

Регистрация спектров многозарядных ионов с временным разрешением и определение параметров горячей компоненты плазмы при магнитном сжатии многопроволочных сборок

С. С. Ананьев, С. А. Данько¹⁾, Ю. Г. Калинин, Фань Е²⁾⁺⁺, И. Цинь²⁾+, Ш. Цзян²⁾+, Ф. Сюэ²⁾+, Ч. Ли²⁾+,
Ц. Ян²⁾+, Ж. Сюй²⁾+

РНИИ Курчатовский институт, 123182 Москва, Россия

⁺Institute of Nuclear Physics and Chemistry, 621900 Mianyang, People's Republic of China

^{*}Key Laboratory of Particle and Radiation Imaging, Tsinghua University, 100084 Beijing, People's Republic of China

Поступила в редакцию 27 октября 2010 г.

Приведены результаты исследований динамики горячей компоненты плазмы имплодирующих многопроволочныхборок по временному ходу рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов. В экспериментах по сжатию многопроволочныхборок мегаамперными токами с помощью электронно-оптической хронографии зарегистрированы спектры [H]- и [He]-подобных ионов алюминия с наносекундным временным разрешением. Одновременное разгорание резонансных линий [H]- и [He]-подобных ионов дает основания полагать, что до сжатия основной массы лайнера на оси уже существует горячая плазма, электронная температура которой превосходит 0.5 кэВ; дальнейшая динамика интенсивности линий в основном связана с ростом массы излучающей плазмы.

Эксперименты по регистрации спектральных линий с временным разрешением проводились на сильноточном генераторе С-300 при сжатии вложенных алюминиевых проволочныхборок с использованием стандартного набора диагностик [1]. Использовались цилиндрические сборки высотой 15 мм из проволочек с диаметром 15 мкм. Внешняя оболочка диаметром 12 мм состояла из 48 проволочек, внутренняя – при диаметре 6 мм состояла из 24 проволочек; полная масса сборки составляла 348 мкг.

Для регистрации с временным разрешением была выбрана схема с преобразованием сцинтиллятором спектра рентгеновского излучения в оптическое изображение, которое передавалось гибким волоконным световодом на фотокатод светового хронографа. Основным ее достоинством является возможность относительно легко настраиваться на нужный спектральный интервал, изменяя угол падения излучения на кристалл и взаимное расположение кристалла и сцинтиллятора.

Схема регистрации спектра представлена на рис.1. Диспергирующим элементом для спектральных линий [H]- и [He]-подобных ионов алюминия (7–8 Å) являлся сферический фокусирующий кристалл слюды с межплоскостным расстоянием $d = 9.906973 \text{ \AA}$. Кристалл с радиусом кривизны

150 мм располагался на удалении 2.5 м от источника излучения, представлявшего собой плазменное образование высотой около 15 мм и поперечным размером 1–3 мм. Возможность фокусировки излучения как в плоскости дисперсии, так и в сагиттальной плоскости (поперек дисперсии) позволяет в несколько раз увеличить светосилу прибора по сравнению с другими схемами.

Сцинтиллятор, полистирол с *p*-терфенилом толщиной ~20 мкм, с характерным временем высвечения 2.5 нс наносился непосредственно на торцевую поверхность волоконного световода. Специальная диафрагма высотой 7.5 мм ограничивала поле зрения спектрографа таким образом, чтобы электроды генератора С-300 в него не попадали. Средний угол падения излучения ионов алюминия на кристалл составлял ~67°. Спектр фокусировался в вертикальном направлении на плоскость сцинтиллятора, удаленного от кристалла на ~83 мм. Световод круглого сечения диаметром 30 мм и длиной 50 см переносил входное изображение с пространственным разрешением ~20 мкм. Выходной конец световода, выполненный в виде шайбы, залитой эпоксидной смолой, выходил в атмосферу через кольцевое вакуумное уплотнение. К торцу выходной шайбы круглого световода пристыковывались на оптическом контакте два плоских световода сечением 2 × 6 мм², которые двумя микрометрическими винтами могли плавно перемещаться по поверхности большой волоконной шайбы в нужную позицию. С помощью этих световодов два интере-

¹⁾ e-mail: s.danko@mail.ru

²⁾ Fan Ye, Yi Qin, Shuqing Jiang, Feibiao Xue, Zhenghong Li, Jianlun Yang, Rongkun Xu.

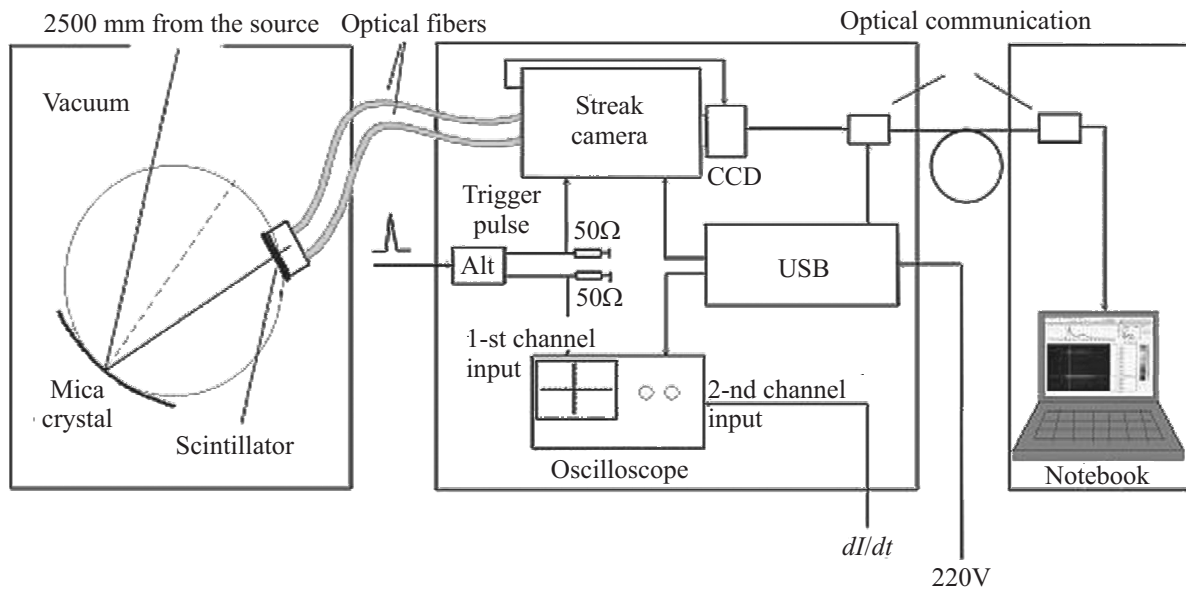


Рис.1. Схема регистрации спектра

сующих нас спектральных участка в окрестности резонансных линий [H]- и [He]-подобных ионов алюминия переносились на фотокатод малогабаритной оптической хронографической камеры K008 [2]. Временное разрешение системы составляло 5–10 нс. Разрешающая сила системы $\lambda/\delta\lambda = 500$, что приблизительно в 5 раз хуже, чем разрешающая сила нашего спектрографа с пленкой. Подробное описание схемы регистрации можно найти в [3, 4].

При обработке спектров выяснилось, что ширина характеристических линий на временной развертке превосходит ширину спектральных линий, зафиксированных интегрально по времени вторым спектрографом. Вследствие вышесказанного, для численных расчетов спектров, в которые в качестве входных данных вводились относительные интенсивности спектральных линий (резонансных и интеркомбинационной), а также ширина резонансной, была сделана корректировка ширины линии для времяразрешенных спектров. Она уменьшалась на разность между средней шириной данной линии на развертке и шириной этой линии в интегральных во времени измерениях. Следует заметить, что использование двух различных, не вполне идентичных, световодов – каналов для регистрации областей спектра в районе резонансных линий [H]- и [He]-подобных ионов – приводит к искажению соотношения между интенсивностями линий. Необходимая калибровка была выполнена по спектрам, зарегистрированным в тех же экспериментах вторым спектрографом без временного разрешения.

На рис.2 продемонстрирована характерная подборка экспериментальных данных, полученных в процессе сжатия вложенной проволочной сборки. Представлены хронограммы резонансной линии [H]-подобного иона $\lambda = 7.1709 \text{ \AA}$, а также резонансной, $\lambda = 7.7575 \text{ \AA}$, и интеркомбинационной, $\lambda = 7.8069 \text{ \AA}$, линий [He]-подобного иона алюминия; приведены осциллограммы мягкого рентгеновского излучения, напряжения (шкала справа) и тока (шкала слева) через нагрузку на фоне щелевой развертки в свете. Мягкое рентгеновское излучение (МРИ) – сигналы кремниевых фотодиодов AXUV-5 – имеет один или несколько выраженных пиков. При этом первый максимум с хорошей точностью совпадает с максимальным сжатием на щелевой развертке в свете и с самой сжатой фазой плазмы, сфотографированной в МРИ с экспозицией 5 нс. Последующие пики рентгеновского излучения на сигналах с датчиков AXUV-5 также хорошо соответствуют моментам увеличения интенсивности на временном профиле линий. Небольшое запаздывание, 2–3 нс, максимумов сигналов датчиков относительно максимумов интенсивности линий может быть объяснено тем, что K-спектр алюминия лежит в диапазоне более жестких квантов, чем диапазон $h\nu > 150 \text{ эВ}$, регистрируемый детекторами AXUV-5 с фильтрами, и относится к более горячей области плазмы.

На всех развертках K-спектров линии вспыхивают практически одновременно (точность относительной временной привязки не хуже 2 нс, и в момент резкого роста интенсивности временное разрешение

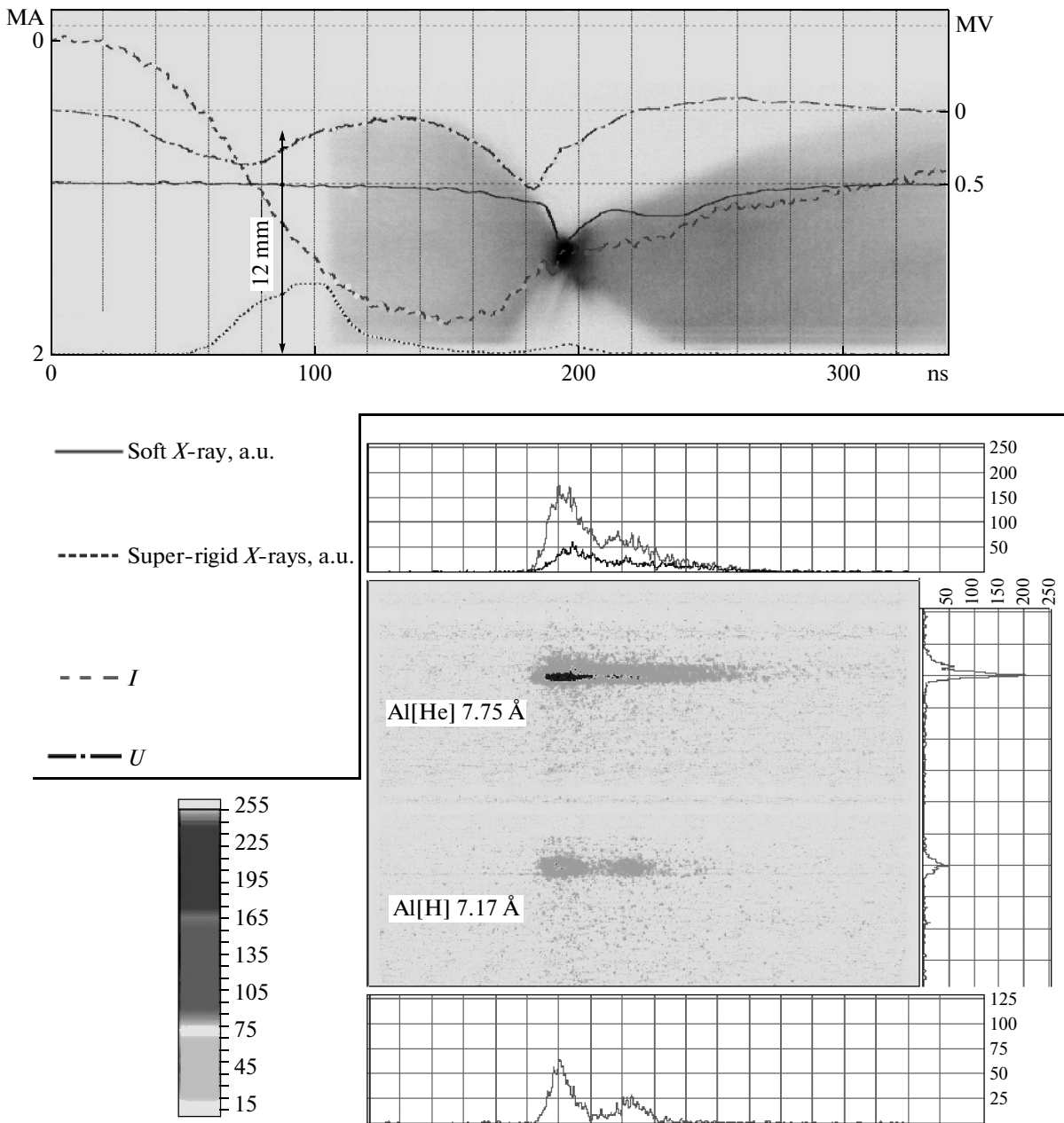


Рис.2. Результаты эксперимента 06_5 №2. Вверху: на фоне щелевой развертки в свете (характерный размер указан стрелкой) показаны: осциллограмма датчика мягкого рентгеновского излучения AXUV-5, осциллограммы напряжения (шкала справа) и тока (шкала слева) через нагрузку. Внизу: синхронизованная с осциллограммами временная развертка элементов рентгеновского спектра. Интенсивность линий выражена в условных цветах. Слева от развертки – шкала интенсивностей в условных цветах. Сверху от развертки – профили временного хода интенсивности линии Res AlXIII 1s-2p, снизу – Res и Int AlXII 1s²-1s2p, справа – профиль интенсивностей линий в момент максимума излучения Res AlXII. Время в нс

регистрации спектра определяется преимущественно сцинтиллятором (~2 нс), при этом передний фронт хода интенсивности линии [H]-подобного иона круче, чем [He]-подобного (рис.3). Но если следовать общепринятой модели, при которой кинетическая энергия

ионов при сжатии на оси столкновительным образом переходит в тепловую энергию и затем в энергию электронов, то должна происходить последовательная ионизация ионов алюминия, сопровождающаяся разгоранием линий [He]- и, затем, [H]-подобного иона.

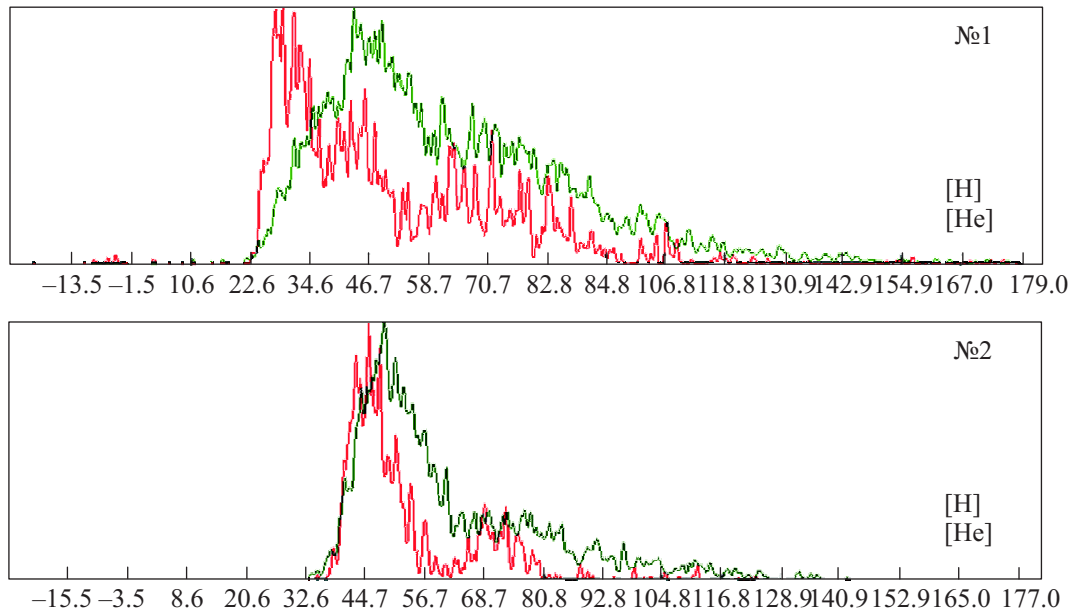


Рис.3. Временной ход интенсивностей линий (каждая нормирована на свой максимум) [He]- и [H]-подобных ионов алюминия в экспериментах 06.5, №1 и №2

Скорость ионизации [He]-подобного иона алюминия, оцененная по формуле Лотца, составляет

$$\langle \sigma v \rangle = 10^{-8} q \cdot \left(\frac{13.6}{1} \right)^{3/2} \frac{A\sqrt{\beta}}{\beta + x} \cdot \exp(-\beta) \approx \approx 8 \cdot 10^{-13} \text{ [см}^3/\text{с]}, \quad (1)$$

где $\beta = I/kT_e$, $q = 2$ – количество электронов в оболочке, $I = 2086 \text{ эВ}$ – потенциал ионизации [He]-подобного иона алюминия, $A = 5.46$, $\chi = 0.48$ – подгоночные параметры [5]; значения $T_e = 600 \text{ эВ}$ и $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ взяты как характерные величины из нижеприведенных расчетов параметров плазмы по интенсивностям характеристических линий. Отсюда время ионизации $t_{\text{ion}} \approx (N_e \langle \sigma v \rangle)^{-1} = 12 \text{ нс}$; при более высокой температуре электронов время ионизации составляет меньшее значение (при $T_e = 1 \text{ кэВ}$ время $t_{\text{ion}} \sim 2 \text{ нс}$). Отсутствие задержки в $\sim 10 \text{ нс}$ и одновременный рост интенсивности линий [H]- и [He]-подобных ионов дают основание считать, что еще до начала регистрации излучения характеристических линий существует плазма с электронной температурой, приближающейся к $T_e = 1 \text{ кэВ}$, в которой присутствуют ионы обеих кратностей ионизации. При такой температуре несколько замедляется процесс передачи энергии от ионов к электронам (выравнивание температур происходит за $\sim 6 \text{ нс}$), но он не должен проявиться в виде временных задержек, поскольку электроны успевают отобрать только около одной десятой от энергии ионов. По-видимому, мощ-

ность, передаваемая ионами электронам, компенсируется излучением алюминиевой плазмы в районе локального максимума радиационных потерь, соответствующих температурам $T_e = 0.6\text{--}1 \text{ кэВ}$ [6]. Появление достаточной для регистрации излучения интенсивности линий, вероятно, связано с увеличением концентрации этой плазмы при сжатии. Если проследить дальнейшую динамику излучения, то далее, при попадании в горячую область дополнительной плазмы вещества сборки, происходит небольшое охлаждение плазмы, что видно по уменьшению интенсивности линии [H]-подобного иона и одновременному росту интенсивности линии [He]-подобного иона (см. спектр 06_5 №1, приведенный на рис.3).

Для обработки спектров использовался вычислительный код на основе излучательно-столкновительной модели плазмы с учетом поглощения излучения в линиях в форме коэффициента ускользания [6]. Наш код сравнивался с кодом PrismSPECT [7] на модельных задачах, продемонстрировав хорошее соответствие с последним. Расчет проводился для стационарной плазмы, имеющей форму однородного цилиндра; температуры ионов и электронов были независимыми. Вследствие того, что лучистый перенос непосредственно связан с радиусом излучающей плазмы, в результате численной симуляции спектра определялись как концентрация, температура электронов и ионов, так и масса плазменного цилиндра и мощность линейчатого излучения.

Ниже представлены примеры результатов численного моделирования параметров плазмы по относительным интенсивностям и ширине зарегистрированных на развертке линий. На рис.4 приведены результаты обработки эксперимента, в котором

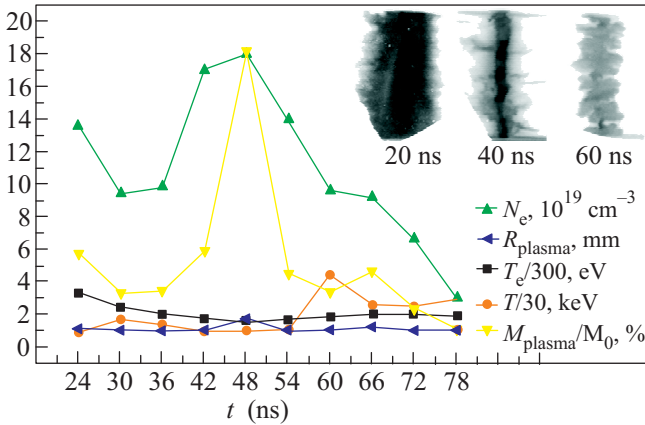


Рис.4. Параметры плазмы в эксперименте 06_05№1. Рассчитанные по отношению интенсивностей спектральных линий, электронная температура T_e , температура ионов T_i , радиус излучающей плазмы R_{plasma} , электронная концентрация N_e , а также масса “горячей плазмы” по отношению к начальной в зависимости от времени M_{plasma}/M_0 . В верхнем правом углу на рисунке приведены кадровые изображения в МРИ (от 100 эВ). Время отсчитывается относительно максимума тока

сжатое состояние плазмы больше всего напоминает цилиндр. В этом эксперименте за время около 50нс электронная температура T_e изменяется в пределах от 1000 до 400 эВ, T_i – от 30 до 130кэВ, $N_e = 3 \cdot 10^{19} \div 1.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Минимальный рассчитанный радиус плазменного цилиндра составляет порядка миллиметра, что совпадает с размерами, полученными на рентгеновских изображениях. Момент достижения горячей плазмой максимальных значений плотности и массы (около 18% от первоначальной массы сборки) близок к моменту наилучшего сжатия, зарегистрированному по рентгеновским фотографиям. Подобная картина наблюдалась и в других экспериментах. Полученные значения электронной концентрации $N_e = 5 \cdot 10^{19} \div 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в какой-то мере оправдывают применение стационарной модели, так как оценка времени установления ионизационного равновесия составляет $\tau \approx 10^{12}/N_e \approx 20 \div 5 \text{ нс}$, что не слишком сильно отличается от временного разрешения системы. Следует также отметить, что в момент максимального сжатия лайнера тепловое давление плазмы ($n_i T_i + n_e T_e$) на оси за счет ионной компоненты превосходит магнитное давление $B^2/8\pi$ протекающего тока. Таким образом, находящаяся на

оси горячая относительно разреженная плазма создает противодействие, которое препятствует сжатию основной массы лайнера, в результате чего формируется часто наблюдаемая трубчатая структура сжатого пинча.

Часто результаты численной обработки экспериментальных данных демонстрируют резкие изменения параметров плазмы в течение одного разряда (рис.5), что может быть связано с появлением в раз-

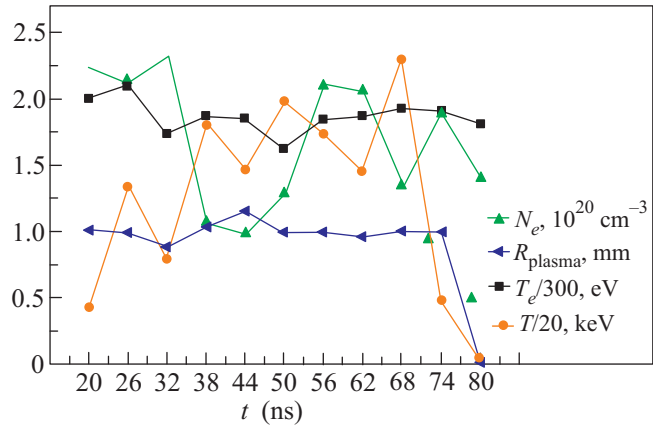


Рис.5. Параметры плазмы в эксперименте 06_06№1. Рассчитанные по отношению интенсивностей спектральных линий электронная температура T_e , температура ионов T_i , радиус излучающей плазмы R_{plasma} , электронная концентрация N_e в зависимости от времени. Время отсчитывается относительно максимума тока

личных точках пинча локальных плазменных образований, существующих достаточно короткое время. Подтверждением этого является наблюдаемая в том же эксперименте многоточечная структура излу-

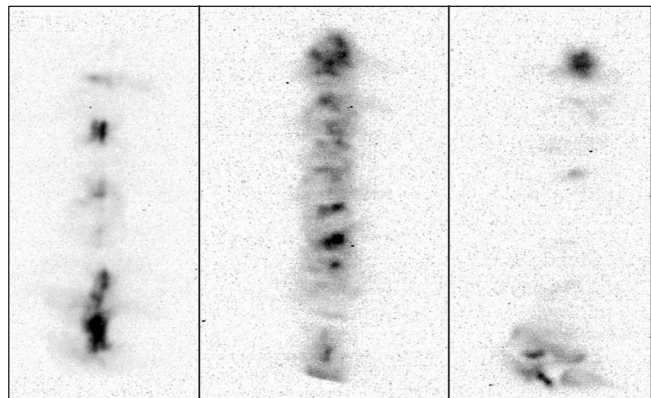


Рис.6. Изображения плазмы в МРИ в моменты (слева направо) 30, 40 и 60 нс от максимума тока

чающего пинча на рентгеновских изображениях плазмы (рис.6). Поскольку наша спектральная диагнос-

тика не обладала пространственным разрешением, то в различные моменты времени она регистрирует излучение из различных областей плазмы.

Вычисленная масса излучающей плазмы в этом случае составляет около одного процента начальной массы нагрузки, причиной чего также может служить многоточечная структура сжимающейся нагрузки (в каждый момент времени сжата и нагрета малая часть массы).

Вполне может быть, что до начала разгорания линий электронная температура плазмы была существенно выше, чем та, которую можно восстановить в результате численной обработки зарегистрированных линий алюминиевых ионов. И ионы, излучение которых наблюдается, успевают появиться в процессе рекомбинации из голых ядер алюминия: сечение фоторекомбинации при $E_e \rightarrow z^2\text{Ru}$ стремится к бесконечности [8], поэтому время рекомбинации стремится к скорости подкачки электронов в этот резонансный энергетический интервал, то есть стремится ко времени максвеллизации электронов $\tau_{ee} < 10^{-12}$ с при $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В настоящее время мы не можем объяснить механизм такого “аномально раннего” нагрева. Следует, однако, обратить внимание на то, что все представленные спектры получены в экспериментах с двухкаскадными сборками. Можно предположить, что предварительный нагрев плазмы происходит в результате специфики ее динамики именно в таких нагрузках, в частности, при взаимодействии плазмы внешней сборки с плазмой внутренней при их столкновении. Эту специфику еще предстоит выяснить экспериментально.

Выводы. Создана методика регистрации рентгеновских спектров с временным разрешением. Используя созданную систему, на сильноточном генераторе С-300 в экспериментах по имплозии многопроволочныхборок мегаамперными токами зарегистрированы спектры [H]- и [He]-подобных ионов алюминия с наносекундным временным разрешением.

Одновременное разгорание резонансных линий [H]- и [He]-ионов алюминия дает основание полагать, что до сжатия основной массы лайнера на оси уже существует горячая плазма, электронная температура которой превосходит 0.5 кэВ.

Результаты расчетов показали, что за время порядка 50нс значения параметров горячей плазмы сильно изменяются: N_e – в 5 раз $((3 \div 18) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3})$, T_e – в 3 раза $(0.3 \div 1 \text{ кэВ})$, T_i – в 5 раз $(20 \div 100 \text{ кэВ})$. Масса горячей плазмы обычно составляет небольшую долю от начальной массы нагрузки. Полученные результаты лишь качественно демонстрируют динамику T_i , T_e , N_e и других параметров плазмы Z-пинча. Для получения более точных количественных значений плазменных параметров требуется:

1) расширить измеряемый спектральный диапазон для измерения спектров диагностических присадок;

2) усовершенствовать диагностику в части улучшения спектрального разрешения и возможности наблюдать линейчатые спектры пинча с пространственным разрешением;

3) для интерпретации результатов измерений использовать спектральный код в ударно-излучательной модели для нестационарной плазмы.

Авторы признательны коллективу установки С-300, обеспечившему ее функционирование во время экспериментов, а также К.В. Чукбару за полезные обсуждения. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-01102а и # НШ-6536.2010.2

1. Ю. Г. Калинин, А. С. Кингсеп, В. П. Смирнов и др., Физика плазмы **32**, 714 (2006).
2. <http://www.bifocompany.com>.
3. С. С. Ананьев, С. А. Данько, Ю. Г. Калинин, ВАНТ Сер. Термоядерный синтез, **2**, 43 (2009).
4. Fan Ye, Yi Qin, Shuqing Jiang et al., Rev. of scientific instruments **80**, 106105 (2009).
5. Л. П. Пресняков, В. П. Шевелько, Р. К. Янев, *Элементарные процессы с участием многозарядных ионов*, М.: Энергоатомиздат, 1986, с.36.
6. В. И. Держиев, А. Г. Жидков, С. И. Яковленко, *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме*, М.: Энергоатомиздат, 1986, с.52,77.
7. http://www.prism-cs.com/Software/PrismSpect/PrismSPECT_major_features.htm
8. Д. В. Сивухин, Сб. Вопросы теории плазмы, **4**, М.: Атомиздат, 1964, с.116.