных практических приложений, — это так называемые кластерные мишени (см., например, [17, 69, 84, 85, 107–137]). В последние годы в ряде работ было показано, что спектры полых ионов присутствуют также в излучении плазмы кластерных мишеней. Рассмотрим сначала результаты исследований по взаимодействию фемтосекундных лазерных импульсов с аргоновыми кластерами.

В данном разделе речь пойдёт об экспериментах, выполненных на двух лазерных установках, различающихся между собой главным образом величиной лазерного контраста.

Первые эксперименты были проведены на титан-сапфировом лазере KPSI (Kansai Photon Science Institute) (Киото, Япония). Схема эксперимента приведена на рис. 15. Длительность импульса составляла 30 фс при энергии до 360 мДж [72, 123, 138]. Были выполнены два типа экспериментов. В одном случае после регенеративного усилителя устанавливалась одна двойная ячейка Поккельса, позволявшая уменьшать лазерный предимпульс примерно в 5×10^4 раз по отношению к основному импульсу. В другом — ставились две двойных ячейки Поккельса и лазерный предимпульс уменьшался в $\approx 4,6 \times 10^6$ раз. Лазерное излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом (относительное отверстие 1/3) с золотым покрытием. Диаметр пятна по уровню $1/e^2$ равнялся 11 мкм, что практически совпадало с дифракционным пределом, и в области пятна сосредоточивалось около 64 % лазерной энергии. Энергия лазерного импульса варьировалась в пределах 49–115 мДж, а длительность — в весьма широком диапазоне — от 30 фс до 1 пс. Плотность потока лазерного излучения на мишени составляла $6 \times 10^{16}–2 \times 10^{18}$ Вт см⁻².

Аргоновая кластерная мишень создавалась при расширении аргона с начальным давлением 60 бар в вакууме, куда он поступал через специально спроектированное сопло (три конических поверхности с различными углами раскрытия), позволяющее получать кластеры очень большого размера, вплоть до 1,5 мкм [122, 138]. Такие большие кластеры применялись для того, чтобы лазерный предимпульс не мог их полностью разрушить до прихода основного импульса, так как скорость распада кластера определяется прежде всего числом атомов, из которых он состоит [107]. Необходимые размеры кластеров для лазерных предимпульсов с плотностями потока $10^{11}–10^{14}$ Вт см⁻² ранее были определены экспериментально [120, 138].

Рентгеновские спектры излучения плазмы регистрировались спектрометром с пространственным разрешением [97, 112, 133, 138, 139], использующим сферически изогнутый кристалл слюды ($R = 150$ мм) и рентгеновскую ПЗС-камеру DX420-BN фирмы "Andor" (ПЗС — прибор с зарядовой связью). Кристалл, который помещался на расстоянии 381,2 мм от плазменного источника, был настроен на центральную длину волны 4,05 Å (брэгговский угол 35,7° для четвёртого порядка отражения от кристалла). В диапазон регистрации попадали спектры He-подобного аргона и соответствующие сателлитные линии.

Оказалось, что наблюдаемый спектр сильно зависит от величины лазерного предимпульса, причём при

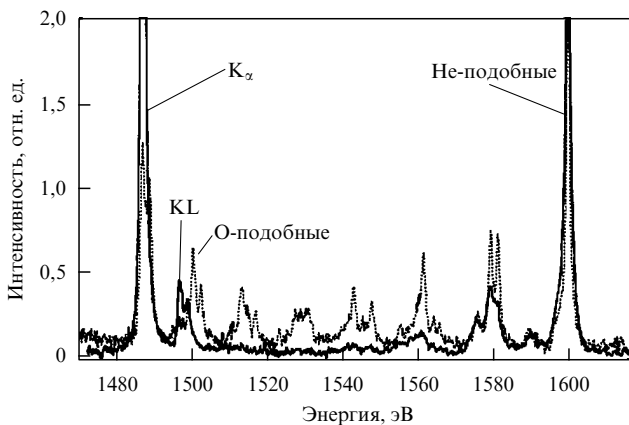


Рис. 18. Спектры алюминия, зарегистрированные в [103] при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с мишенями различной структуры при потоке 10^{16} Вт см⁻²: пунктирная линия — тонкая мишень, сплошная линия — толстая мишень.

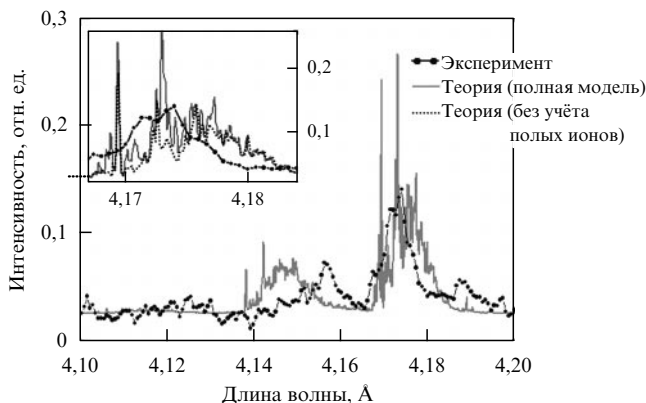


Рис. 19. Сравнение теоретического и экспериментального спектров свечения кластерной аргоновой мишени. Расчёт выполнен для $T_e = 50$ эВ, плотности атомов 10^{22} см $^{-3}$ при 3 %-ном содержании горячих электронов с энергией 5 кэВ. Тёмная кривая — результаты эксперимента, светлая кривая — результаты полного расчёта, пунктирная кривая — результаты расчёта без учёта полых ионов [104].

наименьших значениях интенсивности предимпульса, т.е. при наибольших лазерных контрастах, в области длин волн около 4,14 ? и 4,17 Å появляются структуры, которые можно связать с переходами в KL-полых ионах аргона. Проведённые атомные и кинетические расчёты, однако, показали, что эти переходы блендируются диэлектронными сателлитами, а их вклад в интенсивность наблюдаемого спектра не настолько велик, чтобы можно было проводить их уверенную идентификацию.

На рисунке 19 приведены экспериментальный спектр, полученный при максимальном лазерном контрасте, и два теоретических спектра, рассчитанные с учётом и без учёта переходов в полых ионах. Модельные спектры соответствуют температуре электронов 50 эВ, атомной плотности 10^{22} см $^{-3}$ и наличию 3 %-ной фракции горячих электронов с температурой 5 кэВ, причём значения параметров плазмы выбирались из наилучшего согласия экспериментального и теоретического спектров во всём исследованном диапазоне длин волн 3,9–4,2 Å.

Основным выводом работы [104] являлось то, что, во-первых, спектры полых ионов, как видно из рис. 19, могут вносить вклад в рентгеновское излучение кластерных мишеней, нагреваемых фемтосекундными лазерными импульсами, а во-вторых, для повышения этого вклада, по-видимому, необходимо использовать лазерные импульсы с гораздо более высоким контрастом. Увеличение контраста, по нашему предположению, должно существенно уменьшить вклад в наблюдаемый спектр от разреженных областей плазмы, создаваемой предимпульсом, т.е. позволить наблюдать спектр, в значительной мере сформированный только самыми плотными плазменными областями. Как мы неоднократно отмечали, именно в плотной плазме возникают благоприятные условия для возбуждения полых ионов. Для проверки данного предположения были проведены эксперименты на лазерной установке J-KAREN (Jaea-Kansai Advanced Relativistic ENgineering) (KPSI, Япония) [105].

В этих экспериментах длительность лазерного импульса составляла 40 фс. Лазер работал с частотой повторения 1 Гц. Сфокусированная на кластерной мишени энергия импульса достигала 1 Дж, причём диаметр фокального пятна по уровню $1/e^2$ равнялся 30 мкм. Таким образом, максимальный поток составлял

$3,5 \times 10^{18}$ Вт см $^{-2}$. При использовании дополнительной ячейки Поккельса в сочетании с насыщающимся поглотителем значение лазерного контраста становилось очень высоким, порядка 10^{10} . Лазерный контраст мог быть уменьшен до 10^8 посредством отключения одной из ячеек Поккельса и удаления насыщающегося поглотителя, что позволяло исследовать чувствительность наблюдаемых спектров к контрасту в области его чрезвычайно высоких значений.

Конструкция мишени была точно такой же, как и в экспериментах, описанных выше. Для регистрации спектров использовался тот же самый спектрометр, но теперь он настраивался на центральную длину волны 3,88 Å (брэгговский угол 51,1° для 4-го порядка отражения от кристалла слюды). Это позволяло наблюдать спектры между линиями Ly_α и K_α аргона в диапазоне длин волн 3,7–4,3 Å со спектральным разрешением 3000. Поскольку кристалл слюды хорошо отражает и в 5-м порядке, можно было одновременно наблюдать спектры в диапазоне длин волн 3,0–3,5 Å, где лежат ридберговские переходы в He-подобном аргоне. Сочетание высокой светосилы спектрометра с высокочувствительным рентгеновским ПЗС позволяло регистрировать спектры за один лазерный выстрел. Типичные спектры для различных контрастов лазерного импульса приведены на рис. 20.

На спектрах рис. 20 присутствуют спектральные линии для обоих порядков отражения от кристалла слюды. Отметим, что в 5-м порядке (нижние шкалы длин волн) наблюдались главным образом переходы в He-подобном Ag XVII $n \rightarrow 1$ (n — главное квантовое число) для $n = 3, 4$ и 5. Высокое спектральное разрешение также позволило уверенно различить линии, принадлежащие полым атомам аргона, и линии $K_{\alpha 1,2}$ (рис. 20б).

Для правильной интерпретации наблюдаемых спектров чрезвычайно важно выбрать адекватные атомную и кинетическую модели. С одной стороны, поскольку наблюдаемый спектр содержит линии всех ионов, начиная с нейтрального атома и кончая He-подобным Ag XVII, в модели должны учитываться все кратности ионизации. Кроме того, должны быть рассмотрены весьма экзотические конфигурации, в которых один или более электронов удалены из K- и L-оболочек малозарядных ионов. С другой стороны, атомные состояния каждого иона должны рассматриваться достаточно подробно, с учётом их расщепления по всем квантовым числам. Всё это требует рассмотрения огромного числа ионных уровней, что, несмотря на огромные возможности современных компьютеров, приводит к большим вычислительным проблемам. Поэтому даже сегодня актуальным остаётся максимально возможное упрощение решаемой атомно-кинетической задачи. В связи с этим в [68] были выполнены два типа расчётов.

Расчёты первого типа использовали так называемую MUTA-модель (подробнее см. [104, 105]), в которой подавляющее большинство спектральных линий рассматривается как массив неразрешаемых переходов и только самые сильные спектральные линии рассматриваются отдельно. В такой модели число рассматриваемых состояний не слишком велико (достоинство модели), но очень много отдельных атомных состояний объединяются в некую среднюю конфигурацию, что, конечно, существенно снижает точность их описания (недостаток модели). Атомные константы для MUTA-моделирова-

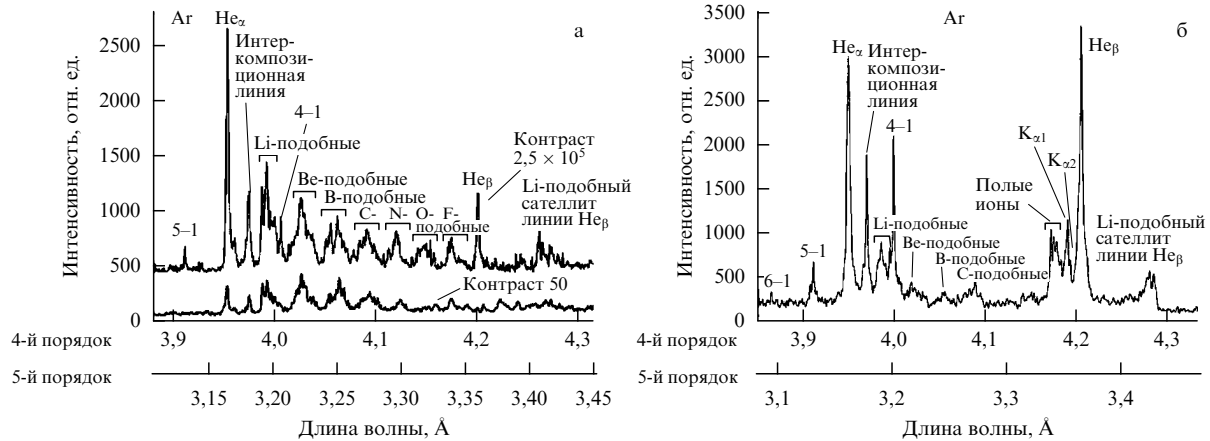


Рис. 20. (а) Эмиссионные спектры плазмы аргонных кластеров при низком, 50 (нижняя кривая), и умеренно высоком, $2,5 \times 10^5$ (верхняя кривая), контрасте лазерного импульса [109, 132]. Две шкалы длин волн соответствуют 4-му и 5-му порядкам отражения от кристалла. (б) Эмиссионные спектры плазмы аргонных кластеров при сверхвысоком (10^{10}) контрасте лазерного импульса [105].

ния рассчитывались пакетом программ, используемым в Лос-Аламосской национальной лаборатории. Программа CATS [92], являющаяся адаптацией известной программы Кауна [140] для использования на суперкомпьютерах, применялась для расчёта волновых функций, уровней энергии, сил осцилляторов и сил столкновений (в приближении плоских волн). Ионизация электронным ударом, фотоионизация и автоионизация рассчитывались программой GIPPER (General Ionization Processes in the Presence of Electron and Radiation) [141]. Скорости трёхчастичной, радиационной и диэлектронной рекомбинаций определялись согласно принципу детального баланса.

В MUTA-модель включались следующие конфигурации.

Для всех ионов, от нейтрального аргона и до Na-подобного, в расчёт включались конфигурации типа $1s^2 2l^8 3l^w$, $1s^2 2l^8 3l^{w-1} 4l'$, $1s^2 2l^8 3l^{w-1} 5l''$, $1s^2 2l^7 3l^{w+1}$, $1s^2 2l^7 3l^{w+1} 4l'$, $1s^2 2l^7 3l^{w+1} 5l''$, $1s 2l^8 3l^{w+1}$, $1s 2l^8 3l^{w+1} 4l'$, $1s 2l^8 3l^{w+1} 5l''$, $1s 2l^7 3l^{w+2}$, $1s 2l^7 3l^{w+1} 4l'$, $1s 2l^7 3l^{w+1} 5l''$, $2l^8 3l^{w+2}$, $2l^8 3l^{w+1} 4l'$ и $2l^8 3l^{w+1} 5l''$. При этом полагалось $l' = 0-3$, а конфигурации с тремя и более электронами в d-оболочке не рассматривались. Значение w изменялось от 8 (для нейтрального аргона) до 1 для Na-подобного.

Для всех ионов, начиная с Ne-подобного и кончая Li-подобным, учитывались конфигурации типа $1s^2 2l^w$, $1s^2 2l^{w-1} 3l'$, $1s^2 2l^{w-1} 4l''$, $1s^2 2l^{w-1} 5l'''$, $1s 2l^w 3l'$, $1s 2l^w 4l''$, $1s 2l^w 5l'''$, $1s 2l^{w-1} (3l')^2$, $1s 2l^{w-1} 3l' 4l''$, $1s 2l^{w-1} 3l' 5l'''$, $2l^w (3l')^2$, $2l^w 3l' 4l''$ и $2l^w 3l' 5l'''$. Здесь также $l', l'' = 0-3$, а w изменяется от 8 для Ne-подобного аргона до 1 для Li-подобного.

Для Ne-подобного аргона учитывались конфигурации типа $1s^2$, $1snl$ ($n = 2-7$), $n'l'n''l''$ ($n', n'' = 2-5$), где $l = 0-6$ и $l', l'' = 0-3$. Для H-подобного аргона включались все конфигурации типа nlc $l = 0-6$ и $n = 1-7$.

Всего в MUTA-модели учитывалось 5600 конфигураций, описывающих все стадии ионизации аргона. Решение системы кинетических уравнений проводилось с помощью программы ATOMIC [142, 143] в квазистационарном приближении. Ниже на эти расчёты мы будем ссылаться как на расчёты ATOMIC-MUTA.

Расчёты второго типа делались с учётом тонкой структуры всех рассматриваемых конфигураций. Но при этом учитывались только ионы от C-подобных до

H-подобных. При таком подходе, естественно, спектры, обусловленные ионами высших кратностей, описывались гораздо точнее, но при этом игнорировались все ионы от нейтрального аргона до N-подобного включительно. Отметим, что даже с таким ограничением система кинетических уравнений включала в себя 23000 ионных уровней и требовала для решения на несколько порядков большего компьютерного времени. Ниже на эти расчёты мы будем ссылаться как на расчёты АТО-MIC-FS (FS — аббревиатура от англ. fine structure).

Были выполнены две серии экспериментов. В первой серии варьировался лазерный контраст (рис. 21а). Обнаружено, что при контрасте 10^8 излучательный спектр плазмы довольно сильно отличается от спектра, зарегистрированного ранее при значениях контраста 10^2-10^6 , причём его основное отличие проявляется в подавлении спектральных переходов в сравнительно малозарядных ионах (B-, C-, N-, O- и F-подобные) и усилении переходов в Ne-подобном аргоне. Такое поведение спектра аналогично наблюдававшемуся ранее при увеличении контраста от 10^2 до 10^6 [72, 133, 138]. Однако теперь в окрестности K_{α} - и He_{β} -линий становятся видны некие новые спектральные структуры, обозначенные на рис. 20б и 21а как переходы в полых ионах. При улучшении лазерного контраста до 10^{10} интенсивность этих структур, как и интенсивность He-подобных линий, существенно возрастает.

Во второй серии экспериментов лазерный контраст фиксировался на значении 10^{10} и изменялась длительность лазерного импульса (рис. 21б). Установлено, что при увеличении длительности импульса полная интенсивность спектров около линии He_{β} аргона уменьшается, в то время как относительная интенсивность переходов в полых ионах возрастает. Такое поведение спектров полых ионов выглядит вполне логичным, поскольку увеличение длительности основного импульса означает также возрастание лазерного контраста, только теперь не в шкале мощностей, а в шкале энергий. Другими словами, при фиксированном значении контраста по мощности увеличение длительности основного импульса приводит к относительному уменьшению энергии, сосредоточенной в предимпульсе. В результате предимпульс оказывает гораздо меньшее воздействие на кластерную мишень и излучательные спектры фор-

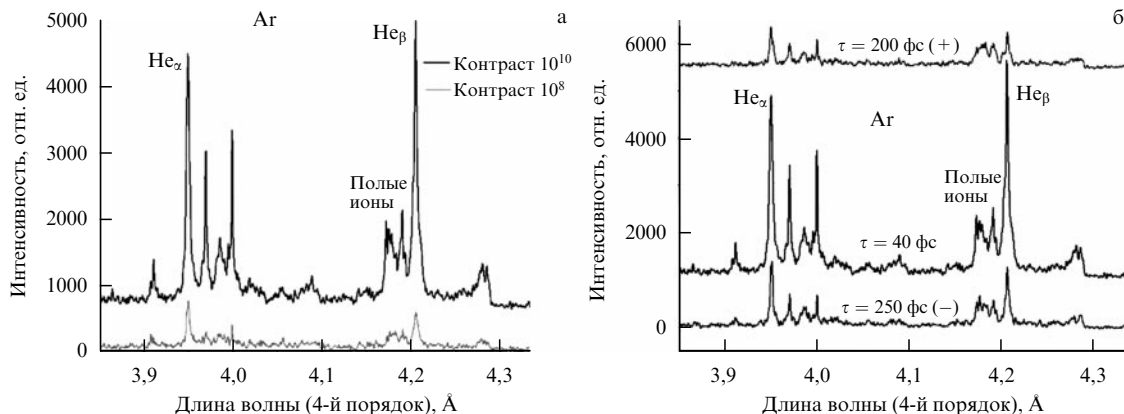


Рис. 21. (а) Изменение наблюдаемых спектров при изменении лазерного контраста. (б) Изменение спектров при изменении длительности лазерного импульса [105].

мируются преимущественно на этапе взаимодействия фемтосекундного импульса с холодным плотным веществом.

В работе [105] показано, что главные спектральные особенности, наблюдаемые на рис. 21а, формируются на разных стадиях эволюции плазмы.

Спектры полых ионов излучаются в первые моменты (в течение нескольких фемтосекунд) взаимодействия основного лазерного импульса с кластерами. В это время температура плазмы составляет 10–20 эВ, электронная плотность изменяется в диапазоне 10^{22} – 10^{23} см⁻³ и присутствует горячая электронная компонента.

Несколько позднее (через несколько десятков или сотен фемтосекунд) излучаются более привычные диэлектронные сателлиты, обусловленные переходами в ионах от Li-подобных до O-подобных, а также ридберговские переходы в He-подобных ионах. К этим моментам электронная температура возрастает до 100–500 эВ, а электронная плотность снижается до значений 10^{21} – 10^{22} см⁻³. Влияние горячих электронов всё ещё остаётся весьма значительным.

В ещё более поздние времена (~ 1 пс) термализация горячих электронов доводит электронную температуру до значений около 1 кэВ, электронная плотность снижается до значений порядка 10^{20} см⁻³ и плазма излучает главным образом обычные спектральные линии многозарядных ионов, в частности резонансную и интеркомбинационную линии Ar XVII. Отметим, что такой сценарий следует также из результатов, полученных ранее в [72, 104, 123].

Рассчитанные в рамках описанной выше модели излучательные спектры сопоставлены с результатами наблюдения на рис. 22. В расчётах предполагалось, что концентрация горячей электронной компоненты со средней энергией 7 кэВ составляет 1% от полной электронной плотности плазмы и не изменяется во времени. Очевидно, что такое предположение не является реалистичным, но тестовые расчёты показали, что изменения горячей электронной фракции хотя и сказываются на расчётных спектрах, но не меняют основных спектральных особенностей [104].

Рисунок 22а показывает результат расчёта ATOMIC–FS при температуре 2000 эВ и электронной плотности 10^{20} см⁻³. При таких температурах плазма аргона

состоит преимущественно из H- и He-подобных ионов и линии резонансной серии He_α, He_β, He_γ, He_δ легко идентифицируются. Как видно из рисунка, относительная интенсивность ридберговских переходов в эксперименте несколько выше, чем в теории, но это вполне может быть связано с неопределённостью значений коэффициентов отражения кристалла в разных порядках (напомним, что некоторые линии наблюдались в пятом порядке отражения, а некоторые — в четвёртом). Результаты расчёта предсказывают также сильную линию около $\lambda = 3,72$ Å, однако измерений в этом диапазоне не проводилось.

На рисунке 22б приведены результаты ATOMIC–FS-расчёта спектра в области между линиями He_α и K_α (т.е. в области длин волн 3,90–4,20 Å) при несколько более низкой температуре (600 эВ) и более высокой электронной плотности (10^{21} см⁻³). При такой температуре аргоновая плазма содержит главным образом He-подобный Ar XVII, и мы видим прекрасное согласие теории и эксперимента для линий этого иона и хорошее — для литиевых диэлектронных сателлитов.

На рисунке 22в показаны результаты ATOMIC–MUTA-расчёта при $T_e = 100$ эВ и $N_e = 5 \times 10^{21}$ см⁻³. При этой температуре максимальным является обилие ионов аргона с меньшей зарядностью, в основном Be-, B-, C- и N-подобных. Предсказанные расчётом спектральные пики являются 2p–1s-переходами в указанных ионах и находятся в хорошем согласии со спектрами, наблюдаемыми в 4-м порядке отражения.

Наконец, на рис. 22г приведены результаты двух ATOMIC–MUTA-расчётов, выполненных при одном и том же значении электронной плотности, 5×10^{22} см⁻³, и значениях температуры 10 эВ и 50 эВ. Теперь в аргоновой плазме доминируют почти нейтральные ионы (нейтральный Ar I при энергии 10 эВ и Ar VI, Ar VII при энергии 50 эВ). При таких температурах тепловые электроны могут возбуждать только валентные оболочки этих ионов, радиационный распад которых не даёт рентгеновских фотонов. Однако горячая электронная фракция может ионизовать электрон из внутренней K-оболочки и тем самым возбудить состояния полых состояний для всех ионов, от Ar I до Ar VIII, будет лежать в диапазоне длин волн 4,15–4,20 Å. Из рисунка видно, что экспериментальный спектр в этом диапазоне

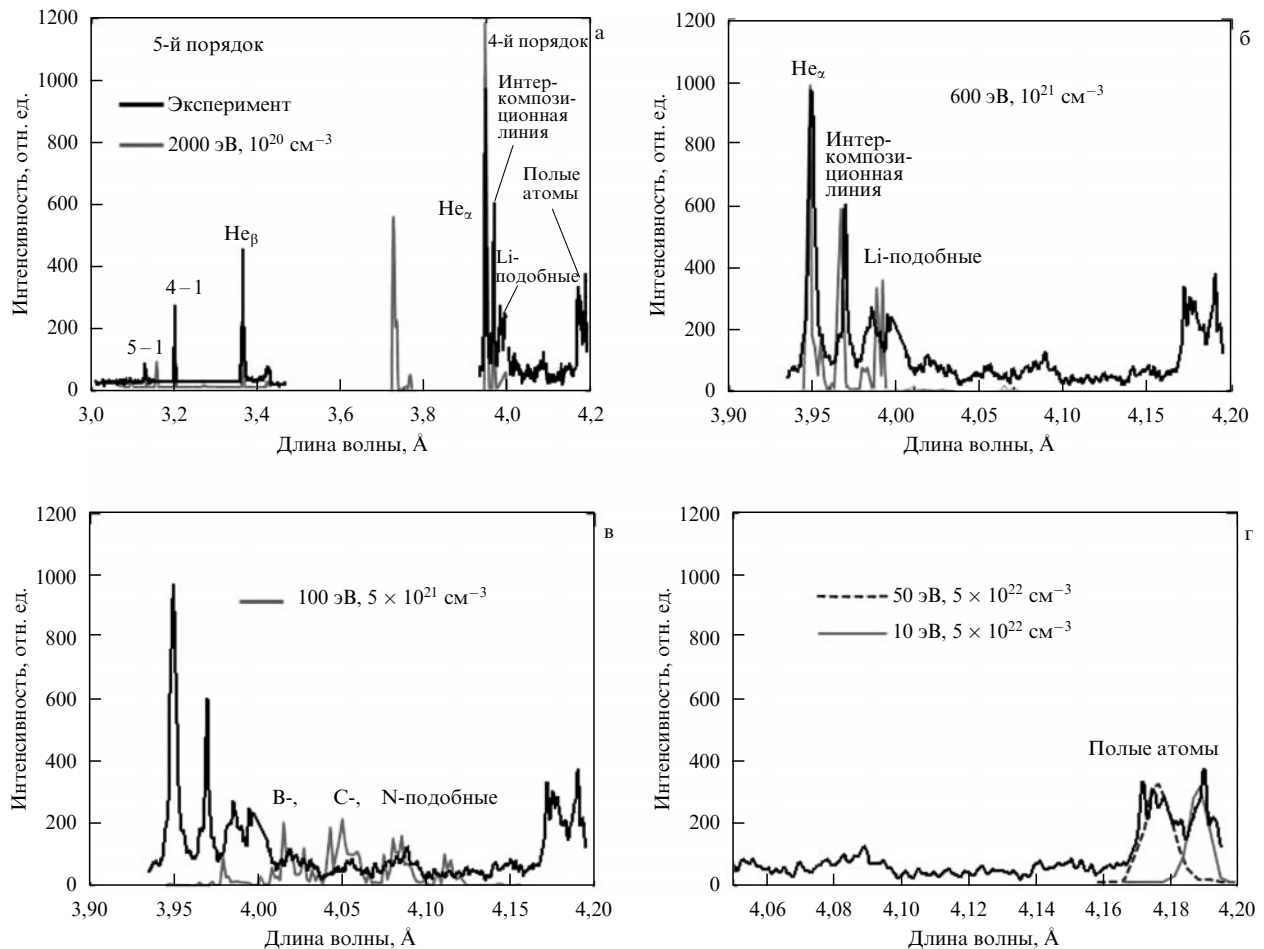


Рис. 22. Сопоставление расчётных спектров с результатами наблюдения. В расчётах предполагалось, что концентрация горячей электронной компоненты со средней энергией 7 кэВ составляет 1 % от полной электронной плотности плазмы и не изменяется во времени [105]. Тёмные кривые — результаты эксперимента, светлые и штриховая кривые — результаты расчёта.

длин волн очень хорошо воспроизводится модельными расчётами, что доказывает наличие генерации полых ионов в рассматриваемой плазме. В качестве примера состояния полого иона, дающего вклад в наблюдаемый спектр, приведём конфигурацию $1s^1 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4 3d^2 4f^1$, распад которой в состояние $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^4 3d^2 4f^1$ даёт спектральную линию с $\lambda = 4,185 \text{ \AA}$. На самом деле, большинство конфигураций, вносящих вклад в излучаемый спектр, связано с дополнительным возбуждением двух и более валентных электронов и их переходом в подоболочки $3d$, $4l$ или $5l$, т.е. с полыми ионами не только KL-типа, но и ионами типа KLM, KLM² и т.п. Между тем возбуждения K²-полых ионов в рассматриваемой плазме обнаружено не было.

Основной результат исследований [105] фактически говорит о том, что адекватное описание излучательных спектров плазмы, образованной при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов с кластерами микронных и субмикронных размеров, невозможно, во-первых, без учёта фракции горячих электронов, а во-вторых, без достаточно детального рассмотрения всевозможных ионных состояний, в том числе состояний полых ионов разного типа. Например, на рис. 23 показаны модельные спектры, рассчитанные с учётом перечисленных выше факторов и сценария эволюции лазерно-кластерной плазмы. Здесь же представ-

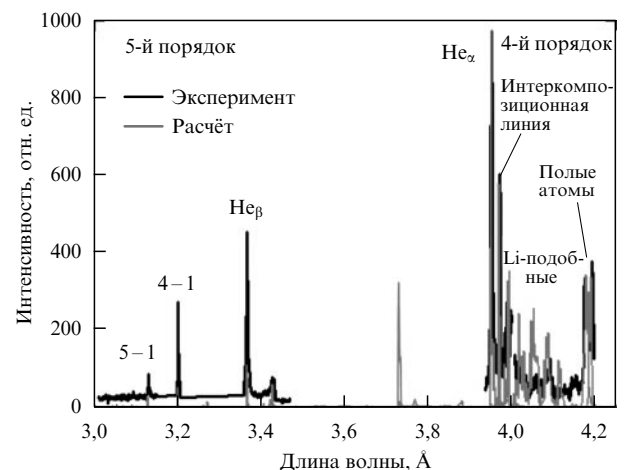


Рис. 23. Модельные спектры, рассчитанные с учётом сценария эволюции лазерно-кластерной плазмы, и экспериментальные спектры, полученные в 4-м и 5-м порядках отражения от кристалла при длительности лазерного импульса 40 фс и сверхвысоком лазерном контрасте (10^{10}) [105]. Тёмные кривые — результаты эксперимента, светлая кривая — результаты расчёта.

лены экспериментальные спектры, полученные в 4-м и 5-м порядках отражения от кристалла при длительности лазерного импульса 40 фс и сверхвысоком лазерном

контрасте (10^{10}). Хорошо видно, что во всём спектральном диапазоне ($3,0\text{--}4,2\text{ \AA}$) согласие спектров является очень хорошим как по расположению всех существенных наблюдаемых спектральных особенностей, так и по их интенсивностям.

Конечно, описанная выше модель является в некоторых отношениях весьма грубой. В первую очередь, хотелось бы, чтобы она учитывала зависимости от времени как заселённости различных ионных состояний, так и функции распределения по энергии свободных электронов плазмы. Первое требует использования зависящих от времени уравнений радиационно-столкновительной кинетики, а второе — решения кинетического уравнения Больцмана для свободных электронов с учётом ионизационно-рекомбинационных процессов. Авторы [105] планируют развитие своей модели в этих направлениях.

4.2.3. Полые ионы кислорода при взаимодействии пикосекундного лазерного импульса с твердотельной мишенью.

Спектры полых ионов кислорода недавно были обнаружены в работе [106] в процессе исследования, направленного на развитие методов диагностики по форме крыльев рентгеновских спектральных линий. В спектрах майларовой мишени были обнаружены спектральные структуры в области длин волн $20\text{--}21\text{ \AA}$, которые невозможно было связать ни с какими известными переходами в ионах кислорода. Сначала авторы работы [106] предположили, что эти структуры обусловлены содержащимися в мишени примесями элементов с большими Z , но детальные спектральные исследования доказали, что данные структуры связаны с переходами в KL-полых ионах кислорода. Проведённое в [106] газодинамическое моделирование позволило уточнить области плазмы, ответственные за излучение спектров полых ионов.

Эксперименты проводились в Ливерморской национальной лаборатории (США) на лазере COMET (Compass Multipulse Terawatt) [144]. Этот лазер мог генерировать импульсы длительностью от 500 фс до 600 пс на основной (1054 нм) или удвоенной (527 нм) частоте [145]. В обсуждаемых ниже экспериментах использовалась вторая гармоника, длительность импульса составляла 250 пс при энергии 5 Дж . Лазерное излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом ($f/4,8$) с фокальным расстоянием 30 см . Максимальный поток, $5 \times 10^{15}\text{ Вт см}^{-2}$, был получен при диаметре пятна фокусировки менее 20 мкм . Мишенями служили майларовые ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) фольги толщиной $1,5\text{ мкм}$ и 3 мкм , а также диски диаметром $1,4\text{ мм}$ и толщиной 300 мкм из азогеля SiO_2 с плотностью 50 мг см^{-3} .

Рентгеновские спектры излучения плазмы регистрировались спектрометром, имеющим дифракционную решётку с переменным шагом (в среднем 2400 штрихов на 1 мм), изогнутую по радиусу $44,3\text{ м}$ [144]. Установка щели шириной 10 или 25 мкм позволяла наблюдать спектры с пространственным разрешением. Спектры детектировались рентгеновской ПЗС-камерой PI-SX, охлаждаемой жидким азотом. ПЗС-матрица содержала 1340×1300 ячеек при размере ячейки $20 \times 20\text{ мкм}^2$, отношение сигнал/шум в спектре, регистрируемом за одну вспышку, было не меньше 5000 . Спектрометр смотрел на поверхность мишени под углом 5° , что позволяло уменьшать доплеровские сдвиги вследствие разлёта плазмы до значений порядка 2 м\AA .

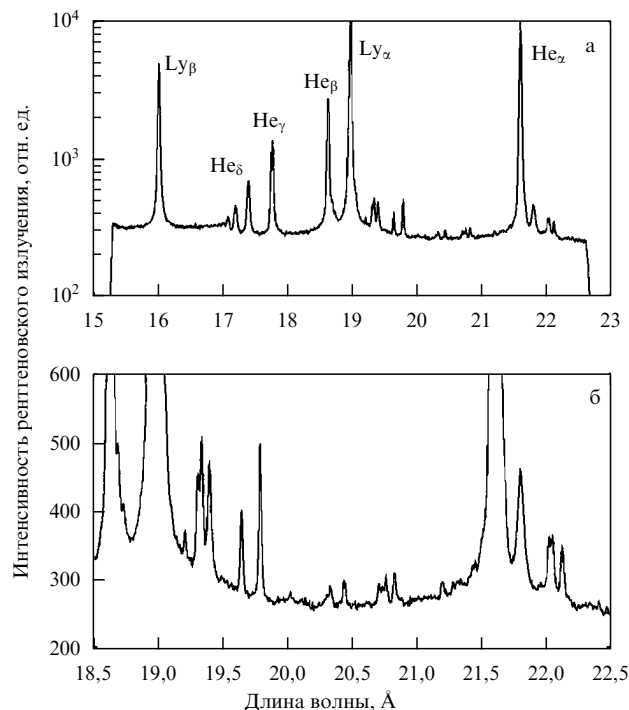


Рис. 24. Спектры излучения майларовой фольги, наблюдавшиеся в [106]: (а) обзорный спектр в области длин волн $15,3\text{--}22,6\text{ \AA}$, (б) участок спектра в области длин волн $18,5\text{--}22,5\text{ \AA}$.

На рисунке 24 показан типичный спектр майларовой мишени в области длин волн $15\text{--}23\text{ \AA}$. Большая часть наблюдаемых спектральных линий легко идентифицировалась как резонансные серии H- и He-подобных ионов кислорода и их диэлектронные сателлиты. Непонятной была лишь часть спектра в области длин волн $20\text{--}21\text{ \AA}$, которая, как оказалось, и принадлежит полым ионам.

Для выяснения этого были проведены расчёты по программам Лос-Аламосской национальной лаборатории, упоминавшимся выше (коды CATS, GIPPER, ATOMIC). Атомная модель включала в себя почти 10000 уровней, причём были включены состояния полых ионов [106]. Для H-подобного иона учитывались все уровни nl до $n = 7$; для He-подобного — все уровни типа $1s^2$, $1snl$, $2lnl'$ с $n < 7$ и $2l^2$ и $3l^2$; для Li-подобного — конфигурации $1s^2nl$, $1s2l^2$, $1s2lnl'$, $1s3l^2$, $2l^3$, $2l^2nl'$ с $n < 5$; для Be-подобного — конфигурации $1s^22l^2$, $1s^22lnl'$, $1s^23l^2$, $1s2l^3$, $1s2l^2nl'$, $1s3l^3$, $2l^4$ и $2l^3nl'$ с $n < 5$; для B-подобного — конфигурации $1s^22l^3$, $1s^22l^2nl'$, $1s^22l3l'^2$, $1s2l^3nl'$, $1s2l^4$, $1s2l3l'^3$, $2l^5$, $2l^4nl'$ с $n < 5$. Решалась стационарная кинетическая система уравнений.

Расчёты показали, что результаты моделирования, полученные при $T_e = 150\text{ эВ}$ и $N_e = 3,6 \times 10^{20}\text{ см}^{-3}$, очень неплохо воспроизводят наблюдаемый спектр во всей области длин волн, за исключением интервала $20\text{--}21\text{ \AA}$, в котором они не показывают никаких спектральных линий. Линии в этом диапазоне появляются только в гораздо более плотной плазме с заметно меньшей температурой, например при $T_e = 60\text{ эВ}$ и $N_e = 5 \times 10^{22}\text{ см}^{-3}$. При таких параметрах плазмы в диапазоне длин волн $20,0\text{--}20,5\text{ \AA}$ достаточно интенсивными оказываются $3\text{--}1$ -переходы в Be-подобном кислороде (переходы типа $1s2p^23p\text{--}1s^22p^2$), а в диапазоне $\lambda = (20,5\text{--}20,8)\text{ \AA}$ излучаются аналогичные линии B-подобного кислорода. Весьма экзотичные переходы типа $1s2p5d\text{--}1s^24d$ Li-по-

добного кислорода, как оказалось, дают вклад на длинах волн, близких к 21 Å. Таким образом, результаты модельных расчётов показывают, что группы спектральных переходов, регистрируемые в области длин волн 20–21 Å, являются переходами в KL-полых ионах.

Необходимо отметить, что в экспериментах с аэрогелевой мишенью никаких спектральных линий в диапазоне длин волн 20–21 Å не наблюдалось. Этот вывод следует и из результатов моделирования. Действительно, в случае аэрогелевой мишени максимальная плотность плазмы может достигать лишь значения $N_e = 1,5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ даже при условии, что все атомы кислорода и кремния ионизованы до состояния голых ядер. Поскольку при рассматриваемых температурах степень ионизации будет гораздо ниже, особенно для ионов кремния, реальная плотность плазмы окажется ещё меньшей. Напротив, для майларовой мишени в случае полной ионизации плотность могла бы составлять $4 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$, поэтому среднее значение $5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, необходимое для совпадения результатов расчёта и экспериментов, здесь представляется вполне разумным.

Выводы работы [106] относительно формирования излучательного спектра плазмы можно сформулировать следующим образом. Большая часть излучения испускается сравнительно горячими и умеренно плотными областями плазмы с $T_e = 100\text{--}150 \text{ эВ}$ и $N_e = 3,6 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Небольшая часть излучения, связанная с переходами в полых ионах, испускается более холодными и более плотными областями плазмы, которые могут окружать центральное пятно. Поскольку спектры полых ионов могут располагаться в спектральных диапазонах, где линии обычных ионов отсутствуют, то они вполне могут быть обнаружены, несмотря на их небольшую суммарную энергию. В [106] в рамках таких представлений был рассчитан синтетический спектр при предположении, что плотная область составляет только 1% от всей области плазмы. Оказалось, что модельный спектр в целом неплохо согласуется с экспериментальным. Однако проявились и его недостатки, которые в действительности являются типичными для моделирования спектров полых ионов. Именно, точность расчёта длин волн переходов полых ионов пока ещё сильно уступает точности расчёта длин волн обычных спектральных линий, включая сателлитные. Конечно, во многом это связано со сложностью расчёта энергетической структуры состояний с большим числом открытых оболочек. Но, по крайней мере частично, это обусловлено и тем, что до самого последнего времени такие расчёты вообще не проводились, а следовательно, попытки адаптации существующих пакетов программ к специфике полых конфигураций фактически ещё не предпринимались. Сегодня можно констатировать, что современная точность расчёта спектров полых ионов составляет порядка (1–0,1)%, примерно на 1–2 порядка уступая точности расчёта обычных спектров. Исключением являются лишь полые двухэлектронные конфигурации He-подобных ионов, для которых точность расчёта такая же, как и точность расчёта сателлитных переходов.

Для проверки гипотезы о том, что ответственными за излучение являются две сильно различающиеся по параметрам плазменные области, в [106] было проведено газодинамическое моделирование. Для этого использовалась двумерная программа радиационной

газодинамики "Hydra" [146]. Результаты моделирования показывают, что при $t = 500 \text{ пс}$ (максимум лазерной интенсивности соответствовал моменту $t_0 = 287 \text{ пс}$) центральная часть поверхности мишени диаметром 30–40 мкм — достаточно горячая (несколько сотен электронвольт) и умеренно плотная, в то время как внешние области являются гораздо более холодными (несколько десятков электронвольт), но сохраняют почти твердотельную плотность. В ещё более поздние времена, $\sim 1 \text{ нс}$, плазма быстро охлаждается и даже в области фокального пятна приобретает температуру порядка 40 эВ. Именно плотные области плазмы, расположенные на расстояниях 30–100 мкм от центра фокального пятна, ответственны за излучение спектров полых ионов. Таким образом, результаты газодинамического расчёта полностью соответствуют модели, которая использовалась при расчёте излучательного спектра.

5. Заключение

В настоящее время имеется уже немало наблюдений спектров таких экзотических атомных объектов, как полые ионы. Мы видим, что эти спектры возбуждаются при взаимодействии сверхкоротких мощных лазерных импульсов с конденсированными мишенями (твёрдые мишени, кластеры) и даже с плотными газами (см., например, [86, 147, 148]). В этом смысле спектры полых ионов уже не являются экзотикой, а представляют собой достаточно распространённый физический объект. То, что их возбуждение особенно эффективно происходит в плазме высокой плотности, вообще говоря, позволяет развивать рентгеноспектральные методы диагностики сверхплотной плазмы [7, 8, 42–44].

Очень важно, что такие спектры должны возбуждаться в разогретом плотном веществе [7, 8, 38–49] и неидеальной плазме [42, 43, 50, 51]. Например, в [103] они регистрировались в плазме, неидеальной по ион-ионному взаимодействию и слабонеидеальной по электрон-ионному взаимодействию. При этом очень существенно, что даже если спектры полых ионов будут излучаться неидеальной плазмой, то на самих спектрах эффекты неидеальности будут сказываться очень слабо, поскольку их излучение происходит при переходе электрона между глубоко лежащими внутренними оболочками иона. Это означает, что развитые на основе указанных спектров рентгеноспектральные методы можно будет успешно применять для диагностики неидеальной плазмы. В отличие от этого для применения методов, основанных на использовании спектральных переходов между внешними оболочками ионов, потребуется сначала пересмотреть существующие радиационно-столкновительные кинетические модели плазмы и, возможно, даже создать новую теорию спектров сильнонеидеальной плазмы [7, 8, 42–44], что, безусловно, потребует значительного времени.

Ещё большее значение спектры полых ионов будут приобретать по мере развития исследований в области создания и использования как плазменных рентгеновских лазеров (см., например, [149–151]), так и рентгеновских лазеров на свободных электронах, три из которых, а именно: FLASH (Free-electron LASer in Hamburg) (Германия), LCLS (Национальная ускорительная лаборатория (SLAC), США) и SCSS (Spring-8 Compact SASE (Self Amplification of Spontaneous Emission) Source) (Япония)

— в последние годы активно используются для изучения взаимодействия мощного коротковолнового излучения с веществом (см., например, [152–182]). И дело здесь даже не столько в возможностях применения состояний полых ионов для получения лазерной генерации в рентгеновском диапазоне (см., например, [183, 184]), сколько в самих принципиальных особенностях взаимодействия мощного рентгеновского лазерного излучения с веществом. Так как независимо от того, является ли источником рентгеновского лазерного излучения плазменный лазер или лазер на свободных электронах, в такого рода экспериментах процессы ионизации внутренних оболочек атомов и ионов, приводящие к образованию полых ионов, будут главными механизмами поглощения лазерной энергии. При этом возникающее состояние среды будет характеризоваться твердотельной плотностью и сравнительно невысокой температурой, т.е. во многих случаях будет представлять собой неидеальную плазму [7, 8, 42–44], для определения параметров которой, как отмечалось выше, можно предложить не так уж много надёжных методик.

На наш взгляд, для реализации возможностей использования спектров полых ионов в диагностических (как, впрочем, и в любых других) целях необходимо дальнейшее развитие методов расчёта атомных структур с большим числом открытых электронных оболочек. Только при достижении спектроскопической точности расчёта (относительная погрешность на уровне 10^{-4}) станет возможной уверенная идентификация спектров полых ионов не только по их зарядовой принадлежности, но и по принадлежности тем или иным конфигурациям и в отдельных случаях — уровням тонкой структуры. Развитие методов расчёта в свою очередь требует наличия экспериментальной информации о спектрах таких ионов, что ставит задачу проведения систематических экспериментальных исследований в этой области.

Ситуация, по сути, очень напоминает таковую с спутательными спектрами, сложившуюся во второй половине прошлого века. К моменту осознания важности таких спектров для практических приложений точность расчёта спутательных структур была явно недостаточной. Однако буквально за одно-два десятилетия в различных теоретических группах были развиты альтернативные подходы (релятивистская теория возмущений, многоконфигурационные методы Хартри–Фока с релятивистскими поправками, методы Дирака–Фока, полумпирический релятивистский метод модельного потенциала), которые позволили получать нужные данные с необходимой для эксперимента точностью. Это в свою очередь способствовало развитию методов рентгеновской диагностики, которые стали успешно применяться и для разреженной астрофизической, и для плотной лабораторной плазмы. Теперь такой шаг должен быть сделан в отношении спектров полых ионов.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-91174-ГФЕН-а, 10-02-00345-а и 10-07-00227-а.

Список литературы

1. Пресняков Л П *УФН* **119** 49 (1976) [Presnyakov L P *Sov. Phys. Usp.* **19** 387 (1976)]
2. Бойко В А и др. *Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы* (Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника, Т. 27, Под ред. Н Г Басова) (М.: ВИНТИ, 1980)
3. Boiko V A et al. *J. Sov. Laser Res.* **6** (2) 83 (1985)
4. Аглицкий Е В, Сафронова У И *Спектроскопия автоионизационных состояний атомных систем* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
5. Бойко В А, Пальчиков В Г, Скобелев И Ю, Фаенов А Я *Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов* (М.: Энергоатомиздат, 1988)
6. Скобелев И Ю и др. *ЖЭТФ* **108** 1263 (1995) [Skobelev I Yu et al. *JETP* **81** 692 (1995)]
7. Фортов В Е *УФН* **179** 653 (2009) [Fortov V E *Phys. Usp.* **52** 615 (2009)]
8. Фортов В Е *Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе* (М.: Физматлит, 2008) [Fortov V E *Extreme States of Matter on Earth and in the Cosmos* (Berlin: Springer, 2011)]
9. Faenov A Ya et al. *Phys. Rev. A* **51** 3529 (1995)
10. Renner O et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **71** 623 (2001)
11. Eidmann K et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65** 173 (2000)
12. Eidmann K et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **81** 133 (2003)
13. Saemann A et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4843 (1999)
14. Rosmej F B et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65** 477 (2000)
15. Fournier K B et al. *Phys. Rev. E* **70** 016406 (2004)
16. Chen S N et al. *Phys. Plasmas* **16** 062701 (2009)
17. Аугусте Т и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 54 (2000) [Auguste T et al. *JETP Lett.* **72** 38 (2000)]
18. Скобелев И Ю и др. *ЖЭТФ* **121** 88 (2002) [Skobelev I Yu et al. *JETP* **94** 73 (2002)]
19. Abdallah J (Jr.) et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **62** 1 (1999)
20. Coté C Y, Kieffer J C, Peyrusse O *Phys. Rev. E.* **56** 992 (1997)
21. Uschmann I et al. *Laser Part. Beams* **17** 671 (1999)
22. Bastiani-Ceccotti S et al. *High Energy Density Phys.* **6** 99 (2010)
23. Faenov A Y et al. *Proc. SPIE* **3157** 10 (1997)
24. Урнов А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 467 (1998) [Urnov A M et al. *JETP Lett.* **67** 489 (1998)]
25. Faenov A Ya et al. *Phys. Scripta* **T80** 536 (1999)
26. Maksimchuk A et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65** 367 (2000)
27. Briand J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 159 (1990)
28. Bailey J et al. *Lasers Part. Beams* **8** 555 (1990)
29. Limburg J et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 217 (1995)
30. Briand J-P et al. *Phys. Rev. A* **54** 4136 (1996)
31. Ninomiya S et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 4557 (1997)
32. Briand J-P et al. *Phys. Rev. A* **55** 3947 (1997)
33. Winter H, Aumayr F J. *Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **32** R39 (1999)
34. Schenkel T et al. *Prog. Surf. Sci.* **61** 23 (1999)
35. McMahon S J et al. *Phys. Rev. A* **83** 022901 (2011)
36. Rzakiewicz J et al. *Phys. Rev. A* **82** 012703 (2010)
37. Diamant R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3278 (2000)
38. Diamant R et al. *Phys. Rev. A* **62** 052519 (2000)
39. Diamant R et al. *Phys. Rev. A* **63** 022508 (2001)
40. Diamant R et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 193001 (2003)
41. Aglitsky Y et al. *Phys. Plasmas* **3** 9 (1996)
42. Фортов В *Экстремальные состояния вещества* (М.: Физматлит, 2009)
43. Фортов В Е, Храпак А Г, Якубов И Т *Физика неидеальной плазмы* (М.: Физматлит, 2004)
44. Fortov V, Iakubov I, Khrapak A *Physics of Strongly Coupled Plasma* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2006)
45. Rosmej F B et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **72** 012007 (2007)
46. Fäustlin R R et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 125002 (2010)
47. Норман Г Э, Скобелев И Ю, Стегайлов В В, в сб. *4-я Всероссийская школа-семинар "Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем"*, АФМ-2010. Сборник научных трудов (М.: Ин-т проблем механики РАН, 2011)
48. Norman G E, Skobelev I Yu, Stegailov V V, in *XXV Intern. Conf. on Equation of State for Matter, March 1–6, 2010, Elbrus, Russia. Book of Abstract*
49. Norman G E, Skobelev I Yu, Stegailov V V *Contrib. Plasma Phys.* **51** 411 (2011)

50. Rosmej F B et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **81** 395 (2003)
51. Старостин А Н, Иосилевский И Л (Отв. ред.) *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Гл. ред. В Е Фортвов) Серия Б. *Справочные приложения, базы и банки данных*. Т. 1. *Термодинамические свойства низкотемпературной плазмы* (М.: Физматлит, 2004)
52. Розмей Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 679 (1997) [Rosmej F B et al. *JETP Lett.* **65** 708 (1997)]
53. Rosmej F B et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **58** 859 (1997)
54. Rosmej F B et al. *Phys. Rev. E* **66** 056402 (2002)
55. Абдаллах Ди др. *Квантовая электроника*. **20** 1159 (1993) [Abdallah J et al. *Quantum Electron.* **23** 1005 (1993)]
56. Khakhalin S Ya et al. *Phys. Scripta* **50** 102 (1994)
57. Khakhalin S Ya et al. *ЖЭТФ* **105** 1181 (1994) [*JETP* **78** 633 (1994)]
58. Нильсен Д и др. *Измерительная техника* (5) 3 (1994)
59. Osterheld A L et al. *AIP Conf. Proc.* **332** 215 (1995); Preprint UCRL-JC-117928 (1994)
60. Faenov A Ya et al. *Phys. Scripta* **51** 454 (1995)
61. Skobelev I Yu et al. *Phys. Rev. E* **55** 3773 (1997)
62. Скобелев И Ю и др. *Квантовая электроника*. **25** 697 (1998) [Skobelev I Yu *Quantum Electron.* **28** 677 (1998)]
63. Rosmej F B et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **31** L921 (1998)
64. Rosmej F B et al. *Phys. Rev. A* **63** 063409 (2001)
65. Rosmej F B et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **71** 639 (2001)
66. Абдаллах Ди др. *Квантовая электроника*. **30** 694 (2000) [Abdallah J et al. *Quantum Electron.* **30** 694 (2000)]
67. Вайнштейн Л А, Сафронова У И, Препринт № 1 (Троицк: ИСАН, 1985)
68. Вайнштейн Л А, Сафронова У И, в сб. *Корреляционные и релятивистские эффекты в атомах и ионах* (Подред. УИ Сафроновой) (М.: АН СССР, Отд. общ. физ. и астрон. Научный Совет по спектроскопии, 1986) с. 190
69. Abdallah J (Jr.) et al. *Phys. Rev. A* **63** 032706 (2001)
70. Zhidkov A G et al. *Phys. Plasma* **8** 3718 (2001)
71. Hansen S B et al. *Phys. Rev. E* **66** 046412 (2002)
72. Abdallah J (Jr.) et al. *Phys. Rev. A* **68** 063201 (2003)
73. Auguste T et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **71** 147 (2001)
74. Fournier K B et al. *Phys. Rev. E* **67** 016402 (2003)
75. Moribayashi K, Sasaki A, Zhidkov A *Phys. Scripta* **T92** 185 (2001)
76. Gitomer S J et al. *Phys. Fluids* **29** 2679 (1986)
77. Zhidkov A et al. *Phys. Rev. E* **62** 7232 (2000)
78. Geloni G et al. *New J. Phys.* **12** 035021 (2010)
79. Togashi T et al. *Opt. Express* **19** 317 (2011)
80. Doumy G et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 083002 (2011)
81. Nagler B et al. *Nature Phys.* **5** 693 (2009)
82. Young L et al. *Nature* **466** 56 (2010)
83. Rosmej F B, Lee R W *Europhys. Lett.* **77** 24001 (2007)
84. McPherson A et al. *Nature* **370** 631 (1994)
85. McPherson A et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1810 (1994)
86. Rosmej F B et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **32** L107 (1999)
87. Eissner W, Jones M, Nussbaumer H *Comput. Phys. Commun.* **8** 270 (1974)
88. Faucher P, Dubau J *Phys. Rev. A* **31** 3672 (1985)
89. Inal M K, Dubau J *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **22** 3329 (1989)
90. Bollanti S et al. *Nuovo Cimento D* **18** 1241 (1996)
91. Young B K F et al. *Rev. Sci. Instrum.* **69** 4049 (1998)
92. Abdallah J (Jr.), Clark R E H, Cowan R D, Report LA-11436-M Vol. 1 (Los-Alamos: LANL, 1988)
93. Colgan J et al. *Phys. Scripta* **78** 015302 (2008)
94. Faenov A Ya et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **163** 012016 (2009)
95. Faenov A Ya et al. *Plasma Fusion Res. SERIES* **8** 1210 (2009)
96. Аммосов М В, Делоне Н Б, Крайнов В П *ЖЭТФ* **91** 2008 (1986) [Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P *Sov. Phys. JETP* **64** 1191 (1986)]
97. Faenov A Ya et al. *Phys. Scr.* **50** 333 (1994)
98. Janev R K, Presnyakov L P, Shevelko V P *Physics of Highly Charged Ions* (Berlin: Springer-Verlag, 1985)
99. Ostrovsky V N *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **28** 3901 (1995)
100. Rosmej F B, Lisitsa V S *Phys. Lett. A* **244** 401 (1998)
101. Boyer K, Rhodes C K *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **27** L633 (1994)
102. Borisov A B et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **29** L43 (1996)
103. Gauthier J-C et al. *Phys. Rev. E* **52** 2963 (1995)
104. Colgan J et al. *Laser Part. Beams* **26** 83 (2008)
105. Colgan J et al. *High Energy Density Phys.* **7** 77 (2011)
106. Colgan J et al. *High Energy Density Phys.* **6** 295 (2010)
107. Ditmire T et al. *Phys. Rev. A* **53** 3379 (1996)
108. Тарасов М и др. *Письма в ЖЭТФ* **68** 426 (1998) [Tarasov M et al. *JETP Lett.* **68** 454 (1998)]
109. Добош С и др. *ЖЭТФ* **115** 2051 (1999) [Dobosh S et al. *JETP* **88** 1122 (1999)]
110. Parra E et al. *Phys. Rev. E* **62** R5931 (2000)
111. Стенц К и др. *Квантовая электроника*. **30** 721 (2000) [Stenz C *Quantum Electron.* **30** 721 (2000)]
112. Blasco F et al. *Rev. Sci. Instrum.* **72** 1956 (2001)
113. Hagena O F, Obert W *J. Chem. Phys.* **56** 1793 (1972)
114. Hagena O F *Surf. Sci.* **106** 101 (1981)
115. Hagena O F *Rev. Sci. Instrum.* **63** 2374 (1992)
116. Junkel-Vives G C et al. *Phys. Rev. E* **65** 036410 (2002)
117. Болдарев А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **73** 583 (2001) [Boldarev A S et al. *JETP Lett.* **75** 514 (2001)]
118. Болдарев А С, Гасилов В А *Мат. моделирование* **15** (3) 55 (2003)
119. Boldarev A et al. *Proc. SPIE* **5228** 446 (2003)
120. Скобелев И Ю и др. *ЖЭТФ* **121** 1124 (2002) [Skobelev I Yu et al. *JETP* **94** 966 (2002)]
121. Болдарев А С, Гасилов В А, Фаенов А Я *Письма в ЖЭТФ* **74** (4) 10 (2004) [Boldarev A S, Gasilov V A, Faenov A Ya *Tech. Phys.* **49** 388 (2004)]
122. Boldarev A S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **77** 083112 (2006)
123. Sherrill M E et al. *Phys. Rev. E* **73** 066404 (2006)
124. Symes D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 123401 (2007)
125. Junkel-Vives G C et al. *Phys. Rev. A* **64** 021201(R) (2001)
126. Junkel-Vives G C et al. *Phys. Rev. A* **66** 033204 (2002)
127. Davis J, Petrov G M, Velikovich A *Phys. Plasmas* **14** 060701 (2007)
128. Faenov A Ya et al. *Laser Part. Beams* **25** 267 (2007)
129. Nishikawa T et al. *Appl. Phys. B* **78** 885 (2004)
130. Sumeruk H A et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 045001 (2007)
131. Ditmire T et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **31** 2825 (1998)
132. Добош С и др. *Письма в ЖЭТФ* **68** 454 (1998) [Dobosz S et al. *JETP Lett.* **68** 485 (1998)]
133. Fukuda Y et al. *Laser Part. Beams* **22** 215 (2004)
134. Smirnov B M *Clusters and Small Particles: in Gases and Plasmas* (New York: Springer, 2000)
135. Pikuz T A et al. *Appl. Opt.* **48** 6271 (2009)
136. Magunov A I et al. *Laser Part. Beams* **21** 73 (2003)
137. Kim K Y et al. *Phys. Rev. E* **73** 066403 (2006)
138. Фукуда Й и др. *Письма в ЖЭТФ* **78** 146 (2003) [Fukuda Y et al. *JETP Lett.* **78** 115 (2003)]
139. Faenov A Y et al. *Proc. SPIE* **4504** 121 (2001)
140. Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley: Univ. of California Press, 1981)
141. Clark R E H, Abdallah J (Jr.), Mann J B *Ap. J.* **381** 597 (1991)
142. Magee N H et al. *AIP Conf. Proc.* **730** 168 (2004)
143. Colgan J et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 144021 (2010)
144. Dunn J et al. *Rev. Sci. Instrum.* **79** 10E314 (2008)
145. Dunn J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4834 (2000)
146. Marinak M M et al. *Phys. Plasmas* **5** 1125 (1998)
147. Rosmej F B et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 257 (2001)
148. Rosmej F B et al. *AIP Conf. Proc.* **506** 472 (2000)
149. Elton R C *X-Ray Lasers* (Boston: Academic Press, 1990)
150. London R, Matthews D, Suckewer S (Eds) *Applications of X-Ray Lasers* (Nat. Tech. Inform. Serv. Doc. No. LLNL-CONF-9206170) (San-Francisco, Nat. Tech. Inform. Serv. Doc., 1992)
151. Гаспарян П Д, Стариков Ф А, Старостин А Н *УФН* **168** 843 (1998) [Gasparyan P D, Starikov F A, Starostin A N *Phys. Usp.* **41** 761 (1998)]
152. Faenov A Ya et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 231107 (2009)
153. Alessi D et al. *Opt. Lett.* **35** 414 (2010)
154. Zimmer D et al. *Phys. Rev. A* **82** 013803 (2010)
155. Guilbaud O et al. *Opt. Lett.* **35** 1326 (2010)

156. Berrill M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **25** B32 (2008)
157. Suckewer S, Jaegle P *Laser Phys. Lett.* **6** 411 (2009)
158. Toleikis S et al. *High Energy Density Phys.* **6** 15 (2010)
159. Evans R G et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 191505 (2005)
160. Martins M et al. *Phys. Rev. A* **80** 023411 (2009)
161. Krikunova M et al. *New J. Phys.* **11** 123019 (2009)
162. Nelson A J et al. *Opt. Express* **17** 18271 (2009)
163. Vinko S M et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 225001 (2010)
164. Fang L et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 083005 (2010)
165. Cryan J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 083004 (2010)
166. Fäustlin R R et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 125002 (2010)
167. Jiang Y H et al. *Phys. Rev. A* **81** 051402(R) (2010)
168. Emma P et al. *Nature Photon.* **4** 641 (2010)
169. Seres J et al. *Nature Phys.* **6** 455 (2010)
170. Richter M et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 194005 (2010)
171. Inubushi Y et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **244** 022039 (2010)
172. Toleikis S et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 194017 (2010)
173. Jiang Y H et al. *Phys. Rev. A* **82** 041403(R) (2010)
174. Hoener M et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 253002 (2010)
175. Epp S W et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 194008 (2010)
176. Rosmej F B et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **244** 042028 (2010)
177. McNeil B W J, Thompson N R *Nature Photon.* **4** 814 (2010)
178. Nilsen J, Scott H A *High Energy Density Phys.* **7** 6 (2011)
179. Giannessi L et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 144801 (2011)
180. Cederbaum L S et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 123001 (2011)
181. Galtier E et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 164801 (2011)
182. Togashi T et al. *Opt. Express* **19** 317 (2011)
183. Moribayashi K, Sasaki A, Tajima T *Phys. Rev. A* **58** 2007 (1998)
184. Kim D-E et al. *Proc. SPIE* **5197** 229 (2003)

Spectra of hollow ions in an ultradense laser plasma

I.Yu. Skobelev, V.E. Fortov

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Izhorskaya 13, str. 2, 125412 Moscow, Russian Federation
E-mail: igor.skobelev@gmail.com, fortov@ihed.ras.ru*

A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Izhorskaya 13, str. 2, 125412 Moscow, Russian Federation
E-mail: anatolyf@hotmail.com*

Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency, Kyoto, Japan

Experiments on an ultrahigh contrast femtosecond laser have yielded a new type of X-ray emission spectra, with a complex structure consisting of resonance lines against the quasicontinuous background. Some recent work argues that such spectra can only be accounted for by considering the radiation emitted by multiply charged hollow (empty K shell) ions in an ultradense plasma. This review discusses the observation of the spectra of hollow ions in an ultradense laser plasma as well as considering the types of such ions and how they are excited.

PACS numbers: **52.20.-j**, **52.38.-r**, **52.70.-m**

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201201c.0049

Bibliography — 184 references

Received 19 April 2011, revised 10 June 2011

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (1) 49–75 (2012)

Physics–Uspekhi **55** (1) (2012)