Федеральное агентство по образованию Российской Федерации

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

## МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ И ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

## Лабораторный практикум

Под редакцией И.В.Визгалова

Рекомендовано УМО "Ядерные физика и технологии" в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.039.66 (076.5) + 533.9(076.5) ББК 22.333я7 М54

**Методы генерации и диагностики плазмы**: Лабораторный практикум/ Под ред. И.В. Визгалова. – М.: МИФИ, 2008. – 200 с.

Авторы: В.В. Афанасьев, О.А. Башутин, И.В. Визгалов, Е.Д. Вовченко, Е.А. Гриднева, К.М. Гуторов, С.К. Димитров, А.Н. Долгов, Г.В. Крашевская, Н.Н. Коборов, В.А. Курнаев, Н.В. Мамедов, С.Г. Михин, Д.В. Мозгрин, В.В. Ромаданов, Д.Е. Прохорович, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов, В.Г. Тельковский, И.К. Фетисов, Г.В. Ходаченко, И.В. Цветков, Т.В. Шукшина

Практикум содержит описание основных плазменных установок и средств диагностики плазмы, представленных на кафедре физики плазмы. В практикум вошли лабораторные работы, проводимые как на классических импульсных и стационарных плазменных установках, так и на сравнительно новых ионноплазменных системах. В описаниях лабораторных работ приведены оригинальные технические приемы, используемые при зажигании разрядов и проведении измерений. Студенты знакомятся с различными режимами импульсных, стационарных и высокочастотных разрядов, с методами генерации и нагрева плазмы, а также ускорения и формирования униполярных пучков заряженных частиц. При выполнении лабораторных работ студенты осваивают экспериментальные методы диагностики плазмы, основанные на измерениях разрядных токов и напряжений, на анализе сигналов с зондов различных типов, на проведении спектроскопических измерений потоков частиц и электромагнитного излучения из плазмы.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент: канд. физ.-мат. наук. Д.А. Самарченко

ISBN 978-5-7262-0972-2

© Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008

Редактор Е. Н. Кочубей

Подписано в печать 24.12.2008. Формат 60×84 1/16 Объем 12,5 п.л. Уч. изд. л. 12,5. Тираж 120 экз. Изд. № 3/61. Заказ Московский инженерно-физический институт (государственный университет). 115409. Москва, Каширское шоссе. 31.

Типография издательства «Тровант», г. Троицк Московской обл.

#### ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель практикума – ознакомить студентов 4 и 5 курсов с основными методами генерации и диагностики плазмы, которые находят широкое применение как в исследованиях горячей плазмы по программе управляемого термоядерного синтеза, так и в технологических исследованиях.

Все работы студенты выполняют под руководством преподавателя. Они учатся проводить эксперименты на сложных физических установках, выводить их на рабочие режимы, получать результаты с помощью современных диагностик, обрабатывать и анализировать данные измерительной аппаратуры. Следует подчеркнуть, что перед выполнением практикума студенты слушают краткий курс по технике безопасной работы на электрофизических установках (ТБ). Допуск к выполнению лабораторных работ получают по результатам экзамена и после присвоения II квалификационной группы по ТБ. Выполнение лабораторных работ практикума является необходимым этапом перед самостоятельной учебной научноисследовательской работой, проводимой студентами старших курсов в составе специализированных научных групп кафедры и базовых научноисследовательских организаций.

Для удобства выполнения лабораторных работ их описание, как правило, включает подробное изложение физических механизмов, лежащих в основе изучаемых методов генерации плазмы и диагностики ее параметров. Для студентов, желающих расширить кругозор и углубить свой знания в конкретной области плазменных исследований, в конце каждой работы приведены списки дополнительной литературы. Для самостоятельной проверки своих знаний в конце каждой работы приведены контрольные вопросы. Индивидуальная сдача лабораторной работы преподавателю предполагает глубокое знание студентом теоретических основ используемых экспериментальных и диагностических методик, представление результатов измерений, их обработку с анализом возможных погрешностей и указанием интервала ошибок, формулировку выводов и заключения. Таким образом, требования к отчету по выполненной работе приближаются к общим требованиям для опубликования сообщений в научных журналах.

Часть лабораторных работ выполняется студентами на 8 семестре уже много лет. Они входили в лабораторный практикум по курсу "Физика горячей плазмы" под редакцией В.Г. Тельковского 1995 года издания. В настоящий практикум ныне выполняемые работы вошли с некоторыми изменениями, связанными с модернизацией установок и средств диагностики. Лабораторная работа "Исследование прямого самостягивающегося разряда" была написана И.К.Фетисовым, к новому изданию подготовлена Т.В. Шукшиной. Лабораторная работа "Исследование параметров рентгеновского излучения горячей плазмы" написана А.С. Савеловым, к новому изданию подготовлена Г.Х. Салахутдиновым. "Пучково-плазменный разряд в открытой магнитной ловушке" написана для предыдущего издания В.Г. Тельковским, С.К. Димитровым, И.В. Визгаловым, для нового издания подготовлена К.М. Гугоровым. Работа "Исследование распространения альфеновских волн в замагниченной плазме" была написана С.К. Димитровым, С.Г. Михиным, И.В. Цветковым и подготовлена к изданию К.М. Гуторовым. Описание работы "Корпускулярная диагностика плазмы по нейтралам перезарядки" существенным образом переработана в связи с капитальной модернизацией установки "Большой монохроматор" (авторы В.А. Курнаев, Н.Н. Коборов, Е.А. Гриднева, Н.В. Мамедов).

Описания остальных работ издаются впервые. Лабораторная работа "СВЧ разряд на электронном циклотронном резонансе в магнитной ловушке МАГНЕТОР" написана Г.В. Ходаченко и Г.В. Крашевской, работа "Разряд в скрещенных ExH полях" написана Д.В. Мозгриным, "Сцинтилляционный метод регистрации спектра нейтронного излучения" -В.Л. Ромадановым, В.В. Афанасьевым, Г.Х. Салахутдиновым. "Методика восстановления спектра импульсного рентгеновского излучения" -Г.Х. Салахугдиновым. "Определение параметров плазменных потоков зондовым методом" – Д.Е. Прохоровичем и А.Н. Долговым. "Спектроскопическое определение температуры плазмы методом относительной линий" А.С. Савеловым, интенсивности \_ Е.Д. Вовченко И О.А. Башутиным.

## Работа № 1

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЯМОГО САМОСТЯГИВАЮЩЕГО РАЗРЯДА (Z-ПИНЧА)

Цель: определение параметров плазмы прямого самостягивающего разряда по его внешним электрическим характеристикам.

#### Введение

На начальном этапе разработки экспериментальных устройств, предназначенных для получения и нагрева плазмы до высоких температур, широко использовались установки с мощными прямыми разрядами малой длительности из-за простоты их конструкции и наглядности интерпретации происходящих в них процессов. Первоначально в основу было положено допущение, что нагрев и термоизоляция плазмы осуществляется током квазистационарно, т.е. давление плазмы будет уравновешено электродинамическими силами. С описанием таких установок и результатами исследований, проведенными в этом направлении можно познакомиться в монографии Л.А. Арцимовича [1.1]. Выводы, сделанные из анализа экспериментальных данных, говорят о том, что процессы происходящие в прямых разрядах, не являются квазистационарными и образующиеся конфигурации не являются устойчивыми.

Более подробный анализ показал [1.2], что главные типы неустойчивостей могут быть подавлены при наложении на разряд внешнего продольного магнитного поля. Стабилизирующее влияние на плазменный шнур оказывает также проводящий цилиндрический кожух или система продольных металлических стержней. Дальнейшие усилия по созданию устройств для получения горячей плазмы были сосредоточены по разработке установок с использованием для подавления неустойчивостей магнитных полей при более длительных импульсах тока, т.е. на переходе от импульсных систем к квазистационарным. Были созданы установки с тороидальной камерой, в которой возбуждается безэлектродный разряд. Дальнейшее развитие это направление получило в установках типа «Токамак». В частности экспериментальные исследования на установках этого типа успешно развиваются в ИЯС РНЦ «Курчатовский институт» [1.3]. На этих установках получен большой объем экспериментальных данных о физике процессов в горячей плазме в магнитном поле.

В лабораторной работе проводится определение параметров плазмы, образующейся при прохождении импульса тока при разряде конденсатора большой емкости между электродами, помещенными в разрядную камеру, проводимости и температуры, а также размеров получаемого плазменного шнура. Расчет указанных параметров проводится на основании измерений внешних электрических характеристик разряда – зависимостей от времени напряжения на электродах разряда, тока и скорости его нарастания.



Рис. 1.1. Цилиндрический плазменный шнур

Пусть по цилиндрическому плазменному шнуру (рис. 1.1) протекает ток *I*. Радиус шнура равен *r*. Шнур отделен от стенок газоразрядной камеры вакуумным промежутком, т.е. удерживается в равновесном состоянии и термоизолирован собственным магнитным полем *B*. При нарастании тока на начальной стадии процесса ток течет в тонком слое по поверхности шнура – из-за скин-эффекта. В этом случае электродинамические силы взаимодейст-

вия тока с магнитным полем сжимают плазму к оси шнура. Если пренебречь силами инерции плазмы, то в рамках квазистационарной теории сжатия получим

$$\frac{B^2}{8\pi} = 2nkT , \qquad (1.1)$$

где n – средняя по сечению шнура плотность заряженных частиц,  $T = T_i = T_e - их$  температура. Поскольку B = 2I/cr, то формула (1.1) преобразуется к виду  $\frac{I^2}{4c^2} = \pi r^2 n k T$ , или, введя число частиц на единицу длины столба плазмы  $N = \pi r^2 n$ , получим:

$$\frac{I^2}{4\pi c^2} = NkT . \qquad (1.2)$$

Предполагалось, что при  $N = 10^{17}$  см<sup>-1</sup> и токе  $I = 10^{6}$  А можно было бы получить температуры  $T = 10^8$  К. Если бы это состояние можно было удержать хотя бы 10 мкс, то критерий Лоусона был бы выполнен. К сожалению, это невозможно из-за неустойчивости шнура и пренебрежения силами инерции, которое, как показали эксперименты, недопустимо. Анализ осциллограмм тока и напряжения показал. что на осшиллограммах тока в первый полупериод наблюдаются так называемые особенности – изломы и обрывы, совпадающие с пиками на осциллограммах напряжения. С увеличением давления рабочего газа особенности проявляются менее резко и наступают в более поздние моменты времени. С увеличением напряжения, приложенного к разряду, особенности становятся все более отчетливыми и сдвигаются к ранним стадиям сжатия. Совокупность экспериментальных фактов позволяет утверждать, что предположение о квазистационарном процессе сжатия не отвечает действительности. При большом начальном давлении, когда особенность лежит за максимумом тока, шнур продолжает сжиматься вплоть до момента особенности, несмотря на уменьшение тока. После начала разряда при быстром нарастании тока происходит его скинирование. Под действием электромагнитных сил поверхностный плазменный слой ускоряется к оси, вовлекая в движение нейтральный и слабоионизированный газ. В момент первой особенности радиус шнура минимален. Затем происходит 2-3 колебания (еще на стадии нарастания тока и его слабого спада) и плазменный столб, потеряв устойчивость, распадается на токовые шнуры. Правильное описание протекающих процессов впервые предложено в работе М.А. Леонтовича и С.М. Осовца [1.4].

Пусть газ внутри плазменного столба радиуса *r* почти не ионизован и не нагрет. По мере сжатия плазменного слоя на границе столба его масса растет за счет захвата нейтральных атомов вследствие ионизации и перезарядки (рис. 1.2). Предполагается, что основным процессом сжатия плазменной оболочки с захваченным ей газом является сжатие под действием давления собственного магнитного поля тока разряда [1.4]. Тогда для цилиндра единичной высоты:



Рис. 1.2. Плазменный слой

$$\frac{d(mv)}{dt} = F = \frac{B^2}{8\pi} \cdot 2\pi r \quad , \tag{1.3}$$

где *m* – масса плазменного слоя, образовавшегося к данному моменту времени. Обозначив  $\rho$  – начальную плотность газа, *a* – начальный радиус столба и  $M = \pi \rho a^2$  – полную массу газа в цилиндре, получим:

$$\frac{d\left[\left(1-\frac{r^2}{a^2}\right)\frac{dr}{dt}\right]}{dt} = \frac{I^2(t)}{c^2Mr}.$$
(1.4)

Начальные условия: r(t=0)=a,  $\dot{r}(t=0)=0$ .

Эти уравнения описывают процесс сжатия плазменного столба при заданной зависимости I(t), при задании которой необходимо учесть рост индуктивности контура вследствие роста индуктивности плазменного столба в случае, если обратный токовод коаксиален столбу, что делает задачу крайне сложной. Для получения результатов, близких к точному решению, достаточно предположить линейную зависимость I(t), если особенность приходится на первую четверть периода разряда конденсатора:

$$I(t) = \alpha t . \tag{1.5}$$

Уравнение (1.4) обезразмеривается введением x = r/a и  $\tau = t/t_0$ , где

$$t_0 = M^{1/4} \sqrt{\frac{ac}{\alpha}}$$
 (1.6)



Рис. 1.3. Численное решение уравнения (1.7) и зависимость *x* от τ при учете давления плазмы внутри столба

$$\frac{d\left[\frac{\left(1-x^2\right)dx}{d\tau}\right]}{d\tau} = \frac{\tau^2}{x}.$$
 (1.7)

Численное решение этого уравнения приведено на рис. 1.3 (пунктирная линия), x обращается в нуль при  $\tau = 1,5$ , т.е.:

$$t = t_{\text{oco6}} = 1.5(ac/\alpha)^{1/2}M^{1/4}$$
. (1.8)

На этом же рисунке сплошной линией показана зависимость x от  $\tau$  при учете давления плазмы внутри столба. Видно, что результаты мало отличаются, но радиус столба не уменьшается до нуля и при минимальном радиусе скорость сжатия обращается в нуль, а не в бесконечность.

Из (1.8) видно, что интервал времени до момента особенности сокращается с ростом  $\alpha$  как  $\alpha^{1/2}$ , т.е. как  $(dI/dt)^{1/2}\Big|_{t=0}$ , что подтверждается экспериментом. Формула (1.8) позволяет определить массу M вовлеченного в сжатие газа.



Рис. 1.4. Виды неустойчивостей

Приведенные выше расчеты предполагали, что в процессе сжатия столб плазмы сохраняет свою форму. Однако теория и эксперимент показывают, что в процессе сжатия плазменный столб испытывает изменение формы, вызванное неустойчивостями. Наиболее характерные из них: перетяжка (рис. 1.4, *a*), изгиб (рис. 1.4, *б*), винтовая деформация (рис. 1.4, *в*) и деформация с высшими модами (рис. 1.4, *г*, *д*). Возникновение неустойчивостей приводит к нарушению цилиндрической формы шнура, для которой справедливы полученные выше уравнения.

#### Методика измерения температуры плазмы

Как видно из рис. 1.3, в момент максимального сжатия, т.е. в момент первой особенности, на осциллограмме тока скорость изменения радиуса столба равна нулю, поэтому можно считать, что ток идет по проводящему плазменному цилиндру с постоянной проводимостью, определяемой температурой плазмы. При выполнении условия [1.5] безотрывности температур:

$$\Pi = \frac{e^2 N}{M_i c^2} >> \frac{1}{4} \,,$$

где  $M_i$  – масса иона, удельное сопротивление можно вычислить по формуле Спитцера [1.6] для полностью ионизованной плазмы. Например, для  ${}_{1}^{1}H$   $\Pi = 1,54 \cdot 10^{-16}N$ , так что  $N_{\min}{}_{1}^{1}H = 7 \cdot 10^{15}$ , для  ${}_{1}^{14}N$  N min в 14 раз больше. Эта формула для так называмого лоренцевского газа, т.е. полностью ионизированного газа, в котором электроны не взаимодействуют между собой, а ионы покоятся, имеет вид:

$$\rho_L = 3.8 \cdot 10^3 \frac{Z \ln(\Lambda)}{T^{3/2}} \text{Om} \cdot \text{cm}, \qquad (1.9)$$

где Z – заряд иона, T – температура, ln(  $\Lambda$ ) – кулоновский логарифм. Учет электрон-электронных столкновений приводит к формуле  $\rho = \frac{\rho_L}{\gamma_e}$ , где  $\gamma_e$  зависит от заряда иона Z и приведена в табл. 1.1.

Таблица 1.1

### Зависимость $\gamma_e$ от Z

Z	1	2	4	16	00
$\gamma_e$	0,582	0,683	0,785	0,923	1,000

Для 
$$Z = 1$$
  $\rho = 6,53 \cdot 10^3 \frac{\ln(\Lambda)}{T^{3/2}}$  Ом · см  $(T$  – температура в К,

 $ln(\Lambda) = 15$ ). Однако для определения  $\rho$  из осциллограмм тока и напряжения необходимо найти радиус столба и его сопротивление.

## Описание экспериментальной установки

На рис. 1.5 показано принципиальное устройство экспериментальной установки, используемой для исследования прямого самостягивающегося разряда Z-пинча. Разрядное устройство смонтировано на конденсаторе ИК-25-12, имеющем центральный токовод *1* и контактное токопроводящее кольцо 2. На токовод *1* навинчена бобышка 3 с вакуумно уплотненной на ней кварцевой трубой 4 и электродом 5. На верхнем фланце трубы 4 вакуумно уплотнена форкамера 6 со вторым электродом 5 и отверстием для откачки. Верхняя крышка форкамеры служит нижней крышкой вакуумного трех секционного разрядника 7, верхняя крышка которого имеет патрубок откачки и поджигающий электрод 8. Верхняя крышка разрядника соединена с контактным токопроводящим кольцом на конденсаторе медным цилиндрическим тоководом 9, образующим с газоразрядным промежутком коаксиальный токовод. Размеры электродов и газоразрядного промежутка приведены в табл. 1.2.





Таблица 1.2

#### Размеры газоразрядного промежутка и электродов

Параметры	Размеры,
	MM
Расстояние <i>l</i> между электродами	230
Диаметр $d = 2a$ электрода	25
Внутренний диаметр токовода	74

Установка откачивается до давления 10<sup>-2</sup> – 1 Торр форвакуумным насосом BH-1, расположенном в цокольном этаже здания. Принципиальная схема электропитания установки и системы измерения показана на рис. 1.6. Электрическая часть установки содержит конденсатор ИК-25-12  $C_0 = 12$  мкФ, рабочее напряжение  $U_0 = 25$  кВ, собственная индуктивность  $L_0 = 40$  нГн.



Рис. 1.6. Принципиальная схема электропитания установки и системы измерения

Последовательно с газоразрядным промежутком ГРП включен вакуумный разрядник BP, на управляющий электрод которого подается импульс высокого напряжения от системы поджига СП, запускаемого от шестиканального генератора задержки импульсов ГЗИ-6, формирующего мощный запускающий и управляющий импульсы, с помощью последнего импульса запускаются осциллографы. Ток разряда и скорость его нарастания измеряются с помощью поясов Роговского ПР-1 и ПР-2 соответственно (табл. 1.3). Пояс ПР-1 работает в режиме трансформатора тока, ПР-2 – в свободном режиме. Напряжение на электродах измеряется косвенным методом, позволяющим полностью разделить силовую и измерительную часть установки. Суть метода состоит в измерении скорости изменения тока в цепи большой идуктивности L<sub>0</sub>>>L<sub>разряда</sub>, включенной параллельно с ГРП, с помощью пояса Роговского ПР-3 в свободном режиме. Сигналы с поясов Роговского регистрируются запоминающими осциллографами С8-13. Методика определения измеряемых величин с помощью поясов Роговского приведена ниже.

Таблица 1.3

Пояс	Число	Диаметр	Средний	Шунти-	Измери-	Индук-
Рогов-	витков	витка,	диаметр	рующее	тельная	тивность
ского		MM	пояса, мм	сопротив-	индуктив-	пояса,
				ление,	ность,	мкГн
				Ом	мкГн	
ПР-1	1500	5	120	1	-	-
ПР-2	100	5	120	1	-	-
ПР-3	50	-	-	-	100	5

Характеристики поясов Роговского

# Методика измерения тока, скорости его нарастания и напряжения на разряде

В работе применялся метод измерения тока разряда и скорости его роста, позволяющий избежать электрического контакта между силовой частью установки и измерительными цепями. Схема измерения приведена на рис. 1.6. Для измерения тока применен пояс Роговского в режиме трансформатора тока, для измерения скорости роста тока – пояс Роговского в свободном режиме.

Пояс Роговского представляет собой катушку из *n* витков, наматывающуюся



Рис. 1.7. Пояс Роговского, намотанный на тороидальную поверхность

на тороидальную поверхность. Площадь витка – *A*, *s* – длина оси тора, на которую намотан пояс Роговского (рис. 1.7). Применение к контуру, проходящему внутри витков, теоремы Ампера дает

$$I = \frac{1}{\mu_0} \oint Bdl \quad , \tag{1.10}$$

где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума. Отсюда

$$I = \frac{1}{\mu_0 nA} \oint (BAn) dl = \frac{s}{\mu_0 nA} \Phi, \qquad (1.11)$$

где  $\Phi = BAn$  – потокосцепление. Если пояс не замкнут на нагрузку (см. рис. 1.7), то напряжение на нем, измеряемое осциллографом (с большим входным сопротивлением  $R_{\rm Bx}$ , удовлетворяющим условию  $\omega L_n << R_{\rm Bx}$ ) равно

$$U_{\rm oc} = E = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\mu_0 nA}{s} \frac{dI}{dt}, \qquad (1.12)$$

следовательно, чувствительность метода

$$\frac{U_{\rm oc}}{dI/dt} = \frac{\mu_0 nA}{s},$$

обычно измеряемая в В/(кА/с).



Рис. 1.8. Схема включения пояса Роговского в режиме трансформатора тока Для контура на рис. 1.8

Для измерения быстро меняющегося тока используется пояс, замкнутый на малое сопротивление R(рис. 1.8),  $L_n$  – индуктивность пояса Роговского,  $r_n$  – его сопротивление. Такая схема включения носит название «режим трансформатора тока».

$$\frac{d\Phi}{dt} = L_n \frac{di}{dt} + (r_n + R)i,$$

где i – ток в контуре пояса. Если  $L_n \frac{di}{dt} >> (r_n + R)$ , т.е. частота из-

меряемого тока удовлетворяет соотношению:

$$\omega L_n >> (r_n + R), \tag{1.13}$$

то

$$\frac{d\Phi}{dt} = L_n \frac{di}{dt} \quad \text{или} \quad i = \frac{\Phi}{L_n},$$
$$U_{\text{oc}} = iR = \frac{R}{L_n} \Phi = \left(\frac{R}{L_n}\right) \frac{\mu_0 nA}{s} I.$$

Индуктивность тороидальной обмотки пояса Роговского  $L_n = \mu_0 n^2 A / s$  для тора, сечение которого мало по сравнению с большим радиусом. Поэтому

$$U_{\rm oc} = RI/n , \qquad (1.14)$$

а чувствительность метода  $U_{oc}/I$  равна R/n [В/кА]. В тех случаях когда необходимо измерить сравнительно небольшую скорость изменения тока, возможно применение пояса Роговского с сердечником из вещества с большим значением  $\mu$  – феррита. Однако это возможно, если в диапазоне частот тока магнитная проницаемость феррита постоянна.

Чтобы избежать влияния посторонних переменных магнитных полей, пронизывающих плоскость пояса Роговского, его обычно делают с обратным витком, как это показано на рис. 1.9, в качестве которого обычно используется центральная жила коаксиального кабеля, вместо части оплетки которого намотана обмотка пояса Роговского.

Рис. 1.9. Пояс Роговского с обратным витком



Схема измерения напряжения на разряде показана на рис. 1.10. Измерительная индуктивность  $L_i$ , величина которой много больше индуктивности разряда L, включена параллельно разряду. Ток *i* в цепи индуктивности удовлетворяет соотношению  $U = L_i di / dt$ , где U – напряжение на разряде. Напряжение на поясе Роговского в свободном режиме равно

$$U_{\rm oc} = \frac{\mu_0 n A}{s} \frac{di}{dt} \, .$$

Следовательно, напряжение на разряде

$$U = L_i \frac{s}{\mu_0 n A} U_{\rm oc} ,$$

а чувствительность метода:

$$\frac{U}{U_{\rm oc}} = \frac{\mu_0 nA}{sL_i} = \frac{L_n}{nL_i} \ [B/\kappa B],$$

так как  $L_n = \mu_0 n^2 A / s$ .



Рис. 1.10. Схема измерения напряжения на разряде

## Порядок выполнения работы

ВНИМАНИЕ! Работа студентов на установке возможно только в присутствии преподавателя или инженера, обслуживающего установку.

- 1. Ознакомиться с описанием, чертежом конструкции разрядного устройства, схемами питания и схемой измерения, имеющимися на установке.
- 2. Откачать установку и, пользуясь натекателем, наполнить камеру газом.
- 3. Установить с помощью натекателя давление в камере в диапазоне 10<sup>-2</sup>-10<sup>-1</sup> Торр (по указанию преподавателя).
- 4. Включить и откалибровать осциллографы.
- 5. Закрыть двери высоковольтного блока и включить кнопку «Высокое» на пульте управления. Включить питание приборов.
- 6. Зарядить конденсатор до указанного преподавателем напряжения.
- 7. Стереть напряжение на экранах осциллографов и подготовить их к работе нажатием на кнопку «Готовность».
- Произвести разряд нажатием на кнопку запуска ГЗИ-6 на пульте управления установкой.
- Перерисовать или сфотографировать изображение осциллограмм с экранов осциллографов. При копировании необходимо отметить точку начала запуска разрядника на всех трех осциллограммах.
- 10. Выключить питание установки нажатием на красную кнопку пульта.

## Обработка результатов измерений и отчет о работе

- 1. Построить временные зависимости тока разряда I(t), скорости его нарастания dI(t)/dt и напряжения на разряде U(t). Для этого по имеющимся данным рассчитать чувствительность методов измерений I, dI/dt, U.
- 2. Пользуясь методом итераций и законом Ома  $U = R_p I + \frac{d[L_p I]}{dt}$

и считая изменение  $L_p$  и  $R_p$  достаточно медленными, построить

зависимости  $L_p$  и  $R_p$  от времени ( $L_p$  должно нарастать, а  $R_p$  падать, достигая минимума вблизи первой особенности и резко нарастать за ней). Вычислить начальное значение  $L_{p0}$  по формуле  $L_{p0} = 2\mu_0 l \ln(D/d)$ , где D – внутренний диаметр токовода, а d – диаметр электрода, и сравнить с  $L_{p0}$ , полученным методом итераций.

3. Оценить массу газа, вовлеченного в сжатие, пользуясь формулой (1.8) и приняв  $\alpha = \frac{dI}{dt}\Big|_{t=0}$ , а по значению *M*, зная начальное

давление газа, - начальный диаметр шнура разряда.

- Построить зависимость диаметра плазменного шнура как функцию времени, пользуясь графиком L<sub>p</sub>(t) и формулой для L<sub>p</sub> из п. 2.
- Найти значение удельного сопротивления в момент первой особенности, пользуясь значением сопротивления в этот момент и диаметром плазменного шнура.
- По значению удельного сопротивления в формуле Спитцера определить температуру плазмы. Проверить условие безотрывности.
- 7. Отчет о работе должен содержать:
  - зависимости I(t), U(t), dI(t)/dt,  $R_p(t)$ ,  $L_p(t)$ , d(t);
  - описание методики измерений этих величин, расчетов чувствительности, схему измерений;
  - значение определенной температуры и удельного сопротивления;
  - значение вовлеченной в сжатие массы газа;
  - заключение и выводы по работе.

## Контрольные вопросы

- 1. В чем роль массы плазмы, сжимаемой магнитным полем в Zпинче?
- 2. Какие неустойчивости возникают при сжатии столба плазмы магнитным полем?

- 3. На чем основана методика измерения температуры плазмы в столбе разряда?
- 4. Каковы преимущества коаксиальной системы, применяемой для исследования *Z*-пинча?
- 5. Как измеряется напряжение на разряде, ток разряда?
- 6. В чем преимущество бесконтактного измерения напряжения на разряде?
- 7. В чем заключается метод определения параметров разряда по току, производной от тока по времени и напряжению на разряде при наличии одного уравнения, связывающего эти величины?

#### Список рекомендуемой литературы

 Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. – М.: Физматгиз. 1961.

1.2. Вопросы теории плазмы: Сборник статей. /Под ред. Леонтовича Л.А. – М.: Атомиздат, 1972.

1.3. Муховатов В.С. Токамаки. //Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 1.1. Информ. Издание ВИНИТИ, М., 1980.

1.4. Леонтович М.А., Осовец С.М. //Атомная энергия, 1956. № 3, С. 81.

1.5. Брагинский С.И., Шафранов В.Д. Плазменный шнур при наличии магнитного поля. //Вопросы теории плазмы под редакцией Леонтовича М.А. – М.: Атомиздат, 1972.

1.6. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. – М.: Мир, 1963.

1.7. Тюрюканов П.М., Ходаченко Г.В. Метод измерения импульсных напряжений. //ПТЭ, 1984. Т.3, С. 121.

1.8. Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. – М.: МИФИ, 1999.

## Работа № 2

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА

Цель: определение параметров высокотемпературной плотной плазмы по ее излучению в рентгеновской области спектра с помощью современной диагностической аппаратуры.

#### Введение

Термоядерные исследования были начаты в 1950-х годах с создания линейного Z-пинча. За прошедшие 40 лет было создано большое число установок (Z-пинч, θ-пинч, нецилиндрический пинч, лазерный и ионно-пучковый нагрев мишеней и т.д.), в которых образование и нагрев плазмы происходит так быстро, что инерции ионов оказывается достаточной, чтобы предотвратить слишком быстрый разлет плазмы. Значительные усилия ученых развитых стран мира не привели к созданию термоядерного реактора, но результатом этих работ явилось создание новых прикладных направлений исследований. К ним, в частности, относятся исследования импульсных плазменных образований как источников рентгеновского излучения для практического применения в науке, технике и промышленности.

В диагностике такого рода плазменных объектов из-за высоких параметров плазмы (значительные величины концентрации, температуры и градиента плотности при малых размерах) собственное рентгеновское излучение является одним из важнейших источников информации о процессах, протекающих в плазме, и определения ее важнейших параметров. Кроме того, в термоядерных исследованиях рентгеновскую эмиссию необходимо учитывать при расчете энергобаланса.

Диагностику желательно проводить в широком спектральном диапазоне, так как излучение, соответствующее различным участкам спектра, может быть обязано своим происхождением различным процессам (линейчатое, рекомбинационное, тормозное, поляризационное) и состояниям плазмы (равновесное, возникновение электронной компоненты с надтепловыми скоростями). Из-за неповторяемости результатов эксперимента от разряда к разряду необходимо получать информацию за один «выстрел» установки.

На практике перечисленные требования привели к созданию многоканальной системы регистрации рентгеновского излучения с синхронизированными по времени отдельными каналами и возможностью независимого управления чувствительностью каждого канала.

## Описание экспериментальной установки

Английское слово pinch используется в физике плазмы для объединения в определенный класс устройств, в которых плазмы (или газ), занимающие вначале определенный объем, за счет внешних или генерируемых протекающими через плазму токами магнитных полей, значительно уменьшается в размерах при увеличении плотности и температуры. Для квазиравновесной стадии удержания линейного Z-пинча выполняется соотношение Беннета:

$$i^2 = 4\pi c^2 N k T$$

где *i* – ток, протекающий через столб плазмы; *N* – линейная электронная плотность; Т – температура, из которой видно, что увеличение тока приводит как к повышению плотности плазмы, так и ее температуры. Характерные величины токов в современных пинчевых установках  $i = 10^4 - 10^6$  А при начальном напряжении на источнике запасаемой энергии 10<sup>3</sup> – 10<sup>5</sup> В. Последовательность физических процессов, протекающих в пинчевых разрядах, принято делить на три стадии: начальная – объединяющая ряд процессов формирования токового слоя; динамическая - процесс разгона и движения к оси плазменной оболочки; квазиравновесная – стадия сжатого состояния. Но баланса между магнитным и газокинетическим давлением для протяженного цилиндрического столба не достигается. Основное препятствие – неустойчивость типа перетяжки, проявляющаяся как на стадии сжатия, так и квазистационарного равновесия. Развитие перетяжек приводит к образованию локальных областей высокотемпературной плазмы, называемых микропинчами [2.1], в объем которых оказывается захваченной только часть плазмы, что приводит к уменьшению числа носителей тока в поперечном сечении плазменного столба, росту их токовой скорости и, как следствие, развитию кинетических неустойчивостей, а значит, и отклонению от равновесного распределения частиц по скоростям. Вклад неравновесных, или другими словами надтепловых, частиц (в основном электронов) может быть заметным, и классическое уравнение Беннета преобразуется в более сложное, в котором появляется надтепловая составляющая в газокинетическом давлении. Развитие перетяжек приводит к появлению аномального сопротивления столба, частичному запиранию тока проводимости, всплеску разности потенциалов на границе перетяжки и развитию ускорительных процессов, которые в настоящее время интенсивно исследуются.

Лабораторная работа выполняется на микропинчевой установке ПФМ-72. Микропинчевый разряд (МПР) – в нашем случае это линейный пинч в импульсно-образуемой среде тяжелых элементов – является простейшим источником горячей плазмы и в настоящее время находит применение в прикладных направлениях и наукоемких технологиях.

Схема используемой в работе разрядной камеры представлена на рис. 2.1.



анод; 2 – анодная вставка; 3 – катод с диагностическими отверстиями;
 4 – эрозионное разрядное инициирующее устройство;
 5 – управляемый воздушный разрядник

Основной особенностью данного микропинчевого разряда является использование для создания рабочего вещества, в котором начинается развитие разряда, четырех дополнительных эрозионных торцевых ускорителей 4. Пробой вдоль поверхности изолятора в каждом из них осуществляется при подаче напряжения от конденсатора  $C_2$  (0,1 мкФ × 30 кВ). При замене материала игольчатого центрального электрода и изолятора можно менять исходный состав рабочей среды. При замыкании плазмой, генерируемой этими источниками, основных электродов 1 и 3, батарея  $C_1$  емкостью 3 - 12 мкФ разряжается с периодом разрядного тока 4 - 6 мкс. Рабочее напряжение 5 - 30 кВ.

Анодная вставка 2 в процессе развития разряда испаряется, что и обеспечивает поступление рабочего вещества в разряд. В качестве материала вставки, как правило, используется Мо или Fe, но в зависимости от решаемых экспериментатором задач можно использовать и другие их сплавы.

Характер пинчевания зависит в большой степени от величины разрядного тока: изменяются как размеры излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы пинча, так и спектр рентгеновского излучения. При токах менее 50 кА микропинчевания не наблюдается, пинч сжимается до диаметра 2 мм, а максимальная энергия квантов излучения не превышает 25 кэВ. При токах более 100 кА за один разряд наблюдается от 2 до 7 микропинчей, излучающих в диапазоне до сотен килоэлектронвольт. Размеры микропинчевых образований, называемых в литературе также «плазменными точками»,  $10^{-1} - 10^{-3}$  мм.

#### Спектрометрия импульсного рентгеновского излучения

Для исследования спектра рентгеновского излучения (РИ) разработаны различные методики, существенно отличающиеся принципом действия. В работе используется «метод поглощающих фильтров». Этот метод один из наиболее известных и используемых в диагностике импульсной плазмы по РИ. Основным селектирующим элементом в данном случае является набор фильтровпоглотителей, за которыми располагаются детекторы, регистрирующие проходящее излучение. Фильтры различаются не только толщиной, но и материалом, из которого они изготовлены. Энергия РИ, проходящая через фильтры из определенного материала и зарегистрированная каждым из детекторов, зависит от толщины фильтра *x* следующим образом:

$$J(x) = \int S(E)\varphi(E)\exp(-\mu(E)x)dE, \qquad (2.1)$$

где E – энергия излучения; S(E) – спектральная характеристик детектора;  $\varphi(E)$  – искомый спектр рентгеновского излучения в интервале (0 –  $E_{\text{max}}$ );  $\mu(E)$  – коэффициент ослабления излучения для материала, из которого изготовлен фильтр.

Использование набора фильтров различной толщины позволяет экспериментально получить кривую ослабления J(x). Приведенное выражение является уравнением Фредгольма 1-го рода относительно искомой функции  $\varphi(E)$ . Его решение относится к классу некорректно поставленных задач и для этого используются специальные методы математической физики. Следует заметить, что даже небольшие ошибки при получении J(x) могут привести к значительным погрешностям в определении  $\varphi(E)$ . Очевидно, спектрометры, основанные на методе фильтров поглощения, должны быть многоканальными. В качестве материалов фильтров используются бериллий, алюминий, медь и свинец, а в качестве детекторов – рентгеновские фотопленки, сцинтилляторы с фотодекторами, ППД (полупроводниковые) и ТЛД (термолюминисцентные) детекторы.

## Семиканальный спектрометр РИ

Для измерения спектрального состава РИ из плазмы разработан помехоустойчивый многоканальный спектрометр на основе миниатюрных ФЭУ-60. Блок-схема конструкции спектрометра приведена на рис. 2.2.

Спектрометр крепится к камере плазменной установки с помощью фланца I. Вывод РИ из вакуумной камеры осуществляется через тонкие Ве-фильтры 2 толщиной 25 мкм. Фильтры поглощения 4, сцинтилляторы 5 из CsJ(Tl) и ФЭУ-60 6 в металлических кожухах 7 размещаются в изготовленном из органического стекла корпусе спектрометра 3. Для обеспечения высокой защищенности от электромагнитных помех от плазменного разряда ФЭУ помещены в двойной экран из меди и пермаллоя, а кожуха 7 не имеют электрического контакта с камерой установки.

Конструкция прибора позволяет без нарушения вакуумных условий в рабочей камере установки производить замену отдельных его элементов, калибровку каналов на специальном стенде, а в случае необходимости дополнить отдельные каналы диафрагмами, ограничивающими площадь регистрации сцинтиллятором РИ.



Рис. 2.2. Блок-схема спектрометра РИ: 1 – фланец крепления спектрометра к вакуумной камере; 2 – фильтры из бериллия для вывода рентгеновского излучения из камеры; 3 – корпус спектрометра из оргстекла; 4 – фильтры поглощения; 5 – сцинтилляторы; 6 – фотоэлектронные умножители ФЭУ-60; 7 – двойной помехозащитный экран (медь и пермаллой)

В спектрометре осуществляется оптический контакт сцинтилляторов с фотокатодами ФЭУ, что позволило снизить порог регистрации суммарной энергии в каждом канале до 50 кэВ. Кристаллы из CsJ(Tl) имеют размеры: диаметр 15 мм, высота 20 мм.

В качестве регистрации электрического сигнала ФЭУ используются запоминающие осциллографы С8-14, или многоканальный амплитудный анализатор однократных импульсов. Энергетический диапазон регистрируемого рентгеновского излучения 3 – 400 кэВ.

#### Методы восстановления спектра непрерывного РИ

Кривые ослабления РИ в веществе, полученные с помощью набора поглотителей, не дают самого спектра излучения. Существует ряд методов, позволяющих восстановить спектр РИ, одним из наиболее простых и проверенных в практике эксперимента является «метод эффективных энергий».



Рис. 2.3. Кривая ослабления

Этот метод основан на графической обработке кривой ослабления. Как следует из вышеприведенной зависимости I(x), для моноэнергетического источника РИ графически в полулогарифмическом масштабе она изображается прямой, наклон которой определяется значением коэффициента ослабления  $\mu(E)$  для данного материала фильтра. Для плазменного источника РИ спектр излучения достаточно широкий, но экспериментально полученная кривая ослабления *a* (рис. 2.3) при достаточно больших значениях толщины фильтра  $x_N$ , когда на детектор попадает самая жесткая часть спектра, переходит в прямую. По углу наклона касательной в точке, соответствующей максимальной толщине фильтра, определяем значение  $\mu(E)$  и, следовательно, по табличным данным из [2.3] и само значение  $E_1$  – эффективной энергии квантов жесткой части спектра. Продлим касательную до пересечения с осью ординат, значение интенсивности излучения в этой точке соответствует вкладу РИ с энергией  $hv = E_1$  в спектр излучения плазменного источника. Вычтем прямую из исходной кривой *а*. Полученная кривая *b* (см. рис. 2.3) является кривой ослабления для плазменного исследуемого источника для энергий квантов меньших  $E_1$ .

Проведя касательную к кривой *b* в точке, соответствующей толщине фильтра  $x_{N-1}$ , определим значение энергии квантов  $E_2$ , вклад которых в спектр  $\varphi(E)$  определяется в точке пересечения касательной с осью ординат. Последовательное проведение подобных операций позволит определить ряд значений энергий квантов и соответствующие им значения энергии излучения источника РИ, т.е. построить искомый спектр.

Рассмотрим более детально порядок проведения обработки экспериментальной кривой ослабления.

1. Полученные экспериментальные расчеты по всем (N-1) каналам регистрации оформим в виде таблицы в относительных единицах.

Толщина фильтра <i>d</i> (см) в каждом канале	0	$X_1$	 $x_N$
Значение сигнала в ка- ждом канале	$I_0$	$I_1$	 $I_N$
Нормировка	1	$\frac{I_1}{I_0}$	 $\frac{I_N}{I_0}$

2. Графически в логарифмическом по оси ординат масштабе строим кривую ослабления (см. рис. 2.3).

3. В точке, соответствующей  $x_N$  (максимальная толщина фильтра поглощения), строим касательную к экспериментальной кривой до пересечения с осью ординат. По наклону прямой определяем  $\mu(E_1)$ :

$$\mu(E_1) = \frac{1}{x_N} \ln\left(\frac{I_0(E_1)}{I_N(E_1)}\right).$$
(2.2)

Для материала фильтра по справочным данным находим значение энергии квантов  $E_1$ , которому соответствует энергия излучения источника  $I_0(E_1)$ . Это и будет первая точка исходного спектра РИ плазменного источника.

4. Из исходной экспериментальной кривой  $I/I_0$  вычитаем прямую – касательную в точке  $I_N$ . Полученная кривая является кривой ослабления для источника РИ за вычетом жесткой части для энергии квантов  $E > E_1$ . По методике в разделе «Спектрометрия импульсного рентгеновского излучения» находим  $E_2$  и  $I_0(E_2)$ .

5. Последовательно проводя несколько подобных операций, получим значения  $E_i$  и  $\frac{I_0(E_i)}{I_N}$ , где N – число каналов многоканального спектрометра.



Рис. 2.4. Восстановленный спектр рентгеновского излучения

6. В полулогарифмическом масштабе откладываем полученные значения и строим гистограмму спектра излучения плазмы (рис. 2.4).

#### Порядок выполнения работы

Внимание! Все переключения на установке осуществляются только под руководством и с ведома проводящих занятие преподавателя и учебного инженера.

- 1. Убедиться по вакуумметру, что давление в рабочей камере соответствует рабочему, т.е. не хуже 10<sup>-4</sup> мм рт. ст.
- 2. Проверить работоспособность и готовность измерительной аппаратуры. У осциллографов настроить с помощью ручек на лицевой панели яркость и толщину лучей, с помощью кнопки запуска разряда установки проверить исправность их системы синхронизации в режиме однократного пуска от внешнего генератора. Подачей однократных импульсов на контрольные светодиоды, расположенные перед фотокатодом ФЭУ, в каждом из каналов регистрации спектрометра проверить работоспособность всех каналов.
- 3. С пульта управления установкой, выставляя заданные преподавателем значения рабочих напряжений, зарядить конденсаторные батареи C<sub>1</sub> и C<sub>2</sub>.
- 4. Провести запуск разряда нажатием кнопки запуска.
- 5. Снять показания детекторов всех каналов регистрации спектрометра. Количество разрядов определяется преподавателем в зависимости от числа одновременно задействованных каналов и повторяемости параметров плазмы от разряда к разряду.
- 6. Построить кривую ослабления.
- Провести графическую обработку полученной кривой по методике, описанной в пп. 1 – 6 раздела «Методы восстановления спектра непрерывного РИ».
- 8. Оформить результаты работы в виде отчета.

## Отчет о работе

- В отчете должно быть представлено краткое описание методики измерений физического явления, именуемого «микропинч», и экспериментальной установки. Исходным материалом могут служить данное руководство к лабораторной работе и приведенная в конце лабораторной работы литература.
- Экспериментальные результаты представить в виде таблицы, предложенной в разделе «Методы восстановления спектра непрерывного РИ», при этом измеряемые с экрана осциллографа величины необходимо указывать вместе с чувствительностью соответствующего канала.

- Последовательная обработка кривых ослабления в соответствии с процедурой в пп. 1 – 6, предложенной в разделе «Методы восстановления спектра непрерывного РИ», должна быть представлена графически на миллиметровой бумаге отдельно для каждой из них.
- 4. Окончательный результат представить в виде гистограммы (см. рис. 2.4).
- 5. В выводах к отчету проанализировать полученный спектр рентгеновского излучения.

## Контрольные вопросы

- 1. Из каких предположений выводится соотношение Беннета и условие его применимости?
- 2. Каковы физические принципы механизма в основе «метода фильтров»?
- 3. Что такое «кривая пропускания» при измерении спектра методом фильтров?
- 4. Какую информацию можно извлечь из анализа рентгеновского излучения горячей плазмы?

#### Список рекомендуемой литературы

2.1. Бурцев В.А., Грибков В.А., Филлипова Т.И. Высокотемпературные пинчевые образования. – Т. 2. Физика плазмы // Итоги науки и техники. ВИНИТИ. АН СССР. М., 1981. С. 80 – 137.

2.2. Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. Ядернофизические методы диагностики плазмы. – М.: МИФИ, 1985. С. 30 – 32.

2.3. Дементье В.Н., Зверев С.А., Колобашкин В.М., Ляпидевский В.К., Кушин В.В. и др. Измерение спектров рентгеновского излучения импульсных установок. /Под ред. Колобашкина В.М. //Экспериментальные методы ядерной физики. Сборник статей. – М.: Атомиздат, 1979. Вып. 5. С. 58.

## Работа № 3

## ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД В ОТКРЫТОЙ АДИАБАТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ ПР-2

Цель: экспериментальное моделирование с помощью пучковоплазменного разряда в открытой магнитной ловушке свойств и параметров пристеночной плазмы в современных термоядерных установках (ТЯУ).

#### Введение

Термины "пристеночная", "периферийная" или "граничная" плазма используются в исследованиях по термоядерному синтезу для описания области, связывающей горячую плазму в центральной части установки со стенками. Стенки подвергаются воздействию потока частиц и электромагнитного излучения, и ее реакция на эти потоки зависит от локальных условий на границе и детальной природы взаимодействия плазмы со стенкой. Определенное значение имеют и так называемые нелокальные эффекты, связанные с формированием высокоэнергетических электронных потоков на значительном удалении от зоны контакта со стенкой. Заряженные частицы легче всего покидают равновесную плазму вдоль силовых линий магнитного поля, поэтому взаимодействие происходит в основном в области пересечения магнитных трубок с поверхностью. В замкнутых термоядерных системах, таких, как токамак, пространственное и энергетическое распределения потоков частиц и излучения на стенке определяются топологией магнитного поля и стенки, а также свойствами переноса плазмы вдоль и поперек магнитного поля. Доминирующим в пристеночной плазме является перенос, параллельный магнитному полю.

Параметры пристеночной плазмы, такие, как температура, плотность, оказываются на один – два порядка ниже соответствующих параметров центральной зоны удержания плазмы. Данное обстоятельство позволяет, с одной стороны, применять для целей диагностики пристеночной плазмы ряд зондовых методик, которые не могут быть использованы при диагностике центральной зоны из-за больших тепловых нагрузок и возмущения плазмы. С другой стороны, многие из разработанных бесконтактных методик для диагностики горячей плазмы в центральных областях неприменимы в периферийной плазме.

По мере увеличения плотности, температуры и времени существования плазмы в термоядерных системах детальное изучение взаимодействия периферийной плазмы со стенкой становится особенно актуальным в связи с проблемой ограничения и контроля примесей в термоядерной плазме, снижения деградации конструкционных материалов, накопления в них и диффузии во внешние системы радиоактивного трития.

Эксперименты по взаимодействию плазмы с периферийной плазмой постоянно проводятся на больших установках, однако они дорогостоящи и сложны, не всегда поддаются однозначной интерпретации. Одним из путей, обеспечивающих понимание физики поступления примесей в периферийную плазму и их удаления, является имитация соответствующих условий в простых лабораторных экспериментах, где целый комплекс параметров плазмы, взаимодействующей с контактными устройствами, программируемым образом может изменяться и контролироваться.

Поскольку, как отмечено выше, основной перенос плазмы в периферийной зоне осуществляется вдоль силовых линий магнитного поля, в имитаторе не обязательна замкнутая конфигурация магнитного поля. Значительный круг явлений можно имитировать, направляя на испытываемые образцы конструкционных материалов или элементов устройств интенсивный поток плазмы вдоль магнитного поля, расположив генератор плазмы на достаточно большом расстоянии, чтобы исключить взаимовлияние процессов генерации плазмы в источнике и взаимодействия на поверхности образца.

Большие возможности для имитации пристеночных условий термоядерных установок представляет явление пучково-плазменного разряда.

## Краткие сведения о магнитных адиабатических ловушках

Магнитные ловушки открытого типа предложены академиком Г.И. Будкером (СССР) и независимо Р. Постом (США) в 1955–1956 годах. Это наиболее простые системы, которые предполагается использовать для осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Открытые магнитные ловушки бывают трех типов: простые зеркальные, с магнитным полем, нарастающим к периферии, и комбинированные "с минимумом *B*".

Многие характерные свойства отдельных ловушек можно изучать на основании анализа движения отдельных заряженных частиц без учета влияния реакции плазмы на внешнее магнитное поле (внешнего магнитного поля). Движение заряженных частиц в магнитном поле определяется соотношением длины свободного пробега  $\lambda$  частицы и радиусом кривизны ее траектории  $r_{\Lambda}$ . Для слабого магнитного поля и высокой плотности плазмы  $\lambda/r_{\Lambda} \ll 1$  частица между столкновениями не успевает существенно отклониться от первоначальной траектории, т.е. магнитное поле не оказывает существенного влияния на движение частиц в плазме. Для высокотемпературной плазмы в установках с магнитным удержанием как для электронов, так и для ионов  $\lambda/r_{\Lambda} \gg 1$ . В этом случае движение частиц происходит по винтовой траектории вдоль магнитной силовой линии, т.е. сильно затруднено их перемещение перпендикулярно магнитному полю.

В однородном магнитном поле радиус винтовой траектории:

$$r_{\Lambda} = \frac{mvc}{zeB} \sin \gamma \,, \tag{3.1}$$

где *m*, *v*, *z* – масса, скорость и заряд частицы соответственно, *e* – заряд электрона; *B* – индукция магнитного поля;  $\gamma$  – угол между вектором скорости и силовой линией магнитного поля.

Движение частицы в медленно изменяющемся магнитном поле, где радиус ларморовской окружности много меньше области его изменения, определяется принципом адиабатической инвариантности. Применимость этого принципа можно записать следующим неравенством:

$$r_{\Lambda} \frac{\nabla B}{B} \ll 1. \tag{3.2}$$

Если изменение магнитного поля происходит не в пространстве, а во времени, то адиабатический инвариант требует, чтобы период обращения частицы  $\tau$  по ларморовской окружности был много меньше, чем характерное время изменения внешнего магнитного поля. Магнитный момент частицы определяется элементарным круговым током *i* и площадью ларморовской окружности *S*:

$$\mu = \frac{1}{c}iS = \frac{1}{2}\frac{mv_{\perp}^2}{B}$$
или  $\mu = \frac{W_{\perp}}{B}$ , (3.3)

где  $W_{\perp}$  – составляющая энергии, соответствующая движению в плоскости, перпендикулярной магнитному полю.

При изменении напряженности магнитного поля вдоль силовой линии *L* на частицу действует сила  $F = -\mu \frac{\partial B}{\partial L}$ , и уравнение движения имеет вид:

$$m\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\mu\frac{\partial B}{\partial L} = -\frac{W_{\perp}}{B}\frac{\partial B}{\partial L}.$$
(3.4)

Умножим обе части уравнения на  $v_{\parallel}$ :

$$\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial t} = -\frac{W_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial L} v_{\parallel} = -\frac{W_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial t}, \qquad (3.5)$$

где  $W_{\parallel}$  – кинетическая энергия продольного движения частицы.

На основании закона сохранения энергии  $\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial t} = -\frac{\partial W_{\perp}}{\partial t}$ . Под-

ставляя это значение, получим 
$$\frac{\partial W_{\perp}}{\partial t} = \frac{W_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial t}$$
. Отсюда следует:  
 $\mu = \frac{W_{\perp}}{B} = \text{const}$ . (3.6)

Такой вывод не является строгим, так как магнитное поле в пределах ларморовской окружности считается постоянным. Из полученного соотношения следует, что изменение магнитного поля приведет к такому же изменению составляющей энергии частицы, соответствующей движению в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. В постоянном магнитном поле энергия частицы не меняется, следовательно, на основании принципа адиабатической инвариантности можно написать

$$\frac{\sin^2 \gamma}{B} = \text{const} . \tag{3.7}$$

Условие ухода частиц из такой системы можно получить, если применить полученное выражение для центральной части ловушки и области магнитной пробки:

$$\frac{\sin \gamma_{\max}}{\sin \gamma} = \sqrt{\frac{B_{\max}}{B_0}} = \sqrt{\alpha} \quad \text{или } \sin \gamma = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \sin \gamma_{\max} , \qquad (3.8)$$

где  $\alpha = \frac{B_{\text{max}}}{B_0}$  – пробочное отношение.

Из магнитной ловушки уйдут частицы, для которых  $\sin \gamma < \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ , и будут удерживаться, если выполняется условие  $\sin \gamma \ge \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ . Следовательно, потери частиц из ловушки определя-

ются только углом и не зависят от заряда, энергии и их плотности.

При движении заряженной частицы из области меньшего магнитного поля в большее (магнитную пробку) происходит поворот вектора ее скорости и, если вся "продольная" энергия будет израсходована, произойдет отражение частицы, и она начнет двигаться в обратном направлении. Заряженные частицы, помещенные между двумя магнитными пробками, т.е. в зеркальную магнитную ловушку, удерживаются в такой системе, если их вектор скорости не попадает в конус потерь с раствором

$$\vartheta = \arcsin(\frac{1}{\sqrt{\alpha}}),$$
(3.9)

который определяется критическим углом  $\sin \gamma_{max} = 1$ . Это явление определяет многие физические процессы в открытых ловушках (время удержания, развитие неустойчивостей и т.д.), так как в результате появления конусов потерь изотропная плазма с температурой становится анизотропной.

Магнитная ловушка удерживает как положительные, так и отрицательные частицы, но электроны из-за малой массы и низкой

энергии имеют значительно большую вероятность рассеяться в конус потерь, чем ионы. Низкая энергия электронов связана с тем, что их нагрев происходит в результате столкновений с ионами. Отношение вероятностей рассеяния  $\Phi_e$  и  $\Phi_i$  определяется их массами  $m_e$ ,  $M_i$  и температурами  $T_e$ ,  $T_i$ :

$$\Phi_{e} / \Phi_{i} = 2 \sqrt{\frac{M_{i}}{m_{e}}} \sqrt{\frac{T_{i}}{T_{e}}} .$$
(3.10)

Таким образом, плазма в магнитной ловушке приобретает положительный потенциал, величина которого определяется из условия амбиполярности, т.е. равенства скоростей ухода электронов и ионов:

$$U = \frac{T_e}{Ze} \ln \left[ 2\sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \right].$$
 (3.11)

Этот потенциал задерживает уход электронов и усиливает потери ионов низких энергий. Т.е. пробочное отношение уменьшится и примет вид

$$\alpha_{9\phi} = \alpha \left( 1 + \frac{ZeU}{W} \right)^{-1}. \tag{3.12}$$

Расчет потерь заряженных частиц с учетом только кулоновских взаимодействий ион-ионных столкновений приведен в работе Г.И. Будкера [3.1]. Он показал, что время жизни частиц в результате кулоновских потерь  $\tau_{\kappa\pi}$  для больших значений  $\alpha$  и равномерного распределения по углу рассеяния равно

$$\tau_{\rm km} = 1.81\tau_{ii}\ln\alpha\,,\tag{3.13}$$

где  $\tau_{ii}$  – среднее время ион-ионных столкновений.

Логарифмическая зависимость показывает, что нецелесообразно выбирать высокие пробочные отношения.

В дальнейшем были проведены расчеты численными методами влияния на этот процесс электронов и  $\alpha$ -частиц. Рассеяние на электронах уменьшает энергию ионов. Это приводит к увеличению сечения и уменьшению  $\tau_{\kappa_{\pi}}$  в несколько раз.

На основании таких расчетов с учетом рассеяния на ионах других масс и потери энергии на электронах в работе [3.3] приведена аппроксимационная формула:

$$\tau_{\rm KJ} = 7 \cdot 10^{11} \frac{\sqrt{A} \lg \alpha_{\rm PO} W^{\frac{3}{2}}}{n \Lambda_{ii} \left[ 1 + \frac{5.6 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{A}} \left( \frac{W}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \right]},$$
(3.14)

где  $\Lambda$  – кулоновский логарифм; *n*, *A*, *W* – соответственно концентрация (см<sup>-3</sup>), масса (в а.е.м.) и средняя энергия ионов.

Проводить экспериментальные исследования кулоновского рассеяния в открытых магнитных ловушках очень трудно, так как необходимо исключить все другие источники потерь заряженных частиц. Результаты отдельных экспериментов для плазмы низкой плотности  $n \approx 10^9$  см<sup>-3</sup> с энергией 0,5 кэВ подтвердили, что  $\tau_{\kappa\pi} \sim W^{\frac{3}{2}}$  и численный коэффициент, определенный экспериментально, совпал с вычисленным по формуле (3.14) с точностью ошибки измерений [3.1]. Эта формула определяет максимальное значение времени жизни частиц в магнитных ловушках.

При плотностях частиц, соответствующих плазме, возникают аномальные потери, связанные с коллективным взаимодействием.

#### Неустойчивости плазмы в открытой магнитной ловушке

Конвективная неустойчивость. Возникновение желобковой неустойчивости легко объяснить, если рассмотреть движения отдельных заряженных частиц в открытой магнитной ловушке, заполненной плазмой. В неоднородном магнитном поле ловушки под действием силы, перпендикулярной  $\vec{B}$  и grad  $\vec{B}$  электроны и ионы дрейфуют в азимутальном направлении, но в противоположные стороны. Если в результате флуктуации на поверхности плазмы образуется деформация, то она моментально распространяется вдоль магнитной силовой линии и на ней возникнет складка (желобок). В результате дрейфа частиц на боковой поверхности желобка образуется накопление зарядов и появится азимутальное электрическое поле, под действием этого поля и продольного магнитного поля электроны и ионы независимо от знака дрейфуют по радиусу на поверхность первой стенки. Подробно процесс возникновения
желобковой неустойчивости, влияние первой стенки на развитие этого процесса и методы ее подавления рассмотрены в работах Б.Б. Кадомцева, М. Розенблюта [3.2], [3.3] и других. Другой вид конвективной неустойчивости связан с вращением плазмы – центробежная неустойчивость. Если напряженность радиального электрического поля  $E_r$  в плазме не равна нулю, то под действием магнитного поля вдоль оси системы  $B_z$  возникает дрейф заряженных

частиц по азимуту со скоростью  $v_g = \frac{E_r}{B_z}$ . Детальный анализ пока-

зывает, что при таком вращательном дрейфе скорости ионов и электронов в результате инерции частиц несколько различаются. Это явление при каких-либо азимутальных неоднородностях приведет к разделению зарядов и появлению электрических полей азимутального направления. Как указывалось выше, азимутальное электрическое поле создает дрейфовое движение частиц по нормали к поверхности плазмы, т.е. к росту деформации и уходу плазмы на стенку камеры. Скорость такой диффузии в основном определяется напряженностью электрического поля *E* на границе плазмы. Поэтому в плотной плазме, например в термоядерном реакторе  $n \cong 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , *E* будет мало из-за большой диэлектрической постоянной плазмы в магнитном поле  $\varepsilon_m$ , центробежная неустойчивость не будет опасной.

Кинетические неустойчивости. Их возникновение связано с отклонением распределения частиц по энергиям от максвелловского распределения в результате ухода частиц в конус потерь. В открытой магнитной ловушке эта функция определяется кривой, имеющей максимум:

$$f(W_{\perp}) = \operatorname{const} W_{\perp}^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{W_{\perp}}{kT}\right).$$
(3.15)

В области низких энергий кулоновские сечения сильно возрастают, поэтому уход таких частиц увеличивается. Этому процессу способствует также положительный потенциал плазмы, в результате которого конус потерь переходит в гиперболу потерь. Пучковая неустойчивость является одним из главных видов кинетической неустойчивости. Если заряженная частица движется в направлении распространения волны со скоростью v, близкой к фазовой скорости волны  $v_{\phi}$ , то она может тормозиться волной, если  $v > v_{\phi}$  или ускоряться под действием волны, если  $v < v_{\phi}$ . Развитие такой неус-

тойчивости будет происходить при условии:  $\left(\frac{\partial n}{\partial v}\Big|_{v=v_{\Phi}} > 0\right)$ . Таким

образом, любой выделенный над максвелловским распределением "бугорок" может быть причиной раскачки волнового процесса, т.е. возникновения пучковой неустойчивости плазмы.

В анизотропной плазме коэффициент диффузии будет определяться не только тепловой скоростью и частотой столкновений частиц, но еще амплитудой и частотой электрического поля волны  $\vec{E}$ . Коэффициент диффузии или диффузионный поток частиц пропорционален  $E^2$ , т.е. плотности энергии электромагнитного поля волны. Условие резонанса частиц с волнами определяется уравнением:  $\omega - k_z v_z - l\omega_c = 0$ . Из него следует, что в системе координат, движущейся вместе с частицами вдоль оси *z*, частота возникающих колебаний  $\omega$  отвечает *l*-й гармонике циклотронной частоты ионов  $\omega_c$ . В результате резонансной передачи энергии в плазме возникают косые ленгмюровские волны и развивается циклотронная электростатическая неустойчивость.

Другой вид неустойчивости возникает в результате анизотропии плотности плазмы. В такой плазме под действием градиента давления, направленного перпендикулярно к магнитному полю, происходит дрейф заряженных частиц со скоростью

$$v_g = \frac{cF}{eB} = c \frac{kT\left(\frac{\nabla h}{h}\right)}{eB} = v_i \frac{r_\lambda}{a}, \qquad (3.16)$$

где  $a = \frac{n}{dn/dx}$  – характерный размер градиента плотности;  $r_{\lambda}$  –

ларморовский радиус иона. Дрейфовый поток частиц направлен по азимуту: перпендикулярно градиенту концентрации и направлению магнитного поля. Как было показано выше, инверсное распределение частиц по поперечной составляющей скорости  $v_{\perp}$  создает условия для развития кинетической неустойчивости. Под действием дрейфовой скорости в каждой фиксированной точке происходит

изменение концентрации плазмы, и возникают волны с дрейфовой частотой

$$\omega_g = \frac{ck_y T_e}{eBn} \cdot \frac{dn}{dx}, \qquad (3.17)$$

фазовая скорость такой волны

$$v_{\phi} = \frac{cv_g}{k_v} = c\frac{T_e}{eBn} \cdot \frac{dn}{dx}.$$
 (3.18)

Под действием переменного электрического поля возникает инерциальный дрейф ионов. Таким образом, основная причина дрейфово-конусной неустойчивости – инерциальный дрейф ионов, возникающий в результате градиента концентрации частиц в плазме.

В лабораторной работе большое внимание уделяется неустойчивостям плазмы. Это связано с тем, что на протяжении длительного периода времени изучения термоядерного синтеза основное внимание исследователей уделялось не методам получения горячей плазмы, а изучению неустойчивостей и способам их подавления.

Генерация и нагрев плазмы в ловушке с помощью пучковоплазменного разряда. В первых экспериментах с открытыми адиабатическими ловушками для генерации и нагрева плазмы широко применялся метод ионного магнетрона [3.1, 3.4]. Принцип данного метода сводится к следующему. С помощью дугового генератора плазмы приосевая часть ловушки заполняется низкотемпературной плазмой. Между сформированным таким образом плазменным шнуром ( $\emptyset = 1$  см,  $n_e = 10^{10} - 10^{11}$  см<sup>-3</sup>) и стенками камеры прикладывалось сильное электрическое поле (на источник подавался импульс порядка 20-30 кВ), после снятия которого ловушка оказывалась заполненной относительно горячей плазмой с температурой  $T_i = 1$  кэВ и  $n_i = 10^9$  см<sup>-3</sup>. Изучение поведения этой плазмы позволило значительно повысить эффективность удержания плазмы в открытых системах. В методе ионного магнетрона нагрев плазмы происходит в результате развития сильных центробежных неустойчивостей, проявляющихся при вращении плазменного цилиндра, в скрещенных (продольном магнитном и радиальном электрическом) полях. Для вывода плазменной системы из равновесия и генерации неустойчивостей необходимо приложение большого потенциала к исходному сравнительно устойчивому шнуру.

Как показали многочисленные более поздние исследования [3.5], значительно эффективней для нагрева плазмы использовать пучковые неустойчивости. Плазменный шнур без приложения внешних полей, но пронизываемый интенсивным и мощным пучком оказывается более эффективным средством внутренней инжекции горячей плазмы в открытые ловушки. При сравнимых с магнетронным методом энергозатратах с помощью неустойчивого пучка удалось получить плазму с плотностью горячих протонов  $n_i = 10^{11}$  см<sup>-3</sup> ( $T_i = 1-2$  кэВ). При практической реализации пучковоплазменной инжекции нет необходимости в применении специального генератора плазмы.

Интенсивный электронный пучок при транспортировке в разряженном газе, ионизируя нейтральные молекулы, создаст необходимую для начала развития коллективных взаимодействий форплазму. В результате бесстолкновительного нагрева плазменные электроны приобретают способность ионизовать газ. При этом динамическое равновесие в системе может устанавливаться на таком уровне, когда роль плазменных электронов в ионообразовании становится преобладающей по сравнению с электронами первичного пучка. В процессе установления равновесия плотность плазмы возрастает на несколько порядков по сравнению с той, которая определяется только ударной ионизацией одними первичными электронами пучка. Такое состояние и классифицируется как пучковоплазменный разряд (ППР). В нем отчетливо проявляются типичные для плазмы коллективные явления и неустойчивости, которые лежат в основе современных методов генерации, нагрева и ускорения плазмы, а также в основе новейших систем возбуждения и усиления электромагнитного излучения.

Остановимся подробнее на условиях возбуждения ППР с помощью электронного пучка. Транспортировка интенсивного пучка возможна только при нейтрализации собственного объемного заряда пучка частицами противоположного знака. За меру интенсивности пучка удобно принять отношение  $d/r_d$ , где d – характерный наименьший размер пучка,  $r_d$  – дебаевский радиус пучка,  $r_d = \frac{u_1}{\omega_1}$ ;  $u_1$  – скорость частиц невозмущенного пучка;  $\omega_1 = \sqrt{\frac{4\pi n_1 e^2}{m}}$  – лен-

гмюровская частота пучка; *n*<sub>1</sub>, *e*, *m* – соответственно концентрация, заряд и масса частиц пучка.

При  $d/r_d \ll 1$  интенсивность пучка мала, одночастичное приближение достаточно хорошо описывает его поведение. При  $d/r_d \ge 1$  пучок является интенсивным, существенную роль играют собственные поля и коллективные взаимодействия. Если пространственный заряд пучка нейтрализован, то критерий интенсив-

ности соответствует понятию плазмы, т.е.  $r_d \ll l$ , где  $r_d = \sqrt{\frac{T}{4\pi ne^2}}$ ;

T, n, e – соответственно температура, плотность и заряд частиц плазмы; l – наименьший размер системы. Таким образом, интенсивный пучок по прошествии достаточно большого времени для накопления нейтрализующих частиц превращается в плазменную систему со своеобразной функцией распределения частиц по энергиям с ярко выраженной неравновесностью в виде острого пика в

области  $W_1 = \frac{mU_1^2}{2}$ . Наличие положительной производной в функции распределения (что соответствует инверсной заселенности энергетических уровней в системе) определяет предрасположенность такой системы к развитию пучковых неустойчивостей, к передаче энергии от пучка плазме, возбуждению мощных электромагнитных колебаний (обратное затухание Ландау), уширению энергетического спектра частиц пучка (вплоть до формы ступеньки или даже до максвелловского вида).

Итак, для возбуждения ППР необходим пучок достаточно большой интенсивности (для развития коллективных взаимодействий) и мощности (для компенсации ионизационных и других энергетических затрат). Существенную роль играют плотность остаточного газа и условия удержания генерируемых частиц.

Пусть в нейтральном газе с плотностью  $n_0$  распространяется моноэнергетический пучок электронов плотностью  $n_1$  и скоростью  $u_1$ . Продольное магнитное поле ограничивает поперечное движение частиц, в том числе и ионов. В стационарном состоянии пучок име-

ет некоторый потенциал  $\varphi$ , величина и знак которого определяются соотношением между скоростями ионообразования:

$$\dot{N}_{+} \cong n_{1} \cdot n_{0} \cdot \sigma_{i} \cdot u_{1} \pi a^{2} L \qquad (3.19)$$

(*а* – радиус пучка, *L* – длина системы) и свободным потоком частиц вдоль магнитного поля:

$$I_{+} = 2n_{+} \cdot v_{+} \pi a^{2}, \qquad (3.20)$$

где  $n_+$ ,  $v_+$  – соответственно плотность и средняя скорость ионов.

Если  $I_+ > \dot{N}_+$ , то потенциал пучка  $\phi < 0$ , и ионы накапливаются, пока не устанавливается состояние квазинейтральности  $n_1 \cong n_+$ . Вторичные электроны быстро покидают пучок, и система имеет два компонента: быстрые электроны и медленные ионы. Такую систему называют квазинейтральным пучком.

Если же скорость генерации ионов превышает скорость ухода частиц, т.е.  $I_+ < \dot{N}_+$ , то потенциал  $\varphi$  приобретает положительный знак и в системе накапливаются медленные электроны, рассматриваемая система содержит уже три компонента  $n_1$ ,  $n_+$ ,  $n_e$ . Такой пучок называют плазменным. Нагрев вторичного электронного компонента до появления у него ионизирующей способности ведет к резкому повышению плотности плазмы и вовлечению в процессы ионообразования значительной части нейтрального газа. При этом плотность и объем генерируемой плазмы могут на несколько порядков превышать соответствующие параметры первичного пучка. Как было указано выше, именно такое состояние, возникающее при инжекции в газ интенсивного и мощного пучка заряженных частиц, и соответствует режиму горения ППР.

# Принципы моделирования пристеночной плазмы ТЯУ с помощью ППР в открытой ловушке

Свойства ППР, многообразие реализуемых режимов его горения, позволяют перекрывать диапазоны практически всех основных параметров пристеночной плазмы, а также потоков частиц и тепловых нагрузок в существующих и проектируемых контактных системах токамаков (диафрагмы, откачивающие лимитеры, диверторы). Следует отметить, эти параметры могут имитироваться как раздельно, так и в комплексе, что необходимо при изучении синергетических процессов взаимодействия пристеночной плазмы со стенкой.

Наиболее просто достигается имитация тепловых нагрузок. В таких экспериментах можно использовать тепловое действие первичного электронного пучка. Однако эмиссионные свойства плазмы разряда позволяют значительно поднять ток на мишень по сравнению с первичным пучком (в 5–10 раз) за счет доускорения электронного компонента, а в некоторых режимах и ионного. В описываемой лабораторной установке при однородном распределении по площади образца (от 1 до 100 см<sup>2</sup>) общий тепловой поток электронного компонента может достигать 50 кВт, ионного – 20 кВт. При этом управляющий электрод пушки позволяет сравнительно просто коммутировать данную мощность в экспериментах по термоциклическим испытаниям.

Радиационное воздействие на материалы ионного компонента может имитироваться в широких диапазонах энергии ионов: от  $10-10^2$  эВ (при падении на заземленную "мишень") до 10 кэВ (за счет доускорения) при плотности тока до 1 А/см<sup>2</sup>. За счет большого времени жизни ионов в ловушке и высокой температуры электронного компонента плазмы в ППР можно получать высокоионизированные компоненты примесных ионов с кратностью ионизации выше трех.

Процессы рециклинга и самораспыления конструкционных материалов могут моделироваться в режимах разряда с повышенной плотностью плазмы (≥10<sup>13</sup> см<sup>-3</sup>) и малой длиной ионизации нейтрального компонента (~1 см).

При высоких плотности и температуре электронного компонента плазма приобретает значительный потенциал (50 В и выше), что позволяет воспроизводить условия возникновения униполярных дуг.

В разрядах с мощным импульсным питанием достигаются условия, аналогичные режимам срыва тока в токамаке, которые вызывают значительную и неконтролируемую эрозию материалов.

Высокая интенсивность электромагнитного излучения в диапазонах "вакуумного ультрафиолета" и мягкого рентгеновского излучения позволяет имитировать фотохимические реакции на поверхности. Возможность измерения параметров плазмы ППР независимыми методиками позволяет отрабатывать и калибровать диагностические системы для периферийной плазмы. С некоторыми из простейших диагностических методик предлагается познакомиться в данной работе.

В табл. 3.1 приведены основные характерные параметры пристеночной плазмы в наиболее полно изученных в свое время токамаках PLT и T-10.

Таблица 3.1

Тока- мак	<i>R</i> , см	<i>а</i> , см	$n_e(0) \cdot 10^{13},$ cm <sup>-3</sup>	<i>T<sub>e</sub></i> (0), кэВ	<i>Т<sub>i</sub></i> (0), кэВ	$n_e(a) \cdot 10^{12}, \ { m cm}^{-3}$	<i>Т<sub>e</sub>(a)</i> , эВ	<i>Т<sub>i</sub>(а)</i> , эВ	$Z_{ m o \phi}$
PLT	130	45	5	1,3	0,7	3	15-5	220-00	
T-I0	150	37	25-5	1	0,6-0,8	3-4	30	-	1,5

Основные параметры плазмы, потоков частиц и тепловых нагрузок, достигаемых в описанном ниже имитационном комплексе:

Режим работы	Стационарный
Рабочий газ	He, Ar, H <sub>2</sub> и др.
Магнитное поле, Тл	до 0,5
Давление рабочего газа, Па	$10^{-3} - 1$
Давление остаточного газа, Па	10-4
Мощность инжектируемого электронного пучка, кВт	до 15
Плотность генерируемой плазмы, см <sup>-3</sup>	до 10 <sup>13</sup>
Электронная температура, эВ	5-25
Площадь испытываемого образца, см <sup>2</sup>	1-100
Тепловой поток на образец, кВт	до 50
Ионный поток на образец, А	до 5

#### Описание установки и метода создания плазмы

Принципиальная схема установки, предназначенной для изучения пристеночной плазмы в ТЯУ представлена на рис. 3.1. Основу установки составляет открытая адиабатическая ловушка с пробочным соотношением 1,55. Магнитное поле создается двумя парами охлаждаемых водой катушек, которые имеют независимое питание от двух генераторов постоянного тока.



Рис. 3.1. Принципиальная схема установки для исследования пристеночной плазмы в продольном магнитном поле:

I – вакуумная камера; 2 – диафрагмы; 3 – система газонапуска; 4 – катушки магнитного поля; 5 – катод; 6 – анод; 7 – ленгмюровский зонд; 8 – шлюзовое устройство; 9 – плазменный шнур

Вакуумная камера установки из нержавеющей стали имеет охлаждаемые водой стенки, что необходимо при стационарном режиме работы. Откачка производится диффузионными насосами. В установке имеется система дифференциальной откачки, которая обеспечивается размещением в сечениях магнитных пробок диафрагм. Для увеличения вакуумного сопротивления диафрагмы снабжены молибденовыми вставками в виде длинных патрубков, через которые пропускается электронный пучок. Сами диафрагмы изготовлены из плавленого кварца, что позволяет создавать радиальное электрическое поле между пучком и проводящей стенкой камеры, а также обеспечить необходимую термостойкость диафрагм, имеющих непосредственный контакт с плазмой. Диафрагмы дифференциальной откачки разбивают камеру установки на три вакуумно-развязанные части. Торцевые части, где размещены электронная пушка и коллектор электронного пучка, откачиваются вакуумными агрегатами ВА-5-4 производительностью 1800 л/с. В этих частях установки во всех режимах поддерживается вакуум не хуже 5·10<sup>-4</sup> Па, достаточный для нормальной работы электронной пушки и коллектора. Центральная часть установки, являющаяся областью взаимодействия пучка с плазмой, откачивается вакуумным агрегатом ВА-01-1ПР производительностью 50 л/с. Сюда через игольчатый натекатель может напускаться рабочий газ до давления 10-1 Па.

Плазма в центральной части поджигается с помощью мощного электронного пучка, инжектируемого вдоль оси установки из электронной пушки. В результате взаимодействия с плазмой первоначальный моноэнергетический пучок теряет часть своей энергии, становится существенно немоноэнергетическим, после чего покидает область взаимодействия и попадает на коллектор. Электронная пушка представляет собой конструкцию с плоскими электродами и катодом из W с диаметром 20 мм с косвенным подогревом. За счет магнитного поля обеспечивается компрессия пучка в центральной части установки приблизительно в 4 раза по площади поперечного сечения.

# Диагностические методики для исследования пристеночной плазмы

В работе применяются диагностические методики.

1. Одиночный ленгмюровский зонд для определения параметров плазмы, а также в качестве зонда для снятия спектра частот колебаний плазмы в диапазоне 10 Гц – 100 МГц.

Существует очень большое разнообразие конструкций и электрических схем для проведения зондовых измерений. Наиболее проста конструкция цилиндрического зонда. Его контактная часть зонда изготавливается преимущественно из тугоплавких металлов: вольфрама, молибдена, тантала. Она выступает за срез керамического изолятора и экранную металлическую оболочку. Одиночный зонд подключается к внешнему источнику напряжения, который позволяет вручную или автоматически (по задаваемому аппаратно либо программно закону) изменять напряжение. Простейшая схема включения зонда показана на рис. 3.2.

Для определения параметров плазмы в центральной секции установки установлен одиночный ленгмюровский зонд с площадью рабочей поверхности (S) равной 0,5 см<sup>2</sup>. Использование вакуумного ввода движения позволяет в процессе измерений перемещать зонд в радиальном направлении, что необходимо для исследования распределения плотности плазмы по сечению столба разряда.



Рис. 3.2. Принципиальная схема включения зонда

2. Сканирующий многоколлекторный анализатор для получения энергетического распределения ионного и электронного компонентов по сечению плазменного потока в запробочной области ловушки (рис. 3.3).

3. Масс-анализатор с поворотом на 180° (рис. 3.4), использующий магнитное поле установки, для анализа зарядового и массового состава ионного компонента и определения потенциала плазмы.

Для измерения зарядового и массового состава ионного потока из пристеночной плазмы на установке используется компактный магнитный масс-анализатор с углом поворота 180°. Принцип работы прибора (см. рис. 3.4) основан на вытягивании из плазмы ионов в сильном электрическом поле и разделении ионного пучка по массам в собственном магнитном поле установки. Под действием магнитного поля ионы с различными массами будут двигаться по окружностям с различными радиусами, и фокусироваться при повороте на 180°.



Рис. 3.3. Схема анализатора (*a*), распределение потенциалов на коллекторах в случае анализа энергии электронов (*б*) и распределение потенциалов в случае ионов (*в*):

1 – пучок; 2 – охлаждаемый коллектор; 3 – корпус анализатора; 4 – коллектор для разделения ионов и электронов; 5 – коллектор для создания тормозящего потенциала; 6 – коллектор для запирания вторичной эмиссии; 7 – собирающий коллектор

Прибор содержит корпус l с щелью для извлечения ионов; электрически изолированный от него внутренний сегмент 3 с одной входной и двумя выходными щелями. К сегменту прикладывается ускоряющее напряжение. Сформированный в зазоре между входными щелями на корпусе и сегменте ленточный пучок поступает в эквипотенциальное пространство сегмента. Ионы разделяются по параметру M/Z (M, Z – масса иона, его заряд в а.е.) в соответствии с формулой:

$$r = 144 \frac{\sqrt{\frac{M}{Z}W}}{B}, \qquad (3.21)$$

где r – радиус траектории иона внутри сегмента, см; B – магнитное поле установки, Гс. Значение W вычисляется из выражения W=eU, где U – ускоряющее напряжение, В.

Для определения компонентного состава плазмы в данном случае макет прибора выполнен с r = 8 см. Значение магнитного поля *В* фиксировано.



Рис. 3.4. Схема масс;анализатора с поворотом на 180° (*B*; вектор индукции магнитного поля; *E* – напряженность ускоряющего электрического поля):

*I* – корпус; 2 – керамический изолятор; 3 – внутренний сегмент; 4 – коллектор 2;
 5 – высоковольтный ввод; 6 – коллектор 1

# Методика измерений плазменных параметров с помощью зонда Ленгмюра

Теория зондов Ленгмюра предполагает, что поверхность зонда полностью поглощает все попадающие на нее заряды, и внутри двойного слоя заряженные частицы движутся без столкновений. Поэтому, чтобы обоснованно пользоваться моделями этой теории при обработке зондовых характеристик, необходимо произвести оценки толщины двойного слоя для сравнения с длинами свободного пробега электронов и ионов. При малом падении потенциала в двойном слое по порядку величины его толщина определяется радиусом дебаевского экранирования

$$d = \sqrt{\frac{kT}{4\pi ne^2}} \approx 7.5 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{T}{n}}, \qquad (3.22)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура, n – плотность плазмы, e – элементарный заряд. Первое выражение дано в системе Гаусса, во втором температура имеет размерность эВ. При малом падении потенциала его величина соизмерима с численным значением T в эВ. Для плазмы с плотностью  $n \sim 10^{10} \div 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и электронной температурой  $T_e \sim 10$  эВ радиус Дебая равен  $r_d \sim 10^{-3}$ –10<sup>-2</sup> см.

Вследствие того, что зонд имеет обычно размеры существенно больше, можно считать, что при малых напряжениях сбор частиц идет с поверхности, примерно равной площади зонда.

При больших падениях потенциала толщина двойного слоя может существенно превышать дебаевский размер. Ее можно оценить в соответствии с законом Ленгмюра (законом "3/2"). На электронной ветви ВАХ, т.е. при положительных напряжениях в области электронного насыщения зондовый ток *I*, напряжение *U* и толщина слоя *x* должны быть связаны следующим соотношением:

$$I = \frac{\sqrt{\frac{2e}{m}}}{9\pi} \cdot \frac{U^{3/2}}{x^2} \cdot S \approx 2,3 \cdot 10^{-6} \cdot S \cdot \frac{U^{3/2}}{x^2}, \qquad (3.23)$$

где S – собирающая поверхность зонда. Расширение слоя с напряжением вызывает увеличение плазменной эмиссионной поверхности (эффективной собирающей поверхности), поэтому полное насыщение, как правило, не достигается – электронный ток продолжает расти. Реально такие режимы используются редко, поскольку они сопряжены с высокими тепловыми нагрузками на зонд и большими возмущениями плазмы не только в окрестности зонда, но и во всем разрядном объеме. При отрицательных смешениях в области ионного насыщения возмущение плазмы и отбираемый ток значительно меньше. Для оценки толщины слоя в формуле (3.23) следует заменить электронную массу m на массу иона, точнее на ее отношение к кратности ионизации M/Z:

$$I = \frac{\sqrt{\frac{2eZ}{M}}}{9\pi} \cdot \frac{U^{3/2}}{x^2} \cdot S \approx 5.4 \cdot 10^{-8} \cdot S \cdot \frac{U^{3/2}}{x^2} \sqrt{\frac{Z}{M}} .$$
(3.24)

С учетом соотношения электронного и ионного токов насыщения при больших напряжениях выражения (3.23) и (3.24) дают примерно одинаковые оценки толщины слоя. Однако в режиме отбора большого электронного тока может уменьшаться плотность плазмы в значительной большей окрестности зонда по сравнению с оценкой по формуле (3.23). На ионной ветви возмущение локализуется в значительно меньшей области, эффективная собирающая поверхность зонда изменяется с напряжением медленнее, и ионное насыщение более четко выражено по сравнению с электронным. Из сказанного следует, что наиболее предпочтителен режим работы зонда при отрицательных относительно плазмы потенциалах.

Согласно теореме Бома почти вся разность потенциалов между плазмой и зондом в этом случае сосредоточена в двойном слое, и лишь небольшая ее часть, порядка  $kT_e/2e$  проникает в нейтральную плазму. Подходящие к двойному слою ионы ускоряются этой разностью потенциалов, что имеет принципиальное значение для подавляющего числа плазменных объектов, которые обычно обладают малой температурой ионов по сравнению с температурой электронов ( $T_e >> T_i$ ). В соответствии с расчетами Бома ионный ток насыщения равен

$$I_{+} = 0,4enS\sqrt{\frac{2kT_{e}}{M}}$$
 (3.25)

В противном случае для определения ионного тока насыщения следует воспользоваться выражением для хаотического потока на поверхность ионного компонента:

$$i_{+} = \frac{en\overline{v}_{i}S}{4}, \qquad (3.26)$$

где  $\overline{v}_i = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M}}$  – средневероятностная тепловая скорость ионов.

При построении вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда положительным принято такое направление тока, когда зонд по отношению к плазме является источником положительных зарядов. Таким образом, ионный ток насыщения на ВАХ зонда располагается в области отрицательных значений. Идеализированная ВАХ зонда показана на рис. 3.5. Ионному насыщению соответствует участок *A*.



По мере повышения потенциала зонда относительно плазмы на его поверхность попадают сначала наиболее быстрые, а затем и более медленные электроны плазмы. В результате абсолютная величина тока на зонд уменьшается. Потенциал зонда, при котором суммарный ток равен нулю, называют плавающим потенциалом. Такой потенциал приобретает в плазме изолированное тело малых размеров (по сравнению с характерными размерами изменения плазменных параметров). Плавающий потенциал зонда  $\phi_f$  относительно невозмущенной плазмы  $\phi_p$  имеет отрицательный знак и определяется в основном температурой электронов:

$$\varphi_p - \varphi_f = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{M}{m} \cdot \frac{T_e}{T_i}, \qquad (3.27)$$

при дальнейшем повышении потенциала зонда ток изменяет знак, и далее его величина монотонно возрастает по мере роста потенциала. Электронный ток на зонд при  $U < \varphi_p$  (участок *B* на рис. 3.5) определяется следующей формулой:

$$I_e = \frac{1}{4} e n \overline{v}_e S e^{\frac{-e(\varphi_p - U)}{kT_e}},$$
(3.28)

где  $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$ . Это выражение соответствует модели Ленгмюра, в

которой рассматривается электронный газ с изотропным и термодинамически равновесным распределением скоростей. В направлении от невозмущенной плазмы к поверхности зонда плотность электронов снижается в соответствии распределением Больцмана для газа в потенциальном поле. При этом предполагается, что благодаря высокой теплопроводности электронный газ в двойном слое изотермичен, поэтому тепловая скорость электронов не зависит от потенциала зонда. При достижении потенциалом зонда потенциала плазмы экспонента в выражении (3.28) обращается в 1, и электронный ток принимает свое насыщающее значение. В этом состоянии зонд не оказывает воздействия на движение ионов и электронов, и на его собирающую поверхность попадают хаотические потоки обоих компонентов. Согласно изложенной идеальной модели при достижении  $\phi_p$  BAX должна иметь излом, поскольку в окрестности этой точки должен происходить резкий переход от экспоненциальной зависимости к постоянному току электронного насыщения в интервале изменения напряжения зонда порядка нескольких ионных температур (в эВ). Этот факт можно использовать для точного определения потенциала плазмы. Однако сильные возмущения плазмы, сопряженные с перераспределением разрядных токов и ростом эффективной собирающей поверхности зонда, сглаживают и растягивают этот участок (участок *C*). Фактически из вспомогательного измерительного и невозмущающего электрода зонд при достижении  $\phi_p$  превращается в дополнительный анод и может изменить распределение разрядных токов и параметров в значительной части плазменного объекта. Указанные эффекты снижают точность определения плазменного потенциала по этому участку ВАХ.

Таким образом, для определения температуры и плотности плазмы по методу одиночного зонда Ленгмюра следует выполнить следующие операции.

Снять ВАХ зонда в таком диапазоне напряжений, на котором достигается ионный ток насыщения, имеется крутой участок с плавающим потенциалом и, по возможности, достигается электронное насыщение (см. рис. 3.5).

Определить ионный ток насыщения, экстраполировать его зависимость от напряжения из области больших смещений в переходную область и из полного зондового тока выделить электронную составляющую.

По зависимости электронной составляющей тока от смещения зонда в переходной области, считая зависимость экспоненциальной согласно с формулой (3.28), определить электронную температуру.

По формуле (3.25) определить плотность плазмы.

Изложенный метод применим с некоторыми модификациями и для измерений параметров плазмы в магнитном поле.

Наложение внешнего магнитного поля на плазму вносит в задачу анизотропию: заряженные частицы, вращаясь по циклотронным траекториям, двигаются вдоль магнитных силовых линий. Скорости частиц вдоль и поперек поля могут заметно отличаться: один и тот же сорт заряженных частиц может иметь разные температуры  $T_{\perp}$  и  $T_{\parallel}$ . Кроме того, эффективная длина свободного пробега поперек поля оказывается порядка ларморовского радиуса, поэтому коэффициенты переноса поперек поля значительно меньше, чем вдоль. Критерием степени влияния внешнего магнитного поля *H* является радиус Лармора:

$$\rho_e = \frac{v}{\omega_H}$$

где *v* – скорость частицы,  $\omega_H$  – циклотронная частота.

Отсюда следует, что ионный ларморовский радиус больше электронного в ZM/m раз при равных энергиях, траектории электронов искривлены значительно сильнее, чем траектории ионов. Соответственно, когда ларморовский электронный радиус ре меньше размера зонда  $r_p$ , как это часто бывает в случае электронов, зонд находится в так называемом «замагниченном» режиме. Поток электронов является существенно одномерным, и эффективной площадью собирания цилиндрического зонда для электронов является его проективная площадь  $S_{\text{проек}} = 2l \times D (l - длина зонда, D - его$ диаметр), которую пересекают силовые линии магнитного поля. В противоположность этому ионы при  $\rho_I \ge r_p$  относительно мало подвержены упомянутым выше факторам, и выражение для бомовского тока (3.25) остается справедливым и им можно пользоваться для определения плотности плазмы с вполне приемлемой точностью. Это подтверждают многочисленные измерения плотности плазмы в магнитных ловушках с помощью независимых диагностических методик.

Что касается переходной области (участок *B* зондовой характеристики), то кажется естественным, что при больших отрицательных напряжениях, когда отбор электронов мал, график зависимости  $\ln(i_e)$  от *U* при максвелловском распределении электронов по скоростям остается линейным, так как наложение поля не меняет термодинамического равновесия в выбранном направлении, хотя температуру, полученную из (3.28) следует интерпретировать, как  $T_{\parallel}$ .

Наиболее сильное влияние магнитное поле оказывает на участок C. Абсолютная величина электронного тока существенно уменьшается и появляется зависимость от приложенного напряжения, т.е. электронный ток насыщения отсутствует. К сожалению, удовлетворительной теории на этот случай не существует. Имеются лишь некоторые качественные решения, позволяющие оценить величину электронного тока при небольшом положительном потенциале. Экспериментально обнаружено, что в присутствии магнитного поля форма ВАХ начинает отклоняться от простой экспоненциальной зависимости при напряжениях, незначительно превышающих плавающий потенциал. Кроме того, отношение электронного тока насыщения к ионному значительно уменьшается и составляет порядка 10. В частности, обнаружено, что электронный ток увеличивается более медленно в области выше плавающего потенциала, и этот эффект связан с истощением источников электронов вдоль силовой трубки. Данное истощение происходит из-за слабой диффузии электронов поперек магнитного поля. Поэтому электронная температура, определяемая по выражению (3.28), в этой области ВАХ искусственно завышается по отношению к ее действительному значению, и это отклонение увеличивается по мере приближения к точке перегиба ВАХ. Поэтому для определения  $T_e$  замагниченной плазмы обычно используется участок ВАХ в малой окрестности плавающего потенциала –  $\varphi_f \pm T_e$ .

# Порядок выполнения заданий

- 1. Откачать установку до давления  $10^{-4} 10^{-3}$  Па.
- 2. Включить охлаждение катушек магнитного поля, электронной пушки и приемника.
- 3. Включить магнитное поле (I = 600-700 A).
- 4. Включить питание электронной пушки.
- 5. Осуществить транспортировку электронного пучка на приемник при I = 0,2 A, U = 2 кВ.
- Увеличивая давление в центральной части установки до 10<sup>-3</sup> 10<sup>-2</sup> Па, зажечь ППР. При этом в смотровом окне должно наблюдаться яркое свечение плазменного шнура.

#### Задание 1

Провести измерения с помощью ленгмюровского зонда:

а) снять на анализаторе спектра C4-35 шумовые характеристики разряда; б) снять зависимость порога возникновения шумов от тока пучка при различных ускоряющих напряжениях пушки;

в) снять зондовую характеристику и по ней определить электронную температуру и плотность плазмы, потенциал плазмы, оценить степень ионизации (как отношение плотности плазмы к плотности газа);

г) с помощью ионного зонда снять радиальное распределение плотности плазмы;

д) обработать данные и представить в виде графиков.

#### Задание 2

1. Подключить самописец, усилитель постоянного тока и систему сканирования ускоряющим напряжением.

2. Получить развертку массового спектра на самописце; в указанном преподавателем режиме разряда (вид и давление рабочего газа, ток в катушках, ускоряющее напряжение и ток электронной пушки).

3. Провести калибровку масс-анализатора по пикам Ar<sup>+</sup> и Ar<sup>2+</sup>, для этого в камеру установки с помощью смесителя ввести газ Ar.

4. Расшифровать спектры и определить массовый и зарядовый состав пучка.

#### Задание 3

1. Подключить самописец, источники питания коллекторов анализатора, усилитель коллекторного ионного тока.

2. По методу задерживающего потенциала снять интегральный энергетический спектр заряженных частиц.

3. Продифференцировать тормозные характеристики и получить распределение частиц по энергиям.

# Контрольные вопросы

- 1. Что означает термин периферийная плазма ТЯР?
- 2. В чем состоит принцип действия зеркальной магнитной ловушки? Какие существуют типы открытых ловушек?
- 3. Каковы основные механизмы потерь плазмы в адиабатической ловушке? Как связана функция распределения частиц с неустойчивостями плазмы?

- 4. В чем состоит различие ионно-магнетронного и пучковоплазменного метода внутренней инжекции для магнитных ловушек?
- 5. Какие критерии определяют применимость зондовых методик в магнитном поле?

#### Список рекомендуемой литературы

3.1. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый термоядерный синтез. – М.: Наука, 1975.

3.2. Резенбмот М., Лонгмайер К. Стабильность плазмы, ограниченной магнитным полем // Проблемы современной физики, 1958. № 1. С. 99.

3.3. Кадомцев Б.Б. О турбулентности плазмы в ловушке с магнитными патрубками. // ЖЭТФ, 1961. Т.40. С.328.

3.4. Тельковский В.Г., Храбров В.А. Термоядерные установки с магнитным удержанием плазмы. – М.: МИФИ, 1987.

3.5. Незлин В.М. Динамика пучков в плазме. – М.: Энергоатомиздат, 1982.

3.6. Козлов О.В. «Электрический зонд в плазме». – М.: Атомиздат, 1969.

3.7. Чен Ф. Электрические зонды //Диагностика плазмы /Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. – М.: Мир, 1967. С. 94-164.

3.8. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. «Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (теория и применение)». – М.: Мир, 1978.

3.9. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. «Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы». – М.: Энергоатомиздат, 1996.

3.10. Райзер Ю.П., Физика газового разряда. – М.: Наука. 1987.

3.11. Миямото К. Основы физики плазмы и управляемого синтеза. – М.: Физматлит, 2007.

# Работа № 4

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ Альфвеновских волн в замагниченной плазме

Цель: экспериментальное исследование распространения альфвеновских волн в замагниченной плазме и определение параметров плазмы.

# Краткие теоретические сведения об альфвеновских волнах

Многие интересные свойства плазмы выявляются при изучении распространения в ней колебаний и волн. Для характеристики влияния электромагнитного воздействия на среду и обратного влияния среды на прохождение электромагнитных волн можно использовать диэлектрическую проницаемость среды є. По физическому смыслу диэлектрическая проницаемость является мерой поляризации среды в электрическом поле напряженности  $\vec{E}$ , ее величина определяет во сколько раз ослабевает поле в диэлектрике и связывает электрическую индукцию поля с напряженностью  $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ . Диэлектрические свойства плазмы и многочисленность собственных колебаний и волн в плазме (что отличает ее от нейтрального газа) связаны, прежде всего, с наличием заряженных частиц и их кулоновским взаимодействием, причем, для распространения волн существенна большая роль коллективных движений частиц в плазме (за счет самосогласованного поля частиц) по сравнению с ролью столкновений (кулоновское взаимодействие отдельных частиц).

Однако по отношению к электромагнитным волнам плазма может вести себя не только как диэлектрик. Собственное электрическое поле плазмы может компенсировать внешнее электрическое поле волны и тогда плазма ведет себя как проводник, делая невозможным распространение волн данной частоты. В анизотропной плазме это зависит не только от частоты, но и от направления распространения волны. Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты волны  $\omega$  и от волнового вектора  $\vec{k}$  говорит о том, что внешнее воздействие изменяет ее свойства, что в свою очередь влияет на распространение волны. Скорость распространения волны в среде может быть вычислена, если известна зависимость частоты волны от волнового вектора, которая задастся дисперсионным уравнением  $\omega = \omega(\vec{k})$ . Для нахождения дисперсионного уравнения необходимо знать диэлектрическую проницаемость среды, которая в общем виде задается тензором диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \vec{k})$  (индексы  $\alpha$ ,  $\beta = 1,2,3$ ). Связь между тензором диэлектрической проницаемости, определяющим диэлектрические свойства плазмы, и тензором проводимости плазмы  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega, \vec{k})$ , связывающим плотность тока  $\vec{j}$  с полем  $\vec{E}$ 

$$\vec{j} = \sigma_{\alpha\beta}\vec{E}$$
, (4.1)

имеет вид

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta} (\omega, \vec{k}), \qquad (4.2)$$

где  $\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} 0, \alpha \neq \beta, \\ 1, \alpha = \beta, \end{cases}$  – символ Кронекера. Решая систему уравнений

Максвелла для монохроматической плоской волны вида

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)) \tag{4.3}$$

и используя (4.2), можно получить дисперсионной уравнение для собственных колебаний однородной плазмы в виде:

$$\det\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}\left(\frac{k_{\alpha}k_{\beta}}{k^2} - \delta_{\alpha\beta}\right) + \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \vec{k})\right) = 0.$$
(4.4)

В общем случае задачу нахождения тензора диэлектрической проницаемости плазмы решить бывает сложно (для этого необходимо решить кинетическое уравнение), но в приближении, когда тепловая скорость частиц много меньше скорости, приобретаемой в поле волны (т.е. тепловой энергией частиц можно пренебречь), задача существенно упрощается.

В случае отсутствия магнитного поля, если пренебречь движением ионов, то уравнение движения для электрона имеет вид:

 $m_e \dot{\vec{v}} = e \vec{E}$ , где *е* и  $m_e$  – заряд и масса электрона, тогда, выразив  $\vec{j}$  через скорость  $\vec{j} = en\vec{v}$ , из (4.1) и (4.2) получим, что для продольных ( $\vec{E} \parallel \vec{k}$ ) и поперечных ( $\vec{E} \perp \vec{k}$ ) волн вида (4.3) диэлектрические

постоянные равны: 
$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$$
, где  $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}}$  – частота

ленгмюровских колебаний плазмы плотности n. Таким образом, плазма без магнитного поля изотропна по отношению к распространению колебаний. Дисперсионное уравнение (4.4) для изотропной плазмы, выбрав направление волнового вектора  $\vec{k}$  параллельно оси z, примет вид:

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{\perp} - N^2 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{vmatrix} = 0, \qquad (4.5)$$

где  $N = \frac{kc}{\omega}$  – показатель преломления.

Продольные колебания возможны с частотой  $\omega = \omega_0 \ (\varepsilon_{\parallel} = 0)$ , их называют ленгмюровскими или плазменными. Групповая скорость таких колебаний  $v_{rp} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = 0$ , т.е. они не переносят энергии и не приводят к развитию волнового процесса в среде.

Дисперсионное уравнение для поперечных высокочастотных электромагнитных волн имеет вид  $\omega^2 = \omega_0^2 + c^2 k^2$  ( $\varepsilon_{\perp} = N^2$ ). Частота  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + c^2 k^2}$ , фазовая  $v_{\phi} = \frac{\omega}{k}$  и групповая скорости таких электромагнитных волн зависят только от плотности плазмы *n*. При  $\omega < \omega_0$ , диэлектрическая постоянная  $\varepsilon < 0$ , коэффициент преломления становится чисто мнимым. Это означает, что распространение электромагнитных волн с частотами  $\omega < \omega_0$  не возможно, падающая на границу плазмы волна отразится от нее, если плотность плазмы

 $n > \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2}$ . Это очень важное для диагностики плазмы свойство

связано с тем, что подвижные электроны за время  $\tau \sim \frac{l}{\omega}$  успевают

под действием электрического поля волны создать ток и собственное магнитное поле, так что волновой вектор поворачивается и волна отражается от плазмы проникнув лишь на глубину скин-слоя

 $\sim \frac{c}{\omega_0}$  (при  $\omega \ll \omega_0$ ). При частоте волны  $\omega > \omega_0$ , электроны плазмы

не успевают компенсировать поле волны. Отметим, что этот вывод был получен в пренебрежении тепловым движением электронов и ионов, причем массивные ионы считались неподвижными. Однако учет теплового движения электронов и ионов не сказывается на высокочастотных электромагнитных колебаниях. Распространению продольных волн вблизи электронной плазменной частоты (электронный звук)  $\omega^2 = \omega_0^2 + v_{Te}^2 k^2$  и низкочастотных продольных волн

вблизи ионной плазменной частоты  $\omega_{0i} = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m_i}}$  (ионный звук)

 $\omega^2 = \omega_{0i}^2 + v_{Ti}^2 k^2$ , где  $v_{Te}$  и  $v_{Ti}$  – тепловые скорости электронов и ионов, препятствует так называемое "затухание Ландау", когда энергия волны передается частицам плазмы, скорости которых близки к фазовой скорости волн. В результате распространяющаяся в плазме волна будет постепенно затухать даже в бесстолкновительном режиме.

В случае плазмы в магнитном поле  $\vec{B} = B_0 \cdot \vec{e}_z$  существенной становится анизотропия плазмы вдоль и поперек поля. Уравнение движения приобретает вид:  $m\dot{\vec{v}} = e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{B}]$ , продольная диэлектрическая постоянная остается такой же  $\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ , т.е. магнитное поле не влияет на движение частиц вдоль поля. Поперечная диэлектрическая постоянная для замагниченной плазмы  $\varepsilon_{\perp} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{0\alpha}^2}{\omega^2 + \omega_{B\alpha}^2}$ , где  $\omega_{B\alpha} = \frac{eB}{m_{\alpha}c}$  – ларморовская частота вращения в магнитном поле частицы массы  $m_a$ . Замагниченность

плазмы играет принципиальное значение и физически означает малость времени ларморовского вращения по сравнению с характерным временем рассматриваемых процессов (или ларморовский радиус много меньше характерных линейных размеров). Дисперсионное уравнение в магнитном поле примет вид

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{\perp} - N^2 & i\eta & 0\\ -i\eta & \varepsilon_{\perp} - N^2 & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{vmatrix} = 0, \text{ где } \eta = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{B\alpha} \cdot \omega_{0\alpha}^2}{\omega \left(\omega^2 - \omega_{B\alpha}^2\right)}.$$
(4.6)

Частота продольных колебаний остается той же  $\omega = \omega_0$  ( $\varepsilon_{\parallel} = 0$ ). Поперечные колебания имеют так же, как и без поля, высокочастотную ветвь с частотой  $\omega^2 = \omega_0^2 + c^2 k^2$  (при  $\omega >> \omega_{B\alpha}$ ,  $\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ ).

Таким образом, магнитное поле не влияет на распространение волн с частотой, много большей ларморовской частоты вращения, плазма по отношению к таким колебаниям не замагничена. Но помимо этих волн, в присутствии магнитного поля становятся возможными низкочастотные колебания. Действительно, электроны в поперечном к магнитному полю направлении оказываются "связанными" и не могут выполнять компенсирующую роль. Диэлектрическая постоянная для частот  $\omega << \omega_{B\alpha}$  равна

$$\varepsilon_{\perp} = 1 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{0\alpha}^2}{\omega_{B\alpha}^2} = 1 + \frac{4\pi c^2}{B^2} \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} = 1 + \frac{c^2}{v_A^2}, \qquad (4.7)$$

где  $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ ,  $\rho$  – плотность вещества плазмы. При  $v_A << c$ 

$$N^2 = \varepsilon_{\perp} = \frac{c^2}{v_A^2} = \frac{k^2 c^2}{\omega^2}$$
, следовательно,  $\omega = k v_A$  – дисперсионное урав-

нение низкочастотных колебаний, которые получили название альфвеновских волн по имени шведского астрофизика X. Альфвена (H. Alfven), открывшего их в 1942 году.

Скорость

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \tag{4.8}$$

называется альфвеновской.

Фазовая скорость таких колебаний  $v_{\phi} = \frac{\omega}{k} = v_A$  не зависит от волнового вектора k (нет дисперсии) и совпадает с групповой скоростью  $v_{rp} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = v_A$ . Скорость распространения альфвеновских волн зависит не только от плотности плазмы, но и от магнитного поля, причем при увеличении плотности плазмы скорость уменьшается, а при увеличении магнитного поля увеличивается. Эта интересная закономерность объясняется тем, что альфвеновские волны аналогичны звуковым волнам [4.2] и существуют благодаря удивительному свойству "вмороженности" магнитного поля в плазму, которое записывается в виде условия:  $\vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$  или  $\int \vec{B} \cdot d\vec{S} = \text{const}$  или  $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$ , т.е.  $\Phi$  – магнитный поток через произвольно выделенный идеально проводящий контур площади S остается постоянным. В силу этого смещение плазмы вызывает смещение "вмороженных" в нее силовых линий магнитного поля и наоборот.

Строго говоря, свойство "вмороженности" магнитного поля появляется в предположении идеальной проводимости плазмы (когда характерное время рассматриваемых процессов значительно мень-

ше времени диффузии магнитного поля в плазму - "скинового времени"). В реальной плазме свойство вмороженности будет ослабевать по мере снижения проводимости. Итак, волновой вектор (т.е. направление распространения волны) направлен вдоль внешнего магнитного поля, магнитное поле и электрическое поле волны перпендикулярны внешнему магнитному (рис. 4.1).

Поэтому силовые линии изгибаются, плазма колеблется вместе с магнитным полем. Искривление магнитного поля вызывает увеличение магнитной энергии  $\frac{B^2}{8\pi}$ ,



Рис. 4.1. Силовые линии альфвеновской волны

которая переходит в кинетическую энергию плазмы, создавая эффект натяжения силовых линий. Инерция вещества плазмы и свойство "вмороженности" магнитного поля вновь приводят к искривлению силовых линий магнитного поля и дальнейшему распространению колебаний. В силу инерции же вещества скорость распространения волн в более плотной плазме меньше. Менее "нагруженные" силовые линии магнитного поля. выполняющие роль упругих натянутых струн, быстрее проводят колебания. Остается добавить, что в реальной плазме с конечной проводимостью, помимо бесстолкновительного затухания Ландау происходит затухание альфвеновских волн не только из-за ослабевания свойства вмороженности, но и за счет потерь энергии на столкновениях. С учетом столкновений частиц появляется антиэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости [4.1] и решения дисперсионного уравнения (4.4) будут комплексными  $\omega = \omega_{Re} + i\gamma$ , где  $\omega_{Re}$  – частота собственных колебаний в бесстолкновительном режиме. Если мнимая часть  $\gamma < 0$ , то для возмущения вида (4.3) она равна декременту затухания волны. При этом энергия волны, диссипируемая в единицу времени, равна усредненному скалярному произведению плотности тока  $\vec{i}$  на электрическое поле  $\vec{E}$ , т.е. через джоулев нагрев переходит в тепловую энергию частиц, увеличивая тем самым роль столкновений.

#### Экспериментальное изучение альфвеновских волн

Впервые существование альфвеновских волн было экспериментально продемонстрировано в 1960 году [4.2]. В эксперименте использовался медный цилиндр, размещенный внутри соленоида, создающего продольно магнитное поле порядка 10 кГс. Плазма создавалась пропусканием вдоль оси цилиндра импульсного разряда тока (в амплитуде 60 кА) от конденсаторной батареи емкости 45 мкФ, заряженной до напряжения 10 кВ. После формирования плазмы между электродом на оси системы и медным цилиндром разряжалась батарея малой емкости. Возникающее радиальное электрическое поле генерировало альфвеновскую волну, бегущую вдоль оси цилиндра на другой его конец, где она регистрировалась в виде разности потенциалов между вторым электродом на оси и цилиндром. Временной сдвиг между началом разряда, генерирующего волну, и сигналом, пришедшим на осциллограф, определяет скорость распространения волны. В экспериментах был подтвержден линейный рост скорости альфвеновской волны с увеличением магнитного поля в пределах от 5 до 16 кГс.

В данной работе, в отличие от описанного эксперимента предлагается использовать волну для диагностики плотности плазмы. Для создания плазмы и изменения ее плотности используется пучково-плазменный разряд, который широко изучается в последнее время в связи с применением в некоторых областях плазменной техники и плазмохимии. Явление состоит в том, что при пропускании достаточно мощного электронного пучка через газ, образуется первичная плазма за счет столкновительной ионизации электронами пучка атомов газа. Далее пучок начинает интенсивно взаимодействовать с первичной плазмой путем раскачки колебаний плазмы за счет пучковой неустойчивости, когда в противоположность механизму затухания Ландау кинетическая энергия частиц пучка переходит в электрическую энергию волны, которая передает свою энергию через столкновения в нагрев плазмы. Таким образом, этот механизм передачи энергии в плазму приводит к нагреву электронов первичной плазмы и к значительному возрастанию ее плотности. При этом достигаются режимы, когда до 70% энергии пучка поглощается плазмой, а ее плотность на много порядков превосходит плотность электронов в пучке. Полученная таким образом плазма используется как среда для распространения альфвеновских волн. Общая схема установки приведена на рис. 4.2.

Для создания продольного магнитного поля напряженности 4–6 кГс используется открытая магнитная ловушка типа "пробкотрон". При этом для прохождения волны используется приосевая область установки, где магнитное поле можно считать однородным. Для возбуждения альфвеновских волн на плазменный шнур подается импульсное напряжение от конденсаторной батареи (см. рис. 4.2,  $\delta$ ). В момент посылки импульса запускается развертка осциллографа. Время задержки сигнала с регистрирующего на другом конце установки зонда определяет время прохождения волны вдоль оси системы, что дает возможность определить скорость распространения возмущения, а по формуле (4.8), зная величину поля, можно определить плотность плазмы.



Рис. 4.2. Схема установки для изучения альфвеновских волн: расположение катушек магнитного поля (*a*); электрическая схема установки (*б*):
 *I* – электронная пушка; 2 – коллектор; 3 – катушки магнитного поля;
 *4* – напуск газа; 5 – генератор импульсов; 6 – запускающий генератор; 7 – зонд;
 *8* – синхронизация; 9 – запуск

#### Магнитные зонды

Магнитные зонды (зонды переменного магнитного поля) широко используются для измерения переменных магнитных полей в плазме в различных плазменных экспериментах (токамаки, открытые ловушки, ВЧ генераторы плазмы, геликонные источники). В случае плотной и высокотемпературной плазмы магнитные зонды обычно размещают вне плазмы, что требует более сложного анализа данных. В менее требовательных условиях плазмы магнитные зонды могут быть введены непосредственно в плазму для локальных измерений переменного магнитного поля.

Магнитный зонд состоит из детектирующей катушки с N витками из медной проволоки, охватывающей контур C с площадью A, как схематически изображено на рис. 4.3.



Физический принцип работы зонда основывается на законе Фарадея:

$$\oint_C d\vec{l} \, \vec{E} = -\int_A d\vec{s} \, \vec{B} \, . \tag{4.9}$$

Для катушки с осью параллельной магнитному полю B(t), меняющемуся со временем, но постоянному по площади А, напряжение  $U_{ind} = -NA\dot{B}$  индуцируется на зонде. Для синусоидальных ко- $B(t) = B \sin \omega t$ индуцируемое лебаний напряжение  $U_{ind} = -NBA\omega \cos \omega t$ . Это означает, что чувствительность зонда увеличивается с увеличением частоты ω, числа витков N и площади А. Возможность увеличения чувствительности зонда путем увеличения площади витка А практически неприменима, поскольку противоречит требованию внесения минимальных искажений, что необходимо для зонда, помещенного в плазму. Также пространственное разрешение для измеряемых полевых структур определяется размером катушки. Поэтому кажется удобным увеличивать число витков N при сохранении малой площади А. Однако максимальная измеряемая катушкой частота составляет порядка  $f = R_0 / L$ , где L – индуктивность катушки, а  $R_0$  – сопротивление, на которое она нагружена. Индуктивность катушки пропорциональна ее радиусу и квадрату числа витков  $L \propto rN^2$ . Это значит, что верхняя граница измеряемой частоты квадратично уменьшается с ростом числа витков. Следовательно, увеличение числа витков не всегда допустимо. Поскольку вышеуказанные условия частично противоречат друг другу, то существует оптимальное соотношение числа витков и размера катушки. Эти значения должны быть определены согласно

условиям конкретного эксперимента. Магнитные зонды используются для регистрации сигналов в диапазоне от десятков кГц до сотен МГц. Для частот выше 100 кГц относительно небольшие магнитные зонды могут использоваться как компромисс между высоким пространственным разрешением и достаточно сильным сигналом.

# Порядок выполнения работы

- 1. Откачать установку до остаточного давления приблизительно 5.10<sup>-6</sup> Торр. Для этого включить форвакуумный насос и, открыв вентиль форвакуумной линии, откачать до форвакуума  $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$  Торр форлинию, соединенную с выхлопом высоковакуумных паромасленных диффузионных насосов, и камеру установки через патрубок байпасной откачки. По достижении форвакуума включить нагрев диффузионных насосов, предварительно открыв водяные краны системы охлаждения. Прогрев насосов занимает приблизительно 1 ч. После этого перекрыть кран байпасной откачки установки и открыть высоковакуумные шиберы диффузионных насосов. Время выхода на рабочий вакуум зависит от ряда факторов в каждом конкретном случае. Степень откачки контролируется по ионизационным манометрам, датчики которых установлены в торцевых (электронная пушка и коллектор) частях и в центре установки. Давление в форвакуумной линии измеряется термопарным датчиком.
- 2. В центральном отсеке вакуумной камеры между кварцевыми диафрагмами создать давление аргона (5–8)·10<sup>-4</sup> Торр. Для этого, когда режим по вакууму достигнут, открыть игольчатый натекатель, обеспечивающий фиксированный поток рабочего газа в центральную часть установки (между диафрагмами дифференциальной откачки). В данной работе в качестве рабочего газа используется аргон.
- Установить величину магнитной индукции в центре ловушки В = 4000 Гс. Для этого после включения водяного охлаждения обмоток магнитного поля запустить генераторы постоянного тока,

питающие обмотки. Регулируя ток возбуждения генераторов, установить ток через обмотки 2 кА, что соответствует индукции магнитного поля в центральной части установки  $B = 4000 \,\Gamma c \, (0,4 \, T)$ .

- 4. Зажечь в установке пучково-плазменный разряд, для чего необходимо включить ток, нагрева катода электронной пушки (величину тока накала катода уточнить у учебного инженера) и подать высокое напряжение U = 1 кВ на анод пушки.
- Подать на возбуждающий альфвеновские колебания электрод импульсное напряжение от высоковольтного импульсного устройства.
- 6. С помощью запоминающего осциллографа найти время задержки сигнала, пришедшего на зонд.
- 7. Повторить опыт при разных мощностях электронного пучка:

I = 800 мА, U = 1,4 кВ;

- I = 600 мА, U = 1,2 кВ;
- I = 400 мА, U = 1 кВ;
- I = 200 мА, U = 0,6 кВ.
- Повторить опыт при различных величинах индукции магнитного поля:
  - $B = 4000 \ \Gamma c;$
  - $B = 2200 \ \Gamma c;$
  - $B = 6000 \ \Gamma c.$

# Задания и отчет о работе

- 1. По найденным временам задержки найти альфвеновскую скорость, зная пройденное волной расстояние *L* = 1,7 м.
- 2. Используя формулы теоретического введения, вычислить плотность плазмы.
- По известным величинам тока пучка и энергии электронов оценить плотность электронов в пучке и сравнить с плотностью плазмы, получаемой в эксперименте. Диаметр электронного пучка считать равным 1 см.
- 4. Построить график зависимости плотности плазмы от мощности электронного пучка.

- 5. Построить график зависимости скорости альфвеновских волн от величины индукции магнитного поля *B*.
- 6. Отчет представить в виде расчетов и графиков.

# Контрольные вопросы

- 1. Замагничена ли плазма, создаваемая в установке данной работы?
- 2. Каков физический механизм распространения альфвеновских волн?
- 3. Укажите, какую аналогию можно провести между альфвеновской волной в плазме и обычной звуковой волной в газе; между альфвеновской волной и электромагнитной волной в вакууме?
- 4. Как изменится время прохождения альфвеновской волной некоторого расстояния, если увеличить плотность плазмы в 2 раза?
- 5. Объяснить зависимость скорости альфвеновских волн от мощности электронного пучка, нагревающего плазму.

#### Список рекомендуемой литературы

4.1. Трубников Б.А. Введение в теорию плазмы. Ч.3. – М.: МИФИ, 1978.

4.2. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. – М.: Наука, 1975. С. 106.

# Работа № 5

# СВЧ РАЗРЯД НА ЭЛЕКТРОННОМ ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ «МАГНЕТОР»

Цель: измерение параметров СВЧ плазмы в установке «МАГНЕТОР» с удержанием плазмы полем двух кольцевых катушек с током.

#### Введение

Перспективы термоядерных исследований неразрывным образом связаны с изучением фундаментальных проблем, отражающих вопросы удержания изолированной плазмы. Задачей магнитного удержания плазмы является получение локализованного сгустка плазмы посредством создания градиентов давления. Градиент давления предполагает диффузию и охлаждение плазмы, однако диффузионного времени удержания в магнитном поле может быть вполне достаточно для реализации термоядерной реакции. Осложнение вызывают быстрые потери плазмы через макроскопические неустойчивости. Времена потери плазмы в случае крупномасштабной неустойчивости значительно меньше диффузионного времени.

Приоритет в области достижения термоядерных параметров в связи с получаемыми результатами удержания в данное время принадлежит установкам токамак JET (UK), Asdex U (DE), Tore Supra(FR), а также стационарным конфигурациям стеллараторов Wendelstein 7X (De), LHD (Jap). Подобного рода установки обладают достаточно сложной геометрией магнитного поля и повышенными требованиями к её реализации. Ещё одно направление магнитного удержания плазмы основывается на конфигурациях, в которых магнитная система расположена внутри объема, где создается плазма. Удержание и МГД-устойчивость плазмы в таких магнитных конфигурациях базируется на относительно нетрадиционных для лабораторных систем принципах, опирающихся на стремление плазмы к самоорганизации, выражающееся в самосогласованном поддержании конвективно-устойчивого профиля давления. Критерий конвективной устойчивости был получен Б.Б. Кадомцевым [5.1], и согласно ему плазма может быть устойчива относительно перестановочных – конвективных возмущений, если градиент давления плазмы *P* не выше значения определяемого магнитной конфигурацией

$$\nabla P \nabla U < \gamma P (\nabla U)^2 / |U|,$$

где  $U \equiv -\oint dl / B$  – интеграл вдоль силовой линии магнитного поля,  $\gamma$  – показатель адиабаты. Данный критерий применим только для систем с замкнутыми внутри них силовыми линиями магнитного поля. Характерно, что если источник плазмы заполняет область магнитной конфигурации, окруженную сепаратрисой (силовой линии магнитного поля, разделяющей линии разной топологии поля и, в силу данного свойства, проходящей через нуль магнитного поля), то давление плазмы может быть равно нулю на сепаратрисе без потери устойчивости.

Лабораторная работа проводится на установке «Магнетор» [5.2], реализующей конфигурацию с отрывом плазмы от стенок, в которой удержание и устойчивость плазмы базируется на изложенных выше принципах. Генерация плазмы, заполняющей конфигурацию, осуществляется за счет СВЧ излучения. Исследование такой системы интересно в качестве компактной магнитной ловушки. Для проверки реализации критерия конвективной устойчивости на установке «Магнетор» проводится экспериментальное определение плазменных профилей давления и сравнение их с рассчитанными согласно критерию Кадомцева профилями. Для определения профилей плазменного давления используется зондовая диагностика.

Целью данной работы является ознакомление с основными принципами действия экспериментальной установки «Магнетор» и проведение измерений параметров СВЧ плазмы с помощью двойного зонда.

# Описание установки и метода создания плазмы

В феврале 2003 г. в МИФИ (ГУ) был произведен физический пуск бидипольной ловушки «Магнетор», относящейся к классу установок, магнитная система которых расположена внутри занимае-
мого плазмой объема. В установке реализована новая магнитная конфигурация, создаваемая двумя токовыми кольцами, токи в которых имеют противоположное направление, вследствие этого, поле внешнего токового кольца поджимает основное магнитное поле, создаваемое внутренним токовым кольцом. Получаемая таким образом магнитная конфигурация имеет сепаратрису, и удержание плазмы происходит внутри области ограниченной ею.

Схематичный вид установки «Магнетор» представлен на рис. 5.1.



Рис. 5.1. Схема установки «Магнетор»

Установка «Магнетор» представляет собой вакуумную камеру с размещенной в ней магнитной системой; системой создания вакуума и напуска газа; системой создания и ввода СВЧ-мощности в объем и системы зондовой диагностики.

Разрядная вакуумная камера из немагнитной нержавеющей стали представляет собой вертикальный цилиндр высотой 450 мм и

внутренним диаметром 480 мм, по бокам которого расположены четыре боковых патрубка с внутренним диаметром 300 мм. Откачка камеры до высокого вакуума (<  $10^{-5}$  Topp) осуществляется вакуумным постом, собранным на основе турбомолекулярного насоса TMH-1500.

Магнитная конфигурация образована двумя вложенными друг в друга катушками, находящимися на одной оси и имеющими общий центр, токи в которых имеют противоположное направление. Катушки размещены внутри разрядной камеры. Токи в катушках в основной конфигурации магнитного поля подобраны таким образом, чтобы возникающая при этом сепаратриса находилась внутри вакуумной камеры. Они составляют 40 кА и 20 кА во внешней и внутренней катушках соответственно. В кольцевой щели между катушками образуется магнитная пробка ( $B \sim 2 \, \mathrm{k\Gammac}$ ), препятствующая попаданию в щель частиц, поэтому там расположены опоры внутреннего кольца. Поле в центре ловушки при этом составляет 1,2 кГс.

Существуют ловушки, в которых плазма удерживается только полем левитирующего кольца с током (установка LDX, RT-1), однако в них области с малым полем достаточно удалены от основной зоны удержания и играют второстепенную роль. Ограничение снизу на размер таких систем диктуется плавностью градиента плазменного давления, и не позволяет сделать на их основе компактные ловушки.

Основная конфигурация магнитного поля получается при последовательном подключении катушек к стационарному источнику напряжения, представляющему собой трехфазный выпрямитель, собранный по схеме Ларионова. Существует также режим независимого питания катушек с возможностью вариации токов в них для исследования спектра конфигураций.

Плазма в установке создается в результате электрон-циклотронного резонанса (ЭЦР) в диапазоне давлений 10<sup>-3</sup>-10<sup>-5</sup> Торр, при этом не используется никаких дополнительных средств поджига разряда. Циклотронным резонансом называется избирательное поглощение электромагнитной энергии носителями заряда в проводниках, помещенных в магнитное поле при частотах, равных или кратных их циклотронной частоте. Микроволновые плазменные разряды определяются как ЭЦР, если поглощение происходит на волне правой поляризации в области магнитного поля, где частота возбуждения равна циклотронной частоте  $\omega_{ce} = eB/m_e$ . Такой метод относительно просто реализуем и позволяет создавать плазму непосредственно в зоне предполагаемого удержания.

В качестве источника СВЧ излучения используется бытовой магнетрон мощностью 1 кВт с частотой генерации 2,45 ГГц. В основной конфигурации магнитного поля резонансные поверхности (~ 875 Гс) расположены по обеим сторонам от плоскости катушек и пересекают все силовые линии внутри сепаратрисы.

Режим работы магнетрона в зависимости от используемого блока питания либо импульсно-периодический с частотой следования импульсов 50 Гц, либо стационарный. В первом случае используется типичная схема питания магнетрона, реализованная в бытовых печах. Данный режим позволяет набрать статистику измерений, получить хорошую повторяемость устойчивых режимов разряда и по переднему и заднему фронтам импульса тока на зонд судить о временах и механизмах заполнения ловушки плазмой и о времени жизни плазмы. Во втором случае (при необходимости стационарной генерации СВЧ-мощности) для питания магнетрона используется блок питания магнетрона M105.

Для ввода СВЧ-мощности в объем разработано и создано специальное устройство, согласующее волновое сопротивление ввода, выполненного через вакуумно-уплотненную антенну с петлей по магнитной связи, и коаксиальной линии, выходящей из магнетрона. Такое устройство благодаря подстройке волнового сопротивления линии за счет перемещения элементов ввода со скользящей посадкой позволяет согласовывать ввод с плазменной нагрузкой.

Откачка установки на высокий вакуум ( $<10^{-5}$  Topp) осуществляется вакуумным постом, схематично представленным на рис. 5.2, и собранным на основе турбомолекулярного насоса TMH-1500 *1*.

Предварительная откачка камеры 3 производится через клапан КЭУн-63-1 5, с электромеханическим приводом, форвакуумным насосом HBP16-Д 2. Этим же насосом 2 через аналогичный клапан КЭУн-63-2 6 откачивается турбо-молекулярный насос ТМН-1500 1, который, в свою очередь, осуществляет откачку вакуумной камеры 3 на высокий вакуум через высоковакуумный затвор ЗЭПМ-250 4, при этом клапан 5 закрыт. Для контроля давления используются ионизационные преобразователи ПМИ-3-2 9 (на выходе из насоса ТМН-1500) и ПМИ-3-2, расположенный непосредственно в разрядной камере; тепловой преобразователь ПМТ-6-3 *11*, помещённый на байпасном трубопроводе, и термопарный преобразователь ПМТ-4 *10* также расположенный в разрядной камере. Подача рабочих газов организована посредством игольчатых натекателей НМБ-1 *7*.



Установка использует в качестве плазмообразующих газов Ar, воздух,  $N_2$ , и He. Диапазон рабочих давлений составляет от  $10^{-2}$  до  $10^{-5}$  Topp.

## Методика измерений параметров плазмы

Для изучения характера пространственного распределения параметров в ловушке «Магнетор» генерируемой плазмы использован зондовый метод. Данный метод дает возможность получения локальных измерений, и измерения в присутствии сильно неоднородном магнитном поле. Применение зондового метода предполагает также обоснование корректности его использования ввиду возможного возмущения зондом плазменного образования. Для измерения параметров плазмы используется двойной зонд, являющийся основной модификацией одиночного зонда Ленгмюра. Метод заключается в том, что в плазму помещают не один, а два малых электрода и измеряют зависимость тока I в цепи этих электродов от разности потенциалов V между ними. Таким образом, двойной зонд в целом является изолированной системой, не связанной гальванически с установкой.

Это обеспечивает основное преимущество двузондовых измерений как в исследовании безэлектродных разрядов, так и в общем случае измерений в плазме с высоким и быстроменяющимся (во времени и пространстве) собственным потенциалом, который при значениях, существенно превышающих величину  $T_e/e$ , делает практически невозможными обычные однозондовые измерения. Возможность измерений с помощью двойных зондов в этих условиях обеспечивается способностью всей изолированной схемы «подстраиваться» под величину и изменения  $V_p$ , приобретая «плавающий» потенциал  $V_f$ , значения которого для отдельного тела определяется условием нулевого полного тока. (Минимальное расстояние между зондами определяется тем расстоянием, на котором еще отсутствует экранирование одного зонда другим.)

Если используются зонды одинаковых размеров и параметры плазмы в точках расположения зондов одинаковы, ВАХ двойного зонда имеет вид, изображенный на рис. 5.3. Изменяется и измеряется напряжение между зондами, а также ток в зондовой цепи. ВАХ такой системы симметрична относительно точки, в которой ток обращается в нуль.

Токи, идущие на каждый из зондов, должны быть равны по величине и противоположны по знаку, так как в целом система зондов изолирована, и складываются из токов электронов и ионов

 $I=I_{i1}-I_{e1}=-(I_{i2}-I_{e2})$  или  $I_{i1}+I_{i2}=I_{e1}+I_{e2}.$  (5.1)

Потенциал ни одного из зондов не может быть положительным, так как при  $V_p > 0$  на зонд течет электронный ток насыщения, а согласно (5.1) на другом зонде он должен замыкаться ионным током, который существенно меньше. Таким образом, не только зондовая система в целом «плавает», т.е. заряжена отрицательно относительно плазмы, но и каждый из зондов «отрицателен».



Рис. 5.3. ВАХ двойного зонда

Поскольку электронный ток экспоненциально растет при приближении потенциала зонда к потенциалу плазмы, потенциал зонда, собирающего электроны, лишь незначительно отличается от плавающего потенциала  $V_f$ . При больших приложенных напряжениях практически все оно сосредоточено у зонда, собирающего ионы, а ВАХ совпадает с характеристикой ионного тока насыщения одиночного зонда.

В случае различия потенциалов плазмы в точках расположения зондов ВАХ двойного зонда смешается вдоль оси напряжений на величину  $\Delta V = V_{p1} - V_{p2}$ . Сдвиг ВАХ по оси напряжений может наблюдаться и при измерениях в плазме с переменными полями в случае сильной неоднородности последних. Переменное поле ведет к искажению ВАХ и изменению плавающего потенциала зондов  $V_{f}$ . Поэтому помещение зондов в неэквипотенциальные по переменному полю точки ведет к появлению  $\Delta V = V_{f1} - V_{f2}$ . В этом случае при интерпретации результатов зондовых измерений нужен тщательный анализ условий работы зондов.

Двойной зонд позволяет определять температуру электронов  $T_e$  по ВАХ в окрестности плавающего потенциала и концентрацию заряженных частиц по ионному току насыщения. При этом пред-

полагается максвелловская функция распределения электронов по энергиям.

Температура электронов  $T_e$  может определяться несколькими способами.

В методе эквивалентного сопротивления *T<sub>e</sub>* определяется соотношением (все обозначения ясны из рис. 5.3):

$$T_e = -\frac{e}{k} \left[ \frac{I_{i1}I_{i2}}{I_{i1} + I_{i2}} \frac{dV}{dI} \right]_{I=0}.$$
 (5.2)

Величина  $\frac{dV}{dI}\Big|_{I=0}$  называется эквивалентным сопротивлением и

представляет собой наклон ВАХ двойного зонда при I = 0. Здесь  $I_{i1}$  и  $I_{i2}$  – ионные токи, определяемые экстраполяцией в точку, в которой ток в цепи зондов равен нулю.

В методе полулогарифмического графика для определения  $T_e$  используется выражение, аналогичное для обработки ВАХ одиночного зонда:

$$\frac{e}{kT_e} = \frac{d}{dV} \ln \left( \frac{I_{i1} + I_{i2}}{I_{e2}} - 1 \right).$$
(5.3)

Для определения концентрации заряженных частиц необходимо использовать теоретические представления об ионном токе на зонд, соответствующие условиям экспериментов. Эта процедура затрудняется тем, что зависимость  $I_i(V)$  может быть получена, если известен потенциал зонда относительно плазмы, т.е. известен потенциал плазмы  $V_p$ . В рамках двухзондовой методики  $V_p$  не может быть определен и, поэтому определение концентрации ионов обычно проводятся при больших значениях V, когда  $V \approx V_p$ .

Самый простой способ оценки концентрации ионов – это линейная экстраполяция из области больших напряжений для определения ионного тока в точке, в которой ток в цепи зондов равен нулю, а затем использование формулы Бома

$$I_i = 0,4Sen_0 \left(\frac{2kT_e}{M_i}\right)^{\frac{1}{2}},$$
 (5.4)

где  $S = 2\pi Rl$ , R – радиус зонда, l – длина зонда (R = 0,2 мм, l = 5 мм – для зонда, используемого в лабораторной работе).

# Порядок работы на установке «Магнетор»

Внимание! Все включения на установке осуществляются под руководством и с ведома проводящих занятие преподавателя и учебного инженера.

## I. Включение вакуумной системы.

Все вакуумные клапана КЭУ 1,2 и шибер (высоковакуумный затвор) открываются красной кнопкой, закрываются – белой.

- 1. Включить рубильник 380/220.
- 2. Подать воду для охлаждения насоса ТМН-1500, визуально убедиться в ее наличии.
- 3. Включить кнопку «Сеть».
- 4. Включить форвакуумный насос НВР-16Д.
- 5. Открыть клапан КВУМ.
- 6. Открыть клапан КЭУн-63-1.
- 7. Включить термопарный вакуумметр, с помощью которого контролируется давление в вакуумной камере.
- 8. Открыть клапан КЭУн-63-2.
- При достижении в вакуумной системе давления ~ 10<sup>-2</sup>-10<sup>-3</sup> открыть шибер турбомолекулярного насоса и перекрыть клапан КЭУн-63-1, соединяющий вакуумную камеру с форвакуумной линией.
- 10. Включить турбомолекулярный насос.
- После выхода насоса ТМН-1500 на режим (~ через 20 мин) и достижения в вакуумной камере давления ~ 10<sup>-4</sup> Торр включить ионизационный вакуумметр.
- 12. При давлении ~10<sup>-6</sup> Торр осуществить напуск газа через игольчатый натекатель до давления 10<sup>-4</sup> 10<sup>-5</sup> Торр.

## II. Включение СВЧ-системы.

Все включения электрических цепей, производимые с пульта установки, выполняются нажатием левой кнопки, а выключения – правой.

- 1. Включить рубильник 220/127В.
- 2. Включить кнопку «СВЧ» на пульте установки.
- Нажатием кнопки «+30 с» на панели управления печи включить накал катода магнетрона. Нажатием этой же кнопки или вращением ручки увеличить время до нескольких минут.
- Трехпозиционным переключателем на боковой панели СВЧ пульта (правое положение соответствует режиму генерации СВЧ, т.е. на катод магнетрона подается высокое напряжение; среднее – режим генерации выключен; левое – генерация включается при нажатии круглой кнопки расположенной рядом с переключателем) выставить нужный режим работы.
- Убедиться в наличии генерации, используя индикатор СВЧ поля, либо (при отсутствии регистрации поля прибором) выводя сигнал с катода магнетрона на осциллограф (на осциллографе в случае генерации должны появиться прямоугольные импульсы).
- 6. После проведения измерений режим генерации необходимо выключать.

<u>ВНИМАНИЕ!!!</u> Микроволновая энергия представляет опасность для здоровья человека, поэтому при включенной СВЧсистеме дверь в бокс должна быть закрыта, нахождение в нем людей запрещено!

# III. Проведение измерений.

- 1. Установить зонд в необходимое положение.
- 2. Собрать схему измерения двойным зондом. Для этого на один канал осциллографа GDS-820С подать сигнал тока с двойного зонда, на другой сигнал напряжения подаваемый на зонд.
- 3. Подать на зонд напряжение.
- 4. Включить осциллограф GDS-820C
- 5. Включить кнопку «Магнитное поле» на пульте управления
- 6. Включить СВЧ-систему.
- 7. После возникновения генерации включить катушки магнитного поля нажатием на кнопке дистанционного управления «пуск».
- 8. Запомнить полученные осциллограммы.

- Отключить генерацию СВЧ-мощности, поставив в среднее положение кнопку управления режимами работы магнетрона, или нажатием кнопки «стоп» на панели управления.
- Записать в виде файла на компьютер полученные осциллограммы или амплитуду значений тока, соответствующую подаваемому напряжению, в лабораторный журнал.
- 11. Проверить давление в камере по ионизационному вакуумметру.
- 12. Установить зонд в другое положение или подать на зонд другое напряжение, повторить измерения.

Во время проведения измерений необходимо контролировать температуру катушек магнитного поля путем измерения их сопротивления. Сопротивление катушек <u>не должно</u> превышать <u>8,6 Ом</u>.

# IV. Выключение установки.

- 1. Выключить питание зонда.
- 2. Выключить осциллографы.
- 3. Выключить CBЧ систему и магнитное поле кнопками на пульте управления.

# V. Выключение вакуумной системы.

- 1. Выключить насос ТМН-1500.
- 2. Закрыть шибер.
- 3. Закрыть КЭУ-2.
- 4. Закрыть КВУМ.
- Выключить насос НВР-16Д, при выключении напуск газа в насос осуществляется автоматически (при этом слышно шипение).
- 6. Выключить кнопку «Сеть».
- 7. Выключить рубильник 380/220.
- 8. Через 20-30 мин после выключения насоса ТМН 1500 перекрыть воду.

## VI. Обработка результатов измерения и отчет о работе.

 По полученным в результате эксперимента осциллограммам построить (с помощью компьютера, на миллиметровке и т. д.) ВАХ двойного зонда, из которых определить электронную температуру и плотность плазмы. Объяснить (продемонстрировать) владение техникой обработки ВАХ двойного зонда.

- По данным необходимо вычислить степень ионизации плазмы *a* = *n<sub>e</sub>/N*, длину свободного пробега электронов λ и дебаевский радиус *r<sub>d</sub>*. Проверить справедливость предположений, лежащих в основе зондовой теории Ленгмюра.
- 3. Оценить возможные погрешности измерений.
- 4. Написать заключение и выводы по работе.

#### Контрольные вопросы

- 1. В чем преимущество магнитных систем с погруженными в плазму проводниками?
- За счет каких процессов и при каких условиях в установке образуется плазма?
- 3. Почему для диагностики плазмы используется двойной зонд?
- 4. Что такое плавающий потенциал?
- 5. Что такое плазменный потенциал?
- 6. Что такое критическая плотность плазмы?
- 7. Что такое сепаратриса?

#### Список рекомендуемой литературы

5.1. Кадомцев Б.Б. // Магнитные ловушки для плазмы. Физика Плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. – М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т.4. С.353.

5.2. Бердникова М.М., Вайтонене А.М., Вайтонис В.В., Вовченко Д.Е., Крашевская Г.В., Ивашин С.В., Курнаев В.А., Перелыгин С.Ф., Ходаченко Г.В. // Препринт МИФИ: Установка «Магнетор». – М.: МИФИ, 2006.

5.3. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969.

5.4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учеб. руководство. – М.: Наука. 1987.

5.5. Лебедев Ю.А. Зондовая диагностика плазмы пониженного давления.

5.6 Чен Ф.// Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда – М.: Мир, 1967.

## Работа № 6

# ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В СКРЕЩЕННЫХ *Е×Н* ПОЛЯХ

Цель: определение параметров плазмы (электронной температуры и плотности ионов) сильноточного газового разряда в скрещенных E×H полях с помощью импульсной зондовой диагностики.

#### Введение

Исследование разрядов низкого давления в поперечном магнитном поле связано с их использованием в устройствах технологического назначения и ускорителях плазмы на основе газовых разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях с замкнутым дрейфом электронов (магнетронных разрядов), в качестве плазменных эмиттеров, а так же в качестве генератора плотных плазменных образований для имитации взаимодействия периферийной плазмы с приемными устройствами ТЯР.

Широкое использование в технике магнетронных систем распыления материалов стимулировало, в первую очередь, исследования стационарных разрядов в скрещенных  $E \times H$  полях, отличающихся сравнительно низкой плотностью катодного тока. Для этих разрядов характерна малая удельная мощность, т.е. мощность выделяемая в единичном объеме разрядной области. Свойства этой формы разряда изучены достаточно полно [6.1, 6.2].

В отсутствие магнитного поля в зависимости от давления и величины разрядного тока возможны четыре устойчивых вида разряда с холодным катодом: темный, нормальный тлеющий, аномальный тлеющий и дуговой [6.9]. Наложение магнитного поля меняет характер движения заряженных частиц как в плазме, так и в приэлектродных областях разряда. Исследования режимов стационарного разряда в магнитном поле с замкнутым дрейфом электронов (стационарного магнетронного разряда) с типичными диапазонами параметров  $p \cong 10^{-4} \div 5 \times 10^{-2}$  Торр и величиной индукции магнитного поля на поверхности катода  $B \cong 300 \div 1000$  Гс показали, что ВАХ такого разряда удовлетворительно апроксимируется выражением  $I_p = kU_p^n$ , где  $I_p$  – ток,  $U_p$  – напряжение разряда, k, n – коэффициенты, зависящие от конструкции разрядного устройства, рода газа, давления, магнитного поля. Такой вид характеристики при n > 1 сохраняется до величин плотностей тока на катод  $j_{\rm K} \le 300$  мА/см<sup>2</sup>. Напряжение разряда при этом достигает 400–600 В. Характерная плотность плазмы стационарных магнетронных разрядов составляет  $n_i \cong 10^8 \div 10^{11}$  см<sup>-3</sup> при температуре электронов  $T_e \le 20$  эВ. При больших плотностях тока происходит переход разряда в дуговой режим.

Необходимость повышения плотности газоразрядной плазмы, а следовательно, и мощности разряда потребовало применения импульсного или квазистационарного режима. Эксперименты, проведенные для магнетронных систем различной геометрии, показали, что существуют режимы разряда не переходящие в дугу при значительных величинах токов. В разряде с однородным электрическим и сильно неоднородном магнитным полем уменьшение длительности импульса до 100 мкс позволили получить неконтрагированную форму разряда с током до 1000 А при напряжении горения 300–500 В с общим энерговкладом до 50 Дж [6.4]. Рост тока свыше критической величины, зависящей от разрядных условий приводит к развитию неустойчивостей и переходу разряда в дуговой режим.

Мощные неконтрагированные режимы квазистационарного разряда низкого давления в скрещенных  $E \times H$  полях, характеризующиеся существенно большими плотностями катодного тока по сравнению с известными разрядами этого типа были получены в работе [6.5]. К ним относятся: сильноточный магнетронный разряд с напряжением горения 450÷1200 В и током до 250 А (плотность катодного тока до 25 А/см<sup>2</sup>), сильноточный диффузный разряд, с током до 2000 А и напряжением 75÷140 В, плотностью катодного тока до 90 А/см<sup>2</sup>. Плотность плазмы, создаваемой в этом разряде достигает  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а электронная температура 3÷8 эВ. В обоих случаях мощность разряда может достигать 200 кВт при длительности плоской вершины импульса  $\cong 1,5$  мс. Указанные физические особенности обеих форм разряда открывают новые возможности их применения в современных технологиях и экспериментальной отработке элементов конструкции ТЯР.



Рис. 6.1. ВАХ разряда низкого давления в магнитном поле



Рис. 6.2. Плоский магнетрон: 1 – анод, 2 – катод, 3 – магнитная система

Экспериментальные исследования разряда в скрещенных  $E \times H$  полях в диапазоне токов 5÷2000 А при давлениях от 10<sup>-3</sup> до 10 торр, в различных газах (Ar, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>) и газовых смесях (Ar/SF<sub>6</sub>, Ar/N<sub>2</sub>, He/H<sub>2</sub>), при различных конфигурациях и величинах магнитных полей позволили установить существование двух новых, стабильных

форм квазистационарного разряда, отличающихся напряжением горения, плотностью катодного тока, а также структурой разряда, включая механизмы катодной эмиссии и ионизации.

ВАХ разряда низкого давления в магнитном поле имеет четыре основных участка, соответствующих устойчивым формам разряда (рис. 6.1). На ней выделяются два классических участка, соответствующие стационарному магнетронному (1) и сильноточному дуговому (4) разряду. ВАХ стационарного разряда в системах с плоским катодом и неоднородным магнитным полем, силовые линии которого имеют участки, перпендикулярные катоду и участки, параллельные ему (плоский магнетрон; см. рис. 6.2), обеспечивающие замкнутый дрейф электронов вдоль поверхности катода, в диапазоне давлений 10<sup>-5</sup>÷1 Торр, величин индукции магнитного поля на поверхности катода 400÷1000 Гс, имеет вид  $I_d = kU_d^n$ , где  $I_d$  – ток разряда, U<sub>d</sub> – напряжение разряда, k, n - величины, зависящие от конструкции разрядного устройства, рода газа, давления, магнитного поля [1]. Показатель n > 1 сохраняется до величин плотностей тока на катод  $i \le 0.3$  A/см<sup>2</sup>; напряжение при этом достигает 400÷600 B.

Плотность плазмы в этих условиях составляет  $n_i \cong 10^8 \div 10^{10}$  см<sup>-3</sup> при температуре электронов до  $T_e \cong 20$  эВ. Разряд занимает на катоде узкую область, соответствующую области перпендикулярности электрического и магнитного полей. Общий ток разряда для плоских магнетронов средних размеров не превосходит 1÷5 А. Преобладающим механизмом эмиссии электронов с катода в стационарном магнетронном разряде является как и для тлеющего разряда вторичная ион-электронная эмиссия. Основная ионизация происходит за счет развития электронных лавин, а условием под-

держания разряда является условие Таунсенда  $\int_{0}^{L} \alpha(E) dz = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right),$ 

где  $\alpha(E)$  – коэффициент Таунсенда, E = E(z) – эквивалентное эффективное электрическое поле, зависящее от распределения электрического и магнитного полей в разрядном промежутке,  $\gamma$  – коэффициент вторичной эмиссии, *L* – толщина неэкранированного слоя у поверхности катода.

Дуговая форма характеризуется низким напряжением горения ≈15÷45 В и наличием четко выраженных неоднородностей на поверхности катода и в плазме разряда. Дуга обладает постоянной или падающей ВАХ. В случае холодного катода основным механизмом эмиссии является термоавтоэлектронная эмиссия из катодного пятна, увеличивающаяся за счет снижения работы выхода электронов за счет эффекта Шоттки. Характерный размер катодного пятна составляет  $10^{-4} \div 10^{-2}$  см<sup>2</sup>, а плотность тока в зоне пятна может достигать  $10^6 \div 10^7$  A/см<sup>2</sup>. Следует отметить, что в зоне катодного пятна происходит интенсивное испарение материала катода, что приводит к сильной металлизации плазмы разряда. Высокая степень ионизации в плазме положительного столба дуги, обусловленная высокой плотностью тока приводит к сокращению толщины слоя пространственного заряда около поверхности катода а также росту проводимости плазмы положительного столба и соответственно росту величины катодного падения напряжения практически до величины полного падения напряжения на разряде. Результатом является образование бесстолкновительного катодного слоя, при котором длина свободного пробега электронов в электрон-ионных и электрон-атомных столкновениях больше толщины слоя. Дуговой разряд с холодным катодом характеризуется как правило не только контрагированной структурой катодного слоя, но и наличием токовых каналов в плазме.

Диапазон токов 0,2÷250 А характерен для сильноточного магнетронного разряда (область 2 на рис. 6.1) с растущей до некоторого критического напряжения, а затем постоянной ВАХ. Разряд этого вида обладает высоким (до 1,2 кВ) напряжением горения и реализуется с наибольшей вероятностью в диапазоне давлений  $10^{-3} \div 10^{-1}$  Торр и магнитных полей с индукцией 0,4÷1,0 кГс. Напряжение на разряде монотонно увеличивается с ростом тока до некоторого максимального значения  $U_d^{max} \cong 500\div1200$  В до перехода разряда в сильноточный диффузный или дуговой режим. Для длительности импульса т до 20 мс токи перехода достигают 250 А,

что соответствует плотности катодного тока  $j \cong 25$  А/см<sup>2</sup>. Уменьшение индукции магнитного поля приводит к увеличению разрядного напряжения  $U_d^{\text{max}}(B_{\perp})$ до некоторого критического значения  $U_d^{\text{кр}}$ , зависящего только от материала катода и рода газа. Дальнейшее уменьшение индукции магнитного поля приводит к переходу разряда в высоковольтный режим, характеризующийся крутым ростом ВАХ и малым (до 1 А) значением разрядного тока. Экспериментальные исследования разряда этого типа, проведенные в диапазоне давлений 10<sup>-3</sup> ÷ 10 Торр, различных газов Ar, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>, Ar/SF<sub>6</sub>, Ar/N<sub>2</sub>, He/H<sub>2</sub>, магнитных полей 0,4÷1 кГс с использованием в качестве материала катода Cu, Ti, Mo, Al, нержавеющей стали, показали, что характер зависимости  $U_d(I_d)$  одинаков для различных давлений, магнитных полей, газов, материалов катодов, размеров разрядной области и вида разрядных устройств.

Особенностью сильноточного магнетронного разряда является интенсивное, за счет высокой энергии и плотности ионного потока, распыление материала катода.

Оценки для стандартных технологических условий разряда: рабочий газ – Ar, материал катода – Cu, давление  $10^{-2}$  Topp,  $I_d = 65$  A,  $U_d = 900$  В показали, что содержание атомов материала катода в плазме может достигать 30% и расти с ростом степени ионизации. Это позволяет в данных условиях получать импульсную скорость нанесения покрытий до 80 мкм/мин, в то время как средние скорости нанесения покрытий в условиях стационарного магнетронного разряда с использованием охлаждаемых катодов составляет в настоящее время 3÷5 мкм/мин.

Зондовые измерения средней плотности плазмы сильноточного магнетронного разряда в области, где влияние магнитного поля на зондовую характеристику незначительно, дали для приведенных выше параметров разряда величину ≥3.10<sup>12</sup> см<sup>-3</sup>.

Вид ВАХ, отсутствие контракции разряда, характерные значения параметров плазмы (плотности и электронной температуры), позволяют предположить, что структура сильноточного магнетронного разряда, аналогично стационарному магнетронному разряду, характеризуется таунсендовским механизмом ионизации в столкновительном катодном слое и преобладанием вторичных механизмов эмиссии.

Сильноточный диффузный разряд (область 3 на рис. 6.1) формируется при токах  $10\div 2000$  А и характеризуется постоянным напряжением горения  $65\div 140$  В, временем существования свыше 1 мс, а также отсутствием контракции в плазме и катодном слое. Измерения средней плотности тока сильноточного диффузного разряда показали, что она может достигать 90 А/см<sup>2</sup>. Сильноточный диффузный разряд реализуется преимущественно в диапазоне давлений  $10^{-2}$ ÷5 Торр, независимо от вида разрядного устройства, рода газа, материала катода.

Измерения параметров плазмы разряда (плотности плазмы и электронной температуры) в Ar, H<sub>2</sub>, He/H<sub>2</sub> смеси показывают практически линейный рост плотности плазмы от тока разряда. С учетом диапазонов измерений для различных разрядных условий плотность ионов составляет: в аргоне от  $(2,0\div2,5)\cdot10^{14}$  см<sup>-3</sup> при токах 350÷550 A до  $(1,0\div1,5)\cdot10^{15}$  см<sup>-3</sup> при токах 1100÷1400 A; в водороде  $(1,8\div6,0)$  10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> в диапазоне токов 850÷2000 A. Температура электронов составляет 4÷8 эВ. Эмиссионная способность плазмы разряда достигает 12 A/см<sup>2</sup> ионов Ar<sup>+</sup> и 30 A/см<sup>2</sup> H<sup>+</sup> и H<sub>2</sub><sup>+</sup>. Измерения радиального распределения электронной плотности ( $n_e$ ) по сечению разрядной области [6.6] показали, что профиль  $n_e(r)$  остается практически прямоугольным по всей плоскости сечения, что также свидетельствует об однородности разряда и отсутствии токовых каналов, аналогичных дуге.

Из экспериментальных данных следует, что границы режимов 2 и 3 существенно зависят от разрядных условий (давления, магнитного поля, рода газа и т.д.). Области перекрытия разрядов различного вида на ВАХ (см. рис. 6.1) обусловлен различной вероятностью формирования того или иного режима разряда в зависимости от условий.

При импульсном пробое газа к промежутку может прикладываться начальное напряжение  $U_0$ , превышающее пробивное напряжение  $U_{\rm np}$ , определяемое законом Пашена. Это превышение характеризуется коэффициентом перенапряжения  $k_{\rm n} = \frac{U_0 - U_{\rm np}}{U_{\rm np}}$  [6.7]. В

зависимости от его величины характер развития разряда существенно меняется. При малых  $k_n$ , составляющих несколько процентов и давлениях от 760 Торр и ниже имеет место таунсендовский механизм пробоя, при котором нарастание тока происходит за счет развития серий электронных лавин. При низких давлениях в зависимости от наличия магнитного поля при соблюдении соответствующих условий такой разряд переходит в тлеющий или магнетронный. Если перенапряжение превышает десятки процентов, то создаются условия преобразования одиночной электронной лавины в стриммерный канал. При этом пробой завершается развитием искры, а затем дуги.

Процесс формирования сильноточного диффузного разряда включает в себя несколько этапов, характеризующихся перестройкой структуры разряда. При развитии разряда по таунсендовскому механизму происходит образование электронных лавин, накопление в промежутке объемного заряда и формирование прикатодного падения потенциала. Концентрация электронов на этой стадии может достигать  $10^7 \div 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Дальнейшее нарастание числа заряженных частиц в промежутке определяется процессом ионизационной релаксации [6.8]. Скорость и характер этого процесса существенно зависти от параметра  $\frac{E}{n}$ , а также наличия у атомов газа

метастабильных уровней. В общем случае процесс нарастания концентрации электронов в плазме при резком повышении напряженности электрического поля описывается нелинейной системой кинетических уравнений баланса числа частиц всех видов, аналитическое решение которой отсутствует. В тоже время ряд допущений позволяет существенно упростить систему уравнений, описывающую процесс ионизационной релаксации и определить основные направления дальнейшей эволюции разряда. Приближенно считая кинетические коэффициенты электронов (константы скоростей возбуждения и ионизации атомов из основного и возбужденного состояния электронным ударом, константы рекомбинации и т.д.) не зависящими явным образом от времени так как при скачкообразном повышении  $\frac{E}{p}$  время релаксации функции распределения

электронов по энергиям при  $\frac{E}{p} \ge 3 \frac{B}{\text{см} \cdot \text{Торр}}$  значительно меньше

времени развития ионизации и объединяя все нижние возбужденные состояния, включая метастабильные и резонансные уровни в один эффективный уровень со средней энергией и суммарным статистическим весом, процесс ионизационной релаксации описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = n_0 n_e \beta_{e,at} + n_1 n_e \beta_{e,1} + n_1 n_e \beta_{cm} - \nabla \Gamma_e ; \qquad (6.1)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = n_e n_0 k_{0-1} - n_e n_1 k_{1-0} - n_1 n_e \beta_{e1} - n_1 n_e \beta_{cm} - n_1 A_{1-0} \theta_{1-0} - \nabla \Gamma_1,$$
(6.2)

где  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_{e_1}$  – концентрации атомов в основном и первом возбужденном состоянии и электронов,  $k_{0.1}$  и  $k_{1.0}$  – константы переходов атомов из основного в возбужденное состояние и обратно,  $\beta_{e0}$ ,  $\beta_{e1}$  – коэффициенты прямой ионизации из основного и первого возбужденного состояния,  $\beta_{cr}$  – обобщенный коэффициент ступенчатой ионизации с нижних уровней,  $A_{1.0}$  – вероятность спонтанного перехода из первого возбужденного в основное состояние атома,  $\theta_{1.0}$  – фактор пленения резонансного излучения,  $\nabla \Gamma_e$  и  $\nabla \Gamma_1$  – потоки диффузии электронов и возбужденных атомов, которые можно приближенно представить в виде  $\nabla \Gamma_{e,1} \cong n_{e,1} v_{De,1}$ , где  $v_{De,1}$  – частота диффузии.

Используя сведения о константах соответствующих процессов можно получить решение системы (6.1)–(6.2). Из анализа решения системы (6.1)–(6.2) следует [6.6], что для монотонного роста электронной плотности и сохранения режима объемного горения при значениях коэффициента перенапряжения, соответствующих сильноточному магнетронному разряду, необходима начальная ионизация  $n_e \cong 10^7 \div 10^9$  см<sup>-3</sup>. Источником такой предварительной ионизации может быть ВЧ-разряд, аномальный тлеющий или магнетронный разряд.

Рост напряжения, тока и удельного энерговклада в сильноточном магнетронном разряде приводят к росту электронной плотности и существенному нагреву газа, что способствует установлению частичного равновесия в плазме разряда и переходу в сильноточный диффузный режим.

Состояние ионизированного газа в зоне разряда описывается термодинамическим уравнением состояния газа в газоразрядном промежутке и законом сохранения энергии с учетом неупругих процессов, таких как ионизация, возбуждение, рекомбинация, а также с учетом потерь энергии на диффузионный, конвективный и радиационный теплоотвод. Они представляют собой сложные нелинейные дифференциальные уравнения описывающие локальные распределения температуры и плотности всех компонентов газоразрядной плазмы с течением времени. Аналитическое решение такой системы уравнений для реальных разрядных условий отсутствует. Усреднение по времени с учетом квазистационарности процесса и по объему газоразрядного промежутка, а также замена реальных профилей электродов на плоские с эффективной площадью и межэлектродным расстоянием, соответствующим рабочему сечению электродов существенно упрощает задачу и позволяет казистационарное уравнение для газовой температуры в режиме сильноточного магнетронного разряда представить в виде

$$P_g = (T_0 - T_g) M_g C_p v_T, \qquad (6.3)$$

где  $P_g$  – тепловая мощность, расходуемая на нагрев газа;  $T_g$  – установившаяся температура газа,  $T_0$  – температура электродов;  $M_g$  – масса газа в разрядном объеме;  $C_p$  – теплоемкость при постоянном давлении, усредненная по объему разрядной области;  $v_T = \chi / \Lambda_T^2$  – частота, характеризующая теплоотвод;  $\chi = \lambda / (Mn_g C_p)$  – температуропроводность;  $\Lambda_T$  – характерная длина теплоотвода;  $\lambda$  – теплопроводность газа, соответствующая установившейся температуре; M – масса атома;  $n_g$  – концентрация молекул газа. Уравнение баланса энергии газа учитывает геометрию разрядной области, поэтому при оценке температуры реальный профиль электродов заменен плоским с площадью S и межэлектродным расстоянием L, соответствующим рабочему сечению при заданных режимах. Для плоского слоя толщиной 2*L* величина  $\Lambda_T \approx L/\pi$ .

$$P_g = I_d U_d - \frac{I_d}{e\eta}, \tag{6.4}$$

где  $I_d U_d$  – полная мощность, выделяющаяся в разрядном объеме,  $\frac{I_d}{e\eta} = P_{\text{неупр}}$  – мощность, выводимая из разрядного объема за счет

ионизации, *е* – заряд электрона, *l*/η – константа Столетова, соответствующая величине *E*/*n* характерной для катодного слоя.

Из выражений (6.3)-(6.4) следует, что

$$T_g \cong \frac{P}{M_g C_p v_T} = \frac{1}{\pi^2} \frac{L}{S} \frac{I_d U_d - \frac{I_d}{e\eta}}{\lambda} , \qquad (6.5)$$

т.е. температура газа не зависит от его плотности, а действие магнитного поля сводится к ограничению электронной теплопроводности и обеспечению достаточного числа столкновений для эффективной передачи энергии от электронов газу.

В условиях, типичных для перехода разряда из сильноточного магнетронного в сильноточный диффузный температура газа может достигать  $\cong 1$  эВ.

Согласно [6.9] в случае, когда роль амбиполярной диффузии мала, при достаточно больших плотностях плазмы (больших некоторой критической величины, определяемой экспериментально и зависящей от энергетической высоты первого возбужденного уровня) степень ионизации в плазме газового разряда может определяться из уравнения Саха.

В приближении цилиндрического слоя средняя скорость диффузионных потерь заряженных частиц может быть представлена в виде

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{dif} = D_A \Delta n = -\mathbf{v}_D n \approx -\frac{D_A}{\Lambda^2} n \,,$$

где  $v_D$  – частота диффузии,  $\Lambda$  – характерная диффузионная длина, зависящая от геометрии разрядной области. При наличии магнитного поля она определяется наибольшей из частот, характеризую-

щих уход частиц на электроды и через боковую поверхность разрядного объема:

$$\nu_{Dl} \approx \frac{\left(T_e + T_i\right)\left(\nu_{ea} + \nu_{ei}\right)}{m\omega_e^2 + \left(\nu_{ea} + \nu_{ei}\right)\mu_{ia}\nu_{ia}} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 n_e;$$

$$\nu_{Ds} \approx \frac{\left(T_e + T_i\right)}{\mu_{ia}\nu_{ia}} \left(\frac{2.4}{R}\right)^2,$$
(6.6)

где R – радиус разрядной области,  $\omega_e$  – циклотронная частота электронов,  $n_{ea}$ ,  $v_{ei}$ ,  $v_{ia}$ , – частота электрон-атомных, электрон-ионных и ион-атомных столкновений,  $\mu_{ia}$  – приведенная масса. Сравнение частот диффузии, ионизации и рекомбинации указывает на возможность установления частичного равновесия в плазме разряда.

Оценки плотности плазмы, соответствующей полученной температуре газа  $T = T_g = T_i \cong 1$  эВ показали, что согласно выражению для степени ионизации

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = \frac{g_i}{g_g} \left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{(kT)^{\frac{3}{2}}}{n_g + n_i} \exp\left\{-\frac{eU_i}{kT}\right\},$$
(6.7)

где  $g_i = 6 (Ar) g_g = 1$  – статистический вес ионов и атомов, m – масса электрона,  $U_i$  – потенциал ионизации,  $\alpha = \frac{n_e}{n_g + n_i}$  – степень иони-

зации, при переходе разряда в сильноточный диффузный режим превышает  $n_e \ge 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Рост плотности плазмы и превышение ей некоторой критической величины  $n_e \cong 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, зависящей от разрядных условий, кардинально меняет структуру сильноточного магнетронного разряда и трансформирует его в сильноточный диффузный или дуговой разряд.

Высокая степень ионизации в плазме сильноточного диффузного разряда приводит к сокращению ширины слоя положительного пространственного заряда у поверхности катода, определяемого из

соотношения 
$$l_c = \left(\frac{8}{9}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M}{m}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{eU_c}{kT_e}\right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_t}\right)^{\frac{1}{2}}$$
, а также росту ее

проводимости и соответственно за счет перераспределения падения напряжения на плазме и в катодном слое, росту величины катодно-

го падения напряжения. Эти явления приводят к образованию в сильноточном диффузном разряде бесстолкновительного катодного слоя, т.е. длина свободного пробега электронов в электронатомных  $\lambda_{e,ar}$  и электрон-ионных столкновениях (высокие давления)  $\lambda_{ei}$  и высотой траектории электрона над поверхностью катода

[6.10]  $h_e = \frac{2mc^2}{e} \frac{\langle E_c \rangle}{B_r^2}$  при движении в скрещенных полях (низкие

давления), становится больше ширины катодного слоя. Увеличение плотности плазмы с ростом тока лишь усиливает условие  $l_c < \lambda_{e,ar}$ ;  $\lambda_{ei}$ ;  $h_e$ .

Уравнение Пуассона для бесстолкновительного слоя разряда :

$$-\frac{d^{2}U}{dx^{2}} = 4\pi e(n_{i} - n_{e}),$$

$$j_{e} = Sj = en_{e}V_{e}j_{i} = (1 - S)j = en_{i}V_{i},$$

$$V_{e} = \left(\frac{2eU}{m}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad V_{i} = \left(\frac{2e(U_{c} - U)}{M}\right),$$

$$S = \frac{\gamma}{1 + \gamma} = \frac{j_{e}}{j_{e} + j_{i}},$$
(6.8)

 $\gamma = \gamma_{ie} + \gamma_{hv} -$ коэффициент вторичной эмиссии, обусловленный как ион-электронной, так и фотоэмиссией определяет напряженность электрического поля у поверхности катода и величину катодного падения напряжения соотношениями [6.3]:

$$E_{c} = \left\{ \frac{16\pi}{(2e)^{\frac{1}{2}}} \left[ (1-S)M^{\frac{1}{2}} - sm^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} U_{c}^{\frac{1}{4}} j^{\frac{1}{2}}, \qquad (6.9)$$

$$U_{c} = \left\{ \frac{12\pi}{(2e)^{\frac{1}{2}}} \left[ (1-S)M^{\frac{1}{2}} - sm^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{3}{2}} j^{\frac{2}{3}} l_{c}^{\frac{4}{3}} .$$
(6.10)

Из зондовых измерений следует практически линейная зависимость плотности плазмы от тока разряда, в то же время  $l_c \approx 1/(n_e^{\frac{1}{j_3}})$ , т.е.  $U_c$  не зависит *j*, что и наблюдается экспериментально.

Переход катодного слоя в бесстолкновительный режим делает невозможным поддержание разряда за счет лавинного механизма ионизации в области катодного падения потенциала и позволяет предположить, что основные ионизационные процессы происходят в плазме разряда. В бесстолкновительном катодном слое происходит непосредственное ускорение эмитированных электронов до энергий, соответствующих катодному падению потенциала. Бесстолкновительный катодный слой отделен от положительного столба промежуточным квазинейтральным слоем, где электроны теряют направленную скорость, а функция распределения электронов по скоростям становится максвелловской. Электроны, энергия которых превосходят энергию ионизации, непосредственно ионизуют газ (неупругие столкновения), а те, у которых энергия недостаточна для ионизации при столкновениях с нейтральными частицами и ионами, производят их нагрев (упругие столкновения). К неупругим столкновениям также относится возбуждение молекул газа электронами, чья энергия лежит ниже энергии ионизации. В результате основными механизмами ионизации являются ионизация ударом электронов, принадлежащих к высокоэнергетичной части функции распределения и равновесная термоионизация в атом-атомных и ион-атомных столкновениях. Согласно [6.9] механизм термоионизации требует существенно меньшего напряжения на разряде для поддержания тока, чем ионизация электронным ударом, что по-видимому обусловливает переход сильноточного магнетронного разряда в сильноточный диффузный, характеризующийся существенно меньшим напряжением горения. Экспериментально установлено, что напряжение горения дуги существенно (более чем в 2 раза) ниже напряжения сильноточного диффузного разряда, что обусловлено различными механизмами катодной эмиссии, а также сильной металлизацией плазмы пространства дуги.

Температуру газа и соответствующую ей степень ионизации в режиме сильноточного диффузного разряда также можно оценить из уравнений (6.4) и (6.5), учитывая изменение баланса мощности. Баланс мощности, затрачиваемой на нагрев нейтрального газа и ионов в этом случае имеет вид:

$$P_{g} = I_{d}U_{d} - \frac{I_{d}}{e} \left( \varepsilon_{i} + \frac{3}{2}kT_{e} + \frac{3}{2}kT_{i} \right) - P_{\gamma} , \qquad (6.11)$$

где  $\varepsilon_i$  – энергия ионизации,  $P_{\gamma}$  – потери энергии на излучение. Согласно [6.9]:

$$P_{\gamma} = VJ = 1.95 \cdot 10^{-34} T_e^{1/2} Z n_i n_e \exp\left\{\frac{E_g}{kT_e}\right\} [\kappa B \tau / cm^3], \quad (6.12)$$

где V – объем, занимаемый плазмой разряда, J – интегральная излучательная способность, включающая в себя тормозное, рекомбинационное излучение и излучение в линейчатом спектре.  $E_g$  – энергия связи нижнего состояния. Аналогично плазме столба дуги средних давлений температуру ионов можно приближенно считать равной температуре атомов. Вследствие того, что массы ионов и атомов совпадают, средняя доля энергии, теряемой ионом при упруго соударении с атомом  $\delta_{ig} \cong 1$ . Кроме того, из-за большой массы ионов их нагрев электрическим полем невелик, и основную энергию ион также как и нейтральные атомы получают в упругих столкновениях с электронами.

Пренебрегая температурой электродов  $T_0 \ll T_g$  для сильноточного диффузного разряда получим:

$$T_g = \frac{I_d U_d - \frac{I_d}{e} \left(\varepsilon_i + \frac{3}{2}kT_e\right) - P_{\gamma}}{M_g C_P v_T + \frac{3}{2}k\frac{I_d}{e}}.$$
(6.13)

Для типичных параметров сильноточного диффузного разряда в аргоне, например,  $I_d = 540$  A, и  $U_d = 90$  B, p = 0,1 Topp, B = 0,8 кГс, температура газа с учетом влияния излучения, составляет  $T_g = 3,2$  эВ, для  $I_d = 1500$  A величина  $T_g = 6,9$  эВ. Для разряда в водороде при давлении 0,05 Topp в диапазоне токов 850÷2020 A температуры ионов и газа составляют 2,0÷3,8 эВ соответственно. Полученные значения ионной температуры указывают на сравнительно низкий для разрядов низкого давления отрыв электронной и ионной температур  $T_e/T_i \cong 2,5\div1$ , свидетельствующий о высокой степени равновесности плазмы сильноточного диффузного разряда, и показывают, что основными механизмами ионизации в сильноточном диффузном разряде является ионизация быстрыми электронами в плазме и термоионизация.

Важнейшим параметром, характеризующим механизм существования разряда и в частности эмиссию электронов с катода является плотность катодного тока  $(j_c)$ .  $j_c$  определяемая из совместных измерений временных зависимостей тока, напряжения разряда и фотографирования [6.11] разрядной области с помощью скоростной фоторегистрирующей установки в режиме покадровой временной развертки (разрешение 50 мкс/кадр). СФР-граммы позволяют четко разграничить дуговые разряды, характеризующиеся свечением в виде яркой точки в месте развития катодного пятна, перемещающегося под действием магнитного поля и сильноточный диффузный разряд обладающий однородной областью свечения указывающей на отсутствие контракции в плазме и образования катодных пятен. Определение средней площади, занимаемой разрядом на поверхности катода и измерение полного тока 40÷90 A/см<sup>2</sup>.

Спектральные измерения [6.12] компонентного состава излучения плазмы сильноточного диффузного разряда показали отсутствие в экспериментальном спектре линий элементов, принадлежащих материалу катода (Cu) или другим металлическим примесям, что говорит об отсутствии заметного катодного распыления или испарения материалов электродов. Это указывает на то, что средняя энергия ионов, ускоряемых катодным слоем, оказывается ниже пороговой энергией катодного распыления, а температура поверхности катода как средняя, так и в период протекания импульса тока, ниже температуры испарения. Оценка эмиссионной способности медного катода при температуре близкой к температуре испарения с учетом снижения работы выхода под действием электрического поля катодного слоя показывает, что в условиях сильноточного диффузного разряда, плотность тока термоэлектронной эмиссии не превышает  $10^{-3}$  A/см<sup>2</sup> что существенно меньше общего эмиссионного тока, необходимого для поддержания разряда.

Ограничение плотности катодного тока и температуры поверхности катода, а так же оценки напряженности электрического поля у поверхности катода позволили ограничить вклад термоавтоэлектронной эмиссии в общий эмиссионный ток и исключить ее как преобладающий механизм поддержания сильноточного диффузного разряда.

Из экспериментальных результатов и качественной модели следует, что структура сильноточного диффузного разряда характеризуется:

наличием бесстолкновительного катодного слоя и областью плазмы, являющейся активной зоной разряда с преобладанием термического механизма ионизации;

преобладанием механизма вторичной катодной эмиссии, что отличает его от классического магнетронного и дугового разрядов.

# Экспериментальная установка для исследования сильноточных форм разряда низкого давления в магнитном поле

Исследование сильноточных форм разряда производится с использованием разрядных устройств двух типов – плоского магнетрона и системы с полыми профилированными электродами. Планарный магнетрон (рис. 6.3) состоит из плоского (катод)  $\emptyset$  120 мм и кольцевого  $\emptyset$  160 мм (анод) электродов, помещенных в магнитное поле, создаваемое постоянными кольцевыми магнитами, снабженными различными магнитопроводами, позволяющими изменять размер области максимума радиальной составляющей индукции магнитного поля и степень его неоднородности.



Рис. 6.3. Разрядное устройство «Планарный магнетрон»: *I* – катод, *2* – анод, *3* – магнитная система, *4* – водяное охлаждение, *5* – изолятор

Возможность регулирования индукции магнитного поля у поверхности катода обеспечивается устройством перемещения магнитной системы вдоль оси z. Максимальное значение радиальной составляющей индукции магнитного поля  $B_r$  на поверхности катода составляет 1200 Гс. Разряд в таком устройстве имеет форму кольца и сильно прижат к катоду.

Устройство с профилированными электродами (рис. 6.4) представляет собой два полых аксиально-симметричных электрода  $\emptyset$ 120 мм, разнесенных на расстояние  $\cong$ 10 мм и помещенных в магнитное поле многослойных катушек, включенных навстречу (магнитное поле типа «Антипробкотрон»).



Рис. 6.4. Разрядное устройство с профилированными электродами: 1 – катод, 2 – анод, 3 – магнитная система

Отношение максимального магнитного поля  $B_{max}(z,0)$  на оси симметрии системы к максимальному магнитному полю в плоскости симметрии  $B_{max}(0,r)$  составляет  $B_{max}(z,0)/B_{max}(0,r) \cong 3$ . Величина индукции магнитного поля регулируется током катушек в пределах 0÷1000 Гс. Профиль электродов совпадает с профилем силовой линии магнитного поля, что обеспечивает перпендикулярность электрического и магнитного полей вдоль всей поверхности катода. Кроме того, профиль электродов в ряде случаев (при выполнении критерия образования полого катода) позволяет совместить сильноточный магнетронный разряд с разрядом с полым катодом. Разрядные устройства помещаются в вакуумный объем. Минимальное давление остаточного газа 8×10<sup>-6</sup> Торр. Вакуумная система включает в себя:

- двухобъемную камеру с разрядными устройствами;

- шибер для обеспечения дифференциальной откачки камеры антипробкотрона;

- высоковакуумный насос ТМН-500;

- азотную ловушку;

- форвакуумный насос BH-1.

Создание необходимой газовой среды в камере обеспечивается игольчатыми натекателями, соединенными с соответствующими газовыми объемами. Контроль вакуума и составление газовых смесей производится в различных диапазонах давлений с использованием преобразователей ПМИ-2 и ПМТ-2.

Создание сильноточного квазистационарного режима производится путем наложения прямоугольного импульса напряжения на разрядное устройство, заполненное предварительно созданной плазмой низкой плотности. Начальная концентрация плазмы в разрядных устройствах составляет  $n_i \cong 10^7 \div 10^9$  см<sup>-3</sup>. Источником предионизации в данном случае является стационарный магнетронный разряд.

Источник питания включает в себя систему предварительной ионизации и систему импульсного питания разряда. Система предварительной ионизации предназначена для создания необходимой начальной концентрации плазмы в разрядных устройствах. Она состоит из стационарного источника питания, позволяющего создавать предварительный магнетронный или тлеющий разряд с током до 300 мА, напряжением до 3 кВ, с уровнем пульсации напряжения и тока менее 1%. Для уменьшения влияния источника питания и измерительных цепей стационарного разряда на форму и параметры прямоугольного импульса, он отделен от разрядного устройства ограничивающими сопротивлениями, обеспечивающими ток утечки в период импульса менее 0,1%. Контроль тока и напряжения стационарного разряда осуществляется с помощью цифровых приборов с применением делителей и шунтов.

Квазистационарная система питания разряда включает в себя искусственную длинную линию, состоящую из 19 LC секций, коммутируемую тиристором T650-24, согласующую RL цепочку и высоковольтный трансформатор с падающей характеристикой ТВМШ-13-220-50, снабженный выпрямителем. Запуск линии производится с заданной задержкой относительно запуска осциллографов от генератора ГЗИ-6. Источник формирует прямоугольные импульсы тока через газоразрядный промежуток амплитудой до 3 кА при напряжении зарядки линии 2,4 кВ, длительностью плоской вершины до 1,5 мс. Измерения тока и напряжения на разряде производятся с помощью запоминающих осциллографов С8-13 с использованием коаксиального безнаводочного делителя напряжения и пояса Роговского. Вследствие большой длительности импульса тока пояс Роговского выполнен на ферритовом сердечнике и работает в диапазоне частот  $10^2 \div 10^6$  Гп.

Чувствительности делителя и поясов Роговского:

Д1	1B/1000
ПР1	180 A/B
ПР2	100 A/B

Из полученных осциллограмм тока и напряжения, исключая время можно восстановить ВАХ квазистационарного разряда. В процессе развития разряда ряд режимов могут оказаться нестабильными и лишь создают необходимые условия (плотность плазмы, температуры электронной и ионной компонент и т.д.) для формирования характерного для заданных внешних условий (давления, рода газа, материала катода, коэффициента перенапряжения, индукции магнитного поля и т.д.) режима квазистационарного разряда. По конкретным ВАХ строится обобщенная ВАХ квазистационарного разряда низкого давления в магнитном поле, отражающая режимы разряда, реализующиеся с наибольшей вероятностью в данном диапазоне токов и напряжений (см. рис. 6.1).

# Измерения параметров газоразрядной плазмы с помощью импульсной зондовой методики

Зондовые методы диагностики газоразрядной плазмы основаны на принципиальной возможности получения сведений о ее локальных характеристиках (температуре и плотности электронов) путем

обработки вольт-амперных (зондовых) характеристик проводника, помещенного в плазму разряда. Необходимым условием применения зондов является возможность плазмы локализовывать возмущения, вносимые зондом посредством экранирования электрического поля зонда заряженными частицами. При достаточно больших плотностях последних экранирование наступает уже на малых расстояниях по сравнению с характерным размером объема, занимаемого плазмой. Предположим, что в отсутствии зонда плазма электронейтральна  $n_e = n_i = n_0$ . Ее потенциал относительно опорного электрода в том месте, куда помещен зонд, обозначим V<sub>п</sub>. Тогда измеряемый потенциал зонда относительно опорного электрода (в данном случае анода) будет складываться из  $V = V_{\pi} + U_{3}$  потенциала плазмы (V<sub>п</sub>) и потенциала зонда относительно невозмущенной плазмы (U<sub>3</sub>). Электрический ток с зонда складывается из электронной и ионной составляющей  $i=i_e+i_+$ . Если потенциал зонда совпадает с потенциалом пространства, а электрическое поле в плазме разряда мало, то электронный и ионный токи на зонд определяются их тепловыми скоростями. Следует отметить что в газовых разрядах электронная температура как правило, либо превосходит, либо соответствует ионной, поэтому при  $V = V_{\rm n}$  зондовый ток практически совпадает с электронным  $i \approx i_e$ .

Когда на зонд подан большой ( $-U_3 >> kT_e$ ) отрицательный относительно плазмы потенциал, электроны отталкиваются от зонда, электронный ток исчезает, а ионы притягиваются. Около зонда образуется слой положительного объемного заряда, который экранирует потенциал зонда. Падение потенциала от V до  $V_n$  и поле зонда, сосредоточенное в области слоя объемного заряда, асимптотически исчезают при переходе в невозмущенную плазму. Эффект аналогичен поляризации плазмы вокруг заряда и экранировке поля зарядов в плазме. Зондовый ток в этом случае определяется положительными ионами, притягиваемыми зондом с учетом ограничения тока пространственным зарядом. Он называется током ионного насыщения. Если исследуемая плазма удовлетворяет условиям применимости теории Ленгмюра, т.е. длина свободного пробега всех компонентов плазмы много больше размеров зонда ( $\lambda >> a$ ) и толщины слоя объемного заряда, прилегающего к поверхности зонда

 $(\lambda >> h)$ , то величина тока ионного насыщения определяется формулой:  $i_+ \approx 0.52 Sen_i \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}$ , где S – площадь неизолированной поверхности зонда,  $n_i$  – плотность плазмы,  $T_e$  – температура электронов,  $M_i$  – масса ионов.

Следует отметить, что поток ионов на зонд определяется не ионной а электронной температурой. Это связано с тем, что согласно уравнению Больцмана

$$n_e = n_0 \exp\left\{\frac{-e|V_3|}{kT_e}\right\}$$
(6.14)

электронейтральность плазмы начинает восстанавливаться на расстоянии от зонда, где  $-|U_3| \approx \frac{kT_e}{e}$ , т.е.  $n_i \approx n_e \approx n_0$  – плотность плазмы. Это расстояние можно считать внешней границей слоя. Далее потенциал экспоненциально спадает с ростом расстояния.

С уменьшением величины отрицательного потенциала зонда происходит рост электронного тока. Потенциал зонда, соответствующий равенству электронного и ионного токов, т.е. когда полный ток на зонд равен нулю, называется плавающим (или потенциалом изолированного зонда) и имеет величину

$$\varphi_f \approx \frac{kT_e}{e} \ln \left( 0.77 \sqrt{\frac{M}{m}} \right).$$
(6.15)

Дальнейшее уменьшение потенциала приводит к резкому росту электронного тока, существенно превосходящего ионный (рис. 6.5,

участок 2) и определяемого из соотношения

$$i_e^{\text{Hac}} = 1$$
  
 $v_s$  где  $\overline{v_e}$ 

Рис. 6.5. ВАХ одиночного зонда

$$i_e^{\text{Hac}} = S \left( en_0 \frac{\Theta_e}{4} \right) \exp \left( \frac{e\Theta_3}{kT_e} \right), (6.16)$$
  
где  $\overline{\Theta_e} = \left( \frac{8kT_e}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}}.$ 

Ток ионов при этом определяется потоком на собирающую

поверхность зонда

$$i_+ = S\left(\frac{en_0\overline{\upsilon_i}}{4}\right).$$

Температуру электронов определяют, построив график зависимости логарифма электронного тока *i*<sub>e</sub> от потенциала зонда и определив наклон прямолинейного участка характеристики

$$kT_e = e \left\{ \frac{d(\ln i_e)}{dU_3} \right\}^{-1}$$

Оценку электронной температуры можно получить, взяв отношение токов, соответствующих двум близким значениям потенциала

$$T_e = \frac{e(U_3^1 - U_3^2)}{\ln(i_1/i_2)} \, [\Im B].$$
(6.17)

При достижении потенциалом зонда потенциала пространства  $U_3 \ge V$  поле для электронов становится ускоряющим, а зондовый ток практически совпадает с электронным током насыщения  $i \approx i_e^{\text{Hac}} = \frac{1}{4} Sn_e \overline{ev_e}$ . На зондовой характеристике это соответствует верхнему перегибу.

## Импульсная зондовая методика

Широко используемые в настоящее время зондовые методики, включая методики измерения параметров периферийной плазмы ТЯУ, при своей достаточной простоте и надежности имеют ряд недостатков, ограничивающих их применение для диагностики плотной плазмы с большим отрывом электронной и ионной температур. К ним в частности относятся: трудности использования для диагностики импульсных разрядов, перегрев зонда при больших плотностях плазмы, сложность установки нуля напряжения и др. Задача диагностики плотной плазмы и связанные с ней большие потоки на зонд частиц и энергии предъявляют к источнику электрического смещения зонда и схеме измерения весьма жесткие требования. Например, для исследования сильноточных квазистационарных

разрядов низкого давления в магнитном поле [6.13] генератор развертки должен удовлетворять следующим условиям:

1) предельно малое выходное сопротивление;

2) возможность пропускать двухполярный ток до 50 А;

 длительность импульса напряжения в режиме сильноточного разряда не должна превышать 100 мкс;

4) он должен допускать организацию точки земления на аноде разряда.

Эти условия не позволяют применять традиционные схемы импульсного питания зондов на основе эмиттерных и истоковых повторителей. Не представляется возможным использовать в качестве генераторов развертки схемы на основе заряжающегося или разряжающегося конденсатора, так как для регистрации за одно измерение электронной и ионной части характеристики схема должна иметь возможность подавать на зонд напряжение как выше, так и ниже потенциала изолированного зонда ( $\varphi_f$ ), причем во избежание перегрева, до начала измерений, зонд должен находиться под потенциалом изолированного зонда.

## Схема измерений

Схема измерений импульсной зондовой диагностики плотной газоразрядной плазмы включает в себя одиночный зонд; генератор развертки; измерительный комплекс. Конструкция зонда является традиционной [6.14] и представляет собой цилиндрический зонд в виде вольфрамового стержня диаметром a = 0,6 мм, с площадью открытой части S = 16 мм<sup>2</sup>, защищенного керамическим изолятором. В качестве опорного электрода выбирался анод разряда. Генератор развертки (рис. 6.6) представляет собой два связанных контура (I –  $C_{\rm H}$ ,  $R_3$ ,  $VS_1$ ,  $C_{\rm p}$  и II –  $C_{\rm K}$ ,  $VS_2$ , –<sub>ш</sub>) управляемые релейными или симистерными ключами VS<sub>1</sub> и VS<sub>2</sub>.

Запуск и поддержание симистеров в проводящем состоянии осуществляется тиристорным ключом, формирующим ступень напряжения длительностью, превышающей длительность импульса разряда. Включение запускающего тиристора и измерительных цепей производиться с заданными задержками, относительно основного импульсного разряда от генератора ГЗИ-6.



Рис. 6.6. Генератор развертки зонда

Генератор развертки работает следующим образом: в исходном состоянии накопительная емкость  $C_{\rm H}$  заряжается до отрицательного потенциала  $\varphi_{\rm H}$ , а общая емкость обоих контуров  $C_{\rm K}$ , до положительного потенциала  $\varphi_{\rm K}$  относительно анода. Так как оба ключа  $VS_1$  и  $VS_2$  находятся в непроводящем состоянии, то емкость зонд-анод заряжается до потенциала  $\varphi$ , зависящего от потенциала изолированного зонда. В момент замыкания ключей (открытия тиристоров) напряжение на зонде  $\varphi_{\rm K}^*$  определяется, с учетом знаков этими тремя потенциалами. Далее, емкость  $C_{\rm K}$ , задающая напряжение на зонде, начинает заряжаться отрицательно, как за счет тока разряда накопительной емкости  $i_{\rm H}$ , так и за счет тока на зонд.

Параметры элементов схемы генератора подбирались в зависимости от ожидаемых электронных и ионных потоков на зонд, определяемых  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $n_i$ . Например, для диагностики стационарного магнетронного разряда с ожидаемой плотностью плазмы  $n_i \cong 10^8 \div 10^{10}$  см<sup>-3</sup> и  $T_e \cong 20$  эВ –  $C_{\rm H} = 2$  мкФ,  $C_{\rm K} = 0,25$  мкФ,  $R_3 = 500$  Ом,  $R_{\rm III} = 100$  Ом. Такая схема позволяет пропускать двухполярный ток зонда до 1 А, что, превышает электронный и ионный ток насыщения для данных температур и плотностей. Для им-
пульсного сильноточного разряда с  $n_i \cong 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $T_e \cong 5 \div 20$  эВ –  $C_{\rm H} = 6$  мкФ,  $C_{\kappa} = 1,75$  мкФ,  $R_3 = 10$  Ом,  $R_{\rm III} = 0$ . Потенциалы в обоих случаях выбираются  $\varphi_{\rm H} \cong -(50 \div 70)$  В,  $\varphi_{\kappa} \cong (40 \div 60)$  В.

Длительность развертки в этих условиях составляет 20 мкс. Максимальный ток генератора определялся в режиме короткого замыкания и составлял до 40 А. Сопротивление  $R_3$  контура I подбирается экспериментально исходя из требуемой величины положительного выброса напряжения на зонде в режиме холостого хода. Осциллограмма импульса напряжения, формируемого генератором развертки представлена рис. 6.7. Для обеспечения регистрации двухполярного тока на зонд в качестве ключей  $VS_1$  и  $VS_2$  использовались герконовые реле или симметричные тиристоры, причем в этом случае  $VS_2$  шунтирован высокочастотным диодом.

Измерительный комплекс состоит из двух запоминающих осциллографов C8-13, шунта чувствительностью 100 В/А или пояса Роговского, чувствительностью 10 мВ/А. Пояс Роговского выполнен на ферритовом сердечнике и имеет полосу пропускания от 10 до 10<sup>6</sup> Гц. Синхронизация импульса напряжения на зонд и





запуск осциллографов осуществляется от начала импульсного разряда с заданной задержкой от генератора ГЗИ-6. Для защиты от наводки запуск генератора развертки и осциллографов осуществляется через разделительные трансформаторы.

Рассматриваемый рабочий диапазон включает область зондовых измерений при высоких давлениях газа. Согласно [6.15] критерием применимости методов восстановления ионной концентрации и электронной температуры используемых для расчета параметров разреженной плазмы является выполнение следующих условий: длина свободного пробега всех компонентов плазмы много больше размеров зонда ( $\lambda >> a$ ) и толщины слоя объемного заряда, прилегающего к поверхности зонда ( $\lambda >> h$ ). Согласно [6.8] переход разряда в сильноточный диффузный режим возможен в условиях, когда плотность плазмы достигает величины  $n_i \ge 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, соответствующей достаточно малому дебаевскому радиусу. Толщина слоя положительного объемного заряда у поверхности цилиндрического зонда, находящегося под потенциалом  $U_3 \le V_n$ , где  $V_n$  – потенциал плазмы, определяется [6.12]:

$$h \cong \left(\frac{a}{2}\right)^{\frac{5}{3}} \left\{ \frac{3}{2\sqrt{2}} \left(\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_i}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{eU_3}{kT_e} \right\}^{\frac{5}{3}}, \qquad (6.18)$$

2

и является существенно меньшей величиной по сравнению с длиной пробега электронов  $\lambda_{e-e,e-ar,ei}$  во всей области существования разряда. Это указывает на бесстолкновительный характер движения электронов в слое, т.е. аналогично теории для разреженной плазмы электронный ток на зонд будет определяться законом "3/2".

Условие  $\lambda >> h$  связано с нарушением термодинамического равновесия электронов на границе слоя положительного объемного заряда у поверхности зонда и соответственно с ограничением применимости распределения Максвелла-Больцмана для электронной компоненты плазмы на расстоянии от поверхности зонда порядка длины свободного пробега электронов. В отличие от классической теории малого зонда для разреженной плазмы, когда зонд затеняет лишь малую часть площади сферы последнего столкновения электрона перед попаданием на зонд (сфера радиусом равным длине свободного пробега с центром в точке последнего столкновения [6.9]), т.е. зонд не нарушает изотропного максвелловского распределения электронов по скоростям, в случае плотной плазмы при повышенных давлениях, когда  $\lambda >> h$  при потенциале зонда U<sub>3</sub>>> kT<sub>e</sub> собирающая поверхность зонда является поглощающей стенкой. В тоже время при потенциале зонда близком к  $kT_e$  доля неупругих столкновений электронов с поверхностью зонда падает и функцию распределения электронов по энергиям можно приближенно считать равновесной. Это допускает использовать участки характеристики, соответствующие потенциалам, близким к потенциалу изолированного зонда для определения электронной температуры применяя методы расчета параметров разреженной плазмы.

# Порядок выполнения работы

- 1. Ознакомиться с описанием, чертежом конструкции, схемой питания и схемой измерения, а также с порядком запуска, работы и выключения установки.
- По указанию преподавателя подсоединить к источникам питания одно из разрядных устройств установки, зондовую схему или блок импульсного электрического смещения; с помощью шибера установить требуемую конфигурацию вакуумной системы.
- Включить генератор задержанных импульсов ГЗИ-6 и осциллографы.
- Откачать установку; с помощью натекателей заполнить камеру рабочим газом; произвести повторную откачку, после чего установить подачу рабочей смеси, указанного преподавателем состава и давления.
- 5. Включить генератор развертки зонда; установить требуемое напряжение развертки.
- 6. Включить магнитное поле; установить значение магнитной индукции в диапазоне  $B = 0.6 \div 1.0$  кГс.
- Включить источник питания стационарного разряда; установить ток стационарного магнетронного разряда в пределах 80÷100 мА. (Напряжение источника питания стационарного разряда устанавливается не свыше 2000 В).
- 8. Произвести зарядку накопительной линии до напряжения, указанного преподавателем.
- 9. Получить разряд заданного режима.
- 10. Зарегистрировать осциллограммы тока и напряжения квазистационарного разряда; тока и напряжения зонда.
- 11. Выключить установку. Перекрыть натекатель подачи газа. Перекрыть клапан форвакуумной линии. Произвести торможение высоковакуумного насоса ТМН-500, выключить маслонасос ТМН.

# Обработка результатов измерений и отчет по работе

- 1. Построить временные зависимости тока разряда *I*(*t*), напряжения разряда *U*(*t*), тока и напряжения зонда. Для этого по имеющимся данным рассчитать (или воспользоваться калибровочными данными) чувствительности методов измерений.
- 2. Построить ВАХ сильноточного диффузного разряда в магнитном поле.
- 3. Построить зондовую характеристику плазмы разряда.
- По наклону крутой части зондовой характеристики определить температуру электронов газоразрядной плазмы. По величине тока ионного насыщения определить плотность плазмы сильноточного диффузного разряда. (Площадь цилиндрического зонда S = 0,16 см<sup>2</sup>).
- 5. Отчет о работе должен содержать:
  - зависимости  $I_p(t)$ ,  $U_p(t)$ ,  $I_3(t)$ ,  $U_3(t)$ , U(I).
  - зондовые характеристики.
  - значения параметров газоразрядной плазмы.
  - заключение и выводы по работе.

## Список рекомендуемой литературы

6.1. Maniv S., Westwood W.D. // J. Vacuum Sci. and Techn. 1980. V. 17. P. 743.

6.2. Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. – М., 1989.

6.3. Грановский В Л. Электрический ток в газах. – М.: Наука, 1971.

6.4. Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Никольский А.Д. // ЖТФ, 1981. Т. 51. С. 2028.

6.5. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. //Физика плазмы, 1995. Т. 21. № 5. С. 422.

6.6. Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Кирнев Г.О., Мозгрин Д.В., Савелов А.С., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Лазерная диагностика плазмы сильноточного квазистационарного объемного разряда низкого давления в скрещенных ЕхН полях. // VII Конференция по физике газового разряда. Самара, 1994.

6.7. Месяц Г.А. Эктоны. – Екатеринбург: Наука, 1993.

6.8. Кудрявцев А.А., Скребов В.Н.//ЖТФ, 1983. Т. 53. С. 53.

6.9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.

6.10. Королев Л.В., Павлюченко Д.И., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Физика газоразрядной плазмы / Под ред. Тельковского В.Г. - М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 12.

6.11. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Структура сильноточного диффузного разряда низкого давления в магнитном поле. // VIII Конференция по физике газового разряда. Тезисы докладов. Ч. 2. С. 73-75.

6.12. Гордеев А.А., Кирко Д.Л., Мозгрин Д.В., Савелов А.С., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Определение компонентного состава плазмы сильноточного диффузного разряда. // Сб. трудов. II Международная конференция по физике плазмы и плазменным технологиям. Минск, 1997.

6.13. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. //Физика плазмы, 1999. Т. 25. № 3. С. 283.

6.14. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969.

6.15. Чен Ф. //Диагностика плазмы/ Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда – М.: Мир, 1967. С. 94.

## Работа № 7

# СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРА НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: изучение сцинтилляционного метода нейтронной диагностики термоядерной плазмы посредством регистрации и исследований спектра нейтронов, производимых на нейтронном генераторе МИФИ.

#### Введение

В результате термоядерных реакций, происходящих в реакторах синтеза DD, TD, образуются нейтроны с энергиями 2,45 и 14 МэВ. Регистрация и исследование потоков нейтронов данных энергий на фоне сопутствующего излучения является одной из задач нейтронной диагностики термоядерной плазмы. По характеристикам нейтронного излучения определяют такие параметры плазмы, как положение шнура, ионная температура, абсолютный выход нейтронов и ряд других важных параметров плазмы.

Непосредственная регистрация нейтронов на исследовательских установках, генерирующих термоядерную плазму, сопряжено с целым рядом трудностей: большие потоки сопутствующего излучения, малые временные параметры плазменных объектов и т.д. Вследствие данных трудностей калибровку и настройку спектрометров для нейтронной диагностики плазмы проводят на нейтронных источниках излучения с заданными параметрами, в частности на нейтронном генераторе МИФИ.

### Установка нейтронного генератора МИФИ

Для получения нейтронов применяются линейные ускорители заряженных частиц, в основном использующие реакции:

<sup>2</sup>He +  $d = {}^{3}$ He (0,82 M<sub>3</sub>B) + n (2,45 M<sub>3</sub>B), <sup>3</sup>H +  $d = {}^{4}$ He (3,52 M<sub>3</sub>B) + n (14,06 M<sub>3</sub>B), так как при этом возможно реализовать источники моноэнергетических нейтронов высокой интенсивности при сравнительно простых решениях.

Принципиальная схема устройства нейтронного генератора, который представляет собой линейный ускоритель дейтонов на энергию 100 – 400 кВ, достаточно проста и представлена на рис. 7.1.



Рис. 7.1. Принципиальная схема устройства нейтронного генератора

Ионы дейтерия, которые образуются в ионном источнике, с помощью электрического потенциала вытягиваются в ускорительную трубку, и в ней под действием ускоряющего потенциала приобретают энергию, соответствующую этому потенциалу. После прохождения ионнопровода ионы попадают на мишень, в которой и возникает ядерная реакция получения нейтронов. Внутри всей установки существует вакуум на уровне  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  мм рт. ст. Основными узлами нейтронного генератора являются:

1) источник ионов дейтерия;

- 2) ускорительная трубка;
- 3) вакуумная система;
- 4) источник напряжения, ускоряющего ионы дейтерия;
- 5) блоки управления источником ионов;

6) блоки модуляции ионного пучка, необходимые для получения разнообразных временных режимов работы нейтронного генератора;

7) мишенный узел с мишенью.

В зависимости от класса нейтронного генератора эти составляющие могут иметь различные размеры и характеристики. Кроме того, к числу вспомогательных устройств относятся магниты, сепарирующие массовый состав ионного пучка, магнитные линзы для сжатия пучка в случае длинного ионопровода, система абсолютного счета нейтронов и т.д. В ионных источниках могут использоваться различные методы получения плазмы дейтерия, и, как следствие этого, они имеют различные конструктивные решения. К наиболее часто применяемым типам ионных источников относятся ионные источники с холодным катодом (источника Пеннинга), высокочастотные, дуоплазматроны, искровые, лазерные.

Всех их объединяет то, что в некотором объеме, куда поступает газообразный дейтерий, под действием электрических и магнитных полей, а в последнем случае – лазерного пучка, образуются ионы, которые затем попадают в ускорительную систему, находящуюся под высоким потенциалом, а затем направляются на мишень, где в результате взаимодействия с ядрами тритиевого слоя мишени и возникает поток нейтронов. В настоящее время наиболее распространенным типом ионного источника в стационарных высокопоточных генераторах является дуоплазматрон, а в импульсных – искровой и лазерный. Принципиально импульсный режим нейтронного генератора можно получить с помощью модуляции электрических напряжений, подводимых к элементам ионного источника.

#### Основные параметры нейтронного генератора МИФИ:

- тип ядерной реакции, используемой для получения нейтронов DT и DD;
- тип ионного источника дуоплазматрон;
- потенциал ускорения ионов дейтерия 200 кВ;
- энергия получаемых нейтронов 14 и 2,5 МэВ;
- максимальный ток ионов дейтерия из источника 2 мА;
- максимальный выход DT нейтронов ~  $1.5 \cdot 10^{11}$  нейтр./с;



10 – слив воды; 11 – входная дверь; 12 – рельсовые пути; 13 – система спектрометров NaJ(Tl); 14 – аппаратура CAMAC; 15 – IBM PC; 16 – пульт нейтронного генератора I – высоковольтный источник; 2 – блок переходных трансформаторов; 3 – ускорительная трубка; 4 – вакуумный насос; 5 - защитное ограждение; б – мишень; 7 – экспериментальная установка; 8 – защита В₄С; 9 – сепарирующий магнит; Рис. 7.2. Лаборатория «Нейтронный генератор»:

- разделение масс выходного ионного пучка с помощью постоянного магнита с поворотом на 15°;
- используемая тритиевая мишень на медной подложке диаметром 45 мм;
- система откачки вакуума трехступенчатая;
- погрешность абсолютного счета DT нейтрона ~ 2,5 %.

Кроме этого, имеется также нейтронный генератор, работающий в импульсном режиме.

## Основные параметры нейтронного генератора:

- конструктивное исполнение переносной, с отпаянной нейтронной трубкой;
- длительность нейтронного импульса 1 мкс;
- частота повторения нейтронных импульсов до 100 Гц;
- максимальный выход нейтронов на тритиевой мишени ~ 5.10<sup>8</sup> нейтр./с;
- ресурс работы на одной трубке ~ 100 ч.

# Регистрация нейтронного излучения органическими сцинтилляционными детекторами

Принцип регистрации нейтронов в водородсодержащих сцинтилляционных детекторах основан на том, что в результате упругих соударений с ядрами водорода нейтрон отдает протонам свою энергию. Для исключения фона от сопутствующего гаммаизлучения при регистрации нейтронов используют метод разделения импульсов по относительной интенсивности быстрой и медленной компонент высвечивания в органических сцинтилляторах. В органических сцинтилляторах имеется две временные компоненты высвечивания  $\tau_6$  и  $\tau_{\rm M}$ . При облучении быстрыми электронами интенсивность последней составляет всего 10 - 15% от полной интенсивности высвечивания, а при возбуждении протонами  $\approx 30 - 50$ %.

В качестве детектора нейтронного излучения на установке нейтронного генератора используется сцинтилляционный детектор с органическим кристаллом стильбен размером Ø 40×40 мм<sup>2</sup>. Сигна-

лы с детектора поступали на электронную систему обработки сигналов с последующей передачей информации в компьютерную систему обработки. На рис. 7.3 показаны импульсы от протонов (нейтронов) и электронов (гамма-квантов), нормированные на амплитуду. Временные характеристики кристалла стильбена  $\tau_{5} = 6$  нс и  $\tau_{m} = 400$  нс.



Рис. 7.3. Импульсы от протонов (нейтронов) и электронов (фотонов), нормированные на амплитуду

## Задание

- 1. По потоку нейтронного излучения определить эффективность регистрации используемого детектора.
- 2. Определить энергетическое разрешение спектрометра.
- 3. Представить принципы разделения различных видов излучения детектором.
- 4. Указать другие способы регистрации спектра нейтронного излучения.

# Контрольные вопросы

- 1. Какие реакции в реакторах синтеза используются?
- 2. Какую информацию о термоядерной плазме несет нейтронная диагностика?
- 3. Назовите основные методы нейтронной диагностики, позволяющие определить параметры плазмы.
- 4. Назовите механизмы регистрации излучения в сцинтилляционном спектрометре.

# Работа № 8

# МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: изучение наиболее универсального метода восстановления спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы – метода эффективных энергий.

#### Введение

Рентгеновская диагностика высокотемпературной плазмы является одним из основных методов получения информации о характере физических процессов в плазме в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу с инерциальным удержанием при разработке мощных электроразрядных и лазерно-плазменных источников ионизирующего излучения. При рентгеновской диагностике таких объектов имеется некоторая специфика проведения измерений, связанная с тем, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения (~ 10<sup>10</sup> ÷ 10<sup>18</sup>).

При измерении спектров рентгеновского излучения импульсной плазмы наиболее часто используют метод серых фильтров поглощения. Данный метод основан на спектральной селекции первичного рентгеновского излучения. Здесь спектроселектирующим элементом является набор фильтров различной толщины, за которым располагался детектор полного поглощения. Спектрометры, работа которых основана на методе фильтров, являются многоканальными. Каждый канал состоит из фильтров поглощения и детектора [8.1] (рис. 8.1) с последующей электронной системой регистрации. В данном методе измеряется кривая ослабления импульсного рентгеновского излучения за фильтрами различной толщины из разных материалов. Восстановление спектра может проводиться несколькими математическими методами [8.2, 8.3]. Такие методы основаны на математической обработке кривой ослабления, представляющей собой зависимость энергии J(x) излучения, прошедшей сквозь фильтр, от толщины данного фильтра х и полностью поглощенной в детекторе:

$$J(x) = \int S(E) \cdot \varphi(E) \cdot \exp(-\mu(E) \cdot x) \, dE \,, \tag{8.1}$$

где S(E) – спектральная характеристика детектора;  $\varphi(E)$  – искомый спектр;  $\mu(E)$  – коэффициент ослабления излучения в фильтре. Уравнение (8.1) является уравнением 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.



Рис. 8.1. Зависимость поглощенной энергии импульсного рентгеновского излучения в детекторе от толщины фильтра ослабления x (кривая поглощения): l – кривая поглощения; 2 – касательная, соответствующая вкладу импульсного рентгеновского излучения с энергией  $E_n$ ; 3 – разностная кривая поглощения ( $J(x) - J_{E_n}(x)$ ) без учета вклада импульсного рентгеновского излучения

с энергией Е<sub>n</sub>

## Метод эффективных энергий

Наиболее простым, оперативным и эффективным методом, позволяющим восстановить спектр импульсного рентгеновского излучения по результатам измерений кривой ослабления, является метод эффективных энергий. Данный метод основан на том эффекте, что кривая ослабления для монохроматического ( $E_0 = \text{const}$ ) рентгеновского излучения представляет следующую зависимость:

$$J(x) = J(0)e^{-\mu(E_0)x}$$

где значение отношений поглощенной в детекторе энергии излучений, прошедшей сквозь фильтр толщиной x и без фильтра,  $J(x)/J(0) = e^{-\mu(E_0)x}$  в полулогарифмических координатах зависимости J(x)/J(0) от толщины фильтра представляет собой прямую с тангенсом угла наклона  $\mu(E_0)$  для заданной энергии квантов  $E_0$ . Здесь  $\mu(E_0)$  – линейный коэффициент ослабления рентгеновского излучения вещества, из которого изготовлен фильтр. Получив экспериментально зависимость J(x)/J(0) от толщины фильтров x, можно определить значение  $E_0$  по значению  $\mu(E_0) = \frac{1}{x} \ln \frac{J(0)}{J(x)}$ .

В случае если спектр рентгеновского излучения  $\varphi(E)$  не является монохроматическим, то следует учесть, что вклад в кривую ослабления при достаточно больших значениях толщины фильтра *x* будет вноситься наиболее жестким рентгеновским излучением. Проведем касательную  $a_{E_n}(x)$  к кривой ослабления в точке с максимальным значением толщины фильтра  $x_n$ . Прямая  $a_{E_n}(x)$  является функцией ослабления рентгеновского монохроматического излучения с энергией  $E_n$ . Вклад этого излучения в спектр  $\varphi(E)$  определяется по точке пересечения с осью ординат  $J_{E_n}(0)$ .  $J(x_n)$  – величина поглощенной энергии в детекторе за фильтром толщиной  $x_n$ (значение кривой ослабления в точке  $x_n$  показано на рис. 8.1). Далее по формуле  $\mu(E_n) = \frac{1}{x_n} \ln \frac{J_{E_n}(0)}{J(x_n)}$  находим  $\mu(E_n)$  и определяем по табличным значениям  $E_n$ .

Разность между исходной функцией и прямой даст кривую распределения поглощенной энергии, соответствующую исходному спектру, за вычетом жесткой части (см. рис. 8.1). Проделав описанную выше операцию с разностной кривой, получим новые значения энергии и интенсивности рентгеновского излучения с данной энергией. Проведя ряд подобных операций, получим искомый непрерывный спектр, представленный в виде гистограммы, соответствующей кривой ослабления (рис. 8.2).



Метод эффективных энергий имеет существенный недостаток. Его применение возможно лишь в случае, когда J(x) обладает значительной кривизной. Решить данную проблему возможно, применяя фильтры поглощения, сделанные из различных материалов (Be, Al, Cu, Pb), с использованием многоканальных спектрометров. Зависимость линейного коэффициента поглощения рентгеновского излучения от энергии для ряда материалов значительно изменяется.

### Описание установки

Блок-схема установки для измерения кривой ослабления и спектра рентгеновского излучения с помощью сцинтилляционного детектора приведена на рис. 8.3. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась импульсная рентгеновская трубка РТИ2-0,05. Запуск трубки осуществлялся от генератора импульсом длительностью 100 нс, амплитудой 100 В, частотой 50 Гц.

Измерение рентгеновского излучения проводилось с помощью полупроводникового детектора. Сигналы от исследуемого рентгеновского излучения усиливались спектрометрическим усилителем и поступали на вход амплитудного анализатора АИ-1024. Контроль интенсивности рентгеновского излучения трубки осуществлялся с помощью контрольного сцинтилляционного детектора в течение всего эксперимента. В качестве фильтров рентгеновского поглощения применен набор алюминиевых пластин. Для контроля стабильности работы фотоэлектронного умножителя использованы светодиоды.



Рис. 8.3. Блок-схема установки:

1 – рентгеновская трубка; 2 – фильтр поглощения; 3 – коллиматор;
 4 – полупроводниковый детектор); 5 – усилитель; 6 – амплитудный анализатор;
 7 – двухлучевой осциллограф; 8 – пересчетные приборы; 9 – генератор запуска;
 10 – контрольный детектор; 11, 12 – блоки высоковольтного питания

Спектр излучения рентгеновской трубки измерялся методом последовательного во времени анализа амплитуд отдельных импульсов. Поток рентгеновского излучения коллимировался таким образом, чтобы исключить возможность попадания в детектор более одного кванта от каждого импульса трубки. Калибровка детектора проведена в диапазоне 5 ÷ 25 кэВ с помощью радиоактивных изотопов. Измеренные спектры рентгеновского излучения трубки РТИ2-0,05 без фильтра и за различными фильтрами из алюминия показаны на рис. 8.4.

При измерении кривых ослабления импульс рентгеновского излучения, пройдя через поглощающие фильтры и коллиматор, полностью поглощался в детекторе. Амплитуда сигнала измерялась с помощью амплитудного анализатора АИ-1024. Очевидно, что при регистрации однократных коротких импульсов рентгеновского излучения измерение спектра возможно только путем применения многодетекторной системы. Поскольку режим работы рентгеновской трубки поддерживался постоянным, вместо большого числа детекторов с разными фильтрами (что позволило бы измерять кривую ослабления за один импульс рентгеновского излучения) использовался один и тот же детектор, а фильтры менялись по очереди.



## Измерение кривой ослабления

- 1. Включить установку.
- 2. Измерить с помощью набора *Al* фильтров поглощения различной толщины зависимость уровня сигнала с детектора рентгеновского излучения от толщины фильтра поглощения.
- 3. Отнормировать полученные результаты относительно сигнала с детектора, зарегистрированного без фильтра поглощения.
- 4. Восстановить спектр рентгеновского излучения.

## Контрольные вопросы

- 1. Какова важность рентгеновской диагностики высокотемпературной плазмы.
- 2. Назовите основные методы рентгеновской диагностики.
- 3. Приведите алгоритм восстановления спектров рентгеновского излучения плазмы.

## Список литературы

8.1. Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. Ядернофизические методы диагностики плазмы. – М.: МИФИ, 1985.

# Работа № 9

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ

Цель: ознакомление с зондовой диагностикой плазмы на примере определения электронной температуры и концентрации в потоках, эмитируемых из области быстрого Z-пинчевого разряда на установке ПФМ-72 типа низкоиндуктивной вакуумной искры (НВИ).

#### Введение

Задача методов диагностики плазмы состоит в определении на опыте её основных параметров. К основным параметрам плазмы относятся: температуры и концентрации частиц, их распределения по энергиям и зарядовым состояниям. При исследовании разрядов, кроме того, большой интерес представляют распределения потенциалов и электрических полей, а также токов и магнитных полей в пространстве.

Одним из старейших и вместе с тем наиболее продуктивным в диагностике плазмы является зондовый метод, развитый в 1923 году Ленгмюром. Зондовый метод позволяет непосредственно находить локальные характеристики плазмы.

При зондовом исследовании в определённое место плазмы вводится металлический электрод, покрытый изоляцией, на который подаются различные потенциалы. Небольшой оголённой поверхности зонда, которая соприкасается с плазмой, придают различные формы: плоскую, цилиндрическую, сферическую. Размеры сферических и плоских зондов имеют порядок 1 мм. Потенциал зонда, задаваемый источником напряжения, фиксируется относительно опорного электрода: анода, катода или заземлённой металлической стенки разрядной камеры.

Суть зондовой диагностики (рис. 9.1) заключается в измерении токов, протекающих через зонд, и приложенных к нему напряжений – в снятии зондовой ВАХ (рис. 9.2).



Рис. 9.1. Схема зондовых измерений

Простота технических средств и эксперимента являются достоинствами зондового метода. Недостаток его – сложность теории, с помощью которой из данных измерений извлекаются параметры плазмы. Лишь в ограниченном диапазоне условий эксперимента теория не является чрезмерно сложной.



Рис. 9.2. Типичная ВАХ одиночного зонда

Рассмотрим принципы работы одиночного зонда, помещённого в плазму. На рис. 9.2 представлена типичная ВАХ такого зонда I(U). Дадим качественную интерпретацию полученной зависимости. Допустим, что в отсутствие зонда плазма невозмущенна. Потенциал плазмы (пространства) в том месте, куда помещён зонд, обозначим через  $U_S$  и будем отсчитывать его от опорного электро-

да. Плазма в окрестности зонда возмущена его присутствием. Поэтому измеряемый на опыте потенциал зонда относительно опорного электрода есть  $V = V_P + V_S$ , где  $V_P$  – потенциал зонда относительно невозмущённой плазмы в его окрестности.

Будем считать, что зонд только собирает заряды из плазмы и не испускает их за счёт различного рода вторичных процессов. Условимся выбирать знак зондового тока следующим образом:  $I = I_e + I_i$ . Такому выбору соответствует ориентация кривой на рис. 9.2. Если потенциал зонда совпадает с потенциалом пространства и нормаль к токособирающей поверхности перпендикулярна к направлению внешнего поля между анодом и катодом, то заряды попадают на зонд исключительно за счёт своего теплового движения. Но электроны движутся гораздо быстрее ионов (в силу различия масс этих частиц на несколько порядков величины). Поэтому при  $U = U_S$ , зондовый ток практически совпадает с электронным:  $I = I_e$ . Следовательно, в отсутствие разности потенциалов между зондом и окружающей плазмой зонд собирает ток электронов.

Когда на зонд подан положительный относительно плазмы потенциал  $U > U_S$ , ионы отталкиваются от зонда, ионный ток исчезает, а электроны притягиваются к зонду. Около зонда образуется слой отрицательного объёмного заряда, который экранирует потенциал  $U_P$ . Падение потенциала от U до  $U_S$  и поле зонда сосредотачиваются в области слоя пространственного заряда, асимптотически исчезая при переходе в невозмущённую плазму.

Введём внешнюю границу слоя, дальше которой плазму можно считать невозмущённой, а поле зонда – отсутствующим. Электроны попадают извне на границу слоя, а затем и на зонд, благодаря тепловому движению, чем и определяется их поток, который слабо зависит от потенциала зонда. Зондовый ток при этом совпадает с электронным током насыщения  $I_{e,\text{нас}}$ . Этому соответствует верхняя пологая часть AB BAX зонда. В случае безграничной плоскости  $I_{e,\text{нас}}$  = const и эта часть была бы горизонтальной. В случае небольшого зонда ток нарастает с ростом положительного потенциала зонда, но значительно медленнее, чем в крутой части BAX.

Если теперь создать на зонде отрицательный относительно плазмы потенциал, то электронный ток резко падает по мере воз-

растания  $|U_P|$ , так как всё меньшее количество электронов обладает скоростями, достаточными для преодоления тормозящего поля. Так возникает крутая часть С ВАХ. Место верхнего излома ВАХ (точка В, соответствующая  $U_P = 0$ ) фиксирует потенциал пространства  $U_S$ , который именно таким способом определяют на опыте. При некотором отрицательном потенциале  $V = V_f$  (точка D на ВАХ) ток на зонд становится равным нулю. В этом состоянии поток на зонд небольшого количества энергичных электронов, способных преодолеть тормозящий потенциал, компенсирует поток ионов. Такой потенциал  $U_f$ , называемый плавающим, приобретает помещённое в плазму изолированное тело.

При ещё более высоких отрицательных потенциалах зонд отталкивает от своей поверхности практически все электроны, притягивая при этом ионы. В этих условиях зонд окружает ионный слой положительного объёмного заряда, который экранирует большой отрицательный потенциал  $U_P$ . Ток на зонд является чисто ионным, причём определяется он потоком ионов, попадающих на границу слоя из окружающей плазмы. Поток этот мало зависит от потенциала зонда, который заэкранирован, т.е. зондовый ток меняется медленно и совпадает с ионным током насыщения. Этому соответствует нижняя пологая часть Е ВАХ.

## Теоретические основы зондовой диагностики плазмы

Пусть электроны пересекают слой положительного объёмного заряда без столкновений. Вычислим электронный ток на зонд, полагая, что слой тонкий по сравнению с радиусом кривизны или размерами токособирающей поверхности зонда. Полагаем, что металлическая поверхность зонда полностью поглощает заряды, поступающие на неё из плазмы. Ось *X* направим по нормали к поверхности зонда. Электрон сможет достичь поверхности зонда, только если обладает начальной составляющей скорости  $V_x$  такой, что  $mV_x^2/2 \ge e |U_p| = mV_t^2/2$ . Если на внешней границе слоя функция распределения электронов по скоростям есть  $f(V_x, V_y, V_z)$ , то плотность тока на зонд равна:

$$J_e = e \int_{-\infty}^{\infty} dV_y \int_{-\infty}^{\infty} dV_z \int_{t}^{\infty} f(V_x, V_y, V_z) \cdot V_x \cdot dV_x.$$
(9.1)

Интегрируя выражение (9.1), предполагая максвелловское распределение частиц по скоростям, и умножая результат на площадь *S* поверхности зонда, получим зондовый ток:

$$I = S(e \cdot n_0 \cdot \overline{V_e} / 4) \cdot \exp(eU_P / kT_e),$$
  

$$\overline{V_e} = (8kT_e / \pi m)^{1/2}.$$
(9.2)

Эта формула, описывающая крутую часть ВАХ, была впервые получена Ленгмюром и широко применяется на практике. Сняв зондовую характеристику и построив в полулогарифмическом масштабе график зависимости  $\ln I$  от U, по углу наклона получающейся прямой можно определить электронную температуру  $T_e$ . Вместе с тем линейность зависимости  $\ln I$  от U свидетельствует о максвелловском распределении электронов по скоростям.

Место верхнего излома ВАХ (точка В) определяет потенциал пространства  $U_S$ . При  $U > U_S$ , когда поле для электронов становится ускоряющим, формула (9.2) теряет силу, так как по  $V_x$  в выражении (9.1) теперь нужно интегрировать от нуля независимо от  $U_P$ . Зондовый ток при этом совпадает с электронным током насыщения и равен:

$$I = I_{\text{Hac}}^e = S(e \cdot n_0 \cdot \overline{V_e} / 4).$$
(9.3)

Зная тепловую скорость  $\overline{V_e}$  из измерения электронной температуры  $T_e$  и значение тока в точке В, используя соотношение (9.3) можно найти концентрацию зарядов  $n_0$  в плазме.

Пусть на зонд подан отрицательный потенциал в несколько раз превышающий электронную «температуру». В этом случае все электроны отталкиваются от зонда и вклада в ток не дают. Зонд окружён слоем положительного объёмного заряда. Допустим, что слой тонкий, так что площадь его внешней границы мало отличается от площади зонда *S*. Если длина пробега ионов много больше размеров зонда и слоя, окружающая зонд плазма возмущена мало, то, казалось бы, ионный ток можно оценить по формуле, аналогичной (9.3), заменив в ней  $\overline{V_e}$  на тепловую скорость ионов. Однако

результаты экспериментальных исследований противоречат такому предположению.

Выяснению этого вопроса было посвящено много теоретических работ, результатом которых явилось следующее выражение для ионного тока насыщения в плоском случае:

$$I_{\text{hac}}^{i} = (\sqrt{2}/\overline{e}) \cdot S \cdot e \cdot n_0 \cdot \sqrt{kT_e/M} .$$
(9.4)

В случае максвелловского распределения электронов по скоростям электронный ток при отрицательном потенциале зонда даётся соотношением (9.2), а ионный ток определяется формулой (9.4). Приравнивая эти выражения, найдём отрицательный потенциал зонда относительно плазмы, который соответствует отсутствию тока на зонд:

$$e \cdot \left| U_f \right| / kT_e \approx \ln \left| (\bar{e} / \sqrt{4\pi}) \sqrt{M/m} \right| \approx \ln(0.77\sqrt{M/m}) .$$
 (9.5)

Как видно из выражения (9.5) значение плавающего потенциала зависит, в частности, от электронной температуры плазмы. Следовательно, электронная температура может быть определена по величине плавающего потенциала при известном элементном составе плазмообразующего вещества.

#### Режимы работы зонда

Зондовый метод является возмущающим методом диагностики и степень возмущения плазмы при этом должна учитываться. Существует много факторов, присущих реальной плазме, которые усложняют, или делают невозможным применение теоретических представлений о работе зонда. В зависимости от соотношения характерных размеров зонда  $r_3$  и характерных масштабов плазмы (длины свободного пробега электронов  $\lambda_e$ , дебаевской длины экранирования  $\lambda_D$ , толщины *h* слоя пространственного заряда у зонда) различают несколько режимов работы зонда:

- при λ<sub>e</sub>, λ<sub>i</sub> >> r<sub>3</sub> + h реализуются условия бесстолкновительного слоя (классический зонд Ленгмюра). Именно этот режим работы зонда был рассмотрен выше.
- при λ<sub>e</sub><< r<sub>3</sub> + h << λ<sub>i</sub> реализуется диффузный режим для электронов;

• при  $r_3 + h >> \lambda_e$ ,  $\lambda_i$  реализуется режим сплошной среды.

Длина свободного пробега [м] электрона в электрон-ионных столкновениях:

$$\lambda_{ei} = 0.5 \cdot 10^{10} \frac{T_e^2}{Z^2 \cdot n \cdot \ln \Lambda},$$
$$\ln \Lambda = \ln \left( 1.3 \cdot 10^7 \frac{T_e^{3/2}}{Z \sqrt{n}} \right),$$

здесь ln  $\Lambda$  – кулоновский логарифм, Z – зарядность иона,  $T_e$  – электронная температура [K], n - концентрация электронов [м<sup>-3</sup>].

Толщина ионного слоя для плоского зонда:

$$h_{i} = \left(\frac{4 \cdot e}{9}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{eU}{kT_{e}}\right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{M}{m}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot \lambda_{D}$$
$$\lambda_{D} = 69\sqrt{\frac{T_{e}}{n}}$$

здесь  $\lambda_D$  – дебаевский радиус [м],  $T_e$  – электронная температура [K], *n* – концентрация электронов [м<sup>-3</sup>].

Толщина электронного слоя для плоского зонда:

$$h_e = \left(\frac{8\sqrt{\pi}}{9}\right)^{1/2} \left(\frac{eU}{kT_e}\right)^{3/2} \cdot \lambda_D \, .$$

## Разряд низкоиндуктивной вакуумной искры

Предметом исследования в данной работе является плазма разряда низкоиндуктивной вакуумной искры (НВИ). Электродная система такого типа разряда в классическом варианте представляет собой острийный анод и плоский катод с межэлектродным расстоянием 3÷7 мм. Обычно инициация разряда НВИ в режиме "ждущего" (приложенного к электродам электроразрядного устройства от конденсаторной батареи) напряжения осуществляется триггерным поджигом: поступление вещества в межэлектродный промежуток происходит в начальной стадии разряда при бомбардировке электронным пучком поверхности анода. Используют также и другой тип поджига – лазерный: излучение оптического квантового генератора фокусируется на поверхности анода, вследствие чего происходит испарение материала последнего и заполнение межэлектродного промежутка проводящей средой.

Активные исследования *микропинчевых* разрядов НВИ начались в 70-х годах прошлого века после того, как в 1968 году впервые сообщили о наблюдении в таком разряде локальной области плазмы (называемой *плазменной точкой* – *ПТ*), являющейся интенсивным источником рентгеновского излучения. ПТ или *микропинчевая область* – это короткоживущий ( $\tau \le 1$  нс) плазменный объект малого размера ( $r \le 10$  мкм) с высокими температурой ( $T_e = 1 \div 2$  кэВ) и плотностью ( $n_e \ge 10^{21}$  см<sup>-3</sup>).

Согласно теоретическим представлениям (модель радиационного коллапса) образование ПТ в области пинчевания (развития перетяжки плазменного канала между электродами, имеющего, как правило, цилиндрическую форму) трактуется как результат сжатия пинчевого разряда из-за вытекания плазмы из области перетяжки и лучистых потерь энергии. Сжатие плазмы в указанной области носит двухстадийный характер. На первой стадии после инициирования разряда в вакуумной камере вначале происходит бомбардировка поверхности анода электронами, ускоренными в межэлектродном промежутке. Это приводит к испарению поверхности анода и к расширению образовавшейся плазмы ионизованных паров металла в направлении к катоду. В результате между электродами загорается разряд, в котором количество частиц в сечении неоднородно по длине. В области вблизи анода, где материал испаряется, количество частиц в сечении велико, а при удалении от поверхности анода оно падает. При разрядном токе  $I \le 50$  кА в плазме железа вне зависимости от наличия различного количества частиц в сечении канала разряда по его высоте, для каждого из сечений минимальный равновесный радиус равен одной и той же величине – 1 мм. Равновесный радиус плазменного столба - это радиус, при котором одновременно выполнены условия равенства магнитного и газокинетического давления (условие Беннета) и равенства джоулевого тепловыделения  $Q_{Д_{\#}}$  в канале разряда и потерь энергии на излучение

 $Q_{_{\rm H3Л}}$ . Величина тока  $I_{_{\rm KP}} = 50$  кА (для плазмы железа) является критической, определяемой равенством  $Q_{\rm Дж} = Q_{_{\rm H3Л}}$ . При токе разряда  $I > I_{_{\rm KP}}$  происходит сжатие плазменного столба, а при  $I < I_{_{\rm KP}}$  – его расширение, так как  $Q_{_{\rm H3Л}}/Q_{\rm Дж} = I^2/I_{_{\rm KP}}^2$ .

При повышении тока до 150 кА возникает возможность образования в некотором сечении перетяжки радиусом 0,1 мм, температура электронов при этом достигает 50 эВ, а электронная плотность  $-10^{21}$  см<sup>-3</sup>. После незначительного расширения устанавливается режим вытекания плазмы из перетяжки при почти постоянном радиусе с одновременным ростом температуры.

Через ~30 нс после первого сжатия температура в перетяжке повышается настолько, что начинается ионизация *L*-оболочки атома железа. Происходит резкое увеличение радиационных потерь энергии из области перетяжки и происходит второе сжатие за время ~ 0,1 нс. За это время плазмой высвечивается основная часть излучения. На второй стадии сжатия радиус перетяжки уменьшается до величины  $\leq 10^{-3}$  мм, а электронная плотность и температура повышаются до ~ $10^{24}$  см<sup>-3</sup> и ~1 кэВ соответственно. Кратность ионизации достигает величины 19.

После второго сжатия из-за появления аномального сопротивления происходит быстрое расширение плазменного шнура на месте микропинча. В процессе расширения плазмы температура и кратность ионизации продолжают расти. Излучение ионов плазмы кратностью >23 начинается после расширения канала разряда до радиуса ~5.10<sup>-3</sup> мм. Электронная плотность плазмы при этом ~ $3.10^{23}$  см<sup>-3</sup>, а температура ~2 кэВ.

В рамках представленной модели сжатие столба плазмы за счет радиационных потерь на излучение *L*-ионов происходит до тех пор, пока в плазме существуют *L*-ионы или пока рост электронной концентрации не приведет к запиранию излучения. Поскольку потенциалы ионизации *L*-оболочек растут с увеличением атомного номера элемента, то микропинчевая область с большим зарядом ядра плазмообразующих элементов существует при более высоких температурах. По расчетам на основе модели радиационного сжатия  $T_e \sim Z_{\rm s}$ , где  $Z_{\rm s}$  – заряд ядра плазмообразующего элемента. Электронная плотность также возрастает с увеличением  $Z_{\rm s}$ .

Именно ПТ стала предметом широкого круга исследований, среди которых доминирующую роль играет спектроскопия в рентгеновском диапазоне. С её помощью получены такие важные параметры ПТ, как электронная плотность, температура, размеры, время жизни. Следует также отметить методы визуализации пространственной структуры плазмы с высоким временным разрешением (теневое фотографирование, интерферометрирование, получение фарадееграмм), которые позволяют исследовать динамику МПР, структуру токов и магнитных полей в сечениях плазменного канала на различных стадиях процесса пинчевания.

Анализ экспериментальных результатов, полученных при изучении физики микропинчевых разрядов на различных установках, к числу которых можно также отнести: взрывающиеся проволочки, нецилиндрический *z*-пинч или плазменный фокус, *z*-пинч с импульсной инжекцией газа, свидетельствует о том, что несмотря на отсутствие полного совпадения всей совокупности наблюдаемых явлений, можно отметить ряд эффектов, характерных для микропинчевых разрядов. А именно: локальное пинчевание плазмы вплоть до образования микропинча (плазменной точки), отличающегося помимо чрезвычайно малых размеров рекордными значениями плотности и температуры; высокий уровень потока лучистой энергии из плазмы пинча; генерация надтепловых частиц; значительный вынос вещества из области сжатия, сопровождающий процесс пинчевания, влияние элементного состава на динамику разряда. В качестве необходимого условия формирования микропинча отмечается высокое значение производной разрядного тока и симметричное формирование токовой оболочки на начальной стадии развития разряда, при этом существенную роль в процессе образования микропинча играет линейная плотность плазмы (число частиц на единицу длины разрядного канала) в области развития перетяжки.

## Экспериментальная установка ПФМ-72

Установка состоит из следующих частей: вакуумной камеры с размещённым в ней электроразрядным устройством; средств ваку-

умной откачки; высоковольтной схемы, питающей электроразрядное устройство, с блоком управления и контроля режимов горения разряда; комплекса средств лазерной и корпускулярной диагностики.

Вакуумная часть. Вакуумный объём установки включает в себя камеру, где расположено электроразрядное устройство, и вакуумный тракт времяпролетной базы, а также рабочие объемы насосов и соединительных патрубков. Система вакуумной откачки состоит из четырех насосов. При "старте с атмосферы", как и при начале откачки с низкой степени вакуума, используется форвакуумный насос 2HBP-5ДМ, который обеспечивает предельное давление остаточных газов 10<sup>-1</sup>÷10<sup>-2</sup> Торр. Дальнейшая откачка производится диффузионным пароструйным насосом Н-100/350, при этом достигается вакуум ~10<sup>-3</sup> Торр. Обычно в диапазоне давления остаточных газов 10<sup>-2</sup>÷10<sup>-3</sup> Торр вместо диффузионного насоса используется уже магнитоэлектроразрядный насос НОРД-100, который при имеющемся качестве вакуумных уплотнений позволяет достигать вакуум до 10<sup>-5</sup> Торр в камере, содержащей электроразрядное устройство. При подсоединении объемов времяпролетной базы параллельно с НОРД-100 используется насос аналогичного по принципу действия типа НМД-0,4, присоединённый через вакуумный затвор с электромеханическим приводом к байпасному объему, являющемуся составной частью времяпролётного тракта. Подсоединение магнитоэлектроразрядного насоса НМД-0,4 позволяет выровнять давление остаточного газа во всех частях вакуумного объёма, что контролируется по показаниям термопарных датчиков. В большинстве проводимых экспериментов в качестве "рабочего" принимается вакуум  $\sim 10^{-4}$  Торр.

Описание электроразрядного устройства. Электроразрядное устройство – инжектор – конструктивно представляет собой систему двух коаксиальных цилиндрических электродов диаметрами 115 и 95 мм соответственно, которые разделены между собой капролактановым изолятором, находящимся в тени центрального электрода.

Такое расположение защищает поверхность изолятора от прямого воздействия ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения разряда, препятствуя тем самым развитию шунтирующих пробоев вдоль его поверхности. Выбор оптимальной длины электродов для требуемого режима работы инжектора возможен благодаря съёмному креплению последних.

Важной составной частью устройства, снижающей индуктивность инжектора в целом, являются металлические пластины, к которым крепятся кабели, отходящие от каждого из конденсаторов (см. ниже), соединённых в батарею. В сечении, проведённом через центральную ось инжектора и представляющем собой одну из плоскостей симметрии, пластины имеют П-образную форму каждая с расстоянием 10 мм друг от друга. Во избежание воздушного пробоя в пространство между пластинами помещено несколько листов лавсановой и полиэтиленовой пленки.

Электродная система разрядного промежутка приведена на рис. 9.3.



Рис. 9.3. Электродная система установки ПФМ-72

Центральный электрод (катод) в виде сменной иглы диаметром 3 мм располагается по оси установки (электроразрядного устройства). Острию центрального электрода изначально придаётся плоская, полусферическая или острийная форма. Внешний электрод (анод) представляет собой цилиндр с плоским торцевым основанием диаметром 20 мм, обращённым в сторону разрядной области (катода). Во внешнем электроде имеется осевое отверстие диаметром 3 мм для возможности транспортировки эмитируемых из области разряда в осевом направлении корпускулярных потоков и излучения. В плоскости перпендикулярной к оси электроразрядного устройства симметрично (под углом 90° друг к другу) располагаются во внешнем тоководе четыре триггерных поджига, основная функция которых – образование форплазмы, необходимой для "закорачивания" межэлектродного промежутка на начальной стадии развития разряда. Триггер – это центральный железный электрод (анод инициирующего устройства) диаметром 3 мм, окруженный снаружи полиэтиленовым диэлектриком внешним диаметром 8 мм, который, в свою очередь, вкручивается во внешний (обратный) токовод из нержавеющей стали, играющий роль катода в системе триггерного поджига. После подачи импульса напряжения ~10 кВ пробой по поверхности полиэтилена (между электродами триггерного поджига) происходит одновременно во всех четырёх триггерах, поскольку напряжение срабатывания каждого из них примерно 2 кВ

Система срабатывания триггерного поджига представлена на рис. 9.4.



Рис. 9.4. Электрическая схема триггерного поджига

Импульсный малоиндуктивный конденсатор  $C_1 = 0,22$  мкФ заряжается от отдельного высоковольтного блока питания BC-20-10 через балластное сопротивление  $R_1 = 1$  МОм. Пробой вакуумного

разрядника инициируется вспомогательным поджигающим электродом, расположенным в плоскости катода. Давление остаточных газов внутри вакуумного разрядника на уровне 10<sup>-2</sup> Торр поддерживается форвакуумным насосом НВР-ДУХЛ4.2.

Запуск системы триггерного поджига осуществляется следующим образом. Пусковой импульс амплитудой 50 В с генератора импульсов ГИ-1, запускаемого вручную, открывает тиристор формирователя высоковольтного импульса (ФВИ), при этом нагрузочная ёмкость разряжается на первичную обмотку импульсного повышающего трансформатора, вторичная обмотка которого подключена к разрядному промежутку поджигающего электрода вакуумного разрядника. При поступлении импульса напряжения на вспомогательный поджигающий электрод в плоскости катода вакуумного разрядника проскакивает искра, что приводит к пробою основного межэлектродного промежутка: конденсатор  $C_1 = 0.22$ мкФ разряжается по поверхности триггерных поджигов через короткозамкнутый вакуумный разрядник, а образовавшаяся форплазма поступает в межэлектродный промежуток основного разряда, где и инициирует его. Некоторая часть тока, протекающего по цепи: вакуумный разрядник – конденсатор  $C_1$  – триггерный поджиг (см. рис. 9.4), ответвляется через катушку  $L_1 = 200$  мГн, производная по времени dI/dt которого пропорциональна разности потенциалов на электродах триггеров. Таким образом можно регистрировать во времени падение напряжения на электродах триггерного поджига в процессе его развития.

С другой стороны, катушка  $L_1$  служит составной частью цепи зарядки конденсатора  $C_1$  от блока питания ВС-20-10 и обеспечивает нулевую разность потенциалов на электродах триггерного поджига до запуска вакуумного разрядника. Это является необходимым условием, так как статическое пробивное напряжение триггеров значительно ниже того, что на них подаётся от системы инициации поджига, а это, в свою очередь, обеспечивает одновременность их срабатывания. Разрядник срабатывает с разбросом порядка 2 мкс относительно запускающего импульса с генератора ГИ-1, и использовать запускающий сигнал с указанного генератора для синхронизации диагностической аппаратуры в таком случае бессмысленно, поскольку длительность первой четверти периода тока разряда также порядка 2 мкс, соответственно, наиболее интересующие процессы, происходящие в межэлектродном промежутке, будут завуалированы. Поэтому для чёткой временной привязки необходимо получение более точного синхроимпульса. С этой целью на "земляной" провод вакуумного ввода триггерного поджига установлен пояс Роговского, работающий в режиме регистрации производной тока. Получаемый с него сигнал *dl/dt* и служит для формирования требуемого синхроимпульса.

Наконец, рассмотрим электрическую схему цепи основного разряда, изображённую на рис. 9.5.



Рис. 9.5. Электрическая схема разряда НВИ

Энергетическую часть составляет конденсаторная батарея  $C_2 = 12 \text{ мк}\Phi$  из четырех малоиндуктивных (40 нГн) высоковольтных (до 50 кВ) конденсаторов ИК-50/3 ёмкостью 3 мкФ каждый, соединённых параллельно. Подключение каждого из конденсаторов производится при помощи восьми коаксиальных кабелей РК-75, что необходимо для снижения общей индуктивности разрядного контура. Зарядка батареи осуществляется от блока питания ВС-50-50 через балластное сопротивление  $R_2 = 1$  МОм.

Как видно из схемы, приведённой на рис. 9.5, до начала развития разряда на электродах основного промежутка "дежурит" рабочее напряжение, величина которого в ходе проведения экспериментов может варьироваться. После срабатывания системы триггерного поджига и попадания форплазмы в межэлектродный промежуток происходит развитие основного разряда.

### Схема зондовых измерений на установке ПФМ-72

Одиночный плоский зонд диаметром 2 мм располагается на расстоянии 130 см от области разрядного промежутка в осевом направлении. Схема включения зонда в диагностическую систему, а также схема подачи потенциала смещения и съёма сигнала, изображены на рис. 9.6.



Рис. 9.6. Схема зондовых измерений в плазменных потоках

Величина емкости *C* подбиралась экспериментальным путем на основе численных оценок, а именно:  $RC < \tau$ , где  $\tau$  – полное время эмиссии заряженных частиц из области МПР. В качестве величины емкости была выбрана C = 2,2 мкФ, при этом емкостное сопротивление току, протекающему по плечу C-R, оказалось равным  $X_C \sim 1$  Ом, что на порядок величины меньше номинала резистора R, с которого и производится съем и осциллографирование сигнала. Критерием же выбора номинала резистора  $R_{6an} = 20$  кОм была минимизация величины шунтирующего тока, текущего во время регистрации сигнала через блок питания УИП-1, с помощью которого на зонд подается нужное (по величине и полярности) смещение.

# Порядок выполнения работы

Включение установки ПФМ-72 осуществляется дежурным персоналом.

**ВНИМАНИЕ!** Запрещается производить самовольные включения или отключения цепей установки. К работе допускаются лица, сдавшие экзамен по «Правилам технической эксплуатации электроустановок потребителей» и «Правилам техники безопасности при эксплуатации установок потребителей» и имеющие не ниже III группы по электробезопасности для работы на электроустановках напряжением до и свыше 1000 В.

Напряжение зарядки ёмкостного накопителя электроразрядного устройства перед каждым импульсом тока, а также величина и полярность смещения, подаваемого на зонд, указываются преподавателем и устанавливаются дежурным персоналом либо студентами в присутствии преподавателя (ответственного экспериментатора) в строгом соответствии с его указаниями.

Включение схемы зондовой диагностики на установке ПФМ-72 осуществляется в следующей последовательности.

- 1. Включить блок питания УИП-1 тумблером «ВКЛ». Время прогрева прибора 10 мин.
- 2. По указанию преподавателя установить выходное напряжение на блоке питания УИП-1. Убедиться, что это напряжение (потенциал смещения) подано на зонд.
- Включить тумблером «ВКЛ» универсальный запоминающий осциллограф С8-13. Время прогрева осциллографа 10 мин. Затем включить режим «ПАМЯТЬ».
- По указанию преподавателя выставить чувствительности горизонтальной и вертикальной развёрток осциллографа. Кнопкой «Готов» активировать осциллограф к запуску внешним синхроимпульсом.
- 5. В присутствии преподавателя установите напряжение зарядки ёмкостного накопителя электроразрядного устройства и инициируйте разряд кнопкой «Ручной запуск» на генераторе ГИ-1.

- 6. Сфотографируйте полученные на экране осциллографа сигналы с зонда. Повторите измерения несколько (3÷5 раз) при фиксированном потенциале смещения на зонде.
- 7. Варьируя величину потенциала смещения на зонде в диапазоне +10 ÷ +100 В, повторите измерения по пунктам 4, 5, 6.
- 8. По окончании измерений выключите установку.

# Порядок обработки экспериментальных результатов

- 1. Определите режим работы зонда (см. п. «Режимы работы зонда»).
- По набранной статистике осциллограмм для фиксированного значения потенциала смещения определите среднее по времени значение тока на зонд. Постройте вольтамперную характеристику зонда в полулогарифмическом масштабе (по вертикальной оси отложите логарифм тока на зонд, а по горизонтальной – значение потенциала смещения). Определите электронную температуру плазмы, используя соотношение (9.2).
- 3. Определите величину электронного тока насыщения. Используя соотношение (9.2), оцените электронную концентрацию в плазменных потоках.
- 4. Напишите заключение о проделанной работе.

# Контрольные вопросы

- 1. Что такое зондовый метод диагностики плазмы?
- 2. Какие основные параметры плазмы можно определить, используя зондовый метод диагностики?
- 3. Объясните механизм формирования микропинчевой области в разряде НВИ и укажите параметры плазмы в этой области в конечной стадии сжатия?
- 4. Как осуществляется инициирование разряда НВИ на установке ПФМ-72?
- 5. Каким образом производится съём сигнала с зонда и его регистрация во времени?
# Лабораторная работа № 10

# СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ

Цель: ознакомление со спектроскопической диагностикой плазмы на примере измерения ее температуры по относительной интенсивности спектральных линий

#### Введение

Спектроскопия (от лат. spectrum-образ и греч. skopeo-смотрю) – большой раздел физики, посвященный получению информации из спектров электромагнитного излучения.

Спектроскопия, как область науки и техники, имеет богатую и длительную историю. Ее начала были заложены еще И. Ньютоном во второй половине XVII века. Он и ввел в научный обиход само слово "спектр". В самом начале XIX века было открыто как ультрафиолетовое (1801 г., Н. Риттер и У. Волластон), так и инфракрасное (1800 г., В. Гершель) излучение, а с середины этого же столетия началось систематическое изучение спектров. Однако становление спектроскопии, как науки, в первую очередь связано с достижениями в атомной физике и во многом обязано работам Н. Бора, который объяснил закономерности в расположении спектральных линий. Согласно представлениям Бора каждый акт испускания светового кванта соответствует переходу атома из одного состояния в другое и приводит к формированию определенной спектральной линии. Благодаря идеям Бора стала ясна природа линейчатого спектра и определены основные представления о строении вещества. Этим были заложены основы для создания квантовой механики и спектрального анализа.

В зависимости от природы объекта исследования выделяют атомную и молекулярную спектроскопию, спектроскопию вещества в конденсированном состоянии и т.д., и т.п. Главное преимущество спектроскопической диагностики – дистанционный бесконтактный характер измерений. Спектральная аппаратура всегда располагается за пределами исследуемого объекта и не оказывает никакого влияния на его состояние.

Спектроскопическая диагностика плазмы – это раздел физики плазмы, предметом которого являются экспериментальные методы исследование параметров космической и лабораторной плазмы по её излучению. Астрофизическая плазма давно и успешно изучается с помощью различных спектроскопических методик, а вычислительные алгоритмы квантовой механики и электродинамики позволяют с высокой точностью описывать элементарные процессы в плазме. Однако применение спектроскопических методов, апробированных на астрофизической плазме, для лабораторной плазмы далеко не всегда дает точные и надежные результаты исследования. Дело в том, что лабораторная плазма очень далека от физических моделей, с которыми имеет дело атомная физика. Плазма, создаваемая в лаборатории, как правило, меняет свои параметры во времени, причем, характер этих изменений определяется всеми условиями её существования: составом, временем жизни, плазмохимическими реакциями, столкновениями частиц, внешними полями и т.д. Кроме того, отличие между параметрами плазмы, созданной на различных установках, может достигать 10 порядков по концентрации частиц и 4-5 порядков по температуре.

Очевидно, что в этих условиях практически невозможно измерить весь набор параметров плазмы, однозначно определяющий её состояние. Поэтому одна из основных задач спектроскописта, диагностирующего лабораторную плазму - выбор теоретической модели, адекватно описывающей коллективные процессы в плазме и их влияние на спектральные характеристики излучения. Строго говоря, крайне важна априорная информация о плазменном объекте ещё до начала спектральных измерений. Использование принятой модели и количественных данных о собственном излучении плазмы, полученных из эксперимента, позволяет рассчитать необходимые параметры. В ходе их мы получаем количественные данные о собственном излучении плазмы, из которых, используя принятую модель, рассчитываем те или иные параметры плазмы. Достоверность полученных результатов требует последующей проверки правильности выбранной модели и (или) сравнения с данными независимых методик.

Как следует из всего вышесказанного, спектроскопия плазмы есть наука междисциплинарная, широко использующая базовые данные таких дисциплин, как физика плазмы, атомная физика, оптика, техника физического эксперимента и т.д. Её освоение требует ознакомления с объемными монографиями, выпущенными более четверти века назад [10.1–10.4]. Для подготовки к выполнению настоящей лабораторной работы можно рекомендовать литературу [10.5–10.8].

# Спектроскопическая диагностика плазмы. Основные понятия и модели

В этой работе рассматривается один из методов диагностики лабораторной плазмы – определение её температуры по относительной интенсивности спектральных линий. Полагается, что спектральные линии относятся к *атомам одного вида*.

Каждой спектральной линии соответствует квантовый переход между дискретными уровнями энергии атома. Состояние атома с минимальной энергией  $E_0 = 0$  называется основным. Выше расположен набор возбужденных уровней. В результате каждого перехода с уровня  $E_n$  на уровень  $E_m$  ( $E_n > E_m$ ) излучается квант с энергией  $hv = E_n - E_m$ . Множество таких квантов дает спектральную линию с длиной волны  $\lambda_{nm} = h \cdot c / (E_n - E_m)$ . Из набора узких спектральных линий формируется линейчатый спектр.

Из спектра, излучаемого плазмой, выбираются две линии с известными длинами волн  $\lambda_{nm}$  и  $\lambda_{pq}$ , которым соответствуют переходы между возбужденными уровнями  $n \to m$  (n > m) и  $p \to q$  (p > q) для одного сорта частиц. Это могут быть, например, атомы или ионы одной кратности. Для определения температуры достаточно измерить отношение интенсивностей  $J_{nm}/J_{pq}$  данных линий, а также знать вероятности соответствующих переходов. Необходимые для этих расчетов формулы и значения вероятностей приводятся ниже.

Данная методика применима к плазме, удовлетворяющей условиям локального термического равновесия, которое следует всегда отличать от полного термодинамического равновесия. Базовые модели состояния плазмы. Как уже отмечалось, для получения информации о температуре плазмы из спектроскопических измерений, необходимо предварительно выбрать модель, соответствующую исследуемой плазме. Ниже кратко рассматриваются пять базовых моделей плазмы, полное описание которых приведено в учебном пособии [10.7].

Плазма по своим свойствам может удовлетворять требованиям модели полного термодинамического равновесия (ПТР), модели локального термического равновесия плазмы (ЛТР), модели частичного локального термического равновесия (ЧЛТР), модели коронального равновесия (МКР) и столкновительно-радиционной модели (СРМ). Эти модели отличаются распределениями частиц по скоростям и соотношением между процессами возбуждения и ионизации электронным ударом, процессами спонтанного излучения, индуцированного поглощения и излучения.

**Модель ПТР.** Распределение частиц плазмы по скоростям определяется функцией Максвелла  $f_i(V)$ , причем единая для всех частиц температура T остается постоянной в пространстве и времени (определение функции  $f_i(V)$  приводится на с. 149; индекс i относится к частицам i-го сорта; например, в плазме это могут быть атомы, ионы или электроны). Спектр излучения плазмы близок к равновесному планковскому, так как *оптически плотная* плазма препятствует выходу излучения наружу. Величина T и элементный состав плазмы позволяют найти все остальные параметры. Для определения равновесной температуры плазмы в условиях ПТР применяют закон теплового излучения абсолютно черного тела. Модель ПТР применима, например, к плазме мощного импульсного разряда в длинном капилляре.

**Модель ЛТР.** Закон Планка не выполняется, а плазма становится оптически тонкой. Однако распределения всех частиц близки к статистически равновесным распределениям Максвелла  $f_i(V)$  и также определяются единым значением температуры T(r), но уже зависящим от координаты r. Модель ЛТР применима к плазме с электронной плотностью  $N_e \ge 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

**Модель ЧЛТР.** Закон Планка не выполняется. Распределения частиц в плазме не находятся в равновесии. Только некоторая часть из распределений подчиняется равновесию и лишь на ограниченных интервалах функции  $f_i(V)$ . Введение единой температуры теря-

ет смысл. Однако, по аналогии с моделью ЛТР, для каждой отдельной подсистемы плазмы формально может быть введено понятие парциальной температуры  $T_i(r)$ . Модель ЧЛТР применима к плазме средней плотности  $N_e \sim 10^{13} - 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

**Модель локального термического равновесия.** Плазма, описываемая моделью локального термического равновесия, должна удовлетворять следующим условиям:

1. Распределение частиц плазмы *i*-го сорта по модулю скорости *V* описывает функция Максвелла

$$f_i(V) = 4\pi \left(\frac{M_i}{2\pi \cdot kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot V^2 \cdot \exp\left\{-\frac{M_i V^2}{2kT}\right\},\qquad(10.1)$$

где  $M_i$  — масса частицы (атом, ион, электрон) *i*-го сорта, T — температура плазмы, k — постоянная Больцмана.

Функция f(V) определяет долю частиц dN от их общего количества N, приходящихся на интервал скоростей dV

$$dN = N \cdot f(V) \cdot dV \,.$$

2. В отличие от полного термодинамического равновесия, при термическом равновесии плазмы не выполняется закон Планка

$$u(\mathbf{v}) = \frac{8\pi h \mathbf{v}^3}{c^3} \cdot \left[ \left( \exp\left\{\frac{h\mathbf{v}}{kT}\right\} - 1 \right) \right]^{-1}, \qquad (10.2)$$

где u(v) – объемная спектральная плотность излучения, v – частота излучения, T – температура плазмы, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме. Это означает, что излучение плазмы отличается от излучения абсолютно черного тела. Плазма *оптически тонкая*, а пробег большинства квантов света больше пробега частиц и превышает линейные размеры плазмы.

3. Распределение частиц по дискретным уровням энергии описывает функция Больцмана

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left\{-\frac{E_n - E_m}{kT}\right\},$$
(10.3)

где  $N_n$  и  $N_m$  – заселенности уровней (т.е. концентрации атомов, возбужденных до этих уровней),  $g_n$  и  $g_m$  – статистические веса уровней (статистическим весом называют число различных состоя-

ний атомов, имеющих одну и ту же энергию), T – температура плазмы. Индексы *n* и *m* относятся к уровням с энергиями  $E_n$  и  $E_m$ соответственно ( $E_n > E_m$ ).

4. Выполняется ионизационное уравнение Саха, связывающее между собой плотности ионов  $N_{ion}$ , электронов  $N_e$  и атомов  $N_a$ . В случае однократной ионизации

$$\frac{N_{ion} \cdot N_e}{N_a} = \left(\frac{2 Q_{ion}}{Q_a}\right) \cdot \frac{(2\pi m_e kT)^3}{h^3} \cdot \exp\left\{-\frac{E_u}{kT}\right\}$$
(10.4)

где  $Q_{ion}$  и  $Q_a$  – статистическая сумма ионов и атомов соответственно,  $m_e$  – масса электрона,  $E_u$  – энергия ионизации атома, T – температура плазмы, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана. В формуле (10.4) статистическая сумма ионов или атомов представляет собой сумму по электронным состояниям частиц и характеризует отношение плотностей возбужденных и невозбужденных частиц

$$Q = \frac{1}{N} \sum_{k} g_k \cdot N_k = \sum_{k} g_k \cdot \exp\left\{-\frac{\Delta E_{k0}}{kT}\right\},$$
 (10.5)

где  $\Delta E_{k0}$  – разность энергий уровня *k* и основного состояния [10.8].

В модели ЛТР распределение атомов, ионов, молекул по энергетическим уровням соответствует распределению Больцмана с единой температурой *T*. Этой же температуре соответствуют соотношения концентраций ионов разной кратности и концентраций компонент всевозможных химических реакций, протекающих в плазме. Таким образом, термин *локально* термически равновесная плазма означает, что в каждом достаточно малом объёме плазма удовлетворяет условиям термически равновесного состояния и характеризуется некоторой температурой. Однако эта температура, тем не менее, меняется при переходе от одного такого малого (в пределе бесконечно малого) объёма к другому.

Спонтанное излучение. Индуцированное излучение и поглощение. Спонтанный переход атома из состояния с энергией  $E_n$  в состояние с энергией  $E_m$  ( $E_n > E_m$ ), сопровождающийся испусканием фотона, имеет вероятностный характер. Вероятность перехода  $n \to m$  в одну секунду в расчета на один атом определяется коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения (вероятностью спонтанного перехода)  $A_{nm}$  [1/c].

Кроме спонтанных переходов происходят также и вынужденные переходы, индуцированные полем излучения с частотой

$$\omega_{nm} = \frac{2\pi \cdot \left(E_n - E_m\right)}{h}.$$

Вероятность такого перехода в одну секунду пропорциональна плотности энергии *Unm* на частоте перехода и называется вероятностью индуцированного испускания

$$P_{nm} = B_{nm} \cdot U_{nm} \quad [1/c],$$

где  $B_{nm}$  — коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения. При обратном процессе, который приводит к возбуждению в результате поглощения излучения с частотой  $\omega_{nm}$ , атомы переходят из состояния с более низкой энергией  $E_m$  в состояние с более высокой энергией  $E_n$ . Вероятность такого индуцированного возбуждения

$$P_{mn} = B_{mn} \cdot U_{nm} \quad [1/c],$$

где  $B_{mn}$  – коэффициент Эйнштейна для поглощения, причем  $B_{mn} = B_{nm} \cdot (g_n / g_m)$ . Коэффициенты  $B_{nm}$ ,  $B_{mn}$  и  $A_{nm}$  были введены А. Эйнштейном и являются квантовыми характеристиками перехода.

В случае установления термодинамического равновесия между процессами спонтанного излучения, индуцированного излучения и индуцированного возбуждения общее число прямых переходов равно числу обратных, а уравнение баланса выглядит следующим образом

$$A_{nm} \cdot N_n + B_{nm} \cdot U_{nm} \cdot N_n = B_{mn} \cdot U_{nm} \cdot N_m \tag{10.6}$$

где  $N_n$  и  $N_m$  – число (плотность) атомов в состояниях n и m соответственно.

# Определение температуры по относительным интенсивностям спектральных линий

Интенсивности спектральных линий. В оптически тонкой плазме фотоны практически беспрепятственно покидают плазму. Полная интенсивность спектральной линии, проинтегрированная по её контуру, при излучении из единичного объема однородной плазмы в единичный телесный угол равна

$$J_{nm} = \int_{0}^{\infty} i_{nm}(\lambda) d\lambda = \frac{hc}{4\pi\lambda_{nm}} A_{nm} N_n , \qquad (10.7)$$

где индексы *n* и *m* относятся к переходу  $n \to m$ ,  $\lambda_{nm}$  – длина волны,  $A_{nm}$  – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения,  $N_n$  – заселенность верхнего уровня, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме.

Формула (10.7) определяет локальную интенсивность и является основой для многих методов спектроскопической диагностики плазмы. Например, определив абсолютную интенсивность  $J_{nm}$  линии, и зная вероятность  $A_{nm}$ , можно вычислить заселенность  $N_n$  уровня. Однако в экспериментах всегда измеряется интегральная интенсивность  $I_{nm}$  линии, соответствующая излучению из конечного объема плазмы.

В случае однородной плазмы интенсивности  $I_{nm}$  и  $J_{nm}$  связаны линейно  $I_{nm} = J_{nm} \cdot L$  (L – толщина плазменного слоя), поэтому определение величины  $J_{nm}$  не вызывает трудностей. Для неоднородной же плазмы величина  $J_{nm}$  восстанавливается из интегрального уравнения, что представляет технически достаточно сложную задачу. При отсутствии симметрии привлекаются методы томографии плазмы.

Измерение относительной интенсивности двух линий позволяет перейти к отношению заселенностей уровней, которое в условиях ЛТР определяется распределением Больцмана (10.3). В этом случае отношение интенсивностей будет зависеть только от температуры T плазмы

$$\frac{J_{pq}}{J_{nm}} = \frac{A_{pq} g_p \lambda_{nm}}{A_{nm} g_n \lambda_{pq}} \cdot \exp\left\{-\frac{E_p - E_n}{kT}\right\}$$
(10.8)

где  $J_{pq}$  и  $J_{nm}$  – локальные интенсивности излучения линий,  $g_p$  и  $g_n$  – статистические веса возбужденных уровней p и n соответственно,  $E_p$  и  $E_n$  – энергия уровней p и n соответственно,  $\lambda_{pq}$  и  $\lambda_{nm}$  – длины волн,  $A_{pq}$  и  $A_{nm}$  – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения атома.

При использовании метода относительной интенсивности получение хорошей точности измерения температуры *Т* возможно при выполнении условия

$$kT_{\max} < E_p - E_n < 10 \ kT_{\max}, \tag{10.9}$$

где  $T_{\text{max}}$  – максимальная температура исследуемой плазмы. Для спектральных линий видимого и ультрафиолетового диапазонов  $E_p - E_n \approx 1 \div 10$  эВ, поэтому применение метода ограничено диагностированием низкотемпературной и достаточно плотной плазмы.

Определение температуры методом Орнштейна. Для определения температуры достаточно знать лишь относительные значения интенсивностей линий и вероятности соответствующих переходов

$$T = \frac{0.43(E_p - E_n)}{k \cdot \left[ \ln \left( \frac{J_{nm}}{J_{pq}} \right) + \ln \left( \frac{A_{pq} g_p \lambda_{nm}}{A_{nm} g_n \lambda_{pq}} \right) \right]}, E_p > E_n.$$
(10.10)

Необходимые для расчетов значения табличных величин (E, A, g,  $\lambda$ ) будут приведены ниже. Кроме того, их можно найти в приложениях к литературе [10.7, 10.8].

При определении температуры T плазмы по формуле (10) необходимо иметь в виду, что экспериментально измеряются интегральные интенсивности излучения  $I_{nm}$  и  $I_{pq}$ . Они могут быть использованы для вычисления температуры только в предположении пространственной однородности плазмы. В случае пространственно неоднородной плазмы необходимо предварительно по интегральным интенсивностям излучения вычислить локальные характеристики излучения.

Погрешность определения температуры. В ошибку определения температуры основной вклад вносят погрешность измерения интенсивностей излучения ( $J_{pq}$ ,  $J_{nm}$ ) и погрешность измерения (или вычисления) коэффициентов спонтанного излучения ( $A_{pq}$ ,  $A_{nm}$ ). Значения же энергетических уровней и длин волн излучения определены с достаточно высокой точностью.

Относительная погрешность определения температуры  $(\Delta T/T)_{J(n \to m)}$ , обусловленная погрешностью измерения интенсивности излучения  $J_{nm}$  для перехода  $n \to m$ , вычисляется по формуле:

$$\delta T_{J(n \to m)} = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{J(n \to m)} = \left|\frac{kT}{E_n - E_p} \cdot \left(\frac{\Delta J_{nm}}{J_{nm}}\right)\right|,\tag{10.11}$$

где T – температура плазмы, определяемая по формуле (10.10),  $\Delta J_{mn}$  и  $J_{mn}$  – абсолютная погрешность прямых измерений интенсивности излучения и интенсивность излучения для перехода  $n \to m$ ,  $E_n$  – энергия верхнего уровня для перехода  $n \to m$ ,  $E_p$  – энергия верхнего уровня для перехода  $p \to q$ , k – постоянная Больцмана. Аналогично определяется относительная погрешность определения температуры ( $\Delta T/T$ )<sub> $J(p\to q)$ </sub>, обусловленная погрешностью прямых измерений интенсивности излучения  $J_{pq}$ .

Вклад, вносимый погрешностью определения коэффициента спонтанного излучения *А<sub>nm</sub>*, вычисляется по формуле:

$$\delta T_{A(n \to m)} = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{A(n \to m)} = \left|\frac{kT}{E_n - E_p} \cdot \left(\frac{\Delta A_{nm}}{A_{nm}}\right)\right|, \quad (10.12)$$

где  $\Delta A_{nm}$  и  $A_{nm}$  – погрешность коэффициента спонтанного излучения и коэффициент спонтанного излучения. Погрешность  $(\Delta T/T)_{A(p\to q)}$  рассчитывается по формуле (10.12) аналогично. При использовании табличных значений коэффициентов  $A_{pq}$  и  $A_{nm}$  соответствующие абсолютные погрешности определяются последней значащей цифрой. Формулы (10.11) и (10.12) следуют из частных производных функции  $T(J_{pq}, J_{nm}, A_{pq}, A_{nm})$  по соответствующим переменным и использования соотношения (10.8). Общая погрешность определяется по формуле:

$$\delta T = \sqrt{\left(\delta T_{J(n \to m)}\right)^2 + \left(\delta T_{J(p \to q)}\right)^2 + \left(\delta T_{A(n \to m)}\right)^2 + \left(\delta T_{A(p \to q)}\right)^2}$$

Следует отметить, при всех оптимальных условиях эта величина может быть уменьшена лишь до уровня  $\delta T \sim (10 \div 20)\%$ . Для условий измерений, при которых значение логарифма в формуле (10.10) становится близким к нулю формулы (10.11) и (10.12) для относительных погрешностей становятся неприменимы.

Графический метод определения температуры. Существует относительно простой графический метод определения температуры плазмы, в котором тоже измеряются интенсивности спектральных линий. Результаты этих измерений представляются в виде графика зависимости

$$\ln\left(\frac{J_{ik} \ \lambda_{ik}}{A_{ik} \ g_i}\right) = f(E_i), \qquad (10.13)$$

где  $E_i$  — энергия верхнего уровня излучательного перехода  $i \rightarrow k$ . При выполнении соотношения Больцмана (10.3) графиком будет прямая линия (рис.10.1). Температура определяется по тангенсу угла наклона графика.



Рис. 10.1. Графический метод определения температуры

Погрешность определения температуры графическим методом существенно меньше, чем при использовании формулы (10.10). При этом для построения графика измеряются интенсивности уже не двух, а гораздо большего числа спектральных линий. Отклонение экспериментальных точек от линейной зависимости означает, что заселенности этих уровней не соответствуют соотношению Больцмана.

#### Спектральная диагностическая аппаратура УВИ диапазона

Для экспериментального исследования спектров (по длинам волн  $\lambda$ ) применяются различные спектральные приборы (СП). Их основная задача — выделить в общем потоке излучения плазмы нужный участок спектра и передать его с минимальными искажениями на систему регистрации для последующей обработки.

Выбор типа СП и его рабочего интервала длин волн определяется задачами спектроскопической диагностики плазмы. При этом следует учитывать, что излучение плазмы охватывает диапазон от метровых радиоволн до гамма-лучей. Очевидно, что в столь обширной области применяется огромное количество разнообразных СП, каждый из которых оптимизирован для своего спектрального диапазона. Кроме того, даже в пределах одного диапазона, СП могут существенно отличаться друг от друга принципом действия, рабочими характеристиками, методами регистрации излучения.

Типы спектральных приборов УВИ диапазона. Наиболее хорошо освоен УВИ диапазон, состоящий из ультрафиолетовой (190–380 нм), видимой (380–780 нм) и ближней инфракрасной (0,78–2,5 мкм) областей. Для УВИ диапазона промышленность выпускает различные спектральные приборы: монохроматоры, спектрографы, спектрометры, спектрофотометры. Приборы перечисленных типов являются наиболее универсальными и широко используются в диагностике плазмы. Их описание и характеристики детально изложены в учебном пособии «Спектроскопическая диагностика плазмы» [10.7].

Монохроматоры предназначены для выделения узкого участка спектра и рассчитаны на последовательное получение всего спектра путем поворота диспергирующего элемента (это называется сканированием спектра).

Спектрографы – приборы с фотографической регистрацией, выделяют протяженный участок спектра и рассчитаны на одновременную регистрацию всего участка. В качестве регистрирующих материалов в спектрографах используются фотопленки и фотопластинки.

Спектрометры – приборы с фотоэлектрической регистрацией, построенные либо по схеме монохроматора с непрерывным сканированием спектра, либо по схеме спектрографа с использованием многоканального фотоэлектрического приемника (фотодиодная линейка, ПЗС линейка, ПЗС матрица).

Спектрофотометр – двулучевой прибор с фотоэлектрической регистрацией, в котором производится сравнение двух монохроматических пучков, один из которых прошел через объект исследования, а другой – через эталон. Результаты сравнения выводятся в соответствующей двумерной таблице: абсцисса – длина волны, ордината - результат фотометрирования на этой длине волны.

Основные характеристики спектральных приборов. Аппаратная функция – отклик или реакция спектрального прибора на излучение с бесконечно узким спектральным интервалом  $\Delta\lambda \rightarrow 0$ . Спектральный прибор отображает падающее на его вход монохроматическое излучение в некоторое спектральное распределение излучения на выходе. Это распределение называют инструментальным контуром спектральной линии или аппаратной функцией (АФ). Ширина инструментального контура на половине его высоты служит количественной характеристикой АФ и называется её шириной. Отдельные участки инструментального контура какой-либо линии вносят свой вклад в формирование контуров других линий. Очевидно, чем меньше ширина АФ, тем меньше искажений вносит спектральный прибор.

Математически АФ описывается некоторой функцией  $a(x - x_0)$ , которая достигает максимума при  $x = x_0$  и монотонно спадает возрастания значения по мере  $|x - x_0|$ (рис. 10.2). При этом полагается, что  $x - 6e_3$ размерная величина, пропорциональная длине волны или частоте излучения,  $x - x_0$ переменная координата. Функция  $a(x - x_0)$ связывает сигналы на входе f(x) и выходе F(x) спектрального прибора интегральным соотношением, называемым сверткой



Рис. 10.3. Аппаратная функция

$$F(x) = \int f(x_0) \cdot a(x - x_0) dx_0.$$

В этом случае, ширина аппаратной функции определяется как расстояние между абсциссами точек, в которых  $a(x - x_0)$  равна половине своего максимального значения.

Процесс измерения исходного спектра  $f(\lambda)$  можно промоделировать, если поместить за экраном I приемник излучения и регистрировать изменения интегрального потока излучения, проходящего через остающиеся отверстия (рис. 10.3). При наложении и перемещении экрана II по экрану I приемником будет регистрироваться сигнал  $F(\lambda)$ , соответствующий спектру на выходе СП, но уже с учетом влияния аппаратной функции. Чем меньше её ширина, тем спектр  $F(\lambda)$  будет ближе к истинному спектру  $f(\lambda)$ . Ширина аппаратной функции является одной из основных характеристикой прибора, определяющей его спектральное разрешение  $\delta\lambda$  и разрешающую способность  $R = \lambda/\delta\lambda$ .



Рис. 10.3. Влияние аппаратной функции на регистрируемый спектр

Разрешающая способность спектрального прибора характеризует способность прибора разделять (разрешать) две соседние линии исследуемого спектра, мало отличающиеся по длинам волн. За её меру принимают отношение

$$R = \lambda / \delta \lambda$$
,

где  $\lambda$  – длина волны, около которой производят измерения,  $\delta\lambda$  – спектральное разрешение (или предел разрешения). По физическому смыслу  $\delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1|$  – это минимальная разность длин волн спектральных линий, которые прибор воспринимает как раздельные. Величина  $\delta\lambda$  определяется шириной аппаратной функции. Две спектральные линии будут разрешены, если расстояние между ними превышает ширину аппаратной функции. Таким образом, чем уже аппаратная функция спектрографа, тем выше его разрешающая способность, но и тем меньше поток излучения, пропускаемый прибором и сложнее его регистрация. Если же в исследуемом спектре есть две близкие линии, расстояние между которыми меньше величины  $\delta\lambda$ , то контуры таких линий будут перекрываться. В этом случае говорят, что спектральный прибор не разрешает эти линии.

Дисперсия – величина, характеризующая скорость изменения угла отклонения светового пучка в приборе при изменении длины волны.

*Угловая дисперсия*  $D = d\phi/d\lambda$ , где  $d\phi$  – угол между лучами с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda$  +  $d\lambda$ .

Линейная дисперсия  $dx/d\lambda$ , где dx – расстояние между изображениями спектральных линий с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$ . На практике обычно пользуются обратной линейной дисперсией  $d\lambda/dx$ . Чем выше дисперсия, тем больше расстояния между линиями.

Классификация СП по способу разложения в спектр. Для спектрального разложения излучения в УВИ диапазоне применяются три метода: дисперсия за счет преломления в призмах, дифракция на периодических решетках и интерференция. Наряду с «классическими» СП в настоящее время активно развиваются модуляционные приборы (спектрометры Фурье), в которых разложение излучения на спектральные составляющие производится не оптическим элементом, а электрической схемой. Принцип работы основан на формировании электрического сигнала, в котором с помощью частотной модуляции закодирован первоначальный оптический спектр.

Несмотря на существенное различие физических принципов, призменные и дифракционные СП имеют много общих свойств и объединяются в класс «щелевые приборы». Принципиальная оптическая схема щелевого СП представлена на рис. 10.4. Входная щель III спектрального прибора расположена в фокальной плоскости объектива  $O_1$  коллиматора. Разложение излучения осуществляет диспергирующий элемент (спектральная призма, дифракционная решетка интерферометр Фабри–Перо), обладающий угловой дисперсией  $\Delta \phi / \Delta \lambda$ . Изображения входной щели, созданные лучами различных длин волн, формируются в фокальной плоскости  $\Phi \Pi$ фокусирующего объектива  $O_2$ .

Если в плоскости ФП установлена узкая выходная щель, то получаем схему монохроматора, если фоточувствительный слой – схему спектрографа. Призмы обладают высокой дисперсией только в ультрафиолетовой области. С увеличением длины волны их дисперсия значительно уменьшается. Призменные спектральные приборы с малой и средней дисперсией обладают сравнительно малой разрешающей способностью  $\lambda / \delta \lambda \sim 10^3 - 10^5$ . Решетки свободны от этих недостатков, имеют более высокую разрешающую способность  $\lambda / \delta \lambda \sim 10^5 - 5 \cdot 10^5$  и позволяют строить приборы с существенно большей светосилой (т.е. отношением освещенности в изображении входной щели к яркости источника, освещающего входную щель).



Рис. 10.4. Оптическая схема спектрального прибора щелевого типа: *I* – коллиматор; 2 – диспергирующий элемент; 3 – фокусирующая система

В современных щелевых приборах диспергирующий элемент, как правило, выполнен на основе дифракционной отражательной решетки, которая по сравнению с призмой обеспечивает более равномерное разложение света на спектральные составляющие. Призмы применяются лишь совместно с решетками в схемах со скрещенной дисперсией.

В интерференционных СП используется интерференция света при разности хода  $\Delta \sim (10^5 - 10^6) \cdot \lambda$ . Такие приборы имеют разрешающую способность до  $\lambda / \delta \lambda \sim 10^6 - 10^7$  и применяются для исследования тонкой и сверхтонкой структуры спектров. Наиболее распространенным из них является интерферометр Фабри–Перо.

**Приборы** для получения обзорного спектра. Как правило, спектроскопические исследования начинают с получения обзорного спектра в широком диапазоне длин волн с помощью многоканальных приборов. Его изучение даёт предварительную информацию о параметрах исследуемой плазмы (ее составе, температуре и концентрации) и позволяет выбрать методы для дальнейшего более подробного исследования. Обычно для получения обзорного спектра используют спектрографы с высокой линейной дисперсией  $dx/d\lambda \sim 10^2 - 10^4$  мм/мкм.

Примером такого спектрального прибора высокого разрешения является спектрограф СТЭ-1. Он относится к приборам со скрещенной дисперсией, в которых большая разрешающая способность сочетается с охватом широкой области спектра. В нем используются два диспергирующих элемента – дифракционная решетка и призма. Решетка применяется в высоких порядках, а разделение порядков достигается призмой, направление дисперсии которой перпендикулярно направлению дисперсии решетки. Это позволяет проводить измерения в разных порядках дифракционного спектра без их взаимного перекрытия.



Рис. 10.5. Оптическая схема спектрографа

Оптическая схема спектрографа СТЭ-1 приведена на рис. 10.5. Свет проходит входную щель l, цилиндрическую линзу, компенсирующую астигматизм, и попадает на сферический зеркальный объектив коллиматора 2, который отклоняет падающие на него лучи вниз на угол 4°15′. Параллельный пучок лучей падает на призму 3, которая разлагает его в спектр в вертикальной плоскости. Затем пучок лучей падает на сменную дифракционную решетку 4, (600 штр./мм или 300 штр./мм), которая разлагает его в спектр в горизонтальной плоскости. Отразившись от решетки, монохроматические пучки снова проходят призму 3 и падают на плоское поворотное зеркало 5, направляющее их на сферический зеркальный объектив 6 камеры. После отражения от объектива лучи проходят через линзу 7, компенсирующую кривизну поля, и собираются в фокальной плоскости 8, совпадающей с плоскостью эмульсии фотопластинки. Линзы 7 и 9 служат для компенсации кривизны поля и астигматизма соответственно. Без линзы 7 получаемый спектр располагается по сфере с радиусом кривизны, равным фокусному расстоянию зеркального объектива камеры. Спектрограф СТЭ-1 снабжен сменной кварцевой и стеклянной оптикой и сменными решетками. Его характеристики приведены в табл. 10.1.

Таблица 10.1

	Стеклянная	Кварцевая
Параметр	оптика,	оптика,
	решетка 300	решетка 600
	штр/мм	штр/мм
Рабочий спектральный	450 - 900	220 - 900
диапазон, нм		
Разрешающая способность	(5-8)·10 <sup>4</sup>	$(1-2)\cdot 10^{5}$
Линейная дисперсия,	$10^{3}$	$2 \cdot 10^{3}$
мкм/мм		

Рабочий диапазон прибора при использовании стеклянной оптики и дифракционной решетки 300 штр./мм составляет 450-900 нм при обратной линейной дисперсии  $\Delta\lambda/\Delta x \sim 10$  и разрешающей способности (5÷8)·10<sup>4</sup>. При использовании кварцевой оптики и решетки 600 штр./мм нижняя граница спектра снижается до 220 нм, а разрешающая способность возрастает до (1÷2)·10<sup>5</sup>.

Монохроматоры. Исследование отдельных спектральных линий производится с помощью монохроматоров. В отличие от спектрографов, в фокальной плоскости монохроматоров вместо фотослоя устанавливается выходная щель, пропускающая на фотоприемное устройство только узкий участок спектра. Спектральную ширину δλ выделенного участка можно менять за счет изменения ширины выходной щели. Сканирование спектра осуществляется поворотом диспергирующего элемента. При проведении особо точных измерений, для защиты от рассеянного света с длинами волн, далекими от выделяемого участка спектра, применяют двойные монохроматоры. В этом случае выходная щель первого монохроматора служит входной щелью второго.

В данной работе используется малогабаритный универсальный монохроматор (МУМ), оптическая схема которого приведена на рис. 10.6. Исследуемое излучение, прошедшее через входную щель I, направляется при помощи зеркала 2 на вогнутую дифракционную решетку 3, которая одновременно выполняет функции фокусирующего и диспергирующего элемента. В приборе используется решетка с переменным шагом нарезки и криволинейными штрихами для компенсации аббераций. После отражения от решетки излучение попадает либо на выходную щель 5 (при выведенном из оптической схемы плоском зеркале 4), либо на выходную щель 6 (при выеденном зеркале 4).



Рис. 10.6. Оптическая схема монохроматора МУМ

Сканирование спектра осуществляется поворотом решетки 3. Диапазон изменения угла поворота от 6°54′ до 28°44′. Закон движения решетки обеспечивается синусным механизмом, в котором для перемещения опорной поверхности используется винт. Системой зубчатых передач синусный механизм связан с рукояткой, расположенной на торцевой стенке монохроматора, и цифровым механическим счетчиком, с помощью которого осуществляется отсчет длин волн.

#### Паспортные данные монохроматора МУМ

Рабочий диапазон длин волн, нм	200-800
Оптическая система должна разрешать дуплет	
натрия, нм	589,0-589,6
Величина обратной линейной дисперсии, нм/мм	3–4
Расфокусировка спектральных линий 404,7 нм;	
501,6 нм; 667,8 нм допускается в плоскости вы-	
ходной щели	не более ±1 мм
Щели сменные постоянной ширины, мм	0,05; 0,25; 1,0; 3,0
Погрешность показаний счетчика длин волн, нм	±0,2
Минимальная высота оптической оси от опорной	
поверхности рельса, мм	125
Масса, кг	4,0
Габаритные размеры, мм	385×248×145

#### Экспериментальная установка

Источник плазмы. Объектом исследования в данной лабораторной работе является плазменный факел – квазистационарная плазменная струя с временем жизни порядка нескольких миллисекунд. Она образуется в воздухе в результате вытекания плазмы из канала капиллярного разряда с испаряющейся стенкой (КРИС). Такой объект представляет интерес для исследования, поскольку относится к классу долгоживущих энергоемких образований (ДЭО). Однако реализация режима ДЭО, требует жесткой оптимизации разрядного устройства. Невыполнение ряда условий переводит разряд в обычный дуговой.

Принципиальная схема разрядного устройства для получения плазменного факела (ПФ) представлена на рис. 10.7. Капилляр l представляет собой отверстие диаметром ~1 мм в изоляционной пластине 2 из органического стекла (C<sub>2</sub>H<sub>8</sub>O<sub>3</sub>), которая разделяет катод 3 и анод 4. Толщина пластины равна 3 мм. Плазменный фа-

кел 5 формируется у торца капилляра со стороны анода и достигает длины ~15 см при некотором оптимизированном режиме, который и используется в данной работе.



Рис. 10.7. Электрическая схема электроразрядного устройства

Оптимизированный режим ПФ был получен при определенных соотношениях между величинами  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $L_1$  и  $L_2$ . Катушки индуктивности  $L_1$  и  $L_2$  служат для формирования необходимой скорости нарастания разрядного тока на стадии роста ПФ. Накопителем электрической энергии являются емкости  $C_1$  и  $C_2$ .

Основные характеристики разряда:

Напряжение на накопительных емкостях $C_1$ и $C_2$ , В	450
Энерговклад в разряд, Дж	100 - 200
Максимальный ток разряда, А	150
Полное время протекания тока, мс	10
Время свечения ПФ, мс	2
Степень ионизации плазмы	0,01÷0,1
Плотность электронов в ПФ у анода капилляра, см <sup>-3</sup>	$(1\div3)\cdot10^{17}$

Инициация разряда осуществляется высоковольтным импульсом, который появляется между катодом и анодом после замыкания ключа К. При этом ёмкость  $C_3$  начинает разряжаться через первичную обмотку импульсного трансформатора (индуктивность  $L_3$ ), а на вторичной, повышающей обмотке трансформатора (индуктивность  $L_2$ ) формируется импульс высокого напряжения. Это приводит к пробою по внутренней поверхности капилляра, а затем к развитию между электродами сильноточного капиллярного разряда и образованию плазмы. Капиллярный разряд, благодаря токам выноса, переходит в ярко светящийся плазменный факел — тонкую струю плазмы со сложной пространственной структурой.

Визуализация ПФ методами лазерного теневого фотографирования показала, что его центральный участок (керн) окружен "шубой" – возмущенной газовой оболочкой. В качестве иллюстрации на рис. 10.8 приведена теневая фотография ПФ на стадии его роста и результат компьютерной обработки теневого изображения (рис. 10.9).

"Шуба" образуется из-за большой разницы температур между разогретой приосевой зоной разряда и более холодным воздухом, окружающим ПФ. Её свечение обусловлено наличием возбужденных атомов и молекул и вносит вклад в интегральный спектр ПФ.



Рис. 10.8. Теневая фотография ПФ



Рис. 10.9. Компьютерная обработка теневой фотографии

На спектрах излучения ПФ, полученных с помощью спектрографа СТЭ-1, резко выделяются по интенсивности свечения линии  $H_{\alpha}(\lambda_{\alpha} = 656,3 \text{ нм})$  и  $H_{\beta}(\lambda_{\beta} = 486,1 \text{ нм})$ . Эти линии принадлежат серии Бальмера и соотствуют переходам с верхних уровней  $E_n$  (n = 3 и n = 4) атома водорода на общий нижний уровень  $E_m$  (m = 2). Длины волн этих линий удовлетворяют простой формуле

$$\frac{1}{\lambda_n} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

где  $R = 109677,581 \text{ см}^{-1}$  – постоянная Ридберга. Благодаря высокой интенсивности свечения их удобно использовать для определения температуры плазмы методом относительных интенсивностей. Необходимые для расчетов температуры табличные значения, входящие в формулы (10.10) приведены в табл. 10.2.

Таблица 10.2

Линии	$H_{\alpha}$	$H_{\beta}$	$H_{\gamma}$
λ[нм]	656.3	486.1	434.0
Переход $n \rightarrow m$	3→2	4→2	5→2
Статистический вес верхнего уровня $g_i$	18	32	50
Вероятность перехода <i>A<sub>mn</sub></i> 10 <sup>-6</sup> [c <sup>-1</sup> ]	44,10	8,42	2,53
Энергия верхнего уровня [эВ]	12,09	12,75	13,06

Спектроскопическая установка. Для выделения из интегрального спектра линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  и исследования их временного поведения в лабораторной работе используется монохроматор МУМ (см. с. 162–164) и приемник излучения, выполненный на основе фотодиода типа ФД-7К. Кривая спектральной чувствительности фотодиода ФД-7К приведена на рис. 10.10. Сигнал с фотодиода регистрируется запоминающим осциллографом.

Плазменный источник установлен перед входной щелью монохроматора МУМ на юстировочном столике и может перемещаться относительно входной щели монохроматора. Это позволяет проводить исследования пространственной структуры факела в поперечном (радиальном) направлении.



Рис. 10.10. Спектральная чувствительность фотодиода ФД-7К

#### Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с оптической схемой экспериментальной установки, электроразрядным устройством и монохроматором МУМ.

2. Установить входную щель монохроматора на центральную ось электроразрядного устройства.

3. Настроить монохроматор на спектральную линию Н<sub>α</sub>.

4. Включить и откалибровать осциллограф, проверить синхронизацию.

5. Зарядить разрядную батарею.

6. Стереть изображение на экране осциллографа и перевести его в режим "готов".

7. Произвести разряд нажатием кнопки запуска.

8. Скопировать на кальку изображение осциллограмм и записать параметры чувствительности и развертки осциллографа.

9. Перестроить монохроматор на линию  $H_{\beta}$  и повторить измерения (п. 5 – 8).

10. Перемещая юстировочный столик с разрядным устройством поочередно установить входную щель монохроматора на области, удаленные от оси разряда на 3, 6 и 10 мм. Повторить измерения для обеих линий (п. 3–9). Зафиксировать результаты измерений.

11. Выключить осциллограф и блок питания разрядного устройства.

12. Исходя из модели локального термического равновесия, определить температуру плазмы в различные моменты времени и на различных расстояниях от оси разряда.

13. Построить графики зависимости температуры плазмы от времени существования разряда для исследованных областей разряда.

14. Оформить результаты в виде отчета.

### Контрольные вопросы

- 1. Чем модель локального термического равновесия отличается от модели полного термодинамического равновесия? Какие ещё модели применяются для описания состояния плазмы?
- 2. Какие процессы при переходах между энергетическими уровнями в атомах характеризуют коэффициенты Эйнштейна *A<sub>nm</sub>*, *B<sub>nm</sub>* и *B<sub>mn</sub>*?
- 3. Чем определяется заселенность энергетических уровней при выполнении условий локального термического равновесия?
- 4. Что называют линейчатым спектром? Чем определяется полная интенсивность отдельной спектральной линии?
- 5. Какие методы определения температуры по относительным интенсивностям спектральных линий приведены в описании лабораторной работы? В чем их основное различие?
- 6. Что характеризуют дисперсия и разрешающая способность спектральных приборов?

#### Список рекомендуемой литературы

10.1. Грим Г. Спектроскопия плазмы. – М.: Атомиздат, 1969.

10.2. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. – М.: Наука, 1976.

10.3. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. – М.: Наука, 1977.

10.4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.

10.5. Колесников В.Н. Низкотемпературная плазма как объект диагностики. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том, кн. 2. – М.: Наука, 2000, с. 393–411.

10.6. Колесников В.Н. Спектроскопическая диагностика плазмы в УВИ диапазоне. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том, кн. 2. – М.: Наука, 2000, с. 490–507.

10.7. Колесников В.Н. Спектроскопическая диагностика плазмы. – М.: МИФИ, 2007. – 220 с.

10.8. Очкин В.М. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 472 с.

# Работа № 11

# КОРПУСКУЛЯРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ПО НЕЙТРАЛАМ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Цель: ознакомление с методами корпускулярной диагностики плазмы на примере измерения энергетических распределений потоков нейтральных атомов.

#### Введение

Корпускулярная диагностика плазмы стала одним из мощных инструментов определения параметров горячей плазмы в установках с магнитным удержанием [11.1]. Не подверженные воздействию магнитного поля нейтральные атомы несут информацию о распределении ионов плазмы по энергии, позволяют определить профиль температуры и плотности плазмы. Кроме того, анализ покидающих плазму потоков нейтральных атомов, дает возможность определить вращение плазмы, ее изотопный состав. Цель данной лабораторной работы – дать представления о том, как по измеренным характеристикам потока нейтралов определить важные для термоядерной плазмы параметры, а также познакомить студентов с техникой измерений абсолютных потоков и энергетических распределений нейтральных атомов. Для генерации потоков нейтральных атомов используется ионно-лучевая установка и эффект взаимодействия легких ионов с твердотельными мишенями, что позволяет достаточно просто имитировать широкий спектр энергетических распределений, наблюдаемых в плазменных термоядерных установках с магнитным удержанием: токамаках, стеллараторах и открытых ловушках.

#### Какую информацию о плазме несут потоки нейтральных атомов

Методы корпускулярной диагностики разделяют на *пассивные* и *активные*. В первом случае анализу подвергаются нейтралы, образующиеся в плазме без введения в нее каких-либо пучков частиц, во втором случае используется специальное зондирование плазмы или нагрев плазмы пучками нейтральных атомов.

Определение температуры плазмы при пассивной диагностике широко применялось на начальных стадиях термоядерных исследований, когда размеры плазмы и ее концентрация были меньше, нежели в установках реакторных масштабов. Это связано с особенностями формирования и распространения нейтральных атомов в плазме. На рис. 11.1 приведены сечения основных элементарных процессов, определяющих поведение нейтралов в плазме.



Рис. 11.1. Зависимость от энергии наиболее важных для образования и гибели нейтральных атомов водорода сечений элементарных процессов: *I* – перезарядки протонов и атомов водорода, *2* – ионизации электронным ударом, *3* – ионизации нейтралов протонами, *4* – фоторекомбинации

Как видно из рисунка, наибольшим сечением обладает сечение резонансной перезарядки ионов и атомов водорода. При низких энергиях существенна ионизация нейтральных атомов электронным ударом, а при высоких энергиях преобладает ионизация ионным ударом. Сечение фоторекомбинации иона и электрона с образованием нейтрального атома на много порядков меньше указанных сечений и быстро спадает с ростом энергии частиц. Таким образом, образовавшиеся в центре плазменного шнура нейтральные атомы по пути к стенке камеры могут перезарядиться или быть ионизованы электронами или ионами. Боле того, не исключен процесс повторной перезарядки образовавшихся ионов с превращением их в нейтралы.

Так называемая «длина выгорания» нейтралов λ<sub>cx</sub> определяет коэффициент ослабления потока нейтралов на их пути к стенкам установки:

$$\eta(x, E) = \exp\left[-\int_{x} \frac{dx}{\lambda_{cx}}\right] = \exp\left[-\frac{1}{v_0}\int_{x} S^{\Sigma} dx\right], \qquad (11.1)$$

где  $v_0$  – начальная скорость быстрых нейтралов,  $S^{\Sigma}$  – суммарная скорость процессов, приводящих к их гибели:

$$S^{\Sigma} = \langle \sigma_{cx} v_{0i} \rangle n_i + \langle \sigma^e_{i} v_e \rangle n_e + \langle \sigma^i_{i} v_{0i} \rangle n_i.$$
(11.2)

Здесь  $v_{0i}$  – относительная скорость движения нейтрала и иона, а плотность электронов  $n_e$  из-за квазинейтральности связана с плотностью ионов через эффективный заряд плазмы  $n_e = Z_{abdb} n_i$ .

Кроме того, образование из горячих ионов быстрых нейтралов перезарядки возможно при столкновениях с относительно холодными нейтральными атомами, поступающими с периферии плазменного шнура. Эти нейтральные атомы быстро ионизуются, попадая во все более горячие слои плазмы, но из за большого сечения перезарядки могут образовываться новые поколения нейтральных атомов с более высокой температурой, чем у стенок (эстафетная перезарядка).

Таким образом, задача точного восстановления первоначального распределения ионов в плазме по энергетическому распределению вылетающих нейтралов является сложной самосогласованной задачей. Однако, если длина выгорания достаточно велика, методом пассивной корпускулярной диагностики центральную температуру плазмы по энергетическому спектру нейтралов перезарядки измеряют достаточно точно.

Рассмотрим более подробно энергетическое распределение нейтралов, формирующееся вдоль некоторого направления наблюдения в результате перезарядки ионов плазмы на «холодных» нейтральных атомах. Кинетическое уравнение для функции распределения образовавшихся в результате перезарядки быстрых нейтралов  $f_0$  в этом случае имеет вид:

$$\frac{df_0}{dt} = \frac{\partial f_0}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_0}{\partial r} = I ,$$

где *I* – интеграл столкновений, который для данного процесса может быть представлен в виде

$$I = \int d^{3}\bar{v}_{a}f_{a}(\bar{v}_{a}) \mid v_{0} - v_{a} \mid \sigma_{cx}(\bar{v}_{0} - \bar{v}_{a})f_{i}(\bar{v}).$$
(11.3)

Здесь  $f_i(\bar{v}) - \phi$ ункция распределения по скоростям ионов,  $f_a(\bar{v}_a) - \phi$ ункция распределения по скоростям нейтральных атомов, на которых происходит перезарядка, по скоростям  $\bar{v}_a$ ,  $\sigma_{cx}$  – сечение перезарядки, зависящее от соотношения скоростей сталкивающихся частиц.

Так как при перезарядке скорость частиц практически не меняется, то для плотности потока образовавшихся быстрых нейтралов, летящих в заданном направлении x в узком интервале скоростей  $d^3 \tilde{v}_a$ , можно написать:

$$dj_x = f_0 v_x d^3 \bar{v}_a = f_0 v_x v^2 dv d\Omega.$$
(11.4)

В стационарном случае ( $\frac{\partial f_0}{\partial t} \equiv 0$ ) для плотности потока быстрых нейтралов в единицу телесного угла в единичном интервале скоростей имеем

$$\frac{dj_x}{dvd\Omega} = v^2 f_0 v_x = v^2 \int_{x_1}^{x_2} v_x \frac{df_0}{dx} dx \equiv v^2 \int_{x_1}^{x_2} I_{\rm cr} dx.$$
(11.5)

Если теперь предположить, что скорость «холодных» нейтральных атомов, участвующих в перезарядке, много меньше скорости ионов  $|\bar{v}_a| \ll |\bar{v}_i|$ , и, более того, положить, что все они имеют одинаковую скорость  $f_0(v_a) = n_a(x)\delta(\bar{v}_a)$ , где  $\delta(\bar{v}_a) -$  дельтафункция, а  $n_a(x)$  – плотность холодных нейтральных атомов, то интеграл столкновений существенно упрощается:

$$I \approx n_{a}(x) \, v \, \sigma_{cx} \left( \, \bar{v}_{0} \, \right) f_{i}(\bar{v}), \tag{11.6}$$

и для распределения быстрых нейтралов по скоростям имеем:

$$\frac{d^2 j_x}{dv d\Omega} = v^2 \int_{x_1}^{x_2} n_a(x) \sigma_{cx}(v) v f_i(v) dx.$$
(11.7)

Если распределение ионов в плазме максвелловское

$$f_i(v, x) = \frac{n_i(x)}{\left(2\pi T_i / M_i\right)^{3/2}} \exp\left[-\frac{M_i v_i^2}{2T_i(x)}\right],$$
(11.8)

то, переходя от распределения по скоростям к распределению по энергии, и учитывая возможную потерю образовавшихся быстрых нейтралов в плазме с помощью коэффициента  $\eta(x, E)$ , получаем:

$$\frac{d^2 j_x}{dEd\Omega} = \frac{E\sigma_{cx}(E)}{\pi (2\pi M_i)^{1/2}} \int_{x_1}^{x_2} n_a(x) n_i(x) \frac{\exp\left(-\frac{E}{T_i(x)}\right)}{(T_i(x))^{3/2}} \eta(x, E) dx. \quad (11.9)$$

Энергетический спектр нейтралов, эмитируемых слоем толщиной *а* оптически (для нейтралов) тонкой плазмы, в пределах которого параметры плазмы  $n_a$ ,  $n_i$ ,  $T_i$  постоянны, может быть представлен в виде (рис. 11.2):

$$F(E) = \frac{d^2 j_x}{dEd\Omega} = \frac{E\sigma_{cx}(E)}{\pi (2\pi M_i)^{1/2}} n_a n_i \frac{\exp\{-\frac{E}{T_i}\}}{[T_i]^{3/2}} a.$$
(11.10)

Положение максимума этого распределения близко к значению ионной температуры в приближении  $\sigma_{cx}(E) = const$ , что в соответствии с рис. 11.1 можно допустить для сечения резонансной перезарядки водорода при энергиях E < 10 кэВ.



Температуру плазмы из выражения (11.10) можно найти, взяв логарифм и производную по *E*:

$$T_i = \left\{ -\frac{d}{dE} \ln \left[ \frac{F(E)}{E\sigma_{cx}(E)} \right] \right\}^{-1}.$$
 (11.11)

В токамаках параметры плазмы (температура, концентрация заряженных частиц и «холодных» нейтральных атомов) сильно ме-





няются от центра шнура к его периферии (рис. 11.3). Если, например, разбить сечение плазменного шнура на ряд концентрических зон, в пределах которых значения параметров можно считать постоянными, то, используя (11.10), можно найти полный энергетический спектр покидающих установку быстрых нейтралов, суммируя спектры от каждой из зон (рис. 11.4).

На рис. 11.4 приведено сравнение подобного рода вычислений со спектром, экспериментально измеренным на небольшом токамаке PULSATOR. Номера зон на рисунке соответствуют номерам спектров, вычисленных по выражению (11.10).



Рис. 11.4. Энергетический спектр нейтралов перезарядки как сумма спектров эмитированных из различных зон токамака [11.2] Из рисунка видно, что высокоэнергетичная часть измеренного спектра более всего близка к спектру частиц, испущенных центральной зоной установки, где плазма наиболее горячая. Таким образом, качественный анализ показывает, что температуру наиболее горячей зоны установки можно найти из предела выражения (11.11) в области высоких энергий (реально формулу (11.11) можно использовать при 2–3  $T_i < E < 7-10 T_i [11.1]$ ).

На рис. 11.5 приведены распределения нейтралов перезарядки измеренные на токамаке T-10 при разных его режимах и вычисленное по наклону спектра значения температуры.



Рис. 11.5. Функция распределения ионов в разряде T-10 и определенная по наклону спектра температура центральной части плазмы в режиме с малым током и малой плотностью (*a*) и в режиме с большим током и большой плотностью (*б*)

Измерение температуры плазмы и восстановление по нейтралам перезарядки радиального распределения температуры имеют ряд особенностей, связанных со структурой магнитного поля (гофрировки) и наличием локально запертых частиц. Более подробно познакомиться с этими вопросами можно в [11.1].

Измерение скорости тороидального вращения плазмы. Если анали-



Рис. 11.6. Схема измерения тороидального вращения плазмы

заторы частиц перезарядки смотрят строго перпендикулярно полоидальной плоскости, т.е. в них попадают частицы, у которых поперечная скорость равна нулю. В анализатор  $A_1$  (рис. 11.6) попадают частицы, вылетающие в направлении, совпадающем с направлением тороидального вращения плазмы, а в анализатор  $A_2$  – в противоположном направлении.

В этом случае функция распределения  $f_+$  частиц, которые попадают в анализатор, смотрящий в направлении скорости тороидального вращения  $v_0$ , в первом приближении (в пренебрежении зависимостью от скорости частиц знаменателя в (11.9)) имеет вид:

$$f_{+} \sim \exp\left[-\frac{M}{2T}(v-v_{0})^{2}\right] = \exp\left(-\frac{E}{T} + \frac{2}{T}\sqrt{EE_{0}} - \frac{E_{0}}{T}\right)$$

Для анализатора, смотрящего в противоположном направлении, получаем

$$f_{-} \sim \exp\left[-\frac{M}{2T}(v+v_{0})^{2}\right] = \exp\left(-\frac{E}{T}-\frac{2}{T}\sqrt{EE_{0}}-\frac{E_{0}}{T}\right).$$

Температуры, определяемые обоими анализаторами, в данном приближении находятся по формуле:

$$\frac{1}{T_{+}} = -\frac{d \ln f_{\pm}}{dE} = \frac{1}{T} \pm \frac{1}{T} \frac{\sqrt{E_{0}}}{\sqrt{E}}$$

Отсюда температура плазмы без учета тороидального вращения (соответствующая измерениям в полоидальной плоскости)

$$T = \frac{2T_{+}T_{-}}{T_{-} + T_{+}}.$$

Таким образом, в первом приближении скорость тороидального вращения ионов плазмы связана с наиболее вероятной тепловой скоростью следующим образом:

$$V_0 = V_{\rm h.b.} \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-} \,. \label{eq:V0}$$

Ослабление в плазме интенсивности зондирующего пучка  $I_0(M_0, Z_0, E_0)$  нейтральных атомов массы  $M_0$ , атомного номера  $Z_0$  и начальной энергии  $E_0$  при активной корпускулярной диагностике позволяет определить содержание в плазме различных частиц. Это ослабление происходит за счет тех же процессов, которые опреде-

ляли ослабление возникших в плазме нейтралов перезарядки, поэтому для пучка, прошедшего в плазме путь L вдоль направления lв пренебрежении усреднением по распределению частиц плазмы по скоростям можно написать:

$$I_0(0) = I_0(L) \exp\left[-\frac{1}{v_0} \int_l S^{\Sigma} dl\right], \qquad (11.12)$$

где  $S^{\Sigma}$  – суммарная скорость «гибели» инжектируемых частиц.

При энергии зондирующих частиц, много большей ионной температуры  $T_i$  возможна ситуация, когда сечения перезарядки и ионизации ионами существенно преобладают над сечением иони-

зации электронным ударом, например, для нейтральных атомов водорода с энергиями  $E_0 > 30$  кэВ (см. рис. 11.1). В этом случае, например, плотность протонов в плазме  $n_p$ можно определить по суммарному сечению  $\sigma^{\Sigma} = \sigma_{cx} + \sigma_i^{i}$ 

$$\bar{n}_p = \ln\left(\frac{I_0}{I_L}\right) / \left(\sigma^{\Sigma} L\right).$$
(11.13)

В начале 1970-х годов был предложен метод локального измерения температуры плазмы по уширению энергетических спектров зондирующих нейтралов при их рассеянии на некоторый угол θ от направления инжекции (рис. 11.7).



Рис. 11.7. Схема активной корпускулярной диагностики

Если скорость зондирующих атомов много больше тепловой скорости ионов, то при однократном рассеянии полуширина энергетического спектра рассеянных частиц связана с температурой плазмы простой формулой:

$$\Delta E_{1/2} \cong 4\sqrt{\ln 2} \theta \left(T_i E_0 \frac{M_0}{M_i}\right)^{1/2}, \qquad (11.14)$$

где  $M_i$  масса ионов плазмы,  $\theta$  – угол рассеяния в лабораторной системе координат (см. рис. 11.7). К этой формуле приводит рассмотрение функции распределения по скоростям  $f_1(v_0)$  частиц, рассеян-

ных на ионах плазмы, имеющих функцию распределения по скоростям  $f_i(v_i)$ :

$$f_1'(v_1) = \frac{1}{q} \left(\frac{M_1 + M_2}{M_2}\right)^2 \int f_2(v_2) \sigma(u, \chi) d^2 u_{\perp},$$

где  $\sigma(u, \chi)$  – сечение упругого рассеяния зондирующих частиц на ионах мишени,  $\chi$  – угол рассеяния в системе центра инерции,  $\vec{q} = \vec{v}_1 - \vec{v}'_1$  изменение скорости частицы после соударения, u – относительная скорость сталкивающихся частиц, а  $u_{\perp}$  – ее компонент в плоскости, перпендикулярной вектору  $\vec{q}$ . При максвелловском распределении ионов плазмы и малых углах рассеяния данное выражение и приводит к (11.14).

На рис. 11.8 показан энергетический спектр нейтралов, рассеянных на рабочем газе, наполняющим разрядную камеру токамака T-4, в сравнении со спектром, зарегистрированным, когда температура плазмы была равна ~ 0,1 кэВ. Зависимость относительного уширения энергетического спектра рассеянных нейтралов для более широкого интервала отношения  $E_0$  и  $T_i$  показана на рис. 11.9.



Рис. 11.8. Энергетические спектры рассеянных частиц: *I* – рассеяние в *Kr*; *2* – рассеяние в *D*<sub>2</sub>; *3* – расчетный контур, × – рассеяние в плазме



Рис. 11.9. Изменение относительной полуширины энергетических спектров нейтралов как функции отношения ионной температуры к энергии инжектируемых частиц для разного соотношения массы инжектируемых частиц  $M_1$  и массы ионов плазмы  $M_i$
Из формулы (11.14) следует, что точность определения температуры плазмы возрастает как с использованием для зондирования атомов более тяжелых, чем ионы плазмы, так и с увеличением угла рассеяния. Следует однако иметь в виду, что с ростом массы налетающей частицы и угла  $\theta$  резко падает сечение рассеяния, а при  $M_1/M_2 > 1$  оно вообще невозможно на углы больше  $\theta = \arcsin(M_2/M_1)$ . Тепловое движение ионов несколько увеличивает значение этого предельного угла на  $\Delta \theta \propto (T_i/E_0) [M_i/M_0]^{1/2}$ . Поэтому в методе рассеяния использовали небольшие углы  $\theta \le 10^0$ .

Расходимость зондирующего пучка и апертура анализатора нейтралов определяют степень локальности измерения параметров плазмы. Следует также иметь в виду, что интенсивность рассеяния зависит от концентрации плазмы, поэтому по изменению интенсивности спектра рассеянных нейтралов при сканировании области регистрации частиц можно судить о распределении концентрации плазмы по сечению. Таким образом, в отличие от метода пассивной диагностики при использовании зондирующего пучка можно получить зависимость функции распределения ионов по скоростям от радиуса, если же эта функция максвелловская, то – радиальный профиль температуры  $T_i(r)$ .

Наличие в плазме пучка зондирующих нейтральных атомов повышает вероятность перезарядки на них ионов (искусственная перезарядка), что также позволяет найти профиль температуры с использованием анализаторов, применяемых при пассивной диагностике. Поэтому метод перезарядки ионов на пучке водородных атомов получил широкое распространение на термоядерных установках. Одновременная регистрация двумя анализаторами, как спектров рассеянных частиц пучка, так и перезарядившихся частиц основной плазмы, увеличивает возможности диагностики ионной компоненты плазмы, особенно в случае, когда функция распределения ионов по скоростям отлична от максвелловской.

#### Методы анализа потоков нейтральных атомов

Для регистрации энергетического спектра нейтральных атомов возможны разные способы: по времени пролета, путем ионизации электронным пучком или в плазме, но наибольшее распространение получили методы обдирки на газовой или твердотельной мишенях [11.1]. Большинство анализаторов нейтралов работают с газовыми мишенями или с мишенями из тонких фольг. Последнее время по мере увеличения температуры плазмы и, соответственно, энергии вылетающих нейтралов фольговые конвертеры нейтралов в ионы наиболее популярны. В данной лабораторной работе применяются фольговые конвертеры.

Аналитические свойства фольговых конвертеров связаны с особенностями прохождения атомных частиц через вещество [11.3, 11.4]. Главными для использования тонких фольг в аналитических целях являются: потери энергии частицами в веществе фольги, их рассеяние и перезарядка (точнее, равновесные зарядовые фракции в прошедшем через вещество фольги потоке частиц).

Для легких атомов водорода и гелия в диапазоне энергий от единиц до десятков килоэлектронвольт потери энергии и рассеяние очень хорошо изучены [11.5] и прекрасно моделируются с помощью специально разработанных кодов Монте-Карло [TRIM, SRIM, SCATTER], в которых движение частиц через среду моделируется в модели последовательных парных соударений. В указанном диапазоне энергий преобладает неупругое торможение на электронах, в то время как рассеяние определяется упругими соударениями с атомами среды. Для диапазона энергий E < 20 кэВ с хорошей точностью выполняется закон пропорциональности тормозной способности вещества от скорости частиц, что соответствует удельным потерям энергии

$$dE/dx = \varepsilon = k\sqrt{E} , \qquad (11.15)$$

поэтому после прохождения фольги для первоначально моноэнергетического пучка мы наблюдаем спектр (рис. 11.10) с максимумом, сдвинутым по сравнению с первоначальной энергией  $E_0$  на величину потери энергии в фольге. Сдвиг максимума спектра после прохождения фольги  $\Delta E$  одинаковый для различных изотопов водорода с равной скоростью

$$\Delta E = \int_{0}^{L} \left(\frac{dE}{dx}\right) dx ,$$

где L – толщина фольги. Используя для фольги известной толщины значение тормозной способности k, можно определить сдвиг спектра ионов  $\Delta E \approx k L \sqrt{E}$ .

За уширение спектра ответственны различные процессы: флуктуации потерь энергии частицами в фольге при упругих и неупругих соударениях, искривление их траекторий, но главным фактором является неоднородность фольги по толщине  $\Delta L$ . Учет этой неоднородности в первом приближении по энергии приводит к следующей зависимости энергетического разрешения фольги от параметров пучка и самой фольги [11.6]

$$\Delta E_{1/2} = E_m 4\sqrt{\ln 2} \cdot k \left(\frac{L \cdot a}{M_1 E}\right)^{1/2},$$
 (11.16)

где L – средняя толщина фольги, a – межатомное расстояние,  $M_1$  – масса тормозящихся атомов. Таким образом, разрешающая способность фольги по энергии  $R_E = E_m / \Delta E_{1/2}$  растет обратно пропорционально тормозной способности вещества фольги для данных ионов, т.е. изменяется как корень из энергии и падает с ростом толщины фольги. Для различных изотопов водорода из (11.16) следует, что для дейтерия и трития разрешение лучше, чем для протия. Типичный энергетический спектр ионов после прохождения моноэнергетического пучка частиц показан на рис. 11.10.



Рис. 11.10. Типичный энергетический спектр ионов после прохождения тонкой фольги: *E*<sub>0</sub> – энергия падающих частиц, *ΔE* – потери энергии, *ΔE*<sub>1/2</sub> – полуширина энергетического спектра (ширина на половине высоты)

Рассеяние частиц в фольге определяется числом соударений частиц в фольге (толщиной фольги), зависимостью сечения их упругого рассеяния от энергии и соотношением атомных номеров и масс падающей частицы и атомов мишени. Как известно, в данном диапазоне энергий это сечение быстро растет с уменьшением энергии частиц и увеличением атомных номеров взаимодействующих частиц. Поэтому по мере понижения энергии угловые распределения становятся шире, а интенсивность рассеяния на нулевой угол быстро падает с энергией (рис. 11.11).



Рис. 11.11. Угловое распределение частиц, рассеянных в никелевой фольге толщиной 160 Å в зависимости от начальной энергии протонов



Рис. 11.12. Равновесное распределение по зарядам для пучка ионов водорода и гелия, прошедших через углеродную фольгу в зависимости от энергии частиц после фольги

Из-за большого сечения перезарядки для ионов и атомов водорода и гелия в интересующем нас диапазоне энергий равновесное (не зависящее от толщины фольги при данной энергии частиц) распределение по зарядам устанавливается при прохождении ими первых нескольких слоев вещества с концентрацией твердого тела (~10<sup>22</sup> см<sup>-3</sup>) (рис. 11.12).

Многолетняя практика показала, что лучшими для диагностики являются углеродные фольги, получаемые по технологии, когда в них образуется алмазная фаза (алмазоподобные фольги). Такие фольги можно изготавливать вплоть до очень малых толщин (~50 Å), и будучи нанесенными на мелкоструктурную сетку (с размером ячейки от 10 до 100 мкм) они сохраняют работоспособность на протяжении долгого времени.

Таким образом, фольговый конвертер, преобразуя часть падающего потока нейтральных атомов в ионы, искажает первоначальный моноэнергетический мононаправленный пучок, частиц, добавляя ему разброс по энергиям и углам и ослабляя его интенсивность в пределах узкого выделенного телесного угла, как за счет рассеяния, так и за счет конечной прозрачности сетки, на которую нанесена фольга. Поэтому можно говорить об аппаратной функции фольгового конвертера и ее зависимости от параметров фольги и пучка.

Экспериментальный анализ угловых распределений частиц после прохождения ими фольги позволяет аппроксимировать интенсивность рассеяния на нулевой угол зависимостью от энергии вида:

$$J_0 = I_0 \, k_\Omega E^{\nu}, \tag{11.17}$$

где v  $\approx 2.$  Самая простая аппроксимация зарядовой фракции протонов может быть представлена в виде

$$\eta^{+}(E) = k_{\eta} \cdot E^{\mu}, \qquad (11.18)$$

где  $k_{\eta} \approx 0,08$ ,  $\mu \approx 0,5$ , а *E* выражено в кэВ. Положим, что амплитуда попадающего на вход энергоанализатора после фольги ионного тока  $J^+$  может быть приближенно выражена через интенсивность рассеяния на нулевой угол  $J_0$ , зарядовую фракцию и полуширину энергетического спектра  $J^+ \approx J_0 \cdot \eta^+(E)/(\Delta E_{1/2})$ . Учитывая (11.17), (11.18) окончательно имеем:

$$\frac{J_m^+}{I_0} = \frac{k_\Omega E^{\nu} k_\eta E^{\mu} E M_1^{1/2}}{4\sqrt{\ln 2} k L^{1/2} a^{1/2} E^{1/2}} = \frac{K_f M_1^{1/2}}{k L^{1/2}} E^{\nu + \mu + 1/2}, \qquad (11.19)$$

где  $K_f = k_\Omega k_\eta (a^{1/2} 4\sqrt{\ln 2})^{-1}$ . Полагая в соответствии с указанными выше аппроксимациями экспериментальных данных  $v \approx 2$ ,  $\mu \approx 0,5$ , для эффективности регистрации фольгового конвертера от энергии массы изотопа имеем  $J_m^+/I_0 \propto M_1^{1/2}E^3$ . На практике аппаратная функция фольгового конвертера должна определяться экспериментально совместно с используемым анализатором ионов.

Анализаторы ионов, в свою очередь, обладают своей аппаратной функцией. В корпускулярной диагностике применяются электростатические и магнитные анализаторы и их комбинации [11.1]. У каждого дисперсионного анализатора есть своя энергия настрой-

ки (разность потенциалов на обкладках электростатического анализатора или величина магнитного поля в магнитном спектрометре), при которой сигнал на выходе имеет максимальное значение. Изменение энергии настройки *W* позволяет получить аппаратную функцию анализатора - зависимость выходного сигнала от этой энергии  $J^{+}(W)$ . Как правило,  $J^{+}(W)$  имеет вид гауссовой кривой, полуширина которой  $\Delta W_{1/2}$  и определяет разрешение анализатора по энергии. Отношение этой величине к значению энергии настройки, при которой сигнал имеет максимум  $\Delta W_{1/2}/W_m \equiv \rho_w$  и есть разреанализатора по энергии (обратная величина называется шение разрешающей способностью). Для электростатических анализаторов  $\rho_w = \text{const.}$  Поэтому по мере увеличения регистрируемой энергии должна увеличиваться и полуширина спектра  $\Delta W_{1/2}$ . Отсюда следует, что при анализе широких энергетических распределений для получения истинного распределения попадающих в анализатор ионов по энергиям необходима процедура деления на эту «ширину канала»  $\Delta W_{1/2}$ .

Истинное распределение частиц на входе для электростатического анализатора необходимо находить из соотношения:

 $f(E) \approx I(W)/A(E_0, W) = I(W)/[\gamma(E_0) \rho_w W],$  (11.20)  $\gamma(E_0)$  – измеренное при калибровке анализатора ионами с энергией  $E_0$  отношение амплитуды аппаратной функции (максимума сигнала на выходе анализатора) к току на входе в анализатор,  $\rho_w$  – разрешение анализатора по энергии. Аналогичное соотношение справедливо для магнитных спектрометров, где вместо энергии настройки Wследует использовать импульс настройки  $P = kH_1$ , соответствующий максимуму сигнала при значении магнитного поля  $H_1$ . Подробно об аппаратных функциях и более тонких эффектах, возникающих при нахождении истинного распределения частиц по энергиям, можно прочитать в [11.1].

Как правило, для регистрации временной эволюции распределения ионов в плазме используют многоканальные анализаторы, каждый канал которых настроен на определенный интервал энергий и дает изменение сигнала в этом диапазоне энергий со временим. Для термоядерной плазмы важно контролировать изотопный состав, поэтому в анализаторе, предложенном для реактора ИТЭР, после разделения ионов по импульсу в магнитном анализаторе (на определенной траектории в магнитном поле EM = const) происходит их дополнительный анализ в поперечном электрическом поле, что позволяет разделить ионы с разной массой. Таким образом, в двух разных по энергиям каналах происходит, например, одновременная регистрация ионов с вдвое большей массой, но вдвое меньшей энергией.

В приведенном проекте анализатора используется сразу 2 канала. Один для регистрации образующихся в DT реакции гелия, второй для анализа изотопов водорода. И в том и в другом канале в качестве конвертера использованы тонкие углеродные фольги.

Для регистрации слабых сигналов в счетном режиме используются вторичные электронные умножители жалюзийного типа или каналового типа. На рис. 11.13 и 11.14 изображены два типа наиболее широко применяемых умножителя и эффективность регистрации с их помощью протонов. Более подробно принцип действия и характеристики этих и других ВЭУ рассмотрены в [11.1]. Коэффициент усиления умножителей изменяется от  $10^5-5\cdot10^7$  для умножителей жалюзийного типа до  $10^8-10^9$  для канальных умножителей. Для возникновения электронной лавины между входным и выходным электродами умножителей следует подавать 4 кВ (для ВЭУ-1, ВЭУ-2) и 2,3–3,5 кВ для ВЭУ-6. ВЭУ жалюзийного типа могут работать в токовом режиме и допускают прогрев до  $370^{\circ}$ С для восстановления их свойств.



Рис. 11.13. Внешний вид и схема питания вторично-электронного умножителя жалюзийного типа



Рис. 11.14. Внешний вид и эффективность регистрации протонов вторично-эмиссионным канальным умножителем ВЭУ-6

## Получение потоков нейтральных атомов с помощью моноэнергетического пучка ионов

Для получения потока нейтральных атомов используется перезарядка ионного пучка на газовой или твердотельной мишени. В качестве газовой мишени может служить газ, обеспечивающий рабочее давление в установке. Для получения квазимоноэнергетического пучка может также использоваться тонкие фольги (основные свойства которых были описаны выше). Для того чтобы получить спектр, характерный для метода пассивной корпускулярной диагностики используется эффект отражения тонного пучка от твердотельной мишени. При взаимодействии с мишенью часть падающих частиц отражается, зарядовый состав отраженных частиц без специальных мер по очистке поверхности мишени или при использовании мишени из углерода соответствует зарядовому составу, при-



Рис. 11.15. Угловое распределение частиц, отраженных от мишени на угол θ, Δθ<sub>1/2</sub> – полуширина углового распределения

веденному на рис. 11.12. Таким образом, подавляющая часть отраженных частиц покинет поверхность мишени в нейтральном состоянии.

Энергетический спектр и угловое распределение отраженных частиц зависят от соотношения масс налетающих ионов и атомов мишени, энергии падающих частиц и угла, при котором происходит регистрация отраженного потока [11.7] (рис. 11.15).

Потери энергии легких ионов в интересном для корпускулярной диагностики интервале энергий происходят на электронах среды и мало различаются для разных материалов, а рассеяние сильно зависит от атомного номера материала мишени. Поэтому, используя материалы с малым атомным номером и большие углы отражения можно получить спектры с максимумом в низкоэнергетичной части спектра и быстро спадающей интенсивностью в высокоэнергетичной части, напоминающие спектры, характерные для пассивной корпускулярной диагностики.



Рис. 11.16. Изменение формы энергетического спектра отраженных частиц для разных материалов при отражении атомов водорода на малые (*a*) и большие (б) углы

## Модернизированный «Большой масс-монохроматор МИФИ»

Краткое описание ионно-оптической схемы установки. Модернизированный «Большой масс-монохроматор МИФИ» предоставляет возможность проведения фундаментальных и имитационных исследований, отработки новых технологических ионноплазменных процессов и новых средств их диагностики, разработки новых физических приборов и датчиков, создания поверхностей и материалов с уникальными свойствами по составу, структуре и морфологии поверхности.

Источником ионов основного пучка служит дуоплазматрон. Сепарация ионного пучка по отношению массы к заряду произво-

дится секторным электромагнитом с радиусом центральной траектории ионов R = 50 см. Максимальная индукция в зазоре электромагнита на центральной траектории составляет  $B \sim 0,6$  Тл, что позволяет осуществлять сепарацию однозарядных ионов массой  $M_1$  (a.e.м.) и энергией E (эВ) в соответствии с соотношением  $R = 0,0144 \ (EM_1)^{1/2}/B$  до значений, удовлетворяющих условию  $EM_1 \leq 4,43 \cdot 10^6$  а.е.м. · эВ, т.е. можно получать пучки ионов различных газов в интервале энергий 1–100 кэВ и током от долей до нескольких мА.



 4 – вакуумная камера дифференциальной, 5 – пролетный вентиль, 6 – мишень,
 7 – электростатический четвертьсферический анализатор, 8 – турбомолекулярные насосы Pfeiffer TMU 071, 9 – форвакуумный насос Varian SH-100,
 10 – форвакуумный насос Varian SH-100, 11 – турбомолекулярный насос Leybold-Heraeus Turbovac 1500

#### Основные параметры пучка основного ионного канала

Энергия ионов, кэВ	1,5-60
Диапазон масс, а.е.м.	1-80
Плотность потока $(\cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1})$	0,01-200
Угол расходимости пучка	±1,5 град

Магнитное поле электромагнита неоднородно с показателем спада <sup>1</sup>/<sub>2</sub>, что обеспечивает фокусировку ионного пучка как в горизонтальном так и в вертикальном направлениях при длине выходного плеча ~ 1250 см. Ионно-оптическая система установки включает в себя также систему электростатических линз цилиндрического типов, расположенных на выходе ионного источника и в области камеры взаимодействия. Поэтому параметры фокусировки пучка можно изменять, варьируя значения потенциалов на электродах этих линз.

Краткое описание дуоплазматрона. Разработанный дуоплазматрон с системой контроля пучка рассчитан на работу с газовыми ионами до энергий 60 кэВ и плотностью тока на расстоянии 100 мм от выходного фланца источника свыше 1 мА/см<sup>2</sup>.

Данный дуоплазматрон разработан с применением стандартных вакуумных элементов: крестов 40CF/16CF, изоляторов, сильноточных вводов. Конструкция создана на основе медных уплотнений типа конфлат и не содержит сварочных швов для соединения различных сталей в элементах конструкции, что позволяет использовать источник в составе UHV-систем с прогревом до 300 °C.

Отличительной особенностью источника являются возможность дифференциальной откачки со стороны катодного узла и измерение вакуума в процессе работы в области промежуточного анода, например при помощи PIRANI, что позволяет контролировать условия в разрядной камере в процессе работы. Узел термокатода разработан с возможностью многократной замены катода без замены крепежных элементов. Специальная система вентиляции промежуточного анода позволяет использовать источник при повышенных мощностях разряда. Оригинальная система крепления экстрактора и линзы позволяет легко собирать ее (без сварки) и заменять при необходимости составляющие элементы при коммутации с ионно-оптическими системами установок. Изменение параметров накала катода и разряда, а также управление фокусирующей линзовой системой и системой стабилизации положения ионного пучка осуществляется при помощи сети контроллеров, подключенных к персональному компьютеру

Вакуумная схема установки. Для нормальной работы источника необходимо поддерживать в его разрядной камере рабочее давление порядка  $10^{-2}-10^{-3}$  Торр, а в вакуумной камере вблизи дуоплазматрона  $10^{-4}-10^{-5}$  Торр.



Рис. 11.18. Вакуумная схема установки:

1 – дуоплазматрон; 2 – камера ионно-оптической систем; 3 – вакуумная камера дифференциальной откачки; 4 – поворотная 90° камера магнитного анализатора; 5 – вакуумная камера дифференциальной откачки; 6 – пролетная камера;
7 – камера с мишенью; 8 – баллон с рабочим газом; 9 – турбомолекулярные насосы Pfeiffer TMU 071 P; 10 – форвакуумный насос Varian SH-100;
11 – измерительная лампа Pfeiffer PKR 25; 12 – турбомолекулярный насос Pfeiffer TPD 011; 13 – натекатель; 14 – турбомолекулярный насос Leybold-Heraeus Turbovac 1500; 15 – форвакуумный насос Varian SH-100

В области мишени давление должно бать порядка 10<sup>-7</sup> Торр. Так как, исходя из требований эксперимента, плотность тока ионного пучка не должна быть менее 0,1 мА/см<sup>2</sup>. Это значение соответству-

ет падению на 1 см<sup>2</sup> поверхности  $N_e = 10^{15}$  заряженных частиц. Следовательно, поток нейтральных частиц на единицу поверхности мишени не должен превышать этой величины. Для температуры T = 300 °K этому соответствует концентрация нейтрального газа  $n = 10^{11}$  част/см<sup>3</sup>. Отсюда получаем необходимое давление в рабочем объеме. Для уменьшения взаимодействия пучка заряженных частиц с атомами остаточного газа (окружающей среды) в пролетной камере масс анализатора, там нужно поддерживать давление порядка  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  Topp.

Камера столкновений. Камера взаимодействия установлена на специальной юстировочной платформе и отсоединяется от основного ионного канала прогреваемым шибером (с медным уплотнением Cf40). Тем самым камера взаимодействия представляет собой автономный объем, к которому возможно подсоединять дополнительные источники (каналы) облучения и диагностики.

### Описание анализаторов ионов

Электростатический четвертьсферический анализатор. Четвертьсферический дефлектор состоит из двух медных обкладок. Радиус сферической части внешней обкладки – 209 мм, внутренней обкладки – 190 мм. Обкладки соединены друг с другом при помощи керамических стержней, концы которых зафиксированы металлическими зажимами. Это обеспечивает гальваническую развязку между обкладками и фиксированное взаимное расположение обкладок на расстоянии 20 мм друг относительно друга. На верхних керамических стержнях дополнительно установлены элементы крепления системы подвеса дефлектора. Данные элементы имеют резьбовое отверстие для ответной части держателя.

Для использования анализатора в комплексе сверхвысоковакуумной установки дефлектор помещается внутрь вакуумной камеры. В верхней части камеры расположены элементы системы подвеса. Напряжение на обкладки анализатора передается через стандартные металлокерамические одноштыревые электрические вводы, которые через переходники соединяются с камерой. На входе и выходе камеры установлены переходные фланцы для использования с распространенной на кафедре вакуумной арматурой Ду50. Все элементы имеют металлические уплотнения, что дает возможность получить в камере сверхвысокий безмасляный вакуум.

Магнитный анализатор секторного типа. Вместо электростатического четвертьсферического анализатора может быть использован магнитный анализатор секторного типа. Для создания диспергирующего секторного магнитного поля был использован электромагнит с углом поворота 90°. Его конструкция представлена на рис. 11.19. Угол поворота траектории ионов 90°, радиус центральной траектории 20 см. Подвижные входная и выходная границы магнитных полюсов позволяют изменять ионно-оптические свойства электромагнита и использовать одинаковые электромагниты в магнитном анализаторе. Катушки электромагнита намотаны проводом ПЭВ-1,5 по 1020 витков в каждой. Индукция 0,4 Тл в зазоре 15 мм достигается при токе 5,8 А. Как показали измерения магнитной индукции в зазоре электромагнита, поле однородно на расстоянии 20 мм от центральной траектории. Таким образом, с учетом размеров камеры магнита рабочая площадь магнита определяется сечением 10 x 40 мм<sup>2</sup>. Магнитопровод электромагнита изготовлен из армко железа. Общая масса электромагнита 50 кг.



Рис. 11.19. Схема электромагнита: *I* – сердечник; *2* – керн; *3* – полюсные накладки; *4* – поворотный башмак

Крепежная система позволяет точно юстировать систему магнитов относительно измеряемого пучка частиц так, чтобы попав-

шие в анализатор частицы разделялись в вертикальной плоскости. Питание электромагнита осуществляется лабораторным источником питания EA-PSMPS 848-05 R REM. Управление током и напряжением, как и слежение за ними осуществляется извне аналоговым сигналом через 15-контактный разъем IEC 320. В качестве детектора ионов используется открытый вторичный электронный умножитель ВЭУ 1а. Эффективность регистрации легких ионов таким умножителем показана в таблице технических характеристик умножителя и на рис. 11.20.





#### Технические характеристики открытого вторичного электронного умножителя ВЭУ1а

Размер входа, мм	19
Габариты, мм	46x25
Коэффициент усиления	$10^5 - 5 \cdot 10^7$
Темновой ток, имп./с	3 - 0,003
Выходной ток, мкА	5 – 15
Максимальная загрузка, имп./с	$10^{8}$
Фактор шума, $\Psi_{\text{bx}}^2$ / $\Psi_{\text{bbix}}^2$	1,2 – 1,4
Фронт нарастания импульса, нс	8 - 10
Длительность импульса, нс	20
Напряжение питания, кВ	4,0
Максимально допустимая температура прогрева, °С	350 - 370
Наибольшее давление остаточного газа, Па	$10^{-2}$

Блоки питания и усиления сигнала с ВЭУ являются комплектующими монополя МХ-7304. Сначала сигнал с ВЭУ поступает на выполненный на основе лампы ЭМ-6 электрометрический каскад I (предусилитель), устанавливающийся на внешней стороне фланца с ВЭУ и соединенный с электрическими выводами ВЭУ через переходник. Затем сигнал поступает на вход усилителя постоянного тока УПТ, работающего в режиме «Умножитель». Величина усиления сигнала регулируется при помощи центрального переключателя. Коэффициент усиления по напряжению УПТ при разомкнутой обратной связи не менее  $10^4$ . Постоянная времени канала УПТ при работе в комплекте с предусилителем  $\tau = 1,1 \div 1,5$  с. Флуктуации нулевого уровня находятся в пределах  $\pm 1,5$  мВ, а дрейф не превышает 3 мВ в течение 5 мин. Блок питания ВЭУ БПВ дает регулируемое постоянное напряжение до -4 кВ.

# Порядок проведения лабораторной работы

**ВНИМАНИЕ!** Суммарное давление в камере взаимодействия установки не должно превышать 10 Па для обеспечения работоспособности вторично-электронных умножителей.

- 1. Подать напряжение питания на ВЭУ (с помощью блоков питания БН-31) и на интегральный детектор.
- 2. Включить питание генератора развертывающего напряжения ГРН, питание предусилителей и опорный генератор.
- 3. Подать отклоняющее напряжение на плоский конденсатор на входе энергоанализатора.
- Зарегистрировать энергетический спектр положительно заряженных ионов в виде массива данных числа импульсов в каждом канале.
- 5. Отнормировать спектр (массив данных) к постоянному начальному потоку бомбардирующих мишень частиц (путем деления числа импульсов в каждом канале на отношение сигнала интегрального детектора в соответствующий момент времени к его среднему значению за время измерения спектра).
- 6. Вывести спектр на графопостроителе.
- 7. Произвести, если необходимо, сглаживание спектра.

- Найти истинное распределение нейтральных атомов по энергии с учетом аппаратной функции сферического дефлектора и эффективности обдирки атомов и вывести полученный результат на графопостроитель.
- Определить наиболее вероятную энергию нейтралов в спектре, полуширину их энергетического распределения. Полагая, что зарегистрированный спектр получен при активной диагностике плазмы моноэнергетическим пучком частиц, определить "локальную температуру плазмы".
- Найти абсолютное значение интегрального по энергиям потока нейтральных атомов в пределах телесного угла регистрации анализатора.
- 11. Найти временную зависимость потока нейтральных атомов за время наблюдения.
- 12. Определить ошибку измерений.

Задание 1. Градуировка энергоанализатора нейтральных атомов моноэнергетическим пучком

Под руководством преподавателя получить на масс-монохроматоре пучок ионов с заданным отношением массы к заряду частиц M/z. и начальной энергией  $E_0$ , пользуясь соотношением (11.9).

При установке выбранного давления необходимо учитывать что чувствительность ионизационных манометрических преобразователей зависит от сорта газа (C = 1 для воздуха, 0,43 для  $H_2$ , 0,16 для He).

**ВНИМАНИЕ!** Запрещается производить самовольные включения или отключения цепей установки. К работе допускаются лица, сдавшие экзамен по Правилам технической эксплуатации электроустановок потребителей и Правилам техники безопасности при эксплуатации установок потребителей и имеющие не ниже III группы по электробезопасности для работы в электроустановках напряжением до и свыше 1000 В.

Начальная энергия ионного пучка, сорт бомбардирующих мишень ионов, вид мишени, геометрия ее облучения и регистрации рассеянного потока частиц указываются преподавателем и устанавливаются дежурным персоналом либо студентами в присутствии преподавателя (ответственного экспериментатора) в строгом соответствии с его указаниями.

Задание 2. Измерение параметров энергетического распределения нейтральных атомов, отраженных от мишени.

Установить с помощью блока управления натекателем CHA-1 необходимое давление в камере обдирки, предварительно открыв запорный вентиль баллончика с газом. Давление устанавливается на определенном уровне, для которого проведена градуировка анализатора.

- 1. Включить информационно-вычислительный комплекс, питание канальных умножителей и генератор ГРН.
- 2. Подать напряжение на отклоняющие пластины на входе анализатора.
- 3. Определить интенсивность первичного потока нейтральных атомов с помощью "прямопролетного" интегрального детектора, установленного за внешней обкладкой анализатора.
- 4. Установить с помощью натекателя поток газа в камеру обдирки, контролируя давление *P* в ней, а также давление в камере взаимодействия.
- 5. Зарегистрировать энергетический спектр положительно заряженных ионов, образовавшихся в камере обдирки.
- 6. Обратившись к соответствующей подпрограмме, определить полуширину спектра.
- 7. Записать спектр.
- 8. Обратившись к соответствующей подпрограмме, произвести сглаживание спектра и зарегистрировать его на самописце.
- 9. С помощью ЭВМ определить эффективность К преобразования потока нейтральных атомов (по отношению амплитуды энергетического спектра к интенсивности первичного пучка *I<sub>a</sub>*) массы М и начальной энергии *E*<sub>0</sub>.
- 10. Повторить измерения для другого давления газа *P* в камере обдирки.
- 11. Построить график зависимости I(P) для данных  $E_0$  и M/K.
- 12. Определить разрешающую способность анализатора *R* и построить график изменения разрешающей способности анализатора от давления *P*.
- 13. Рассчитать ошибку измерений.

## Контрольные вопросы

- 1. Как формируется поток нейтральных атомов из плазмы в термоядерной установке с магнитным удержанием?
- Какая часть энергетического спектра нейтральных атомов несет информацию о температуре ионов в центральной области плазменного шнура при пассивной корпускулярной диагностике плазмы?
- Как из энергетического спектра нейтральных атомов, рассеянных на плазме при активной корпускулярной диагностике, определить локальную температуру плазмы.
- 4. Какие физические явления лежат в основе метода имитации спектров нейтралов из ТЯР путем отражения моноэнергетического пучка ионов от поверхности твердого тела?

### Список литературы

11.1. Лукьянов С.Ю., Щеглов Д.В., Голант В.Е. и др. Диагностика термоядерной плазмы / Под ред. С.Ю. Лукьянова. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

11.2. Афросимов В.В., Петров М.П. Корпускулярная диагностика горячей плазмы. // В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 4. / Под ред. М.И. Пергамента. М.: Энергоатомиздат, 1980.

11.3. Готт Ю.В., Тельковский В.Г. // Журнал технической физики. 1964. Т. 34. С. 2114.

11.4. Курнаев В.А. // Журнал технической физики, № 3. 1976. С. 627.

11.5. Готт Ю.В., Курнаев В.А., Вайсберг О.Л. Корпускулярная диагностика лабораторной и космической плазмы: Учеб. пособие / Под ред. В.А. Курнаева. – М.: МИФИ, 2008.

11.6. Курнаев В.А. Взаимодействие плазмы с поверхностью: учеб. пособие. – М.: МИФИ, 2003.

11.7. Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

11.8. Буланин В.В. Диагностика высокотемпературной плазмы: Учеб. пособие / В.В. Буланин. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2008.

# Содержание

ПРЕДИСЛОВИЕ
Работа 1. Исследование прямого самостягивающего разряда (Z-пинча)5
Работа 2. Исследование параметров рентгеновского излучения горячей плазмы микропинчевого разряда
Работа 3. Пучково-плазменный разряд в открытой адиабатической ловушке ПР-2
Работа 4. Исследование распространения альфвеновских волн в замагниченной плазме
Работа 5. СВЧ разряд на электронном циклотронном резонансе в магнитной ловушке МАГНЕТОР
Работа 6. Исследование сильноточного разряда низкого давления в скрещенных Е×Н полях
Работа 7. Сцинтилляционный метод регистрации спектра нейтронного излучения
Работа 8. Методика восстановления спектров импульсного рентгеновского излучения
Работа 9. Определение параметров плазменных потоков зондовым методом
Работа 10. Спектроскопическое определение температуры плазмы методом относительных интенсивностей линий
Работа 11. Корпускулярная диагностика плазмы по нейтралам перезарядки