

---



---

**МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ**


---



---

УДК 533.9.082.5, 528.088.3

**МЕТОД ПРЕЦИЗИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИН ВОЛН ПЕРЕХОДОВ  
В ОСНОВНУЮ ОБОЛОЧКУ В He- И Li-ПОДОБНЫХ ИОНАХ Ca**© 2020 г. С. Н. Рязанцев<sup>1, 2, \*</sup>, И. Ю. Скобелев<sup>1, 2</sup>, М. Д. Мищенко<sup>1, 2</sup>, С. А. Пикуз<sup>1, 2</sup><sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет  
“Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

\*E-mail: sergryaz@mail.ru

Поступила в редакцию 05.03.2020 г.

После доработки 05.03.2020 г.

Принята к публикации 10.03.2020 г.

Рассматривается возможный подход к решению задачи о получении прецизионных экспериментальных данных по атомной структуре многозарядных ионов. Поскольку ключевым моментом, определяющим точность измерений, является наличие реперных линий с точно известными длинами волн, то предлагается использовать сначала водородоподобные реперные линии для прецизионных измерений длин волн резонансных переходов гелиеподобных ионов и их диэлектронных сателлитов, чтобы затем линии этих ионов, существующих в плазме в широком температурном диапазоне, использовать в качестве реперных линий при измерениях спектров других ионов. Обсуждаются проблемы, связанные с созданием в плазме условий, при которых реперные и измеряемые линии обладают сопоставимыми интенсивностями. Предлагается облучать лазерными импульсами минералы, которые по химическому составу представляют собой совокупность элементов со средними  $15 < Z < 30$  и легкими  $Z < 15$  зарядами ядер. В качестве примера рассмотрено несколько экспериментальных схем измерения длин волн спектральных линий многозарядных ионов кальция с ожидаемой погрешностью до 0.125 мÅ.

DOI: 10.31857/S0040364420040134

**ВВЕДЕНИЕ**

Рентгеноспектральная диагностика является одним из немногих методов, который может применяться в исследованиях инерциальной термоядерной плазмы. Данный вид диагностики требует знания различных спектроскопических характеристик многозарядных ионов, включающих в себя как структуры энергетических уровней ионов, так и вероятности переходов между ними вследствие различных элементарных процессов. Результаты определения спектроскопических характеристик такого типа могут использоваться не только в работах по термоядерному синтезу, но и по целому ряду других направлений, как фундаментальных (атомная физика, квантовая электродинамика, лабораторная астрофизика), так и прикладных (рентгенолитография, радиография медико-биологических объектов и т.п.).

Полный набор спектроскопических характеристик данного иона может быть получен только с помощью теоретических расчетов. Поскольку точное релятивистское уравнение существует лишь для атомной системы с одним электроном, расчеты спектроскопических характеристик ионов с двумя и более электронами используют приближенные подходы, основанные либо на вариаци-

онных методах, либо на методах теории возмущений. В обоих случаях *a priori* оценить погрешность расчета и выбрать наиболее подходящий для данного иона метод не представляется возможным. Оценка качества метода атомного расчета может быть получена фактически только сравнением рассчитанной этим методом структуры энергетических уровней данного иона с экспериментальными значениями длин волн его спектральных линий, что требует проведения прецизионных спектроскопических измерений.

Наблюдения, идентификация и прецизионные измерения длин волн рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов активно проводились начиная с 70-х годов прошлого столетия. Они главным образом базировались на использовании для нагрева плазмы и создания многозарядных ионов лазерных установок, обеспечивающих энергию лазерного импульса в несколько десятков джоулей при плотности потока лазерного излучения на мишени до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. В результате к настоящему времени получена достаточно подробная информация по свойствам многозарядных ионов с не слишком большими потенциалами ионизации, возбуждаемых в плазме с субкилоэлектронвольтовой температурой (см., на-

пример, базу данных SPECTR- $W^3$  [1, 2]). Переход к более тяжелым ионам требовал использования существенно более мощных уникальных лазерных установок килоджоульного масштаба, которые стали доступны для спектроскопистов в самое последнее время [3–11]. Использование крупных установок подразумевает тщательное планирование экспериментов, которые должны быть проведены за весьма ограниченный период времени и с ограниченным числом лазерных вспышек. В частности, желательно предварительно выполнить все численные оценки и расчеты, которые можно будет сравнивать с получаемыми экспериментальными результатами, с тем чтобы оперативно корректировать экспериментальные условия.

Очевидно, что прецизионные измерения длин волн требуют знания дисперсионной кривой спектрометра. Эта кривая может быть построена с помощью наблюдения спектральных линий с очень точно известными длинами волн, т.е. так называемых реперных линий. Для плазмы многозарядных ионов выбор рентгеновских реперных линий довольно ограничен. Несмотря на то, что по ионам не слишком высоких зарядностей накоплен значительный экспериментальный материал, в большинстве случаев оценки погрешностей измерений длин волн спектральных линий либо вообще отсутствуют, либо настолько велики, что не позволяют, например, выбрать для данного иона наиболее подходящий метод расчета его атомных характеристик.

Наилучшим выбором реперных линий, вне всяких сомнений, является использование спектральных линий  $\text{He}$ -подобных ионов. Для них теоретические значения длин волн переходов в основном состоянии, рассчитанные с учетом квантово-электродинамических эффектов (см., например, [12]), имеют точность, заведомо на порядки превышающую достижимую в эксперименте. Однако диапазон температур, в котором концентрация  $\text{He}$ -подобных ионов в плазме велика, достаточно узок, поскольку потенциалы ионизации  $\text{He}$ -подобного иона и  $\text{He}$ -подобного иона того же элемента близки. В отличие от  $\text{He}$ -подобного иона,  $\text{He}$ -подобные многозарядные ионы имеют высокую концентрацию в плазме в широком диапазоне температур. Это является следствием того, что потенциалы ионизации  $\text{He}$ - и  $\text{Li}$ -подобных ионов сильно различаются (примерно в четыре раза), и когда температура уже достаточно велика для ионизации  $\text{Li}$ -подобного иона (процесс образования  $\text{He}$ -подобного иона), она слишком мала для ионизации  $\text{He}$ -подобного иона (процесс распада  $\text{He}$ -подобного состояния). В связи с этим спектральные линии  $\text{He}$ -подобных ионов могут быть идеальными реперными линиями, если предварительно прецизионно измерить их длины

волн, например, с помощью  $\text{H}$ -подобных реперных линий.

В настоящей работе показано, как можно с высокой точностью определить излучательный спектр  $\text{He}$ -подобного  $\text{Ca XIX}$ , включая электронные сателлиты, обусловленные переходами в  $\text{Li}$ -подобном  $\text{Ca XVIII}$ , с использованием в качестве реперных линии  $\text{H}$ -подобных ионов  $\text{Al XIII}$  и  $\text{Si XIV}$ .

Этот подход, естественно, может быть использован для целого ряда других  $\text{He}$ -подобных ионов. В свою очередь, прецизионно измеренные линии  $\text{He}$ -подобных ионов можно использовать как реперные линии при исследовании спектров многозарядных ионов с более сложной структурой, основными оболочками которых являются незаполненные  $L$ - или  $M$ -оболочки.

### ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ РЕПЕРНЫХ И ИЗМЕРЯЕМЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

В настоящей работе предлагается эксперимент по прецизионному измерению длин волн рентгеновских спектральных линий некоторых многозарядных ионов кальция. Для проведения таких измерений необходимо, с одной стороны, получить требуемые многозарядные ионы в возбужденных состояниях, а с другой, зарегистрировать их эмиссию с помощью высокоразрешающего спектрометра с калиброванной дисперсией. Возможность возбуждения необходимых ионов основывается на мощностных и энергетических характеристиках используемых лазеров, а возможность прецизионной регистрации — на уникальных свойствах предлагаемых к использованию фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением [13–15].

Прецизионные измерения длин волн требуют знания дисперсионной кривой спектрометра. Вообще говоря, она может быть рассчитана достаточно точно в приближении геометрической оптики, но расчет зависит от целого ряда параметров, определяющих относительные положения спектрального источника (плазмы), диспергирующего кристалла и детектора, некоторые из которых можно точно определить только с большим трудом. Как показывает опыт многих исследовательских групп, использование чисто рассчитанных дисперсионных кривых спектрометров позволяет получить абсолютную погрешность измерений длин волн не менее нескольких десятков миллиангстрем.

Эта ошибка может быть значительно уменьшена (до нескольких  $\text{m}\text{\AA}$ ) путем использования рассчитанной дисперсии в сочетании с одной реперной линией, что позволяет устранить основной источник погрешности измерения, связан-

ный с неточностями определения абсолютных положений спектральных линий на детекторе. Дальнейшее улучшение точности измерения (уменьшение погрешности до нескольких десятых миллиангстрема) проще всего достичь с помощью по меньшей мере трех реперных линий. Это объясняется тем, что, как следует из расчетов дисперсионных кривых, при правильно выбранной обзорности спектрометра данные кривые могут быть аппроксимированы с очень малой ошибкой (менее  $0.1 \text{ мÅ}$ ) квадратичным полиномом. Коэффициенты такого полинома определяются как раз на основе трех реперных линий. Этот метод использовался, например, в работе [16] при прецизионных измерениях длин волн спектральных линий многозарядных ионов криптона.

В предлагаемом эксперименте планируется использовать в качестве реперных линий переходы в H-подобных ионах Al XIII и Si XIV, что, по авторским оценкам, позволит определить излучательный спектр He-подобного Ca XIX, включая диэлектронные спутники, обусловленные переходами в Li-подобном Ca XVIII, с погрешностью до  $0.13 \text{ мÅ}$ . Для этого лазерный импульс будет награвать мишень сложного химического состава.

Проведенные в настоящей работе расчеты радиационно-столкновительной кинетики показывают, что все необходимые спектральные линии, как исследуемые, так и реперные, должны хорошо возбуждаться в плазме при одной и той же температуре, что, собственно, и делает возможным проведение предлагаемого эксперимента. Отметим также, что при предлагаемом составе плазмы не происходит блендирования исследуемых спектров спектрами реперного вещества.

В качестве мишени для этого можно использовать разновидность полевого шпата,  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$  (анортит, лабрадор, гелиолит). На рис. 1 приведен спектр излучения такой плазмы в рентгеновском диапазоне длин волн. Расчеты сделаны с помощью радиационно-столкновительного кинетического кода PrismSPECT [17, 18] в стационарном приближении при электронной температуре  $T_e = 1000 \text{ эВ}$  и электронной плотности  $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , являющейся критической для длины волны лазерного излучения  $\sim 1 \text{ мкм}$ . Приведенное значение температуры оказалось оптимальным с точки зрения получения примерно одинаковых интенсивностей исследуемых и реперных спектральных линий.

Поскольку используемые в качестве диспергирующих элементов рентгеновских спектрометров кристаллы отражают, как правило, в нескольких порядках дифракции, то на рис. 1 приведены зависимости спектральных интенсивностей от величины  $n\lambda$  при  $n = 1-5$  ( $\lambda$  — длина волны, в Å;  $n$  — порядок дифракции). Если спектрометр настроен в первом порядке на диапазон  $\lambda_1-\lambda_2$ , то он также

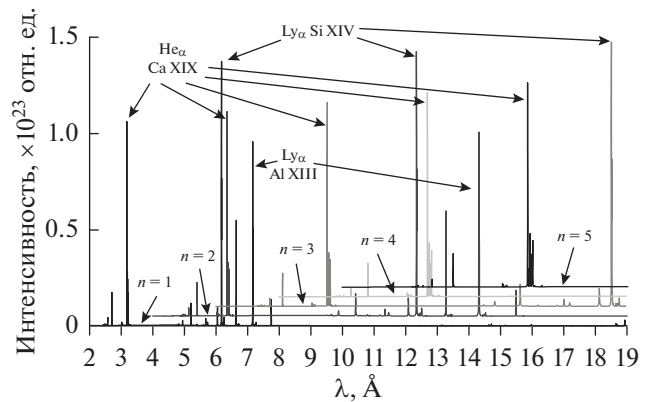


Рис. 1. Спектр излучения плазмы  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$  в рентгеновском диапазоне длин волн, рассчитанный в стационарном приближении при  $T_e = 1000 \text{ эВ}$  и  $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  для спектра от  $n\lambda$  для пяти порядков отражения от кристалла:  $n = 1-5$ .

будет суммировать спектры, излучаемые в диапазонах  $(\lambda_1/n)-(\lambda_2/n)$ . Указанное обстоятельство очень важно, поскольку существенно расширяет область применимости реперных линий. Естественно, что если измеряемые линии и реперные фиксируются в разных порядках отражения, то в процессе прецизионных измерений следует учитывать разницу в показателях преломления кристалла для сильно различающихся длин волн. Это обычно делается введением эффективного межплоскостного расстояния  $(2d)_n$ , зависящего от порядка отражения (см., например, [19]).

Если используемый в спектрометре кристалл отражает в нескольких порядках, то из рис. 1 можно видеть, что зарегистрировать одновременно линии ионов кальция и реперных ионов можно, настроив спектрометр на различные спектральные диапазоны. Рассмотрим два случая с разными кристаллами: кварца и слюды.

**Спектрометр с кристаллом кварца.** Сферически изогнутый кристалл кварца 1011 ( $2d = 6.666 \text{ Å}$ ) с радиусом изгиба  $150 \text{ мм}$  можно установить на расстоянии  $\sim 600 \text{ мм}$  от плазменного источника и настроить в схеме 2D [20] на центральную длину волны  $5.33 \text{ Å}$ . В этом случае на детекторе будет регистрироваться диапазон  $\sim 4.84-5.81 \text{ Å}$  (рис. 2), а размер спектра на детекторе составит  $\sim 24.8 \text{ мм}$ . Измерение положения спектральных линий и их длин волн лимитируется пространственным разрешением детектора. Если использовать детектор Image Plate с размером пикселя  $25 \text{ мкм}$ , то точность измерений в первом порядке отражения составит  $0.96 \text{ мÅ}$ , при использовании рентгеновской ПЗС-камеры (прибор с зарядовой связью) с размером ячейки  $13 \text{ мкм}$  точность повышается до  $0.53 \text{ мÅ}$ , а применение мелкозернистой рентгеновской пленки позволит поднять точность измерений до  $0.25 \text{ мÅ}$ . Поскольку линии ионов

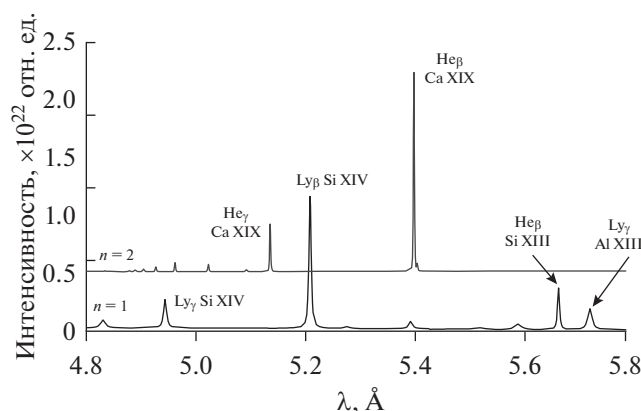


Рис. 2. Спектр излучения плазмы  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$  в диапазоне 4.84–5.81 Å, рассчитанный для условий рис. 1.

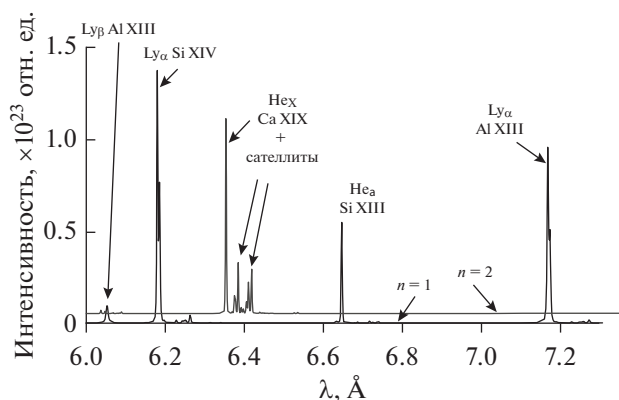


Рис. 3. Спектр излучения плазмы  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$  в диапазоне 5.988–7.245 Å, рассчитанный для условий рис. 1.

кальция наблюдаются во втором порядке, то точность измерений их длин волн будет в два раза выше, и для пленки, например, составит 0.125 мÅ. В этом варианте могут быть получены прецизионные данные для резонансных линий  $1snp-1s^2$  иона Ca XIX при  $n > 2$  и их диэлектронных сателлитов (рис. 2).

С использованием кристалла кварца  $1010 \times 2d = 8.512 \text{ Å}$  в схеме 1D [20] можно захватить резонансную линию  $1s2p-1s^2$  иона Ca XIX и ее диэлектронные сателлиты (рис. 3). Для этого надо установить кристалл на расстоянии 515.4 мм от плазмы и настроить его на центральную длину волны 6.67 Å. В этом случае диапазон регистрации в первом порядке отражения составит 5.988–7.245 Å, а погрешность измерений при использовании фотопленки – 0.175 мÅ.

**Спектрометр с кристаллом слюды.** Сферически изогнутый кристалл слюды ( $2d = 19.9149 \text{ Å}$ ) с радиусом изгиба 150 мм можно установить на расстоянии ~759 мм от плазменного источника и настроить в схеме 1D [20] на центральную длину

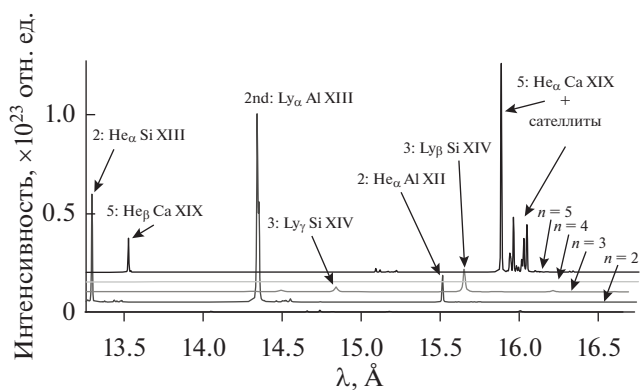


Рис. 4. Спектр излучения плазмы  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$  в диапазоне 13.259–16.655 Å, рассчитанный для условий рис. 1; цифры 2, 3, 5 перед названиями линий – номера порядка, в котором они отражаются от диспергирующего кристалла спектрометра.

волны 15.1 Å. В этом случае на детекторе будет регистрироваться диапазон ~13.259–16.655 Å (рис. 4), а размер спектра на детекторе составит ~31 мм. Измерение положения спектральных линий и их длин волн также лимитируется пространственным разрешением детектора. Если детектором будет Image Plate с размером пикселя 25 мкм, то точность измерений в первом порядке отражения составит 2.7 мÅ, при использовании ПЗС с размером ячейки 13 мкм точность повышается до 1.35 мÅ, а применение мелкозернистой рентгеновской пленки позволит поднять точность измерений до 0.7 мÅ. Поскольку линии ионов кальция будут теперь наблюдаться в пятом порядке, то точность измерений их длин волн будет в пять раз выше, т.е. практически такая же, как и в случае кристалла кварца. Как видно из рис. 4, и в этом варианте могут быть получены прецизионные данные для резонансных линий  $1s2p-1s^2$  и  $1s3p-1s^2$  иона Ca XIX и их диэлектронных сателлитов.

## ЖЕЛАТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРА

При температуре 1000 эВ реперные и измеряемые спектры обладают в стационарных условиях сравнимой интенсивностью, что очень удобно для проведения прецизионных измерений. Расчеты зависящей от времени кинетики возбуждения спектров рассматриваемых ионов, выполненные в настоящей работе с помощью кода PrismSPECT, показали, что выход ионизационного состояния плазмы на стационар происходит за времена порядка 500 пс (рис. 5). Это означает, что оптимальным является использование для создания плазмы субнаносекундного лазера, обеспечивающего плотность потока лазерного излучения на мишени порядка  $\sim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ . В реальном эксперименте практически всегда в рентгеновском диагностическом тракте применяются

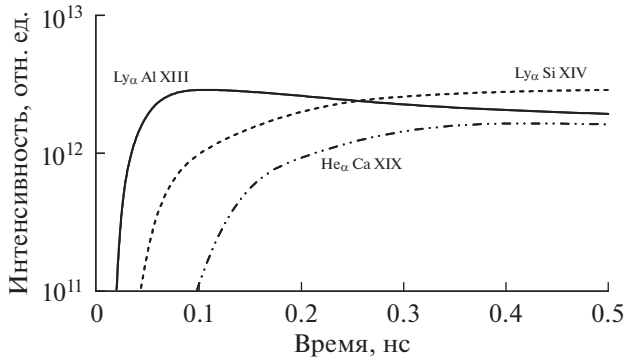


Рис. 5. Зависимости от времени интенсивностей линий ионов Al, Si и Ca, рассчитанные по зависящей от времени кинетической модели для плазмы с  $T_e = 1000$  эВ и  $N_e = 10^{21}$  см $^{-3}$ .

фильтры, отсекающие излучение видимой и УФ-областей спектра. Эти фильтры являются не полностью прозрачными и для мягкого рентгеновского излучения, причем их непрозрачность будет выше для более мягких реперных спектров. Поэтому для выравнивания интенсивностей регистрируемых линий может потребоваться несколько меньшая температура плазмы (600–800 эВ), а следовательно, и несколько меньшие потоки лазерного излучения  $\sim(10^{15}–10^{16})$  Вт/см $^2$ . Отметим, что если диаметр фокального пятна составляет  $\sim 100$  мкм, то энергия лазерного импульса будет порядка 400 Дж.

Возникает вопрос о возможности использования для создания плазмы лазеров с меньшей длительностью импульсов. В этом случае стационарное ионизационное состояние за время жизни плазмы достигаться заведомо не будет, но если зависимости от времени интенсивностей исследуемых и реперных линий будут иметь похожие градиенты, то для рентгеноспектральных измерений может быть использована и такая нестационарная плазма. Очевидно, что регистрируемые спектры в этом случае будут менее интенсивными, но их динамический диапазон останется таким же, как и в стационарном случае.

На рис. 5 приведены результаты расчета по зависящей от времени кинетической модели для плазмы с фиксированными значениями температуры  $T_e = 1000$  эВ и электронной плотности  $N_e = 10^{21}$  см $^{-3}$ . В расчете полагалось, что при  $t = 0$  плазма содержит только однократные ионы. Хотя при данной температуре выход на почти стационарное ионизационное состояние происходит за 0.5 нс, уже на временах порядка 200–300 пс интенсивности всех рассматриваемых спектральных линий имеют сопоставимые значения. Это означает, что в предлагаемом эксперименте могут

использоваться не только субнаносекундные, но и пикосекундные лазеры.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный в настоящей работе подход может быть использован для проектирования мишеней сложного химического состава. В первую очередь следует рассмотреть мишени, которые позволят получить прецизионные данные по длинам волн многозарядных He- и Ne-подобных ионов с заполненными основными оболочками, поскольку, во-первых, такие ионы существуют в весьма широких температурных диапазонах, а во-вторых, обладают сравнительно простым спектром. Затем измеренные значения длин волн линий этих ионов можно использовать в качестве реперных при исследовании других более сложных спектров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60050.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скобелев И.Ю., Лобода П.А., Гагарин С.В., Ивлиев С.С., Козлов А.И., Морозов С.В., Пикуз С.А., Пикуз Т.А., Попова В.В., Фаенов А.Я. База данных Spectr-W3 по спектроскопическим характеристикам атомов и ионов // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120. № 4. С. 531.
2. Skobelev I.Y., Loboda P.A., Faenov A.Y., Gagarin S.V., Kozlov A.I., Morozov S.V., Pikuz S.A., Pikuz T.A., Popova V.V. Spectr-W3 online Database on Atomic Properties of Multicharged ions // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 653. P. 012022.
3. Zheng W., Wei X., Zhu Q., Jing F., Hu D., Yuan X., Dai W. et al. Laser Performance Upgrade for Precise ICF Experiment in SG-III Laser Facility // Matter Radiat. Extremes. 2017. V. 2. № 5. P. 243.
4. Weber S., Bechet S., Borneis S., Brabec L., Bučka M., Chacon-Golcher E., Ciappina M. et al. P3: An Installation for High-Energy Density Plasma Physics and Ultra-High Intensity Laser-Matter Interaction at ELI-Beamlines // Matter Radiat. Extremes. 2017. V. 2. № 4. P. 149.
5. Zou J.P., Blanc C.L., Audebert P., Janicot S., Sautivet A.M., Martin L., Sauteret C., Paillard J.L., Jacquemot S., Amiranoff F. Recent Progress on LULI High Power Laser Facilities // J. Phys. Conf. Ser. 2008. V. 112. Part 3. P. 8.
6. Stuart B.C., Bonlie J.D., Britten J.A., Caird J.A., Cross R.R., Ebberts C.A., Eckart M.J., Erlandson A.C., Molander W.A., Ng A., Patel P.K., Price D.F. The Titan Laser at LLNL // Opt. InfoBase Conf. Pap. 2006. P. 4.
7. Shiraga H., Fujioka S., Nakai M., Watari T., Nakamura H., Arikawa Y., Hosoda H. et al. Fast Ignition Integrated Experiments with Gekko and LFEX Lasers // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. № 12. P. 124029.
8. Bagnoud V., Aurand B., Blazevic A., Borneis S., Bruske C., Ecker B., Eisenbarth U. et al. Commissioning and Early Experiments of the PHELIX Facility // Appl. Phys. B. 2010. V. 100. № 1. P. 137.

9. *Musgrave I., Galimberti M., Boyle A., Hernandez-Gomez C., Kidd A., Parry B., Pepler D., Winstone T., Collier J.* Review of Laser Diagnostics at the Vulcan Laser Facility // *High Power Laser Sci. Eng.* 2015. V. 3. P. 1.
10. *Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V.* Compact 0.56 Petawatt Laser System Based on Optical Parametric Chirped Pulse Amplification in KD\*P Crystals // *Laser Phys. Lett.* 2007. V. 4. № 6. P. 421.
11. *Gong T., Hao L., Li Z., Yang D., Li S., Li X., Guo L. et al.* Recent Research Progress of Laser Plasma Interactions in Shenguang Laser Facilities // *Matter Radiat. Extremes.* 2019. V. 4. № 5. P. 055202.
12. *Boyko V.A., Pal'chikov V.G., Skobelev I.Y., Faenov A.Y.* Spectroscopic Constants of Atoms and Ions: Spectra of Atoms with One or Two Electrons. Begell House, 1994. 225 p.
13. *Алхимова М.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Арич Д.А., Пикуз Т.А., Пикуз С.А.* Учет аппаратной функции кристаллических спектрометров, работающих во многих порядках отражения, при диагностике лазерной плазмы по непрерывному спектру // *Квантовая электроника.* 2018. Т. 48. № 8. С. 749.
14. *Faenov A.Y., Pikuz S.A., Erko A.I., Bryunetkin B.A., Dyakin V.M., Ivanenkov G.V., Mingaleev A.R., Pikuz T.A., Romanova V.M., Shelkovenko T.A.* High-Performance X-Ray Spectroscopic Devices for Plasma Microsources Investigations // *Phys. Scr.* 1994. V. 50. № 4. P. 333.
15. *Rio M.S. del, Alianelli L., Faenov A.Y., Pikuz T.* X-ray Reflectivity of Curved Alpha-Quartz Crystals // *Phys. Scr. (IOP Publ.).* 2004. V. 69. № 4. P. 297.
16. *Дякин В.М., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Бартник А., Федорович Г., Щурек М., Остерхельд А., Нильсен Д.* Прецизионные измерения длин волн спектральных линий многозарядных ионов криптона и аргона, образующихся в газовой мишени, нагреваемой лазерным излучением // *Квантовая электроника.* 1997. Т. 24. № 8. С. 709.
17. *Macfarlane J.J., Golovkin I.E., Woodruff P.R., Welch D.R., Oliver B.V., Melhorn T.A., Campbell R.B.* Simulation of the Ionization Dynamics of Aluminum Irradiated by Intense Short-Pulse Lasers // *Inertial Fusion Sciences and Applications 2003 (IFSA 2003): State of the Art 2003 / Ed. Hammel B.A. et al.* La Grange Park, IL: Amer. Nucl. Soc., 2004. P. 457.
18. *Arielly R., Nachman N., Zelinskyy Y., May V., Selzer Y.* Picosecond Time Resolved Conductance Measurements of Redox Molecular Junctions // *J. Chem. Phys.* 2017. V. 146. № 9. P. 092306.
19. *Renner O., Rosmej F.B.* Challenges of X-Ray Spectroscopy in Investigations of Matter Under Extreme Conditions // *Matter Radiat. Extremes.* 2019. V. 4. № 2. P. 024201.
20. *Young B.K.F., Osterheld A.L., Price D.F., Shepherd R., Stewart R.E., Faenov A.Y., Magunov A.I., Pikuz T.A., Skobelev I.Y., Flora F., Bollanti S., Di Lazzaro P., Letardi T., Grilli A., Palladino L., Reale A., Scafati A., Reale L.* High-Resolution X-Ray Spectrometer Based on Spherically Bent Crystals for Investigations of Femtosecond Laser Plasmas // *Rev. Sci. Instrum.* 1998. V. 69. № 12. P. 4049.