

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ С ЛАЗЕРНЫМ ИНИЦИИРОВАНИЕМ

© 2022 г. Е. Д. Вовченко<sup>а</sup>, И. Г. Григорьева<sup>а</sup>, В. В. Кушин<sup>а</sup>, А. А. Макаров<sup>а</sup>,  
А. П. Мелехов<sup>а</sup>, Р. Ш. Рамакоти<sup>а</sup>, Г. Х. Салахутдинов<sup>а</sup>, \*

<sup>а</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

\*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 24.05.2022 г.

После доработки 27.06.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Представлена методика и результаты измерения спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы вакуумной искры с лазерным инициированием для катодов из алюминия <sup>13</sup>Al и железа <sup>26</sup>Fe. Применение диагностической методики на основе термолюминесцентных детекторов фторида лития LiF (Mg, Ti) позволило провести исследования рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.2–15 кэВ. Эти исследования показали, что выход рентгеновского излучения плазмы и форма рентгеновского спектра зависят от материала разрядных электродов. Наибольший интегральный выход излучения наблюдался для алюминиевого катода, при этом вклад в спектр жесткой компоненты превалировал для катода из железа.

*Ключевые слова:* вакуумная искра, рентгеновское излучение, термолюминесцентные детекторы, фильтры поглощения, кривая ослабления излучения

DOI: 10.31857/S0367292122600546

### ВВЕДЕНИЕ

Сильноточный разряд типа низкоиндуктивная вакуумная искра (НВИ), в котором плазма образуется вследствие испарения материалов электродов, уже более полувека является предметом для фундаментальных исследований [1–3] и многочисленных прикладных применений [4–10]. Интерес к НВИ обусловлен возможностью получения в достаточно простой разрядной системе высокотемпературной плотной плазмы микронных размеров, интенсивно излучающей рентгеновское излучение (РИ) и генерирующей потоки заряженных частиц с энергиями, существенно превышающими укоряющее напряжение на электродах.

Кроме сильноточных НВИ, в которых обычно достигается глубокое сжатие с образованием плазменных точек, в последнее десятилетие разрабатываются и вакуумные искровые разряды с лазерным инициированием, отличающиеся меньшим током (до 10 кА), но более быстрым вводом энергии в разрядный промежуток [11, 12]. Такая разрядная плазма удобна для применения в экспериментах по взаимодействию рентгеновского излучения с веществом, поскольку является стабильным интенсивным источником РИ с

возможностью перестройки спектра излучения в диапазоне энергий квантов  $h\nu \approx 1–10$  кэВ за счет варьирования материала электродов, расстояния между электродами и разрядного тока. Для создания такого источника необходимо всестороннее изучение механизма генерации излучений в разных спектральных диапазонах при протекании разряда.

В работе [13] рассмотрены характеристики рентгеновского излучения мишени, бомбардируемой пучком ускоренных электронов, выбрасываемых малоомощным вакуумным разрядом с лазерным зажиганием. Было установлено, что максимальная энергия излучения может на порядок превышать разность потенциалов на разрядном промежутке, а средняя энергия основной части спектра более чем в четыре раза превышать приложенное напряжение.

Аналогичное исследование в области дальнего ультрафиолета (13.5 нм), а также в диапазоне видимого света представлены в работе [14]. По результатам измерений в этих диапазонах спектра получена эволюция электронной температуры и плотности плазмы с хорошим временным разрешением. Показано, что эмиссия УФ происходит в

момент образования пинча при возрастании тока разряда.

В настоящей работе представлена методика и результаты измерения спектров мягкого рентгеновского излучения (РИ) для вакуумной искры с лазерным инициированием при разрядном токе до 10 кА с использованием спектрометра на основе термоллюминесцентных детекторов.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

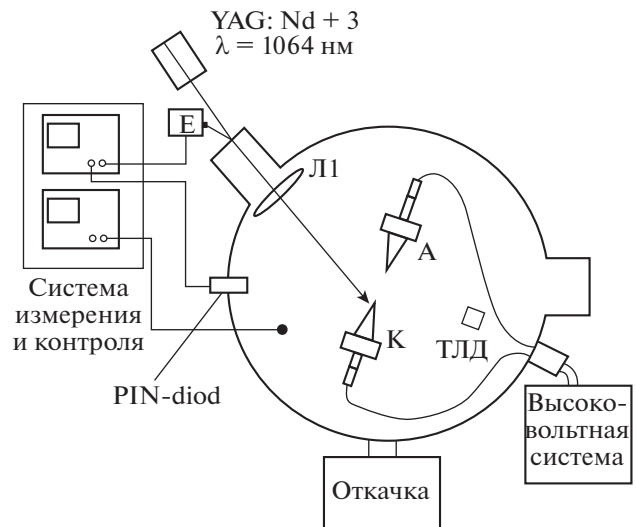
Эксперименты выполнены на экспериментальной установке, которая представляет собой разрядное устройство типа НВИ с лазерным инициированием рис. 1 [12].

В работе применен YAG: Nd<sup>3+</sup> лазер, генерирующий импульсное излучение в режиме модулированной добротности (энергия  $E_{\text{лаз}} \leq 50$  мДж, длительность импульса  $\tau \approx 15$  нс, длина волны  $\lambda = 1064$  нм). Излучение лазера фокусировалось на катод разрядной системы НВИ. В оптической схеме использовалась собирающая линза с просветлением на длине волны  $\lambda = 1064$  нм и фокусным расстоянием  $f = 100$  мм. При этом интенсивность лазерного излучения достигала величины  $I_{\text{лаз}} \leq 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Рабочее давление в вакуумной камере  $P \approx 5 \times 10^{-5}$  Торр.

Для зарядки накопительной емкости  $C_{\text{раз}} = 0.22$  мкФ, подключенной параллельно электродам, использовался источник высокого напряжения. При достижении рабочего напряжения, которое могло варьироваться и в нашем эксперименте, выбрано равным  $U \approx 13$  кВ, формировался импульс синхронизации, запускающий лазер.

Электроды имели коническую форму. Материал катода (К) варьировался (сталь, дюраль), материал анода (А) — сталь. Расстояние между электродами  $d \approx 8$  мм. Амплитуда и длительность импульса рентгеновского излучения контролировались рентгеновским *pin*-диодом, а ток разряда — поясом Роговского.

Заметим, что измерение рентгеновских спектров короткоживущей плазмы имеет ряд сложностей, связанных с малой длительностью излучения (от единиц до сотен наносекунд), при которой возникает большое число квантов рентгеновского излучения ( $\approx 10^{16}$ ). Излучение сопровождается сильной электромагнитной наводкой. Такие особенности необходимо учитывать при выборе метода измерения. Один из распространенных и удобных методов основан на использовании фильтров поглощения [9]. Он относится к косвенным методам и основан на спектральной селекции первичного непрерывного рентгеновского излучения в узких спектральных интервалах. В данном методе измеряется кривая погло-



**Рис. 1.** Принципиальная схема установки: импульсный YAG: Nd<sup>3+</sup> лазер; Л1 — фокусирующая линза ( $f = 100$  мм); К (катод), А (анод) — электроды разрядной системы; спектрометр на основе термоллюминесцентных детекторов (ТЛД); рентгеновский *pin*-диод; Е — контроль энергии лазерного импульса.

щенной энергии рентгеновского излучения в детекторах за фильтрами различной толщины [10]. Затем по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводят восстановление спектров РИ различными математическими методами [4, 15–18].

Для исследования спектрального распределения ультрамягкого и мягкого РИ методом фильтров поглощения удобно применить набор из термоллюминесцентных детекторов (ТЛД) на основе LiF (Mg, Ti). Принцип действия термоллюминесцентных детекторов следующий: образующиеся под действием ионизирующего излучения носители заряда локализуются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая затем может быть освобождена при нагреве облученных детекторов. При температуре 240–300°C (в зависимости от материала детектора) наблюдается испускание квантов света (термоллюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения [9, 16].

Термоллюминесцентные детекторы изготавливаются в виде дисков диаметром 5 мм и высотой 0.9 мм. Они нечувствительны к электромагнитным наводкам, а также практически нечувствительны к ультрафиолетовому излучению и не имеют мертвого поверхностного слоя. При этом их отклик линеен в широком динамическом диапазоне поглощенной дозы излучения (от 20 мЗв до 10 Зв) [6, 7]. На основе таких термоллюминесцентных де-

текторов был создан компактный помехоустойчивый спектрометр (габаритные размеры прибора  $20 \times 20 \times 10$  мм) и применен для проведения исследований спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 0.2–15 кэВ.

Конструктивно спектрометр представлял собой пластину толщиной 10 мм, выполненную из стали, в которой имелись семь отверстий (каналы). В эти отверстия вставлялись сборки из пяти термолюминесцентных детекторов LiF расположенных один за другим. Один из каналов спектрометра был без фильтра поглощения, что позволяло регистрировать самую мягкую составляющую рентгеновского излучения. Остальные каналы располагались за фильтрами поглощения различной толщины, изготовленными из различных материалов (Be, Al, Cu). Спектрометр размещался в разрядной камере. Показания с термолюминесцентных детекторов считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ. Калибровку спектрометра проводили на специальном стенде, в состав которого входили импульсная рентгеновская трубка с набором эмиттеров из различных материалов (Al, Ti, Fe, Cu, Ge, In) и комплект радиоизотопных источников  $\gamma$ -излучения [9, 10].

В ходе измерения спектра рентгеновского излучения использовались различные методы регистрации рентгеновского излучения: метод фильтров ослабления (обрабатывались сигналы с каналов за фильтрами различной толщины), метод поглощенной энергии (анализ сигналов ТЛД одной сборки), метод фильтров Росса (анализ сигналов со сборок, расположенных за фильтрами из различных материалов). При этом информация о поглощенной энергии в различных термолюминесцентных детекторах позволяет математическими методами восстановить спектр рентгеновского излучения плазмы в достаточно широком энергетическом диапазоне (с учетом поглощения как внешними фильтрами, так и самими термолюминесцентными детекторами, расположенными один за другим в канале спектрометра).

### ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Полученные в результате измерений данные представляют собой значения поглощенной энергии  $J$  в детекторах экспонированных за фильтрами разной толщины  $x$ . Функция  $J(x)$  является кривой ослабления излучения, которая связана с искомым спектральным распределением  $I(E)$  интегральным уравнением Фредгольма

$$J(x) = \int S(E)I(E) \exp(-\mu(E)x) dE; \quad (1)$$

где  $S(E)$  является функцией спектральной чувствительностью детектора,  $\mu(E)$  – линейный ко-

эффициент ослабления излучения в фильтре. Уравнение (1) является интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода относительно функции  $I(E)$ . Оно относится к классу некорректно поставленных задач и нахождение его точного решения в общем виде достаточно сложно.

Решение упрощается в том случае, когда появляется дополнительная априорная информация об искомом спектре излучения. В данном случае если искать спектр  $I(E)$  в виде не непрерывной функции, а в виде гистограммы, сформированной дискретными квазимонохроматическими компонентами спектра, то нахождение решения в такой аппроксимации оказывается гораздо легче.

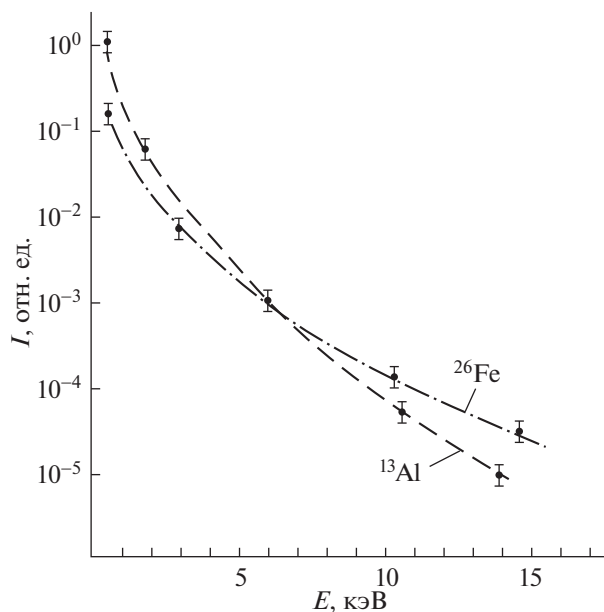
Такой подход, называемый “методом эффективных энергий” [9, 10] был успешно реализован в работах [5, 9, 10, 15–18]. Процедура обработки экспериментальных данных сводится к нахождению касательных к кривой ослабления в полулогарифмических координатах и нахождению по параметрам этих касательных среднего значения энергии квантов и их количественного вклада в искомый спектр. Более детально особенности метода эффективных энергий и экспериментальное обоснование его достоверности изложены в работе [9, 10]. Именно такой подход был применен в данной работе для восстановления спектра рентгеновского излучения по измеренным кривым ослабления.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

На рис. 2 приведены восстановленные спектры рентгеновского излучения плазмы на установке вакуумная искра с лазерным инициированием для катодов из алюминия и железа при токе разряда около 10 кА. При этом следует отметить, что для катодного инициирования, примененного для облучения ТЛД, плазма импульсного сильного электрического разряда формируется из продуктов эрозии материалов обоих электродов, как анода, так и катода [12].

Из рис. 2 видно, что характер спектра рентгеновского излучения зависит от материала разрядных электродов. Вклад жесткой компоненты с энергией квантов  $E > 10$  кэВ наблюдается для катода из более тяжелого элемента ( $^{26}\text{Fe}$ ). Наиболее наглядно разницу в распределениях можно оценить по величине электронной температуры  $T_e$ , если предположить, формально, что спектр имеет температурный характер. При таком предположении температура составляет соответственно  $T_e \approx 0.4$  кэВ (катод  $^{13}\text{Al}$ ) и  $T_e \approx 0.6$  кэВ (катод  $^{26}\text{Fe}$ ).

Также на основе проведенных измерений сделано сравнение относительного выхода рентгеновского излучения для катодов из железа и алюминия в предположении, что пространственные



**Рис. 2.** Спектры излучения плазмы на установке вакуумная искра с лазерным инициированием с катодом из алюминия и железа при токе разряда 10 кА.

характеристики излучения слабо зависят от материала катода. Оказалось, что интегральный по спектру выход излучения для алюминиевого катода в 2.5 раза превышает аналогичный выход при использовании катода из железа. Полученные результаты согласуются с результатами работы [3], согласно которой с ростом атомного номера  $Z$  плазмообразующего материала растет электронная температура  $T_e$  плазмы.

Образование плазмы НВИ для катода, выполненного из алюминия (Al) приводит к увеличению выхода рентгеновского излучения по сравнению с катодом из железа (Fe). Это можно объяснить тем, что для Al требуется меньшая энергия ионизации, вследствие чего достигается увеличение степени ионизации плазмы и выхода рентгеновского излучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приводятся результаты по измерению спектра рентгеновского излучения плазмы НВИ с лазерным инициированием для катода из алюминия  $^{13}\text{Al}$  и железа  $^{26}\text{Fe}$ . Примененная диагностическая методика на основе термолюминесцентных детекторов позволила провести исследования рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.2–15 кэВ.

Показано, что вид спектра рентгеновского излучения плазмы зависит от материала разрядных электродов. Для катода из алюминия  $^{13}\text{Al}$  и железа  $^{26}\text{Fe}$  электронная температура плазмы НВИ раз-

лична и соответственно равна  $T_e \approx 0.4$  кэВ и  $T_e \approx 0.6$  кэВ. Полученные результаты подтверждают зависимость вида спектра от атомного номера  $Z$  плазмообразующего материала.

Рассмотренная методика и результаты измерения могут быть полезны для анализа и оптимизации излучательных характеристик плазмы на импульсных разрядных системах с различной геометрией электродов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Короб Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В., Сухоруков С.Т. // Успехи физических наук. 1979. Т. 129. Вып. 1. С. 87.
2. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
3. Анциферов П.С., Вихрев В.В., Иванов В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 1018.
4. Долгов А.Н., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. Вып. 9. С. 818.
5. Долгов А.Н., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 103.
6. Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Макаров В.В., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. Вып. 12. С. 1076.
7. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Додулад Э., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2013. № 4. С. 23.
8. Башутин О.А., Алхимова М.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Савелов А.С., Саранцев С.А. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. Вып. 11. С. 1006.
9. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100.
10. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89.
11. Korobkin Y.V., Paperny V.L., Romanov I.V., Rupasov A.A., Shikanov A.S. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2008. 50. 065002.
12. Alkhimova M.A., Vovchenko E.D., Melekhov A.P., Ramakoti R.S., Savelov A.S., Krapiva P.S., Moskalenko I.N. // Nukleonika. 2015. 60 (2). 221.
13. Paperny V.L., Romanov I.V., Kologrovov A.A., Krasov V.I., Korobkin Y.V., Rupasov A.A. // Phys. Plasmas. 2022. 29, 063102.
14. Jun-Wu Wang, Xin-Bing Wang, Zakharov V.S. // 2021. Chinese Phys. B 30 095207.
15. Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2007. № 1. С. 88.
16. Bashutin O.A., Grigoryeva I.G., Korf A.N., Salakhutdinov G.Kh. // Instruments and Experimental Techniques. 2020. 63. 3. P. 355.
17. Balovnev A.V., Bashutin O.A., Grigoryeva I.G., Korf A.N., Salakhutdinov G.Kh. // Plasma Physics Reports. 2019. 45. 3. P. 277.
18. Salakhutdinov G.Kh. // Procedia Computer Science, 2020. 169. P. 342.