

Одноимпульсная регистрация линейчатого рентгеновского спектра микропинчевого разряда

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

Продемонстрирована высокая эффективность диффузионной камеры в качестве детектора мягкого рентгеновского излучения для исследований импульсной высокотемпературной плазмы методами дифракционной спектроскопии высокого разрешения. В виде отдельных линий в спектре излучения низкоиндуктивной вакуумной искры удалось зарегистрировать характеристическое излучение K_α и K_β железа и излучение многозарядных ионов $FeXVIII \div FeXXV$. Согласно полученным результатам, признаком перехода к радиационному сжатию микропинча является появление в спектре излучения линии иона $FeXVIII$, что соответствует представлениям модели радиационного сжатия. Получены свидетельства опережающего развития ускорительных процессов по отношению к процессу распада микропинча.

Ключевые слова: микропинчевый разряд, радиационное сжатие, излучение многозарядных ионов, диффузионная камера.

Ссылка: Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Прикладная физика. 2018. № 5. С. 26.

Reference: A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, Prikl. Fiz., No. 5, 26 (2018).

Введение

Для получения максимума информации об источнике ионизирующего излучения средство диагностики должно обеспечивать регистрацию параметров отдельных частиц. Задача может быть с успехом решена путем применения трековых детекторов, таких, например, как конденсационные камеры (диффузионная, конвективная, камера Вильсона) [1]. Основное преимущество данного типа трековых детекторов – минимальность энергии образования элементарного сигнала (т. е. наименьшего возможного следа регистрируемой частицы в виде единичной капельки жидкости, сконденсировавшейся из насыщенного пара), а именно, менее 100 эВ. Кроме того, видимое изображение, состоящее из треков, формируется сразу же после облучения, т. е. наглядная информация

об источнике излучения может быть получена непосредственно в ходе эксперимента [2, 3].

Целью данной работы являлось проведение экспериментов с регистрацией характеристического спектра излучения плазмы железа в сильноточном разряде типа быстрый Z-пинч, причём в качестве детектора использовалась малогабаритная диффузионная камера. Характерной особенностью данного типа разрядов является формирование локальных – размером менее 0,1 мм – областей горячей ($T_e \approx 1$ кэВ) и плотной ($n_e \approx 10^{22}$ см⁻³) плазмы, которая представляет собой эффективный источник излучения высокой мощности в мягком рентгеновском диапазоне спектра. Указанные области формируются в результате развития процесса пинчевания, т. е. обжатия плазменного канала тока собственным магнитным полем [4, 5]. В литературе эти области называют микропинчами или «плазменными точками» (ПТ), т. к. в силу их микронных размеров получаемые рентгеновские изображения данных объектов выглядят как изображения точечных источников.

Схема эксперимента

Эксперименты проводились на установке типа низкоиндуктивной сильноточной вакуумной искры [6]. Подобные достаточно простые по своей конструкции и условиям эксплуатации устройства находят применение для моделирования физиче-

Долгов Александр Николаевич¹, в.н.с., д.ф.-м.н.

Клячин Николай Альбертович², доцент, к.ф.-м.н.

Прохорович Дмитрий Евгеньевич¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова».

Россия, 127055, Москва, ул. Сушевская, 22.

Тел. 8(495) 313-96-79, 8(495) 400-19-48.

E-mail: alnikdolgov@mail.ru; prokhorovich73@mail.ru

² НИЯУ МИФИ.

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31.

Тел. 8(495) 788-56-99 9721. E-mail: naklyachin@mephi.ru

Статья поступила в редакцию 26 июля 2018 г.

ских процессов, протекающих в уникальных импульсных электроразрядных источниках мягкого рентгеновского излучения высокой мощности с токами в десятки мегампер [7], а также в качестве источников многозарядных ионов или вакуумного ультрафиолета для решения различных прикладных задач [8, 9].

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Искровой разряд осуществлялся в вакуумной камере, откачанной до $10^{-5} \div 10^{-4}$ Торр, в продуктах эрозии электродов разрядного устройства. Электроды были изготовлены из стали марки Ст. 3, причём анод – конический, катод – плоский. Таким образом, основным элементом, присутствующим в плазме разряда, было железо.

Угол раствора конической поверхности анода составлял изначально $60 \div 90$ угловых градусов, диаметр основания конуса – 4 мм. Диаметр обращенной к аноду плоской поверхности катода – 20 мм. Расстояние между электродами составляло в ходе экспериментов $5 \div 7$ мм. Разряд иницииро-

вался слаботочным пробоем по поверхности диэлектрика (материал – фторопласт), встроенного в катод, что вызывало инжекцию форплазмы с поверхности катода по оси симметрии системы в межэлектродное пространство. Описанная система инициирования разряда была призвана повысить вероятность успешного развития процесса пинчевания токового канала в разряде вплоть до образования яркого, практически точечного источника характеристического излучения плазмы железа в спектральном диапазоне $K_{\alpha} \div K_{\beta}$.

Достижимый в разряде ток составлял 120 кА при времени нарастания тока 1 мкс. Рутинный контроль режима разряда осуществлялся с помощью магнитного зонда, регистрировавшего производную тока в разряде. Показателем успешного развития процесса пинчевания являлось наличие так называемой особенности на осциллограмме сигнала с магнитного зонда [10], а именно, резкого всплеска сигнала примерно в районе максимума тока.

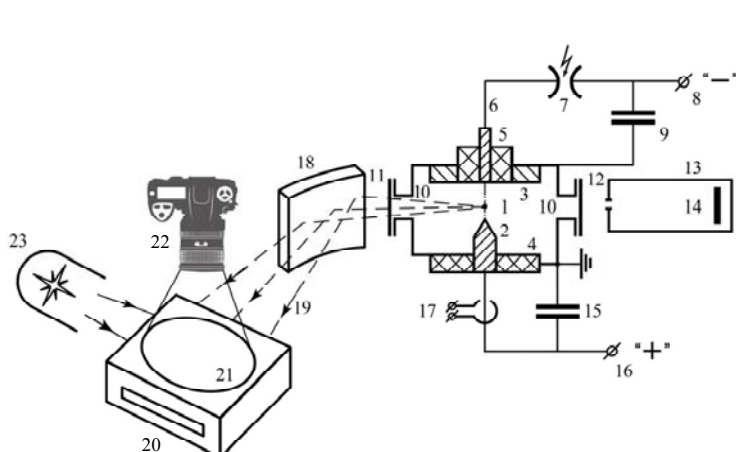


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – микропинч, 2 – анод, 3 – катод, 4 – изолятор, 5 – фторпластовая втулка, 6 – поджигающий электрод, 7 – управляемый разрядник в цепи инициирования вакуумной искры, 8 – источник высокого напряжения в цепи инициирования, 9 – конденсатор в цепи инициирования, 10 – вакуумная камера, 11 и 12 – бериллиевые фильтры, 13 – камера-обскура, 14 – рентгеновская фотопленка, 15 – батарея низкоиндуктивных конденсаторов в цепи вакуумной искры, 16 – источник высокого напряжения в цепи вакуумной искры, 17 – магнитный зонд (пояс Роговского в режиме трансформатора тока), 18 – кристаллический анализатор рентгеновского излучения, 19 – диспергированное рентгеновское излучение, 20 – диффузионная камера, 21 – стеклянное окно диффузионной камеры, 22 – фотоаппарат, 23 – импульсная лампа.

Предварительно с помощью камеры-обскуры было выполнено фотографирование плазмы разряда (в рентгеновском диапазоне). Выяснилось, что, во-первых, в спектральном диапазоне $\lambda < 0,4$ нм наиболее ярким источником излучения является микропинч, во-вторых, в условиях проводимого эксперимента сжатие плазмы разряда собственным магнитным полем приводит к формированию микропинча с вероятностью около $90 \div 95$ %. Обскурография производилась путем выведения рентгеновского излучения за пределы вакуумной камеры через вакуумноплотное бериллиевое окно толщиной 100 мкм. Изображение формировалось отверстием диаметром 0,2 мм, выполненное в свинцовой диафрагме толщиной также 0,2 мм. В качестве детектора была использована медицинская рентгеновская фотопленка.

С целью изучения спектрального состава рентгеновского излучения разряда в области K-спектра железа в диапазоне $0,17 \div 0,20$ нм использовался фокусирующий спектрограф по схеме Иоганна на кристалле LiF ($2d = 0,4026$ нм) с радиусом изгиба 300 мм и дисперсией 10 нм/мм. Регистрация рентгеновского излучения в эксперименте осуществлялась с помощью компактной диффузионной камеры, конструкция которой схематично представлена на рис. 1 (позиции 20 и 21). Камера имеет вертикальные стенки, выполненные из диэлектрического материала, обладающего низкой теплопроводностью, горизонтальное стеклянное окно (крышка) и массивное металлическое дно, снабженное каналами для транспортировки хладагента. В периферийной части дна камеры расположен испаритель – пропитанная рабочей жидко-

стью ткань при температуре, близкой к комнатной. Температура дна камеры примерно на 80 °С ниже температуры крышки и стенок камеры, что обеспечивается присутствием хладагента – сжиженного азота. Рабочая среда детектора – смесь воздуха при атмосферном давлении и паров этилового спирта. Насыщенные пары спирта диффундируют в область низких температур и постепенно становятся все более пересыщенными. В результате вблизи дна формируется горизонтальный чувствительный слой парогазовой смеси, т. е. область с пересыщением, достаточным для конденсации пара на ионах. Указанный слой обладал диаметром 100 мм и толщиной примерно 3 мм. Прошедшая через чувствительный слой заряженная частица оставляет на своем пути цепочку центров конденсации, т. е. ионов, на которых вырастают капли размером до 30 мкм. Заряженными частицами в нашем случае являются вторичные электроны, рождающиеся при прохождении квантов рентгеновского излучения через парогазовую смесь. Под действием силы тяжести капли сконденсировавшейся жидкости, образующие трек, падают на дно камеры за время порядка 0,5 с [2].

Исследования, в которых определялась зависимость эффективности регистрации рентгеновских квантов и пробега вторичных электронов от энергии регистрируемых квантов, показали высокую эффективность регистрации для квантов с энергиями до нескольких килоэлектронвольт. При этом пространственное разрешение, определяемое пробегом вторичных электронов, составляет доли миллиметра [3]. Диапазон линейности по потоку квантов заданной энергии определяется пересыщением и промежутком времени между облучением рабочего объема камеры и моментом регистра-

ции треков. Линейность будет наблюдаться в том случае, когда к моменту регистрации треков в областях с максимальной плотностью ионизации еще остается пар, способный конденсироваться. Максимальный размер капель достигается за время порядка 300 мс. Регистрация треков с меньшей задержкой обеспечивает линейность до энергетической плотности ионизации, достигаемой в самих треках, составляющей 10^4 кэВ/см³ для электронов с энергиями свыше 10 кэВ. Минимальная плотность ионизации ограничена капельным фоном и фоновыми треками, что в сумме составляет менее 1 кэВ/см³. С учетом эффективности камеры диапазон линейности отклика детектора на количество пронизывающих рабочий объем камеры квантов рентгеновского излучения составляет $10^0 \div 10^5$ квантов/см² [2].

Пучок излучения плазмы, прошедший через бериллиевое окно в стенке вакуумной камеры разрядного устройства, направлялся в чувствительный слой диффузионной камеры после отражения от диспергирующего кристалла (см. рис. 1). Диффузионная камера располагалась таким образом, чтобы круг Роуанда проходил внутри ее рабочего объема в плоскости чувствительного слоя. Входное окно в стенке диффузионной камеры для регистрируемого излучения имело ширину 50 мм (по горизонтали, т. е. в направлении дисперсии) и высоту 20 мм. В экспериментах оно дополнительно закрывалось пленкой лавсана толщиной 12 мкм. Треки освещались импульсной лампой с временем свечения 1 мс и задержкой относительно момента разряда 300 мс и фиксировались фотоаппаратом. В дальнейшем при обработке снимков производилось их фотометрирование (рис. 2).

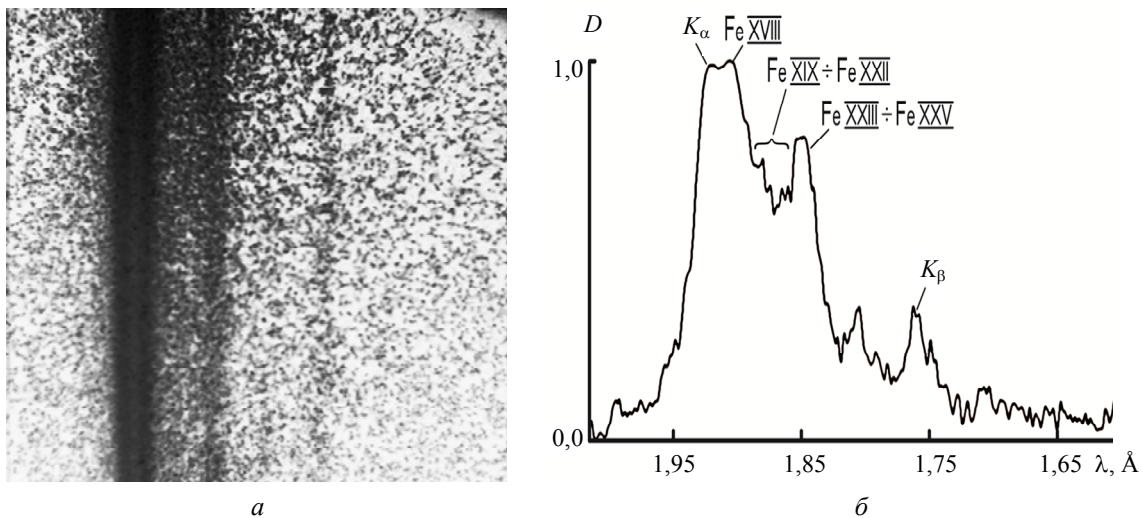


Рис. 2. Результаты фотографирования и фотометрирования: а – фотография (негатив) картины треков в диффузионной камере, б – денситограмма характеристического спектра излучения плазмы железа ($K_{\alpha} + Fe_{XVIII} - Fe_{XX} + Fe_{XXIII} - Fe_{XXV} + K_{\beta}$).

Результаты эксперимента

Диффузионная камера показала себя эффективным детектором рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $0,17 \div 0,20$ нм (см. рис. 2, а).

В отсутствие регистрируемого диффузионной камерой спектра в диапазоне $K_\alpha \div K_\beta$ железа отсутствует и изображение ПТ на фотоэмульсионном детекторе камеры-обскуры. И наоборот, отсутствие изображения ПТ на обскурোগрамме однозначно означало отсутствие регистрируемого диффузионной камерой спектра излучения в вышеуказанном диапазоне.

В виде отдельных линий в спектре удалось зарегистрировать характеристическое излучение K_α и K_β железа и излучение многозарядных ионов FeXVIII \div FeXXV. Излучение водородоподобного иона железа FeXXVI зарегистрировать не удалось. Линии излучения низкозарядных ионов сливались и не были различимы. Идентификация наблюдаемых в спектре линий характеристического излучения и линий излучения многозарядных ионов осуществлялось путем сравнения денситограмм зарегистрированных нами спектров с денситограммами спектров излучения микропинчевых разрядов в плазме железа, приводимых в научной литературе авторами, качество работ которых не может вызывать сомнений [11–13]. Форма регистрируемого спектра варьируется от разряда к разряду.

Появление линии K_α в спектре регистрируемого излучения всегда сопровождается появлением излучения иона FeXVIII и изображением ПТ на обскурোগрамме.

Регулярно наблюдается смещение от среднего положения, определяемого по положению пиков, соответствующих K_α и K_β , линий излучения ионов FeXXIII \div FeXXV. Величина смещения составляет примерно $(2 \div 3) \times 10^{-4}$ нм.

Если на прописи спектра изображения, отвечающие излучению K_α -линии и линии иона FeXVIII, разделены глубокоим провалом, то не регистрируется излучение ионов наиболее высоких зарядностей FeXXIII \div FeXXV (рис. 2, б).

Излучение линии K_β наблюдается далеко не в каждом разряде, а только примерно в 40 % случаев. Наличие в спектре излучения ионов наиболее высоких зарядностей FeXXIII \div FeXXV (из числа зарегистрированных) не гарантирует появление в спектре излучения линии K_β (рис. 2, б).

Появление в спектре линий ионов FeXXIII \div FeXXV обычно сопровождается возрастанием вклада излучения ионов FeXIX \div FeXXII.

Обсуждение результатов эксперимента

Формирование микропинча однозначно связано с образованием многозарядных ионов в плаз-

ме разряда, т. е. плазма ПТ содержит многозарядные ионы до кратности, по крайней мере, равной 24.

Наблюдаемому смещению от среднего положения линий FeXXIII \div FeXXV соответствует, исходя из доплеровского механизма смещения, радиальная скорость ионов порядка $(2 \div 3) \times 10^5$ м/с или кинетическая энергия порядка $10 \div 20$ кэВ. В зарегистрированном спектре корпускулярной эмиссии микропинча в плазме железа действительно зарегистрирована группа ионов с такими энергиями [14].

Наблюдение в спектре излучения ПТ линий ионов по крайней мере 17-ой зарядности говорит о том, что достижение именно данной кратности ионизации ионной компоненты плазмы пинча в перетяжке токового канала делает возможным сжатие перетяжки до микронных размеров, т. е. формирование ПТ. Теоретическая модель радиационного сжатия плазмы в микропинчевом разряде указывает на то, что как раз в момент появления в плазме железа ионов FeXVIII происходит перемена режима сжатия: переход от магнитогидродинамического к радиационному [4]. В этом пункте можно усмотреть хорошее совпадение предсказаний теоретической модели и результатов эксперимента.

Появление в спектре излучения ионов FeXXIV \div FeXXV при наличии линии иона FeXVIII является необязательным, т. е. переход к радиационному сжатию совсем не означает, что сжатие будет происходить до достижения условий, необходимых для появления в плазме микропинча ионов максимальной возможной зарядности FeXXIV \div FeXXV. Модель радиационного сжатия предсказывает, что ионы высокой зарядности FeXXIV \div FeXXV появляются на стадии развала микропинча, когда под действием развившегося аномального сопротивления происходит перегрев плазмы и ее быстрое расширение. Одновременно скачок сопротивления токового канала должен приводить к скачку напряженности электрического поля и ускорению электронной компоненты в приосевой области токового канала. В экспериментальных исследованиях действительно получены однозначные свидетельства того, что в микропинчевом разряде в области и в момент существования микропинча формируется поток надтепловых электронов. Свидетельства эти получены как косвенно (по спектру тормозного излучения, поляризации рентгеновского излучения), так и путем прямой регистрации электронного пучка с неравновесным распределением частиц по энергиям [15–19].

Те экспериментальные результаты, что указывают на усиление вклада в регистрируемый спектр излучения ионов FeXIX \div FeXXII с появле-

нием в спектре излучения ионов $\text{FeXXIII} \div \text{FeXXV}$, также свидетельствуют в пользу выводов модели радиационного сжатия. Согласно модели, сжатие микропинчевой области может происходить до тех пор, пока линейная плотность частиц не упадет ниже некоторого критического значения. Следовательно, для более глубокого сжатия, отличающегося большей достигаемой кратностью ионизации атомарных частиц, с учетом ухода частиц из области сжатия требуется большее число частиц в микропинче на начальной стадии сжатия. Соответственно усиливается вклад в спектр излучения ионов, существующих в микропинче на начальной стадии сжатия.

Можно однако усмотреть и некоторое противоречие между результатами эксперимента и предсказаниями модели в том, что появление линий K_α и излучения иона FeXVIII не всегда сопровождается появлением в спектре излучения ионов $\text{FeXXIII} \div \text{FeXXV}$, т. к. появление линии K_α (и K_β) связано, согласно данным [20, 21], с рождением быстрых частиц. Т. е. развитие аномального сопротивления и ускорительных процессов может происходить уже на стадии перехода к радиационному сжатию, а не только на стадии развала микропинча, что согласуется с оценками, выполненными в [16]. В этом случае аномальный разогрев плазмы микропинча оказывается необходимым условием повышения кратности ионизации вплоть до появления L -ионов, просветления плазмы для собственного излучения и перехода к радиационному сжатию.

Появление K_α линии необязательно сопровождается появлением в спектре линии K_β . Если рождение K_α и K_β линий связано с торможением на поверхности электрода или в холодной плазме у поверхности электрода, то трудно объяснить приведенное выше обстоятельство. Однако легко дать объяснение этому факту, если принять, что характеристическое излучение возникает под действием быстрых электронов в основном в плазме микропинча. В этом случае отсутствие K_β линии может означать, что на пути пучка электронов не оказалось ионов с кратностью ионизации ниже 16-й, а именно такая ситуация складывается в момент перехода к радиационному сжатию. Таким образом, регулярное присутствие в спектре излучения K_β линии может свидетельствовать об опережающем развитии ускорительных процессов для электронной компоненты по отношению к процессу распада микропинча. Кстати, в пользу последнего предположения свидетельствует еще один экспериментальный факт, а именно, наблюдение на рентгеновских обскурограммах, регистрируемых в спектральном диапазоне $\lambda < 0,4$ нм, следа в периферийной плазме разряда пучка быстрых

электронов при отсутствии на этих же обскурограммах изображения ПТ. В то же время обскурограммы, регистрирующие излучение $\lambda < 1,5$ нм, показывают, что магнитогидродинамическая стадия сжатия перетяжки состоялась и микропинч радиусом порядка 100 мкм сформировался [4]. Численные оценки на основе экспериментальных данных [21] и модельные расчеты, выполненные для плазмы железа [4], показывают, что изображение микропинча в диапазоне $\lambda < 1,5$ нм формируется в основном линейчатым и рекомбинационным излучением L -ионов, т. е. ионов, начиная с FeXVIII и далее большей кратности. Кроме того, принимая во внимание, что, согласно модельным представлениям, процессы ускорения электронов в квазистатическом электрическом поле и распада микропинча должны идти параллельно, то можно предположить существование иного механизма распада микропинча, кроме аномального перегрева плазмы.

Заключение

Диффузионная камера показала себя удобным и информативным средством диагностики для исследования импульсной высокотемпературной плазмы. Удобство состоит в том, что информация, необходимая для контроля характера процессов, протекающих в системе (разрядном устройстве), предоставляется практически в режиме on-line. Информативность проявилось в том, что высокие чувствительность и пространственное разрешение позволили различать особенности и детали регистрируемых спектров, получаемых за единичный разряд, что не удалось бы при использовании в качестве детектора, например, рентгеновской фотопленки. Использование же рентгеновского электронно-оптического преобразователя (ЭОП) может вести к некоторой потере пространственного разрешения при увеличении толщины конвертора – слоя сцинтиллятора, преобразующего рентгеновское излучение в излучение видимого диапазона – с целью увеличения чувствительности. Необходим поиск оптимума.

Зарегистрированные спектры рентгеновского излучения микропинчевого разряда в плазме железа позволили обнаружить радиальное движение излучающих ионов со скоростью порядка $(2 \div 3) \times 10^5$ м/с, что согласуется с ранее полученными результатами изучения корпускулярной эмиссии из микропинчевого разряда.

Согласно нашим результатам, признаком перехода к радиационному сжатию микропинча является появление в спектре излучения линии иона FeXVIII . Получены свидетельства опережающего развития ускорительных процессов (уско-

рение электронов в квазистатическом электрическом поле) по сравнению с процессом распада микропинча, что противоречит выводам теоретической модели радиационного сжатия.

На основе полученных экспериментальных данных высказана гипотеза о существовании механизма распада микропинча, отличающегося от ранее предложенного и обычно принимаемого во внимание перегревного механизма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляпидевский В. К. // УФН. 1958. Т. 66. № 1. С. 111.
2. Веретенников В. А., Клячин Н. А., Крохин О. Н., Ляпидевский В. К., Семенов О. Г. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 8. С. 993.
3. Калашиников Н. П., Клячин Н. А., Поваляев О. А., Хоменко С. В. // Физическое образование в вузах. 2011. Т. 17. № 3. С. 42.
4. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
5. Блинников С. И., Имиенник В. С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 193.
6. Баронова Е. О., Вихрев В. В., Гурей А. Е., Долгов А. Н., Караев К. Т., Семенов О. Г. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 1. С. 25.
7. Debolt N., Herschcovitch A., Johnson B. M. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. No. 2. Pt. 2. P. 741.
8. Bernal L., Bruzzone H. // Plasma Physics and Contr. Fusion. 2000. Vol. 44. No. 2. P. 223.
9. Веретенников В. А., Грибков В. А., Кононов Э. Я., Семенов О. Г., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 2. С. 455.
10. Гольц Э. Я., Житник И. А., Кононов Э. Я., Мандельштам С. Л., Сидельников Ю. В. // ДАН СССР. 1975. Т. 22. Вып. 3. С. 560.
11. Кононов Э. Я., Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 663.
12. Burkhalter P. G., Dozier C. M., Stalling C., Cowan R. D. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 1092.
13. Долгов А. Н. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 6. С. 663.
14. Баронова Е. О., Долгов А. Н., Якубовский Л. К. // ПТЭ. 2004. № 6. С. 1.
15. Аверкиев В. В., Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 6. С. 724.
16. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
17. Гулин М. А., Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Савелов А. С. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 10. С. 1309.
18. Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 1. С. 79.
19. Шелковенко Т. А., Пикуз С. А., Мингалеев А. Р. и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 9. С. 816.
20. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 9. С. 836.
21. Долгов А. Н. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 8. С. 733.

PACS: 52.58.Lq

Single-pulse registration of the linear X-ray spectrum of the micropinch discharge

A. N. Dolgov¹, N. A. Klyachin², and D. E. Prokhorovich¹

¹N. L. Dukhov All-Russian Research Institute of Automatics (VNIIA)
22 Suschevskaya str., Moscow, 127055, Russia
E-mail: alnikdolgov@mail.ru; prokhorovich73@mail.ru

²National Research Nuclear University "MEPhI"
31 Kashirskoe sh., Moscow, 115409, Russia
E-mail: naklyachin@mephi.ru

Received July 26, 2018

The high efficiency of the diffusion chamber as a soft x-ray detector for research of high-resolution pulsed high-temperature plasma by high-resolution diffraction spectroscopy is demonstrated. In separate lines in the emission spectrum misconducting vacuum spark failed to register the characteristic emission of K_{α} and K_{β} iron and radiation of multicharged ions $FeXVIII \div FeXXV$. According to the results, a symptom of the transition to the radiation compression micropinch is the appearance in the emission spectrum line of an ion $FeXVIII$ that is consistent with the concept model of the radiative compression. The evidence of advanced development of accelerating processes in relation to the process of micropinch disintegration is obtained.

Keywords: micropinch discharge, radiation compression, radiation of multicharged ions, diffusion camera.

REFERENCES

1. V. K. Liapidevskii, *Sov. UFN* **66** (1), 111 (1958).
2. V. A. Veretennikov, N. A. Klyachin, O. N. Krokhin, V. K. Liapidevskii, and O. G. Semenov, *Fiz. Plazmy* **14** (8), 993 (1988).
3. N. P. Kalashnikov, N. A. Klyachin, O. A. Povalyaev, and S. V. Khomenko, *Fiz. Obrazov. v Vuzakh* **17** (3), 42 (2011).
4. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, *Fiz. Plazmy* **8** (6), 1211 (1982).
5. S. I. Blinnikov and V. S. Imshennik, *Fiz. Plazmy* **8**, 193 (1982).
6. E. O. Baronova, V. V. Vikhrev, A. E. Gurei, A. N. Dolgov, K. T. Karaev, and O. G. Semenov, *Plasma Physics Reports* **24** (1), 25 (1998).
7. N. Debolt, A. Herschcovitch, B. M. Johnson, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2), Pt. 2, 741 (2002).
8. L. Bernal and H. Bruzzone, *Plasma Physics and Contr. Fusion* **44** (2), 223 (2000).
9. V. A. Veretennikov, V. A. Gribkov, E. Ya. Kononov, O. G. Semenov, and Y. V. Sidelnikov, *Fiz. Plazmy* **7** (2), 455 (1981).
10. E. Ya. Golts, I. A. Zhitnik, E. Ya. Kononov, S. L. Mandelstam, and Yu. V. Sidelnikov, *Dokl. Akademii Nauk SSSR* **22** (3), 560 (1975).
11. E. I. Kononov, K. N. Koshelev, and Yu. V. Sidelnikov, *Fiz. Plazmy* **3**, 663 (1977).
12. P. G. Burkhalter, C. M. Dozier, C. Stalling, and R. D. Cowan, *J. Appl. Phys* **49**, 1092 (1978).
13. A. N. Dolgov, *Plasma Physics Reports* **22** (6), 663 (1996).
14. E. O. Baronova, A. N. Dolgov, and L. K. Jakubowski, *Instrum. Exp. Tech.*, No. 6, 1 (2004).
15. V. V. Averkiev, A. N. Dolgov, V. K. Lyapidevskiy, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma Physics Reports* **18** (6), 724 (1992).
16. A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, V. Liapidevskii, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma Physics Reports* **19** (1), 97 (1993).
17. M. A. Gulin, A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, and A. S. Savelov, *J. Exp. Theor. Phys.* **108** (10), 1309 (1995).
18. A. N. Dolgov, N. In. Zemchenkov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics Reports* **37** (1), 79 (2011).
19. T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, A. R. Mingaleev, et al., *Plasma Physics Reports* **34** (9), 816 (2008).
20. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics Reports* **40** (9), 836 (2014).
21. A. N. Dolgov, *Plasma Physics Reports* **31** (8), 733 (2005).