

# Спектроскопический метод сравнения для определения температуры электронов высокотемпературной плазмы тяжелых элементов

А.П.Шевелько

*Для дальнейшего развития метода сравнения исследованы рентгеновские спектры лазерной плазмы легких (Si, S, Cl, K, Ca, Ti) и тяжелых (Mo, W) элементов. Плазма создавалась при фокусировке наносекундного лазерного излучения ( $\lambda = 0.53$  мкм,  $E_L = 5$  Дж,  $\tau = 2$  нс) на массивные твердотельные мишени. Спектры регистрировались с помощью двух фокусирующих кристаллических спектрометров в диапазоне длин волн  $\lambda = 2-11$  Å. Проведен детальный анализ спектров H- и He-подобных ионов для определения зависимости температуры электронов ( $T_e = 500-800$  эВ) от энергии лазерного импульса ( $E_L = 0.5-5$  Дж). Приводятся рекомендации по измерению  $T_e$  по спектрам легких элементов с максимальной точностью. С использованием метода сравнения выполнена оценка температуры электронов плазмы тяжелых элементов (Mo, W), рентгеновские спектры которых имеют сложную структуру.*

**Ключевые слова:** диагностика высокотемпературной плазмы, рентгеновская спектроскопия, многозарядные ионы, лазерная плазма, рентгеновские спектрометры.

## 1. Введение

Методы рентгеновской спектроскопии активно применяются для диагностики лабораторной и астрофизической плазмы. К настоящему времени наиболее детально разработаны методы спектроскопической диагностики по спектрам водородо- и гелиеподобных (H- и He-подобных) многозарядных ионов. Спектры таких ионов для элементов с атомными номерами  $A_n = 6-30$  хорошо исследованы и широко используются для измерения температуры электронов  $T_e$  в плазме в диапазоне от  $\sim 100$  эВ до нескольких килоэлектронвольт (см., напр., [1–6]). В последнее время огромный интерес вызывают исследования плазмы тяжелых элементов, главным образом связанные с программой по проведению УТС и с разработкой новых источников интенсивного рентгеновского излучения. Рентгеновские спектры плазмы тяжелых элементов (элементов с большим атомным номером  $A_n$  или большим атомным весом  $A_w$ ) обычно имеют намного более сложную, отличную от спектров H- и He-подобных ионов, структуру. Более того, переналожение в этих спектрах огромного числа линий приводит к появлению квазиконтинуума, что значительно усложняет спектроскопическую диагностику такой плазмы. Тем не менее структура спектров и распределение интенсивностей в них очень чувствительны к  $T_e$ . Это обстоятельство и используется в новом методе сравнения для оценки температуры  $T_e$  плазмы тяжелых элементов [7–11]. Метод основан на сравнении исследуемых спектров со спектрами хорошо диагностированной лазерной плазмы легких элементов, имеющих структуру H- и He-подобных ионов. Данный метод успешно применялся для диагностики плазмы железа [8],

лазерной плазмы вольфрама [7] и молибдена [9–11]. Подробное описание метода и условий его применимости приведено в [7].

Для эффективного использования метода сравнения необходимы данные по спектрам H- и He-подобных ионов в широком диапазоне температур, в котором исследуются спектры тяжелых элементов. Такие данные, как и определение зависимости  $T_e$  от энергии лазерного импульса для легких элементов, значительно расширяют возможности метода сравнения.

Настоящая работа является продолжением работы [12], в которой проведена комплексная диагностика высокотемпературной магниевой лазерной плазмы: по спектрам H- и He-подобных ионов определены электронная температура плазмы в диапазоне 200–550 эВ и ее зависимость от энергии лазерного импульса  $E_L$  в широком интервале значений (10 мДж–1 Дж). Для измерения более высоких температур  $T_e$  необходимо переходить к регистрации спектров элементов с большими атомными номерами  $A_n$  и, следовательно, с большими потенциалами ионизации. Цели настоящей работы – определение температуры электронов  $T_e$  лазерной плазмы по спектрам H- и He-подобных ионов элементов от Si до Ti ( $A_n = 14-22$ ) и установление зависимости  $T_e$  от энергии лазерного импульса  $E_L$ . Эти данные позволили с помощью метода сравнения оценить электронную температуру высокотемпературной лазерной плазмы тяжелых элементов (Mo, W), рентгеновские спектры которых имеют сложную структуру.

## 2. Описание метода сравнения

В методе сравнения [7] исследуемые спектры тяжелых элементов сравниваются со спектрами хорошо диагностированной лазерной плазмы. При этом диагностика лазерной плазмы проводится по спектрам легких элементов, которые имеют структуру H- и He-подобных ионов. Спектры тяжелых элементов исследуются при тех же по-

А.П.Шевелько. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: apshev51@gmail.com

тока лазерного излучения на мишени (или при тех же энергиях лазерного импульса), что и для легких элементов. При этом используется важное свойство лазерной плазмы: при умеренных плотностях потока  $q$  лазерного наносекундного излучения на мишени электронная температура горячего ядра плазмы зависит в основном от величины  $q$  и слабо зависит от атомного веса  $A_w$  мишени [13–15]. Структура спектров тяжелых элементов и распределение интенсивностей в них очень чувствительны к температуре  $T_e$ . Измерение  $T_e$  по спектрам легких элементов позволяет приписать определенную температуру каждому спектру тяжелых элементов. Такой подход имеет существенные преимущества: он не требует знания ионизационного состава плазмы, проведения идентификации переходов спектральных линий, исследования процессов, влияющих на спектры тяжелых элементов. Для оценки  $T_e$  достаточно только наличия характерной структуры в спектрах. В дальнейшем сравнение структуры «калиброванных» по  $T_e$  спектров со структурами спектров исследуемого источника излучения дает возможность оценить температуру этого источника.

Условия применимости метода сравнения подробно рассмотрены в [7]. Этими условиями, определяющими и ограничения использования метода, являются корональное равновесие и равновесная ионизация в плазме и ее квазиатомарность. В той же работе показано, что метод применим при использовании для создания плазмы наносекундного лазерного излучения с плотностью потока

$$10^{12} \leq q \leq 10^{14} \text{ Вт/см}^2. \quad (1)$$

Данный диапазон определяется двумя факторами. Во-первых, ограничением величины  $q$  при измерении электронной температуры по спектрам H- и He-подобных ионов:  $q > 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ . Во-вторых, равновесная ионизация и слабая зависимость  $T_e$  от  $A_w$  имеют место для наносекундной лазерной плазмы при  $q < 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ . Условие (1) соответствует диапазону температур электронов

$$100 \leq T_e \leq 1000 \text{ эВ}. \quad (2)$$

Условия (1) и (2) определяют границы использования метода сравнения.

Основным условием применимости метода является наличие коронального равновесия в плазме. В корональной модели кратность ионизации не зависит от концентрации электронов  $N_e$ . В данном приближении структура спектра и ионизационный состав стационарной плазмы описываются только одним параметром – температурой электронов, по которому можно проводить сравнение спектров различных плазменных источников излучения. Корональное распределение используется также и для определения температуры электронов  $T_e$  по отношению интенсивностей диэлектронных спутников к интенсивности опорной резонансной линии в спектрах H- и He-подобных ионов.

Условие применимости коронального равновесия можно записать в виде [16]

$$N_e \ll N_e^* = 10^{16} Z^7, \quad (3)$$

где  $Z$  – заряд иона; концентрация  $N_e$  здесь и далее взята в  $\text{см}^{-3}$ . Для высокотемпературной плазмы с  $Z \geq 10$  это условие выглядит так:

$$N_e \ll 10^{23} \text{ см}^{-3}. \quad (4)$$

Аналогичные оценки, выраженные через температуру электронов  $T_e$  (в эВ) [17], имеют вид

$$N_e \ll N_e^* = 10^{16} T_e^{7/2}. \quad (5)$$

Для  $T_e \geq 100$  эВ получаем условие для концентрации  $N_e$ , совпадающее с (4):

$$N_e \ll 10^{23} \text{ см}^{-3}. \quad (6)$$

Таким образом, в горячей ( $T_e > 100$  эВ) наносекундной лазерной плазме с концентрацией электронов  $N_e \approx 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$  всегда преобладают ионы с большими  $Z$  и практически всегда имеет место корональное распределение.

### 3. Эксперимент

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Для создания плазмы использовалось излучение второй гармоники лазера на Nd-стекле (установка «Феникс»). Лазерное излучение ( $\lambda = 0.53$  мкм,  $E_L = 5$  Дж,  $\tau = 2$  нс) фокусировалось на массивные твердотельные мишени линзой с фокусным расстоянием 300 мм. Диаметр пятна фокусировки составлял  $\sim 20-30$  мкм, плотность потока  $q$  лазерного излучения на мишени изменялась в пределах  $\sim 5 \times 10^{13} - 2 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  при изменении энергии лазерного импульса от 0.5 до 5 Дж. В качестве лазерных мишеней использовались следующие материалы: Si, KCl, Ca, Ti, Mo и W.

Рентгеновские спектры H- и He-подобных ионов исследовались с помощью двух фокусирующих кристаллических спектрометров [18, 19], выполненных по схеме Гамоша [20]. Важными свойствами этой схемы являются высокая светосила в широком диапазоне спектра и высокое спектральное разрешение для квазиточечных (типа лазерной плазмы) источников излучения. Дополнительное преимущество – линейная фокусировка, когда спектр формируется на оси спектрометра. Это позволяет применять для регистрации спектров детекторы с плоским полем, например фотографическую пленку и ПЗС-детекторы.

В спектрометрах использовались одинаковые цилиндрические кристаллы слюды (двойное межплоскостное расстояние  $2d = 19.84 \text{ \AA}$  для первого порядка отражения) с радиусом изгиба  $R = 20$  мм. Спектры регистрировались на рентгеновской фотопленке Kodak RAR 2492. Для перевода плотности почернения в интенсивность использовались данные работы [21]. В спектрометрах была предусмотрена установка ПЗС-детектора (ПЗС-линейка Toshiba TCD 1304AP). Этот детектор применялся для

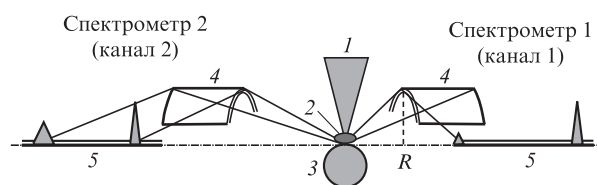


Рис. 1. Схема эксперимента по регистрации рентгеновских спектров лазерной плазмы с помощью двух фокусирующих кристаллических спектрометров (два канала регистрации): 1 – лазерное излучение; 2 – лазерная плазма; 3 – мишень; 4 – цилиндрические кристаллы слюды с радиусом изгиба  $R = 20$  мм; 5 – детекторы излучения (фотографическая пленка).

юстировки оси спектрометров относительно источника излучения.

Способ фотографической регистрации спектров был выбран для значительного расширения исследуемого спектрального диапазона. Это осуществлялось двумя способами. Во-первых, за счет большой (70 мм) длины фотопленки, на которой регистрировались спектры в каждом спектрометре. Во-вторых, спектрометры устанавливались на разных расстояниях от источника излучения (рис.1). В спектрометре 1 (канал 1) для первого порядка отражения кристалла слюды область регистрации спектров  $\Delta\lambda = 5.5\text{--}11 \text{ \AA}$ , а в спектрометре 2 (канал 2) –  $\Delta\lambda = 4.5\text{--}7.5 \text{ \AA}$ . Область пересечения спектров  $\Delta\lambda = 5.5\text{--}7.5 \text{ \AA}$  служила для «сшивки» спектров и калибровки относительной чувствительности в двух каналах. Суммарная область регистрации спектров в двух каналах  $\Delta\lambda = 4.5\text{--}11 \text{ \AA}$  для первого порядка отражения кристалла слюды и  $1.5\text{--}11 \text{ \AA}$  с учетом высших порядков отражения ( $n = I\text{--}IV$ ). В результате спектры регистрировались как в различных порядках отражения кристалла слюды, так и в двух независимых каналах. Это способствовало повышению точности измерения относительных интенсивностей линий, по которым проводилась диагностика плазмы.

Благодаря высокой эффективности спектрометров каждый исследуемый спектр регистрировался за один импульс лазера. Спектральное разрешение спектрометров  $\lambda/\delta\lambda$  в нашем случае определялось размером источника и составляло 600–1500. Эта величина определялась по ширине спектральных линий. Высокое спектральное разрешение позволяло наблюдать полную структуру рентгеновских спектров H- и He-подобных ионов: резонансные линии и сопутствующие им сателлиты. По относительным интенсивностям этих спектральных линий проводилась диагностика плазмы. Электронная температура He-подобных ионов измерялась по отношению интенсивностей диэлектронных сателлитов j, k или их суммы к интенсивности резонансной линии He-подобных ионов w (здесь и далее обозначения взяты из [1–4]). Для H-подобных ионов температура  $T_e$  определялась по отношению интенсивностей диэлектронного сателлита J и резонансной линии H-подобного иона  $Ly_\alpha$ . В обоих случаях для определения  $T_e$  использовались данные теоретических расчетов [4]. В табл.1 представлены элементы лазерных мишеней, соответствующие им ионы, диэлектронные сателлиты, по которым проводилась диагностика плазмы, и температуры  $T_e$ , измеренные по спектрам H- и He-подобных ионов разных элементов при различных энергиях лазерного импульса  $E_L$ .

Табл.1. Элементы лазерных мишеней, соответствующие им ионы, порядки отражения кристалла слюды, диэлектронные сателлиты (ДС), по которым проводилась диагностика плазмы, и температуры  $T_e$ , измеренные по спектрам H- и He-подобных ионов разных элементов при различных энергиях лазерного импульса  $E_L$ .

Элемент	Ионы	$n$	ДС	$E_L$ (Дж)	$T_e$ (эВ)
Si	Si XV, Si XIV	I	J	0.5	$500 \pm 70$
S	S XV, S XIV	I	j + k	1.3	$560 \pm 40$
Cl	Cl XVI, Cl XV	II	j	2.3	$620 \pm 20$
K	K VIII, K VII	II, III	j, j + k	2.3	$690 \pm 40$
K	K VIII, K VII	II	j, j + k	3.2	$700 \pm 60$
Cl	Cl XVI, Cl XV	II	j, j + k	4.2	$750 \pm 30$
Ca	Ca XIX, Ca XVIII	II, III	j, j + k	4.2	$750 \pm 30$
Ti	Ti XXI, Ti XX	III, IV	j, j + k	4.0	$760 \pm 50$

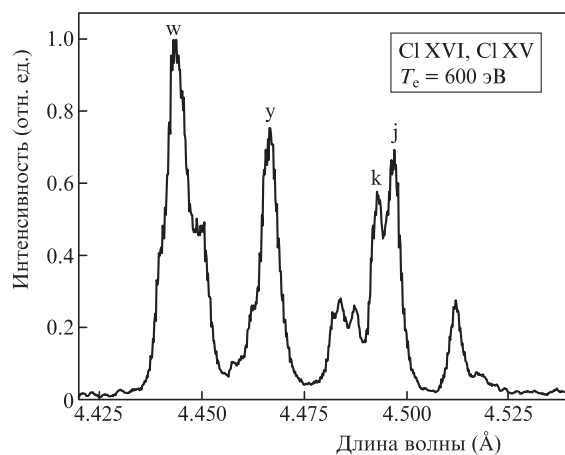


Рис.2. Спектр в окрестности резонансной линии He-подобного иона Cl XVI при энергии лазерного импульса  $E_L = 2.3$  Дж.

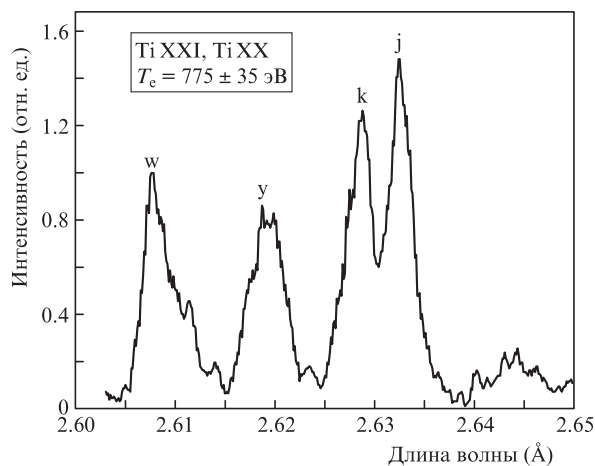


Рис.3. Спектр в окрестности резонансной линии He-подобного иона Ti XXI, зарегистрированный в четвертом порядке отражения кристалла слюды при энергии лазерного импульса  $E_L = 4.0$  Дж.

Cl XVI, а на рис.3 – спектр в окрестности резонансной линии He-подобного иона Ti XXI, зарегистрированный в четвертом порядке отражения кристалла слюды.

На рис.4 и 5 приведены спектры тяжелых элементов. Спектр лазерной плазмы молибдена регистрировался в

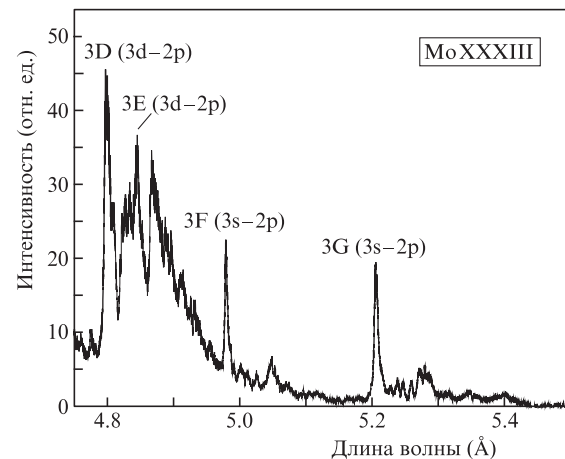


Рис.4. Спектр лазерной плазмы молибдена при энергии лазерного импульса  $E_L = 3.0$  Дж. Указаны переходы в He-подобном ионе Mo XXXIII.

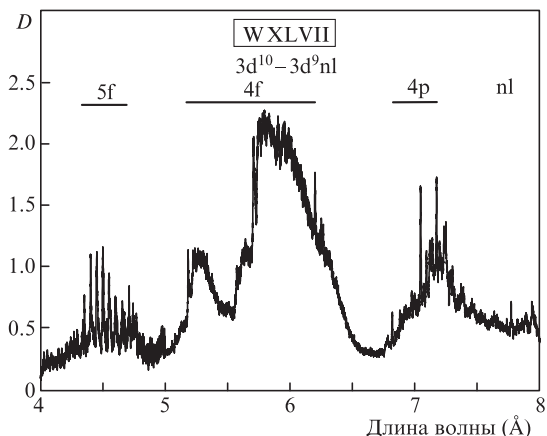


Рис.5. Спектр лазерной плазмы вольфрама при энергии лазерного импульса  $E_L = 3.5$  Дж. Указаны спектральные области переходов в Ni-подобном ионе WXLVII;  $D$  – плотность почернения на фотографической пленке.

первом порядке отражения кристалла слюды в диапазоне  $\Delta\lambda = 4.5-5.5 \text{ \AA}$ . Спектр лазерной плазмы вольфрама регистрировался в двух каналах и в двух порядках отражения ( $n = I, II$ ) в диапазоне  $\Delta\lambda = 4.0-11 \text{ \AA}$ . Область пересечения каналов  $\Delta\lambda = 5.5-7.5 \text{ \AA}$  использовалась для калибровки относительной интенсивности в каналах, а область  $\Delta\lambda = 8.0-10.0 \text{ \AA}$  для второго порядка отражения переводилась в область  $\Delta\lambda = 4.0-5.0 \text{ \AA}$  для первого порядка отражения. Результирующий спектр в диапазоне  $\Delta\lambda = 4-8 \text{ \AA}$  показан на рис.5.

### 4. Результаты и их обсуждение

Результаты измерений  $T_e$  по спектрам H- и He-подобных ионов разных элементов при различных энергиях лазерного импульса  $E_L$  представлены в табл.1. На рис.6 показана зависимость  $T_e$  от энергии лазерного импульса в логарифмических координатах. Погрешность измерения  $T_e$ , приведенная в табл.1, соответствует разбросу экспериментальных данных, полученных в различных порядках отражения кристалла слюды и/или в разных каналах регистрации. Экспериментальные данные хорошо описываются аппроксимационной формулой

$$\lg(T_e/1 \text{ эВ}) = 2.746 + 0.21\lg(E_L/1 \text{ Дж}), \tag{7}$$

т. е. зависимость  $T_e$  от  $E_L$  имеет вид степенной функции:

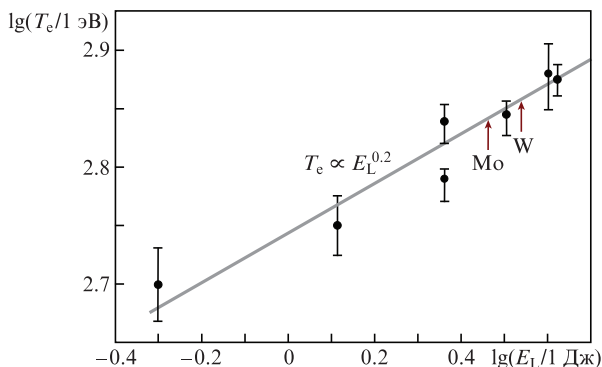


Рис.6. Экспериментальная зависимость температуры электронов  $T_e$  (эВ) от энергии лазерного импульса  $E_L$  (Дж) в логарифмических координатах.

$$T_e \propto E_L^\alpha \tag{8}$$

с показателем степени  $\alpha = 0.20 \pm 0.02$ . Данная зависимость хорошо совпадает с измеренной в [12] по спектрам H- и He-подобных ионов магния зависимостью с показателем степени  $\alpha = 0.21 \pm 0.025$ . Комбинируя результаты настоящей работы и работы [12], приходим к выводу, что зависимость (8) наблюдается в широком диапазоне энергий лазерного импульса:  $E_L = 10 \text{ мДж}-5 \text{ Дж}$ . Заметим, что эта зависимость отличается от канонической зависимости  $T_e \propto q^\alpha \propto E_L^\alpha$  с показателем  $\alpha = 4/9 = 0.44$  [15]. Выяснение причины отклонения показателя  $\alpha$  от канонического значения  $4/9$  выходит за рамки нашей статьи, т. к. не влияет на применимость метода сравнения. Укажем лишь, что одной из причин может быть увеличение эффективного размера лазерной плазмы вследствие ее разлета за время действия лазерного импульса при острой фокусировке лазерного излучения на мишень.

В методе сравнения спектры тяжелых элементов исследуются при тех же потоках (или при тех же энергиях) лазерного излучения на мишени, что и для легких элементов. При этом оценка  $T_e$  для тяжелых элементов, в принципе, не требует знания зависимости  $T_e$  от  $E_L$ . Однако определение данной зависимости для легких элементов позволяет провести более надежную оценку  $T_e$  для плазм тяжелых элементов. Рентгеновские спектры лазерной плазмы молибдена и вольфрама приведены соответственно на рис.4 и 5. В табл.2 представлены результаты исследования спектров тяжелых элементов. Энергии лазерных импульсов  $E_L$ , при которых получена плазма этих элементов, указаны на зависимости  $T_e \propto E_L^{0.2}$  (рис.6) стрелками, а в последней колонке табл.2 приведены соответствующие величины  $T_e$ .

Рентгеновские спектры лазерной плазмы тяжелых элементов (рис.4 и 5) имели сложную структуру. В спектрах плазмы молибдена наблюдались переходы 3D, 3E, 3F и 3G в Ne-подобных ионах [5]. В спектральных областях  $\Delta\lambda = 4.8-5.1 \text{ \AA}$  и  $5.2-5.4 \text{ \AA}$  наблюдался квазиконтинуум, или UTA (unresolved transition array). В работе [10] проведен детальный теоретический анализ спектров ионов молибдена в окрестности 3–2-переходов в Ne-подобных ионах. Исследованы ионизационный состав и вклад различных процессов (возбуждение, диэлектронная рекомбинация) в интенсивность спектра, а также установлена зависимость этих процессов от  $T_e$  для ионов  $\text{Mo}^{29+}-\text{Mo}^{34+}$ . Температура  $T_e$  в [10] определялась по данным для He-подобных ионов K VIII и Cl XVI и составила  $685 \pm 55 \text{ эВ}$ , а в результате теоретического анализа получено  $T_e = 650 \text{ эВ}$ . В настоящей работе  $T_e$  несколько выше ( $700 \pm 60 \text{ эВ}$ ), но хорошо согласуется, в пределах погрешности измерений, с данными работы [10]. Оценка по методу сравнения для лазерной плазмы вольфрама дала  $T_e = 720 \pm 60 \text{ эВ}$ . В спектрах ионов вольфрама наблюдались переходы в Ni-подобном ионе и UTA в спектральной области  $\Delta\lambda = 5.0-7.5 \text{ \AA}$  (рис.5). Аналогичные переходы имели место в Ni-подобном ионе Ta XLVI [5].

Табл.2. Элементы лазерных мишеней, соответствующие им ионы, порядки отражения кристалла слюды и температуры  $T_e$ , измеренные при различных энергиях лазерного импульса  $E_L$ .

Элемент	Ион	$n$	$E_L$ (Дж)	$T_e$ (эВ)
Mo	$\text{Mo}^{32+}$	I	3.0	$700 \pm 60$
W	$\text{W}^{46+}$	I, II	3.5	$720 \pm 60$

Для измерения температуры электронов  $T_e$  мы использовали метод, основанный на измерении относительных интенсивностей диэлектронных спутников и резонансных линий H- и He-подобных ионов [1–4]. Точность измерений напрямую влияет на точность оценки температуры  $T_e$  плазмы тяжелых элементов. Ниже рассмотрены некоторые характеристики этого метода и приведены рекомендации по измерению  $T_e$  с максимальной точностью. Метод измерения по относительным интенсивностям диэлектронных спутников имеет ряд преимуществ [4]. Прежде всего, спутниковые линии, соответствующие одной опорной линии, занимают узкий спектральный интервал  $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.01$ . Благодаря этому нет необходимости в калибровке спектральной аппаратуры. В то же время температурные зависимости интенсивностей опорной линии и диэлектронных спутников различны, что и используется для измерения  $T_e$ . По относительным интенсивностям диэлектронных спутников ионов разной кратности можно исследовать ионизационное равновесие, установить наличие стационарности или изучать динамику развития плазмы. Одним из преимуществ метода является также то, что за диэлектронные спутниковые линии и за резонансные линии ответственны одни и те же состояния ионов. Это позволяет свести к минимуму влияние неоднородностей и ионизационного состава плазмы на результаты измерений.

Указанные преимущества метода измерения  $T_e$  по относительным интенсивностям диэлектронных спутников делают его незаменимым для целей диагностики. Однако при использовании данного метода для достижения максимальной точности измерений следует придерживаться ряда рекомендаций. Особенно это касается выбора элементов, составляющих материалы лазерных мишеней. Метод применим для плазмы со сравнительно низкой концентрацией электронов ( $N_e \ll 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ), для которой справедливо условие коронального равновесия. Такое равновесие, как правило, реализуется для наносекундной лазерной плазмы, причем в плазме возбуждаются многозарядные ионы с потенциалом ионизации  $I \approx (8-10)T_e$  [14]. Так, в работе [12] этим объяснялся выбор магниевой мишени, поскольку при сравнительно низких температурах ( $T_e = 200-550 \text{ эВ}$ ) H- и He-подобные ионы наиболее представлены в плазме. При повышении температуры электронов, когда  $T_e \gg I/(8-10)$ , диагностика плазмы магния по спектрам H- и He-подобных ионов становится затруднительной из-за нестационарности процессов. Ионизационный состав плазмы представлен в основном полностью ионизованными ионами, а спектры H- и He-подобных ионов дают сведения не о самой горячей фазе плазмы, а только о переходных процессах. Для измерения высоких температур ( $T_e \approx 400-1000 \text{ эВ}$ ) с помощью используемого метода нужно переходить к регистрации спектров элементов с большими атомными номерами  $A_n$  и, следовательно, с большими потенциалами ионизации –  $I \approx 3-8 \text{ кэВ}$ . Этим и мотивировался выбор материалов лазерных мишеней в настоящей работе.

Выбор элементов лазерных мишеней обусловлен и другим фактором, связанным с температурной зависимостью относительной интенсивности диэлектронных спутников. Результаты численных расчетов относительных интенсивностей диэлектронных спутников можно представить в виде [4]

$$i = i_d(T_m)\varphi(T_e)/\varphi(T_m), \quad (9)$$

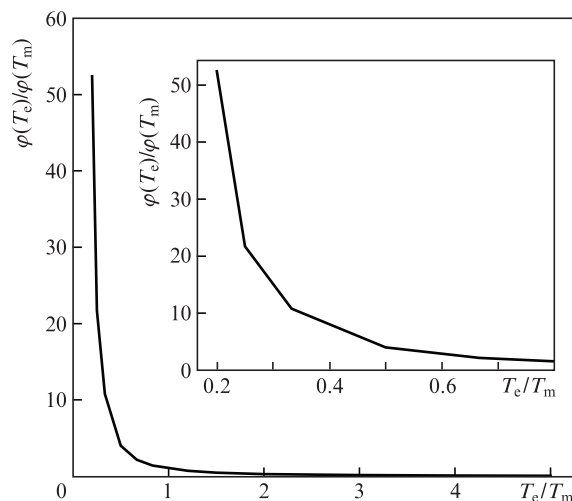


Рис.7. Температурная зависимость функции  $\varphi(T_e)/\varphi(T_m)$  для He-подобного иона Ti XXI, а также фрагмент этой зависимости с увеличенным масштабом по оси абсцисс.

где  $T_m$  – температура, при которой резонансные линии имеют максимальную светимость;  $i_d(T_m)$  – относительная интенсивность диэлектронных спутников при  $T_e = T_m$ ;  $\varphi(T_e)/\varphi(T_m)$  – функция температурной зависимости интенсивности спутников. Для H- и He-подобных ионов величины  $i_d(T_m)$  для каждой спутниковой линии, температура  $T_m$  для каждого иона и элемента за-tabулированы и приводятся в работе [4]. Температурная зависимость для каждого иона содержится в функции  $\varphi(T_e)/\varphi(T_m)$  и рассчитана в зависимости от параметра  $T_e/T_m$  для ионов каждого элемента. Пример функции  $\varphi(T_e)/\varphi(T_m)$  для He-подобного иона Ti XXI приведен на рис.7.

Значения функции  $\varphi(T_e)/\varphi(T_m)$  для He-подобных ионов с  $A_n = 16-22$  близки, а при  $T_e/T_m \geq 1$  они фактически совпадают. Для  $T_e/T_m \leq 0.5$  функция  $\varphi(T_e)/\varphi(T_m)$  имеет резкую зависимость от температуры, а для  $T_e/T_m \geq 1$  она практически от нее не зависит. Очевидно, что для повышения точности измерения температуры следует выбирать отношение  $T_e/T_m \leq 0.5$ . Это также определяет оптимальный выбор элементов мишеней для измерения  $T_e$  по спектрам H- и He-подобных ионов.

## 5. Выводы

В настоящей работе дальнейшее развитие получил новый спектроскопический метод экспериментальной оценки электронной температуры высокотемпературной плазмы тяжелых элементов. Метод основан на сравнении исследуемых спектров со спектрами хорошо диагностированной лазерной плазмы легких элементов, имеющих структуру H- и He-подобных ионов. Подробно описана методика обработки и проведен детальный анализ спектров легких элементов для определения зависимости температуры электронов ( $T_e = 500-800 \text{ эВ}$ ) от энергии лазерного импульса ( $E_L = 0.5-5 \text{ Дж}$ ). Приведены рекомендации по измерению  $T_e$  по спектрам легких элементов с максимальной точностью. С помощью метода сравнения выполнена оценка температуры электронов плазмы тяжелых элементов (Mo, W), рентгеновские спектры которых имеют сложную структуру. Для лазерной плазмы молибдена температура  $T_e = 700 \pm 60 \text{ эВ}$ , для лазерной плазмы вольфрама  $T_e = 760 \pm 60 \text{ эВ}$ . Эти результаты могут быть использованы для оценки температуры электронов

плазмы тяжелых элементов других источников, например плазмы мощных Z-пинчей.

Автор выражает благодарность О.Ф.Якушеву (ФИАН) за помощь при обработке экспериментальных результатов и И.Ю.Толстикхиной (ФИАН) за ценные замечания и обсуждение результатов.

1. Gabriel A.H. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **160**, 99 (1972).
2. Bhalla C.P., Gabriel A.H., Presnyakov L.P. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **172**, 359 (1975).
3. Пресняков Л.П. *УФН*, **119**, 49 (1976) [*Sov. Phys. Usp.*, **19**, 387 (1976)].
4. Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И., Урнов А.М. *Труды ФИАН*, **119**, 13 (1980).
5. Voiko V.A., Faenov A.Ya., Pikuz S.A. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **19**, 11 (1978).
6. Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я. *Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы* (М.: ВИНТИ, 1980, Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т. 27).
7. Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **41**, 726 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 726 (2011)].
8. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., МакГарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстикхина И.Ю., Уикс Т. *Физика плазмы*, **34**, 1021 (2008).
9. Andreev S.N., Shevelko A.P., Tolstikhina I.Yu., Vainshtein L.A., Yakushev O.F. *EPJ Web Conf.*, **132**, 02022 (2017).
10. Shevelko A.P., Yakushev O.F., Vainshtein L.A., Andreev S.N., Tolstikhina I.Yu. *Phys. Plasmas*, **25**, 073306 (2018).
11. Shevelko A.P., Andreev S.N., Tolstikhina I.Yu. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **265**, 107565 (2021).
12. Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **49**, 839 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 839 (2019)].
13. Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елесин В.Ф., Козырев Ю.П., Сильнов С.М. *ЖЭТФ*, **60**, 1306 (1971) [*Sov. Phys. JETP*, **33** (4), 706 (1971)].
14. Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. *Труды ФИАН*, **76**, 186 (1974).
15. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. *Лазерная плазма. Физика и применение* (М.: МИФИ, 2003).
16. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
17. Страттон Т.Ф. *Диагностика плазмы. Рентгеновская спектроскопия* (М.: Мир, 1967).
18. Shevelko A.P. *Proc. SPIE*, **3406**, 91(1998).
19. Shevelko A.P., Kasyanov Yu.S., Yakushev O.F., Knight L.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 3458 (2002).
20. Hámos L.v. *Ann. Phys.*, **17**, 716 (1933).
21. Henke B.L., Fujiwara F.G., Tester M.A., Dittmore C.H., Palmer M.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **1**, 828 (1984).