

# Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 539.1.074

## Применение спектрометрического комплекса аппаратуры для рентгеновской диагностики плазмы импульсных установок

А. Н. Долгов, А. С. Савёлов, Г. Х. Салахутдинов

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет),  
Москва, Россия

*Представлен комплекс аппаратуры для измерения спектра импульсного рентгеновского излучения плазмы, разработанный на основе метода серых фильтров. Приведены основные результаты измерений, полученные при исследовании рентгеновского излучения плазмы микропинчевого разряда.*

### Введение

Исследование спектров рентгеновского излучения плазмы в широком энергетическом диапазоне (от 1 до 300 кэВ) дает богатый материал для дальнейшего развития представлений о физических процессах, протекающих в плазменном объекте [1—4]. Точность определения параметров импульсной плазмы зависит от точности измерения спектра рентгеновского излучения, что сопряжено с такими сложностями, как малое время жизни плазмы и сильная электромагнитная наводка. Следует также учесть, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ( $\sim 10^8$ — $10^{16}$ ) [3, 4].

Выбор метода регистрации должен удовлетворять ряду требований, предъявляемых условиями эксперимента.

Во-первых, поскольку излучение, соответствующее различным участкам спектра, может возникать в различных процессах в плазме (линейчатое, рекомбинационное, тормозное, поляризационное излучение) и зависит от состояния плазмы (равновесная плазма, плазма с надтепловой электронной компонентой и т. п.), желательно проводить измерения одновременно в достаточно широком спектральном диапазоне.

Во-вторых, параметры импульсной плазмы, как правило, значительно отличаются от опыта к опыту. Поэтому возникает необходимость использовать полную информацию в одном опыте.

В-третьих, следует надежно защитить регистрирующую аппаратуру от влияния мощных электромагнитных помех.

В-четвертых, при регистрации излучения в большом спектральном диапазоне необходимо в

широких пределах варьировать чувствительность различных каналов.

### Создание комплекса спектрометров

Из целого ряда методов спектрометрии импульсного рентгеновского излучения наиболее привлекательным для применения в физике плазмы являются методы, основанные на спектральной селекции первичного рентгеновского излучения. Одним из таких методов является метод серых фильтров и фильтров Росса [4, 5]. Спектроселектирующим элементом в данном методе является набор фильтров или детекторов поглотителей различной толщины. В данном методе измеряется кривая ослабления импульсного рентгеновского излучения за фильтрами различной толщины из различных материалов.

На основе данного метода создан комплекс спектрометров рентгеновского излучения для исследования короткоживущего Z-пинчевого плазменного объекта на установке с большим суммарным динамическим диапазоном [6]. Комплекс состоит из трех отдельных многоканальных сцинтилляционных спектрометров. Каналы спектрометров устроены по следующей схеме: фильтр поглощения + сцинтиллятор + световод + ФЭУ. Для исследования мягкого рентгеновского излучения высокой интенсивности изготовлен 15-канальный сцинтилляционный спектрометр, каналы которого построены по вышеуказанной схеме: фильтр поглощения, сцинтиллятор CsI(Tl), оптический световод, оптический светофильтр, ФЭУ-85.

Ослабление рентгеновского излучения на входных окнах спектрометра осуществляется алюминиевыми фильтрами поглощения равной толщины, коррекция интенсивности световых потоков на

фотокатоде ФЭУ осуществляется с помощью калиброванных оптических светофильтров. Сигналы со всех каналов одновременно поступают на портативный амплитудный анализатор однократных импульсов. Информация об амплитуде сигналов выводится последовательно на цифровое табло. Нижний порог регистрации излучения, прошедшего через фильтры поглощения в приборе, составляет 1 МэВ энергии рентгеновского излучения, поглощенного в сцинтилляционном кристалле, эффективность поглощения квантов с энергией, меньшей 100 кэВ, в кристаллах практически равна единице. Динамический диапазон спектрометра равен  $10^7$ .

Для измерения спектрального состава жесткой составляющей рентгеновского излучения плазменных установок разработан помехоустойчивый многоканальный спектрометр на основе миниатюрных ФЭУ-60. Сцинтилляционные кристаллы диаметром 15 мм и высотой 20 мм находятся в непосредственном оптическом контакте с фотокатодами ФЭУ. Порог регистрации в каждом канале может быть установлен на уровне 30 кэВ для кристаллов CsI(Tl). Динамический диапазон спектрометра из семи каналов достигает  $10^4$ .

В зависимости от решаемой экспериментальной задачи предусмотрена возможность замены кристаллов CsI(Tl) на NaI(Tl) и  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ .

Электронная схема обработки сигналов аналогична схеме, примененной в описанном выше спектрометре. Конструкция спектрометра на основе ФЭУ-60 позволяет использовать каждый его канал в качестве самостоятельного сцинтилляционного спектрометра для регистрации рентгеновских квантов с энергией выше 30 кэВ.

Для измерения амплитудно-временных характеристик рентгеновского излучения плазменных объектов с длительностью импульса излучения более 10 нс разработан многоканальный спектрометр по схеме построения, аналогичной описанному выше 15-канальному спектрометру. В качестве сцинтилляторов в нем используются быстрые кристаллы на основе полистирола и  $\text{CdI}_2$  [7], а в качестве приемников светового излучения — временные фотоэлектронные умножители ФЭУ-87 и СНФТ-3. В качестве регистратора были использованы осциллографы СУ-4А и С8-14. Результаты измерений фиксировались на фотопленке. Временное разрешение спектрометра — не хуже 8 нс, динамический диапазон спектрометра из пяти каналов с различными поглощающими фильтрами достигает  $10^5$ .

Все три прибора представляют собой отдельные компактные конструктивные узлы, которые вакуумно-плотно крепятся к вакуумной камере плазменной установки.

В конструктиве 15- и 5-канального спектрометров соединение сцинтилляторов с фотокатодом ФЭУ осуществляется через гибкий оптический световод для уменьшения воздействия электромагнитных помех в результате генерации плазмы. В диапазоне энергий до 50 кэВ интенсивность рентгеновского излучения (РИ) велика, что позволяет использовать гибкие оптические световоды без ухудшения результатов измерения. Наличие в каждом спектрометре по одному идентичному каналу дает возможность осуществить совместную обработку результатов измерений.

Восстановление спектров РИ по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления производили несколькими математическими методами [8—10]. Эти методы основаны на математической обработке кривой ослабления, представляющей собой зависимость энергии  $J(x)$  излучения, прошедшей сквозь фильтр, от толщины данного фильтра  $x$  и полностью поглощенной в детекторе, т. е.

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

где  $S(E)$  — спектральная характеристика детектора;

$\varphi(E)$  — искомый спектр;

$\mu(E)$  — коэффициент ослабления излучения в фильтре.

Уравнение (1) — это Фредгольма 1-го рода относительно функции  $\varphi(E)$ . Оно относится к классу некорректно поставленных задач, когда незначительные флуктуации измеряемой величины  $J(x)$  могут вызвать существенные изменения  $\varphi(E)$ . Функция  $J(x)$  называется кривой ослабления, ее значения измеряются детекторами в каждом канале спектрометра.

Из уравнения (1) видно, что точность его решения зависит от взаимно независимых параметров, заранее определенных и не изменяющихся в ходе эксперимента. Такими параметрами являются коэффициент поглощения фильтра, толщина фильтра поглощения, спектральная характеристика детектора. Чем больше определенных параметров, тем выше точность решения уравнения (1). Использование фильтров поглощения из различных материалов (Be, Al, Cu, Pb) позволило использовать особенности  $K$ -скачков поглощающих фильтров по методу фильтров Росса. Кроме того, учитывая, что кривая поглощения для различных материалов характеризуется различной крутизной спада в зависимости от энергии квантов, это дало возможность существенно расширить спектральную область исследуемого излучения.

Исследования РИ проводили на экспериментальной установке ПФМ-72, которая представляет

собой разрядное устройство типа низкоиндуктивной вакуумной искры и описана в работе [11]. Рабочей средой пинчевого разряда являлись пары материала анода разрядного устройства, ток разряда достигал величины 150 кА, рабочее напряжение 15 кВ, время нарастания тока 2 мкс. Разряд инициировался в вакууме не хуже  $10^{-5}$  Торр путем инъекции в межэлектродное пространство плазмы из вспомогательного эрозионного заряда.

### Экспериментальные исследования

Для диагностики РИ микропинчевого разряда (МПР) в широкой области энергетического спектра были использованы 15- и 7-канальный спектрометры. К числу наиболее интересных результатов можно отнести следующие.

Подтвержден пороговый характер спектра рентгеновского излучения плазмы тяжелых элементов в Z-пинчевом разряде от тока разряда [12]. Так, для разряда, рабочей средой которого являлась плазма Fe, при токах < 50 кА не было зарегистрировано излучения более жесткого, чем с  $h\nu = 10$  кэВ. При токах > 60 кА регистрировалось рентгеновское излучение в интервале энергий квантов вплоть до  $h\nu \approx 400$  кэВ, причем дальнейшее возрастание разрядного тока (по крайней мере, до 200 кА) не приводило к заметному изменению вида спектра.

Получены экспериментальные результаты для плазмы микропинчевого разряда с электродами, изготовленными из материалов с существенно различающимися атомными номерами. Были получены спектры рентгеновского излучения плазмы двух элементов — Fe и W (заряды ядер 26 и 74, соответственно) при токе разряда 150 кА в диапазоне  $2 < h\nu < 30$  кэВ. Вид полученных спектров свидетельствует о наличии двух "максвеллизированных" компонент в электронной составляющей излучающей плазмы, которые условно назовем низко ( $e$ )- и высокотемпературными ( $h$ ).

Температуры  $T_e^{Fe} \approx 2$  кэВ,  $T_h^{Fe} \approx 8$  кэВ и  $T_e^W \approx 2,5$  кэВ,  $T_h^W \approx 9$  кэВ оказались близки. Вероятнее всего, несмотря на различные возможности потери энергии ионами Fe и W в пинчующейся плазме за счет линейчатого рентгеновского излучения, динамика плазмы тем не менее не претерпевает существенных изменений, например из-за развития значительного аномального тепловыделения, превышающего кулоновский джоулев нагрев при сравнительно неглубоком сжатии плазмы.

На рис. 1 показаны типичные спектры рентгеновского излучения плазмы Fe микропинчевого разряда, полученные в различных сериях измерений при идентичных условиях (ток разряда 150 кА).

В диапазоне  $2 < h\nu < 100$  кэВ спектр излучения характеризуется достаточно высокой повторяемостью и отвечающая ему эффективная электронная температура

$$T_e(h\nu) = -\frac{I}{K} \frac{d(h\nu)}{d \ln I}$$

( $I(h\nu)$  — спектральная плотность излучения) в общем совпадает с расчетными данными модели радиационного сжатия плазмы Z-пинча [13]. В более жесткой области ( $100 < h\nu < 400$  кэВ) эффективная температура меняется случайным образом от разряда к разряду в широком интервале (30—80 кэВ), и ее величину нельзя объяснить исходя только из расчетных параметров пинчующейся плазмы. Как известно, спектральная плотность интенсивности тормозного рентгеновского излучения плазмы определяется формулой [8]

$$I(h\nu) = A \int_{h\nu}^{\infty} g(h\nu, \varepsilon) \frac{f(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} d\varepsilon,$$

где  $A$  — постоянная;

$g(h\nu, \varepsilon)$  — фактор Гаунта;

$f(\varepsilon)$  — функция распределения электронов по энергиям.

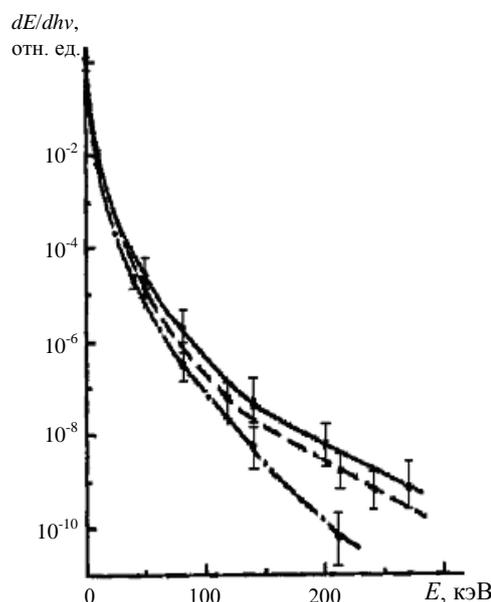


Рис. 1. Типичные спектры излучения плазмы Fe микропинчевого разряда в диапазоне  $2 < h\nu < 300$  кэВ, полученные в различных сериях измерений

Спектр излучения в области  $100 < h\nu < 400$  кэВ с хорошей точностью удастся смоделировать, используя результаты прямой регистрации энергетического состава электронных потоков, эмитируемых из плазмы микропинчевого разряда и имеющих нетепловую природу, т. е. вид функции  $f(\varepsilon)$  [14].

Можно предположить, что спектр излучения микропинчевого разряда в жесткой области определяется в основном развитием ускорительных процессов.

Главной особенностью комплекса спектрометров являлась возможность наблюдать за динамикой спектра рентгеновского излучения МПР с помощью 5-канального сцинтилляционного спектрометра. В каналах спектрометра в качестве поглощающих фильтров использовали набор алюминиевых фольг толщиной 6—1000 мкм. Для временной привязки регистрируемого рентгеновского излучения к динамике разряда и плазмы в межэлектродном пространстве синхронно регистрировались сигналы с магнитного зонда (производная тока  $dI/dt$ ) и бипланарного вакуумного фотодиода. Сигналы со всех каналов рентгеновского спектрометра, магнитного зонда и бипланарного вакуумного фотодиода синхронно выводились на экраны осциллографов С8-14 и С9-4А и фотографировались. Осциллографы запускались от системы инициации разряда.

Следует отметить, что теоретическая модель [15], наиболее полно и последовательно описывающая процесс микропинчевания, требует дальнейшего экспериментального подтверждения. Кроме того, в этой модели не рассматриваются ускорительные процессы в плазме разряда, которые способны играть существенную роль в динамике плазмы разряда и образовании коротковолнового излучения [16]. Контроль за режимом разряда осуществляли с помощью рентгеновской камеры-обскуры.

В ходе эксперимента были получены осциллограммы сигналов от магнитного зонда и рентгеновского спектрометра. Наблюдавшиеся резкие выбросы на осциллограммах сигнала с магнитного зонда (рис. 2), так называемые особенности, соответствуют развитию процесса пинчевания плазмы разряда [17]. В одном разряде процесс пинчевания приводил к образованию, как свидетельствуют пространственно разделенные изображения на рентгеновских обскурограммах, в среднем одно—двух микропинчей.

Процесс пинчевания во всех случаях сопровождался синхронными импульсами рентгеновского и ультрафиолетового излучений. Количество регистрируемых импульсов рентгеновского излучения совпадает с количеством формирующих в разряде микропинчей. Интервал между моментами образования микропинчей, по нашим наблюдениям, составлял 20—100 нс.

Моменты времени, в которые достигается максимальная интенсивность рентгеновского излучения во всех регистрируемых спектральных диапазонах, совпадают в пределах точности наших из-

мерений. Однако энергетический спектр излучения не остается постоянным в процессе его генерации: чем выше энергия квантов, тем меньше длительность процесса их испускания из плазмы разряда. Наибольший относительный вклад жесткой компоненты излучения наблюдается в момент достижения максимума интенсивности рентгеновского излучения. На рис. 3 приведена для сравнения динамика изменения интенсивности рентгеновского излучения в микропинчевом разряде, полученная при регистрации излучения в различных каналах спектрометра.

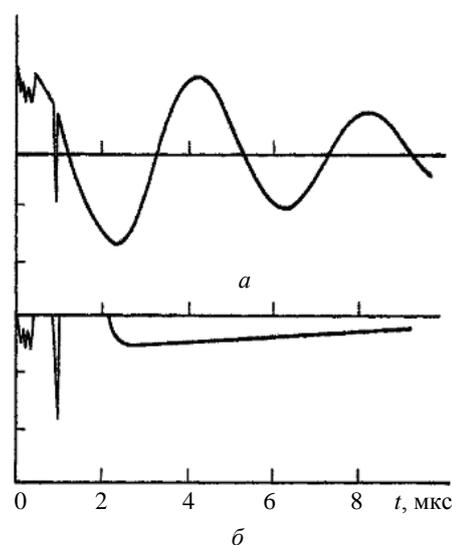


Рис. 2. Осциллограммы сигналов: а — с магнитного зонда; б — одного из каналов рентгеновского спектрометра (фильтр — 6 мкм Al)

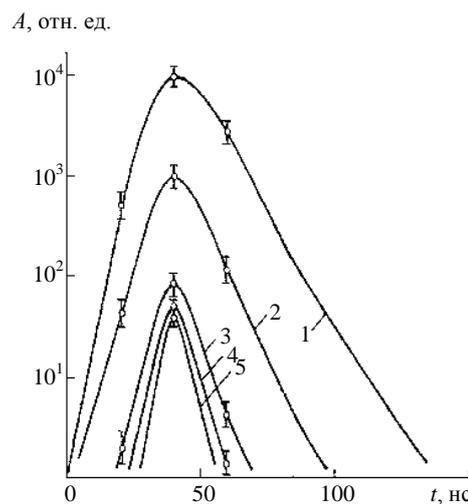


Рис. 3. Динамика изменения интенсивности рентгеновского излучения в микропинчевом разряде. Измерения проведены после алюминиевых фильтров различной толщины (за исключением первого канала спектрометра):

1 — фильтр из бериллия толщиной 25 мкм; 2 — 50; 3 — 500; 4 — 800; 5 — 1000 мкм

Помимо качественных выводов о спектральном составе рентгеновского излучения МПР, приведенные измерения позволили проследить динамику спектра излучения в процессе пинчевания плазмы разряда и на стадии развала пинчевого образования.

Типичные "мгновенные" спектры рентгеновского излучения МПР, восстановленные по методу эффективных энергий с последующей процедурой сглаживания, приведены на рис. 4 для моментов времени 20, 40 и 60 нс после процесса пинчевания.

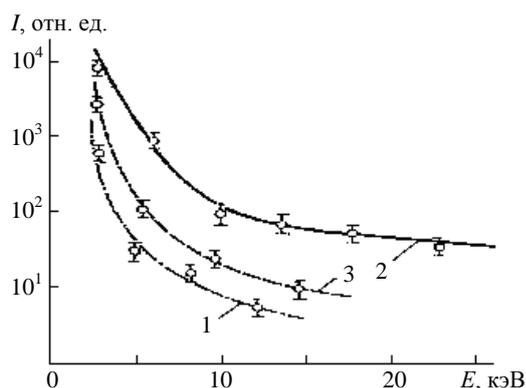


Рис. 4. Типичные мгновенные спектры рентгеновского излучения микропинчевого разряда в моменты времени: 1 — 20; 2 — 40; 3 — 60 нс от начала пинчевания

Вид спектров свидетельствует об их нетепловом характере, причем наибольшее отклонение от равновесного наблюдается для спектра, отвечающего, очевидно, стадии максимального обжатия и разогрева пинчующейся плазмы.

В двухтемпературном представлении спектра излучения, считая спектр излучения преимущественно непрерывным (тормозным), удастся проследить эволюцию температуры электронной компоненты плазмы (рис. 5). "Холодная" и "горячая" составляющие электронной компоненты достигают своих максимальных температур  $T_e \approx 2$  кэВ и  $T_h \approx 10$  кэВ, соответственно, в пределах точности наших измерений одновременно, вероятно, при наибольшей степени сжатия плазмы в области развития перетяжки.

Следует отметить, что при работе на относительно больших временных развертках на осциллограммах сигнала с самого "мягкого" канала спектрометра (фильтр 6 мкм, Al) было зарегистрировано появление импульса относительно большой длительности, время спада его составляло порядка нескольких микросекунд (см. рис. 2). Появляется импульс в момент времени, когда величина тока в конце первого полупериода разряда приближается к нулю. "Особенностей" на осциллограмме сигнала с магнитного зонда и импульса ультрафиолетового излучения, регистрируемого

вакуумным фотодиодом, в соответствующие моменты времени не наблюдалось.

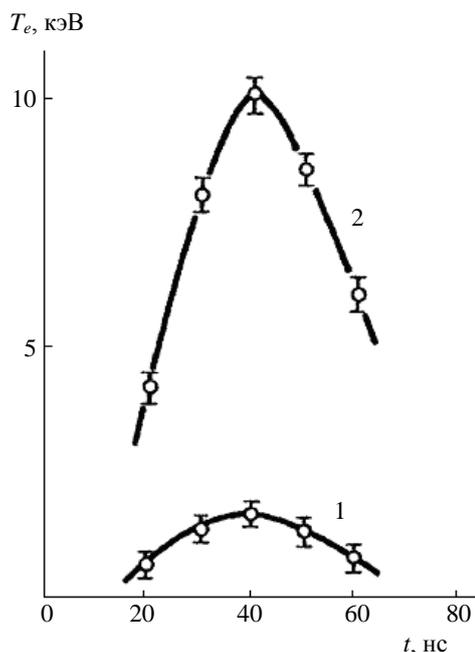


Рис. 5. Эволюция температуры электронной компоненты плазмы: 1 — "холодная" область рентгеновского спектра; 2 — "горячая" область

Наиболее вероятной причиной его появления является поток надтепловых электронов с энергиями 30 кэВ [18], замороженных в плазму с энергией ионов  $\approx 100$  эВ, которая образовалась в области перетяжки и распространяется от оси разряда.

### Заключение

Разработанный комплекс аппаратуры для рентгеновской спектрометрии может быть широко использован при изучении процессов в импульсной плазме.

### Литература

1. Быковский Ю. А., Лагода В. Б., Шерозня Г. А.// Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 663.
2. Вихрев В. В., Брабинский С. И.// Вопросы теории плазмы/ Под ред. М. А. Леонтович. — М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 243.
3. Деметьев В. Н., Зверев С. А., Калабашкин В. М., Кушин В. В., Ляпидевский В. К. Экспериментальные методы ядерной физики// Сб. статей/Под ред. В. М. Калабашкина. — М.: Атомиздат, 1979. Вып. 5. С. 58.
4. Ляпидевский В. К.// Экспериментальные методы ядерной физики// Сб. статей/ Под ред. В. М. Калабашкина. — М.: Атомиздат, 1978. Вып. 4. С. 70—90.
5. Van Passen H., Vandre R., White R. S. X-ray spectra from dense plasma focus devices// Physics of Fluids. 1970. V. 13. № 10. P. 2606.

6. Байков А. Ю., Гулин М. А., Долгов А. Н. и др. Научная сессия МИФИ-2004// Сб. науч. тр. 2004. Т. 4. С. 58.
7. Аверкиев В. В., Кушакевич Ю. П., Лыскович А. Б. и др.// Журнал прикладной спектроскопии. 1988. Т. 49. С. 136.
8. Ляпидевский В. К., Салахутдинов Г. Х., Самойлова Л. Б.: Препринт 008-90. — М.: МИФИ, 1990.
9. Долгов А. Н., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х.: Препринт 006-2007. — М.: МИФИ, 2007.
10. Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К., Пережогин В. Б. и др.// ПТЭ. 1992. № 3. С. 206.
11. Горбунов А. А., Гулин М. А., Долгов А. Н. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. С. 320.
12. Гулин М. А., Долгов А. Н., Николаев О. В. и др.// Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 6. С. 1024.
13. Анциферов П. С., Вихров В. В., Иванов В. В. и др.// Там же. Вып. 8. С. 1018.
14. Горбунов А. А., Гулин М. А., Долгов А. Н. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1989. Вып. 7. С. 355.
15. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н.// Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 1211.
16. Горбунов А. А., Гулин М. А., Долгов А. Н. и др.: Препринт 023-88. — М.: МИФИ, 1988.
17. Веретенников В. А., Долгов А. Н., Исаков А. И. и др.// Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1041.
18. Pages L., Berte E., Joffre H., Sklavenitis L.// Atomic Data. 1972. V. 4. P. 1.

Статья поступила в редакцию 6 марта 2008 г.

## Application of a spectrometer complex of equipment for x-ray diagnostics of plasma of pulse installations

A. N. Dolgov, A. S. Savelov, G. Kh. Salakhutdinov  
Moscow Engineering Physics Institute, Russia

*The complex of equipment for measurement of a spectrum of pulse x-ray radiation of the plasma, developed on the basis of a method of grey filters is presented. The basic results of measurements received at research of x-ray radiation of plasma of micropinch discharge of the category are resulted.*

УДК 537.525

## Исследование корреляции между излучением тлеющего разряда и потоком распыляемых компонентов раствора

А. И. Максимов, А. В. Хлюстова, М. С. Хорев  
Институт химии растворов РАН, г. Иваново, Россия

*Различные комбинации системы плазма—раствор приводят к появлению динамической границы, что сопровождается рядом процессов, один из которых — неравновесное испарение под действием ионной бомбардировки. Экспериментальные данные интенсивности спектральных линий щелочных металлов и скорости массопереноса позволили провести корреляцию между излучением разряда и неравновесным потоком раствора, что дало возможность предположить механизм переноса растворенных веществ из раствора в зону плазмы.*

### Введение

Способы комбинирования системы плазма—раствор могут быть различными. Наиболее простым и в то же время показательным считается способ, когда раствор электролита выступает в качестве катода, т. е. на него замыкается ток. Появляется граница раздела фаз плазма—раствор. Эта граница является динамической и сопровождается протеканием процессов, которые необходимы для устойчивого горения разряда. К одним из таких процессов относят перенос компонентов раствора в зону плазмы. Этот процесс аналогичен процессу катодного распыления в системе класси-

ческого тлеющего разряда. Данный процесс можно назвать неравновесным испарением раствора под действием ионной бомбардировки. Неравновесное испарение оказывает влияние как на химию, так и на физику системы плазма—раствор, а именно на состав плазмы и излучение разряда. В работе [1] собраны обобщенные данные спектральных характеристик тлеющего разряда с одним или двумя жидкими электродами. Авторы работы [2] впервые представили кинетические кривые изменения массы электролитного катода под действием тлеющего разряда атмосферного давления. Они показали, что скорость массопереноса меняется в зависимости от дозы обработки.