

ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С ПИКОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

П.В.Никлес¹⁾, М.П.Калашников, М.Шнюрер¹⁾, Б.А.Брюнеткин,
И.Ю.Скобелев*, А.Я.Фаенов**

*Институт им. М.Борна
Берлин, Германия*

**Государственный научный центр "ВНИИФТРИ"
141570 Менделеево, Моск. обл., Россия*

Поступила в редакцию 13 ноября 1995 г.

В работе с высоким временным (до 2пс) и спектральным разрешением до $5 \cdot 10^3$ проведена рентгеноспектральная диагностика плазмы, создаваемой на поверхности твердых мишеней двумя последовательными импульсами нано- и пикосекундной длительности, следовавшими с интервалом 1.2нс. Наблюдался эффект нагрева и увеличения плотности преплазмы, созданной наносекундным импульсом при воздействии на нее короткого интенсивного импульса длительностью 1пс. Определены параметры плазмы на различных стадиях нагрева.

Рентгеноспектральные методы диагностики [1] широко применяются для исследования горячей плазмы, как создаваемой в лабораторных условиях: инерциальный термоядерный синтез [2], токамаки [3], рентгеновские лазеры [4], взаимодействие сверхкоротких лазерных импульсов с веществом [5], сильноточные пинчи [6], тяжелоионные драйверы [7] и так далее, так и астрофизической [8]. Поскольку для регистрации спектров используются двумерные детекторы (фотопленка, ПЗС-матрица и тому подобное), а одной из координат должна являться длина волны, то второй координатой может быть либо пространственная (регистрация спектров с пространственным разрешением), либо временная (регистрация спектров с временным разрешением). Ее выбор, то есть выбор между пространственным и временным разрешением, определяется, во-первых, особенностями конкретной физической задачи, а во-вторых, имеющимися техническими возможностями. Технически наиболее просто реализуется пространственное разрешение, что и было сделано в большинстве проведенных ранее рентгеноспектральных исследований (см., например, обзор [9]). Следует при этом отметить, что в ряде случаев (например, разлетающаяся лазерная плазма) наличие пространственного разрешения позволяет получить представление и о временной эволюции плазмы.

Однако существуют физические задачи, для которых необходимо именно временное разрешение. В качестве одного из примеров можно привести нестационарный рентгеновский лазер с двумя импульсами накачки [10,11]. Здесь параметры плазмы, находящейся практически в одной и той же пространственной области, сильно меняются во времени, и определение их значений в момент развития лазерной генерации, а следовательно, и определение самого механизма создания инверсной среды, невозможно по интегральным по времени спектрограммам. Другим примером может служить исследование сателлитных структур в эмиссионных спектрах многозарядных ионов. В этом

¹⁾ P.V.Nickles, M.Schnuerer

случае в различные моменты времени возбуждение тех или иных спутниковых линий обусловлено различными элементарными процессами. При этом существуют такие механизмы возбуждения, которые являются эффективными только в довольно экзотических условиях [12] (например, плазма с высокой температурой и плотностью, но с низкой степенью ионизации), которые могут реализовываться в плазме лишь на небольшом временном интервале, и исследовать их роль по средним по времени спектрам чрезвычайно затруднительно или просто невозможно.

Целью настоящей работы являлась демонстрация возможности проведения высокоразрешающей ($\lambda/\Delta\lambda \sim 5 \cdot 10^3$) рентгеновской диагностики высокотемпературной плазмы с пикосекундным временным разрешением на основе использования техники изогнутых по сфере кристаллов [9]. Непосредственная диагностическая задача состояла в исследовании плазменной среды, создаваемой двумя задержанными относительно друг друга лазерными импульсами.

Эксперименты проводились на лазерной установке в институте им. М. Борна. Эта установка (более подробно см. [13]) представляет собой гибридный двухканальный лазер, задающий генератор и первый усилитель (регенеративный) которого построены на активных элементах из Ti:Sa , а остальные каскады усиления – на стержнях из Nd -стекла. Цуг импульсов задающего генератора длительностью 150 фс каждый с помощью телескопического стретчера на дифракционных решетках растягивается до длительности отдельного импульса ~ 1 нс, далее из цуга с помощью ячейки Поккельса вырезается одиночный импульс, который инжектируется в регенеративный усилитель. После регенеративного усилителя импульс делится по амплитуде пополам, и далее два пучка усиливаются в параллельных каналах. На выходе лазера один из усиленных импульсов сжимается до длительности ~ 1 пс с помощью компрессора на дифракционных решетках. Такая схема позволяет иметь на выходе либо одиночный импульс с параметрами: 1 пс, 3 Дж или 1.2 нс, 6 Дж, либо оба таких импульса (нано- и пикосекундный) с некоторой задержкой между ними. В настоящих экспериментах задержка между первым наносекундным и последующим пикосекундным импульсами составляла 1.2 нс.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Лазерное излучение (1,2) фокусировалось с помощью объектива из двух цилиндрических линз со скрещенными образующими (3,4) на поверхность плоской массивной мишени (5) либо в пятно диаметром 20 мкм (магниева мишень), либо в строчку размерами 5×0.02 мм (титановая мишень). В первом случае регистрировался спектральный диапазон 9.15–9.35 Å, содержащий резонансную (R) и интеркомбинационную (I) линии He-подобного иона MgXI и их диэлектронные спутники, обусловленные переходами в Li-подобном MgX , а во втором – диапазон 19–19.6 Å, содержащий линию 4D (переход $4d-2p$) Ne-подобного TiXIII , ее диэлектронные спутники, и некоторые линии, обусловленные 3–2 переходами в O-подобном TiXV . В качестве диспергирующего элемента в обоих случаях использовался кристалл слюды большой апертуры 48×15 мм, изогнутый по сферической поверхности с радиусом $R = 186$ мм (6).

Слюда имеет двойное межплоскостное расстояние $2d \approx 19.9$ Å и хорошо отражает не только в первом, но и в ряде более высоких порядков [14], что позволяло легко перекрыть указанные выше диапазоны с помощью одного кристалла. Проведенные ранее кристаллографические исследования показали, что сферический изгиб слюды по таким малым радиусам не приводит к за-

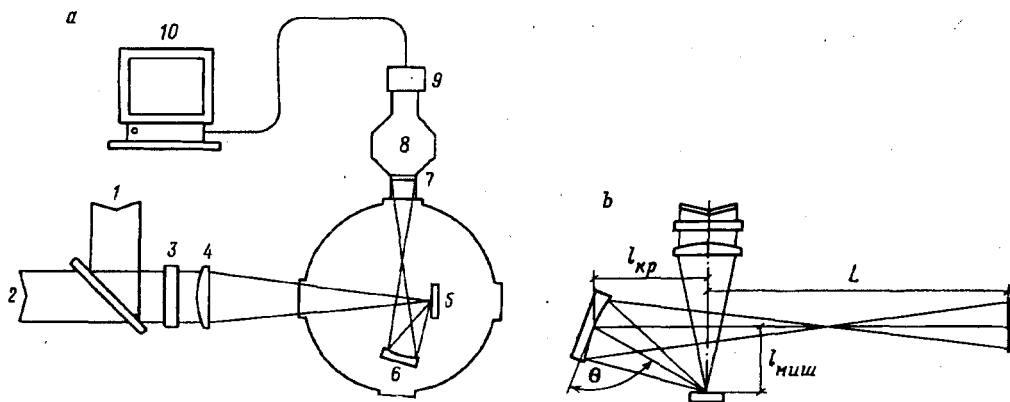


Рис.1. Схема экспериментов: а) 1 - наносекундный импульс; 2 - пикосекундный импульс; 3,4 - цилиндрические линзы; 5 - мишень (Mg, Ti); 6 - кристалл слюды, изогнутый по сфере радиусом $R = 186$ мм; 7 - входная щель стрик-камеры; 8 - стрик-камера "Kentech"; 9 - ПЗС-матрица; 10 - система анализа и обработки информации. б) Оптическая схема фокусировки спектра на входную щель стрик-камеры. Mg-мишень: $\theta = 67.3^\circ$, $l_{кр} = 41.9$ мм, $l_{мин} = 42.5$ мм, $L = 518$ мм; Ti-мишень: $\theta = 75.9^\circ$, $l_{кр} = 54$ мм, $l_{мин} = 100$ мм; $L = 518$ мм

метным изменениям ширины кривой отражения и интегрального коэффициента отражения по сравнению с плоским кристаллом [15]. Кристалл $R = 186$ мм был установлен таким образом, чтобы сфокусировать излучение с длиной волны в спектральных диапазонах $9.15 \div 9.35 \text{ \AA}$ или $19.0 \div 19.6 \text{ \AA}$ со спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda$ до $5 \cdot 10^3$ на входную щель (7) рентгеновской стрик-камеры (8), имевшую размеры 30×0.1 мм. Суммарное расстояние от источника до кристалла и от кристалла до входной щели стрик-камеры составляло ~ 800 мм. Временная развертка спектра на выходе стрик-камеры регистрировалась с помощью ПЗС-матрицы (9) размером 384×576 пикселей, сигнал с которой поступал в систему обработки изображения (10).

В экспериментах с временным разрешением необходимо было зарегистрировать на одном кадре два процесса, разделенные временным интервалом 1.2 нс: 1) нагрев мишени и создание преплазмы наносекундным импульсом и 2) формирование нестационарной среды пикосекундным импульсом. Поэтому сначала мы работали не самыми быстрыми развертками, так что при ширине входной щели стрик-камеры 0.1 мм соответствующее временное разрешение составляло 15 пс. Однако уровень сигнала был достаточно высоким, и в последующих экспериментах только с коротким импульсом нагревающего излучения было достигнуто предельное временное разрешение 2 пс для использовавшегося типа стрик-камеры ("Kentech"). Пространственное разрешение в направлении линейного фокуса (перпендикулярно плоскости рисунка) определялось шириной входной щели (0,1 мм) и коэффициентом увеличения рентгенооптической схемы в вертикальной плоскости ($\sigma \approx 5$) [16] и составляло ~ 20 мкм. Это разрешение было практически равно предельному, определявшемуся aberrациями наклонного падения излучения на сферическую поверхность.

Полученные временные развертки рентгеновского спектра излучения магниевой и титановой плазмы для случая двухимпульсного нагрева представлены на рис.2 и 3.

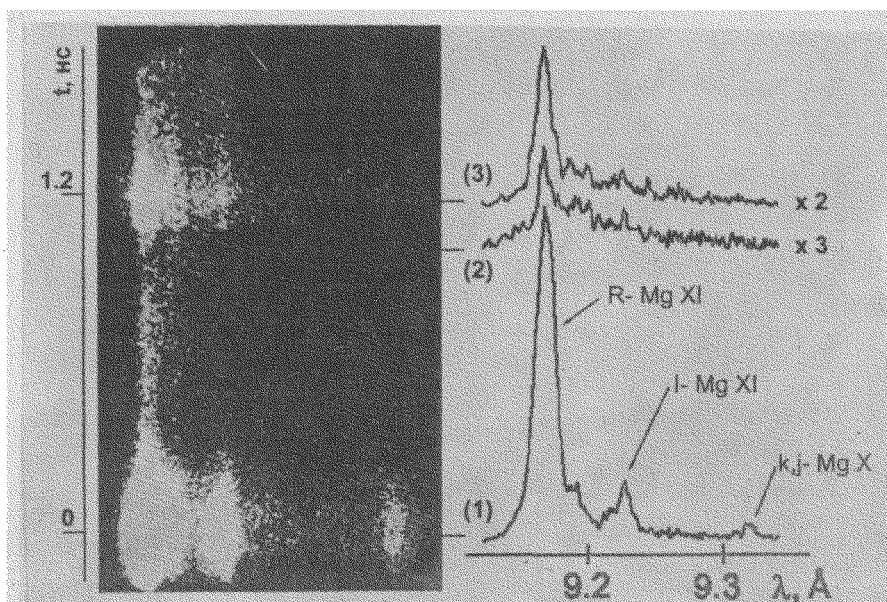


Рис.2. Временные развертки спектра свечения магниевой плазмы при двухимпульсном нагреве. Денситограммы (1), (3) и (2) соответствуют максимуму первого нагревающего импульса наносекундной длительности, максимуму второго нагревающего импульса и моменту перед его приходом, соответственно. Вертикальный масштаб для кривых 2 и 3 увеличен в 3 и 2 раза

В случае магниевой плазмы полученные спектрограммы позволяют определить ее параметры в различные моменты времени с помощью уже ставших традиционными рентгеноспектральных методик (см., например, [1]), а именно, по отношению интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий иона $MgXI$ (диагностика электронной плотности) и по отношению интенсивностей резонансной линии и ее диэлектронных сателлитов (диагностика электронной температуры). Полученные таким образом результаты приведены в таблице для 3-х моментов времени, соответствующих максимуму первого нагревающего импульса ($t = 0$), максимуму второго нагревающего импульса ($t = 1.2$ нс) и непосредственно перед приходом второго импульса ($t = 1.1$ нс) (см. также рис.2).

Параметры магниевой плазмы в эксперименте с двухимпульсным нагревом

$t, \text{нс}$	Отношения интенсивностей		$T_e, \text{эВ}$	$N_e, \text{см}^{-3}$
	I_R/I_I	$I_{k,j}/I_R$		
0	5.8	0.04	580	10^{20}
1.1	2	-	-	$2 \cdot 10^{19}$
1.2	4.6	0.054	480	$7 \cdot 10^{19}$

Качественно такие же результаты следуют и из спектрограмм свечения титановой плазмы. Так, из временных зависимостей (см. рис.3b) интенсивностей линии 4D Ne -подобного $TiXIII$ и ее диэлектрического сателлита, обусловленного переходом в Na -подобном $TiXII$, получаем, что во время действия второго нагревающего импульса температура плазмы становится даже выше, чем в

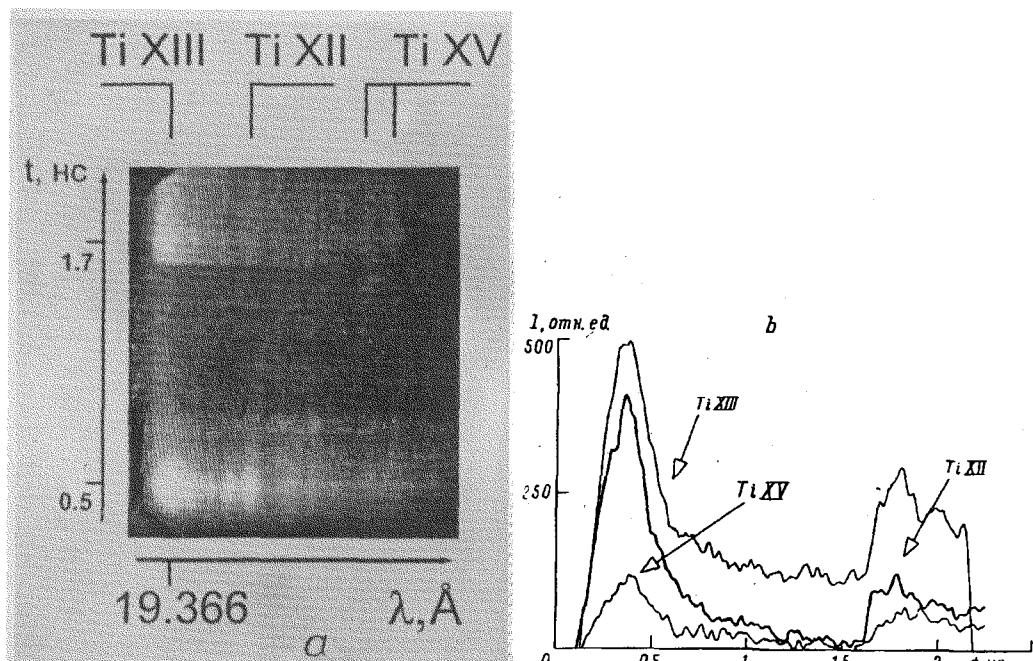


Рис.3. а) Временная развертка спектра свечения титановой плазмы при двухимпульсном нагреве. б) Зависимости от времени интенсивностей линий ионов TiXII, TiXIII и TiXV. Положение максимума первого нагревающего импульса соответствует $t \approx 0.5$ нс

момент максимума первого импульса, поскольку в этой временной области отношение интенсивностей $I(\text{TiXII})/I(\text{TiXIII}) \approx 0.41$ гораздо меньше значения 0.82, соответствующего моменту образования преплазмы, а указанное отношение интенсивностей является убывающей функцией электронной температуры. На существенный рост температуры в это время указывает также значительное увеличение интенсивностей линий O-подобного TiXV. При этом существенно, что подъем интенсивностей этих линий в области $t > 1.6$ нс происходит гораздо медленнее (за время ≈ 100 пс), чем линий иона TiXIII. Это означает, что второй нагревающий пикосекундный импульс создает ионизационно-неравновесную плазму (степень ионизации которой соответствует значению $T_e^i < T_e$), и эта ионизационная неравновесность сохраняется по крайней мере в течение нескольких десятков пикосекунд. Отметим, что, как следует из расчетов [10,11], именно такие условия необходимы для формирования активной среды нестационарного рентгеновского лазера с высоким значением коэффициента усиления. Количественные оценки параметров титановой плазмы будут опубликованы нами после проведения детальных расчетов полного набора атомных констант для ионов TiXII÷TiXV.

Таким образом, в настоящей работе представлены первые результаты рентгеноспектральных исследований временных зависимостей параметров плазмы, создаваемой двумя лазерными импульсами различной длительности. Полученные экспериментальные результаты качественно подтверждают предложенный и реализованный в [10,11] механизм создания эффективной активной среды коротковолновых лазеров. Следует подчеркнуть, что возможность получения временных разверток спектров свечения плазмы с необходимым (и при этом очень высоким) спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 5000$ и с отноше-

нием сигнал/шум, пригодным для количественной обработки, была связана с использованием чрезвычайно светосильного рентгеновского спектрографа с диспергирующим элементом, изогнутым по сферической поверхности.

1. V.A.Boiko, A.V.Vinogradov, S.A.Pikuz et al., *J. Sov. Laser. Res.* **6**, 85 (1985).
2. Н.Г.Басов, Ю.А.Захаренков, А.А.Рупасов и др., *Диагностика плотной плазмы*, М.: Наука, 1989.
3. W.H.Goldstein, *X-ray Spectroscopy of Laboratory Plasmas*. In: *Proc. Tenth Int. Coll. on XUV and X-Ray Spectroscopy of Laboratory and Astrophysical Plasma*, Eds. E.H.Silver, S.M.Kahn, Cambridge University Press, GB (1993).
4. Р.Элтон, *Рентгеновские лазеры*, М.: Мир, 1994.
5. В.А.Брюнеткин, А.Я.Фаенов, М.Р.Калашников et al., *JQSRT* **53**, 45 (1995).
6. S.A.Pikuz, В.А.Брюнеткин, G.V.Ivanenkov et al., *JQSRT* **51**, 291 (1994).
7. F.E.Belyaev, В.А.Брюнеткин, А.А.Голубев et al., *Laser and Part. Beams* **10**, 737 (1992).
8. C. Mc Kee, *UV and X-ray Spectroscopy in Astrophysics*. In: *Proc. Tenth Int. Coll. on XUV and X-Ray Spectroscopy of Laboratory and Astrophysical Plasma*, Eds. E.H.Silver, S.M.Kahn, Cambridge University Press, GB (1993).
9. И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, Б.А.Брюнеткин и др., *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).
10. V.Shlyaptsev, P.V.Nickles, Th.Schlegel et al., *Proc. SPIE* **2012**, 212 (1993).
11. P.V.Nickles, M.Schnuerer, М.Р.Калашников et al., *Proc. SPIE* **2523**, (1995, in press).
12. F.B.Rosmej, В.А.Брюнеткин, А.Я.Фаенов et al., *J. Phys. B.* (1995, in press).
13. М.Р.Калашников, P.V.Nickles, I.Will et al., *Laser and Part. Beams* **12**, 463 (1994).
14. Е.Е.Вайнштейн, М.М.Кахана, *Таблицы для рентгеновской спектроскопии*, М.: Изд. Акад. Наук СССР, 1953.
15. Т.А.Пикюз, А.Я.Фаенов, E.Foerster et al., *Proc. SPIE* **2515**, (1995, in press).
16. В.А.Брюнеткин, S.A.Pikuz, I.Yu.Skobelev, and А.Я.Фаенов, *Laser and Part. Beams* **10**, 805 (1992).