

04

## **Определение термодинамических параметров плазмы алюминиевого X-пинча**

© А.П. Артёмов, А.В. Федюнин, С.А. Чайковский, В.И. Орешкин,  
И.В. Лавринович, Н.А. Ратахин

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск  
E-mail: aap545@gmail.com

Поступило в Редакцию 6 июля 2012 г.

На малогабаритном импульсном генераторе с амплитудой тока 200 кА и временем нарастания 180 ns проведены эксперименты, в которых нагрузкой являлся X-пинч, состоящий из четырех алюминиевых проволочек диаметром 35  $\mu\text{m}$ . На основе экспериментальных данных и расчетов, выполненных с помощью ударно-излучательной модели, были определены параметры „горячей точки“ X-пинча в момент максимального сжатия (температура, плотность, погонная масса). Показано, что, во-первых, импульс мягкого рентгеновского излучения в X-пинче появляется при почти полном вытекании вещества из „горячей точки“, во-вторых, формирование „горячей точки“ в X-пинче протекает в условиях, близких к беннетовскому равновесию.

X-пинч является разновидностью многопроволочной нагрузки импульсных генераторов тока, позволяющей создать источник мягкого рентгеновского излучения микронных размеров с наносекундной длительностью импульса. В первоначальной конфигурации, предложенной в 1982 г. [1] X-пинч представлял собой две скрещенные между собой тонкие проволочки, установленные в межэлектродном зазоре сильноточного генератора, и получил свое название за внешнее сходство с буквой „X“. В дальнейшем в нагрузках такого типа стали использовать

четыре и большее число проволок, при этом название „X-пинч“ сохранилось. В области перекрестия проволок формируется горячая плазменная „точка“ микронных размеров с временем жизни около 1 ns, являющаяся в настоящее время одним из самых ярких лабораторных источников излучения в мягком рентгеновском диапазоне  $1 \div 10 \text{ keV}$  [2]. Образование „горячей точки“ происходит под действием электромагнитных сил и сопровождается вытеканием вещества из горячей области [3]. Процесс образования „горячей точки“ может быть описан в приближении радиационной магнитной гидродинамики. В данном приближении могут быть получены решения, показывающие, что если ток генератора превышает некоторое критическое значение, то пинч неограниченно сжимается. Критический ток определяется балансом джоулева энергоклада и потерь на излучение. При превышении радиационных потерь над джоулевым энергокладом пинч впадает в радиационный коллапс, который протекает в условиях, близких к беннетовскому равновесию. Последнее означает равенство магнитного и газокINETического давлений и выражается в виде:

$$kT = \frac{m_i I^2}{2c^2 m (1 + \langle Z \rangle)}, \quad (1)$$

где  $I$  — ток через пинч,  $T$  — температура пинча,  $\langle Z \rangle$  — средний заряд ионов,  $m$  — погонная масса пинча,  $m_i$  — масса атома;  $k$  — постоянная Больцмана;  $c$  — скорость света в вакууме. В случае полностью ионизованной плазмы, в которой доминирует тормозное излучение электронов, значение критического тока, который получил название тока Брагинского–Пизе [4], равно:

$$I_{BP} = 0.22 \sqrt{\lambda} (Z_n + 1) / Z_n,$$

где  $I_{BP}$  в [МА];  $\lambda \approx 10$  — кулоновский логарифм;  $Z_n$  — заряд ядра. Ток  $I_{BP}$  не зависит ни от погонной массы пинча, ни от его радиуса и для дейтериевой плазмы составляет около 1.4 МА, а для алюминиевой приблизительно в два раза меньше. В случае не полностью ионизованной плазмы, когда радиационные потери определяются рекомбинационным излучением и излучением в спектральных линиях, критическое значение тока становится функцией погонной массы [5] и достигает минимума (десятки килоампер) при погонной массе пинча, равной:

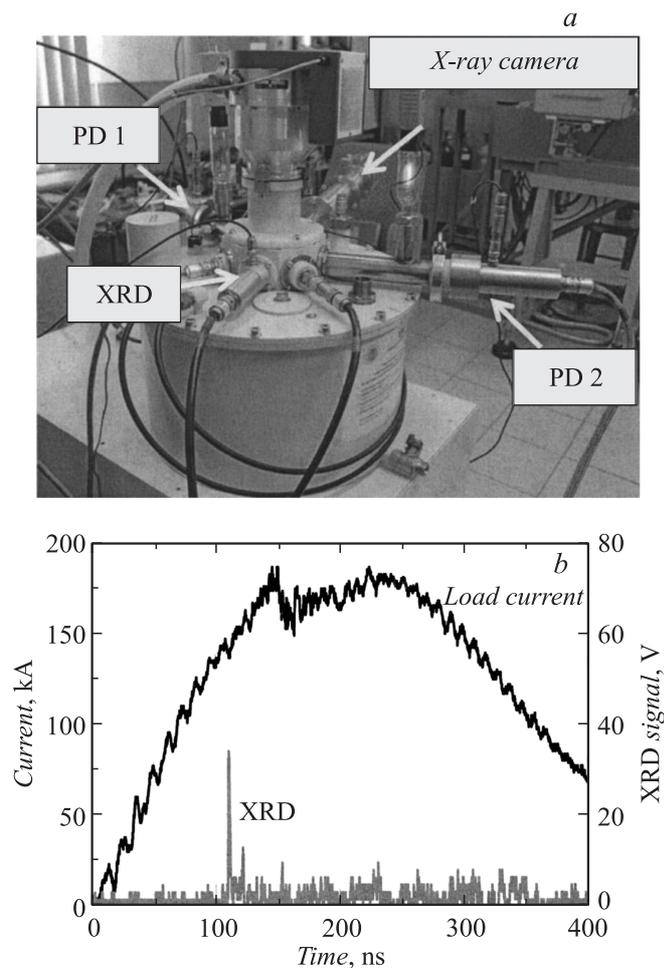
$$m^* = 9.5 \lambda \frac{A(Z_n + 1)}{Z_n^4}, \quad (3)$$

где  $m^*$  в  $[\mu\text{g}/\text{cm}]$ ;  $A$  — вес атома в атомных единицах массы. Для алюминия значение  $m^* \approx 1 \mu\text{g}/\text{cm}$ , при массах меньших  $m^*$  значение критического тока резко растёт и стремится к  $I_{BP}$  [5].

Далее в работе представлена методика, позволяющая определить параметры „горячей точки“ X-пинча в момент максимального сжатия (температура, плотность, погонная масса) и сделать вывод о применимости условия беннетовского равновесия при формировании „горячей точки“. Эксперименты проводились на малогабаритном импульсном генераторе [2,6] с амплитудой тока через нагрузку около 200 кА и временем нарастания 180 ns (рис. 1). В качестве нагрузки генератора использовался X-пинч из четырех алюминиевых проволочек диаметром 35  $\mu\text{m}$ , угол наклона проволочек относительно оси X-пинча составлял 35°. Типичные осциллограммы тока через X-пинч и излучения X-пинча представлены на рис. 1, *b*. Как видно из этого рисунка, в экспериментах длительность импульса излучения „горячей точки“ X-пинча составляла  $1 \div 2$  ns.

Для определения параметров „горячей точки“ использовалась методика [7,8], применявшаяся при исследовании Z-пинчей для определения температуры и плотности плазмы. Данная методика позволяет определить усредненные по времени и объему концентрацию ионов и температуру электронов плазмы. Она основана на сравнении экспериментально измеренных значений мощности K-излучения, отношения интенсивностей резонансных линий и размера источника со значениями, рассчитанными по стационарной ударно-излучательной модели (УИМ). В данной работе методика измерений [7,8] была несколько изменена подобно тому, как это было сделано в работе [9]. Электронная температура определялась по спаду континуума излучения. Полученные экспериментальные данные сравнивались с расчетами по стационарной УИМ [10]. В программе, в которой реализованы уравнения этой модели, три входных параметра: электронная температура; концентрация ионов; радиус излучающей области. Поэтому в экспериментах также использовались три независимых вида диагностики:

- измерение отношения сигналов двух фотодетекторов с различной спектральной чувствительностью (для определения температуры по наклону континуума);
- проекционная рентгеновская съемка (для определения размеров излучающей области);
- измерение мощности излучения в K-линиях алюминия с помощью вакуумного рентгеновского диода.



**Рис. 1.** Схема экспериментов (*a*); экспериментальные осциллограммы тока и импульса мягкого рентгеновского излучения (*b*).

Как отмечалось выше, температура плазмы пинча определялась с помощью отношения сигналов двух фотодетекторов (PD) на основе кремния (рис. 1, *a*). Детектор PD 1 находился за фильтром Teflon  $30\ \mu\text{m}$  +

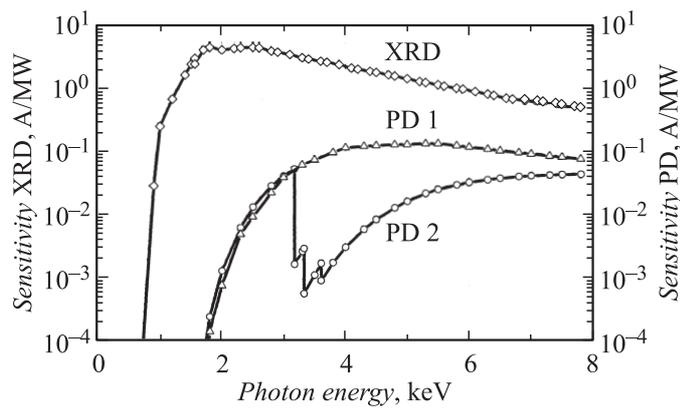


Рис. 2. Зависимость чувствительности датчиков излучения от энергии квантов.

+ Kimfol  $2\mu\text{m}$  + Aluminum  $02\mu\text{m}$  + Polypropylene  $20\mu\text{m}$ , а детектор PD 2 — за фильтром Pd  $3\mu\text{m}$  + Kimfol  $2\mu\text{m}$  + Aluminum  $0.2\mu\text{m}$  + Polypropylene  $20\mu\text{m}$ . Чувствительность детекторов с такими фильтрами в зависимости от энергий фотонов представлена на рис. 2. Из рис. 2 видно, что чувствительности обоих детекторов в области до  $3.15\text{ keV}$  (край поглощения палладия) практически совпадают, а в более жесткой области чувствительность PD 1 оказывается значительно выше. Кроме того, чувствительности обоих датчиков к излучению наиболее интенсивных спектральных линий гелио- и водородоподобных ионов алюминия значительно ниже, чем для квантов с энергией  $h\nu > 2.09\text{ keV}$  (рекомбинационный скачок гелиеподобного иона алюминия). Следовательно, данные датчики чувствительны только к непрерывному спектру излучения (тормозное и рекомбинационное) ионов алюминия. Сигнал каждого из датчиков PD определяется формой спектра излучения и чувствительностью датчика:

$$U_{PCD} = G \int s(E)f(E)dE, \tag{4}$$

где  $f(E)$  — спектр излучения,  $s(E)$  — спектральная чувствительность датчиков,  $G$  — геометрический коэффициент в полной чувствительности детектора. В предположении, что в плазме устанавливается максвелловское распределение электронов, спектр непрерывного излучения

Параметры „горячей точки“ алюминиевого X-пинча

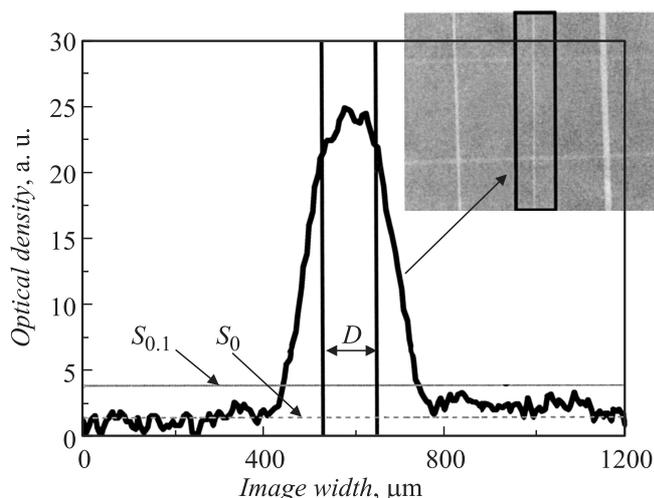
Диаметр, $\mu\text{m}$	Длина, $\mu\text{m}$	$T^{hp}$ , eV	$P^{K-line}$ , MW	$n_i^{hp}$ , $\text{cm}^{-3}$	$m^{hp}$ , $\mu\text{g}/\text{cm}$	$m_0$ , $\mu\text{g}/\text{cm}$
$14 \pm 3$	$28 \pm 5$	$350 \pm 50$	$50 \pm 10$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{21}$	$0.25 \pm 0.15$	125

описывается экспоненциальной зависимостью от энергии кванта:

$$f(E) \propto \exp\left(-\frac{E - E_1}{T}\right), \quad (5)$$

где  $E_1$  — энергия рекомбинационного скачка. Расчет, выполненный с учетом (4) и (5), показал, что отношение сигналов датчиков сильно зависит от температуры пинча, поэтому использование отношения сигналов для определения температуры „горячей точки“ является корректным. Из полученного в экспериментах отношения сигналов двух фотодетекторов была определена температура плазмы в „горячей точке“ (см. таблицу), которая равна  $T^{hp} = 350 \pm 50$  eV.

Для определения радиуса и длины источника рентгеновского излучения использовалась рентгеновская камера (рис. 1), с помощью которой прямым проецированием на детектор были получены теневые изображения тест-объекта в рентгеновском излучении. Тест-объект представлял собой сетку из скрещенных под прямым углом вольфрамовых проволочек диаметрами 6, 12 и 30  $\mu\text{m}$ , которая располагалась на расстоянии 4 см от источника рентгеновского излучения. Изображение тест-объекта фиксировалось на фотопленке, установленной за фильтром Kimfol 2  $\mu\text{m}$  + Aluminium 0.2  $\mu\text{m}$  + Polypropylene 24  $\mu\text{m}$ . С учетом коэффициента пропускания это позволило получить изображения тест-объекта в спектральном диапазоне  $E > 1.5$  keV. Конфигурация проекционной схемы обеспечивала 20-кратное увеличение. В идеализированном случае, когда объект проецируется на пленку точечным источником излучения, получается тень с четкими краями. Если источник излучения конечных размеров, то распределение интенсивности на краю тени имеет плавно спадающий характер, а изображение объекта на пленке становится шире. По правилам геометрической оптики размер источника излучения связан с уширением изображения объекта. Размер источника излучения находился из разницы между шириной экспериментально



**Рис. 3.** Рентгеновское изображение тест-объекта и денситограмма изображения вертикальной вольфрамовой проволоочки диаметром  $12\ \mu\text{m}$ .

полученного и рассчитанного для точечного источника распределений интенсивности в плоскости изображения на уровне 10% от максимума плотности почернения.

На рис. 3 показано экспериментально полученное в рентгеновском излучении теневое изображение тест-объекта, из которого видно, что диаметр источника излучения меньше его длины, так как изображения вертикальных проволоочек более четкие по сравнению с изображениями горизонтальных проволоочек. На рис. 3 также приведена денситограмма изображения одной из вертикальных проволоочек тест-объекта. Для сравнения на рис. 3 линиями показана ширина теневого изображения для точечного источника. Значения диаметра и длины источника рентгеновского излучения приведены в таблице.

Концентрация ионов в „горячей точке“ определялась с помощью измерений мощности излучения в *K*-линиях алюминия. Для этого использовался вакуумный рентгеновский диод (ВРД) с медным катодом, который находился за фильтром  $\text{Kimfol } 2\ \mu\text{m} + \text{Al } 0.2\ \mu\text{m} + \text{Polypropylene } 24\ \mu\text{m}$  и имел максимум чувствительности в диапазоне энергий квантов  $1.5 \div 2.7\ \text{keV}$  (рис. 2).

Измерив сигнал ВРД, мощность излучения можно рассчитать по формуле:

$$P = \frac{U}{R} \frac{16\pi D^2}{\pi d^2} \frac{1}{S} \frac{1}{Tr},$$

где  $U$  — амплитуда сигнала ВРД,  $R$  — сопротивление измерительного тракта,  $D$  — расстояние от источника до детектора,  $d$  — диаметр катода ВРД,  $S$  — чувствительность датчика за фильтром,  $Tr$  — коэффициент пропускания сетки (анода ВРД). Исходя из сигнала ВРД (рис. 1, а), была определена мощность  $K$ -излучения ( $P^{K-line}$ ) в диапазоне энергий квантов  $h\nu = 1.5 \div 2.7$  keV, значения которой приведены в таблице. При известной экспериментальной мощности излучения концентрация ионов определялась из сравнения  $P^{K-line}$  со значениями мощности, рассчитанными по стационарной ударноизлучательной модели [7]. В расчетах температура и радиус источника излучения принимались равными значениям, приведенным в таблице. Определенная таким образом концентрация ионов оказалась равной  $n_i^{hp} = (3 \pm 1) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , что при температуре 350 eV соответствует значениям теплового давления приблизительно 25 Мбар. Погонная масса пинча в „горячей точке“ составила  $m^{hp} = 0.25 \pm 0.15 \mu\text{г/см}$ .

Обсудим результаты экспериментов. Следует отметить, что в финале сжатия погонная масса X-пинча в области „горячей точки“  $m^{hp}$  оказалась много меньше начальной погонной массы X-пинча, которая составляла  $m_0 = 125 \mu\text{г/см}$ . Импульс мягкого рентгеновского излучения в X-пинче появляется при почти полном вытекании вещества из „горячей точки“. Так как ток через пинч в момент максимума излучения составлял 125 кА (рис. 1, а), то есть  $< I_{BP}$ , а  $m^{hp} \leq m^*$ , то излучение в „горячей точке“ формируется в момент, когда параметры последней находятся вблизи границы области радиационного коллапса. За границей области радиационного коллапса газокINETическое давление больше магнитного, что должно приводить к остановке сжатия.

Далее, с помощью (1) проверим выполняется ли в „горячей точке“, X-пинча условие беннетовского равновесия. При температуре  $300 \div 400$  eV алюминиевая плазма состоит в основном из гелиоподобных ионов, поэтому в оценках средний заряд принимался  $\langle Z \rangle = 12$ . Используя значение  $T^{ph} = 350 \pm 50$  eV (см. таблицу), из выражения (1) получим, что для соблюдения условия беннетовского равновесия погонная масса пинча должна равняться  $0.45 \pm 0.06 \mu\text{г/см}$ . Это хорошо согласуется с погонной массой „горячей точки“ X-пинча  $m^{hp}$ . Исходя

из этого, можно сделать вывод, что формирование „горячей точки“ в Х-пинче протекает в условиях, близких к беннетовскому равновесию, при этом через „горячую точку“ микронных размеров протекает значительная доля тока генератора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-02-00938-а, 12-08-00868-а).

## Список литературы

- [1] *Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1060.
- [2] *Месяц Г.А., Шелковенко Т.А., Иваненков Г.В.* и др. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. В. 3. С. 411–420.
- [3] *Вихрев В.В., Брагинский С.И.* Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1980. В. 10. С. 243–318.
- [4] *Брагинский С.И.* // ЖЭТФ. Т. 33. В. 39. С. 645.
- [5] *Орешкин В.И.* // Изв. ВУЗов. Физика. 1997. Т. 12. С. 76–84.
- [6] *Ратахин Н.А., Федущак В.Ф., Эрфорт А.А.* и др. // Изв. ВУЗов. Физика. 2007. Т. 50. В. 2. С. 87–92.
- [7] *Coulter M.C., Whitney K.G., Thornhill J.W.* // J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer. 1990. V. 44. P. 443–456.
- [8] *Чайковский С.А., Сорокин С.А.* // Изв. ВУЗов. Физика. 1999. Т. 42. В. 12. С. 75–80.
- [9] *Sishlov A.V., Baksht R.B., Chaikovsky S.A.* et al. // Proc. 13th Symposium on High Current Electronics. Tomsk, Russia. 2004. P. 319–322.
- [10] *Орешкин В.И.* // Изв. ВУЗов. Физика. 1995. Т. 38. В. 12. С. 6–15.