

Новый метод сравнения для измерения температуры электронов по рентгеновским спектрам плазмы тяжелых элементов

А.П.Шевелько

Рассмотрены условия и границы применимости нового рентгеноспектрального метода определения электронной температуры плазмы тяжелых элементов. Метод основан на сравнении исследуемых спектров со спектрами хорошо диагностированной лазерной плазмы. Для обоснования применения метода для диагностики плазмы вольфрама проведен детальный анализ спектров лазерной плазмы, который включал в себя определение особенностей в спектрах и изменение температуры электронов. Получены количественные данные для оценки температуры плазмы вольфрама по относительным интенсивностям пиков в области спектра 3–6 нм.

Ключевые слова: диагностика высокотемпературной плазмы, многозарядные ионы, рентгеновские спектры.

1. Введение

Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов является одним из самых эффективных методов исследования высокотемпературной плазмы, широко используемых для диагностики лабораторной и астрофизической плазмы. В настоящее время наиболее детально разработаны методы диагностики по спектрам водородо- и гелиеподобных многозарядных ионов [1, 2]. В частности, для определения температуры электронов T_e используется отношение интенсивностей диэлектронных спутников к интенсивности опорной резонансной линии. Резонансные линии и соответствующие диэлектронные спутники возбуждаются из одних и тех же состояний ионов, поэтому эти линии излучаются из одних и тех же областей плазмы, а ионизационное состояние не влияет на измеряемые величины T_e .

Рентгеновские спектры плазмы тяжелых элементов (элементов с большим атомным весом A_Z) обычно имеют сложную структуру, отличную от таковой для H- и He-подобных ионов, и содержат множество спектральных линий, принадлежащих ионам с разной кратностью ионизации. Наложение множества линий в спектре приводит к появлению квазиконтинуума. Это значительно затрудняет проведение спектроскопической диагностики такой плазмы. Однако именно эти спектры зачастую представляют огромный интерес для научных исследований, например спектры Mo и W в плазме токамаков (материал диверторов [3]), спектры W в плазме мощных Z-пинчей (материал проволочных сборок [4]), спектры Sn в плазменных источниках, предназначенных для проекционной ВУФ литографии [5].

Для многозарядных ионов в большинстве случаев справедливо корональное приближение [6]. В корональной модели, в отличие от случая термодинамического равновесия, кратность ионизации не зависит от концент-

рации электронов N_e . В данном приближении структура спектра и ионизационный состав стационарной плазмы описываются только одним параметром – температурой электронов T_e , что позволяет проводить сравнение по этому параметру спектров различных плазменных источников.

В работе [7] предложен новый метод определения электронной температуры плазмы железа, основанный на сравнении исследуемых спектров со спектрами хорошо изученной лазерной плазмы. Этот метод успешно использовался для диагностики плазмы Fe, образующейся в конечном анодно-катодном промежутке сильного импульсного генератора Z-Machine (Национальная лаборатория Сандиа, США) [7]. Представляет интерес дальнейшая разработка метода, его распространение на другие элементы и на более широкий диапазон температур. Целью настоящей работы является развитие метода для диагностики плазмы вольфрама W. Для этого проведен детальный анализ спектров W в лазерной плазме, найдены области спектра, чувствительные к электронной температуре, получены количественные данные для определения температуры плазмы.

2. Описание метода и условия его применимости

В новом методе для определения электронной температуры T_e плазмы тяжелых элементов предлагается сравнивать исследуемые спектры со спектрами хорошо диагностированной лазерной плазмы [8] (рис.1). При этом используется важное свойство лазерной плазмы: при умеренных плотностях потока лазерного наносекундного импульсного излучения на мишени электронная температура горячего ядра плазмы зависит в основном от величины потока и слабо зависит от атомного веса A_Z мишени [9, 10]. Это вызвано взаимной компенсацией двух факторов: при фиксированной температуре T_e с увеличением A_Z увеличиваются потери на ионизацию, но эти потери компенсируются увеличением поглощенной на один ион энергии лазерного излучения [9, 10].

Диагностика лазерной плазмы проводится по спектрам легких элементов, имеющих структуру H- и He-по-

А.П.Шевелько. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: shevelko@rambler.ru

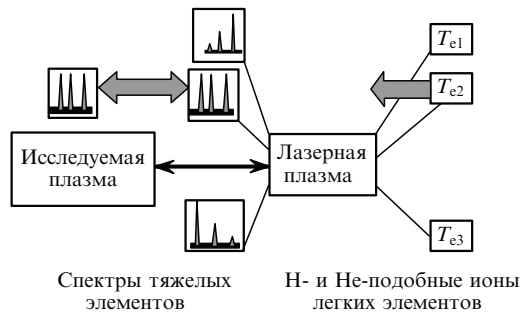


Рис.1. Схема метода измерения температуры плазмы тяжелых элементов.

добных ионов, для которых методы измерения электронной температуры хорошо разработаны (см., напр., [1, 2]). Структура спектров плазмы тяжелых элементов и распределение интенсивности в них очень чувствительны к T_e , что и используется для диагностики плазмы. Спектры тяжелых элементов исследуются при тех же потоках энергии лазерного излучения на мишени, что и для легких элементов. Это позволяет приписать определенную температуру каждому спектру. Сравнение «калиброванных» по T_e спектров со спектрами исследуемого плазменного источника позволяет оценить температуру этого источника (рис.1).

Для применимости метода необходимы одинаковые условия в исследуемой и в лазерной плазме (диагностируемой плазме сравнения). Этими условиями являются корональное равновесие, равновесная ионизация и квазистационарность в обеих плазмах. Для лазерной плазмы возникает дополнительное условие – слабая или известная зависимость T_e от атомного веса мишени A_Z . Экспериментальное условие применения метода – использование калиброванных или одних и тех же спектрометров при исследовании спектров тяжелых элементов в лазерной плазме и в исследуемом плазменном источнике. Вопросы, касающиеся оптической толщины, пространственной и временной неоднородности плазменных источников, требуют отдельного рассмотрения.

Перечисленные выше условия применимости метода определяют ограничения на плотность потока энергии q и на температуру T_e лазерной плазмы [8]. Равновесная ионизация и слабая зависимость T_e от A_Z имеют место в наносекундной лазерной плазме при $q < 10^{14}$ Вт/см². Ограничение на q при измерении электронной температуры по спектрам Н- и He-подобных ионов таково: $q > 10^{12}$ Вт/см². Таким образом, для наносекундной лазерной плазмы метод может использоваться в диапазоне плотностей потоков $10^{12} \leq q \leq 10^{14}$ Вт/см², которому соответствует диапазон температур электронов $100 \leq T_e \leq 1000$ эВ. Эти условия и определяют границы использования метода.

Как отмечалось ранее, предлагаемый новый метод диагностики плазмы тяжелых элементов основан на слабой зависимости температуры электронов T_e от атомного веса мишени A_Z . В работе [9] приведен обзор результатов многочисленных экспериментальных работ по измерению T_e лазерной плазмы в широком диапазоне изменения плотности потока q на мишени ($q = 10^9 - 10^{14}$ Вт/см²). Показано, что температура хорошо описывается зависимостью $T_e \sim q^{4/9}$, а ее значения почти не меняются для различных мишеней – от водорода до вольфрама. В теоретической модели квазистационарного режима в слу-

чае наносекундных импульсов для обратного тормозного поглощения излучения в плазме получена следующая зависимость температуры T_e от q , A_Z и заряда ионов Z [10, 11]:

$$T_e \propto q^{4/9} A_Z^{2/9} \left(\frac{Z}{Z+1} \right)^{2/3} \quad (1)$$

Из этой же модели следует, что слабая зависимость T_e от атомного веса мишени ($T_e \sim A_Z^{2/9}$) должна иметь место вплоть до $q \sim 10^{14}$ Вт/см².

3. Анализ спектров вольфрама

Спектры лазерной плазмы W были зарегистрированы в Университете Бригхама Янга (BYU – Brigham Young University, США) [12, 13]. Лазерная плазма создавалась при фокусировке излучения Nd:YAG-лазера Infinity (0.53 мкм, 200 мДж, 3 нс, 10 Гц) с максимальной плотностью потока $q = 5 \times 10^{12}$ Вт/см² на массивную W-мишень. Спектры в диапазоне длин волн $\lambda = 2 - 20$ нм исследовались с помощью калиброванного спектрометра с дифракционной решеткой на пропускание. Анализ спектров проведен независимо в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН (ФИАН, Москва, Россия) [8]. Анализ зарегистрированных в BYU спектров лазерной плазмы W включал в себя оценку температуры T_e по спектрам Н- и He-подобных ионов Mg, коррекцию температуры плазмы W и определение спектральных областей, интенсивности в которых чувствительны к T_e .

Для диагностики лазерной плазмы использовались рентгеновские спектры Н- и He-подобных ионов Mg [14, 15], которые исследовались с помощью светосильного фокусирующего кристаллического спектрометра [16, 17]. При максимальной плотности потока $q \sim 5 \times 10^{12}$ Вт/см² эти измерения дают значение температуры $T_e = 240 \pm 20$ эВ, которое хорошо согласуется с данными измерений T_e по непрерывному спектру [14]. В дальнейшем температура T_e варьировалась (в сторону меньших значений) путем уменьшения энергии лазерного импульса, при этом считалось, что T_e изменяется по формуле (1).

Температура электронов T_e^{Mg} определялась в лазерной плазме Mg. В соответствии с зависимостью $T_e \sim A_Z^{2/9}$ необходимо провести коррекцию температуры для лазерной плазмы W и приписать каждому спектру правильную скорректированную температуру электронов: $T_e^W = 1.57 T_e^{Mg}$. Примеры спектров W при различных температурах T_e^W приведены на рис.2. Наблюдается характерная структура спектров – пики в областях 2.5–4.2 нм (пик 1) и 4.5–6.5 нм (пик 2), которые отвечают [3] переходам 4–5 в ионах W XXII–XXIX и переходам 4–4 в ионах W XXVIII–XXX соответственно. Отметим, что «завал» интенсивности в спектрах при $\lambda \geq 20$ нм связан, по-видимому, с уменьшением светосилы используемого спектрометра. Структура спектров и интенсивности в выделенных спектральных областях (пиках) чувствительны к электронной температуре T_e , что и было использовано для ее измерения.

В спектрах W можно выделить следующие особенности (рис.2). При низких температурах ($T_e^W \sim 250$ эВ) распределение интенсивности имеет максимумы на длинах волн $\lambda_{max} \sim 5.0$ нм (пик 2), 12.5 и 17 нм, причем интенсивности двух последних пиков превышают интенсивность пика 2. С ростом T_e^W относительная интенсивность пика 2 растет и при $T_e^W \sim 400$ эВ превышает интенсив-

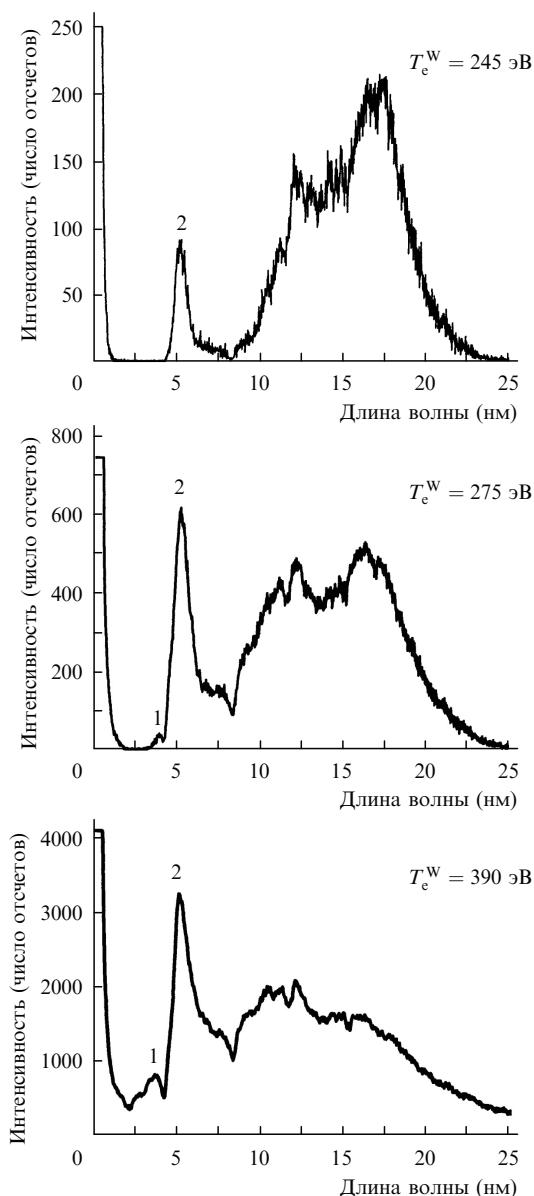


Рис.2. Спектры лазерной плазмы W при различных температурах электронов T_e^W . Цифрой 1 отмечены пики, соответствующие переходам 4–5 в ионах W XXII–XXIX, цифрой 2 – пики, отвечающие переходам 4–4 в ионах W XXVIII–XXX.

ности длинноволновых пиков примерно в два раза. Это может быть использовано для измерения сравнительно низких температур. Начиная с $T_e^W \geq 250$ эВ в спектрах появляется коротковолновый пик 1 с $\lambda_{\max} \sim 4$ нм, причем отношение его интенсивности I_1 к интенсивности I_2 пика 2 растет с ростом T_e^W . Соответствующая область спектра показана на рис.2, а на рис.3 приведена зависимость температуры T_e^W от отношения интенсивностей I_1/I_2 этих пиков.

Зависимость температуры T_e^W (в эВ) от отношения интенсивностей пиков 1 и 2 хорошо аппроксимируется выражением (рис.3)

$$T_e^W = A \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^\alpha \quad (2)$$

с константами $\alpha = 0.3$ и $A = 700$.

Аналогичные исследования спектров W были проведены в ФИАНе [18]. Спектры W были зарегистрированы на другой лазерной установке (0.53 мкм, 1 Дж, 2 нс) и при

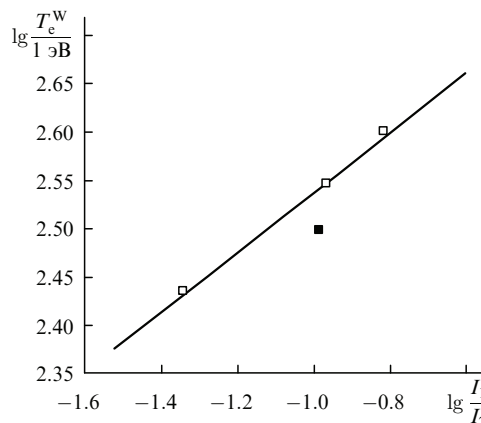


Рис.3. Зависимости температуры T_e^W (в эВ) от отношения интенсивностей I_1/I_2 . Сплошная линия – расчет по формуле (2), точки – результаты экспериментов, проведенных в ВГУ (□) и в ФИАНе (■).

других условиях эксперимента. Диагностика плазмы также проводилась по спектрам H- и He-подобных ионов Mg. Спектры зарегистрированы при температуре $T_e^{Mg} = 200$ эВ, соответствующей $T_e^W = 315$ эВ. Отношение интенсивностей пиков I_1/I_2 составило 0.1. Эти данные также приведены на рис.3. Сравнение их с данными, полученными в ВГУ, позволяет оценить экспериментальную погрешность определения T_e^W (не более 10%), связанную с различными условиями экспериментов.

Новый рентгеноспектральный метод сравнения может быть использован для оценки электронной температуры плазмы тяжелых элементов различных плазменных источников, в том числе плазмы мощных Z-пинчей, основанных на многопроволочных вольфрамовых сборках.

Автор благодарен П.В.Сасорову, Г.Н.Саркисову, Е.В.Грабовскому и В.В.Александрову за обсуждение результатов и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-00154а.

- Пресняков Л.П. *УФН*, **119**, 49 (1976).
- Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И., Урнов А.М. *Труды ФИАН*, **119**, 13 (1980).
- Chowdhuri M.B., Morita S., Goto M., et al. *Plasma Fusion Research: Regular Articles*, **2**, S1060 (2007).
- Spielman R.B. et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 2105 (1998).
- Bakshi V. (Ed.) *EUV Sources for Lithography* (Bellingham, USA: SPIE Press, 2006).
- Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
- Шевелько А.П., Блисс Д.Е. и др. *Физика плазмы*, **34**, 1021 (2008).
- Шевелько А.П. *Препринт ФИАН № 6* (М., 2011).
- Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. *Труды ФИАН*, **76**, 186 (1974).
- Ананьев О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. *Лазерная плазма. Физика и применение* (М.: изд-е МИФИ, 2003).
- Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н. и др. *ЖЭТФ*, **60**, 1306 (1971).
- Bergeson S., Gray N., Harrison M., Knight L., et al. *Proc. 2008 Int. Workshop on EUV Lithography* (Maui, Hawaii, 2008, p. 38).
- Якушев О., Шевелько А., Бергесон С., Грэй Н., Харрисон М., Найт Л. *Материалы совещания «Рентгеновская оптика–2008»* (Черноголовка, 2008, с. 84).
- Shevelko A.P., Knight L.V., Wang Q., Yakushev O.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4504**, 215 (2001).
- Shevelko A.P., Knight L.V., Peatross J.B., Wang Q. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4505**, 171 (2001).
- Shevelko A.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3406**, 91 (1998).
- Shevelko A.P. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 3458 (2002).
- Шевелько А.П., Андреев С.Н., Блисс Д.Е. и др. *Препринт ФИАН № 22* (М., 2007).