

Определение параметров пикосекундной лазерной плазмы на начальных этапах её формирования методами высокоразрешающей рентгеновской спектроскопии

А. С. Мартыненко^{1,2}, С. А. Пикуз^{1,2}, С. Н. Рязанцев^{1,2}, И. Ю. Скобелев^{1,2},
К. Д. Баирд³, Н. Бузс⁴, Н. Вусли³, Д. Фенг⁵, Л. Доэль³, Ф. Дюрей³,
Р. Кодама^{6,7}, Л. Ксин⁵, К. Ланкастер³, П. Мак Кена⁸, К. Д. Мёрфи³,
Т. А. Пикуз^{1,6}, К. Спиндло⁴, А. Я. Фаенов^{1,6}, Д. Фарли³ и Л. М. Чен⁵

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Москва, Каширское шоссе, 31, Москва 115409, Россия

³ Институт физики плазмы Йорка, Кафедра Плазмы, Йоркский Университет, Йорк YO10 5DD, Великобритания

⁴ Центральная лазерная установка, Лаборатория Резерфорда-Эплтона, Дидкот OX11 0QX, Великобритания

⁵ Институт физики, Китайская Академия наук, Пекин 100190, Китай

⁶ Институт для открытых и междисциплинарных научных инициатив, Осакий Университет, Осака 565-0871, Япония

⁷ Институт лазерной инженерии, Осакий Университет, Сюита 565-0871, Япония

⁸ Кафедра Физики, Университет Страйклайда, Глазго G4 0NG, Великобритания

E-mail: spikuz@gmail.com

Статья поступила в редакцию 8 декабря 2019 г.

Аннотация. Рассмотрены подходы к определению методами рентгеновской спектроскопии основных параметров плотной плазмы, образующейся при облучении твердотельных микрометровых мишеней пикосекундными лазерными импульсами субпетаваттной мощности и релятивистской интенсивности. <https://doi.org/10.33849/2019209>

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие мощного лазерного излучения с веществом остаётся актуальным направлением исследований на протяжении уже более полувека. Благодаря развитию лазерной техники и сокращению длительности лазерного импульса сначала до пико-, а затем и фемтосекунд, стало возможным проведение экспериментов при потоках лазерного излучения, достигающих значений порядка 10^{22} Вт/см² (см., например, [1]), что представляет огромный интерес для широкого круга как для фундаментальных, так и прикладных задач [2, 3]. Одним из основных диагностических инструментов здесь является рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов, показывающая свою высокую эффективность фактически при любых длительностях лазерных импульсов, используемых для нагрева плазмы. Тем не менее, как правило, имеющееся диагностическое оборудование не обеспечивает достаточно высокого временного, а часто и пространственного разрешения эмиссионных спектров, формирующихся в наиболее интересных для исследований областях плазмы с максимальными значениями плотности энергии. В настоящей работе представлен подход, позволяющий дать оценку параметров плазмы в момент прихода основного лазерного импульса (иными словами, в момент, соответствующий максимальной интенсивности лазерного излучения). Он основан на анализе интегральных по времени профилей рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов. Описаны вариации данного подхода в зависимости от ожидаемого характера разлета лазерной плазмы и показаны примеры их использования для диагностики пикосекундной лазерной плазмы.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные результаты были получены на лазерной установке коллективного доступа субпетаваттной мощности Vulcan PW (Лаборатория Резерфорда-Эплтона, Великобритания) [4]. За счёт использования технологии ОРСПА, а также плоского плазменного зеркала, для этой установки характерна высокая степень лазерного контраста, достигающего значений порядка 10^{10} .

В проведенных экспериментах энергия лазерного импульса составляла порядка 550 Дж при длительности 1.2 пс, а диаметр фокального пятна не превышал 5 мкм, что соответствовало потоку на мишени порядка 2×10^{21} Вт/см². В качестве мишеней были выбраны кремниевые фольги толщиной от 0.5 до 5 мкм, поверхности некоторых из которых были покрыты дополнительным слоем СН-пластика толщиной 1.4 мкм. В качестве основной диагностики использовались фокусирующие спектрометры с пространственным разрешением на основе сферически изогнутых кристаллов кварца [5]. Три спектрометра располагались с передней стороны мишени таким образом, что их спектральные диапазоны частично перекрывались для получения эмиссионного спектра в достаточно широком спектральном диапазоне от 4.5 до 7.5 Å (см. подробнее в работе [6]).

Для определения параметров плазмы полученные экспериментальные спектры сопоставлялись с расчетами по атомно-кинетическому численному коду PrismSPECT [7, 8], сделанными для различных значений температуры и плотности плазмы.

3. СТАЦИОНАРНЫЙ ПОДХОД К ДИАГНОСТИКЕ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

При облучении сравнительно толстых мишеней коротким высококонтрастным лазерным импульсом, а особенно при использовании мишеней с покрытием [9–12] можно ожидать, что основной вклад в эмиссионный спектр будут давать области плазмы с максимальной плотностью, а вкладом излучения разлетающихся областей можно пренебречь. В этом случае моделирование можно проводить в рамках стационарного подхода [13, 14], а значения температуры и плотности плазмы, при которых модельный спектр наиболее близок к экспериментальному, считать соответствующими моменту ее максимального нагрева. На рисунке 1 представлено сравнение экспериментального и модельных спектров. Первый был получен при облучении 5 мкм кремниевой фольги высококонтрастным лазерным импульсом установки Vulcan PW [15]. Синей пунктирной кривой на рисунке отмечен модельный спектр тормозного излучения, полученный в двухтемпературном приближении. Значения температур T_1 , T_2 были выбраны из следующих соображений: значение T_1 выбиралось близким к предполагаемой величине электронной температуры плазмы (которое в последствии было подтверждено численным моделированием при описании рентгеновских спектров), а T_2 выбиралось из соображений необходимости учёта также излучения периферийных плазменных областей, для которых характерно более низкое значение температуры. В частности, в приведённом случае $T_1 = 500$ эВ, $T_2 = 100$ эВ. Чёрной пунктирной кривой на рисунке отмечен модельный спектр линейчатого излучения, полученный для ионной плотности, температуры и толщины плазмы, выбранных равными соответственно 3×10^{22} см $^{-3}$, 500 эВ и 1.5 мкм. Красной кривой соответствует их сумма, которая достаточно хорошо согласуется с экспериментальным спектром для всего доступного спектрального диапазона, 4,8–7,5 Å. Следует отметить, что использование в расчете стационарного подхода является приближением, так как в действительности плазма эволюционирует во времени, и ее параметры меняются. Хорошее соответствие модельного и наблюдаемого спектров означает, что стадия разлета даёт в данном случае лишь небольшой вклад, и оправдывает использование такого подхода.

4. УЧЕТ РАЗЛЕТА ПЛАЗМЫ В РАМКАХ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Если лазерный импульс обладает не слишком высоким контрастом или его длительность не слишком коротка, то в излучаемый спектр будет вносить существенный вклад стадия разлета плазмы. Наблюдаемые в этом случае интегральные по времени эмиссионные спектры будут содержать гораздо более узкие спектральные линии, а описанный выше подход, основанный на стационарном приближении, потеряет свою релевантность, так как интенсивности излучения более поздних стадий эволюционирующей по времени плазмы будут сравнимы с интенсивностью её начальных стадий. Это приводит к необходимости учета динамики расширения и остывания плазмы. В описываемом ниже подходе [16] плазма рассматривается как простой набор дискретных,

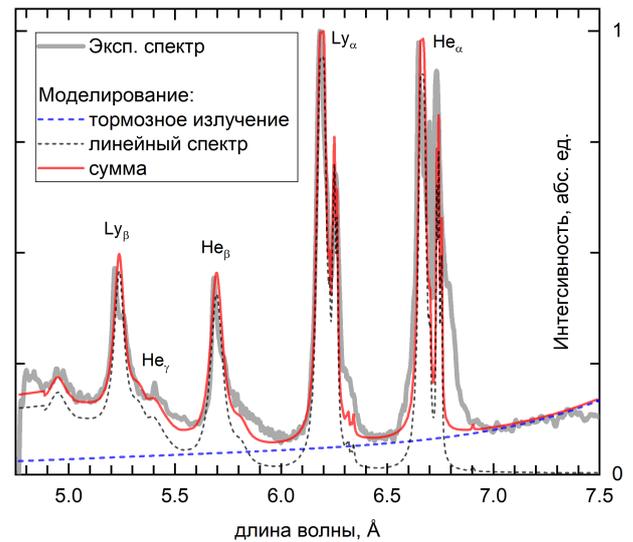


Рисунок 1. Сравнение экспериментальных данных с модельными спектрами. Серой кривой обозначен экспериментальный спектр. Синяя пунктирная кривая соответствует непрерывному спектру, рассчитанному в двухтемпературном приближении; чёрная пунктирная кривая — модельному линейчатому спектру, полученному в стационарном приближении; красная — их сумме.

скачкообразно сменяющих друг друга состояний, с различными значениями плотности, температуры и времени жизни, причем эти параметры связаны уравнениями адиабатического расширения. Это позволяет, по крайней мере, грубо учесть процессы расширения и остывания плазмы, и рассчитать модельные спектры с учетом этих процессов. В качестве примера рассмотрим экспериментальный спектр, полученный на установке Vulcan PW в условиях намеренно заниженного лазерного контраста при облучении кремниевой фольги толщиной 0,5 мкм. Результат его сравнения с модельным спектром приведён на рисунке 2(a). Здесь показаны результаты расчетов, сделанных для линий Ly_β и He_β (переходы $3p-1s$ ионов Si XIV и XIII, соответственно). Параметры первой стадии указаны в легенде к рисунку. Выбор именно этих линий связан с тем, что они, с одной стороны, достаточно интенсивные для прецизионного измерения их контуров, а с другой, их ширины весьма чувствительны к плотности плазмы. Это позволяет использовать их ширины для оценки плотности плазмы, а оценку температуры сделать по соотношению их интенсивностей. Для удобства сравнения экспериментального и модельных спектров были рассчитаны ширины рассматриваемых линий на различных высотах: от $1/8$ до $2/e$ относительно максимума соответствующих линий. Полученные данные представлены на рисунке 2(b,c). Ширины линий экспериментального спектра считались только по их коротковолновой части, после чего умножались на 2. Это было связано с необходимостью исключения влияния спутанных структур, приводящих к заметному уширению резонансных линий в их длинноволновой области. Из рисунков видно, что основания линий Ly_β , He_β лучше описываются модельными кривыми, соответствующим меньшим начальным плотностям, а верхние части линий — большим плотностям. Описание оснований линий дает наиболее прибли-

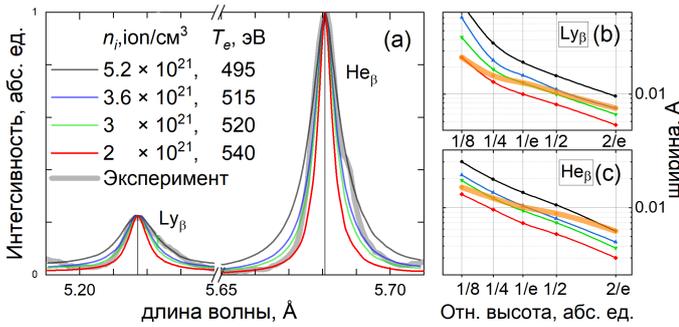


Рисунок 2. Профили линий Ly β и He β , рассчитанные в приближении адиабатического разлёта плазмы (цветные кривые) и наблюдаемые в эксперименте (серая кривая). Начальные параметры модельной плазмы представлены в легенде. Горизонтальными пунктирными линиями обозначены уровни высот каждой спектральной линии, считая от её максимума. Ширины линий Ly β (b) и He β (c), выраженных в ангстремах и взятых на различных высотах относительно максимумов соответствующих линий для расчетных спектров рисунка (a) и эксперимента (оранжевая кривая).

женную к реальности оценку, что связано с доминирующим вкладом первых стадий в соответствующие ширины. Иными словами, при диагностике необходимо добиваться описания ширин линий у их основания. Таким образом для рассматриваемого эксперимента ионная плотность плазмы составляет $(2-3) \times 10^{21}$ см $^{-3}$ (электронная порядка $(3-4) \times 10^{22}$ см $^{-3}$). Основным преимуществом данного подхода является возможность по интегральному по времени эмиссионному спектру количественно оценить параметры плазмы, возникающей в момент ее максимального нагрева.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наблюдение интегральных по времени эмиссионных спектров плазмы дает возможность оценить ее параметры в момент окончания пикосекундного лазерного импульса. В зависимости от величины лазерного контраста и толщины мишени для этого мож-

но использовать различные рентгеноспектральные подходы. Первый из них основан на стационарном приближении и применим в случаях, когда время существования плотного плазменного образования увеличено, например, за счет использования слоистых мишеней или за счет использования сверхвысококонтрастных лазерных импульсов. Второй подход основан на приближенном учете разлетных стадий эволюции плазмы в адиабатическом приближении.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом РФФИ 18-52-53033 ГФЕН_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kiriya H *et al* 2018 *Optics Letters* **43** 2595
2. Фортгов В Е 2013 *Физика высоких плотностей энергии* (ФИЗМАТЛИТ)
3. Mourou G A, Tajima T and Bulanov S V 2006 *Reviews of Modern Physics* **78** 309–371
4. Danson C *et al* 2004 *Nuclear Fusion* **44** S239–S246
5. Faenov A Y *et al* 1994 *Physica Scripta* **50** 333–338
6. Skobelev I Y *et al* 2018 *Photonics Research* **6** 234
7. MacFarlane J J, Golovkin I E and Woodruff P R 2006 *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*
8. MacFarlane J J, Golovkin I E, Wang P, Woodruff P R and Pereyra N A 2007 *High Energy Density Physics* **3** 181
9. Riley D *et al* 2005 *Physical Review E* **71** 016406
10. Wharton K B, Boley C D, Komashko A M, Rubenchik A M, Zweiback J, Crane J, Hays G, Cowan T E and Ditmire T 2001 *Physical Review E* **64** 025401
11. Kritcher A, Neumayer P, Urry M, Robey H, Niemann C, Landen O, Morse E and Glenzer S 2007 *High Energy Density Physics* **3** 156–162
12. Chen S N *et al* 2007 *Physics of Plasmas* **14** 102701
13. Alkhimova M A *et al* 2017 *Optics Express* **25** 29501
14. Oks E *et al* 2017 *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **50** 245006
15. Martynenko A S *et al* 2019 *Physical Review E*
16. Martynenko A S, Skobelev I Y and Pikuz S A 2019 *Applied Physics B* **125** 31