

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ И УСКОРИТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОТОЧНОМ РАЗРЯДЕ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИИ

А. Н. Долгов, Н. А. Клячин, Д. Е. Прохорович

*Представлены возможности исследования динамики быстропротекающих процессов в плотной горячей плазме методами спектрополяриметрии рентгеновского излучения.*

**Ключевые слова:** микропинчевый разряд, излучение многозарядных ионов, ионная эмиссия, поляризация рентгеновского излучения.

Поляриметрия электромагнитного излучения в оптическом диапазоне находит достаточно широкое применение в науке и технике [1–3]. В исследованиях сильноточных импульсных разрядов типа  $Z$ -пинч применение техники поляризационных измерений магнитного вращения плоскости поляризации зондирующего лазерного излучения, обусловленного эффектом Фарадея, впервые позволило экспериментально изучить пространственную структуру и динамику магнитного поля [4]. Исследования, проводимые с лабораторными источниками высокотемпературной плазмы, потребовали смещения области приложения поляриметрических измерений в рентгеновскую область спектра. Поляризация испускаемого рентгеновского излучения была зарегистрирована в вакуумной искре [5], плазменном фокусе [6], лазерной плазме [7], ионных ловушках [8]. Причиной поляризации рентгеновского излучения, эмиттируемого горячей плазмой, может служить анизотропия функции распределения электронов по скоростям или присутствие сильных электромагнитных полей [9, 10].

Незаменимым источником информации о протекающих процессах и значениях важнейших параметров, таких как электронная плотность и температура, ионизационное состояние, в высокотемпературной плазме является дифракционная рентгеновская спектроскопия высокого разрешения [11]. Так как поляризация даже двух близлежащих линий может быть неодинакова, то при измерениях относительных интенсивностей

---

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31; e-mail: naklyachin@mephi.ru.

с помощью аппаратуры, чувствительной к поляризации рентгеновского излучения, возникает необходимость введения поправок. Таким образом, изучение поляризации линейчатого рентгеновского излучения, спектр которого используется для определения параметров плазмы по относительной интенсивности линий, становится актуальной задачей диагностики плазмы.

Помимо указанного, изучение поляризационных свойств различных частей спектра рентгеновского излучения плазмы способно стать источником немаловажной информации о протекающих в ней процессах. Авторы настоящей работы проводят исследования быстрого  $Z$ -пинча в среде тяжелых элементов, в котором реализуется режим микропинчевания, то есть сжатие плазмы разряда собственным магнитным полем приводит к образованию объекта микронных размеров, обладающего температурой и плотностью порядка 1–10 кэВ и  $10^{28} \text{ м}^{-3}$ , соответственно. Длительность так называемого радиационного сжатия, в котором образуется микропинчевая область (микропинч), составляет порядка  $10^{-10}$  с, а процессы в микропинче имеют продолжительность пикосекундного диапазона. Для эффективного использования измерительных средств с пикосекундным временным разрешением необходимо добиться адекватного качества синхронизации регистрирующей аппаратуры и исследуемых процессов. В том числе потребуются минимизировать случайный разброс не только срабатывания сильноточных коммутирующих устройств, но и различных стадий разряда (инициация, развитие перетяжечной неустойчивости токового канала). Таким образом стабилизация развития исследуемого разряда может стать отдельной технически непростой задачей, в рамках решения которой, вероятно, потребуются изменить условия осуществления разряда, что необязательно сохранит характер всех протекающих в разряде и интересующих исследователя процессов. Кроме того, как показала практика, само по себе, по крайней мере в данном случае, использование регистрирующей аппаратуры с пикосекундным временным разрешением ещё не гарантирует получение прорывных результатов [12–14]. В ядерной физике, например, давно и успешно применяются интегральные по времени методы измерений для верификации весьма изоциренных теоретических моделей, оперирующих с куда меньшими пространственными и временными масштабами исследуемых явлений. Эксперименты с быстрым  $Z$ -пинчем в среде тяжелых элементов демонстрируют возможность исследования поляризации рентгеновского излучения многозарядных ионов при усреднении по большому числу событий (разрядов) [15].

В поляризационных анализаторах оптического диапазона используется одно из трех физических явлений: поляризация при отражении или преломлении света на границе

раздела двух прозрачных сред (призма Николя, призма Глана); линейный дихроизм (поляроиды); двойное лучепреломление (призмы Волластона, Рошона, Сенармона) [1]. Измерение поляризации рентгеновского излучения основано на явлении поляризации электромагнитной волны при отражении на границе раздела двух сред. Из оптики известно, что если выполняется условие  $\operatorname{tg} \theta = n$ , где  $\theta$  – угол падения,  $n$  – показатель преломления среды на границе, с которой происходит отражение, то луч, отраженный в вакуум или среду, близкую к нему по оптическим свойствам, полностью поляризован [1]. Соответствующий угол отражения называется углом Брюстера или углом полной поляризации. В случае рентгеновских лучей диэлектрическая проницаемость для всех веществ близка к единице и  $n = \sqrt{\epsilon} = 1$ , соответственно, угол Брюстера близок к величине  $45^\circ$ . При брэгговском отражении от поверхности диспергирующего кристалла под углом Брюстера из двух компонент падающей волны:  $\pi$ -компоненты, вектор напряженности электрического поля которой лежит в плоскости дисперсии кристалла, и  $\sigma$ -компоненты, вектор напряженности электрического поля которой ортогонален плоскости дисперсии, от кристалла отражается только  $\sigma$ -компонента. Используя два идентичных кристалла, плоскости дисперсии которых взаимно ортогональны, или один кристалл, но в двух последовательных сериях экспериментов с различающейся пространственной ориентацией плоскости дисперсии, с углами падения излучения на кристалл, близкими к  $45^\circ$ , можно анализировать поляризацию излучения относительно двух взаимно ортогональных направлений вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны и судить о том, каков механизм возникновения анализируемого излучения.

Авторы настоящей работы исследовали поляризационные свойства рентгеновского излучения плазмы микропинчового разряда, используя вышеописанную методику. Разряд осуществлялся в устройстве типа низкоиндуктивной вакуумной искры в парах материала электродов [4, 5]. Геометрия электродной системы – коаксиальная. Анод (железный) – цилиндр диаметром 3 мм с коническим навершием, катод (латунный) – цилиндр диаметром 20 мм с плоским основанием и сквозным отверстием по оси симметрии диаметром 1–2 мм. Функциональное назначение осевого отверстия – формирование осесимметричного столба плазмы в межэлектродном пространстве и, как следствие, повышение степени повторяемости процесса пинчевания и достигаемых параметров микропинча. Расстояние между электродами, отмеренное вдоль оси симметрии, составляло 5–7 мм. Разряд инициируется в вакуумной камере при остаточном давлении не выше  $10^{-4}$  мм рт. ст. в результате срабатывания четырех радиально расположенных вспомо-

гательных инициирующих разрядных устройств эрозионного типа, выбрасывающих в межэлектродное пространство облако разреженной плазмы, которая и создает первоначальную проводящую среду для протекания тока с конфигурацией  $Z$ -пинча (рис. 1). Источник тока – батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов, заряжаемых до напряжения 10–12 кВ. Максимальная в разряде сила тока  $\sim 150$  кА достигается за время 1.5–2 мкс после старта. Первоначально запасаемая в конденсаторной батарее энергия составляет 600–900 Дж. Энергетика вспомогательного разрядного устройства, инициирующего разряд  $Z$ -пинча, составляет 3–5 Дж. Контроль режима разряда осуществляется с помощью магнитного зонда, регистрирующего производную тока разряда, и двух рентгеновских камер-обскур, регистрирующих изображения разряда в спектральных диапазонах  $\lambda \leq 1.5$  нм и  $\lambda \leq 0.3$  нм. Показания контрольных приборов свидетельствуют о том, что процесс пинчевания канала тока развивается в каждом разряде вплоть до образования микропинча.

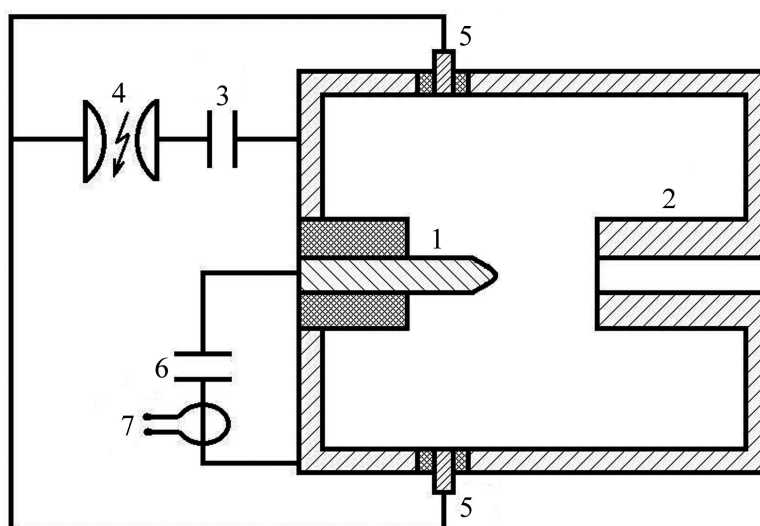


Рис. 1: Схема разрядного устройства. (1 – внутренний электрод (анод), 2 – внешний электрод (катод), 3 – конденсатор инициирующего устройства, 4 – управляемый вакуумный разрядник, 5 – электроды инициирующего устройства, 6 – конденсаторная батарея, питающая основной разряд, 7 – пояс Роговского для измерения тока разряда).

Известно, что микропинч в разрядных устройствах вышеописанного типа образуется в продуктах эрозии анода [16]. Специально проведенные спектрометрические исследования характеристического излучения разряда никаких отступлений от этого правила не обнаружили, а именно, было зарегистрировано характеристическое излучение желе-

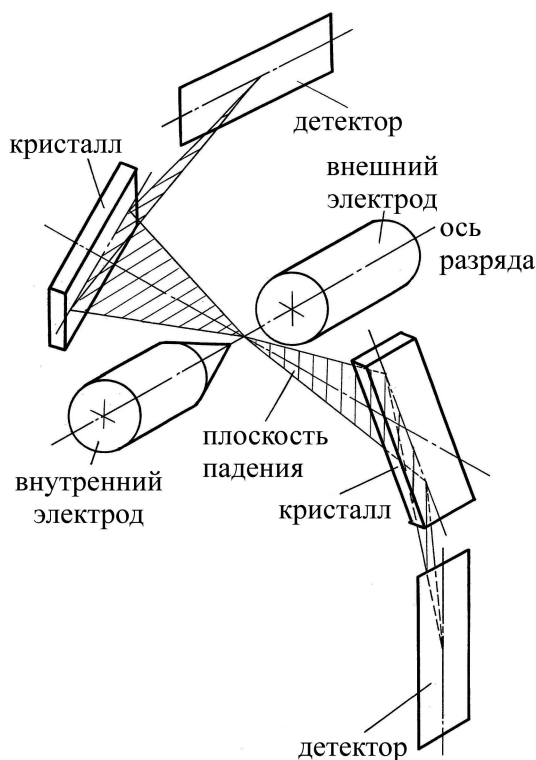


Рис. 2: Схема регистрации спектра рентгеновского излучения разряда с применением поляризационно-чувствительной методики. В одном измерении реализуется одно из положений кристалла и детектора.

за, и не удалось зарегистрировать никаких следов характеристического излучения меди и цинка. Для исследования поляризационных свойств рентгеновского излучения разряда в области  $K$ -спектра железа была использована спектрополяметрическая схема с единичным анализирующим кристаллом, который устанавливался за пределами вакуумной камеры на юстировочном столике так, чтобы плоскость дисперсии была либо параллельной, либо ортогональной оси разряда. В одной серии экспериментов при постоянной пространственной ориентации кристалла, таким образом, выделялось только одно из двух взаимно ортогональных направлений вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны (рис. 2). За пределы вакуумной камеры рентгеновское излучение выводилось через бериллиевое окно толщиной 100 мкм, что обеспечивало практически полное пропускание излучения с длиной волны  $\lambda \leq 0.2$  нм. В качестве анализирующего элемента использовался изогнутый кристалл кварца с фокусировкой по схеме Иоганна с  $2d = 0.850$  нм и  $k = 3$ , где  $d$  – межплоскостное расстояние кристалла,  $k$  – порядок регистрируемого спектра. Радиус кривизны кристалла составлял 325 мм и

обеспечивался металлическим держателем, состоящим из двух притертых частей, между которыми зажимался кристалл толщиной 0.2 мм. В качестве детектора излучения использовалась медицинская рентгеновская фотопленка. Для уверенной регистрации спектра в каждой серии экспериментов при определенной ориентации плоскости дисперсии анализирующего элемента относительно оси разряда требовалось осуществить 50 разрядов.

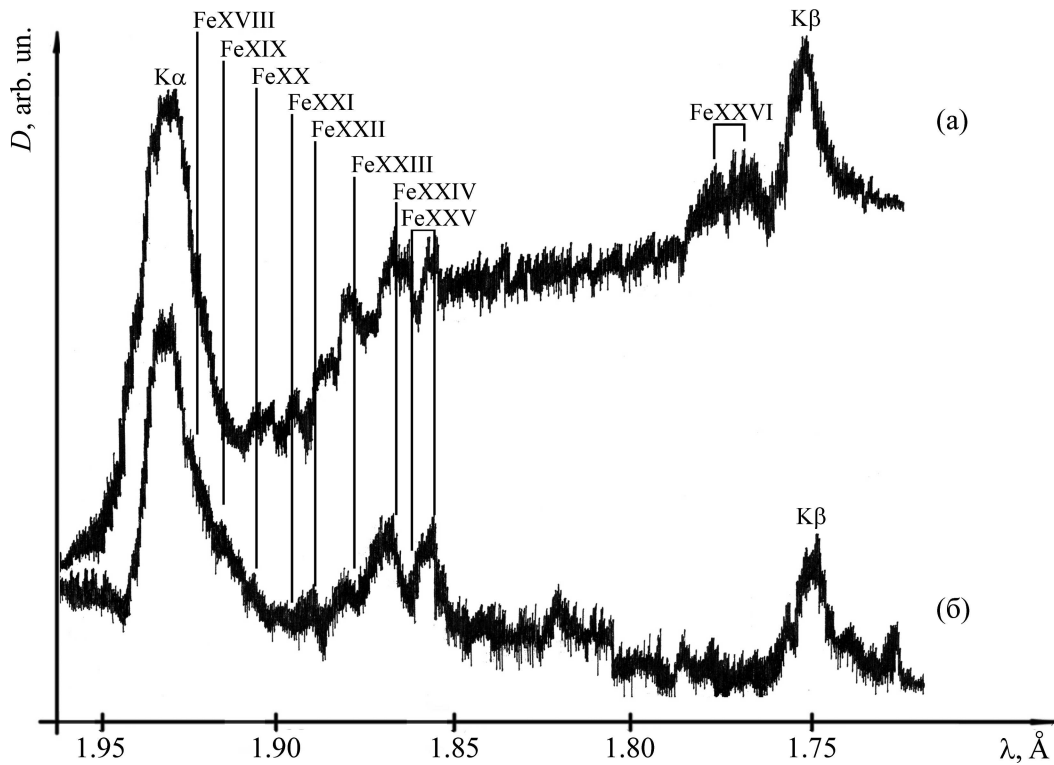


Рис. 3: Денситограммы зарегистрированных рентгеновских спектров для случаев, когда плоскость дисперсии анализирующего кристалла относительно оси разряда: (а) ортогональна; (б) параллельна.

На рис. 3 представлены денситограммы спектров, зарегистрированных для двух случаев пространственной ориентации плоскости дисперсии анализирующего кристалла: (а) – плоскость дисперсии ортогональна оси разряда, (б) – плоскость дисперсии параллельна оси разряда. В первом случае выделяется компонента вектора напряженности электрического поля волны, направленная вдоль оси разряда, во втором случае – поперек оси разряда. Сравнение двух спектров, отличающихся выделенным направлением электрического поля волны, используя имеющиеся экспериментальные данные и результаты модельных расчетов, касающихся динамики и физических параметров

микроразряда [11, 17], позволяет прийти к следующим выводам.

Направление электрического поля регистрируемой волны для тормозного излучения плазмы разряда в области характеристического спектра железа и линейчатого, идентифицируемого как излучение водородоподобного иона FeXXVI, а также, по-видимому,  $K_\alpha$ -линии и линий ионов низкой кратности, которые сливаются с  $K_\alpha$ -линией на спектрограмме, оказывается преимущественно параллельным оси разряда. Более того, касаясь тормозного излучения в области характеристического спектра и излучения иона FeXXVI, можно сказать, что их поляризация вдоль оси разряда ярко выражена на спектрограммах.

Направление электрического поля регистрируемой волны для линейчатого излучения, идентифицированного как излучение ионов FeXXIII–FeXXV, имеет как продольную, так и поперечную по отношению к оси разряда компоненты, и вклад этих компонент в формирование спектра сопоставим. Излучение ионов FeXVIII–FeXIX, по-видимому, обладает преимущественной ориентацией электрического поля волны, поперечной по отношению к оси разряда.

Наблюдаемые особенности зарегистрированных спектров рентгеновского излучения позволяют сделать определенные выводы о протекании процесса пинчевания плазмы в разряде, приводящего к формированию микропинча. Характер поляризации тормозного континуума и линейчатого излучения ионов низкой кратности свидетельствует о том, что в плазме перетяжки, образующейся в результате первого, так называемого МГД сжатия, развиваются процессы ускорения электронной компоненты в осевом направлении. Ускорение электронов вдоль оси разряда скорее всего связано с падением проводимости плазмы из-за падения числа частиц в поперечном сечении токового канала и возникновением достаточно сильного продольного электрического поля. Протекание быстрого второго, так называемого радиационного сжатия, сопровождается раскачкой поперечных колебаний и приводит к появлению значительных поперечных по отношению к оси разряда микроскопических электрических полей и разогреву плазмы. Поперечное электрическое поле оказывает влияние на поляризацию излучения рождающихся в перетяжке ионов высокой кратности FeXXIII–FeXXV. Затем, после достижения максимального сжатия плазмы в перетяжке, на фоне продолжающегося разогрева плазмы происходит затухание колебаний при том, что условия для существования продольного электрического поля резистивной природы сохраняются. Как следствие – выраженная продольная ориентация электрического поля волны в излучении иона FeXXVI.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. С. Ландсберг, *Оптика* (М., Наука, 1976), с. 928.
- [2] В. С. Калашников, *Справочник по клиникобиологическим исследованиям и лабораторной диагностике* (М., МЕДпрессинформ, 2009), с. 896.
- [3] Е. Д. Вовченко, А. П. Кузнецов, А. С. Савелов, *Лазерные методы диагностики плазмы. Учебное пособие* (М., МИФИ, 2008), с. 205.
- [4] В. А. Веретенников, Е. А. Гурей, Т. Писарчик и др., *Физика плазмы* **16**(7), 818 (1990).
- [5] Е. О. Баронова, В. В. Вихрев, Е. А. Гурей и др., *Физика плазмы* **24**(1), 25 (1998).
- [6] Е. О. Баронова, А. Н. Долгов, Л. К. Якубовский, *ПТЭ*, № 6, 1 (2004).
- [7] J. C. Knieffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 480 (1992).
- [8] J. C. Henderson and P. Beiersdorfer, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 705 (1990).
- [9] F. P. Rozmej, E. O. Baronova, V. V. Vikhrev, et al., *Polish J. Tech. Phys.* **40**, 157 (1999).
- [10] Е. О. Баронова, Г. В. Шолин, Л. К. Якубовский, *Письма в ЖЭТФ* **69**(9), 870 (1999).
- [11] С. А. Пикуз, *X-пинч. Экспериментальные исследования. Дисс. докт. физ.-мат. наук* (М., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 2007), с. 238.
- [12] M. Hebach, A. Engel, A. Schulz, et al., *Europhys. Lett.* **21**(3), 311 (1993).
- [13] Ch. Erbert, K. N. Koshelev, and H.-J. Kunze, *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* **65**, 195 (2000).
- [14] D. B. Sunars, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **72**(7), 2948 (2001).
- [15] F. Walden, H.-J. Kunze, A. Petoyan, et al., *Phys. Rev. E* **59**, 3562 (1999).
- [16] L. Cohen, V. Feldman, M. Swartz, and J. H. Underwood, *J. Opt. Soc. Am.* **58**(6), 843 (1968).
- [17] К. Н. Кошелев, Ю. В. Сидельников, В. В. Вихрев, В. В. Иванов, *Спектроскопия в горячей плазме многозарядных ионов* (М., Наука, 1991), с. 205.

*Печатается по материалам III Международной молодежной научной школы-конференции "Современные проблемы физики и технологий", Москва, МИФИ, апрель 2014 г.*

Поступила в редакцию 5 июня 2014 г.