

## Калибровка рентгеновского спектрометра для измерения электронной температуры по спектрам тормозного излучения плазмы токамака ФТ-2

© М.Ю. Кантор, М.К. Буц, А.Б. Алтухов, Л.А. Есипов, Д.В. Куприенко

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: m.kantor@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 мая 2024 г.

В окончательной редакции 12 июля 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

На токамаке ФТ-2 для измерения спектров тормозного излучения плазмы установлен спектрометр мягкого рентгеновского излучения на базе кремниевого дрейфового детектора с выходной скоростью счета фотонов до  $3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  при энергетическом разрешении  $< 150 \text{ eV}$ . Спектрометр разработан для измерения быстрой динамики функции распределения электронов высоких энергий. Спектрометр можно также использовать для измерения электронной температуры по форме спектров в области низких энергий фотонов. Для этого проводится калибровка спектрометра и уточняется толщина бериллиевого окна. Полученные результаты используются при моделировании спектров тормозного излучения, которые сравниваются с измеренными на токамаке ФТ-2.

**Ключевые слова:** диагностика плазмы, тормозное излучение, SDD-спектрометр.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.24.59441.6613k

Рентгеновская диагностика широко применяется для измерений спектров тормозного излучения высокотемпературной плазмы. По экспоненциальным хвостам спектров исследуются искажения распределения электронов и их температура, усредненная за время накопления спектра. Это время ограничено снизу скоростью счета фотонов детектором и требуемым энергетическим разрешением. Современные спектрометры используют кремниевые дрейфовые детекторы (silicon drift detector, SDD) [1], обеспечивающие скорость счета до  $10^6 \text{ s}^{-1}$ . При низкой скорости счета разрешение детектора составляет от  $130 \text{ eV}$ . Разрешение и форма измеряемого спектра быстро ухудшаются с ростом скорости счета, и поэтому измерения проводятся при выходной скорости менее  $10^5 \text{ s}^{-1}$  и разрешении от  $150 \text{ eV}$ . При этом время накопления в спектре 1000 фотонов составляет более  $100 \text{ ms}$ , что применимо для больших установок с большой длительностью разряда [2,3]. На малых установках время накопления соизмеримо с длительностью разряда [4,5].

Рентгеновская диагностика на токамаке ФТ-2 была разработана для измерений спектров с временем накопления от  $1 \text{ ms}$ . Диагностика использует быстрый детектор AMPTEK FAST SDD® с площадью сенсора  $70 \text{ mm}^2$  [6]. Слабые импульсные отклики детектора усиливаются малошумящим усилителем [7] и преобразуются в импульсы с коротким передним фронтом, которые оцифровываются аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с частотой  $250 \text{ MHz}$  и разрешением  $14 \text{ bit}$ . Для быстрого счета этих импульсов применяются гауссова фильтрация и новые алгоритмы измерения энергий фотонов [8,9]. Применение этих методов на токамаке ФТ-2

обеспечивает скорость счета до  $3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ , при которой сохраняется энергетическое разрешение  $150 \text{ eV}$  [10].

Большая скорость счета позволяет накопить несколько тысяч фотонов за  $1 \text{ ms}$ , что может быть достаточно для измерений электронной температуры по форме спектра тормозного излучения в области низких энергий. Обычно электронная температура измеряется по экспоненциальным хвостам спектров тормозного излучения, но на малых токамаках при низкой температуре эти хвосты искажены электронами, убегающими в продольном электрическом поле [11]. В области низких энергий спектр излучения резко обрезается бериллиевым фильтром на окне детектора (см. рис. 3 в [10]). При изменении электронной температуры от  $0.1$  до  $1 \text{ keV}$  положение максимума спектра излучения меняется от  $\sim 0.7$  до  $1.2 \text{ keV}$ , а его ширина — от  $\sim 0.3$  до  $1.2 \text{ keV}$ . В этом диапазоне продольное поле слабо влияет на спектр, и по его форме можно определить электронную температуру.

Для проведения таких измерений требуется точная калибровка спектрометра в области энергий выше  $500 \text{ eV}$ . Детектор калибруется по линии  $\text{MnK}_\alpha$   $5895 \text{ eV}$ , которая излучается стандартным изотопным источником  $^{55}\text{Fe}$ . Энергии фотонов других энергий вычисляются в предположении линейной связи их энергий  $E$  и амплитуд откликов  $A$ :  $E = kA$ . Однако при низких энергиях такая экстраполяция завышает энергию фотона более чем на  $30 \text{ eV}$  [12]. Дополнительную погрешность при моделировании спектра тормозного излучения вносит неопределенность в толщине бериллиевого окна, которая составляет до  $40\%$ . Главная неопределенность при моделировании спектра связана с неизвестной эффективностью регистрации фотонов в кремниевом слое детектора при энергиях ниже  $K$ -края поглощения в кремнии ( $1840 \text{ eV}$ ),

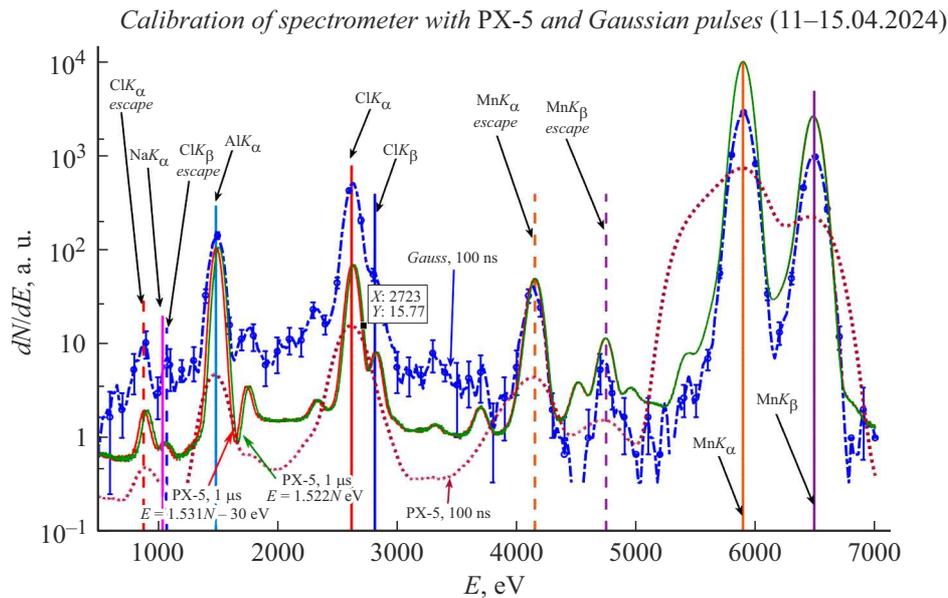


Рис. 1. Спектры излучения источника  $^{55}\text{Fe}$  и флуоресценции поваренной соли.

когда меняется механизм поглощения энергии фотона. Согласно [13], многократное падение эффективности объясняется заниженной толщиной бериллиевого окна, неполным сбором заряда, образующимся при детектировании фотона в слое кремния, или алгоритмом измерения амплитуды отклика в области низких энергий. В [14] установлено сохранение эффективности регистрации фотонов до энергий 100 eV.

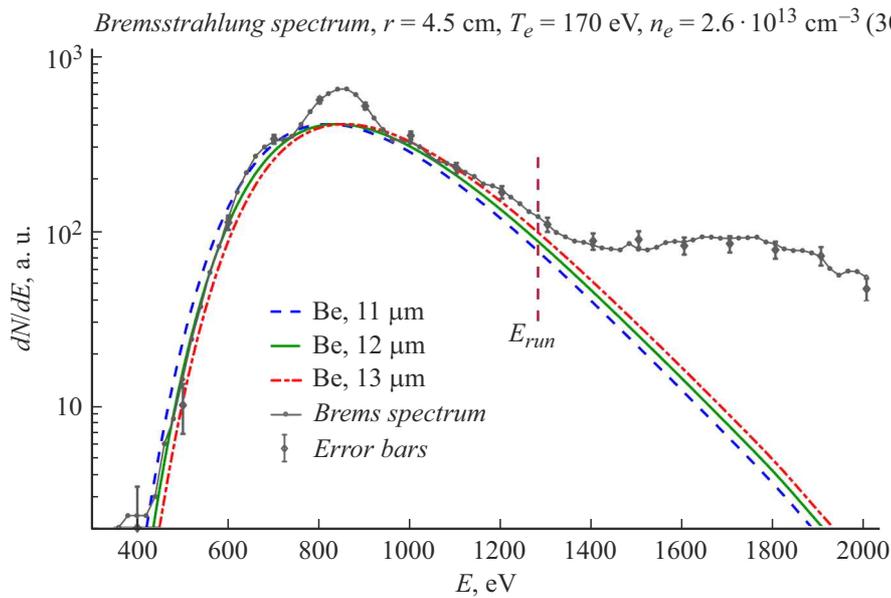
В настоящей работе исследуется влияние этих факторов на измерение электронной температуры по тепловой части тормозного излучения плазмы. Для калибровки детектора в области низких энергий используется флуоресценция поваренной соли (NaCl), облучаемой источником  $^{55}\text{Fe}$ . Линия излучения натрия  $K_\alpha$  1041 eV находится ниже  $K$ -края. Рядом (при 1076 eV) расположен дополнительный (escape) пик, отстоящий от линии  $\text{Cl}K_\beta$  на 1740 eV. Эти линии образуют один пик излучения. Escape-пик линии  $\text{Cl}K_\alpha$  имеет энергию 882 eV.

На рис. 1 приведены спектры флуоресценции поваренной соли. Вертикальные прямые показывают энергию основных наблюдаемых линий излучения. Две сплошные кривые показывают спектр излучения, измеренный модулем АМРТЕК РХ-5, который использует трапецидальную цифровую фильтрацию и стандартный алгоритм счета импульсов. Спектр измерен при входной скорости счета  $8500\text{ s}^{-1}$  с накоплением  $1.3 \cdot 10^9$  трапецидальных импульсов с передним фронтом (reaking time) 1000 ns. Каналы пика  $\text{Mn}K_\alpha$  5895 eV. Полная ширина на половине высоты (FWHM) этого пика составила 134 eV. Правая сплошная зеленая кривая (цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи) показывает спектр, построенный в предположении линейной зависимости энергии фотона от номера канала  $N$ :

$E = 1.522N$  eV. При высоких энергиях пики излучения хорошо совпадают с ожидаемыми значениями, а при низких энергиях они сдвинуты примерно на 30 eV в соответствии с [12]. Смещенная линейная калибровка  $E = 1.531N - 30$  eV позволяет согласовать полученный спектр с реальными линиями излучения во всем диапазоне энергий, что показано левой сплошной красной кривой.

При большой длительности импульса измерения с высокой выходной скоростью счета невозможны. Поэтому калибровка была повторена с модулем РХ-5 при фронте трапецидального импульса 100 ns и скорости счета  $2800\text{ s}^{-1}$ . Результат показан на рис. 1 пунктирной коричневой кривой. Спектральное разрешение в области больших энергий ( $> 2\text{ keV}$ ) значительно ухудшено. С увеличением входного потока разрешение и доля регистрируемых импульсов быстро падают. Именно поэтому для измерения спектров излучения с высокой выходной скоростью на токамаке ФТ-2 применяется гауссова фильтрация импульсов [7–10].

В калибровке спектрометра с гауссовой фильтрацией импульсов из оцифрованных АЦП сигналов выбирались интервалы, содержащие импульсы с энергиями менее 3000 eV. Это позволило значительно сократить время обработки, поскольку их доля в потоке составляет менее 0.2%. Итоговый спектр, полученный по 40 000 гауссовым импульсам длительностью 100 ns, показан на рис. 1 штрихпунктирной синей кривой совместно с погрешностями измерений в каждом пятом канале шириной 20 eV. Спектр построен в предположении пропорциональности энергии фотона и амплитуды гауссова отклика. При этом пики на спектре калибровки совпадают с ожидаемыми энергиями в пределах  $\pm 5\text{ eV}$  во всем диапазоне энергий. Ширина пиков FWHM меня-



**Рис. 2.** Спектр тормозного излучения плазмы и его моделирование.

ется от 120 до 150 eV при изменении энергии от 880 до 5900 eV, что хорошо соответствует модели шумов SDD [15].

Спектральная калибровка позволяет определить толщину бериллиевого окна детектора по положению нижней границы спектра и ее наклону при использовании источника с известным спектром. В настоящей работе в этом качестве используется плазма токамака ФТ-2 с профилями электронной температуры и плотности, измеренными томсоновской диагностикой. Нижняя граница спектров тормозного излучения плазмы при всех температурах находится ниже 700 eV, где влиянием электрического поля на спектры можно пренебречь. Спектрометр установлен на токамаке с возможностью выбора хорды измерения от нижнего до верхнего края плазмы. При измерениях в центре плазмы излучение собирается вдоль всей хорды, что приводит к искажению положения и наклона границы спектра. На краю плазмы в спектре проявляются линии излучения примесных ионов. Поэтому оценка толщины проводилась по спектру из середины плазмы на радиусе 4.5 cm, где электронная температура и плотность равны соответственно 170 eV и  $2.6 \cdot 10^{13}$  cm $^{-3}$ . Мы предполагаем, что эффективность регистрации в области нижней границы спектров меняется с энергией медленнее, чем пропускание бериллиевой фольги. По результату оценки будет понятна справедливость такого предположения.

На рис. 2 показаны измеренный и смоделированные спектры тормозного излучения в области низких энергий. При моделировании спектров излучения использовалась аналитическая форма гаунт-фактора [16], учитывалась аппаратная функция детектора и толщина бериллиевого окна. На рис. 2 показаны три варианта моделирования с толщиной окна 11, 12 и 13  $\mu$ m. На-

лучшее совпадение с измерениями наблюдается при толщине 12  $\mu$ m при спецификации производителя 12.7  $\mu$ m. Модель хорошо описывает спектр до расчетной границы убегания электронов  $E_{run}$ , найденной в продольном поле плазмы 0.59 V/m [11]. Над спектром тормозного излучения заметны дополнительные пики с энергиями 660 и 850 eV, связанные, по-видимому, с излучением примесных ионов.

Таким образом, проведена точная спектральная калибровка спектрометра рентгеновского излучения в области низких энергий фотонов. Сделана оценка толщины бериллиевого окна на входе детектора, которая оказалась близка к стандартному значению. Эффективность регистрации фотонов при низких энергиях определяется в основном бериллиевым окном, а спектры тормозного излучения рассчитываются исходя из простых моделей поглощения излучения в кремнии. Это подтверждается хорошим согласием измеренного и модельного спектров до энергии убегания электронов.

### Финансирование работы

Разработка и установка спектрометра была поддержана Физико-техническим институтом им. А.Ф. Иоффе в рамках государственного контракта 0034-2021-0001. Анализ данных поддерживался Физико-техническим институтом им. А.Ф. Иоффе в рамках государственного контракта 0040-2024-0028.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] P. Lechner, C. Fiorini, R. Hartmann, J. Kemmer, N. Krause, P. Leutenegger, A. Longoni, H. Soltau, D. Stötter, R. Stötter, L. Strüder, U. Weber, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **458** (1-2), 281 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00872-X
- [2] P. Xu, L.Q. Hu, S.Y. Lin, Y.M. Duan, J.Z. Zhang, G.Q. Zhong, K.Y. Chen, Plasma Phys. Contr. Fusion, **52** (7), 075013 (2010). DOI: 10.1088/0741-3335/52/7/075013
- [3] A. Weller, B. Huber, J. Belapure, T. Pütterich, M. Sertoli, A. Gude, R. Neu, R. Dux, W. Suttrop, in *38th EPS Conf on plasma physics* (Strasbourg, France, 2011), P5.054.
- [4] Y. Shi, Z. Chen, B. Wan, B. Lv, L. Hu, S. Lin, Q. Hu, J. Qian, H. Liu, S. Liu, Y. Xu, J. Shan, J. Li, Rev. Sci. Instrum., **75** (11), 4930 (2004). DOI: 10.1063/1.1808911
- [5] А.И. Мещеряков, И.Ю. Вафин, И.А. Гришина, ПТЭ, № 6, 84 (2018). DOI: 10.1134/S0032816218050233 [A.I. Meshcheryakov, I.Yu. Vafin, I.A. Grishina, Instrum. Exp. Tech., **61** (6), 842 (2018). DOI: 10.1134/S0020441218050196].
- [6] *AMPTEK 70 mm<sup>2</sup> FAST SDD*.  
<https://www.amptek.com/products/x-ray-detectors/fastsdd-x-ray-detectors-for-xrf-eds/fastsdd-silicon-drift-detector>
- [7] Yu.V. Tuboltsev, Yu.V. Chichagov, A.A. Bogdanov, M.Yu. Kantor, A.V. Sidorov, St. Petersburg Polytech. Univ. J. — Physics and Mathematics, **16** (1.1), 438 (2023). DOI: 10.18721/JPM.161.175
- [8] M.Yu. Kantor, A.V. Sidorov, JINST, **14**, P01004 (2019). DOI: 10.1088/1748-0221/14/01/P01004
- [9] M.Yu. Kantor, A.V. Sidorov, JINST, **15**, P06015 (2020). DOI: 10.1088/1748-0221/15/06/P06015
- [10] М.К. Буц, М.Ю. Кантор, Л.А. Есипов, Письма в ЖТФ, **50** (24), 56 (2024).
- [11] M.Yu. Kantor, Rev. Sci. Instrum., **72** (1), 1162 (2001). DOI: 10.1063/1.1319371
- [12] J.L. Campbell, D.J.T. Cureatz, E.L. Flannigan, C.M. Heirwegh, J.A. Maxwell, J.L. Russell, S.M. Taylor, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **499**, 77 (2021). DOI: 10.1016/j.nimb.2021.05.004
- [13] E.L. Flannigan, C.M. Heirwegh, J.L. Campbell, X-ray Spectrom., **47** (1), 63 (2018). DOI: 10.1002/xrs.2812
- [14] F. Scholze, G. Ulm, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **339** (1-2), 49 (1994). DOI: 10.1016/0168-9002(94)91777-9
- [15] D.M. Schlosser, P. Lechner, G. Lutz, A. Niculae, H. Soltau, L. Strüder, R. Eckhardt, K. Hermenau, G. Schaller, F. Schopper, O. Jaritschin, A. Liebel, A. Simsek, C. Fiorini, A. Longoni, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **624** (2), 270 (2010). DOI: 10.1016/j.nima.2010.04.038
- [16] N. Itoh, T. Sakamoto, S. Kusano, S. Nozava, Y. Kohyama, Astrophys. J. Suppl. Ser., **128** (1), 125 (2000). DOI: 10.1086/313375