УДК 533.9.08

ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ МЕТОДИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ В ГЕНЕРАТОРАХ РЭП

О.С. Белозеров, Ю.Л. Бахшаев, С.А. Данько

НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В работе используется амбиполярное ускорение тяжёлых многозарядных ионов материала анодной фольги под действием сфокусированного пучка релятивистских электронов. Энергия ионов в режиме амбиполярного ускорения может многократно превышать приложенное напряжение генератора импульсов, умноженное на ионный заряд. Для исследования ускорения ионов в амбиполярном поле было разработано несколько методик, измеряющих необходимые параметры электронного пучка в высоковольтном диоде импульсного генератора и параметры ионных потоков, регистрируемых в пролётной диагностической камере. Измерение энергии отдельных ионов и полной кинетической энергии ионного пучка проводилось с помощью времяпролётной, тепловизионной и болометрической методик. При определении плотности тока в высоковольтном диоде генератора к обычным измерениям тока с помощью шунта было добавлено измерение площади анодной мишени, на которую воздействует электронный пучок. Это измерение проводилось в тормозном рентгеновском излучении электронов с помощью камеры-обскуры. Представлены результаты апробации методик в эксперименте на генераторе «Кальмар».

Ключевые слова: диагностика плазмы, ионный пучок, электронный пучок, камера-обскура, тепловизионная диагностика, времяпролётная диагностика, болометр.

DIAGNOSTIC TECHNIQUES IN THE EXPERIMENT ON ION ACCELERATION IN REB GENERATORS

O.S. Belozеров, Yu.L. Bakshayev, S.A. Dan'ko

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

In this paper we represent several techniques developed to study ambipolar acceleration of heavy multiply charged ions of anode foil material under the action of a focused beam of relativistic electrons. They measure the necessary parameters of the electron beam in a high-voltage diode of a pulsed generator and the parameters of the ion fluxes recorded in the flight diagnostic chamber. Time-of-flight, thermal imaging and bolometric techniques were prepared to measure the energy of individual ions and the total kinetic energy of the ion beam. The ion energy in the ambipolar acceleration mode can repeatedly exceed the applied pulse generator voltage multiplied by the ion charge. To determine the electrical current density in the high-voltage diode of the generator, a measurement of the area of the anode target, on which the electron beam acts, was added to the common current measurements with a shunt. This measurement is carried out in the bremsstrahlung X-ray emission of electrons using a pinhole camera. The results of approbation of techniques in the experiment on the «Kalmar» generator are presented.

Key words: plasma diagnostics, ion beam, electron beam, pinhole, thermal imaging diagnostics, time-of-flight diagnostics, bolometer.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-4-99-105

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в импульсных генераторах релятивистских электронных пучков, воздействующих на прозрачную для них нагрузку, существует явление ускорения ионов под действием возникающего амбиполярного поля. При этом процессе отдельные ионы приобретают энергию, превышающую в несколько раз напряжение генератора, умноженное на ионный заряд [1, 2].

Для исследования ускорения ионов в амбиполярном поле была спроектирована и изготовлена вакуумная камера с диодным узлом для генератора «Кальмар» (напряжение в импульсе ~300 кВ, ток ~50 кА, длительность импульса ~150 нс), где можно устанавливать тонкие анодные нагрузки из фольг и плёнок, визуально контролировать расположение катода и измерять зазор между электродами (рис. 1).

Рис. 1. Вакуумная камера генератора «Кальмар» с диодным узлом: 1 — катод; 2 — анодная фольга; 3 — обскура; 4 — сцинтиллятор; 5 — патрубki, направленные на фокусное пятно электронного пучка; 6 — боковые патрубki с окнами

Диагностическая камера снабжена заглушкой с пятью патрубками, направленными на фокусное пятно электронного пучка с обратной стороны тонкой анодной мишени. Осовой патрубок предназначен для вывода основной части ионного пучка, регистрации его полной (кинетической) энергии и углового распределения ионов с помощью тепловизионной методики. В три патрубка, расположенные под углами $\beta = 18\text{--}23^\circ$ к оси, размещаются вакуумные рентгеновские диоды (ВРД), служащие времяпролётными детекторами для измерения скорости ионов. Пятый наклонный патрубок предназначен для интегрального по времени фотографирования фокусного пятна электронного пучка на анодной мишени с помощью камеры-обскуры. Опишем подготовленные измерительные методы.

ТЕПЛОВИЗИОННАЯ ДИАГНОСТИКА

Рис. 2. Мишень и окно тепловизора: 1 — тепловизор; 2 — окно из фторида бария; 3 — мишень для ионов

Тепловизионная диагностика основана на нагреве тонкой пластины попадающим на неё сгустком ионов (рис. 2). Тепловизор TL-80 компании RGK (Россия), который используется для измерения, снабжён чувствительной к инфракрасному излучению квадратной матрицей, состоящей из 80×80 микроболометров. На удалении 60 см от объекта (мишени) тепловизор обеспечивает пространственное разрешение 2,3 мм. Прибор работает в температурном интервале от 0° до 350°C с погрешностью $\pm 2^\circ\text{C}$. Эта характеристика прибора требует нагрева мишени на несколько десятков градусов до приемлемой точности измерений 5%.

При ожидаемом расхождении пучка протонов с $E_p = 1$ МэВ до круга площадью $S = 10\text{ см}^2$ и полной энергии пучка 50 Дж на мишени средняя плотность падающей энергии составит $E_1 = 5\text{ Дж/см}^2$. Температура, например, стальной фольги возрастёт на $\Delta T\text{ (}^\circ\text{C)} = E_1 / (C_p \rho b) = 0,2/b$, где b — толщина фольги, см; C_p — удельная теплоёмкость; ρ — плотность мишени. Время установления температурного равновесия по толщине (с погрешностью $\Delta T/T = 1\%$) вычисляется по формуле

$$t > 0,6b^2/\chi,$$

где $\chi = k/(C_p \rho) = 0,2\text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициент температуропроводности стали; k — теплопроводность [3].

Если ограничить время для установления температурного равновесия интервалом между двумя последовательными видеокдрами тепловизора $t_2 = 0,01\text{ с}$, то этому условию удовлетворяет мишень из стали толщиной $b < 0,05\text{ см}$. При таком значении b мишень равномерно прогреется по толщине на $\approx 40^\circ\text{C}$, что вполне отвечает нашим требованиям. Ещё важно, чтобы первоначальный (до выравнивания в процессе теплопроводности) вклад энергии ионов в любом слое мишени не превышал порога плавления материала. Этот перегрев внешнего слоя может привести к стеканию или испарению металла мишени, что нежелательно при многократных измерениях. Оценить этот прогрев можно по максимальной массовой тормозной способности протонов в стали, которая достигается при энергии протонов 0,12 МэВ и составляет

$$A = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 0,26\text{ МэВ}/(\text{мг} \cdot \text{см}^{-2}).$$

Максимальный прогрев слоя при рассматриваемых параметрах пучка протонов может достичь значения

$$\Delta T = 10^3 A \frac{E_1 \left(\frac{\text{Дж}}{\text{см}^2} \right)}{E_p (\text{МэВ}) C_p \left(\frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot ^\circ\text{C}} \right)} \approx 300^\circ\text{C}.$$

Такой нагрев слоя неопасен, поскольку он значительно меньше температуры плавления стали.

По приведённым формулам удобно выбирать материал мишени и её толщину для других энергий и сортов ионов.

Для вывода инфракрасного излучения из вакуумной камеры использовался оптический кристалл фторида бария толщиной 12 мм. Спектральные свойства этого материала представлены на рис. 3 [4].

Фторид бария обладает слабой гигроскопичностью, максимальное время спада сцинтилляции под воздействием рентгеновского излучения составляет 0,6 мкс. Сама регистрация картины теплового воздействия ионного пучка на пластину производилась в непрерывном телевизионном режиме с частотой 25 кадр./с. Для обработки выбираются несколько последовательных кадров. На рис. 4 показан пример этой обработки одного из экспериментов на генераторе «Кальмар», где была определена угловая расходимость ионного пучка на полувысоте интенсивности $2,5^\circ$. Полная энергия, перенесённая ионным пучком, составила 0,1 Дж.

Применение тепловизионной регистрации воздействия ионного пучка на пластину-мишень даёт возможность измерить как абсолютную энергию ионного потока, так и его угловое распределение.

Рис. 3. Пропускание излучения кристаллом фторида бария толщиной 10 мм

Рис. 4. Теплотрама 8×8 см на мишени из нержавеющей стали толщиной $b=0,1$ мм, обработанная в программном пакете Origin, представлена в условной расцветке уровней температуры (а), координаты указаны в см. Площадь нагретого пятна на полувысоте распределения температуры составила $4,5 \text{ см}^2$. Профиль распределения ионов (б) в сечении А—А, по ординате — относительная интенсивность

КАМЕРА-ОБСКУРА

Камера-обскура для фотографирования пятна фокусировки электронного пучка на анодной фольге позволяет измерить плотность тока электронов на мишени, который представляется одним из главных параметров для физической модели ускорения ионов. В качестве детектора-преобразователя рентгеновского излучения в свет используется тонкий $\delta \approx 0,5$ мм пластмассовый (стильбен с добавками *p*-терфенила) сцинтиллятор. Рентгеновское изображение на тонком органическом сцинтилляторе преобразовывалось в световое, которое регистрировалось цифровой фотокамерой. Фотографирование рассчитано как на жёсткий рентгеновский диапазон, соответствующий тормозному излучению электронов, так и на относительно мягкий рентгеновский диапазон энергии квантов, соответствующий тепловому излучению нагретой фольги. Разрешающая способность обскуры определяется размером отверстия d , пространственным разрешением детектора Δ_{det} , увеличением изображения объекта $\Gamma = b/a$, где a — расстояние от объекта до обскуры; b — расстояние от обскуры до изображения, и дифракцией излучения длиной волны λ :

$$\Delta = \left[\left(\frac{\Gamma+1}{\Gamma} d \right)^2 + \left(\frac{\Delta_{\text{det}}}{\Gamma} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{d} a \Gamma \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Главным параметром, устанавливающим разрешающую способность обскуры и её светосилу, является диаметр отверстия. Пространственное разрешение детектора в основном будет определяться толщиной сцинтиллятора в случае, когда изображение обременено жёсткому рентгеновскому излучению, а именно $\Delta_{\text{det}} \approx \delta \sin \beta \approx 0,05$ мм, где β — максимальный угол падения рентгеновских лучей на сцинтиллятор. Если изображение будет обуславливаться мягким рентгеновским излучением ($h\nu < 10$ кэВ), то

толщина поглощения не превысит несколько микрон и вкладом толщины сцинтиллятора в Δ_{det} можно пренебречь. Изображение объекта на сцинтилляторе переносится на КМОП-матрицу фотоаппарата с помощью оптической системы из двух объективов и поворотной стеклянной призмы. Оптическая схема показана рис. 5.

Рис. 5. Схема оптической системы: 1 — объект; 2 — обскура; 3 — фольга перед сцинтиллятором; 4 — сцинтиллятор; 5 — первый объектив; 6 — поворотная призма; 7 — второй объектив; 8 — КМОП-матрица фотоаппарата

Первый объектив Юпитер-3 строит изображение с небольшим увеличением, которое вторым аналогичным объективом проецируется на светочувствительную матрицу фотоаппарата Canon EOS 350 размером 3900×2600 пикселей (реальная площадь 22×15 мм, пространственное разрешение фотоаппарата $\Delta_{\text{ф/а}} = 6$ мкм). Такая оптическая схема позволяет собрать максимально возможное количество света от сцинтиллятора, не ухудшить пространственное разрешение изображения на сцинтилляторе и удалить фотокамеру на расстояние ≈ 50 см, достаточное для размещения защитного экрана фотокамеры от прямого рентгеновского излучения. В эксперименте камера загоразивалась свинцовым экраном толщиной 3 мм.

Исходя из ожидаемого диаметра (3—8 мм) сфокусированного на фольге-аноде электронного пучка и желаемой точности измерения плотности электронного пучка ($\approx 5\%$), устанавливалось требуемое разрешение $\Delta = 0,4$ мм. Такое разрешение обеспечивается геометрией $a = 90$ мм, $b = 60$ мм ($\Gamma = 0,67$) и $d = 0,2$ мм.

Дифракционное размытие изображения $D = \lambda B/d$ не испортит желаемое пространственное разрешение, если оно составляет $D \approx 0,1d$, т.е. при $\lambda < 0,1d^2/B \approx 70$ нм. Менее энергичное излучение, которое

Рис. 6. Обскурограмма в условных цветах, полученная на генераторе «Кальмар» и обработанная в программном пакете Origin (а), площадь анодного пятна на полувысоте составила $59,4 \text{ мм}^2$. Для уточнения масштаба за сцинтиллятором установлена полоска из алюминиевой фольги шириной 1,3 мм, края которой выделены линией белого цвета, б — цветовая шкала почернения

может внести паразитную засветку в изображение, легко отсекается тонким фильтром из доступного материала. В первых экспериментах тонкая алюминиевая фольга толщиной 10 мкм, располагавшаяся непосредственно перед сцинтиллятором, предназначалась для отсека света и квантов энергией $h\nu < 4$ кэВ. Применение других фильтров перед сцинтиллятором сможет служить для определения рентгеновского спектрального диапазона излучения, вносящего основной вклад в изображение фокусного пятна в тестовом эксперименте. На рис. 6 показана одна из полученных в эксперименте на «Кальмаре» обскурограмм. Измеренный размер электронного пучка на анодной фольге составил несколько десятков квадратных миллиметров.

Осуществлённая схема регистрации рентгеновского изображения на цифровом фотоаппарате по

сравнению с традиционной регистрацией рентгеновского излучения на фотоплёнку имеет преимущество «мгновенного» получения информации.

ВРЕМЯПРОЛЁТНАЯ ДИАГНОСТИКА

Времяпролётная методика измерения энергии отдельных ионов измеряет скорость их движения на известной базе. Вакуумные рентгеновские диоды, которые служат датчиками во времяпролётном спектрометре, имеют металлические (никелевые) фотокатоды, чувствительные как к мягкому рентгеновскому излучению ($10 \text{ эВ} < h\nu < 5 \text{ кэВ}$), так и к потоку быстрых ионов. Коэффициент фотоэлектронной эмиссии в максимуме для ВРД составляет 0,05—0,15 электронов/квант. Быстрые ионы имеют более высокий коэффициент ионно-электронной эмиссии, достигающий до 3—5 в максимуме распределения по энергии на разных металлических поверхностях [5]. Площадь фотокатодов ВРД составляла 8 или 140 мм².

Разные наклоны патрубков (под углами 18—23° к оси), на концах которых расположены ВРД, должны обеспечить попадание в ожидаемый интервал значений как сигналов от теплового мягкого рентгеновского излучения нагретой анодной мишени, так и сигналов от ускоренных ионных потоков, имеющих ещё не известное, а только предполагаемое угловое распределение. Тепловое мягкое рентгеновское излучение, возникающее при нагреве тонкой мишени электронами, имеет изотропный характер. Удаление ВРД от анодной фольги составляет 150 или 180 см.

Методика измерения скорости ионов с использованием ВРД может оказаться некорректной, поскольку ионы, разные по массе и кратности ионизации, могут ускоряться до близких скоростей. Сигналы ВРД от таких ионов могут накладываться. Тем не менее при однозначном подборе материала анодной мишени эта методика позволяет без больших технических усилий оперативно выявить диапазон скорости и энергии разных ионов. Для предотвращения попадания быстрых электронов на ВРД вблизи патрубков размещались постоянные магниты. Дополнительно для идентификации сорта ионов перед ВРД помещались алюминиевые фильтры, в частности 10-микронные, прозрачные для протонов энергией 1 МэВ, но непрозрачные для более тяжёлых ядер, движущихся с такой же скоростью.

В эксперименте на «Кальмаре», где в качестве анодной мишени использовался лавсан толщиной 10 мкм, покрытый тонким слоем 0,1 мкм алюминия, были зарегистрированы протоны энергией от 0,3 до 2 МэВ. Пример осциллограмм показан на рис. 7. Задержка между сигналами ионов составила 30 нс, что соответствует протонам энергией ~0,5 МэВ.

Рис. 7. Осциллограммы сигналов от протонов энергией ~0,5 МэВ, полученные с двух ВРД, расположенных на удалении от анода на 150 и 180 см, показаны красным и синим цветом соответственно

БОЛОМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА

Для измерения энергии потока ионов использовался фольговый болометр. Главное достоинство этой методики заключается в наличии временного разрешения регистрации, которая разделяет вклад от ионов, движущихся с разными скоростями. Суть методики заключается в изменении удельного сопротивления проводника при его нагреве. Основные принципы его работы и конструкция подробно описаны в работе [3]. Отметим, что для используемых алюминиевых фольг толщиной 2 и 8 мкм можно получить две простые оценочные формулы относительного скачка напряжения $\Delta U/U$ в процентах, измеряемого в эксперименте, и разности температур ΔT , рассчитываемой по этому скачку:

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{0,24}{2,8} \frac{P}{b C_p \rho} = 0,14 \frac{P}{b} ; \quad (1)$$

$$\Delta T = 2,8 \frac{\Delta U}{U}, \quad (2)$$

где P — плотность энергии, поглощённой фольгой, Дж/см²; b — толщина фольги, см; ρ — плотность; C_p — теплоёмкость материала фольги; ΔT , °C.

Когда пробег излучения в фольге болометра меньше его толщины или вклад энергии неравномерен, то требуется время t для выравнивания температуры в образце, которое определяется по формуле для отклонения от равновесной температуры на 10%

$$t > 0,375b^2/\chi,$$

Рис. 8. Сигналы с болометра, соответствующие разности температуры 6,6 °C

Рис. 9. Распределение пробега протонов с начальной энергией 1 МэВ по толщине алюминиевой фольги. Глубина проникновения ионов в материал составляет ~15 мкм. На двух вертикальных плоскостях представлены проекции распределения энергии вдоль и поперёк направления движения ионов, ординаты имеют соответствующий цвет

где χ — температуропроводность металла. В случае алюминиевых фольг толщиной 2 и 8 мкм, это время составляет 20 и 300 нс соответственно, $\chi = 0,8$ см²/с. В процессе подготовки к эксперименту по ускорению ионов была проведена калибровка чувствительности болометра с фольгой толщиной 8 мкм. На рис. 8 показаны типичные сигналы напряжения, полученные для двух значений температуры (измеренной спиртовым термометром), разность которых составила 6,6 °C. По сигналам напряжения на фольге $U1$ и $U2$ определялось изменение сопротивления болометра.

Проводилась оценка нагрева алюминиевых фольг толщиной 2 и 8 мкм пучком протонов энергией 1 МэВ. Ожидаемая энергия сгустка ~10 Дж, диаметр пучка в месте расположения болометра ~10 см, длительность импульса ~100 нс. Полагая равенство падающей и поглощённой болометром энергии, легко получить из формул (1) и (2) нагрев фольг на 262° и 65° соответственно. Такой нагрев сильно преувеличен, так как табличный пробег протонов энергией 1 МэВ равен 14 мкм, что больше толщины фольг, используемых в болометре. На рис. 9 показано распределение энергии в алюминиевой фольге при торможении протонов 1 МэВ, рассчитанное по имеющейся программе SRIM [6]. Эта программа позволяет рассчитывать распределение энерговклада быстрых ионов различных элементов в любом материале. На рисунке видно, что лишь доля энергии ионов нагревает чувствительный элемент болометра. При интерпретации результатов болометрических измерений существенное значение будет иметь их сопоставление с энергией ионов, которое даёт времяпролётная методика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования ускорения ионов в амбиполярном поле плазмы анодной фольги были использованы несколько методик, измеряющих необходимые параметры электронного пучка в высоковольтном диоде импульсного генератора, а также параметры ионных потоков, регистрируемых в пролётной диагностической камере.

Для измерения энергии отдельных ионов и полной кинетической энергии ионного пучка были подготовлены времяпролётная, тепловизионная и болометрическая методики.

Времяпролётная методика даёт возможность измерения скоростей разных ионов в широком диапазоне энергии. Детекторами ионов служат вакуумные рентгеновские диоды с металлическим фотокатодом. В эксперименте на «Кальмаре» (напряжение в импульсе ~250 кВ, ток ~50 кА, длительность импульса ~150 нс), где в качестве анодной мишени использовался лавсан толщиной 10 мкм, покрытый тонким (0,1 мкм) слоем алюминия, были зарегистрированы протоны энергией от 0,3 до 2 МэВ.

Применение тепловизионной регистрации воздействия ионного пучка на пластину-мишень позволяет измерить как абсолютную энергию ионного потока, так и его угловое распределение. В тестовых экспериментах была измерена угловая расходимость ионного пучка на полувывоте интенсивности 2,5°. Полная энергия, перенесённая ионным пучком, составила 0,1 Дж.

Подготовленная болометрическая методика совместно с перечисленными методиками регистрации параметров ионов способна разделить энергетический вклад от ионов, движущихся с разными скоростями, с временным разрешением 20 или 300 нс.

Методика измерения площади анодной мишени, на которую воздействует электронный пучок, обеспечивает измерение плотности тока на ней. Изображение объекта на сцинтилляторе, сделанное камерой-обскуром в квантах энергией $h\nu > 4$ кэВ, переносится на КМОП-матрицу фотоаппарата с помощью оптической системы из двух объективов и поворотной стеклянной призмы. Осуществлённая схема регистрации рентгеновского изображения на цифровом фотоаппарате имеет преимущество мгновенного получения информации по сравнению с регистрацией на рентгеновскую фотоплёнку.

Комплекс представленных методик измерения был успешно протестирован и подготовлен к исследованию механизма ускорения ионов в импульсном генераторе релятивистского электронного пучка.

Работа поддержана грантами РФФИ № 17-02-00441а и № 18-32-00199мол_а.

REFERENCES

1. **Gorbulin Yu.M., Dan'ko S.A., Kalinin Yu.G., Skoryupin V.A., Shestakov Yu.I., Yan'kov V.V.** On the acceleration mechanism of anode foil ions irradiated by REB. — *Fizika plazmy (Plasma Physics)*, 1980, vol. 6, issue 1, pp. 109—113 (in Russian).
2. **Dubinov A.E., Kornilova I.Yu., Selemir V.D.** Ions collective acceleration in systems with a virtual cathode. — *UFN (APhS)*, 2002, vol. 172, issue 11, pp. 1225—1246 (in Russian).
3. **Bakshaev Yu.L., Dan'ko S.A., Sokolov E.E., Chukbar K.V.** — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2011, vol. 34, issue 1, pp. 54—62 (in Russian).
4. **Tydex.** URL: www.tydexoptics.com (reference date: 13.07.2018).
5. **Borisov A.M., Mashkova E.S.** Physical basis of ion-beam technologies. I. Ion-electron emission. Tutorial. — M.: University book, 2011. 142 p.: table of ill. ISBN 978-5-91304-196-8 (in Russian).
6. **The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM).** URL: www.srim.org (reference date: 13.07.2018).

AUTHORS

Belozеров O.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
OSBelozеров@yandex.ru

Bakshayev Yu.L. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Dan'ko S.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Received 29 July 2018

Revised 29 July 2018

Accepted 27 September 2018

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2018, vol. 41, issue 4, pp. 99—105