

02;04;10

## Динамика температуры в плазме с многозарядными ионами, создаваемой импульсом CO<sub>2</sub>-лазера

© А.Е. Степанов, Г.С. Волков, В.И. Зайцев,  
К.Н. Макаров, Ю.А. Сатов, В.К. Рерих

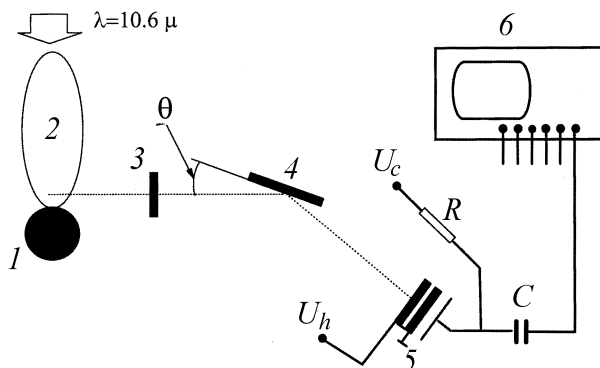
Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований  
E-mail: stepanov@triniti.ru

Поступило в Редакцию 15 октября 2002 г.

Измерялась временная эволюция рентгеновского спектра плазмы свинца, создаваемой импульсом CO<sub>2</sub>-лазера с энергией импульса 100 J и длительностью 15 ns, для чего использовался 6-канальный рентгеновский полихроматор. Каналы полихроматора располагались в диапазоне энергий квантов 180–1850 eV. Температура плазмы определялась путем сопоставления результатов измерений с расчетными спектрами излучения. Полученные значения электронной температуры хорошо согласуются с результатами расчетов.

Пучки многозарядных ионов находят все большее применение в экспериментальных исследованиях, например, в ядерной физике, управлении термоядерном синтезе, технологических приложениях [1–3]. Одним из способов их получения является лазерный метод, когда плазма ионного источника создается в результате взаимодействия мощного лазерного пучка с веществом. Ионный состав плазмы является функцией ее температуры, плотности и времени существования. В случае импульсного взаимодействия эволюция параметров плазмы, влияющая на характеристики ионного пучка, достаточно сложна. Настоящая работа посвящена исследованию динамики температуры плазмы свинца, возникающей под действием импульса CO<sub>2</sub>-лазера длительностью 15 ns и с энергией 100 J [4]. Аналогичная диагностическая задача актуальна и в исследованиях по управляемому инерциальному синтезу.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Лазерный пучок создавал на свинцовой мишени плотность мощности излучения  $P \simeq 3 \cdot 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. Спектрально-временные характеристики излучения возникающей плазмы измерялись при помощи рентгеновского полихро-



**Рис. 1.** Схема измерений с полихроматором; 1 — мишень, 2 — плазменный факел, 3 — рентгеновский фильтр, 4 — многослойное зеркало, 5 — микроканальная пластина-коллектор, 6 — осциллограф.

матора [6], построенного по схеме  $\Theta-2\Theta$ . В качестве диспергирующих элементов в приборе использовались многослойные рентгеновские зеркала. Энергия настройки канала  $E_{ch}$  регулировалась углом наклона зеркала  $\Theta$ . Прибор имел 6 каналов, которые могли настраиваться на диапазон энергий квантов  $E_{ch} = 180 \div 1850$  eV. Исследовались два режима работы лазерной системы: с гладким и модулированным импульсами. Модулированная (пиковая) форма лазерного импульса достигалась соответствующей настройкой задающего генератора.

Энергии настройки „жестких“ каналов выбирались из условия  $E_{ch} > 1$  eV с целью максимально избежать присутствия в спектре излучения спектральных линий, которые, как показали модельные расчеты по программе GIDRA [8], в большом количестве присутствуют в спектре при меньших энергиях. Расчет проводился в одномерной геометрии для свинцовой мишени и параметров облучения, типичных для установки ( $P_0 = 3 \cdot 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>). В расчете использовалась упрощенная — „масштабированная водородоподобная“ модель уровней ионов свинца и элементарных процессов, определяющих кинетику населенностей уровней. Очевидно, что подобная модель чрезвычайно упрощена по сравнению с реальной структурой уровней. Однако правдоподобную атомную модель практически нереально включить в газодинамические

Характеристики каналов регистрации полихроматора

	Номер	Энергия канала, eV	Коэффициент отражения зеркала	Ширина зоны регистрации, eV	Фильтр и его толщина
„Мягкие“ каналы		183	0.375	11.3	Ag $\delta = 0.3 \mu\text{m}$
		525	0.106	9.2	Cu $\delta = 0.3 \mu\text{m}$
„Жесткие“ каналы	1	1080	0.324	19.5	Be $\delta = 25 \mu\text{m}$
	2	1250	0.356	21.3	Be $\delta = 30 \mu\text{m}$
	3	1486	0.447	25.3	Be $\delta = 30 \mu\text{m}$
	4	1865	0.224	29.3	Be $\delta = 30 \mu\text{m}$

расчеты. Мы полагаем, что даже упрощенное моделирование дает определенное обоснование выбору энергий настройки различных каналов полихроматора.

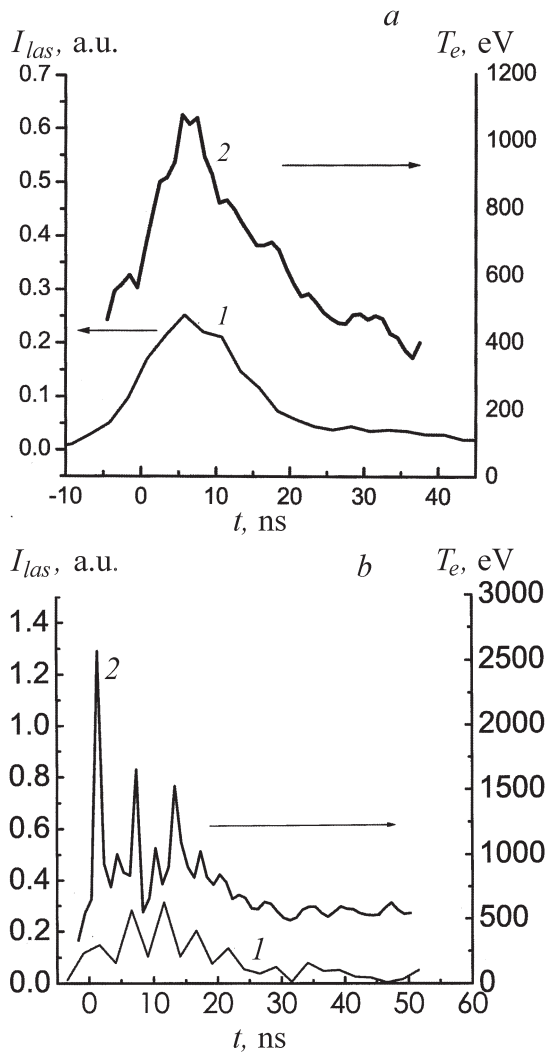
В идеале  $E_{ch}$  всех каналов полихроматора должны соответствовать континуальному „хвосту“ рентгеновского спектра. В нашем случае энергия настройки ограничивалась сверху величиной  $E_{ch} \simeq 1850$  eV. В области энергий  $E_{ch} > 1000$  eV были задействованы четыре канала прибора. Еще два „мягких“ канала, настроенных на энергии  $E_{ch} = 183$  eV и  $E_{ch} = 525$  eV, позволяли сравнить временной ход интенсивности рентгеновского излучения в мягкой и жесткой областях спектра. Параметры всех каналов регистрации приведены в таблице.

Как показали предварительные эксперименты, большая часть радиационных потерь плазмы приходится на кванты с энергией 100–500 eV. Источником непрерывного излучения в области свыше 1 keV является высокотемпературная плазма короны с относительно низкой плотностью. Низкая спектральная плотность излучения плазмы короны в этом спектральном интервале не позволила использовать в качестве детекторов излучения полупроводниковые диоды. Излучение регистрировалось микроканальными детекторами (МКП) шевронного типа [6]. Преимуществом таких детекторов является их нечувствительность к излучению CO<sub>2</sub>-лазера. Для предварительной селекции излучения в качестве фильтра использовалась фольга Be толщиной от 25 до 30  $\mu\text{m}$ . Из-за низкой интенсивности излучения при энергиях квантов более 1 keV использование таких часто применяемых фильтров, как лавсан (2.4  $\mu\text{m} + 0.2 \mu\text{m}$  Al) или Al (4–7  $\mu\text{m}$ ), оказалось в данной работе неприемлемым, так как

пропускание этими фильтрами ультрафиолетового излучения в узких спектральных интервалах не позволяло выделить излучение свыше 1 keV даже с использованием рентгеновских многослойных зеркал. Для абсолютной калибровки МКП детекторов использовались как  $K_{\alpha}$  линия Al ( $E = 1486$  eV), возбуждаемая импульсным электронным пучком [5], так и само излучение лазерной плазмы, выделяемое каналом 1486 eV. Необходимая чувствительность МКП достигалась при напряжении на шевронной сборке от 1250 до 1400 V. Как было определено при калибровке, линейный диапазон чувствительности детекторов составлял примерно 400 mV при длительности импульса излучения 50 ns (диаметр чувствительной области МКП 4 mm). Это позволило регистрировать сигналы в эксперименте с лазерным источником длительностью менее 25 ns до 800 mV. Сигналы регистрировались на 4-канальном цифровом регистраторе LeCroy с дискретностью по времени 2 ns. В эксперименте использовалась конструкция полихроматора, разработанная на базе прибора, описанного в [7]. Прибор позволял использовать до шести каналов при расстояниях до источника от 50 см и имел простую схему юстировки относительно источника излучения по встроенному лазерному прицелу. Точность установки угла падения излучения на многослойное зеркало составляла величину порядка  $4'$ , достаточно для большинства приложений.

Методика восстановления электронной температуры основана на использовании расчетных значений отношений интенсивности рентгеновского излучения при энергиях квантов, соответствующих энергии настройки каналов полихроматора. Использование отношений интенсивности позволяет избежать абсолютной калибровки численной модели. Такая калибровка была бы чрезвычайно сложна из-за сложной геометрии течения плазмы и неопределенностей в модели кинетики. Отношения интенсивностей рентгеновского излучения в области континуума ( $\hbar\omega > 1$  keV) практически не зависят от плотности электронов. При расчете спектра излучения плазмы относительные населенности основных состояний ионов свинца  $Pb^{18+} - Pb^{32+}$  фиксировались в соответствии с результатами измерения энергетических и зарядовых спектров ионов на расстоянии 3 м от мишени [1,9].

В ходе обработки экспериментальных результатов оказалось, что использование отношения интенсивностей сигналов каналов 4 и 1 приводит к лучшей воспроизводимости эволюции температуры электронов по сравнению с другими комбинациями каналов. Временной



**Рис. 2.** Временные зависимости интенсивности лазерного излучения (1) и температуры электронов (2): *a* — для гладкого лазерного импульса; *b* — для модулированного лазерного импульса.

ход температуры, полученный по отношению сигналов „жестких“ каналов 4 и 1 (см. таблицу) для гладкого импульса, показан на рис. 2, *a*. Там же показана форма лазерного импульса. Температура электронов изменяется во времени в этом случае достаточно гладко. Пиковое значение температуры составляет 800–1000 eV, что хорошо согласуется с расчетными данными [1,9]. Ситуация меняется, если интенсивность лазерного импульса имеет характерную пиковую временную форму. Результаты представлены на рис. 2, *b*. Нетрудно видеть, что зависимость температуры от времени в этом случае имеет резко выраженную пиковую структуру, причем пики температуры электронов и лазерного излучения коррелированы во времени.

Таким образом, описанная методика, сочетающая измерения с помощью многоканального рентгеновского полихроматора и последующую обработку результатов с использованием расчетных данных, позволила определить временной ход температуры плазмы свинца, создаваемой излучением CO<sub>2</sub>-лазера при умеренной плотности мощности излучения. Для дальнейшего усовершенствования методики предполагается расширить диапазон регистрации энергий рентгеновских квантов в область свыше 2000 eV и усовершенствовать модель кинетики с целью получения более достоверных расчетных спектров.

Работа выполнена при поддержке грантами INTAS N 2090–97 и РФФИ № 02–02–16832.

## Список литературы

- [1] *Baranov V.Yu., Makarov K.N., Roerich V.C., Satov Yu.A.* et al. // Laser Part. Beams. 1996. V. 14. P. 347.
- [2] *Fournier P., Gregoire G., Haseroth H.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71 (2). P. 1–2. P. 924.
- [3] *Плешивцев Н.В., Бажин А.И.* Физика воздействия ионных пучков на материалы. М.: Вузовская книга, 1998.
- [4] *Макаров К.Н., Малюта Д.Д., Нищук С.Г., Рерих В.К., Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б., Степанов А.Е., Хоменко С.В.* // Квантовая электроника. 2001. № 1. С. 23.
- [5] *Бобашев С.В., Волков Г.С., Голубев А.В., Зайцев В.И.* и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 7. С. 634–636.
- [6] *Ахсахалян А.Д., Бобашев С.В., Волков Г.С.* и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 4. С. 509–513.

- [7] *Attelan-Langlet, Etlicher B., Zaitsev V.I., Volkov G.S. et al.* // Proc. of the 12th International Conference on High-Power Particle Beams. Haifa, Israel, 1998. V. 1. P. 49–52.
- [8] *Roerich V.C., Stepanov A.E.* 1994. Code package GIDRA-2 for simulation of hydrodynamics and population kinetics of nonequilibrium plasma (2D model) Troitsk: CNIIAtomInform Preprint TRINITI-0003–A.
- [9] *Макаров К.Н., Сатов Ю.А., Стрельцов А.П. и др.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 106(12). С. 1649.