

See discussions, stats, and author profiles for this publication at: <https://www.researchgate.net/publication/280530325>

ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Book · January 2005

CITATIONS

0

READS

3,994

1 author:



[K. E. Orlov](#)

39 PUBLICATIONS 372 CITATIONS

SEE PROFILE

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский
государственный политехнический университет

К. Е. ОРЛОВ

**ДИАГНОСТИКА
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

Учебное пособие

Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2005

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский
государственный политехнический университет

К. Е. ОРЛОВ

ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Учебное пособие

Рекомендовано Учебно-методическим объединением по университетскому политехническому образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки магистров 553100 – “Техническая физика”

Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2005

УДК 537 (075.8)

ББК 22.333 я 73

О 664

Рецензенты:

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ФТИ им. Иоффе РАН *Л. Г. Аскинази*

Кандидат физико-математических наук, доцент СПбГПУ *А. П. Головицкий*

Орлов К. Е. **Диагностика низкотемпературной плазмы:** Учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2005. 110 с.

Пособие соответствует государственному образовательному стандарту дисциплины СДМ.04 “Диагностика низкотемпературной плазмы” направления подготовки дипломированных специалистов 553100 “Техническая физика”, магистерской программы 553115.

Пособие является основным к лекционному курсу “Диагностика низкотемпературной плазмы” и предназначено для освоения экспериментальных методов исследования слабоионизованной плазмы. Цель данного пособия – ознакомление студентов с физическими основами диагностики плазмы при малых степенях ионизации, именно для тех условий, в которых плазма находит широкое применение в технике и технологии. Рассматриваются различные виды диагностик – от традиционных зондовых методов до современных лазерных диагностик.

Предназначено для студентов, обучающихся на магистерском уровне по направлению “Техническая физика”, а также для студентов и аспирантов, изучающих другие физические специальности.

Ил. 62. Библиогр.: 11 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

© Орлов К. Е., 2005

© Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет, 2005

ISBN 5-7422-1009-4

Орлов Константин Евгеньевич

**ДИАГНОСТИКА
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

Учебное пособие

Редактор *Е. А. Пряникова*

Технический редактор *А. И. Колодяжная*

Оригинал-макет подготовлен автором

Директор Издательства Политехнического университета *А. В. Иванов*

Свод. темплан 2005 г.

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2, 95 3005 – учебная литература

Подписано в печать	Формат 60х84/16.
Усл. печ. л.	Уч. изд. л.
	Тираж 100.
	Заказ

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.
Издательство Политехнического университета,
член Издательско-полиграфической ассоциации университетов России.
Адрес университета и издательства:
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

Оглавление

Введение.....	6
1. Измерение электрических характеристик	7
1.1. Делитель напряжения и его динамические характеристики.....	7
1.2. Измерение токов	11
1.3. Измерение мощности в ВЧ и СВЧ диапазоне.....	17
2. Зондовые методы диагностики плазмы.....	21
2.1. Схема эксперимента	21
2.2. Режимы работы зондов	22
2.3. Вольт-амперная характеристика ленгмюровского зонда, токи насыщения	24
2.4. Понятие слоя	25
2.5. Электронный ток насыщения	27
2.6. Ионный ток насыщения	32
2.7. Переходный участок ВАХ	34
2.8. Двойной зонд.....	37
3. Измерение потоков заряженных частиц из плазмы	42
3.1. Анализаторы энергии заряженных частиц.....	42
3.2. Квадрупольный масс-спектрометр	48
4. Методы измерения проводимости и диэлектрической проницаемости плазмы	51
4.1. Проводимость слабоионизованной плазмы	51
4.2. Реализация измерений в низкочастотном диапазоне.....	55
4.3. Методы измерений при высоких частотах зондирования.....	57
4.3.1. Резонаторный метод	57
4.3.2. Методы свободного пространства	68
4.3.3. Лазерная интерферометрия.....	76
5. Диагностика плазмы по собственному излучению	84
5.1. Собственное излучение плазмы.	84
5.2. Измерение теплового излучения плазмы в СВЧ диапазоне.....	87
5.3. Исследование излучения плазмы в оптическом диапазоне	94
6. Методы, основанные на рассеянии лазерного излучения	102
6.1. Томсоновское, релеевское и комбинационное рассеяние в слабоионизованной плазме.....	102
6.2. Метод резонансной флуоресценции	107
Библиографический список.....	108

Введение

Освоение экспериментальных методов исследования слабоионизированной плазмы является важным для будущей профессиональной деятельности студентов в области прикладной физики плазмы. Целью данного пособия является ознакомление студентов с физическими основами диагностики плазмы при малых степенях ионизации, как раз для тех условий, в которых плазма находит широкое применение в технике и технологии. В пособии рассматриваются различные виды диагностик: от традиционных зондовых методов до современных лазерных диагностик. Основой для изучения дисциплины является знание теории плазмы, физики газового разряда и СВЧ электроники. Рассматриваемые в пособии методы диагностики группируются не по измеряемым параметрам плазмы, а по физическим принципам диагностик и степени их воздействия на измеряемый объект. Такое деление является общепринятым в современной физике плазмы. Быстро развивающаяся экспериментальная техника рассматривается кратко и только для иллюстрации основных положений методов.

1. Измерение электрических характеристик

Получение данных о напряжении на разряде и разрядном токе позволяет оценить ряд важных параметров разряда, например проводимость, энерговклад и т.п. Измерения для разрядов постоянного тока не представляют принципиальных трудностей и могут быть осуществлены стандартными приборами. Вольтамперная характеристика тлеющего разряда постоянного тока была экспериментально получена в позапрошлом веке. При исследовании высокочастотных и импульсных разрядов необходимо учитывать возможные искажения формы напряжения и тока регистрирующими цепями и поэтому вопрос о выборе конкретной схемы регистрации должен решаться исходя из специфики эксперимента и возможностей регистрирующей аппаратуры.

1.1. Делитель напряжения и его динамические характеристики

Делители напряжения позволяют использовать для регистрации постоянного или переменного напряжения большой величины обычную низковольтную аппаратуру: осциллографы, амплитудные вольтметры, аналого-цифровые преобразователи. Для регистрации постоянного или медленно меняющегося напряжения используются резистивные делители.

Коэффициент деления напряжения U/U_2 равен $k_R = (R_1 + R_2)/R_2$. При

измерениях переменного напряжения могут применяться емкостные делители. Коэффициент деления емкостного делителя равен

$k_C = (C_1 + C_2)/C_1$. Оба выражения верны для чисто теоретической

ситуации, когда плечи делителя можно представить в виде идеальных резисторов или конденсаторов. В реальных условиях резисторы верхнего плеча должны обеспечить достаточную электрическую прочность и могут иметь большие размеры, соответственно необходимо учитывать

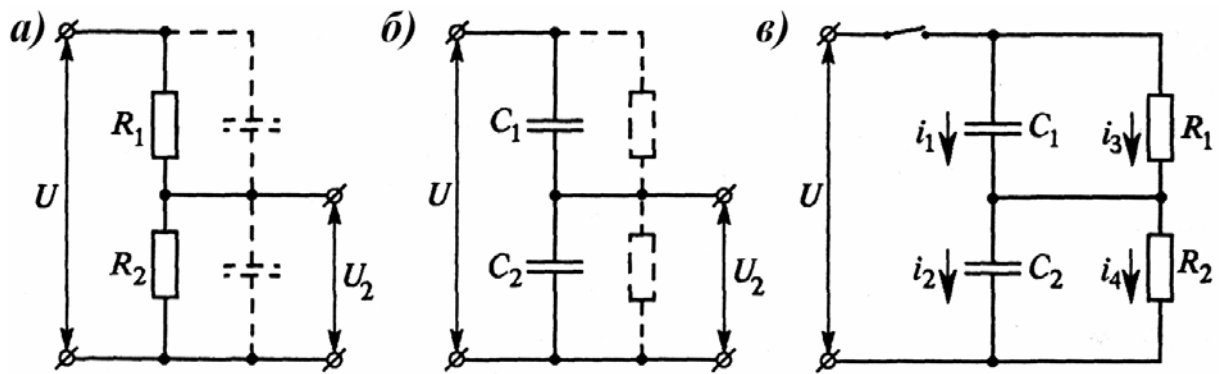


Рис. 1.1. Принципиальные схемы омического (а) и емкостного (б) делителей напряжения; их общая замещающая схема (в)

паразитные емкости резисторов. К низковольтному плечу подключена регистрирующая аппаратура. Стандартный импеданс высокоомного входа осциллографа составляет 1 МОм, 10 пФ. В емкостных делителях в роли паразитных параметров выступают сопротивления утечки конденсаторов и входное сопротивление регистрирующей аппаратуры, поэтому любой делитель на самом деле представляет собой комбинированную схему (рис. 1.1).

Коэффициент деления такого делителя для нестационарных сигналов зависит от времени (частоты). Например, если к делителю приложен прямоугольный импульс напряжения неограниченной длительности $U(t) = U$ при $t \geq 0$, то при малых временах $t \ll R_1 C_1, R_2 C_2$ ток через сопротивления не успевает существенно изменить заряды конденсаторов. Распределение напряжения между плечами делителя диктуется равенством $U_1 C_1 = U_2 C_2$. Коэффициент деления при этом близок к коэффициенту деления емкостного делителя. В установившемся режиме при $t \gg R_1 C_1, R_2 C_2$ конденсаторы полностью перезаряжаются, ток через них прекращается $i_1 = i_2 = 0$, а напряжение на плечах делителя обеспечивает ток в последовательно соединенных резисторах $i_3 = i_4$, $U_1 = i_3 R_1$, $U_2 = i_4 R_2$. Вследствие изменения коэффициента деления, форма зарегистрированного импульса будет отличаться от приложенного.

Для прямоугольного импульса можно легко получить общее выражение для передаточной функции делителя в виде:

$$U_2(t) = y(t)U, \quad y(t) = (k_C^{-1} - k_R^{-1}) \exp\left(-t/T_d\right) + k_R^{-1}; \quad (1.1)$$

$$T_d = (\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2) \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \quad (1.2)$$

где T_d - постоянная времени делителя. Если приложенное напряжение $U(t)$ зависит от времени сложным образом, выражение для регистрируемого сигнала $U_2(t)$ можно получить, воспользовавшись интегралом Дюамеля.

Типичные случаи искажения сигналов, измеренных с помощью делителя, показаны на рис. 1.2. В случае омического делителя с заметной емкостью, нагружающей низковольтный выход делителя $C_1/C_2 \ll R_2/R_1$ и $R_1 \ll R_2$, выражение (1.1) приобретает вид:

$$U_2(t) \approx U \frac{R_2}{R_1} \left(1 - \exp\left(-t/(R_2 C_2)\right) \right). \quad (1.3)$$

Такой делитель искажает прямоугольный фронт импульса, который превращается в экспоненту с постоянной времени $R_2 C_2$ (рис. 1.2,а). Горизонтальная часть импульса передается при этом без искажений. Если прямоугольный импульс имеет ограниченную длительность $t_{\text{дл}} \gg R_2 C_2$, в равной степени с передним будет искажен и задний фронт импульса. Деформация фронтов импульса может также исказить передачу амплитуды импульса, если длительность $t_{\text{имп}}$ сравнима с постоянной времени $R_2 C_2$ или меньше ее (рис. 1.2,б).

В емкостных делителях сопротивление утечки высоковольтного плеча, как правило, достаточно большое. Однако низковольтное плечо делителя нагружено на входное сопротивление регистрирующей аппаратуры. В этом случае обычно выполняются условия $R_2/R_1 \ll C_1/C_2 \ll 1$. Тогда из выражения (1.1) следует, что для прямоугольного импульса неограниченной длительности $U_2(t) \approx \frac{UC_1}{C_2} \exp\left(-t/(R_2 C_2)\right)$. Теперь искажения касаются горизонтальной

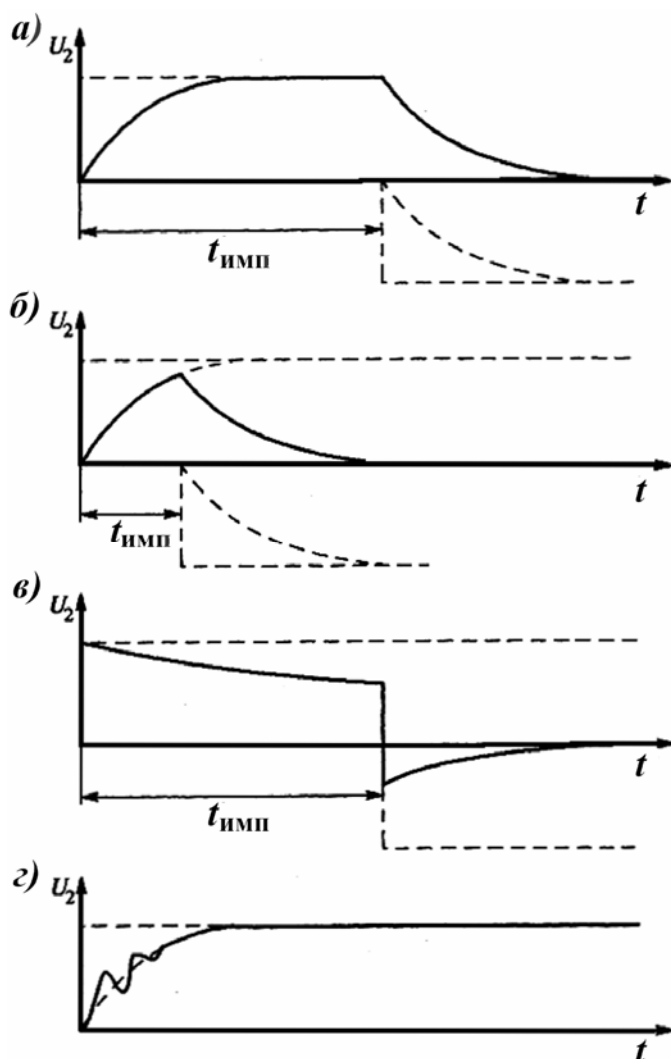


Рис. 1.2. Деформация импульса регистрируемого напряжения на выходе высоковольтного делителя: искажения переднего и заднего фронтов (а) и снижение амплитуды импульса (б) омическим делителем; искажение полки и заднего фронта импульса емкостным делителем (в); влияние на фронт импульса паразитной индуктивности делителя (г)

части импульса (рис. 1.2,в), напряжение U_2 снижается тем сильнее, чем быстрее разряжается емкость C_2 через сопротивление R_2 . Также деформируется задний фронт импульса конечной длительности. Появляется выброс противоположной полярности с экспоненциальным затуханием.

Из формул (1.1) и (1.2) следует, что при

$$C_1 / (C_1 + C_2) = R_2 / (R_1 + R_2)$$

коэффициент деления делителя не зависит от времени. Такой делитель со ступенчатой передаточной функцией $y(t) = 1$ передает без искажений импульс любой формы. Емкостно-омические делители, в которых параметры выбраны в соответствии с равенством $R_1 C_1 \approx R_2 C_2$, называют компенсированными. Несмотря на лучшие передаточные характеристики, применение

компенсированных делителей не всегда возможно. Например, при измерении формы напряжения на электродах емкостного высокочастотного разряда протекание постоянного тока параллельно цепи электродов не всегда допустимо. В этом случае применяют чисто

емкостные делители с максимальным сопротивлением утечки высоковольтного конденсатора C_1 .

Применение компенсированных делителей для регистрации быстроменяющихся сигналов не является гарантией отсутствия искажений. Во-первых, всегда существуют паразитные емкости между элементами делителя и заземленной шиной. Во-вторых, плечи делителя обладают ненулевой индуктивностью, которую надо учитывать при расчете передаточной характеристики делителя. При учете индуктивности, включенной последовательно с емкостью высоковольтного плеча, образуется колебательный контур LC_1 , который становится причиной возбуждения высокочастотных колебаний с частотой $\omega = (\sqrt{LC_1})^{-1}$ в области фронтов регистрируемого импульса (рис. 1.2,г). Иногда для демпфирования этих колебаний в цепь вводят последовательный резистор, сопротивление которого сравнимо с импедансом колебательного контура $\sqrt{L/C_1}$. Естественно, что демпфирование сказывается на передаточной функции делителя. На практике выбор конструкции делителя далеко не всегда диктуется условием минимальных искажений сигнала, а является компромиссным решением, учитывающим особенности контролируемой разрядной цепи, регистрирующей аппаратуры, конструктивные возможности и специфику экспериментальной задачи.

1.2. Измерение токов

Измерение тока фактически сводится к измерению напряжения, которое ток создает при прохождении через калиброванное сопротивление – шунт. Измерение шунтами может без принципиальных ограничений проводиться как при постоянном токе, так и при переменном. В зависимости от условий эксперимента, сопротивление шунта может выбираться от десятков Ом при измерении небольших токов до $10^{-3} \div 10^{-4}$ Ом при предельно больших токах. Чем меньше сопротивление шунта, тем заметнее действие ЭДС самоиндукции, обусловленное

собственной индуктивностью шунта. Измеряемое шунтом напряжение можно выразить следующим образом:

$$U_{\text{ш}} = iR_{\text{ш}} + L_{\text{ш}} \frac{di}{dt}. \quad (1.4)$$

Понятно, что основная погрешность измерения возникает при регистрации

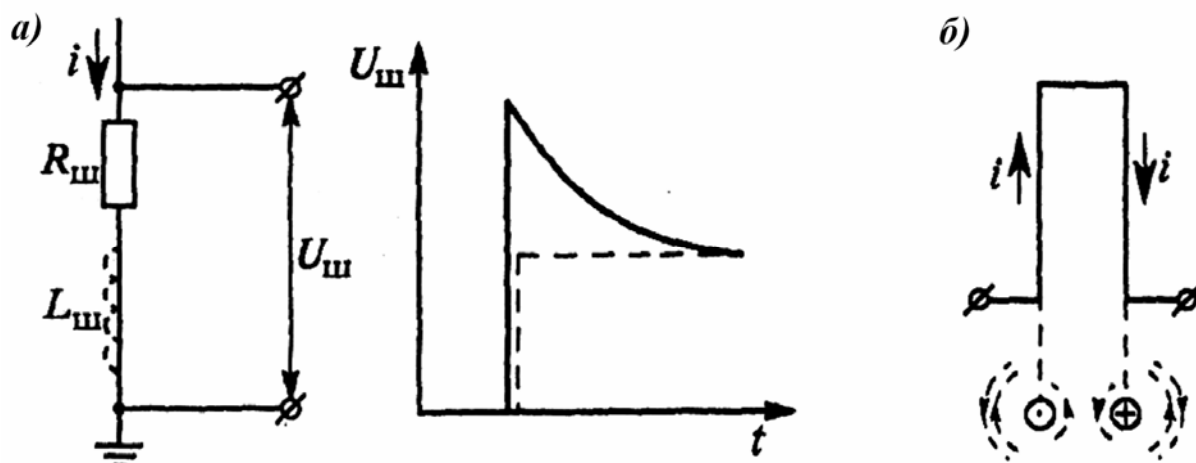


Рис. 1.3. Схема включения шунта для измерения тока и искажение сигнала за счет его паразитной индуктивности (а); петлевой шунт (б)

фронтов импульсов или гармонического тока высокой частоты. На рис. 1.3,а показано искажение формы импульса тока за счет паразитной индуктивности шунта. Искажения формы сигнала оказываются пренебрежимо малыми, если индуктивность шунта удовлетворяет условию $L \ll R\tau_{\delta}$ для прямоугольного импульса со временем нарастания τ_{δ} или $L \ll R\left(\frac{T}{2\pi}\right)$ для синусоидальных сигналов с периодом T .

В сущности, совершенствование шунтов – это борьба за снижение доли индуктивной составляющей в выходном напряжении. Первый путь – непосредственное уменьшение индуктивности проводника, из которого состоит шунт. Для этого используют бифилярные (петлевые) конструкции рис. 1.3,б. Индуктивность петли меньше индуктивности прямолинейного проводника той же длины, ибо она определяется магнитным потоком, который пронизывает площадь петли. Уменьшение площади петли путем сближения проводников приводит к многократному снижению индуктивности. Конструктивное ограничение минимальной площади

петли обусловлено конечной толщиной изоляции проводника. Шунт из проволочных петель, которых может быть несколько, называют петлевым шунтом. Область применения таких шунтов ограничена измерениями импульсов микросекундного диапазона. Для более коротких импульсов их погрешность оказывается слишком высокой.

Второй путь повышения точности шунта – непосредственным образом ограничить ЭДС самоиндукции в контуре, с которого снимается сигнал $U_{\text{ш}}$. Такой принцип реализован в коаксиальных шунтах (рис. 1.4). Сопротивление шунта образуется тонкостенной цилиндрической трубкой. Торцы трубки закрыты массивными металлическими фланцами. Измеряемый ток втекает в верхний фланец, проходит по цилиндрической

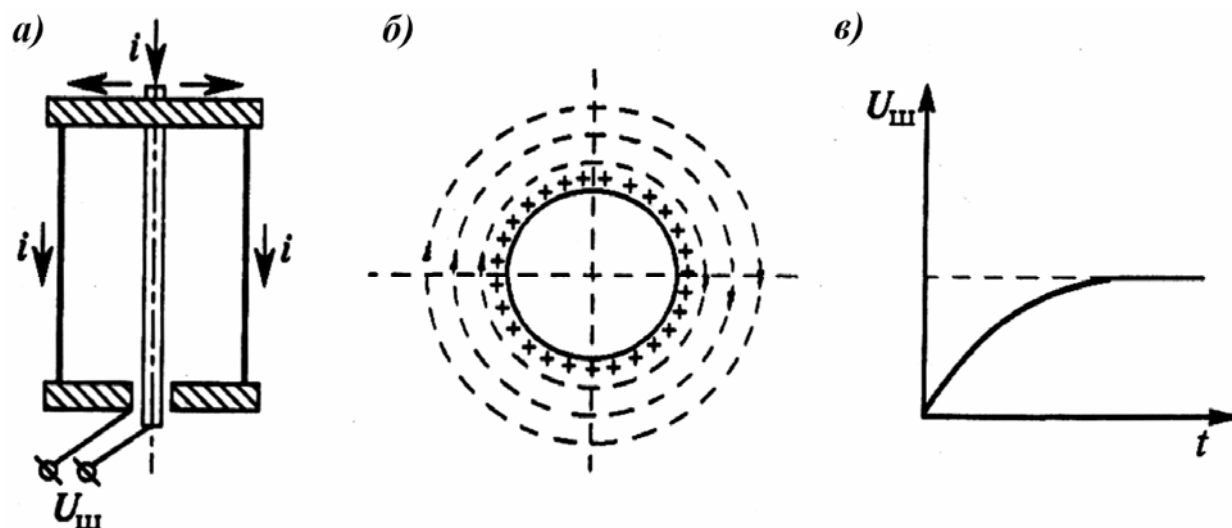


Рис. 1.4. Схема (а) и магнитное поле (б) коаксиального шунта. Искажение сигнала на выходе шунта при прямоугольном импульсе тока (в)

трубке и вытекает из нижнего фланца. Напряжение снимается со стенки шунта, но таким образом, что проводник, присоединяющий измерительный прибор к верхнему фланцу, находится внутри цилиндрической трубки. Для этого используют специальный электрод, который иногда называют потенциальным. К потенциальному электроду подключается центральная жила коаксиального кабеля. А к нижнему фланцу подключается оплетка кабеля (заземление). Коаксиальный кабель подключается к согласованному с кабелем ($Z_{\text{âîëî}} = R_{\text{âð}} = 50 \text{ Îì}$) входу осциллографа. Напряжение на цилиндрической трубке цилиндрического

шунта по-прежнему определяется выражением (1.4), где L_0 – индуктивность цилиндра. Сопротивление шунта всегда выбирается много меньшим чем, входное сопротивление осциллографа $R_{\text{вх}}$. Поэтому, по потенциальному электроду ток практически не течет. Однако в потенциальном электроде наводится ЭДС взаимной индукции за счет протекания переменного тока в цилиндрической трубке шунта $U_{\text{вн}} = -\dot{I} \frac{dI}{dt}$. Стенку шунта и потенциальный электрод охватывают одни и те же магнитные силовые линии, поскольку внутри цилиндра магнитное поле отсутствует. Поэтому коэффициент взаимной индукции M совпадает с индуктивностью шунта L_0 . Соответственно, индуктивная составляющая напряжения на шунте полностью компенсируется ЭДС взаимной индукции в потенциальном электроде и $U_0 = R_0 i(t)$.

В действительности, при измерении быстроменяющегося тока цилиндрическим шунтом все-таки существует погрешность, связанная со скин-эффектом. Вследствие скин-эффекта, меняющийся во времени ток распределяется по толщине стенки шунта неравномерно, сильнее нагружая внешнюю поверхность проводника. В случае прямоугольного импульса тока в момент включения весь ток протекает по внешней поверхности проводящей трубки и лишь постепенно проникает в глубину стенки. Качественно влияние скин-эффекта на измерение тока цилиндрическим шунтом можно объяснить следующим образом. Отсутствие тока у внутренней стенки шунта означает, по сути, что в этом сечении проводника наводится ЭДС, препятствующая протеканию тока. Такая же ЭДС наводится в любом внутреннем сечении цилиндра, включая и потенциальный электрод. Поэтому ток не может протекать и по потенциальному электроду. Отсутствие любого, даже малого, тока в потенциальном электроде означает, что осциллограф, подключенный к шунту, регистрирует нулевой сигнал, так как через входные цепи осциллографа ток также не течет. Масштаб времени проникновения тока до внутренней поверхности цилиндрической трубки шунта составляет примерно $T_{\text{н}} \approx 4\pi\sigma d^2 / c^2$, где σ – проводимость, а d – толщина стенки шунта. Для термостабильных немагнитных сплавов (манганин,

константан) и толщины стенки $d \sim 0,1 \div 0,2$ мм время скинирования составляет порядка 10 нс. На таких временных масштабах сигнал с коаксиального шунта искажается, как это показано на рис. 1.4,в.

Основным недостатком измерений тока с помощью шунтов является необходимость вводить шунт непосредственно в цепь протекания тока, что может вызвать проблемы, например, когда цепь находится под высоким напряжением. Бесконтактные методы основаны на измерении магнитного поля, создаваемого током. Основным элементом таких схем является магнитный датчик – катушка, пронизываемая магнитным потоком, источником которого служит измеряемый ток. Теоретически расстояние между током и датчиком может быть любым. Необходимо лишь точно знать взаимную индуктивность M между цепью тока и датчика (или откалибровать датчик по известному току в цепи измерения) и надежно защитить датчик от посторонних электрических и магнитных полей. Измеряемый ток определяется интегралом по времени от ЭДС взаимной индукции:

$$E = -M \frac{di}{dt}, \quad i(t) = -\frac{1}{M} \int_0^t E(t) dt. \quad (1.5)$$

Из выражения (1.5) видно, что для измерения тока необходимо подключить к катушке интегрирующее устройство, напряжение на выходе которого $U_{\text{пер}}(t)$ пропорционально интегралу от ЭДС и току $i(t)$. Коэффициент передачи измерительной схемы может быть вычислен по известной или предварительно рассчитанной взаимной индуктивности M и электрическим параметрам интегрирующего устройства. Однако чаще всего схему калибруют прямым способом по известному значению тока.

Наиболее распространена конструкция датчика катушки выполненной в виде торроидального многовиткового соленоида (рис. 1.5,а), охватывающего измеряемый ток (пояс Роговского). В качестве интегрирующего устройства применяют в простейших вариантах LR или RC цепочки (рис. 1.5). В первом случае роль индуктивности в LR цепи выполняет сама катушка датчика, к выводам которой присоединяют интегрирующий резистор R . Напряжение на резисторе определяется

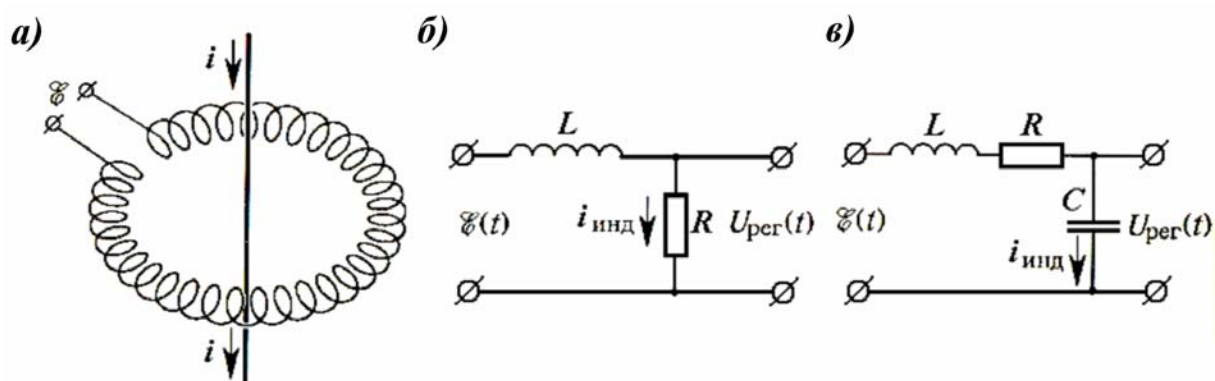


Рис. 1.5. Пояс Роговского (а), схемы замещения его интегрирующих LR (б) и RC (в) цепочек

выражением $L \frac{di_{\text{инд}}}{dt} + Ri_{\text{инд}}(t) = E(t)$, где $i_{\text{инд}}$ – ток в катушке. Если сопротивление резистора мало ($L \frac{di_{\text{инд}}}{dt} \gg Ri_{\text{инд}}$), то из (1.4) следует:

$$i_{\text{инд}}(t) \approx \frac{1}{L} \int_0^t E(t) dt = -\frac{M}{L} i(t), \quad U_{\text{рег}}(t) = Ri_{\text{инд}}(t) = -\frac{MR}{L} i(t), \quad (1.6)$$

т.е. выходное напряжение пропорционально измеряемому току, а коэффициент передачи схемы равен $k = -MR/L$.

В случае RC -интегрирования катушка замыкается на интегрирующую цепь как это показано на (рис. 1.5,в). Уравнение баланса напряжений имеет вид:

$$L \frac{di_{\text{инд}}}{dt} + Ri_{\text{инд}} + \frac{1}{C} \int_0^t i_{\text{инд}} dt = E(t). \quad (1.7)$$

Чтобы осуществить операцию интегрирования, необходимо выбрать параметры цепи L , R и C , при которых значение падения напряжения на резисторе $Ri_{\text{инд}}$ в выражении (1.7) за все время измерения меняющегося тока много больше, чем на индуктивности или на емкости. Тогда

$$i_{\text{инд}} \approx \frac{E}{R}, \quad U_{\text{рег}}(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i_{\text{инд}} dt = -\frac{M}{RC} i(t). \quad (1.8)$$

Здесь снова выходное напряжение пропорционально измеряемому току, а коэффициент передачи равен $k = -M/RC$.

Ошибки измерения тока с помощью пояса Роговского связаны, прежде всего, с приближенностью условий интегрирования и выражений (1.6) и (1.8). Каждое из них справедливо только в определенном частотном диапазоне измеряемых токов. При измерении импульсов тока с коротким фронтом предпочтительнее использовать LR цепочку. Для измерения относительно медленно меняющихся токов обычно применяют RC цепочку. Можно также показать, что частотный диапазон RC цепочки может расширяться за счет увеличения сопротивления резистора R .

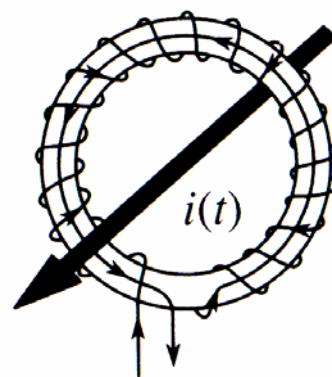


Рис. 1.6. Пояс Роговского с обратным витком

Кроме ограничений на интегрирующую цепь, при измерениях следует учитывать возможность возникновения паразитных колебаний в контуре, образованном индуктивностью катушки и ее паразитной емкостью на землю (эта емкость не так уж мала, так как катушку приходится защищать от электромагнитных наводок незамкнутым магнитным экраном, соединенным с земляной шиной) или собственной межвитковой емкостью катушки. Период паразитных колебаний должен быть много меньше длительности фронта измеряемого импульса, тогда искажения фронта импульса будут невелики. Для исключения влияния магнитного потока через большой радиус тора, создаваемого посторонними магнитными полями, пояс Роговского выполняют с компенсирующим обратным витком рис. 1.6. В целом, при качественном исполнении пояс Роговского позволяет вести удовлетворительные измерения импульсов тока с фронтами наносекундного диапазона.

1.3. Измерение мощности в ВЧ и СВЧ диапазоне

Весьма важной характеристикой любого разряда является мощность, поглощаемая плазмой. Для низкочастотных разрядов и разрядов постоянного тока величину поглощаемой мощности можно получить

простым перемножением измеренного напряжения и разрядного тока. Однако для разрядов, поддерживаемых полями ВЧ и СВЧ диапазона, такая процедура измерений трудноосуществима на практике. Даже при наличии качественных измерений тока и напряжения, необходимо четко контролировать фазы обоих сигналов для получения правильной величины мощности.

Передача энергии от источника к нагрузке в ВЧ и СВЧ диапазонах идет по волноводному тракту или коаксиальному кабелю. Для измерения мощности применяются направленные ответвители. При полном согласовании волнового сопротивления передающего тракта с сопротивлением нагрузки, в волноводе устанавливается режим бегущей волны. При полном рассогласовании с нагрузкой (отсутствие поглощения на конце передающей линии) в волноводе устанавливается режим стоячей волны, образующейся путем сложения двух волн, падающей (с амплитудой U_f) и отраженной (с амплитудой U_r) от несогласованной нагрузки. Таким образом, измерение мощности поглощаемой в нагрузке сводится к измерению разницы между амплитудами падающей и отраженной волн или коэффициента стоячей волны напряжения (КСВН), определяемого как $K_u = (U_f + U_r) / (U_f - U_r)$. Отношение мощностей падающей P_f и отраженной P_r волн выражается через КСВН в виде:

$$P_f / P_r = (K_u + 1)^2 / (K_u - 1)^2.$$

Схема четвертьволнового ответвителя показана на рис. 1.7. Параллельно основному волноводу подключается измерительный волновод с детекторными головками. В общей стенке волноводов имеются отверстия связи, расположенные на расстоянии в одну четверть волны. Каждое из этих отверстий возбуждает в измерительном волноводе две волны, распространяющиеся в разных направлениях. Волны от отверстий связи, распространяющиеся в том же направлении, что и волна в основном волноводе, складываются. Волны, распространяющиеся в обратном направлении, имеют разность хода в $1/2$ длины волны и практически полностью компенсируются. Соответственно сигнал будет регистрироваться только в одном детекторе (правом), а при изменении

направления распространения волны в основном волноводе, только в левом детекторе (рис. 1.7). Если волновод включен в тракт передачи мощности от генератора к нагрузке, то отношение сигналов в детекторах как раз и дает отношение амплитуд напряжений или мощностей падающей и отраженной волн.

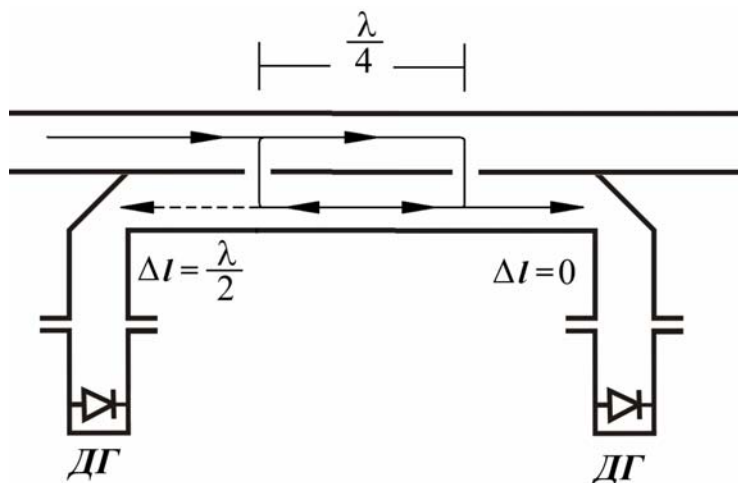


Рис. 1.7. Схема четвертьволнового направленно-

При конструировании четвертьволновых ответвителей приходится, как всегда, решать компромиссную задачу выбора между чувствительностью и направленностью. При слишком малых размерах отверстий связи, амплитуда волны в измерительном волноводе может оказаться ниже порога чувствительности детекторов. С другой стороны, увеличение размеров отверстий связи приводит к ухудшению направленности, что качественно понятно из рассмотрения предельного случая замещения двух отдельных отверстий связи на одну щель вдоль направления распространения волн.

Аналогично волноводному четвертьволновому ответвителю может быть построен и ответвитель на коаксиальных или полосковых линиях. Общий недостаток любого четвертьволнового ответвителя — узкая полоса рабочих частот, при которых расстояние между отверстиями связи оказывается близко к четверти длины волны.

Конструкция широкополосного измерителя КСВН показана на рис. 1.8. Внутри коаксиального кабеля вводится измерительная жила, замкнутая на внешнюю оплетку кабеля через два резистора. В коаксиальном кабеле распространяются волны типа ТЕМ. Магнитное поле имеет аксиальную структуру, а электрическое поле направлено по радиусу. Центральная жила коаксиального кабеля, измерительная жила и внешняя оплетка образуют емкостной делитель, поэтому в обоих резисторах будет

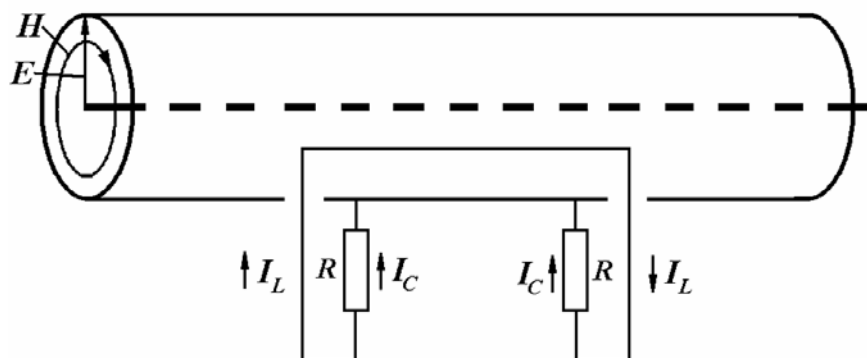


Рис. 1.8. Схема широкополосного измерителя КСВН

течь емкостной ток I_C . С другой стороны, измерительная жила, резисторы и часть оплетки образуют замкнутый контур, в котором наводится ЭДС за счет магнитного поля волны, рас-

пространяющейся в кабеле. Поэтому по контуру будет течь ток I_L . Как понятно из схемы, емкостная и индуктивная составляющая тока складываются в одном из резисторов и вычитаются в другом. Подбором величины R всегда можно добиться полной компенсации токов в одном из резисторов. На другом резисторе токи складываются, и появляется падение напряжения, пропорциональное амплитуде бегущей волны в кабеле. При смене направления распространения волны емкостной ток не меняется, а индуктивный меняет направление из-за смены направления магнитного поля. Соответственно протекание токов по резисторам и падения напряжений на них симметрично изменяются. В общем случае напряжения на резисторах пропорциональны амплитудам волн, распространяющихся в различных направлениях.

Даже при самом тщательном исполнении четвертьволновые ответвители и измерители КСВН требуют абсолютной и относительной калибровки по каналам. Также следует учитывать, что измеренная ВЧ или СВЧ мощность, поступающая от генератора по волноводу или кабелю, не обязательно вкладывается в плазму разряда. Часть мощности может рассеиваться в элементах системы согласования, системы ввода напряжения или элементах разрядной камеры. Для ВЧ разрядов ошибки в измерении мощности могут достигать 50 %.

2. Зондовые методы диагностики плазмы

Основы зондового метода диагностики плазмы были разработаны в 1923 г. Ленгмюром. При определенных условиях эксперимента зондовый метод диагностики позволяет непосредственно получать плотность электронов плазмы, их функцию распределения по скоростям или температуру и потенциал плазмы. Особая ценность метода состоит в том, что эти характеристики определяются локально и при проведении серии экспериментов с помощью подвижного зонда может быть получено пространственное распределение перечисленных параметров.

2.1. Схема эксперимента

При зондовых исследованиях в плазму вводится электрод, на который подаются различные потенциалы относительно опорного электрода: анода, катода или заземленной металлической стенки разрядной камеры, если таковая имеется. Зонд изготавливается, как правило, из тугоплавких металлов: молибдена, вольфрама, тантала. В случае цилиндрического зонда это проволока диаметром 0,05-0,5 мм. Контакт зонда с плазмой осуществляется небольшой оголенной частью проводника. Остальная часть зонда изолируется диэлектриком, в качестве которого используются специальные сорта стекла или керамики. Схема эксперимента показана на рис. 2.1.

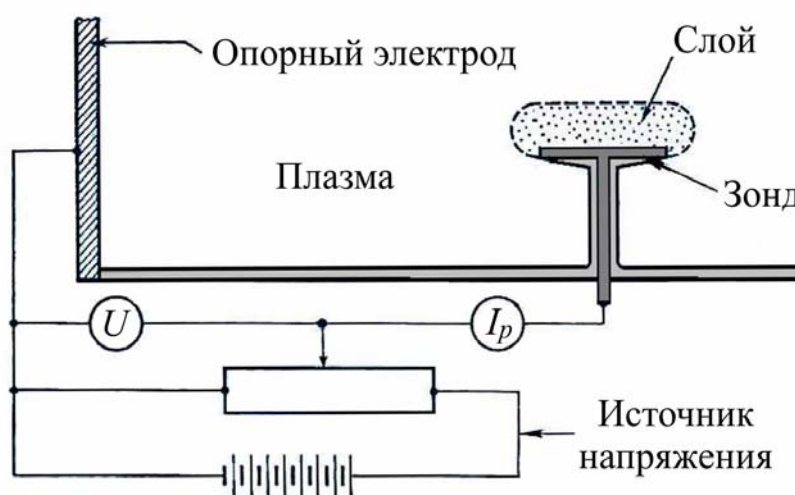


Рис. 2.1. Схема зондовых измерений

Потенциал зонда меняется с помощью переменного сопротивления R . Эксперимент заключается в измерении тока, протекающего через зонд в зависимости от потенциала зонда, т.е. в получении зондовой вольтамперной характеристики (ВАХ).

Вольтамперная характеристика зонда в общем случае включает в себя три характеристики: ВАХ слоя пространственного заряда у поверхности зонда, ВАХ положительного столба и ВАХ слоя у опорного электрода. Теория, связывающая полученную ВАХ зонда с искомыми характеристиками плазмы, оказывается в общем случае сложной и не всегда позволяет проводить корректные измерения параметров плазмы. Однако существует диапазон параметров эксперимента в котором теория зондовых измерений оказывается не слишком сложной и содержит минимальное количество априорных предположений.

2.2. Режимы работы зондов

Потенциал зонда, как и всякого заряженного тела, помещенного в плазму, экранируется. Пространственным масштабом экранировки потенциала в плазме является Дебаевский радиус $r_D = \sqrt{T_e / 4\pi e^2 n_e}$. Сопоставляя его с размером зонда r_p , вводят безразмерный параметр r_p / r_D , который определяет так называемые режимы “толстого” и “тонкого” слоя. В последнем случае при $r_p / r_D \gg 1$ можно считать, что возмущение потенциала сосредоточено в малой области вблизи зонда, что существенно упрощает интерпретацию результатов зондовых измерений. Еще одним параметром, определяющим режим работы зонда, является длина свободного пробега заряженных частиц λ и ее отношение к размеру зонда r_p или слоя r_D . При $\lambda / r_{p,D} \gg 1$ зонд называют бесстолкновительным, в обратном случае – диффузионным.

При различных комбинациях значений перечисленных параметров, теории описания ВАХ зонда существенно отличаются. Возможные варианты работы зондов проиллюстрированы на рис. 2.2. Классическая теория Ленгмюра зондовых измерений справедлива для случая “тонкого”

слоя и бесстолкновительного движения частиц. Ленгмюровская теория, описывающая ВАХ зонда, оказывается наиболее простой и последовательной. Ленгмюровские зонды чаще всего используются для диагностики плазмы и позволяют получать весьма надежные данные о ее параметрах. Противоположный ленгмюровскому случай “толстого” слоя и столкновительного движения частиц редко реализуется в эксперименте, да и выявить приемлемую для диагностики взаимосвязь между невозмущенными параметрами плазмы и измеренным током на зонд практически невозможно. Для двух оставшихся случаев орбитального движения частиц в слое при $r_p/r_D < 1$ и диффузионного случая $\lambda/r_{p,D} < 1$ разработаны приближенные теории, однако, применение их на практике связано с необходимостью использовать большое число допущений, справедливость ко-торых в условиях эксперимента доста-точно трудно про-верить. Зондовая диагностика в указанном диапазоне используется редко из-за большой вероятности некорректной интерпретации результатов эксперимента.

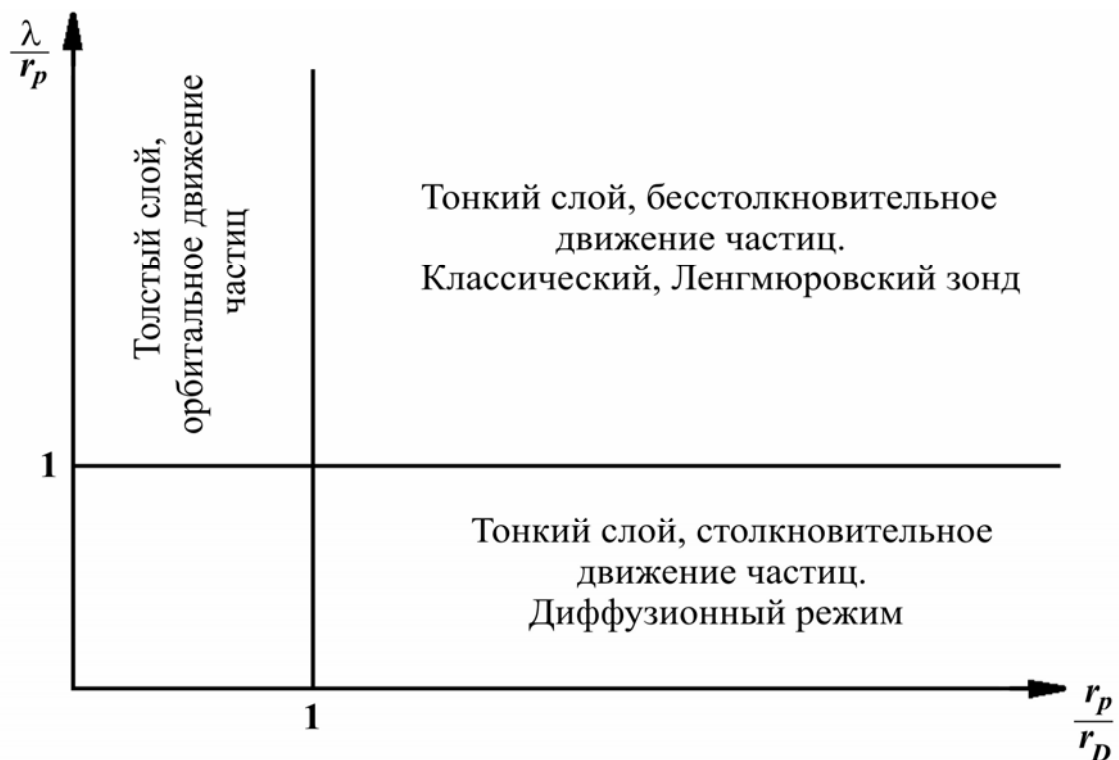
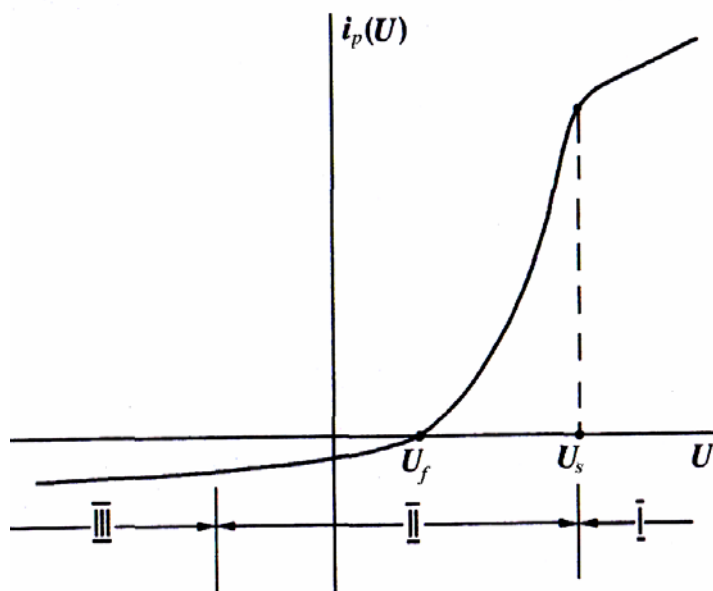


Рис. 2.2. Области различных описаний ВАХ зонда

2.3. Вольт-амперная характеристика ленгмюровского зонда, токи насыщения

Типичная ВАХ зонда показана на рис. 2.3. Понятно, что конкретная точка отсчета потенциала U принципиального значения не имеет, важно чтобы она была фиксирована. Именно для этой цели и служит опорный электрод. Измеряемый потенциал зонда относительно опорного электрода равен $U = U_p + U_s$, где U_s – потенциал невозмущенной плазмы в ближайшей к зонду области, U_p – потенциал зонда относительно невозмущенной плазмы. Из рис. 2.3 видно, что на зондовой характеристике можно выделить три различные области. В области I при положительном потенциале зонда относительно потенциала пространства зонд собирает электронный ток. В области II зонд имеет отрицательный потенциал относительно невозмущенной плазмы, и электронный ток резко падает по мере возрастания $|U_p|$. При некотором отрицательном потенциале равном U_f электронный ток на зонд в точности равен ионному и суммарный ток в зондовой цепи равен нулю. Потенциал U_f называется “плавающим”, его приобретает любое помещенное в плазму изолированное тело. При еще



более отрицательном потенциале зонда (область III) электронный ток на зонд полностью прекращается и течет только ионный ток. Пологие части характеристики (области I и III) соответствуют электронному и ионному токам насыщения на зонд, область II называют переходной частью ВАХ.

Для вычисления тока на зонд необходимо в общем

Рис. 2.3. Типичная зондовая характеристика

случае решать самосогласованную задачу о распределении концентрации обоих заряженных компонент плазмы и потенциала в окрестности зонда. Эта задача довольно сложная и с точки зрения диагностики является обратной: по интегральной характеристике – току заряженных частиц необходимо восстановить функцию распределения частиц по скоростям.

2.4. Понятие слоя

Еще Ленгмюром было предложено понятие слоя – области, где сосредоточена вся разность потенциалов между зондом и плазмой. За пределами слоя плазму можно считать квазинейтральной, а функцию распределения частиц по скоростям практически невозмущенной. Для образования слоя необходимо выполнение так называемого критерия Бома для скорости частиц, пересекающих границу плазма - слой в направлении заряженного тела, а именно: в случае положительного потенциала, зонд собирает электроны и их скорость на границе слоя должна удовлетворять условию

$$v_e > \sqrt{\frac{T_i}{m_e}}. \quad (2.1)$$

В случае отрицательного потенциала зонда скорость ионов на границе должна удовлетворять условию

$$v_i > \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}. \quad (2.2)$$

Суть предложенного критерия можно уяснить из рассмотрения следующей задачи. Пусть от границы квазинейтральной плазмы (рис. 2.4) к поверхности зонда ускоряются заряженные частицы сорта 1. У самой границы частицы должны иметь некоторую скорость v_0 в направлении зонда, иначе для обеспечения ненулевого потока через границу плотность частиц сорта 1 должна была бы быть бесконечной. Далее, частицы ускоряются в направлении зонда, и их скорость равна:

$$v_1(x) = \sqrt{\frac{2eU(x)}{m_1} + v_0^2} \quad (2.3)$$

Поток частиц в слое измениться не может из-за отсутствия столкновений, поэтому концентрация частиц в слое будет меняться по закону:

$$n_1(x) = \frac{n_s v_0}{\sqrt{\frac{2eU(x)}{m_1} + v_0^2}}, \quad (2.4)$$

где $\Gamma = n_s v_0$ - поток частиц сорта 1 на зонд. Заряженные частицы противоположного знака, сорт 2, отталкиваются от зонда, и для их концентрации можно принять распределение Больцмана:

$$n_2(x) = n_s \exp\left[-\frac{eU(x)}{T_2}\right]. \quad (2.5)$$

Уравнение Пуассона для распределения потенциала в слое можно записать в виде:

$$\Delta U = 4\pi e n_s \left(\frac{v_0}{\sqrt{\frac{2eU(x)}{m_1} + v_0^2}} - \exp\left[-\frac{eU(x)}{T_2}\right] \right) \quad (2.6)$$

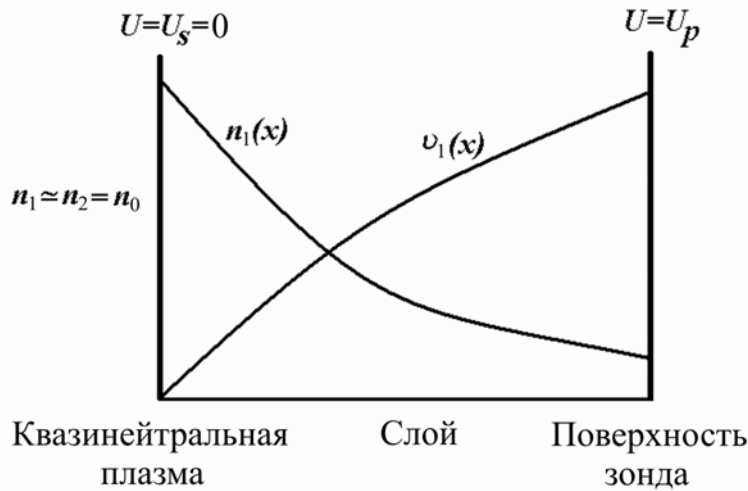


Рис. 2.4. Пояснение к получению критерия Бома

Для существования монотонного нетривиального решения уравнения для потенциала необходимо выполнение определенного условия для правой части уравнения (2.6). Смысл этого условия проиллюстрирован на рис. 2.5. Плотность запертых частиц (сорта 2)

меняется в полулогарифмическом масштабе линейно. Профиль плотности частиц, собираемых зондом (сорт 1), зависит от начальной скорости v_0 . Если начальная скорость слишком мала, то решение для U получается

осциллирующим, поскольку правая часть уравнения (2.6) обращается в ноль при $U \neq 0$ что хорошо видно из рисунка.

Критическое значение v_0 при котором кривые n_1 и n_2 не пересекаются, определяется условием равенства производных при $U = 0$

$$\left. \frac{dn_1}{dU} \right|_0 = \left. \frac{dn_2}{dU} \right|_0.$$

Из этого следует, что начальная скорость

частиц, пересекающих границу слоя в направлении зонда, должна удовлетворять условию $v_0 > \sqrt{T_2/m_1}$. В случае собирания электронного или ионного тока это условие записывается в виде (2.5) и (2.2) соответственно. Применительно к зондовой характеристике (рис. 2.3) полученный критерий позволяет вычислить величину ионного и электронного токов насыщения (на участках I и III зондовой характеристики).

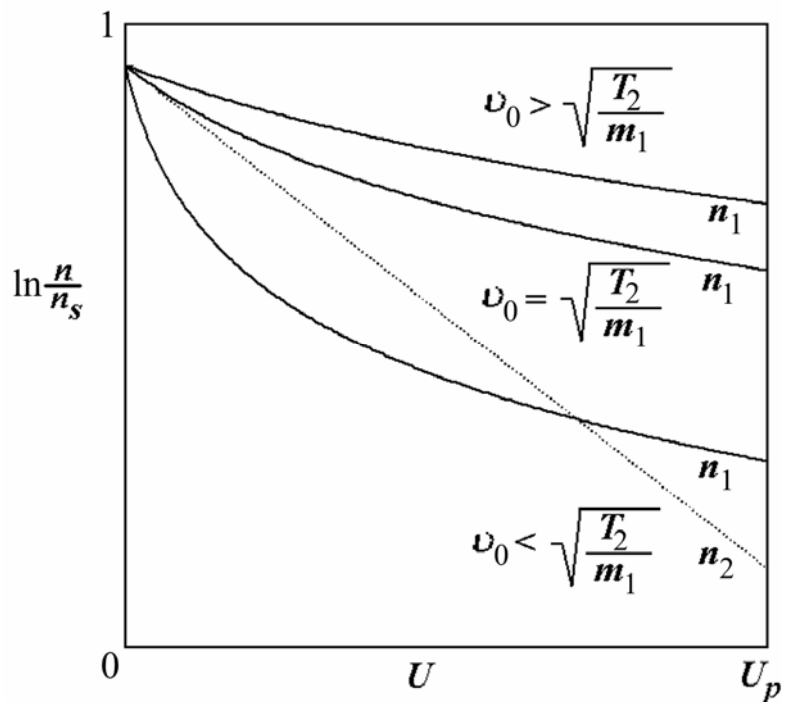


Рис. 2.5. Распределение концентраций заряженных частиц в слое как функция потенциала в слое

2.5. Электронный ток насыщения

Как правило, в разрядной плазме $T_i \ll T_e$, и критерий Бома для электронов (2.1) выполняется с большим запасом, поэтому поток электронов, пересекающих границу слоя, с хорошей точностью соответствует тепловому потоку электронов со средней тепловой

скоростью $\langle v_e \rangle = \sqrt{8T_e/\pi m_e}$. Электронный ток на зонд дается выражением:

$$i_e = 0,5 A_s e n_s \langle v_e \rangle, \quad (2.7)$$

где A_s – площадь поверхности слоя, а коэффициент 0,5 соответствует усреднению по всем углам между направлением хаотической скорости электрона и границей слоя. Для вычисления значения электронного тока насыщения необходимо также знать концентрацию электронов на границе квазинейтральной плазмы и слоя n_s . Электроны, пересекающие границу слоя, приходят из точки последнего столкновения, т.е. с расстояния порядка длины свободного пробега λ . Пройдя границу слоя, электроны поглощаются зондом и обратно не возвращаются, поэтому в функции распределения электронов по скоростям отсутствуют частицы, движущиеся в направлении от зонда. Учитывая сказанное выше, для случая разреженной плазмы ($\lambda/r_{p,D} \gg 1$), можно принять $n_s \cong n_0/2$, где n_0 – плотность невозмущенной плазмы.

Формула (2.7) дает электронный ток насыщения, не зависящий от потенциала зонда. Такая ситуация может наблюдаться в случае плоского зонда больших размеров, т.е. если толщина слоя пространственного заряда мала по сравнению с радиусом кривизны и размерами токособирающей поверхности зонда. В реальных условиях электронный ток не насыщается, а продолжает расти с ростом потенциала зонда. Отсутствие насыщения тока на неплоский зонд определяется двумя факторами. Во-первых, площадь поверхности слоя A_s в (2.7) даже для случая $r_p/r_D \gg 1$ отличается от площади сферического или цилиндрического зонда и увеличивается с ростом потенциала зонда. Это связано с тем, что толщина слоя объемного заряда зависит от потенциала зонда. Данный эффект регламентируется законом “трех вторых” Чайлда–Ленгмюра. Суть этого закона легко понять, рассмотрев задачу, аналогичную задаче о получении критерия Бома для формирования слоя (рис. 2.4). Положим, что зонд собирает электронный ток и потенциал настолько большой, что все ионы вытеснены из слоя и их плотность можно не учитывать. Тогда уравнение Пуассона (2.6) для потенциала в слое примет вид:

$$\Delta U = 4\pi en_s \frac{v_0}{\sqrt{\frac{2eU(x)}{m_e} + v_0^2}} = 4\pi \frac{j_e}{\sqrt{\frac{2eU(x)}{m_e}}}, \quad (2.8)$$

где введен параметр плотность электронного тока $j_e = en_s v_0$ и считается, что электроны пересекают границу слоя с малыми (в пределе – нулевыми) скоростями. Домножив выражение (2.8) на dU/dx и проинтегрировав один раз, получим:

$$\left(\frac{dU}{dx}\right)^2 - \left(\frac{dU}{dx}\right)\Big|_{x=0} = 8\pi j_e \sqrt{U} \sqrt{\frac{m_e}{2e}}. \quad (2.9)$$

Видно, что распределение потенциала в промежутке между двумя плоскостями зависит от величины тока. При нулевом токе пространственный заряд в промежутке отсутствует и потенциал линейно растет с x (рис. 2.6). При увеличении тока растет и пространственный заряд в промежутке. Это приводит к перераспределению потенциала и уменьшению электрического поля около границы слоя. Максимальный ток,

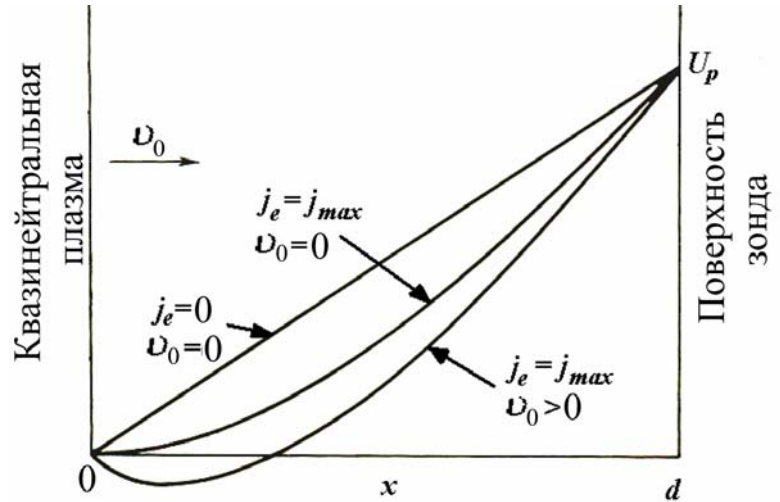


Рис. 2.6. Структура потенциала между двумя плоскостями, одна из которых эмитирует электроны. Максимальный ток, который может переноситься через слой, соответствует случаю нулевого электрического поля у границы, т.е. $(dU/dx)|_{x=0} = 0$. Дальнейшее увеличение плотности электронов в слое приведет к появлению тормозящего электрического поля у границы квазинейтральной плазмы. Интегрируя выражение (2.9) с условием $(dU/dx)|_{x=0} = 0$ получаем:

$$j_e = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_p^{3/2}}{d^2}. \quad (2.10)$$

Это соотношение и называется законом Чайлда–Ленгмюра, которое определяет максимальный ток в вакуумном промежутке (длиной d и разностью потенциалов между электродами U_p). При собирании электронного тока зондом заданной является величина плотности тока j_e из квазинейтральной плазмы, а толщина слоя пространственного заряда d “подстраивается” под значение потенциала зонда. Как видно из выражения (2.10), толщина слоя увеличивается с ростом разности потенциалов между зондом и плазмой. Для неплоских зондов выпуклой формы (сфера или цилиндр) увеличение толщины слоя приводит к увеличению собирающей поверхности и, как следствие, к увеличению полного тока на зонд. Поэтому в выражение для электронного тока насыщения (2.7) необходимо подставлять площадь собирающей поверхности A_s , вычисленную с учетом толщины слоя. Для цилиндрического и сферического зонда можно получить формулы аналогичные (2.10) в виде:

$$j_e = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_p^{3/2}}{\alpha^2 \left(\frac{r_s}{r_p} \right)}, \quad (2.11)$$

$$j_e = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_p^{3/2}}{r_p \beta^2 \left(\frac{r_s}{r_p} \right)}, \quad (2.12)$$

где α и β – табулированные функции, зависящие от отношения радиуса слоя r_s и зонда r_p . Необходимо отметить, что при выводе закона “трех вторых” предполагалось, что электроны пересекают границу слоя с бесконечно малой скоростью. В действительности электроны обладают тепловыми скоростями и это необходимо учитывать при решении уравнения Пуассона (2.8). Если считать расстояние d фиксированным, то вблизи эмитирующей поверхности формируется тормозящее электрическое поле (рис. 2.6), которое ограничивает поток энергичных электронов так, чтобы плотность тока не превышала критическую,

определяемую равенством (2.10). Точка нулевого потенциала соответствует положению так называемого виртуального катода, условной поверхности, с которой эмитируются электроны. В условиях собирания электронного тока зондом толщина слоя пространственного заряда не фиксирована и устанавливается вблизи положения виртуального катода (рис. 2.6), поэтому смены знака электрического поля в реальности не наблюдается. Общее решение уравнения с учетом распределения электронов по хаотическим скоростям достаточно сложно, однако поправки к величине d оказываются в большинстве практически важных случаев несущественными и, как правило, не учитываются.

Отсутствие насыщения электронного тока на зонд наблюдается также и в режиме “толстого слоя”, когда возможно орбитальное движение частиц в слое пространственного заряда. При этом не все электроны, влетающие в слой, достигают поверхности зонда. Данная ситуация проиллюстрирована рис. 2.7. Электроны пересекают границу слоя с тепловыми скоростями, и угол между скоростью электрона и границей слоя может быть любым. Траектория электрона в слое определяется его начальной скоростью v_0 , прицельным расстоянием ρ , и распределением потенциала в слое $U(r)$, согласно законам сохранения энергии и момента импульса:

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} - eU(r), \quad mvr\sin\theta = mv_0\rho, \quad (2.13)$$

где θ – угол между направлением скорости и радиус-вектором \vec{r} . Наименьшее расстояние, на которое частица приближается к центру, удовлетворяет равенствам (2.13) при $\sin\theta = 1$. Если $r_{min} > r_p$, частица не попадает на зонд. Из качественных соображений понятно, что частицы с малыми начальными скоростями собираются зондом при любых значениях прицельного параметра ρ . Частицы с большими начальными скоростями и большими прицельными параметрами попадут на зонд только при больших значениях потенциала зонда. Рост электронного тока при увеличении потенциала зонда как раз и обусловлен уменьшением доли электронов, для которых $r_{min} > r_p$.

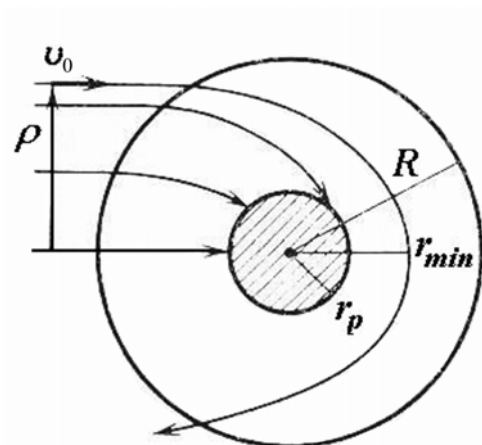


Рис. 2.7. Траектория электронов около притягивающего зонда сферической или цилиндрической формы

Однако на практике эту часть характеристики стараются не использовать для диагностики плотности плазмы вследствие большой тепловой нагрузки на зонд при собирании большого электронного тока и риска разрушения зонда.

Часть зондовой характеристики, соответствующая электронному току насыщения, теоретически может быть использована для определения концентрации заряженных частиц согласно соотношению (2.7). Даже при отсутствии насыщения электронного тока, эффекты, связанные с увеличением толщины слоя пространственного заряда или орбитальным движением электронов в слое, могут быть учтены путем не слишком сложных расчетов.

2.6. Ионный ток насыщения

Для измерения плотности плазмы чаще всего используется ионная ветвь зондовой характеристики (зона III, рис. 2.3). Обычно в газоразрядной плазме температура ионов гораздо меньше температуры электронов, поэтому тепловая скорость ионов недостаточна для выполнения критерия Бома (2.2). Тем не менее, вокруг зонда с отрицательным потенциалом формируется слой пространственного заряда. Одновременно в области квазинейтральной плазмы формируется “предслой”, в котором ионы приобретают скорость, необходимую для формирования слоя (2.2) $v_B = \sqrt{T_e/m_i}$. Эту скорость часто называют бомовской скоростью. Бомовская скорость больше тепловой скорости ионов, поэтому информация о распределении ионов по тепловым скоростям или их температуре полностью теряется при ускорении в предслое. Ионный ток на зонд равен: $i_i = A_s e n_s v_B$. В области предслоя должна поддерживаться

разность потенциалов порядка $T_e/2e$, поэтому концентрация на границе равна $n_s = n_0 \exp(-e\Delta U/T_e) = n_0 \exp(-0,5)$. Окончательно, ионный ток насыщения выражается следующим образом:

$$i_i \cong 0,6 A_s e n_0 \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}. \quad (2.14)$$

Ионный ток на неплоский зонд не насыщается по тем же причинам, что и электронный. При малых толщинах слоя пространственного заряда для ионного тока используют соотношения, аналогичные (2.11) и (2.12). Существуют также численные расчеты для величины ионного тока на зонд, учитывающие как соотношение толщины слоя объемного заряда к размерам зонда, так и конечную температуру ионов. Расчеты довольно сложны и используются в виде известных табулированных решений, зависящих от параметров r_p/r_D и T_i/T_e .

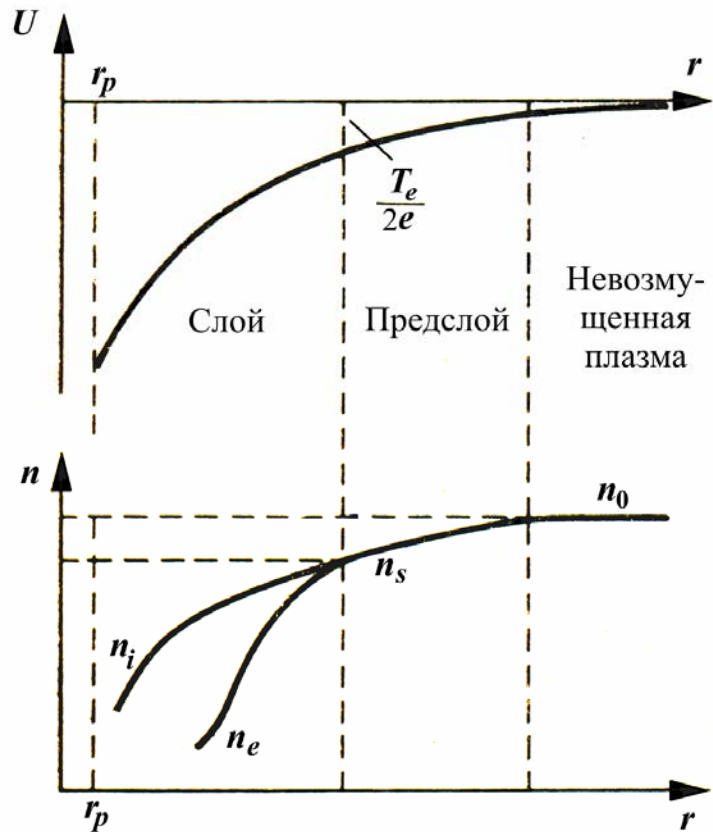


Рис. 2.8. Распределение потенциала и плотностей электронов и ионов около отрицательного зонда

Полученные выражения для ионного (2.14) и электронного (2.7) токов насыщения позволяют получить простое выражение для величины плавающего потенциала U_f . В случае максвелловского распределения по скоростям можно считать, что при потенциалах зонда ниже потенциала плазмы электронный ток уменьшается по закону $\exp(-(U_s - U_f)/T_e)$.

Приравнивая ионный ток насыщения (2.14) и уменьшенный электронный ток насыщения (2.7), получим:

$$e(U_f - U_s) = T_e \ln \left(0,6\sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right). \quad (2.15)$$

Данное соотношение часто используют для измерения пространственного распределения потенциала плазмы U_s . Для этого необходимо измерить в различных точках потенциал зонда U_f , при котором исчезает зондовый ток и добавить величину, определяемую соотношением (2.15).

2.7. Переходный участок ВАХ

Переходная часть ВАХ (область III, рис. 2.3) соответствует отрицательным потенциалам зонда относительно плазмы. При этом электроны, попадающие на границу слоя с тепловой скоростью, подвергаются действию тормозящего поля в слое. На поверхность зонда падают только те электроны, нормальная составляющая скорости которых удовлетворяет условию:

$$v > v_t = \sqrt{\frac{2e|U_s - U_p|}{m_e}}. \quad (2.16)$$

Зная функцию распределения электронов на границе слоя можно записать общее выражение для плотности электронного тока на зонд:

$$j_e = e \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_{v_t}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) v_x dv_x. \quad (2.17)$$

Интегрируя выражение (2.17) с максвелловским распределением электронов по скоростям и умножая на площадь поверхности зонда A_s , получаем для зондового тока:

$$i(U) = A_s \frac{en_0 \langle v_e \rangle}{4} \exp\left(\frac{U}{T_e}\right), \quad (2.18)$$

где $U = U_p - U_s$ – потенциал зонда относительно плазмы. Формула (2.18),

описывающая переходную часть ВАХ, была получена Ленгмюром и широко применяется на практике. Сняв зондовую характеристику и построив график $\ln i(U)$, по углу наклона получающейся прямой можно определить электронную температуру T_e . С другой стороны, линейная зависимость $\ln i(U)$ свидетельствует о максвелловском характере распределения электронов по скоростям.

В случае произвольного, но почти изотропного распределения электронов на границе слоя ($f(v_x, v_y, v_z) \approx f_0(v)$) в выражении (2.17) целесообразнее перейти к переменной v и углу наклона вектора скорости по отношению к нормали к поверхности зонда ϑ . Тогда выражение (2.17) будет иметь вид:

$$j_e = e \int_0^{\pi/2} \cos \vartheta 2\pi \sin \vartheta d\vartheta \int_{v_t/\cos \vartheta}^{\infty} v^3 f_0(v) dv. \quad (2.19)$$

Изменив порядок интегрирования с сохранением области, охватываемой двойным интегралом, выражение (2.19) можно проинтегрировать по $\mu = \cos \vartheta$:

$$\begin{aligned} j_e &= 2\pi e \int_0^1 \mu d\mu \int_{v_t/\mu}^{\infty} v^3 f_0(v) dv = 2\pi e \int_{v_t}^{\infty} v^3 f_0(v) dv \int_{v_t/v}^1 \mu d\mu = \\ &= \frac{2\pi e}{m_e} \int_{v_t}^{\infty} \left(\frac{m_e v^2}{2} - e|U| \right) v f_0(v) dv. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Максвелловская функция дает при интегрировании (2.20) выражение (2.18). Если потенциал зонда больше потенциала плазмы ($U > U_s$), то интегрирование в выражении (2.20) необходимо проводить от значения $v = 0$ независимо от потенциала зонда. Это дает электронный ток насыщения (2.7) со средней скоростью электронов $\langle v_e \rangle$, соответствующей конкретному распределению $f_0(v)$. Если продифференцировать выражение (2.20) по U два раза, получим:

$$\frac{d^2 i}{dU^2} = -A_s \frac{2\pi e^3}{m_e^2} f_0(v_t), \quad v_t = \sqrt{\frac{2e|U|}{m_e}}. \quad (2.21)$$

Для нахождения функции распределения электронов необходимо

снять зондовую характеристику, дважды продифференцировать ее в каждой точке крутого участка и приписать точке потенциал, отсчитанный от точки верхнего излома ВАХ. Пример ВАХ и полученной второй производной показан на рис. 2.9.

Этот метод впервые был применен Дрюйвестейном в 1930 г. и с различными усовершенствованиями используется до настоящего времени. Как ясно из выражения (2.21), основная сложность при восстановлении функции распределения электронов по зондовой характеристике состоит в необходимости вычисления второй производной от экспериментальных данных и связанных с этим погрешностей. В настоящее время применяют различные численные алгоритмы двойного дифференцирования со сглаживанием. Понятно, что для уменьшения погрешностей дифференцирования и улучшения воспроизведения формы функции распределения необходимо большое количество экспериментальных точек на зондовой характеристике. Как правило, используются быстрые аналого-

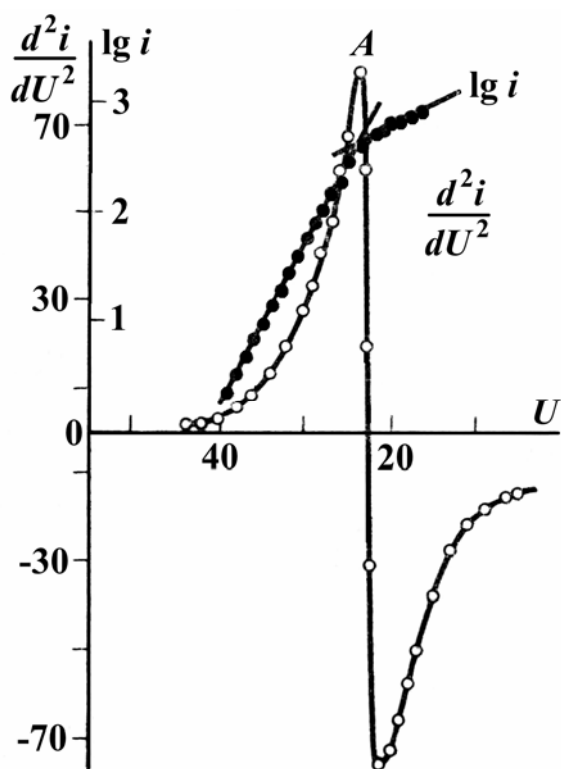


Рис. 2.9. ВАХ в полулогарифмическом масштабе и вторая производная тока для разряда в парах ртути [1]

цифровые преобразователи (АЦП), которые позволяют непосредственно получать цифровой массив данных в процессе эксперимента.

До того как широкое распространение получила цифровая техника, были разработаны различные модуляционные и аналоговые методы получения второй производной от ВАХ зонда. Поскольку характеристика зонда нелинейная, при прикладывании к зонду переменного модулирующего потенциала $\tilde{U} \sin \omega t$ зондовый ток будет содержать высшие гармоники частоты ω . При малой амплитуде модуляции ($\tilde{U} \ll U$) ток зонда при любом

значении U можно представить в виде ряда:

$$i \approx i(U) + \frac{di}{dU} \tilde{U} \sin \omega t + \frac{1}{2} \frac{d^2 i}{dU^2} \tilde{U}^2 \sin^2 \omega t + \dots \quad (2.22)$$

Квадратичный член $\sin^2 \omega t$ пропорционален сигналу на удвоенной частоте $\cos 2\omega t$ и второй производной зондового тока. Измеряя амплитуду сигнала удвоенной частоты модуляции, получают сведения о функции распределения электронов. Погрешность модуляционных методов связана с тем, что измеряемая амплитуда сигнала удвоенной частоты содержит не только вторую производную зондового тока, но и высшие производные, соответствующие высшим членам разложения (2.22). С понижением амплитуды модулирующего сигнала вклад высших производных зондового тока уменьшается. Однако амплитуда модуляции всегда ограничена снизу чувствительностью и уровнем шумов регистрирующей аппаратуры. Для нахождения второй производной зондового тока может также применяться аналоговое дифференцирование. При этом дифференцирование по потенциалу заменяется дифференцированием по времени с помощью активных или пассивных дифференцирующих цепочек, а на зонд подается пилообразное напряжение $U(t)$. Основные погрешности такого метода связаны с отклонением от линейности прикладываемого пилообразного напряжения и собственными шумами плазмы. Как правило, удастся обеспечить диапазон энергий в измеряемой ФРЭЭ порядка трех средних энергий электронов.

2.8. Двойной зонд

Рассмотренная в предыдущих разделах теория относится к так называемому “одиночному” зонду. На самом деле, зондовый ток должен замыкаться через плазму, поэтому всегда существует “противозонд” в виде одного из электродов или другой проводящей поверхности, находящейся в контакте с плазмой. Для того чтобы ВАХ зонда не искажалась, площадь противозонда A_p должна значительно превышать площадь собирающей поверхности зонда A_s . Оценка необходимого соотношения площадей

может быть получена из условия, что ионный ток насыщения противозонда должен превышать электронный ток насыщения измерительно зонда. Из выражений (2.7) и (2.14) получаем: $A_p/A_s > \sqrt{m_i/m_e} \approx 10^4$. Размеры противозонда, в большинстве случаев, оказываются много больше длины свободного пробега заряженных частиц, и противозонд работает в диффузионном режиме, поэтому, ионный ток

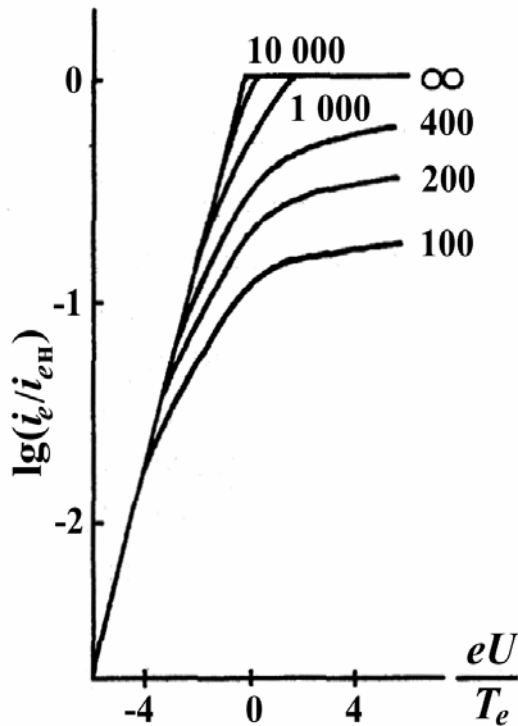


Рис. 2.10. Влияние соотношения площадей зонда и противозонда на ВАХ зонда. ВАХ нормирована на электронный ток насыщения зонда. Температура ионов принята нулевой

насыщения оказывается меньше рассчитанного по формуле (2.14) и полученное условие является лишь оценкой снизу для площади противозонда. Влияние соотношений площадей зонда и противозонда на ВАХ “одиночного” зонда показано на рис. 2.10.

Противоположным случаем к случаю “одиночного” зонда является вариант так называемого двойного зонда, состоящего из двух зондов одинакового или близкого размера. Противозонд большой площади в такой конфигурации отсутствует, а напряжение смещения подается между двумя изолированными зондами. Схематическое изображение системы двух зондов показано на рис. 2.12. Площади зондов 1 и 2 равны соответственно A_1 и A_2 .

Считается, что зонды помещены в плазму, параметры которой в исследуемой области постоянны.

Распределение потенциала между зондами схематично показано на рис. 2.11. Так как цепь двойного зонда не имеет электрического контакта с электродами или стенками разрядной камеры, система в целом должна быть заряжена отрицательно по отношению к окружающей плазме. При $U = 0$ оба зонда находятся под плавающим потенциалом и полный ток на каждый из них равен нулю. Если напряжение U сделать слегка поло-

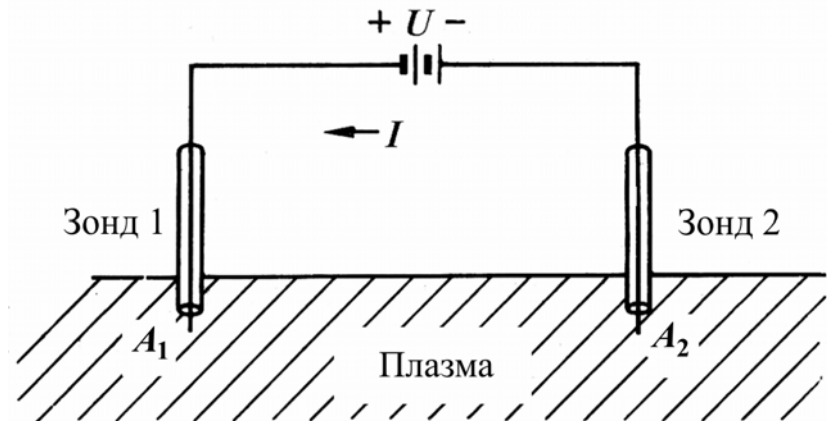


Рис. 2.12. Схематическое изображение двойного зонда

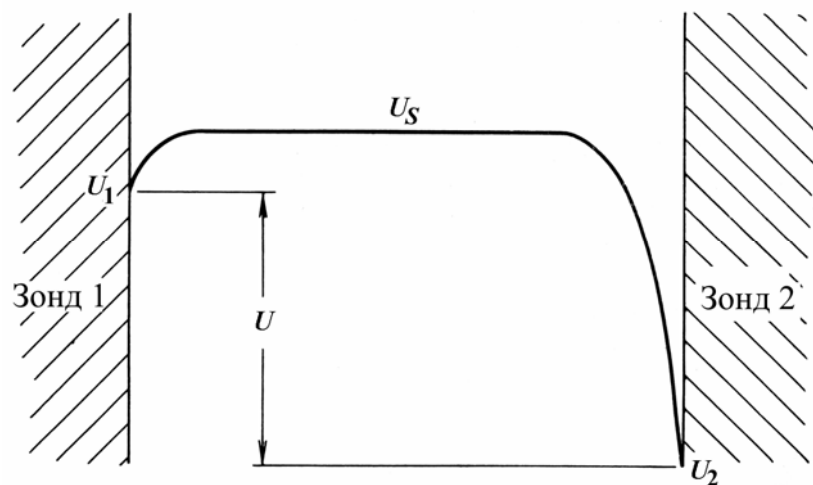


Рис. 2.11. Распределение потенциала между электродами двойного зонда

жительным, то потенциал U_1 станет менее отрицательным, а U_2 — более отрицательным. В результате на зонд 1 пойдет больше электронов, а на зонд 2 — меньше, т.е. от зонда 2 к зонду 1 потечет положительный ток. При больших положительных напряжениях U зонд 2 будет сильно отрицательным и на него пойдет ионный ток насыщения. Потенциал зонда будет все еще отрицательным, но приблизится к потенциалу плазмы U_s настолько, чтобы идущий на него электронный ток был достаточен для компенсации ионного тока на зонд 2. Таким образом, насыщение зондовой характеристики будет определяться величиной ионного тока насыщения на зонд 2. При смене знака приложенного между зондами напряжения, наблюдается обратная ситуация. При равных площадях обоих зондов, ха-

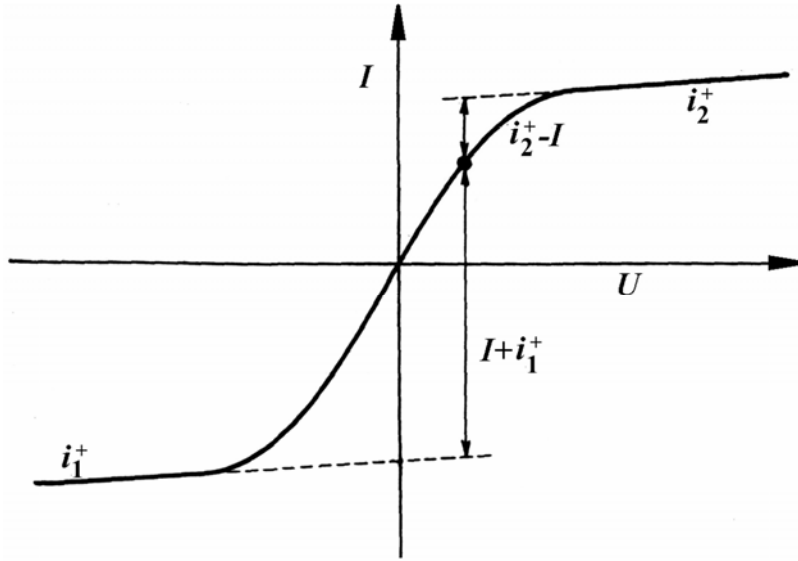


Рис. 2.13. Характеристика двойного зонда для общего случая, когда площади зондов неодинаковы

рактеристика будет полностью симметричной.

Из приведенного качественного рассмотрения понятно, что полный ток в цепи двойного зонда никогда не может превышать ионный ток насыщения. При этом возмущения плазмы оказываются гораздо меньшими

по сравнению с одиночным зондом, собирающим электронный ток насыщения. С другой стороны, понятно, что на зонд собираются только быстрые электроны из хвоста функции распределения. При этом основная часть распределения электронов по энергиям никак не влияет на зондовую характеристику и не может быть измерена.

Для количественного определения ВАХ двойного зонда обозначим ионные и электронные токи на зонд 1 и 2 соответственно i_1^+ , i_1^- , i_2^+ и i_2^- . Условие того, что система является плавающей, есть:

$$i_1^+ + i_2^+ - i_1^- - i_2^- = 0 \quad (2.23)$$

Величина тока, протекающего по замкнутому контуру, определяется равенством:

$$i_2^+ - i_2^- - (i_1^+ - i_1^-) = 2I \quad (2.24)$$

Складывая и вычитая равенства 2.23 и 2.24, получаем:

$$I = i_1^- - i_1^+ = i_2^+ - i_2^- \quad (2.25)$$

Величины электронных токов i^- определяются соотношениями:

$$i_1^- = A_1 i_e \exp \frac{eU_1}{T_e}, \quad i_2^- = A_2 i_e \exp \frac{eU_2}{T_e}, \quad (2.26)$$

где i_e – хаотический электронный ток на зонд (2.7). Подставляя

полученные выражения в первое из равенств (2.25), получаем:

$$I + i_1^+ = A_1 i_e \exp \frac{eU_1}{T_e} = A_1 i_e \exp \frac{eU + eU_2}{T_e} = \frac{A_1}{A_2} i_2^- \exp \frac{eU}{T_e} \quad (2.27)$$

Используя второе из равенств (2.25), получаем:

$$\frac{I + i_1^+}{i_2^i - I} = \frac{A_1}{A_2} \exp \frac{eU}{T_e} \quad (2.28)$$

Поскольку зонды всегда находятся под отрицательным потенциалом относительно плазмы, оба зонда собирают ионный ток насыщения. Величины i_1^i и i_2^i при любом значении U можно найти, плавно экстраполируя участки насыщения двойного зонда рис. 2.13. Тогда легко найти величины, стоящие в соотношении (2.28), а электронная температура определяется по наклону характеристики:

$$\ln \left(\frac{I + i_1^+}{i_2^i - I} \right) = f(U) \quad (2.29)$$

В том случае, если площади зондов одинаковы, ионные токи насыщения равны ($i^+ = i_1^+ = i_2^+$) и ВАХ двойного зонда получается в виде:

$$I = i^+ \operatorname{th} \frac{eU}{2T_e} \quad (2.30)$$

По измеренному наклону характеристики вблизи нуля определяют электронную температуру. По токам насыщения можно определить концентрацию ионов в плазме, пользуясь одной из известных теорий собирания ионного тока. Если плазма имеет градиенты температуры или плотности на масштабах расстояния между электродами двойного зонда, характеристика станет несимметричной. Это может использоваться в целях измерения пространственных градиентов параметров плазмы.

Применение двойных зондов особенно актуально в разрядах принципиально не имеющих контакта с металлическими поверхностями или электродами. Например, индуктивный разряд в стеклянной трубке.

3. Измерение потоков заряженных частиц из плазмы

Из разрядной плазмы на стенки или на электроды поступают ионы, электроны и излучение. С известными оговорками все эти компоненты могут в той или иной степени быть использованы в целях диагностики состояния плазмы. Диагностика по излучению будет рассмотрена в последующих главах. Измерение потока и энергии ионов имеет не только диагностическое, но и широкое прикладное значение. Разряды различных типов используются для модификации поверхности или получения покрытий. При использовании для этих целей плазмы сложных газов необходимо знать компонентный состав ионов и нейтральных радикалов, поступающих на поверхность.

3.1. Анализаторы энергии заряженных частиц

Для анализа энергии электронов и ионов могут применяться различные конструкции анализаторов, многие из которых достаточно сложны и разрабатывались для использования в высоковакуумных системах в целях электронной спектрометрии. При выборе анализатора для диагностики газоразрядной плазмы следует, прежде всего, учитывать специфические условия установки и работы анализатора в разрядном эксперименте. Отбор заряженных частиц, как правило, производится через небольшое отверстие в электроде или стенке разрядной камеры. При этом возможности по фокусировке пучка частиц, поступающих из плазмы, сильно ограничены или отсутствуют вовсе. Далее, из газоразрядной плазмы поступают не только заряженные частицы, но и нейтральные, поэтому даже при наличии дифференциальной откачки объема с анализатором, не всегда удастся получить достаточно низкое давление в анализаторе, что приводит к столкновениям анализируемых частиц с нейтральными атомами. Такие столкновения приводят к изменению величины и направления скорости заряженных частиц и могут сильно исказить регистрируемый спектр заряженных частиц.

Принципиальная схема простейшего анализатора с однородным задерживающим полем показана на рис. 3.1. Прибор состоит из параллельных пластин, к которым приложена разность потенциалов U_T . В пластине 1 имеется небольшое отверстие для ввода в анализатор исследуемых частиц. Пластина 2 выполняет функцию коллектора электронов. Если энергия частиц, вошедших в анализатор больше приложенной разности потенциалов, то они попадают на коллектор, и появляется ток I_k . Если входящий пучок частиц строго монокинетичен и параллелен, то зависимость тока коллектора от разности потенциалов между пластинами (кривая задержки) имеет вид ступеньки. В общем случае ток коллектора связан с функцией распределения частиц по энергиям и разностью потенциалов между пластинами соотношением аналогичным (2.19), с учетом $\cos \vartheta = 1$:

$$I_k(eU_r) = 2\pi s e \int_{\sqrt{\frac{2eU_r}{m}}}^{\infty} v^3 f_0(v) dv, \quad (3.1)$$

где s – площадь поперечного сечения пучка. Из соотношения (3.1) видно,

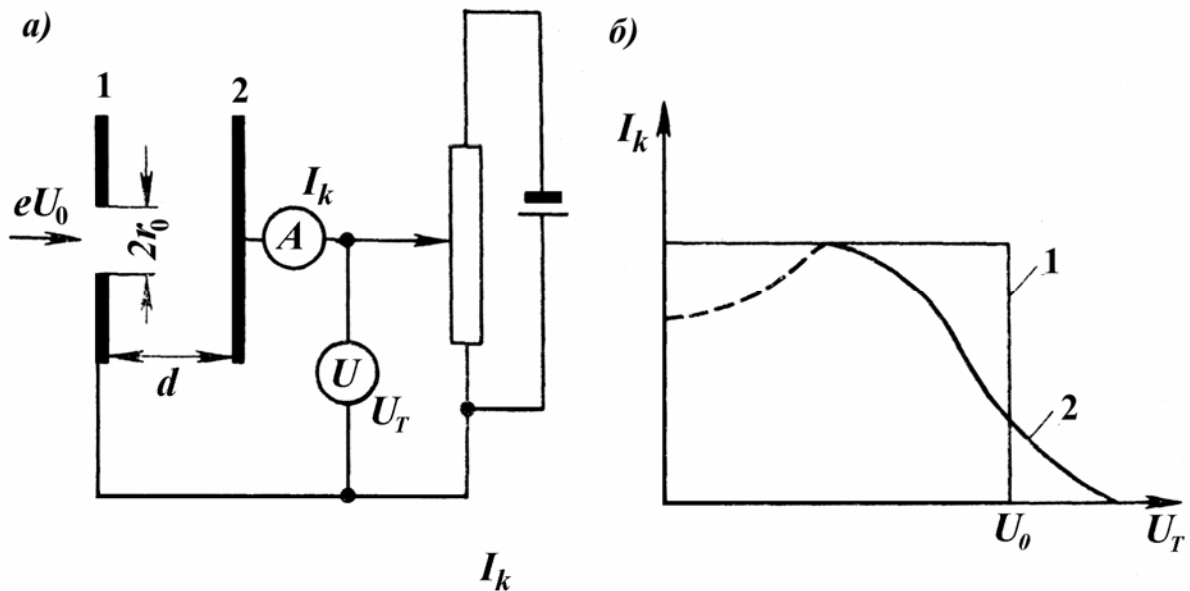


Рис. 3.1. Принципиальная схема анализатора с задерживающим полем и кривые задержки. 1 – теоретическая, 2 – экспериментальная

что, дифференцируя кривую задержки, можно определить функцию распределения частиц по энергиям. Дифференцирование кривой задержки можно выполнять как численно, так и с помощью дифференцирующих цепочек (оба способа вносят определенные ошибки в измерения).

Кроме ошибок дифференцирования, существует еще ряд факторов, сильно влияющих на работу анализатора. Во-первых, конечность диаметра входного отверстия приводит к “провисанию” потенциала в области отверстия и появлению так называемой электростатической линзы. Проходя через область с непараллельными потенциальными линиями, пучок заряженных частиц дефокусируется. Поскольку анализатор с задерживающим потенциалом фактически измеряет только параллельную оси составляющую скорости заряженных частиц, любая расходимость входящего в анализатор пучка частиц приводит к ошибкам измерения, а именно: быстрые частицы, вошедшие в анализатор под углом к оси, будут зарегистрированы как медленные. Для уменьшения линзового эффекта входное отверстие часто перекрывают мелкой сеткой. Важным фактором, влияющим на корректность измерений, является электронная эмиссия с поверхности коллектора и сеток. Например, при собирании ионного тока

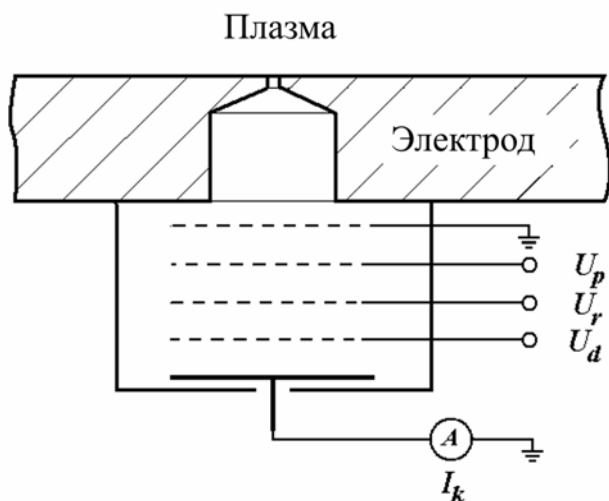


Рис. 3.2. Конструкция четырехсеточного анализатора энергии с однородным задерживающим полем для измерения потока ионов из плазмы

вторичная электронная эмиссия приводит к увеличению измеренных значений ионного тока и вся кривая задержки смещается вверх. Из плазмы поступает излучение, что может приводить к фотоэмиссии с катода. Для подавления эмиссионных токов можно использовать коллектор в виде цилиндра Фарадея, который представляет собой длинный цилиндр с закрытым дном. Большая часть вторичных электронов, эмитированных с внутренней

поверхности цилиндра, опять попадает на стенки. Для уменьшения размеров анализатора в разрядных экспериментах чаще используют плоский катод в сочетании с антидинатронной сеткой, которая располагается над катодом и поддерживается под потенциалом на 10–20 В ниже потенциала катода.

На рис. 3.2 показан один из вариантов конструкции анализатора с задерживающим полем для измерения потока ионов на поверхность электрода. В электроде проделывается цилиндрическое отверстие, которое со стороны плазмы закрывается входной диафрагмой с малым диаметром отверстия. Со стороны анализатора устанавливается заземленная сетка для устранения провисания электрического поля и уменьшения расходимости анализируемого пучка ионов. Затем следует сетка для разделения ионного и электронного потоков, поступающих из плазмы. На сетку подается отрицательный потенциал для записания электронного потока. Третья сетка используется для подачи задерживающего потенциала для анализа ионов по энергиям. Четвертая сетка является антидинатронной.

Кроме анализаторов с задерживающим полем, могут использоваться анализаторы, в которых дисперсия по энергии обеспечивается за счет отклонения заряженных частиц в электрическом поле. На рис. 3.3 показана конструкция распространенного анализатора такого класса, называемого конденсатор Юза–Рожанского.

Анализатор состоит из двух цилиндрических пластин, между которыми приложена разность потенциалов U_0 , создающая радиальное электрическое поле $E = E_0 r/r_0$. Частицы, входящие через диафрагму D со скоростью v_0 , могут двигаться строго по оси анализатора (дуга с

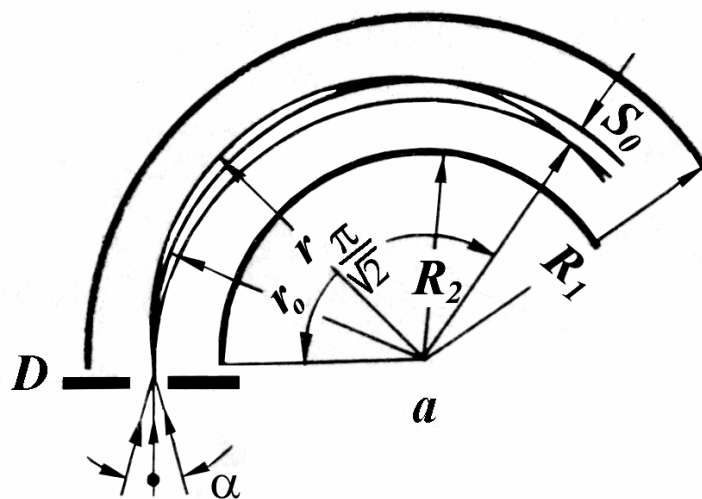


Рис. 3.3. Конструкция анализатора энергии Юза–Рожанского

радиусом r_0) при выполнении условия:

$$\frac{m v_0^2}{r_0} = e E_0. \quad (3.2)$$

Для частиц, вошедших в диафрагму под малым углом α , необходимо совместно решать уравнения движения и сохранения момента количества движения:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 = -\frac{e}{m} E_0, \quad r^2 \frac{d\phi}{dt} = v_0 r_0 \cos \alpha. \quad (3.3)$$

Решение уравнений (3.3) позволяет получить уравнение траекторий частиц слаборасходящегося монохроматического пучка. Анализ уравнения траектории показывает, что пучок фокусируется в точке $r = r_0$, $\phi_0 = \pi/\sqrt{2}$. Одновременно имеет место дисперсия по энергии, т.е. условие (3.2) является соотношением связи приложенного к пластинам отклоняющего напряжения U_0 и скорости частиц, попадающих на коллектор анализатора $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$. Из качественных соображений понятно, что при скорости частиц, отличающейся от v_0 , они будут попадать либо на внутреннюю, либо на внешнюю пластину анализатора. Изменяя U_0 , проводят развертку по энергиям исследуемого пучка заряженных частиц. Разрешение по скоростям анализатора Юза–Рожанского в основном зависит от ширины входной и выходной диафрагм и определяется выражением вида $\Delta v/v_0 = A$, где константа A не зависит от скорости анализируемых частиц. Следовательно, сигнал с коллектора пропорционален числу частиц исследуемого пучка в неразрешаемом по скоростям интервале Δv , т.е. позволяет фиксировать непосредственно функцию распределения частиц по скоростям. Понятно также, что для улучшения разрешения по скоростям размеры входной и выходной диафрагм необходимо уменьшать. Как правило, это приводит к уменьшению светосилы прибора и необходимости использовать вторично-электронные умножители (ВЭУ) для регистрации частиц, прошедших через анализатор.

При исследовании потоков заряженных частиц из плазмы на поверхность электродов или стенок всегда следует учитывать специфику и конфигурацию эксперимента. В большинстве случаев измеренные потоки электронов и особенно ионов не могут быть использованы для диагностики состояния внутренних областей плазмы. В пристеночной или приэлектродной области всегда формируется слой пространственного заряда, который сильно искажает форму распределения частиц по энергиям. Показательным примером служит формирование потока ионов на электрод в емкостном высокочастотном разряде. Ионы ускоряются по направлению к электроду средним по периоду электрическим полем в приэлектродном слое. Энергетический спектр ионов у поверхности электрода будет определяться соотношением длины свободного пробега ионов и толщиной слоя пространственного заряда. Если ион пролетает слой без столкновений, то его энергия будет близка к падению потенциала в слое. В обратном случае, когда длина свободного пробега ионов много меньше длины слоя, спектр ионов имеет максимум в районе энергии, набираемой

в электрическом поле на последней длине пробега (рис. 3.4). Поскольку распределение потенциала в слое нелинейно, ни в одном, ни в другом случае одновременно определить полное падение потенциала в слое и напряженность электрического поля у электрода невозможно.

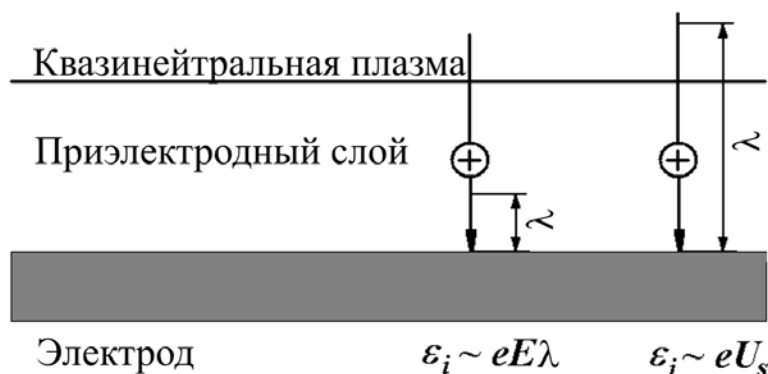


Рис. 3.4. Иллюстрация к процессу формирования энергетического распределения ионов у поверхности электрода высокочастотного емкостного разряда

3.2. Квадрупольный масс-спектрометр

Для анализа массового состава газов могут применяться различные типы масс-спектрометров: времяпролетные, магнитные и динамические. При исследовании газоразрядной плазмы чаще всего используют динамический квадрупольный масс-спектрометр как наиболее компактный и практичный прибор, обеспечивающий приемлемое для целей эксперимента разрешение по массам. Схема квадрупольного масс-спектрометра показана на рис. 3.5. Разделение ионов по массе происходит в поле электрического квадрупольного конденсатора, образованного четырьмя параллельными стержнями круглого сечения. На стержни, соединенные попарно, подается напряжение вида: $u = U + V\cos\omega t$, где U – постоянная составляющая напряжения; V – амплитуда высокочастотной составляющей. В плоскости, перпендикулярной оси спектрометра (x, y) создается потенциал вида:

$$\Phi(x, y) = (U + V\cos\omega t) \frac{x^2 - y^2}{r_0^2}, \quad (3.4)$$

где r_0 – радиус, на котором расположены электроды. Понятно, что при отсутствии переменной составляющей напряжения любая траектория иона вдоль оси будет неустойчива и ион неизбежно попадет на один из электродов. При наличии высокочастотного поля, ионы, проходя вдоль анализатора, совершают колебания в плоскости (x, y). Причем амплитуда

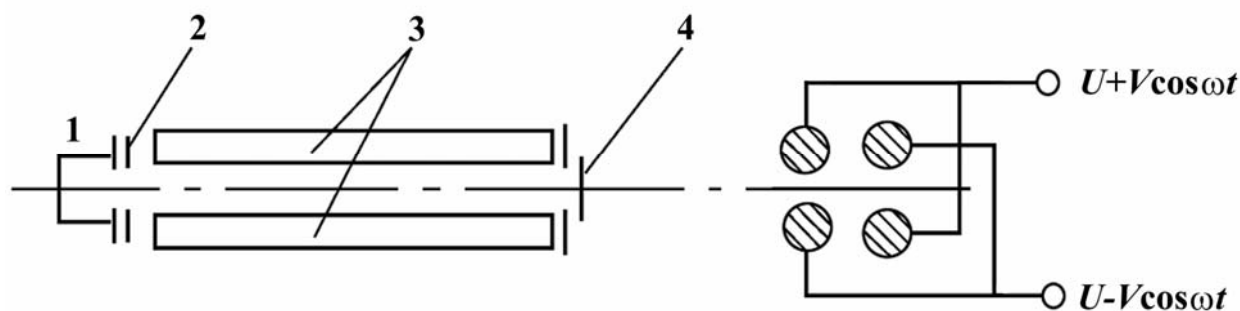


Рис. 3.5. Принципиальная схема квадрупольного масс-спектрометра: 1 – источник ионов; 2 – входная диафрагма; 3 – стержни анализатора; 4 – коллектор

колебания зависит от удельной массы иона (отношение массы к заряду) и величины напряжения на стержнях. Анализируя уравнение траекторий ионов можно получить два параметра, определяющих устойчивость траектории:

$$a = \frac{8eU}{mr_0^2\omega^2}, \quad q = \frac{4eV}{mr_0^2\omega^2}. \quad (3.5)$$

Область устойчивости показана на рис. 3.6. Параметр η , как видно из соотношений (3.5), задает отношение амплитуд постоянной и переменной составляющей напряжения на электродах. При заданном η и амплитуде V через анализатор пройдут ионы, массы которых лежат в диапазоне параметров $q_1 \div q_2$, определяемых пересечением границы области устойчивости и прямой $a = 2\eta q$. Таким образом, выбирая параметр η , можно изменять разрешение масс-спектрометра. Развертка спектра масс осуществляется посредством изменения напряжений на стержнях анализатора, причем отношение η остается неизменным для всего диапазона масс.

Если необходимо исследовать массовый состав нейтральных радикалов, перед масс-анализатором необходимо устанавливать ионизатор. Измерение состава радикалов, поступающих из плазмы разряда на поверхность электродов, имеет важное прикладное значение для изучения процессов плазменной модификации поверхности твердых тел. С другой стороны, на основании полученных масс-спектров радикалов у поверхности электрода не всегда удается судить о состоянии внутренних областей плазмы. Необходимо учитывать различия в сечениях образования и

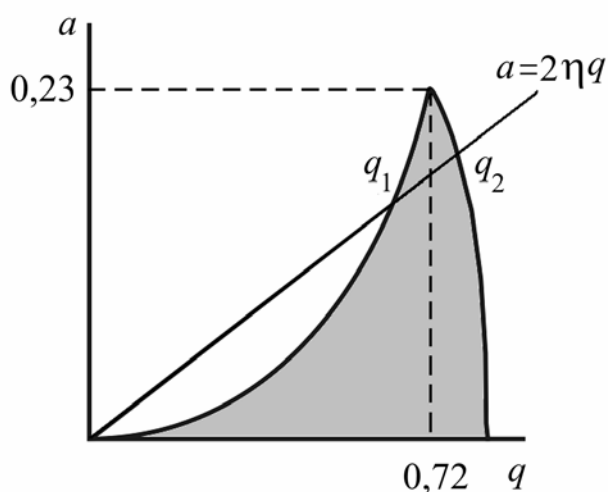


Рис. 3.6. Область устойчивости движения ионов вдоль оси квадруполя

разрушения различных сортов радикалов и их характерные времена жизни. Часто встречается ситуация, когда один из сортов зарегистрированных радикалов поступает из квазинейтральной области плазмы, а другой образуется в непосредственной близости от электрода.

Любопытно, что даже в самом простом случае разряда постоянного тока в инертном газе (Ar) масс-спектр ионов, кроме основного иона Ar^+ , содержит еще и молекулярные ионы, а также ионы с участием химических элементов содержащихся в составе материала электродов рис. 3.7. Распыление материала электрода иногда используют для анализа

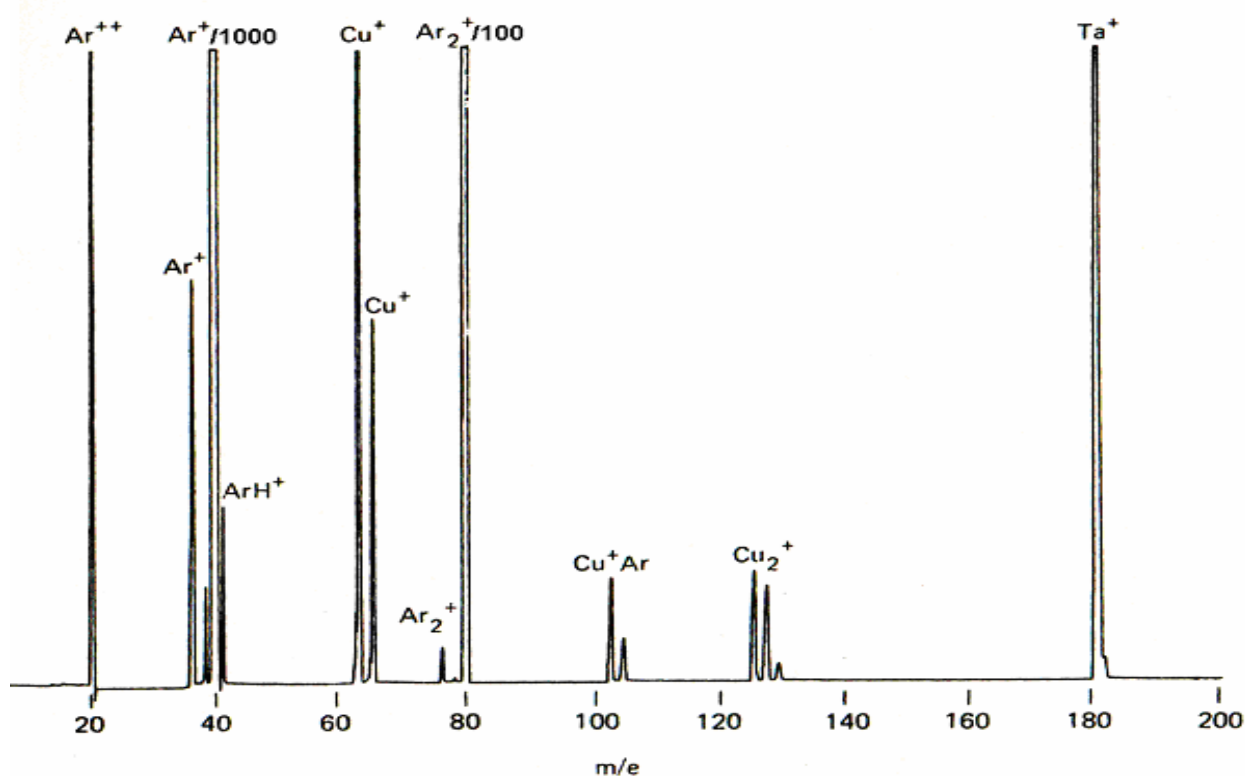


Рис. 3.7. Масс-спектр ионов, регистрируемых в разряде постоянного тока в Ar химического состава сложных соединений. Образец помещают на поверхность электрода и производят масс-анализ ионного состава разрядной плазмы. Сложность этой методики в основном заключается в относительной калибровке устройства, т.е. установлении связи между процентным содержанием различных элементов в исследуемом образце и отношением соответствующих сигналов в масс-спектре.

4. Методы измерения проводимости и диэлектрической проницаемости плазмы

4.1. Проводимость слабоионизованной плазмы

Активные сверхвысокочастотные методы исследования плазмы позволяют определять ее проводимость в поле высоких и сверхвысоких частот. Поэтому получаемая в результате экспериментов информация основана на связи проводимости с параметрами исследуемой плазмы.

Проще всего получить выражения для проводимости плазмы с помощью уравнения движения электрона в переменном поле

$$m \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -e \bar{E}(t) - m\nu \bar{u}(t), \quad (4.1)$$

или для гармонического сигнала

$$-i\omega m \bar{u} = -e \bar{E} - m\nu \bar{u}. \quad (4.2)$$

Здесь e , m – заряд и масса электрона, ν – частота столкновений электронов с тяжелыми частицами; $\bar{E}(t) = \bar{E} \exp(i\omega t)$ – напряженность высокочастотного электрического поля; $\bar{u}(t) = \bar{u} \exp(i\omega t)$ – скорость электрона в поле. Первый член в правой части уравнения определяет воздействие высокочастотного электрического поля (влиянием высокочастотного магнитного поля на движение электрона можно пренебречь, если скорость электронов много меньше скорости света). Второе слагаемое в правой части уравнения есть “сила трения”, возникающая из-за столкновений электронов с тяжелыми частицами. С помощью уравнения (4.2) легко получить плотность тока в высокочастотном поле:

$$\bar{j} = -n_e \bar{u} = \frac{n_e e^2 (\nu - i\omega)}{m(\nu^2 + \omega^2)} \bar{E}. \quad (4.3)$$

Коэффициент при \bar{E} в правой части уравнения (4.3) есть комплексная

электронная проводимость плазмы:

$$\sigma = \sigma_r + i\sigma_i,$$

$$\sigma_r = \frac{n_e e^2}{m} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2}, \quad \sigma_i = -\frac{n_e e^2}{m} \frac{\omega}{\nu^2 + \omega^2}. \quad (4.4)$$

Из полученного выражения видно, что проводимость обратно пропорциональна массе, поэтому составляющие высокочастотной проводимости, обусловленные движением ионов, пренебрежимо малы и могут не учитываться.

Входящая в уравнения (4.2–4.4) частота столкновений ν включает в себя все возможные процессы соударения электронов с тяжелыми частицами (атомами и ионами) и, строго говоря, является некоторой усредненной частотой столкновений для электронов различных энергий.

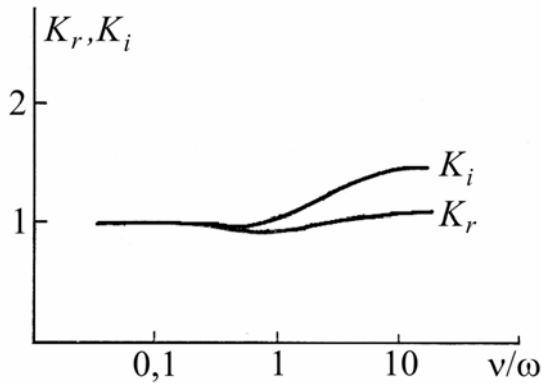


Рис. 4.1. Коэффициенты K_r и K_i для слабоионизованной плазмы [2]

Закон усреднения может быть получен только путем кинетического описания движения электронов и решения кинетического уравнения Больцмана. Полученные выражения (4.4) строго верны, только если частота столкновений электронов не зависит от скорости. Общие формулы для проводимости слабоионизованной плазмы, в которой существенны только

столкновения электронов с нейтральными частицами, имеют вид:

$$\nu_r = -\frac{4\pi n_e e^2}{3m} \int_0^\infty \frac{\nu_{ea}}{\omega^2 + \nu_{ea}^2} \frac{\partial f_0}{\partial \nu} \nu^3 d\nu;$$

$$\nu_i = -\frac{4\pi n_e e^2}{3m} \int_0^\infty \frac{\omega}{\omega^2 + \nu_{ea}^2} \frac{\partial f_0}{\partial \nu} \nu^3 d\nu. \quad (4.5)$$

где $f_0(\nu)$ – изотропная часть функции распределения электронов по скоростям. Расхождение между формулами (4.4) и (4.5) в большинстве практически важных случаев невелико. Например, если частота столкновений пропорциональна скорости и распределение скоростей

электронов максвелловское, результаты расчета по формулам (4.5) могут быть представлены в виде (4.4) с дополнительными множителями $K_r(\nu/\omega)$ и $K_i(\nu/\omega)$. Величины этих множителей представлены на рис. 4.1. Видно, что эти коэффициенты почти не отличаются от единицы. Наиболее существенные отклонения от формул (4.4) получаются для сильно ионизованной плазмы, в которой определяющую роль играют столкновения электронов с ионами и друг с другом. Точные значения проводимости могут отличаться от (4.4) в четыре–пять раз. Однако в задачах диагностики низкотемпературной плазмы такая ситуация встречается довольно редко.

Часто для описания поведения плазмы в высокочастотном поле вместо комплексной проводимости вводят комплексную диэлектрическую проницаемость. Возможность такой замены основана на том, что в уравнения для поля в плазме вектор электрической индукции $\bar{D} = \epsilon \bar{E}$ и высокочастотного тока \bar{j} входят в комбинации $\bar{j} + i\omega/4\pi \bar{D}$, поэтому для изотропной плазмы введение проводимости в уравнения для поля эквивалентно введению диэлектрической проницаемости в виде:

$$\epsilon = 1 - i \frac{4\pi}{\omega} \sigma. \quad (4.6)$$

В случае, когда $\omega \gg \nu$, мнимая часть диэлектрической проницаемости оказывается пренебрежимо малой, а реальная часть может быть записана в виде:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{n_c}, \quad (4.7)$$

где

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}. \quad (4.8)$$

n_c – “критическая” концентрация, при которой частота внешнего высокочастотного поля равна плазменной частоте:

$$n_c = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}. \quad (4.9)$$

Эффективная диэлектрическая проницаемость плазмы в отличие от

обычных диэлектриков оказывается меньше единицы и при $n_e \rightarrow n_c$, $\varepsilon \rightarrow 0$. Это связано с тем, что электронный ток в плазме находится в противофазе с током смещения. При высоких частотах зондирования, когда длина волны излучения оказывается много меньше размеров плазмы и можно использовать приближение геометрической оптики для описания прохождения волны через плазму, удобнее использовать вместо диэлектрической проницаемости величину показателя преломления N :

$$N = \sqrt{\varepsilon}. \quad (4.10)$$

В присутствии постоянного магнитного поля на электроны действует Лоренцева сила $e/c [\vec{u} \times \vec{H}_0]$, которую следует учесть в уравнении (4.1). Эта сила действует, очевидно, на компоненты скорости, перпендикулярные полю, поэтому в присутствии магнитного поля плазма оказывается анизотропной и связь между напряженностью высокочастотного поля и плотностью тока определяется тензором проводимости.

Изложенное выше основано на предположении о линейной связи между высокочастотным током в плазме и высокочастотным полем. Это справедливо при слабом влиянии высокочастотного поля на исследуемую плазму. Малое влияние поля на характеристики плазмы является обычно необходимым условием применения высокочастотных методов диагностики плазмы. Возмущение плазмы связано с нагревом электронов высокочастотным полем. Мощность, вводимая в единицу объема плазмы, определяется активной составляющей высокочастотного тока и может быть записана в виде:

$$P = \frac{1}{2} \bar{j}_r \bar{E} = \frac{1}{2} \sigma_r E^2. \quad (4.11)$$

Эта мощность уходит на нагрев электронов плазмы. Увеличение средней энергии электронов Δw стационарной или квазистационарной плазмы можно оценить, зная характерное время передачи энергии от электронов к тяжелым частицам ($\tau_\varepsilon \approx (kv)^{-1}$, где k – коэффициент передачи энергии от электронов к тяжелым частицам):

$$\Delta w = \frac{P \tau_\varepsilon}{n}. \quad (4.12)$$

С помощью равенств (4.11) и (4.12) нетрудно получить критерий малого нагрева электронов в виде:

$$\Delta w \ll w, \quad \overline{j_r} \cdot \overline{E} \ll 2wkvn. \quad (4.13)$$

При отсутствии постоянного магнитного поля критерий (4.13) можно записать в простом виде, используя выражение для проводимости (4.4):

$$E^2 \ll E_c^2 = \frac{2kmw}{e^2} (\omega^2 + v^2). \quad (4.14)$$

Значения критического поля E_c , при котором начинают проявляться нелинейные эффекты, могут сильно различаться в зависимости от конкретных условий эксперимента. Так, например, при $\omega = 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ оценочные значения E_c составляют для плазмы положительного столба 400 В/см, а для распадающейся плазмы всего 4 В/см.

4.2. Реализация измерений в низкочастотном диапазоне

При низких частотах зондирования измерение проводимости плазмы производится путем помещения объема с плазмой в один из элементов резонансного LC контура. При этом будет изменяться как резонансная частота контура, так и его добротность. Основная задача метода состоит в установлении связи между характеристиками внесенной плазмы и возмущенными параметрами резонансного контура.

На рис. 4.2,а показан вариант реализации метода, при котором баллон с плазмой помещается внутрь катушки индуктивности. Будем считать, что частота зондирования низкая, т.е. выполняются условия $\omega \ll \omega_p$ и $\lambda \gg L_{пл}$. При этом поле катушки проникает в плазму, и отсутствуют волновые эффекты, связанные с распространением поля в плазме. Понятно, что вихревое поле катушки приведет к появлению вихревых токов в плазме, поэтому в эквивалентной схеме можно представить плазму в виде совокупности витков вторичной обмотки трансформатора, образованного катушкой и плазмой. Эквивалентный контур показан на рис. 4.2,б, где X и R – реактивная и активная составляющие сопротивления контура. $X_{пл}$ и $R_{пл}$ – реактивная и активная составляющие сопротивления

плазмы. $X_{\text{св}}$ – отражает коэффициент связи (взаимной индукции) между виткам первичной и вторичной обмоток. Этот контур можно преобразовать в последовательный (рис. 4.2,в) и ввести величину внесенного сопротивления как $R_{\text{вн}} = X_{\text{св}}^2 / R_{\text{пл}}$. Для расчета величины внесенного сопротивления можно ввести элементарные витки тока внутри плазмы рис. 4.3. Для одного элементарного витка внесенное сопротивление равно $R_{\text{вн}}^i = \left(\sum_n \omega M_{in} \right)^2 / R_i$. Коэффициенты взаимной индукции двух M_{in} кольцевых витков хорошо известны из электродинамики. Обозначив $H_i^2 = \left(\sum_n \omega M_{in} \right)^2$ и введя проводимость витка σ_i , получим:

$$R_{\text{вн}}^i = \frac{H_i^2 \sigma_i \Delta \rho_i \Delta z_i}{2\pi \rho_i} \quad (4.15)$$

Для вычисления полного внесенного сопротивления необходимо просуммировать выражения (4.15) для всех элементарных витков. Заменяя суммирование интегрированием по переменным z и ρ , окончательно

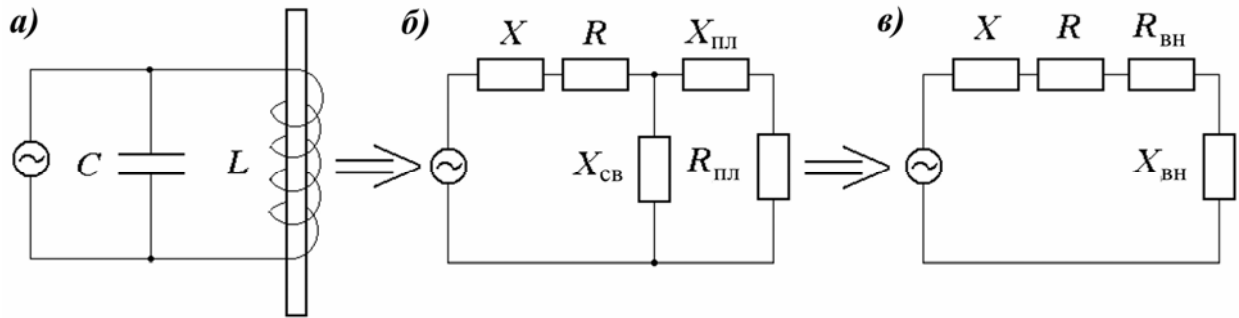


Рис. 4.2. Схемы замещения резонансного контура с плазмой, помещенной внутрь катушки индуктивности

получаем:

$$R_{\text{вн}} = \int \int_{z \rho} \frac{H^2(z, \rho) \sigma(z, \rho)}{2\pi \rho} d\rho dz. \quad (4.16)$$

Из полученного выражения видно, что величина проводимости плазмы усредняется по объему, занятому плазмой. Соответственно для

определения локальных характеристик плазмы необходимо вводить внешние предположения о пространственном распределении параметров плазмы.

При проведении эксперимента измеряется добротность контура без плазмы $Q = \omega L/R$. Это может проводиться путем варьирования частоты генератора и регистрации амплитуды напряжения на контуре. Такой же эксперимент проводится в присутствии плазмы. Добротность нагруженного контура

равна

$$Q_n = \omega L / (R + R_{\text{вн}}).$$

Отношение добротностей нагруженного и ненагруженного контура дает:

$$\frac{Q}{Q_n} = 1 + \frac{R_{\text{вн}}}{R}. \quad (4.17)$$

Понятно, что чувствительность метода ограничена собственной добротностью резонансного контура.

В низком диапазоне частот для контуров с сосредоточенными параметрами L и C собственная добротность лучше 100 труднодостижима.

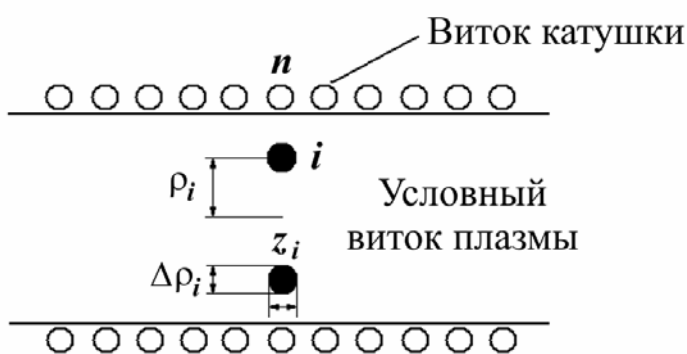


Рис. 4.3. К расчету сопротивления, внесенного плазмой в резонансный контур при индуктивной связи

4.3. Методы измерений при высоких частотах зондирования

4.3.1. Резонаторный метод

Резонаторные методы основаны на измерении характеристик резонатора, заполненного плазмой. Введение плазмы в резонатор, настроенный на одну из собственных частот, приводит к изменению резонансной частоты и добротности. Измеряя сдвиг резонансной частоты и изменение добротности, можно в принципе определить активную и реактивную составляющие проводимости плазмы (4.4) и связанные с этими составляющими концентрацию и частоту столкновений электронов.

Как известно, любой объемный резонатор обладает бесконечным спектром собственных колебаний. Каждый из типов колебаний характеризуется определенным распределением высокочастотных полей по объему резонатора. Эти распределения и значения собственных частот определяются в результате интегрирования уравнений поля для полости резонатора с соответствующими граничными условиями. Для определения параметров резонатора с плазмой необходимо в общем случае провести интегрирование уравнений поля с учетом активной и реактивной составляющей высокочастотного тока в плазме. В общем случае такое решение оказывается весьма сложной задачей, поэтому в практических приложениях стараются конструировать диагностику с условием малого возмущения поля резонатора плазмой. Тогда в первом приближении теории возмущений изменение резонансной частоты, вызванное введением плазмы в резонатор, можно представить простой формулой:

$$\frac{\Delta\omega_q}{\omega_q} = -\frac{2\pi}{\omega_q} \frac{\int \overline{E}^* \cdot \overline{j}(E_q) dV}{\int |E_q|^2 dV}, \quad (4.18)$$

где ω_q – резонансная частота; E_q – амплитуда напряженности электрического поля для колебаний типа q при отсутствии плазмы. Интегрирование в выражении (4.18) производится по всему объему резонатора. Поскольку в плазме присутствует как активная, так и реактивная составляющие тока, сдвиг резонансной частоты получается комплексным. Мнимая часть $\Delta\omega_q$ связана дополнительными потерями в плазме и представляет собой изменение обратной добротности резонатора при введении плазмы. Подставив в (4.18) выражения для проводимости (4.4) и разделив действительную и мнимую части, получим:

$$\frac{\Delta\omega_q}{\omega_q} = -\frac{2\pi}{\omega_q} \frac{\int \sigma_i |E_q|^2 dV}{\int |E_q|^2 dV}, \quad \Delta\left(\frac{1}{Q_q}\right) = -\frac{2\pi}{\omega_q} \frac{\int \sigma_r |E_q|^2 dV}{\int |E_q|^2 dV}. \quad (4.19)$$

Необходимым и очевидным условием справедливости полученных выражений теории возмущений является малость относительного сдвига частоты и изменения добротности:

$$\Delta\omega_q \ll \omega_q, \quad \Delta\left(\frac{1}{Q_q}\right) \ll 1. \quad (4.20)$$

Приведенные простые выражения теории возмущений могут оказаться неприменимыми для вырожденных типов колебаний в резонаторе, т.е. для случая, когда несколько типов колебаний имеют одинаковую резонансную частоту. При этом уже в нулевом приближении следует учитывать связь между вырожденными типами колебаний. Поля должны быть представлены в виде суперпозиции полей вырожденных типов колебаний $\overline{E}_q' = \sum_s a_{qs} \overline{E}_s$. Несвязанные решения для различных типов колебаний E_s получаются только в приближении малых активных потерь (при $j_r \ll |j_i|$).

Тогда каждый из вырожденных типов колебаний получает свой сдвиг частоты, определяемый формулой (4.19), и происходит расстройка резонансных частот вырожденных колебаний аналогично расщеплению энергетических уровней в квантовой механике.

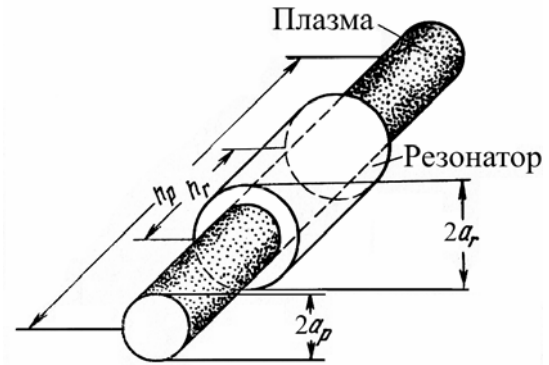


Рис. 4.4. Плазма в цилиндрическом баллоне, помещенная в резонатор

Аналогично связи между вырожденными колебаниями может возникать связь между близкими типами колебаний в резонаторе, если введение плазмы приводит к большой отстройке частоты, поэтому более жесткое условие применимости выражений (4.19) формулируется в виде:

$$|\Delta\omega_q| \ll |\omega_s - \omega_q|, \quad (4.21)$$

где ω_s – резонансные частоты тех типов колебаний, для которых оказываются отличными от нуля интегралы вида $\int \overline{E}_q^* \cdot \overline{j}(\overline{E}_s) dV$. Линейные соотношения теории возмущений могут также нарушаться при сильном перераспределении высокочастотного поля в резонаторе из-за скин-эффекта в плазме.

Перечисленные эффекты ограничивают область условий, при которых

связь между параметрами резонатора и характеристиками плазмы определяется простыми формулами (4.19). Вне этой области применение резонаторных методов в большинстве случаев затруднительно из-за сильных усложнений теории.

Для исследования плазмы можно использовать в принципе любые типы резонаторов; цилиндрические, прямоугольные, тороидальные и т.д. Наибольшее распространение получили цилиндрические резонаторы (рис. 4.4), поскольку в большинстве экспериментов плазма имеет цилиндрическую симметрию.

Как известно, собственные колебания цилиндрических резонаторов принято делить на колебания электрического (E) типа, у которых отлична от нуля продольная составляющая электрического поля, и магнитного (H) типа, у которых отлична от нуля продольная составляющая магнитного поля. Классификация обеих групп колебаний производится по числу вариаций поля в объеме резонатора; обычно используют обозначения $E_{m,n,l}$ и $H_{m,n,l}$, где m – число вариаций по азимуту, n – по радиусу, а l – по оси резонатора. На рис. 4.5 показано распределение электрического поля для низших типов колебаний, характеризующихся малым числом вариаций

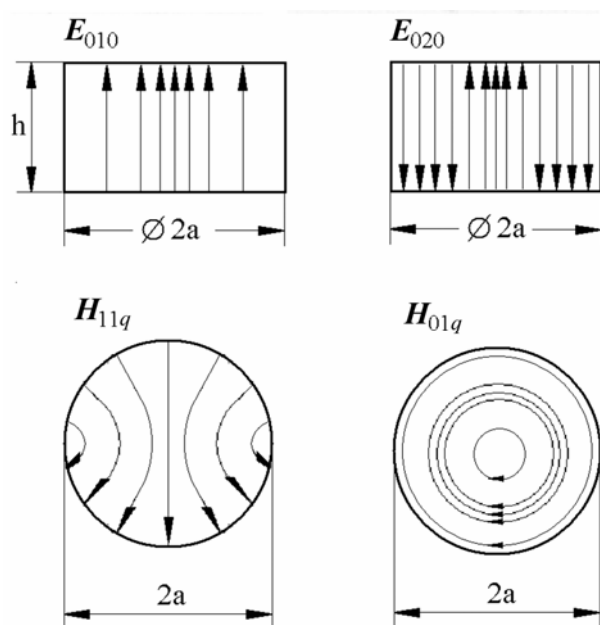


Рис. 4.5. Распределение электрического поля для различных типов собственных колебаний цилиндрического резонатора

поля.

Из структуры интеграла в выражении (4.18) ясно, что введение неоднородной плазмы в объем резонатора будет по-разному влиять на различные типы собственных колебаний. Кроме того, измерить значение концентрации электронов можно, только если заранее задаться определенным распределением концентрации электронов по объему плазмы. Подставив выражения для ВЧ проводимости

плазмы (4.4) в формулы (4.19) получим:

$$\frac{\Delta\omega_q}{\omega_q} = -\frac{1}{2n_c} \frac{\int n_e |E_q|^2 dV}{\int |E_q|^2 dV}, \quad \Delta\left(\frac{1}{Q_q}\right) = -\frac{1}{n_c} \frac{\nu}{\omega_q} \frac{\int n_e |E_q|^2 dV}{\int |E_q|^2 dV}, \quad (4.22)$$

где n_c – критическая концентрация электронов (4.9). Видно, что выражения для сдвига частоты и изменения добротности отличаются только множителем и содержат одинаковые интегралы типа свертки от распределения концентрации и квадрата электрического поля. Введем величины V_p – объем плазмы, V_r – объем резонатора и средняя концентрация электронов в объеме плазмы $\langle n_e \rangle = \int n_e dV / V_p$. Тогда выражение, например для сдвига частоты, можно преобразовать к виду:

$$\frac{\Delta\omega_q}{\omega_q} = -\frac{\langle n_e \rangle V_p}{2n_c V_r} \frac{V_r \int n_e |E_q|^2 dV}{\int n_e dV \int |E_q|^2 dV} = -\frac{\langle n_e \rangle V_p}{2n_c V_r} C_V. \quad (4.23)$$

Безразмерный множитель C_V называют коэффициентом формы. Его величина зависит от распределения концентрации электронов и выбранной

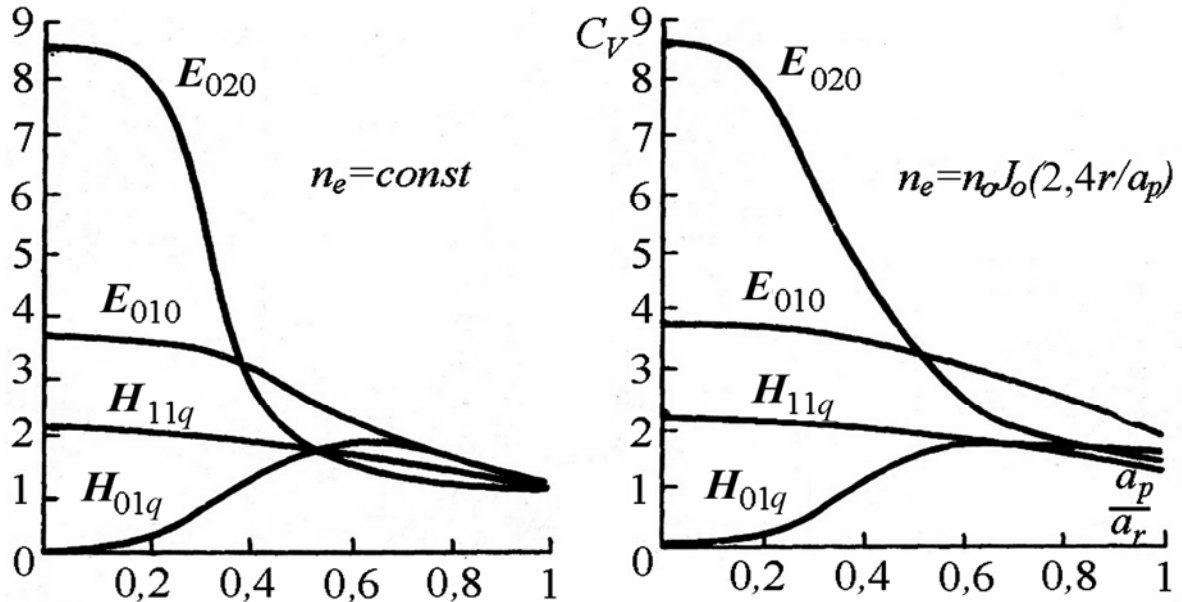


Рис. 4.6. Коэффициент формы для различных типов колебаний в цилиндрическом резонаторе в зависимости от отношения радиуса плазмы к радиусу резонатора [2]

моды колебаний. В простом случае, когда плазма однородно заполняет весь объем резонатора, $C_V = 1$. На рис. 4.6 показаны коэффициенты формы для цилиндрического резонатора, содержащего длинный цилиндрический баллон с плазмой (рис. 4.4), при характерном рекомбинационном ($n_e = \text{const}$) и диффузионном ($n_e = n_0 J_0(2,4r/a_p)$) профиле концентрации электронов. В случае, когда плазма оказывается неоднородна вдоль оси резонатора, коэффициент формы обычно разбивают на продольный и поперечный коэффициенты, учитывающие соответственно продольное и поперечное распределение концентрации электронов в объеме резонатора.

На рис. 4.7 показана зависимость сдвига резонансной частоты от величины концентрации электронов в цилиндрическом баллоне радиусом $a_p/a_r = 0,1$. Штриховые линии соответствуют расчету по формуле (4.23), сплошные линии – точный расчет. Видно, что при приближении концентрации электронов к критической теория возмущений перестает быть справедливой и линейная зависимость сдвига резонансной частоты от величины концентрации нарушается. Для колебаний типа E_{0s0} , электрическое поле имеет только осевую составляющую и локализовано вблизи оси резонатора. Электрическое поле колебаний H_{01q} типа – вихревое и обращается в ноль вблизи оси резонатора, поэтому диапазон измеряемых концентраций смещен в область больших значений, чем при использовании колебаний E_{0s0} типа. Различная пространственная локализация поля для различных типов собственных колебаний резонатора позволяет в принципе получить данные о пространственном распределении концентрации электронов. Так, сведения о радиальном распределении электронов можно получить, определяя сдвиг частоты, вызванный введением плазмы, для колебаний типа E_{010} (поле максимально на оси), H_{011} (поле максимально при радиусе равном половине радиуса резонатора) и H_{111} (распределение поля, близкое к однородному). Однако такие методики не получили широкого распространения из-за технических сложностей по одновременной реализации измерений для нескольких типов колебаний.

Из рис. 4.7 можно оценить также диапазон измеряемых концентраций электронов. Нижняя граница измеряемых концентраций определяется минимальным регистрируемым относительным сдвигом частоты, который по порядку величины равен обратной

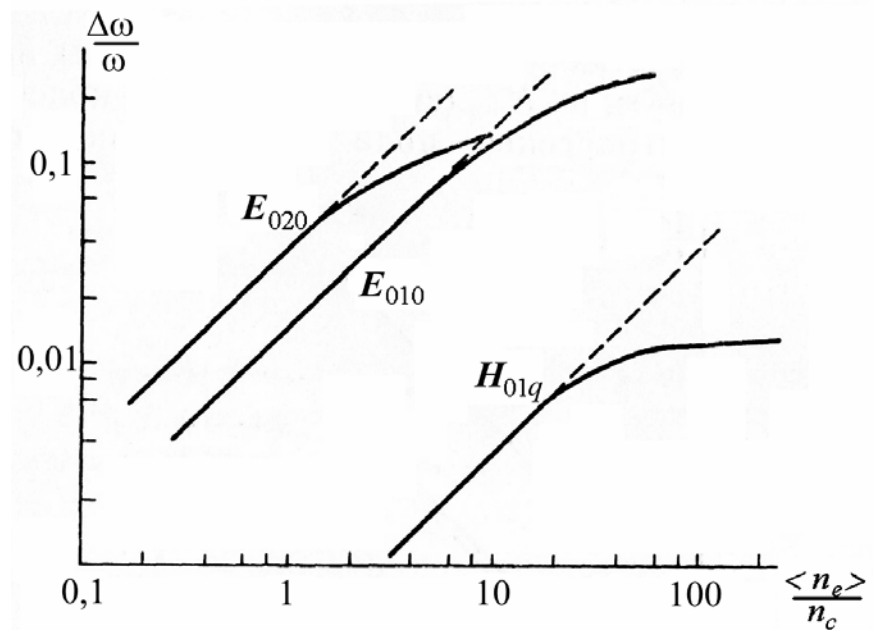


Рис. 4.7 Зависимость сдвига резонансной частоты цилиндрического резонатора от концентрации электронов для колебаний различных типов ($a_p/a_r=0,1$, $n_e=const$)

добротности резонатора без плазмы. На добротность резонатора могут влиять различные факторы, в том числе принципиально связанные с проведением эксперимента; излучение через отверстия для ввода баллона с плазмой, поглощение ВЧ мощности в стенках баллона и т.д. В реальных экспериментах удастся зафиксировать относительный сдвиг частоты порядка 10^{-3} . Верхняя граница измеряемых концентраций, как обсуждалось выше, определяется пределом применимости теории возмущений, поэтому динамический диапазон изменения концентрации электронов составляет обычно один порядок величины. Принципиально можно увеличить максимальную величину измеряемых концентрации путем перехода на высшие моды колебаний с более высокой резонансной частотой. Тогда ограничение, связанное с величиной критической концентрации согласно выражению (4.9), сдвигается в область более высоких концентраций. Однако расстояния между соседними резонансными частотами при использовании колебаний высоких типов уменьшаются и существенными становятся ограничения на раз-

реженность спектра собственных колебаний в соответствии с выражениями (4.20) и (4.21).

Ограничения, связанные с большой плотностью спектра собственных колебаний можно преодолеть путем использования открытых резонаторов. Простейшие типы открытых резонаторов показаны на рис. 4.8. Открытый цилиндрический резонатор представляет собой отрезок цилиндрического волновода без торцов. Коэффициент отражения открытого конца волновода существенно зависит от частоты поля. При приближении частоты поля к критической для данного типа колебаний, коэффициент отражения резко возрастает и излучение из открытого конца волновода становится слабым. Возрастание коэффициента отражения непосредственно связано с уменьшением групповой скорости волны при приближении частоты к критической. Соответственно, такая волна может быть представлена в виде совокупности плоских волн, распространяющихся под углом к оси волновода, близким к 90° . Естественным, что такие волны слабо излучаются – небольшая дифракция на открытом конце волновода достаточна для перехода падающей волны в отраженную. Таким образом, отрезок волновода с открытыми концами может служить резонатором высокой добротности, если его длина значительно больше длины волны в вакууме. Резонансные частоты открытого цилиндрического резонатора можно приближенно найти из условия:

$$L \approx \frac{1}{2} q \lambda_g = \frac{q}{2} \frac{2\pi c}{\sqrt{\omega^2 - \omega_{c(ps)}^2}}, \quad \omega_{q(ps)} = \omega_{c(ps)} \left(1 + q^2 \frac{\lambda^2}{8L^2} \right) \quad (4.24)$$

где L – длина резонатора; $\omega_{c(ps)}$ – критическая частота для выбранного типа колебаний с “поперечными” индексами p и s ; λ_g – соответствующая длина волны в волноводе; c – скорость света в вакууме, а величина q определяет целое число полуволн, укладываемых вдоль резонатора. Добротность открытого резонатора определяется потерями в стенках и потерями на излучение. Последняя составляющая добротности может быть выражена в виде:

$$\frac{1}{Q_g} \approx 0,2q^2 \sqrt{\frac{a}{\lambda}} \left(\frac{\lambda}{L} \right)^3 \quad (4.25)$$

Из формулы (4.25) следует, что потери на излучение в основном определяются длиной резонатора и в значительно меньшей степени зависят от радиуса, поэтому большая добротность может быть получена даже в резонаторах, длина которых меньше радиуса. Из формулы (4.25) также видно, что потери на излучение быстро растут при увеличении индекса q , определяющего продольное распределение поля в резонаторе. Это объясняется тем, что, как видно из формулы (4.24), с ростом q увеличивается разница между резонансной и критической частотой, поэтому легко создать такие условия, при которых резонансными будут являться только колебания с параметром $q=1$ или с несколькими малыми значениями q . Отсюда следует, что спектр колебаний в открытых цилиндрических резонаторах значительно более разрежен, чем в аналогичных закрытых резонаторах.

Открытый резонатор может быть образован и двумя круглыми параллельными дисками (рис. 4.8). Такую систему можно рассматривать как радиальный волновод, в котором распространяются радиальные волны от оси к периферии. Для каждого из типов волн в радиальном волноводе при приближении частоты к критической коэффициент отражения от внешнего края становится большим, а излучение слабым. Поэтому такая система из двух параллельных дисков обладает резонансными свойствами. Резонансные частоты определяются условием:

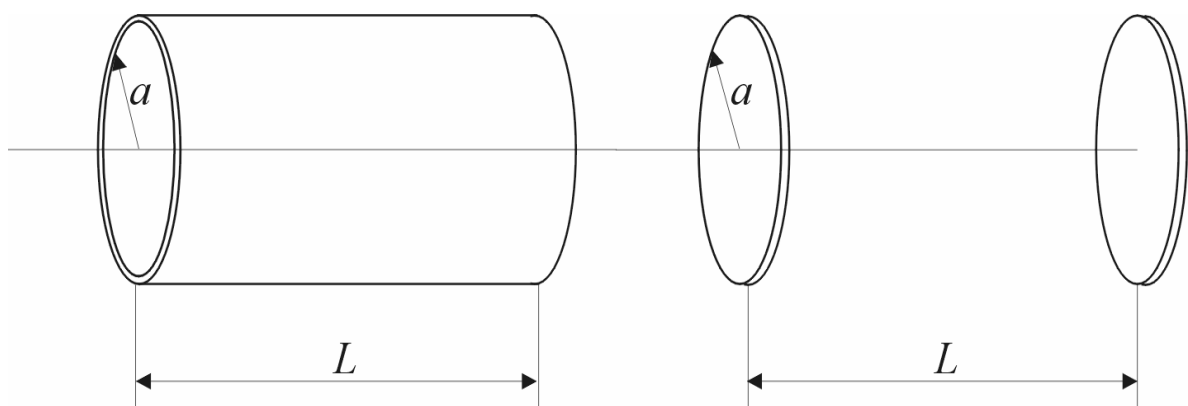


Рис. 4.8. Цилиндрический открытый резонатор и резонатор Фабри-Перо

$$L \sim \frac{1}{2} q \lambda, \quad \omega_{q(ps)} = \frac{1}{2} \frac{qc}{L} \left(1 + \frac{\mu_{ps}^2 \lambda^2}{8\pi^2 a^2} \right). \quad (4.26)$$

Добротность плоского резонатора определяется формулой аналогичной (4.25):

$$\frac{1}{Q_g} \approx 0,01 \mu_{ps}^2 \sqrt{\frac{L}{\lambda}} \left(\frac{\lambda}{a} \right)^3, \quad (4.27)$$

где величина μ_{ps} определяется поперечным распределением поля; для колебаний типа E_{rsq} величина μ_{ps} – это s -й корень Бесселевой функции $J_p(\mu) = 0$, для колебаний H_{rsq} μ_{ps} – s -й корень ее производной $J'_p(\mu) = 0$; индексы s и p обозначают число вариаций поля по радиусу и азимуту. Из (4.27) видно, что потери на излучение растут с увеличением числа поперечных вариаций поля, поэтому высокая добротность обычно может быть получена для низших типов колебаний, при которых число вариаций поля по радиусу не превышает двух.

Сравнивая различные типы резонаторов, можно получить простые оценки для разреженности спектра собственных колебаний. В “закрытых” резонаторах различные типы колебаний могут отличаться числом вариаций поля по всем трем координатным осям. В открытых резонаторах возможно двумерное многообразие различных типов колебаний, отличающихся числом вариаций поля в плоскости сечения резонатора. И, наконец, в резонаторах образованных двумя отражателями (резонатор Фабри–Перо), различные типы колебаний могут отличаться лишь числом вариации вдоль оси резонатора. Соответственно, число типов колебаний ΔN , приходящихся на интервал частот $\Delta \omega$ для различных типов резонаторов равно:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega \Delta N} = \frac{\lambda^3}{4\pi V_r}, \quad \frac{\Delta \omega}{\omega \Delta N} = \frac{\lambda^2}{4\pi F_r}, \quad \frac{\Delta \omega}{\omega \Delta N} = \frac{\lambda}{2L_r}, \quad (4.28)$$

где V_r – объем “закрытого” резонатора; F_r – площадь сечения открытого резонатора; L_r – расстояние между зеркалами в резонаторе Фабри–Перо.

Использование открытых типов резонаторов делает возможным существенное расширение области применения резонаторных методов для

исследования плазмы. Во-первых, облегчается введение плазмы в резонатор. Во-вторых, из-за разреженности спектра открытых резонаторов возможен переход к более высоким частотам зондирования без нарушения условия (4.20). Согласно формуле (4.9), переход к высоким частотам соответствует увеличению измеряемой максимальной величины концентрации электронов. Связь между сдвигом частоты и концентрации электронов для таких резонаторов определяется формулой (4.18). Коэффициент формы для открытых резонаторов вычисляется аналогично коэффициенту формы для закрытых резонаторов.

Резонаторы Фабри–Перо обладают еще более разреженным спектром колебаний. Кроме того, как видно из выражений (4.26) и (4.28) спектр собственных колебаний практически эквидистантен (расстояние между соседними резонансными частотами практически постоянно). Это существенно упрощает интерпретацию результатов измерений при использовании высоких типов колебаний, т.е. при длине резонатора намного большей длины волны. Связь между сдвигом частоты и концентрацией электронов для таких резонаторов также определяется формулой (4.18). В случае, когда границы плазмы перпендикулярны оси резонатора, а размеры плазмы значительно больше длины волны, формула (4.18) может быть приведена к простому виду:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} \frac{L_p}{L_r} \frac{\langle n_e \rangle}{n_c} \quad (4.29)$$

где L_p – длина пути волны в плазме; $\langle n_e \rangle$ – средняя по пути волны концентрация электронов. Как видно из выражения (4.29), переход от одного резонанса к другому соответствует одинаковому изменению концентрации электронов. Это особенно удобно при исследовании распадающейся плазмы. Для получения данных о временной эволюции концентрации достаточно регистрировать последовательное возбуждение резонансов во времени при постоянной частоте зондирующего сигнала.

На рис. 4.9 приведена типичная схема установки для исследования плазмы резонаторным методом. В качестве генератора зондирующего сигнала обычно используются лампы обратной волны (ЛОВ), которые отличаются большим диапазоном перестройки частоты (порядка одной

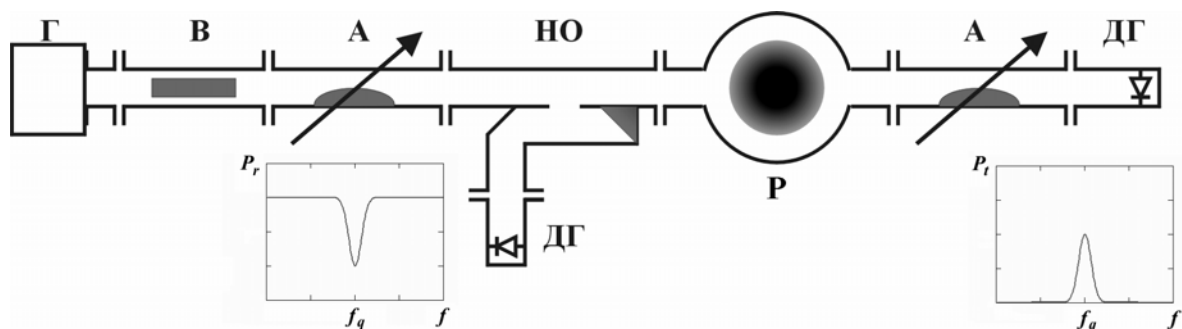


Рис. 4.9 Схема исследования плазмы с помощью резонатора. Γ – генератор, B – ферритовый вентиль; A – аттенюатор; HO – направленный ответвитель; P – резонатор; $ДГ$ – детекторная головка. На осциллограммах качественно представлены сигналы с детекторов при свипировании частоты генератора

октавы) и малой чувствительностью к согласованию с нагрузкой. Применяются также генераторы на диодах Ганна. В 1960-х годах активно применялись генераторы на отражательных клистронах. В передающем тракте, как правило, присутствует ферритовый вентиль для предотвращения прохождения отраженной волны в тракт генератора. Аттенюаторы используются для плавной подстройки амплитуды зондирующей волны. Простейшим вариантом приемника является кристаллический полупроводниковый детектор, вырабатывающий выходной сигнал, пропорциональный огибающей амплитуды высокочастотного сигнала на входе. Методы конструирования высокочастотного тракта и резонатора, подбора параметров связи резонатора с высокочастотным трактом практически не отличаются от обычно применяемых в технике сверхвысоких частот. Резонансная частота резонатора с плазмой может быть определена по максимуму проходящего через резонатор сигнала или по минимуму отраженного сигнала см. (рис. 4.9).

4.3.2. Методы свободного пространства

Методы свободного пространства основаны на измерении характеристик прошедшей через плазму или отраженной от плазмы волны. Коэффициент отражения волны от плазмы резко возрастает, когда максимальная концентрация электронов достигает критической (4.9), поэтому, измеряя частоту сигнала, при которой происходит резкое

увеличение амплитуды отраженной волны или уменьшение амплитуды прошедшей волны, можно определить максимальную концентрацию электронов на пути зондирования. Схема измерений максимальной концентрации электронов по отсечке волны весьма проста (рис. 4.10). Сигнал от генератора через развязку подводится к передающей антенне (излучателю), формирующей направленную зондирующую волну. Прошедший через плазму сигнал регистрируется приемной антенной и попадает на детектор. Можно также использовать схему с одной антенной. Тогда отраженный от плазмы сигнал выделяется направленным ответвителем и также регистрируется с помощью детекторной секции. При исследовании нестационарной плазмы часто используют схемы с несколькими генераторами, работающими на различных фиксированных частотах. Для каждого из генераторов может использоваться отдельный измерительный тракт и отдельные излучатели. Более компактной, но и

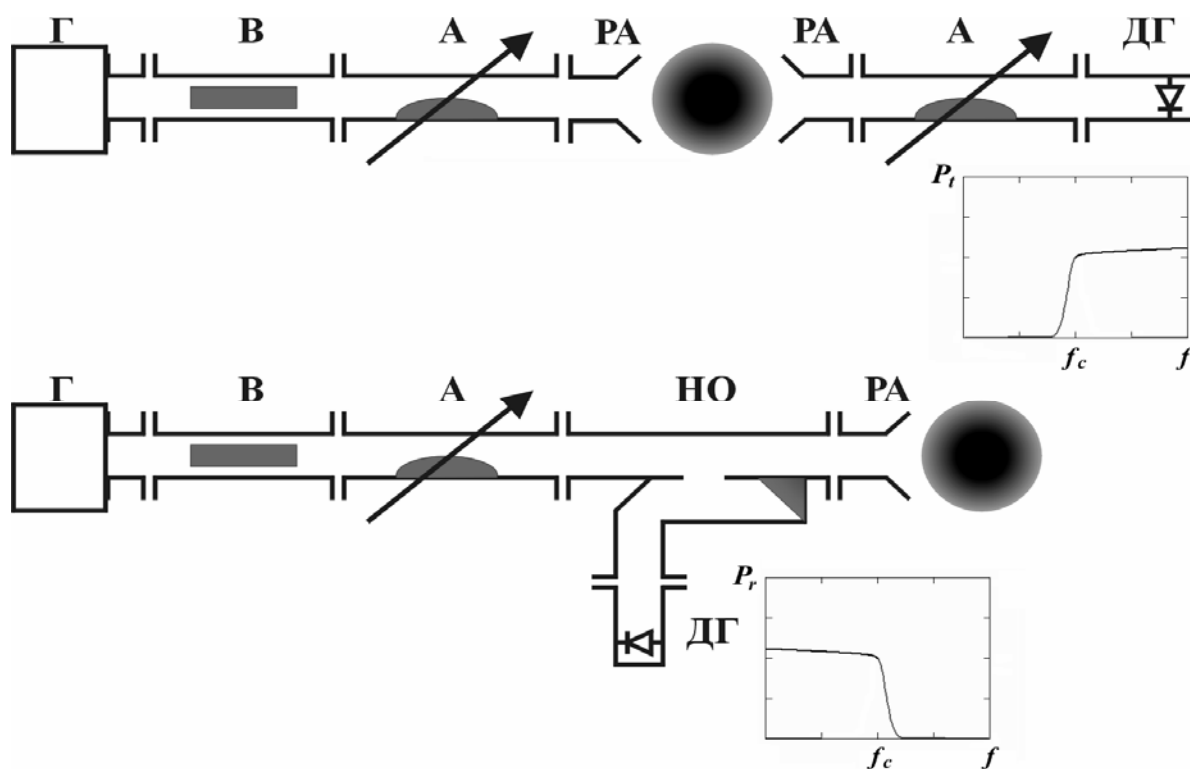


Рис. 4.10 Схема исследования плазмы с использованием отсечки волны. Г – генератор; В – ферритовый вентиль; А – аттенюатор; НО – направленный ответвитель; РА – рупорная антенна; ДГ – детекторная головка. На осциллограммах качественно представлены сигналы с детекторов при свипировании частоты генератора.

значительно более сложной для реализации на практике является схема с несколькими генераторами, работающими на общий волноводный тракт и излучатель. При использовании схем с несколькими генераторами, по серии сигналов отсечки на различных частотах легко могут быть построены кривые нарастания и спада концентрации электронов в нестационарном разряде.

Основные трудности при определении концентрации электронов по отсечке связаны с необходимостью осуществления такой фокусировки волны, при которой поперечные размеры области локализации волны значительно меньше размеров плазмы и волна распространяется в направлении градиента концентрации электронов. В противном случае волны, распространяющиеся под углом к градиенту концентрации, будут отражаться при меньших концентрациях ($n_e = n_c \cos^2 \theta$). При еще меньших концентрациях волны, распространяющиеся под углом, испытывают преломление и рассеиваются. На рис. 4.11 показана схема рефракции расходящейся волны, падающей на плоский слой плазмы. В отсутствие плазмы коэффициент передачи мощности между антеннами равен:

$|T|^2 = F / \pi (L_a \Theta_0)^2$, где F – эффективная площадь приемной антенны.

Рефракция волны в слое плазмы приводит к увеличению поперечных размеров области локализации поля. Это увеличение можно оценить по

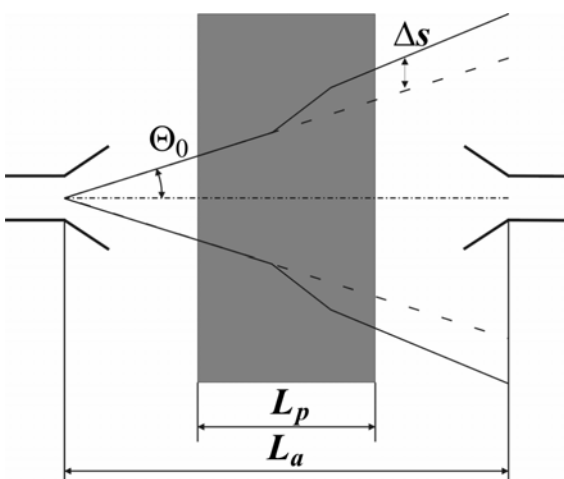


Рис. 4.11. Схема рефракции волны, падающей на плоский слой плазмы

формуле $\Delta s \approx 0,5 \Theta_0 L_p \langle n_e \rangle / n_c$.

Коэффициент передачи между антеннами при наличии плазмы можно записать в виде

$|T'|^2 = F / \pi (L_a \Theta_0 + \Delta s)^2$. Соответственно

будет наблюдаться постепенное ослабление сигнала, принимаемого антенной при приближении концентрации электронов к критической. Таким

образом, если фокусировка зондирующей волны недостаточно эффективна, то отсечка сигнала оказывается нерезкой и индикация критической концентрации неточной.

Чтобы облегчить индикацию отсечки, следует использовать для зондирования плазмы антенны, создающие волну, распространяющуюся в направлении градиента концентрации плазмы. На рис. 4.12 схематически изображены различные виды излучателей, использующихся при зондировании

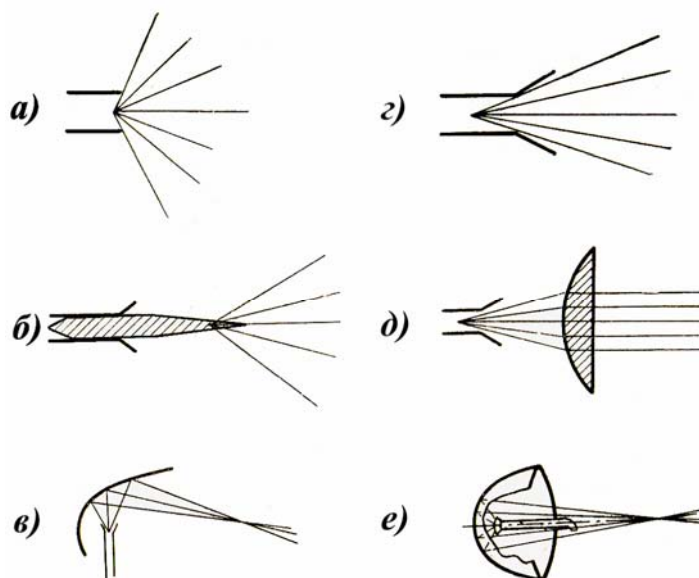


Рис. 4.12 Различные типы излучателей, используемых при зондировании плазмы. а – открытый конец волновода; б – рупорная антенна; в – диэлектрический излучатель; г – антенна с формирующей диэлектрической линзой; д и е – антенны с формирующими эллипсоидальными зеркалами

плазмы. Простейшим вариантом излучателя является открытый конец волновода. Такой излучатель обладает слабыми фокусирующими свойствами, и его имеет смысл применять только при малых расстояниях между передающей и приемной антеннами. Значительно лучшая фокусировка может быть достигнута с помощью пирамидальных рупоров. С увеличением площади раскрыва рупора возрастает направленность излучения; однако при этом увеличиваются поперечные размеры области локализации поля, поэтому оптимальные размеры рупора должны выбираться с учетом конкретных условий эксперимента и в любом случае выбираются значительно меньшими характерных размеров плазмы. В некоторых случаях используют диэлектрические излучатели. Их направленность возрастает с увеличением длины диэлектрического стержня. Для формирования плоско-го фронта зондирующей волны используются диэлектрические выпуклые линзы. Радиальную

фокусировку волны можно осуществлять с помощью эллиптических металлических зеркал. Для формирования сферической волны используют эллипсоидальные фокусирующие зеркала. Во всех случаях удовлетворительную фокусировку удастся получить лишь при размерах области локализации поля порядка одной-двух длин волн, поэтому надежные измерения концентрации электронов по отсечке волны возможны лишь при размерах плазмы, намного превышающих длину волны зондирующего излучения.

Более детальные сведения о концентрации и частоте столкновений электронов могут быть получены при измерениях характеристик прошедшей через плазму волны. Для этих целей используются измерения фазового сдвига и затухания. Связь между фазовым сдвигом и концентрацией может быть записана в виде:

$$\Delta\varphi = -\pi C_L \frac{L \langle n_e \rangle}{\lambda n_c}, \quad (4.30)$$

где $\langle n_e \rangle = \int_0^L n_e dx / L$ – усредненная по пути волны концентрация электронов, а коэффициент C_L определяется распределением концентрации $C_L = 2n_c / L \langle n_e \rangle \int_0^L (1 - \sqrt{1 - n_e/n_c}) dx$. Аналогично выражению (4.30) можно определить затухание прошедшей через плазму волны:

$$\Delta\eta = \pi B_L \frac{L \langle n_e \rangle \langle v \rangle}{\lambda n_c \omega}, \quad (4.31)$$

где $\langle v \rangle = \int_0^L v dx / L$ – усредненная частота столкновений электронов, а $B_L = \int_0^L n_e v / \sqrt{1 - n_e/n_c} dx / L \langle n_e \rangle \langle v \rangle$. Для не слишком больших концентраций электронов $\langle n_e \rangle < 0,2 n_c$ коэффициенты C_L и B_L почти не отличаются от единицы для всех физически разумных случаев распределения концентрации электронов, и выражения (4.30), (4.31) однозначно связывают набег фазы и затухание с величиной средней концентрации и

частоты столкновений электронов.

Простейшая схема измерения фазового сдвига и затухания показана на рис. 4.13. Сигнал от генератора разветвляется с помощью двойного тройника на два канала. В один из каналов включается исследуемая плазма. В смесительный двойной тройник поступают сигнал, прошедший через плазму и опорный сигнал. При квадратичном детектировании сигнал с детектора определяется соотношением

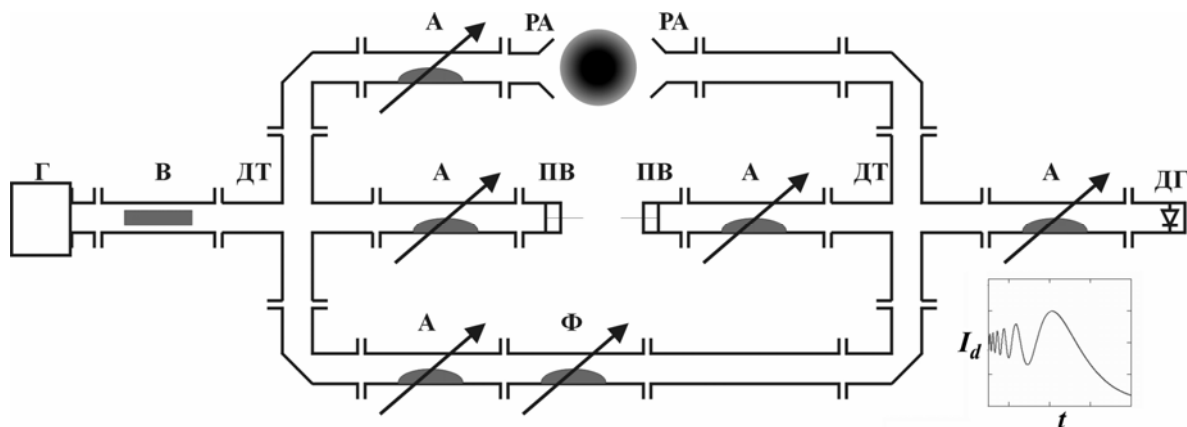


Рис. 4.13. Схема исследования плазмы с помощью проходящих волн. Г – генератор; В – ферритовый вентиль; А – аттенюатор; НО – направленный ответвитель; Р – резонатор; ДТ – двойной тройник; ДГ – детекторная головка; ПВ – волноводный поршень. На осциллограммах качественно представлен сигнал с детектора при изменении параметров исследуемой плазмы

$$I_d \sim 0,5(A_0^2 + A_1^2) + A_0 A_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_0),$$
 где A_0 , A_1 – амплитуды; φ_0 , φ_1 – фазы опорной волны и волны, прошедшей через плазму. Сдвиг фазы и амплитуду прошедшей через плазму волны можно определять по отношению к фазе и амплитуде сигнала прошедшего через измерительный тракт в отсутствие плазмы. Настройка начальных показаний детектора при отсутствии плазмы осуществляется аттенюаторами в измерительном и опорном каналах и фазовращателем в опорном канале. При исследовании стационарной плазмы фазовый сдвиг в измерительном канале можно определить лишь с точностью до числа, кратного 2π . При исследовании нестационарной (распадающейся) плазмы сигнал с детектора будет меняться со временем (рис. 4.13). Переход от максимума к минимуму соответствует изменению фазы на π .

Широкое распространение получила схема интерферометра,

позволяющая непосредственно регистрировать изменение фазы в широком диапазоне значений (схема Уортона). Основное отличие от рассмотренной выше схемы заключается в том, что фаза опорного сигнала периодически изменяется. С этой целью производится небольшая модуляция частоты генератора (например, для клистронного генератора небольшая перестройка частоты осуществляется путем подачи пилообразного напряжения к отражателю клистрона). Модуляция по частоте с помощью длинной линии, включенной в канал опорного сигнала (рис. 4.13), превращается в модуляцию по фазе. Длина линии выбирается такой, чтобы модуляция по фазе составляла 6π – 8π (рис. 4.14,б). В результате интерференции сигнала, прошедшего через плазму, и модулированного по фазе опорного сигнала на выходе детектора получается периодически изменяющийся по амплитуде сигнал (рис. 4.14,в) (даже при отсутствии плазмы в разрядной камере). Индикация фазы может производиться с помощью осциллографа. На вертикальные пластины электронно-лучевой трубки подается пилообразное напряжение, которое создает модуляцию частоты генератора и соответственно фазы опорного сигнала. Луч в трубке заперт и отпирается короткими импульсами, формируемыми в моменты минимумов продетектированного сигнала (рис. 4.14,г). Вертикальное положение луча в момент отпираания определяет фазу волны, прошедшей через плазму (рис. 4.14,д). Если период пилообразной модуляции много меньше горизонтальной развертки осциллографа, то точки подсветки сливаются в полосы. Расстояние между полосами соответствует изменению фазы на 2π . При отсутствии плазмы полосы оказываются параллельны. Если плотность плазмы меняется во времени, то изменяется и фаза сигнала в измерительном канале. Соответственно изменяется и интервал времени между минимумами сигнала с детектора. Полосы на экране осциллографа искривляются в вертикальном направлении. Величина средней концентрации электронов в момент времени t определяется по вертикальному смещению полосы на экране осциллографа. Так, на рис. 4.14 в момент времени $t=0$ смещение происходит приблизительно на две полосы (на 4π), а концентрация электронов может быть легко рассчитана по формуле (4.30).

Большим преимуществом описанной схемы является широкий

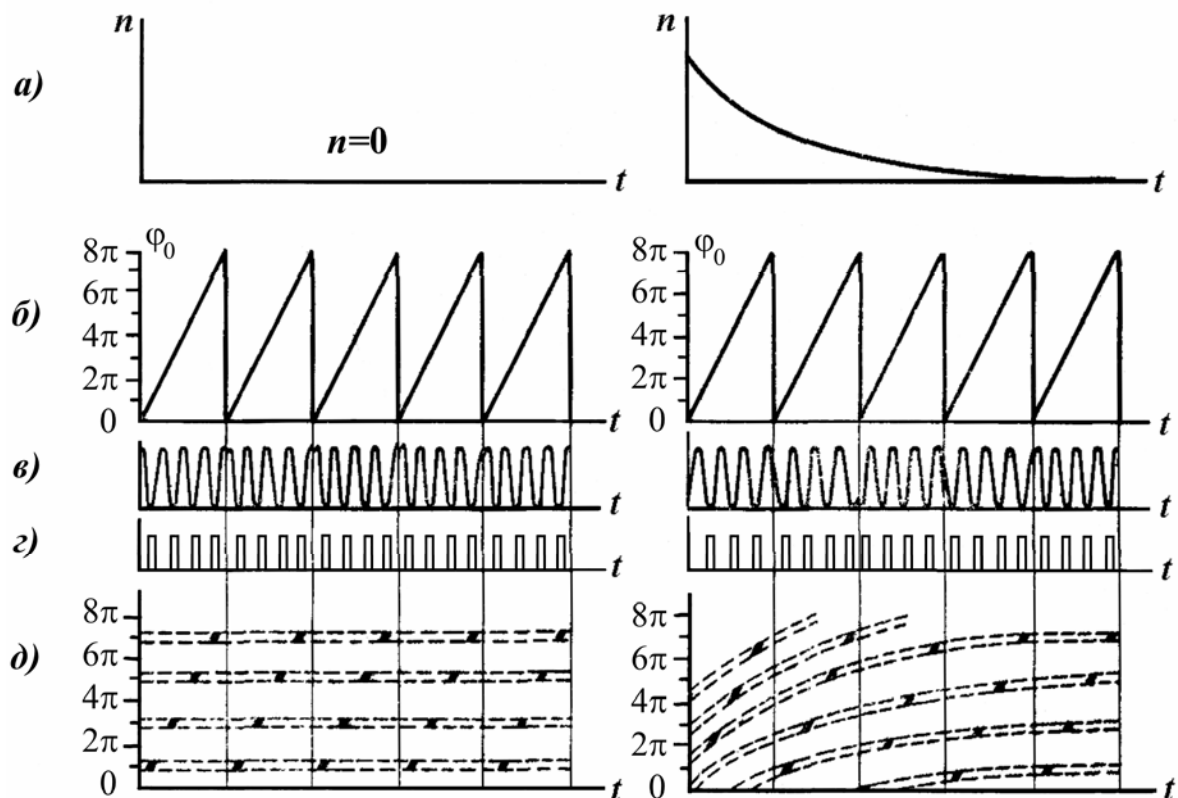


Рис. 4.14. Схема работы интерферометра с модуляцией фазы опорного сигнала

диапазон измерений и возможность однозначного определения знака изменения фазы при флуктуациях плотности электронов. Данная схема оказывается нечувствительной к изменению амплитуды прошедшего через плазму сигнала вследствие затухания волны в плазме. Эта информация практически полностью теряется на этапе формирования импульсов подсветки луча осциллографа (рис. 4.14,г). При необходимости одновременного измерения затухания волны в плазме схема должна быть дополнена двумя направленными ответвителями в измерительном плече для измерения амплитуды падающей и прошедшей через плазму волны.

В современных интерферометрах используется цифровая обработка сигналов с детекторов, поэтому из интерференционного сигнала (рис. 4.13) можно получить весьма точные данные о набеге фазы и амплитуде прошедшей через плазмы волны. Часто используются и схемы с вариацией частоты зондирования см. (рис. 4.14), однако обработка сигналов

производится также цифровым способом.

При использовании интерференционных методов минимальная концентрация электронов, которая может быть определена по фазовому сдвигу волны, определяется, очевидно, точностью измерения фазы $\Delta\varphi_{min}$:

$$\frac{\langle n_{min} \rangle}{n_c} \approx \frac{\lambda}{L} \frac{\Delta\varphi_{min}}{\pi}. \quad (4.32)$$

Для оценок обычно принимают $\Delta\varphi_{min} \sim 0,1$. Максимальная концентрация определяется условием применимости приближения геометрической оптики при получении выражения, связывающего набег фазы и концентрацию электронов (4.30):

$$\frac{\langle n_{max} \rangle}{n_c} \left(1 - \frac{\langle n_{max} \rangle}{n_c} \right)^{-1,5} \ll \frac{2\pi L}{\lambda}. \quad (4.33)$$

При выборе частоты зондирования, кроме условия (4.32), необходимо также учитывать возможное затухание волны, проходящей через плазму (4.31). Очевидно, что при слишком сильном затухании определение изменения фазы волны, прошедшей через плазму, становится затруднительным или просто невозможным. Условия (4.31) и (4.32) оказываются противоречивыми при необходимости регистрировать низкие концентрации электронов. Для повышения абсолютной чувствительности метода (4.32) необходимо уменьшать частоту зондирования. С другой стороны, необходимо чтобы частота зондирования оставалась, по крайней мере, больше частоты столкновений электронов. Также на выбор частоты зондирования плазмы влияет наличие отработанной и доступной конструкций СВЧ генератора, приемника и желательно стандартных элементов волноводного тракта. Исходя из перечисленных соображений, технически наиболее осуществимым является использование волн в диапазоне 3 см или 8 мм.

4.3.3. Лазерная интерферометрия

Интерферометрические методы определения диэлектрической проницаемости (4.7) или показателя преломления (4.10) могут быть реализованы и в оптическом диапазоне частот. В оптической

интерферометрии измеряется набег фазы волны, которая практически не меняет направления распространения. Принципиальная схема интерферометрии представлена на рис. 4.15. Плоская монохроматическая волна делится полупрозрачной пластиной T ; после отражения от зеркал M и прохождения второй полупрозрачной пластины T волны, прошедшие пути 1 и 2, интерферируют. В простейшем варианте зеркала и пластины строго параллельны и волны распространяются строго вдоль оси z (сплошные линии). Результат интерференции этих волн:

$$I(x, y) \sim (1 + \cos \theta) \text{ где, } \theta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L (N(x, y, z) - 1) dz. \quad (4.34)$$

Здесь L – длина пути луча в объекте, где показатель преломления N отличается от 1; θ – набег фазы на пути в объекте; λ – длина волны излучения. В плоскости P , где строится изображение объекта, наблюдаются максимумы яркости там, где θ составляет целое число 2π . Такая картина называется картиной в полосах бесконечной ширины. Если наблюдается небольшое число полос (особенно, если меньше одной), то определение θ в разных точках плоскости x, y затруднено. В этом случае

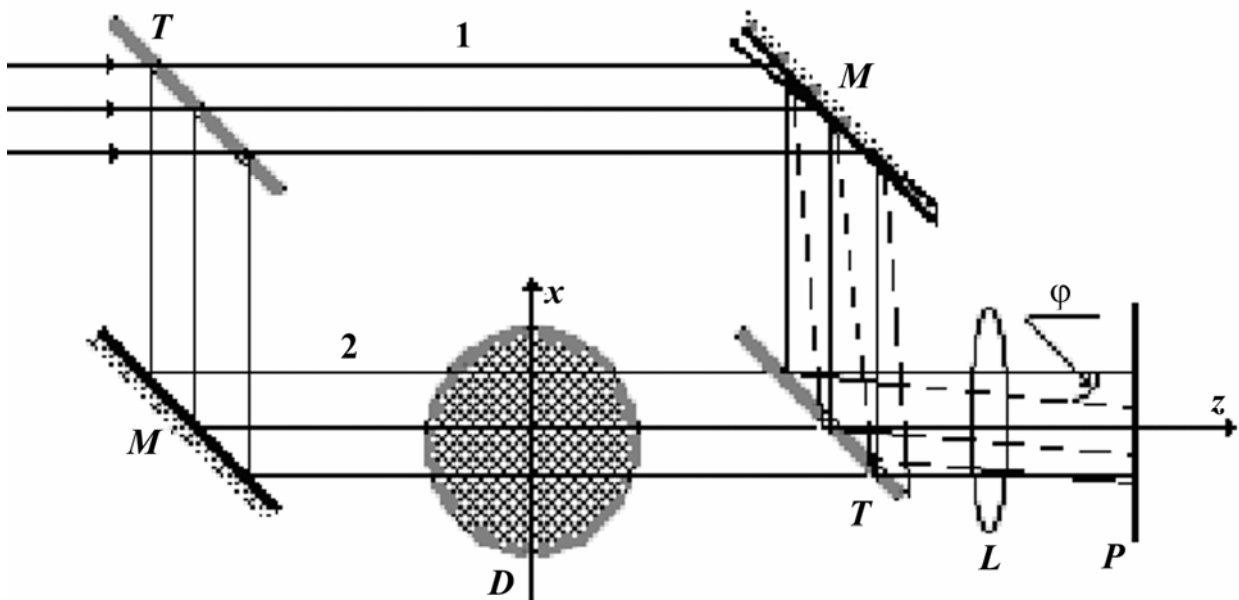


Рис. 4.15. Принципиальная схема оптической интерферометрии. T – полупрозрачные пластины; M – зеркала; L – линза; P – экран

используют полосы конечной ширины. Для этого одно из зеркал слегка наклоняют по отношению к остальным. В результате интерференционная картина получается в виде: $I(x, y) \sim (1 + \cos(\theta - 2\pi\varphi \cdot x/\lambda))$. Здесь φ – угол между направлениями интерферирующих волн (рис. 4.15), а θ – набег фазы на пути в объекте (4.34). Там, где $\theta=0$ (вне объекта), интерференционные полосы перпендикулярны оси x и отстоят на расстоянии $\Delta x = \lambda/\varphi$. Очевидно, разность оптических путей между соседними полосами - длина волны. Отличие $\theta(x, y)$ от 0 вызовет смещение полосы от ее положения при отсутствии объекта на величину δx , причем очевидно, что это смещение так относится к Δx , как внесенная объектом дополнительная разность хода относится к длине волны, т.е.

$$\int_0^L (N(x, y, z) - 1) dz = \frac{\delta x}{\Delta x} \lambda \quad (4.35)$$

(см. рис. 4.16). В этом случае легко измеряется смещение в 0,1 полосы, что соответствует оценке $(N - 1)L \approx 5 \cdot 10^{-6}$ см. Такой метод получения и обработки интерференционной картины является аналогом схемы Уортон в СВЧ интерферометрии. Отличие заключается в том, что модуляция фазы

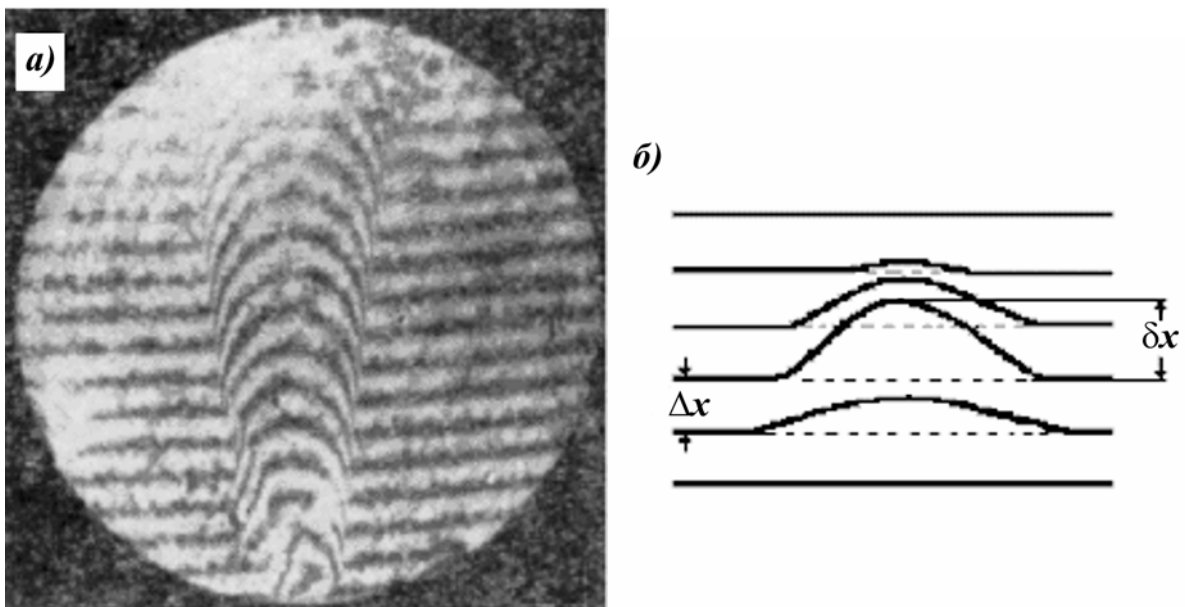


Рис. 4.16. Пример (а) и схематическое пояснение (б) интерферограммы в полосах конечной ширины [3]

опорного сигнала осуществляется не во времени, а в пространстве. Вместо наклона одного из зеркал, можно ввести оптический клин в опорное плечо интерферометра.

Если объект можно считать однородным вдоль z , то интеграл (4.35) превращается в произведение и распределение $N(x,y)$ измеряется непосредственно. В остальных случаях требуется просвечивание объекта в разных направлениях и извлечение информации о пространственном распределении коэффициента преломления томографическими методами.

Чувствительность метода может быть существенно повышена помещением объекта в интерферометр типа Фабри–Перо, где интерференционные полосы “острее” и точность измерения смещения легко достигает 0,05 полосы, но приложение этого метода к реальным плазменным объектам технически сложно, а иногда и невозможно. На практике сложным оказывается и применение схемы, представленной на рис. 4.15. Во-первых, многие плазменные объекты окружены стенками; конечно, они должны быть прозрачны, но вносимая ими разность хода во много раз превосходит влияние плазмы, поэтому в путь l должен быть вставлен совершенно идентичный сосуд для компенсации этой разности хода. Но даже и для горящих свободно разрядов требуется подбор и тщательная юстировка зеркал и полупрозрачных пластин.

Для интерференционных исследований может в принципе использоваться любой источник света. Однако с появлением лазеров они стали практически безальтернативными источниками излучения для интерферометрии. Прежде всего, это связано с высокой когерентностью лазерного излучения. При использовании отдельной спектральной линии разность оптических путей не должна превышать длины когерентности l_k , связанной с шириной линии $\Delta\lambda$ соотношением $l_k = \lambda^2 / \Delta\lambda$. Для импульсного рубинового лазера $l_k \approx 1$ см, а при соответствующей селекции мод может достигать до нескольких метров. Высокая монохроматичность излучения не только облегчает настройку, но и позволяет наблюдать в поле зрения интерферометра одновременно большое число полос, что необходимо при исследовании плотной и протяженной плазмы.

Несмотря на то что классические интерферометры с лазером в качестве источника излучения иногда называют лазерными интерферометрами, говоря о лазерной интерферометрии, прежде всего, имеют в виду схему, впервые реализованную Эшби и Джефкоттом (рис. 4.17). В такой схеме газовый лазер играет одновременно роль источника света, интерферометра и детектора. Схема простейшего лазерного интерферометра показана на рис. 4.17, а). К лазерному резонатору, состоящему из сферического M_1 и плоского M_2 зеркал добавляется еще одно плоское зеркало M_3 . Зеркала M_2 и M_3 образуют добавочный резонатор типа Фабри–Перо, связанный с основным лазерным резонатором. При этом интенсивность лазерного излучения существенным образом зависит от фазы сигнала, отраженного от зеркала M_3 . С изменением оптической длины резонатора M_2 – M_3 происходит изменение фазы отраженного сигнала и модуляция лазерного излучения, выходящего через зеркало M_1 . Модулированный по амплитуде сигнал регистрируется

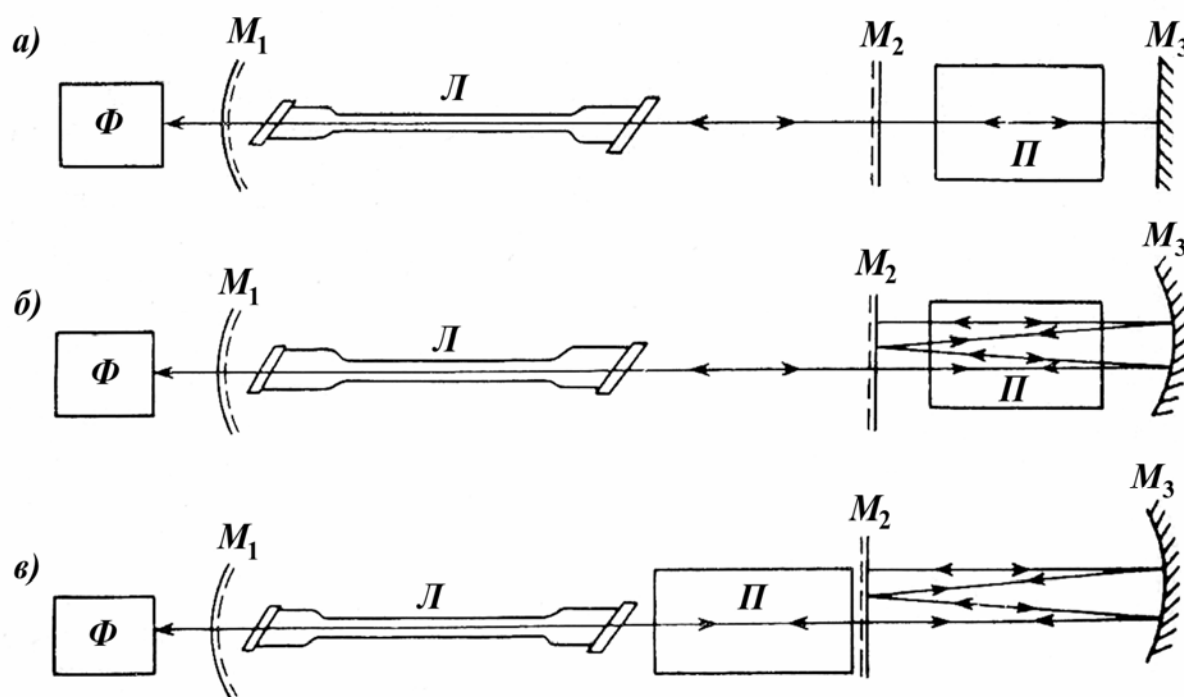


Рис. 4.17. Схемы трехзеркальных лазерных интерферометров. M_{1-3} – зеркала, L – лазер, P – плазма, Φ – фотоприемник

фотоумножителем и осциллографируется. Одному периоду модуляции, или одной “полосе”, будет, очевидно, соответствовать изменение оптической длины резонатора на $\lambda/2$. Действие лазерного интерферометра можно объяснить следующим образом: коэффициент отражения системы зеркал M_2-M_3 минимален, если резонансная частота добавочного резонатора совпадает с частотой лазерного излучения. В этом случае интенсивность лазерного излучения, выходящего через зеркало M_1 , минимальна. При расстройке резонатора M_2-M_3 относительно частоты генерации лазера коэффициент отражения возрастает и интенсивность лазерного излучения увеличивается.

Если в промежуток M_2-M_3 помещена нестационарная плазма, то оптическая длина резонатора будет меняться со временем за счет изменения показателя преломления плазмы. По числу периодов модуляции лазерного излучения можно судить об изменении показателя преломления плазмы. Для определения параметров стационарной плазмы необходимо выключить источник и отсчитывать модуляционные максимумы (“полосы”) вплоть до полного распада плазмы.

Интересной особенностью схемы лазерной интерферометрии является возможность проводить зондирование плазмы и наблюдение модуляции лазерного излучения на различных частотах. Так, например, гелий-неоновый лазер может одновременно излучать ряд линий в видимой и инфракрасной областях, в том числе линии $\lambda = 0,63$ и $3,39$ мкм. Обе эти линии имеют общий верхний уровень, и поэтому модуляция интенсивности инфракрасного излучения на длине волны $\lambda = 3,39$ мкм сопровождается также модуляцией видимого излучения $\lambda = 0,63$ мкм, которая может быть легко зарегистрирована с помощью обычного фотоумножителя.

Принципиально, лазерная интерферометрия аналогична интерферометрии плазмы в СВЧ диапазоне. Точно также при немонотонном изменении параметров плазмы возможны ошибки на целое число полос, поскольку по виду модуляционных максимумов не всегда удастся определить, уменьшается или увеличивается концентрация, например, электронов в плазме. Для устранения неоднозначности в

интерпретации полос можно использовать, аналогично СВЧ интерферометрии, дополнительную фазовую модуляцию. При этом в отсутствие плазмы лазерное излучение оказывается промодулированным во времени. Введение плазмы в резонатор приводит к нарушению периодичности модуляции, и по тому, наблюдается ли сгущение или разрежение максимумов, можно судить о направлении изменения показателя преломления плазмы. Фазовая модуляция может осуществляться путем введения в резонатор M_2-M_3 акустооптической ячейки. Также известны схемы модуляции, использующие перемещение зеркала M_3 при помощи пьезоэлемента.

Измеряемое изменение показателя преломления (4.10) может быть обусловлено как электронной компонентой плазмы согласно формуле (4.7), так и нейтральными атомами. В случае, когда изменение рефракции обусловлено изменением электронной концентрации, одному периоду модуляции лазерного излучения соответствует $\Delta n_e L \approx 10^{16} \text{ см}^2$ (при зондировании излучением $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$).

Вдали от линий поглощения показатель преломления нейтрального газа может быть приближенно представлен формулой Коши:

$$N = 1 + A + \frac{B}{\lambda^2}, \quad (4.36)$$

где A и B – постоянные, зависящие от сорта газа. В случае многокомпонентной смеси разделить вклад атомов различного сорта в показатель преломления практически невозможно, поэтому измерение N можно использовать для определения концентрации атомов определенного сорта, только если известно, что эта концентрация намного превосходит концентрацию всех других компонент плазмы. Относительные вклады атомов и свободных электронов в измеряемый показатель преломления зависят от степени ионизации и частоты зондирующего излучения. Соотношение вкладов электронов и атомов аргона в показатель преломления показано на рис. 4.18. Средняя линия соответствует равенству этих вкладов, т.е. $\Delta N_e / \Delta N_{\text{Ar}} = 1$. Выше линии $\Delta N_e / \Delta N_{\text{Ar}} = 10$ вклад свободных электронов становится подавляющим. Ниже линии $\Delta N_e / \Delta N_{\text{Ar}} = 0,1$ определяющую роль играют атомы аргона. Как видно из

выражений (4.7) и (4.36), вклады электронов и атомов в коэффициент преломления имеют разные знаки. Если предварительные оценки показывают, что ожидаемые вклады электронов и атомов в N сравнимы, то их можно разделить, выполнив измерение показателя преломления на разных длинах волн. Для получения селективной чувствительности к атомам газа определенного сорта, используют резонансную интерферометрию и выбирают частоты

зондирующего излучения, близкую к линии поглощения атомов интересующего сорта. При этом чаще всего приходится использовать так называемые лазеры на красителях, допускающие непрерывную перестройку частоты излучения.

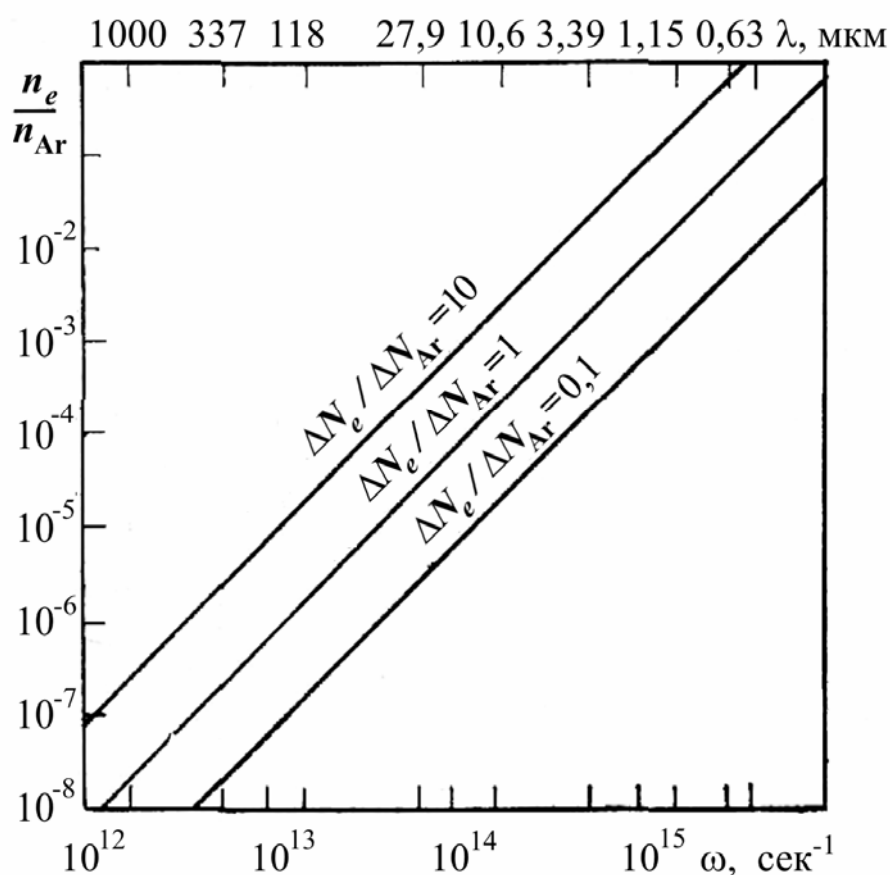


Рис. 4.18 Относительный вклад атомов и электронов в показатель преломления в зависимости от степени ионизации и частоты зондирующего излучения [2]

5. Диагностика плазмы по собственному излучению

5.1. Собственное излучение плазмы.

Собственное излучение разрядной плазмы определяется совокупностью различных радиационных переходов электронов. Возможные типы переходов электрона между различными уровнями иллюстрирует рис. 5.1. Энергия отсчитывается от границы непрерывного спектра, разделяющей свободные и связанные состояния. Уровни связанных состояний к границе сгущаются. Нижний уровень соответствует основному состоянию атома. Стрелками показаны возможные типы переходов: свободно-свободные, связанно-свободные и связанно-связанные. Свободно-свободные переходы представляют собой тормозное излучение при столкновениях электрона с ионами или атомами и обратные

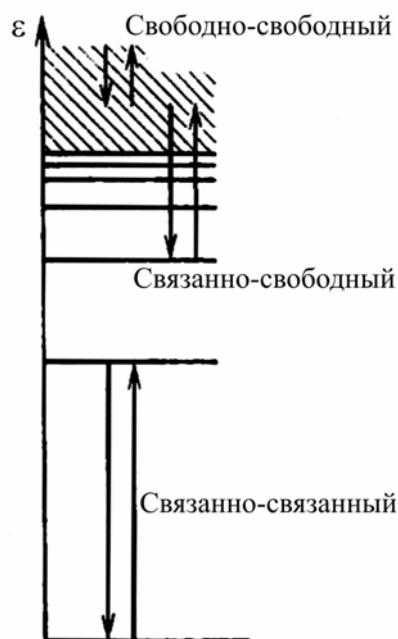


Рис. 5.1. Схема энергетических уровней и переходов электрона в поле положительного иона

процессы тормозного поглощения. Связанно-свободные переходы – это процессы фотоионизации и фотозахвата. Перечисленные типы переходов дают непрерывный спектр излучения. Связанно-связанные переходы электрона между дискретными уровнями энергии в атоме или ионе приводят к излучению и поглощению отдельных спектральных линий. Разновидностью линейчатых спектров являются полосатые спектры молекул, которые также обязаны своим происхождением связанно-связанным переходам с учетом вращательных и колебательных уровней. Насыщенность молекулярных спектров линиями, которые внутри полосы располагаются очень тесно,

обусловлена сложностью системы энергетических уровней молекулы.

Непосредственно наблюдаемое за границей плазмы излучение является интегральной величиной и определяется балансом процессов излучения и поглощения во всем объеме плазмы. Уравнение переноса излучения в общем случае можно записать в виде:

$$N^2 \frac{d}{dS} \left(\frac{I_\omega}{N^2} \right) = j_\omega - \alpha_\omega I_\omega, \quad (5.1)$$

где I_ω – интенсивность излучения с частотой ω ; α_ω – коэффициент поглощения; j_ω – коэффициент испускания; N – коэффициент преломления; dS – элемент дуги вдоль направления распространения луча, которое может отличаться от прямолинейного из-за дифракции в среде. Уравнение (5.1) выражает тот факт, что изменение интенсивности излучения на длине dS обусловлено испусканием за вычетом поглощения, пропорционального интенсивности излучения. В общем случае все коэффициенты уравнения переноса могут зависеть от координат. Для анализа уравнения (5.1) вводят безразмерные величины: $\tau = -\alpha_\omega dS$, называемую оптической толщиной, и $j_\omega / N^2 \alpha_\omega = S_\omega$, называемую функцией источника. Тогда уравнение (5.1) записывается в виде:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{I_\omega}{N^2} \right) = \frac{I_\omega}{N^2} - S_\omega \quad (5.2)$$

В простейшем одномерном случае (рис. 5.2), решение можно записать в виде (коэффициент преломления положим равным единице):

$$I_\omega = I_\omega^i \exp(-\Lambda_0) + S_\omega (1 - \exp(-\Lambda_0)), \quad (5.3)$$

где $\Lambda_0 = -\int_0^L \alpha_\omega dS$.

В случае оптически тонкой плазмы ($\Lambda_0 \ll 1$) выходящее из слоя излучение складывается из прошедшего без поглощения входящего I_ω^i и суммарного излучения слоя $I_\omega = I_\omega^i + \int_0^L j_\omega dS$. В обратном случае оптически толстой плазмы ($\Lambda_0 \gg 1$) $I_\omega = S_\omega$, что соответствует излучению абсолютно черного тела. S_ω дается формулой Планка:

$$S_{\omega} \equiv B(\omega, T) = \frac{h\omega^3}{8\pi^3 c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\omega}{T}\right) - 1}, \quad (5.4)$$

где T – температура абсолютно поглощающей среды. Состояние полного термодинамического равновесия редко достигается в плазме – как лабораторной, так и в плазме космического пространства. Кроме того, такая среда не представляет особого интереса со спектроскопической точки зрения, поскольку излучение из внутренних частей плазмы нельзя измерить. Если среда равновесная, но не абсолютно поглощающая, то интенсивность излучения можно представить в виде:

$$I_{\omega} = (1 - \exp(-\Lambda_0)) \cdot B(\omega, T) \equiv A_{\omega} \cdot B(\omega, T). \quad (5.5)$$

Следует отметить, что оптическая толщина плазмы существенно зависит от частоты излучения, поэтому в условиях, когда перераспределение энергии между излучением на различных частотах затруднено, плазма может достигать состояния, близкого к равновесному в одном диапазоне частот, будучи оптически тонкой и абсолютно неравновесной в другом диапазоне. Например, излучение в СВЧ диапазоне определяется в основном свободно-свободными переходами, в большинстве случаев газоразрядная плазма оказывается оптически толстой ($\Lambda_0 > 1$), особенно сильное поглощение наблюдается вблизи плазменной частоты электронов ω_p (4.8). Для реализации состояния, близкого к

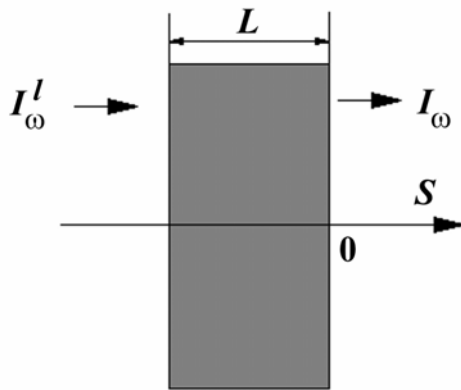


Рис. 5.2. Пояснение к получению выражения для оптической толщины

равновесному в СВЧ диапазоне, как правило, необходимо лишь наличие Максвелловского распределения электронов по скоростям. В оптическом же диапазоне частот большинство газоразрядных плазм оказываются оптически тонкими ($\Lambda_0 \ll 1$), т.е. излучение свободно покидает объем плазмы. Области сильного поглощения могут наблюдаться вблизи линий излучения атомов или ионов (связанно-связанные

переходы). Состояния, близкие к термодинамическому равновесию, могут быть реализованы только при выполнении специальных условий, которые будут обсуждаться в п. 5.3. Следует также заметить, что в самом общем понимании наличие излучения неизбежно означает существование радиационных потерь из плазмы. Следовательно, состояние истинного термодинамического равновесия плазмы, включающего излучение, практически нереализуемо. Используемые модели равновесия всегда являются лишь некоторым приближением.

5.2. Измерение теплового излучения плазмы в СВЧ диапазоне

В СВЧ диапазоне частот главным источником излучения плазмы является тормозное излучение электронов при столкновениях с атомами или ионами. Усредненное по столкновениям тормозное излучение оказывается изотропным и неполяризованным. Выражение для усредненной мощности тормозного излучения можно представить в виде:

$$dP = \frac{1}{6} \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\omega^2 v^*}{\omega^2 + v^{*2}} d\omega d\Omega, \quad (5.6)$$

где dP – мощность, излучаемая в телесный угол $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$; v – скорость излучающего электрона; $v^* = v_{ea} + v_{ei}$ – частота столкновений электронов с атомами и ионами. Основываясь на выражении для излучения отдельного электрона (5.6), можно, очевидно, получить выражения для излучения всей плазмы в целом. Однако решение этой задачи для каждого конкретного случая требует специальных вычислений, иногда довольно громоздких.

Во многих случаях излучение плазмы в СВЧ диапазоне можно считать близким к равновесному. В этих случаях пользуются выражениями (5.4, 5.5). При условии $\hbar\omega \ll T$, которое всегда выполняется для СВЧ диапазона, формула Планка переходит в формулу Релея–Джинса и вместо 5.5 можно записать мощность излучения с поверхности тела dF в телесный угол $d\Omega$ в виде:

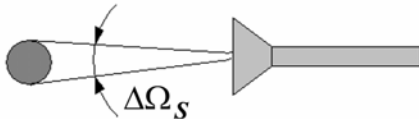
$$dP = A_{\omega} \frac{\omega^2 T}{8\pi^3 c^2} d\omega d\Omega dF. \quad (5.7)$$

Формула (5.7) позволяет, в принципе, определить мощность теплового излучения, регистрируемого при различных условиях приема. Поскольку излучение в СВЧ диапазоне определяется движением электронов, достаточным условием применимости формулы (5.7) для излучения плазмы в СВЧ диапазоне является Максвелловское распределение электронов по скоростям. При этом температура, входящая в выражение для мощности излучения, разумеется, должна быть принятой равной электронной температуре. Соотношение (5.7) можно формально использовать и при немаксвелловском распределении электронов. При этом можно ввести понятие радиационной температуры, которая в большинстве практически важных случаев оказывается порядка средней энергии электронов.

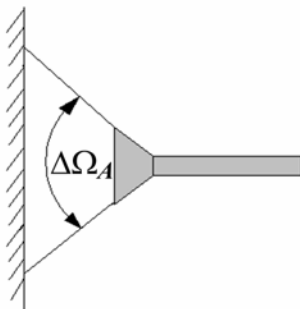
Тепловое излучение плазмы может приниматься рупорными антеннами, так же как и при исследовании плазмы методами свободного пространства (п. 4.3.2). Мощность, принимаемая антенной в интервале частот $d\omega$, выражается формулой:

$$P_{\omega} = \int_{\Omega} I_{\omega}(\vartheta, \varphi) \cdot F(\vartheta, \varphi) d\Omega d\omega, \quad (5.8)$$

а)



б)



где $F(\vartheta, \varphi)$ – эффективная площадь приемной антенны для излучения, приходящего из единичного угла $d\vartheta d\varphi$, которая определяется диаграммой направленности. Простые выражения получаются в предельных случаях, когда угловые размеры плазмы много меньше или много больше раскрыва диаграммы направленности антенны (рис. 5.3). При малых угловых размерах объекта, формула (5.8) переходит в $P_{\omega} \approx F(0,0) I_{\omega} \Delta\Omega_s d\omega$. В обратном случае получаем:

Рис. 5.3. Пояснение к вычислению мощности, принимаемой рупорной антенной

$$P_{\omega} \approx I_{\omega} F \Delta \Omega_A d\omega, \quad (5.9)$$

где $\Delta \Omega_A$ – раскрыв диаграммы направленности антенны. Согласно теореме взаимности, диаграмма направленности при приеме и излучении одинакова. Раскрыв диаграммы при излучении – порядка дифракционной расходимости излучения, т.е. $\Delta \Omega_A \approx \lambda^2/F$. Подставляя полученную оценку в формулу (5.9) и используя формулу Релея–Джинса, (5.7) получим:

$$P_{\omega} = A_{\omega} T \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (5.10)$$

Полученное соотношение позволяет определить температуру плазмы, если известно выражение для коэффициента поглощения $A_{\omega} = [1 - \exp(-\Lambda_0)]$. Его можно определить расчетным путем, воспользовавшись выражением для высокочастотной проводимости плазмы (4.4). Локальный коэффициент поглощения равен $\alpha = -\text{Im } k = -(\omega/c) \text{Im } \sqrt{1 + 4\pi\sigma/\omega}$. В приближении $\omega < \omega_{pe}$ и $\omega > \nu$, локальный коэффициент поглощения равен:

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \frac{n_e}{n_c} \frac{\nu}{\omega} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-1/2}. \quad (5.11)$$

Для вычисления оптической толщины плазмы Λ_0 и полного коэффициента поглощения A_{ω} необходимо задаться разумным распределением концентрации электронов в слое плазмы и провести интегрирование по координате:

$$P_{\omega} = \left[1 - \exp \left(- \frac{\omega}{c} \int \frac{n_e}{n_c} \frac{\nu}{\omega} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-1/2} dz \right) \right] T \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (5.12).$$

Результаты расчета по формуле (5.12) в предположении параболического распределения концентрации электронов в слое показаны на рис. 5.4. Как видно из кривых, мощность излучения имеет максимум при частоте порядка плазменной, соответствующей максимальной концентрации электронов. Вдали от плазменной частоты уменьшается коэффициент поглощения и соответственно мощность излучения. Ширина максимума зависит от параметра $\pi L\nu/\lambda\omega$, где L – толщина слоя плазмы.

При $\pi L\nu/\lambda\omega > 1$, т.е. при достаточно большой частоте столкновений электронов, имеется широкая область сильного поглощения с коэффициентом поглощения, близким к единице. Из рис. 5.4 видно, что по спектру теплового излучения вблизи плазменной частоты можно при подходящих условиях определить все три параметра, от которых зависит мощность излучения плазмы. Концентрация электронов может быть определена по положению максимума, частота столкновений – по ширине максимума, а температуру – по абсолютному значению максимальной мощности излучения. Все эти три параметра могут быть определены и на фиксированной частоте по зависимости мощности излучения от концентрации (например при распаде плазмы), если считать температуру электронов постоянной и не зависящей от изменения концентрации.

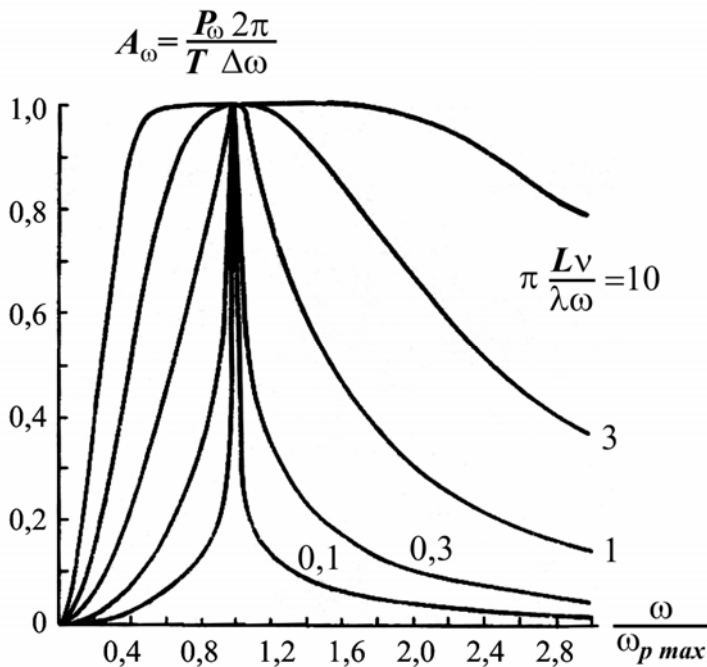


Рис. 5.4. Зависимость коэффициента поглощения и мощности излучения плазмы в свободном пространстве от частоты, рассчитанная по формуле (5.12) в предположении параболического распределения концентрации электронов в слое плазмы: $\omega_{p\max}$ – плазменная частота электронов соответствующая максимальной концентрации в слое [2]

электронов постоянной и не зависящей от изменения концентрации. Приборы, предназначенные для регистрации теплового излучения, называют радиометрами. При изучении теплового излучения плазмы, как правило, применяют супергетеродинные схемы приемников. Типичная схема показана на рис. 5.5. В двойном тройнике происходит смешивание сигналов от плазмы и гетеродина. С помощью детекторной головки выделяется сигнал промежуточной частоты, который усиливается УПЧ и снова

детектируется. Продетектированный сигнал оказывается сильно зашумленным поэтому для увеличения чувствительности выходной сигнал интегрируется с постоянной времени τ . Минимальная температура плазмы, которая может быть измерена таким способом, выражается:

$$T_{min} = \frac{T_0}{\sqrt{\tau \Delta f}}, \quad (5.13)$$

где T_0 – температура собственных шумов приемника; Δf – полоса пропускания УПЧ. Параметр $q = \sqrt{\tau \Delta f}$ часто называют радиометрическим выигрышем; $q > 1$ означает, что возможна регистрация сигналов с температурой меньшей, чем температура собственных шумов. Видно, что радиометрический выигрыш зависит как от принимаемой полосы частот, так и от временного разрешения радиометра τ . С увеличением быстродействия схемы чувствительность приема падает. Режимы работы радиометра с $q \gg 1$ часто используются в радиоастрономии при регистрации излучения удаленных стационарных объектов.

Радиометры, как правило, работают в фиксированной полосе частот, т.е. без существенной перестройки частоты гетеродина. В этом случае, для

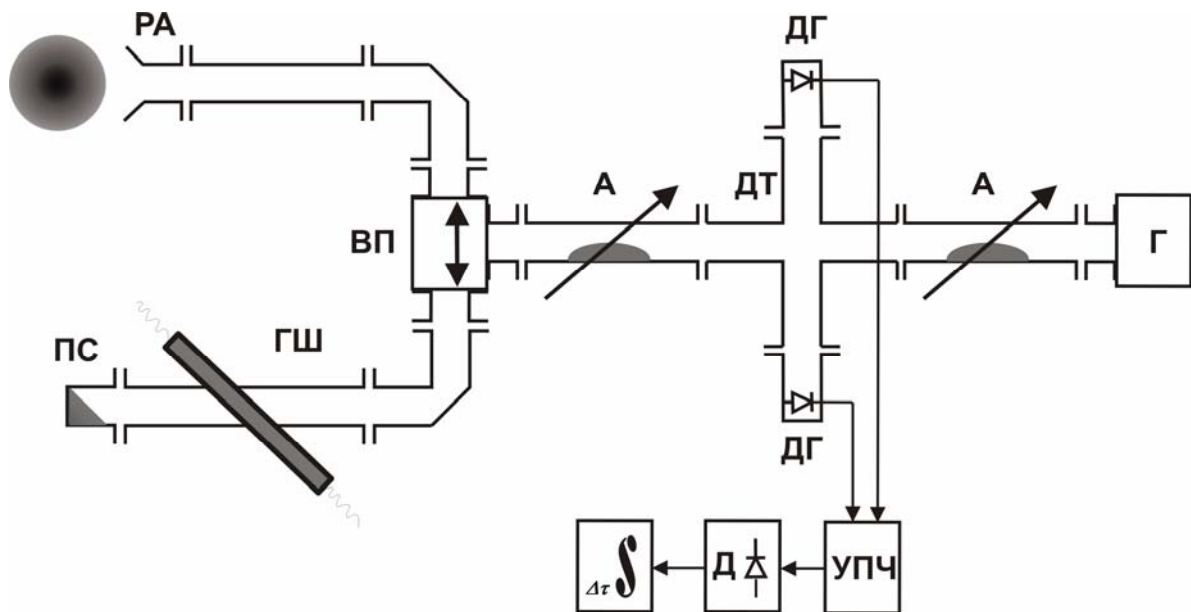


Рис. 5.5. Схема приема излучения плазмы в свободном пространстве: РА – рупорная антенна; ГШ – стандартный генератор шумов; ПС – согласованный поглотитель; ВП – волноводный переключатель; А – аттенюатор; ДТ – двойной тройник; ДГ – детекторная головка; Г – генератор гетеродина; УПЧ – усилитель промежуточной частоты; Д – детектор

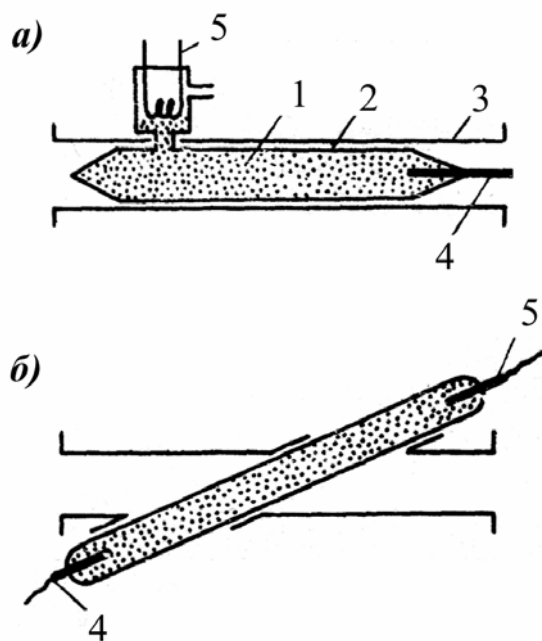


Рис. 5.6. Способы ввода плазмы в волновод; 1 – плазма; 2 – баллон; 3 – волновод; 4 – анод; 5 – катод

получения надежных данных о состоянии плазмы, необходимо проводить абсолютные измерения мощности излучения. Для проведения абсолютных измерений проводят сквозную калибровку всего радиометра с помощью стандартного генератора шумов известной температуры (рис. 5.5).

Как уже отмечалось выше, задача о приеме излучения плазмы в свободном пространстве с помощью антенны оказывается однозначной только в случае достаточно больших размерах плазмы по сравнению с

эффективной площадью приема. В обратном случае необходимо проводить сложные вычисления по формуле (5.8), а также учитывать рассеяние излучения плазмы и излучение других объектов в пределах угла раскрыва приемной антенны. При исследовании разрядной плазмы не слишком больших размеров применяют волноводные методы. При этом баллон с плазмой вводится в волновод, как это схематично показано на рис. 5.6.

Можно показать, что мощность, передаваемая в волновод от плазмы с температурой T , определяется тем же соотношением, что и при приеме излучения с помощью антенны (5.10). Как и при приеме излучения в свободном пространстве величина коэффициента поглощения априори неизвестна. Её можно определить расчетным путем, что связано с необходимостью использования различных предположений о состоянии исследуемой плазмы. Кроме схем аналогичных (рис. 5.5) предложены различные варианты измерений, позволяющих непосредственно измерить в эксперименте коэффициент поглощения A_ω . Одна из таких схем показана на рис. 5.7. С помощью волноводного переключателя сигнал в

гетеродинный приемник поступает попеременно из плеча с исследуемой плазмой и опорного плеча. После синхронного детектирования получается разностный сигнал, пропорциональный разности мощности, подводимой из опорного плеча и плеча содержащего баллон с плазмой. Излучение от генератора шума делится в двойном тройнике между опорным и измерительным плечами. Мощность излучения в опорном канале можно записать в виде: $0,5\chi T_n \Delta\omega$, где χ – коэффициент ослабления регулируемого аттенюатора; T_n – температура излучения генератора шума. На выходе измерительного канала мощность излучения будет

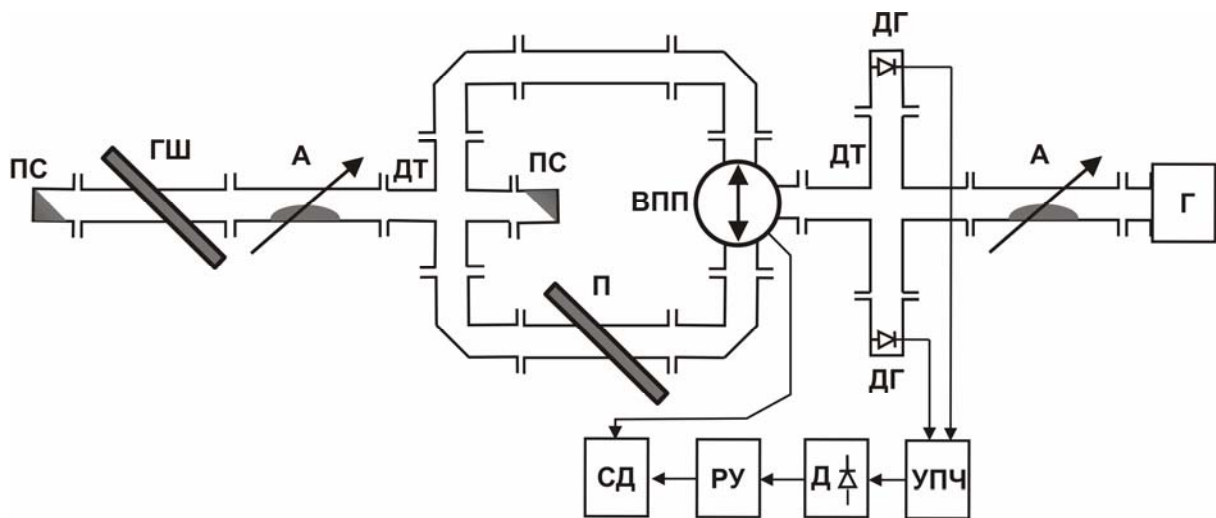


Рис. 5.7 Схема исследования излучения плазмы в волноводе: ГШ – стандартный генератор шумов; П – баллон с плазмой; ПС – согласованный поглотитель; ВП – волноводный переключатель; А – аттенюатор; ДТ – двойной тройник; ДГ – детекторная головка; Г – генератор гетеродина; УПЧ – усилитель промежуточной частоты; Д – детектор; СД – синхронный детектор

складываться из излучения генератора шума, прошедшего через плазму, и собственного излучения плазмы: $0,5\chi T_n(1 - A_\omega)\Delta\omega + A_\omega T\Delta\omega$. Изменяя ослабление аттенюатора χ , можно добиться равенства сигналов из опорного и измерительного плеча. Тогда из равенства мощностей получаем: $T = 0,5\chi T_n$. Температура генератора шума известна, а коэффициент ослабления аттенюатора может быть откалиброван в независимых экспериментах. Таким образом, при измеренной температуре плазмы можно также определить и коэффициент поглощения по

измерению абсолютной мощности излучения в измерительном плече при выключенном генераторе шума.

5.3. Исследование излучения плазмы в оптическом диапазоне

Как отмечалось в 5.1, в оптическом диапазоне частот плазма оказывается оптически тонкой, т.е. поглощение мало и излучение свободно выходит из объема плазмы. Интенсивность излучения, как в сплошной части спектра, так и на дискретных линиях, очевидно, связана с состоянием плазмы (концентрацией заряженных и нейтральных частиц, заселенностью дискретных уровней, распределением электронов по энергии). Задача спектроскопии плазмы является в этом смысле обратной, необходимо по измеренным интенсивностям определить состояние плазмы, например функцию распределения электронов по энергиям или их температуру. Наиболее универсальным подходом к решению этой задачи является так называемая столкновительно-радиационная модель (СРМ). Эта модель включает все возможные радиационные переходы в плазме, уравнение переноса излучения в плазме и полное кинетическое уравнение для электронов либо функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в качестве подгоночного параметра. Форма ФРЭЭ варьируется до тех пор, пока экспериментально наблюдаемый спектр излучения не совпадет с расчетным. Получив, таким образом, данные о ФРЭЭ, можно рассчитать все интересующие параметры плазмы. Понятно, что применение СРМ изначально требует обширной базы данных о сечениях различных столкновительных и вероятностях радиационных процессов. Кроме того, данный метод практически эквивалентен полномасштабному численному моделированию плазмы и требует большого числа вычислений итерационного характера. По указанным причинам СРМ применяется достаточно редко.

На практике применяют более простые модели, требующие, однако, некоторых предположений о состоянии плазмы. Рассмотрим различные процессы, определяющие баланс заряженных частиц и излучения в плазме:

1. $A_k \leftrightarrow A_m + h\nu_{km}$
2. $A^+ + e \leftrightarrow A + h\nu$
3. $A_k + e \leftrightarrow A_m + e$
4. $A^+ + e + e \leftrightarrow A + e$

В состоянии полного термодинамического равновесия все перечисленные процессы идут с равной скоростью в обоих направлениях. В случае, если излучение в плазме не удерживается, реакции 1 и 2 смещены вправо, т.е. реакции фотовозбуждения и фотоионизации идут с меньшей скоростью. Для стационарных условий это должно приводить к смещению реакции 4 влево, т.е. скорость тройной рекомбинации должна уменьшиться по сравнению со случаем полного термодинамического равновесия. Однако изменение баланса реакции 4 может быть и небольшим в случае, если тройная рекомбинация идет намного быстрее, чем фоторекомбинация. То же относится и к процессам 1 и 3. Если снятие возбуждения атомных уровней за счет ударов второго рода идет быстрее, чем спонтанное излучение, смещение баланса реакции 3 в случае оптически тонкой плазмы будет весьма незначительно. Количественный критерий можно записать в виде $n_e n_k X(T_e, k, m) > 10 n_k A(k, m)$, где слева – число ударов второго рода, справа – скорость спонтанного излучения; n_k – концентрация возбужденных атомов; k и m – верхний и нижний уровни возбуждения; $X(T_e, k, m)$ и $A(k, m)$ – коэффициент реакции и коэффициент Эйнштейна. Для концентрации электронов можно получить оценку в виде:

$$n_e \geq 10^{12} \sqrt{T_e [K]} (\Delta E_{k,m} [\text{эВ}])^3 [\text{см}^{-3}]. \quad (5.14)$$

Видно, что при достаточно большой плотности электронов уход излучения из плазмы не вызывает существенного смещения баланса неупругих процессов с участием электронов. Следовательно, можно считать, что электронная компонента находится в равновесии как по свободным состояниям, так и по дискретным уровням возбуждения. Тогда плотности заряженных частиц определяются уравнением Саха:

$$n_i n_e / n_0 = g_i / g_0 \exp(-E_i / T_e) T_e^{\frac{3}{2}} C, \quad \text{где } C \text{ содержит мировые постоянные;}$$

n_i – концентрация ионов; g_i, g_0 – статистические веса; E_i – энергия

ионизации. Распределение заселенности дискретных уровней определяется формулой Больцмана: $n^*/n_0 = g^*/g_0 \exp(-\Delta E/T_e)$, где n^*, n_0 – концентрации частиц в основном и возбужденном состояниях; g^*, g_0 – статистические веса; ΔE – разность энергий этих состояний. Такое состояние плазмы называют локальным термодинамическим равновесием (ЛТР). Иногда используют понятие частичного ЛТР, имея в виду, что равновесие устанавливается только между верхними уровнями возбуждения электронных состояний. Как следует из (5.14), состояние частичного ЛТР наступает при меньших плотностях электронов.

Широко используется также корональная модель, строящаяся на предположении, что в сильно разреженной плазме с достаточно горячими электронами заселенность резонансного уровня возбуждения определяется конкуренцией двух основных процессов – возбуждением прямым электронным ударом и дезактивацией за счет спонтанного излучения, а остальными процессами можно пренебречь, включая все каскадные и ступенчатые процессы. Тогда уравнение для заселенности резонансного уровня n_k принимает простой вид $n_e \sum_m n_m \langle \sigma V \rangle = n_k / \tau$, где τ – время жизни

электрона в возбужденном состоянии k ; $\tau = \left(\sum_m A_{mk} \right)^{-1}$; A_{mk} –

коэффициенты Эйнштейна, характеризующие вероятность спонтанного перехода; $\langle \sigma V \rangle$ – усредненное по распределению скоростей движения электронов сечение возбуждения уровня k с уровня m .

Все перечисленные модели позволяют, так или иначе, связать интенсивность излучения в оптически тонкой, однородной плазме с электронной температурой или функцией распределения электронов. Измерение абсолютной величины интенсивности излучения сопряжено со значительными трудностями в калибровке аппаратуры и определения объема плазмы, из которого излучение поступает во входную апертуру приемника. Поэтому на практике применяют методы, позволяющие обойтись без абсолютных измерений. Один из таких подходов заключается в измерении относительной интенсивности излучения на двух различных линиях. В оптически тонкой плазме толщиной L , находящейся в состоянии

ЛТР, интенсивность излучения, связанного с переходом с k -го возбужденного уровня на основной уровень может быть записана в виде:

$$I_{k \rightarrow 0} = L n_a g^k A_{k0} h \nu_{k0} \frac{\exp(-E_k / T_e)}{\Sigma}. \quad (5.15)$$

Используя выражение 5.15 для двух переходов с двух различных уровней k и q , получаем для отношения интенсивностей излучения на двух линиях:

$$\frac{I_{k \rightarrow 0}}{I_{q \rightarrow 0}} = \frac{g^k A_{k0} \nu_{k0}}{g^q A_{q0} \nu_{q0}} \exp(-\Delta E_{k,q} / T_e). \quad (5.16)$$

Как видно из полученного выражения, точность определения электронной температуры увеличивается с увеличением разности энергий двух уровней $\Delta E_{k,q}$, используемых для измерений. С другой стороны, использовать для диагностики слишком удаленные уровни энергии на практике довольно сложно. Во-первых, необходимо обеспечить одинаковую чувствительность приемной аппаратуры в различных диапазонах длин волн, во-вторых, необходимо обеспечить широкий динамический диапазон измерений для регистрации двух, сильно отличающихся (в $\exp(-\Delta E_{k,q} / T_e)$ раз) сигналов. Аналогичная методика измерения относительных интенсивностей может применяться и для корональной модели состояния плазмы с соответствующим изменением коэффициентов в уравнении (5.16).

Диагностика параметров плазмы может производиться не только по интенсивности, но и по форме контура линии излучения. Контур спектральной линии, образованной излучением неподвижных, изолированных атомов имеет дисперсионную форму с естественной шириной $\delta \lambda \sim 10^5$ нм. При наличии теплового движения атомов наблюдаемая частота излучения будет отличаться от истинной вследствие эффекта Доплера. Доплеровское уширение даже при комнатной температуре значительно превосходит естественную ширину линии излучения. При Максвелловской функции распределения излучающих частиц по скоростям контур линии излучения принимает Гауссову форму:

$$J_{nm}(\lambda) = \left(\frac{Mc^2}{2\pi T \lambda_{nm}^2} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{Mc^2 (\lambda - \lambda_{nm})^2}{2T \lambda_{nm}^2} \right), \quad (5.17)$$

где M и T – масса и температура излучающих частиц, соответственно.

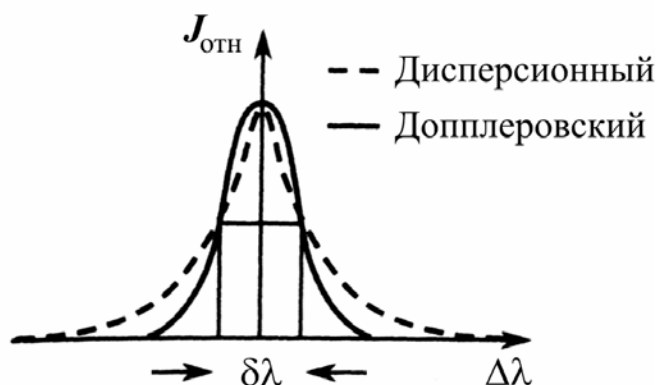


Рис. 5.8. Дисперсионный (лоренцовский) и доплеровский контуры линии при равных ширинах

Доплеровское уширение можно наблюдать только в достаточно разреженной плазме, когда столкновения излучающих атомов с другими частицами происходят достаточно редко. В реальных плазмах излучающие атомы возмущаются за счет взаимодействия с полями других частиц при столкновениях. Качественно меха-

низм уширения за счет столкновений можно понять из классического представления об атоме как затухающем гармоническом осцилляторе. Фурье спектр такого осциллятора имеет вид единичной линии с дисперсионной формой и полушириной обратно пропорциональной времени жизни возбужденного состояния. Любые возмущения атома приводят к сбою фазы осциллятора, что приводит к дополнительному уширению линии. Если столкновения считать статистически независимыми, то форма линии сохраняется дисперсионной (лоренцовский контур):

$$J_{nm} = \frac{\delta\lambda_l^2}{4(\lambda - \lambda_{nm})^2 + \delta\lambda_l^2}, \quad (5.18)$$

где лоренцовская ширина $\delta\lambda_l$ может быть в первом приближении выражена через вероятность столкновений:

$$\delta\lambda_l = \frac{\lambda_{nm}^2 \sigma n}{\pi c} \sqrt{\frac{2T}{\pi M}}, \quad (5.19)$$

где σ – газокинетическое сечение столкновений; n и T – концентрация и температура возмущающих частиц, соответственно. Разница в доплеровском и дисперсионном контурах линии проиллюстрирована на рис. 5.8. Видно, что ударное уширение особенно влияет на форму крыльев контура линии.

Главную роль в ударном механизме уширения играют электроны, что определяется как большими сечениями таких столкновений, так и большими скоростями электронов. Величина сечения взаимодействия зависит от характера и типа взаимодействия излучающего атома с электронами. Наиболее интересны два типа взаимодействия: линейный и квадратичный Штарк эффекты. Оба приводят в первом приближении к дисперсионному

контур

линии (5.18). Общей аналитической формулы для ширины линии получить невозможно. В целом процесс штарковского уширения можно разбить на несколько элементов: расщепление уровней в микрополях на Штарковские компоненты, уширение каждой из компонент за счет взаимодействия с электронами и

ионами, совместный учет доплеровского уширения и сведение всех компонент в единый контур. В каждом конкретном случае можно провести расчет формы контура, в который концентрация возмущающих частиц (электронов или ионов) будет входить в виде параметра (5.19). По совпадению расчетного профиля линии с экспериментальным спектром может быть определена плотность частиц. На рис. 5.9 показан пример расчета контуров линий водорода.

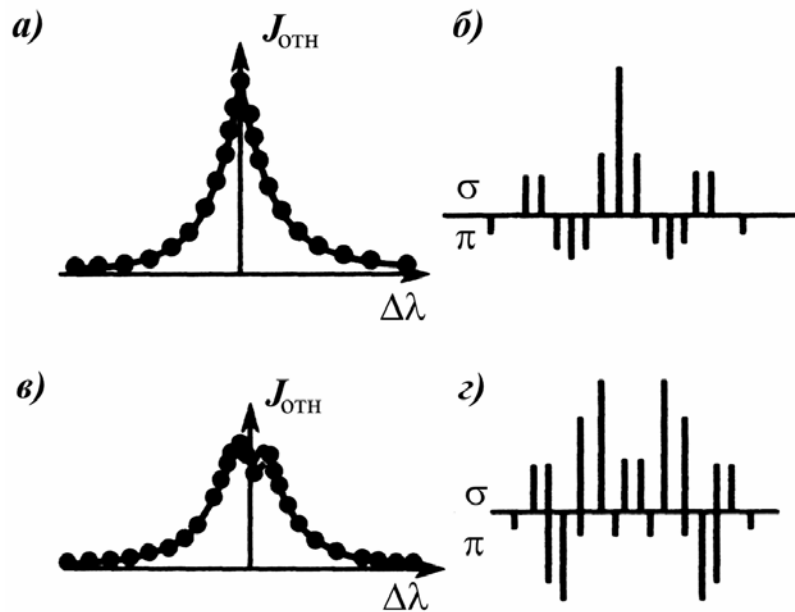


Рис. 5.9. Сопоставление расчетных контуров (сплошная кривая) с измеренными (точки) для линий H_α (а) и H_β (в). Также приведены диаграммы штарковских компонент (б) и (г)

Все перечисленные выше спектральные методы достаточно просто могут быть использованы для диагностики однородной оптически тонкой плазмы. Если же оптическая толщина в центре линии, где показатель поглощения максимальный, превысит значение $\approx 0,1$, форма линии в выходящем излучении начнет существенно искажаться рис. 5.10. Степень искажения резко усиливается с ростом оптической толщины. При не слишком больших значениях $\tau_0 = \alpha L$ учет самопоглощения может быть

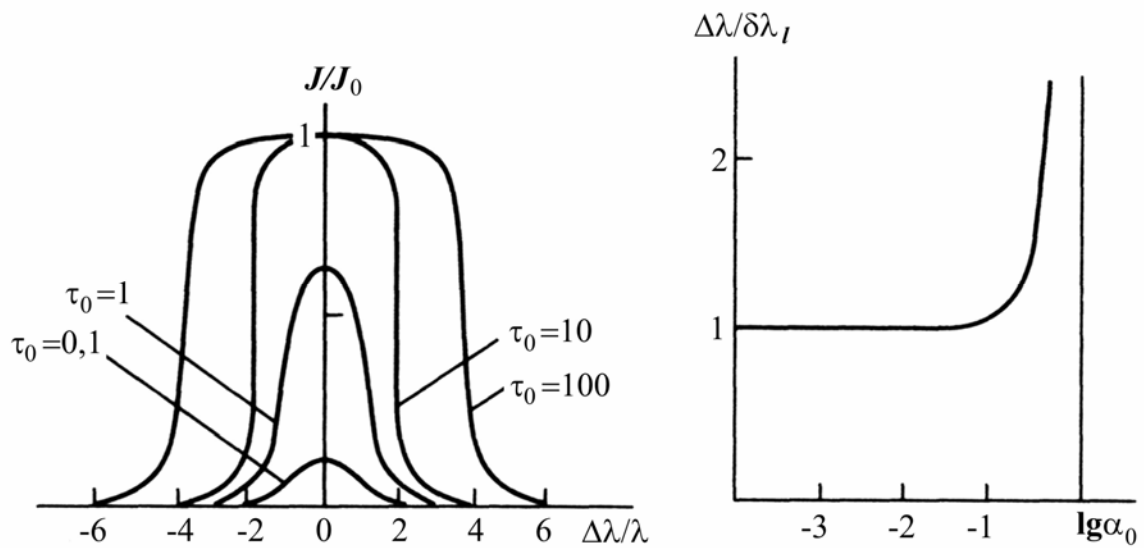


Рис. 5.10. Формирование насыщенного центра спектральной линии. Контурсы линии соответствуют различным оптическим толщинам в центре линии.

Справа показан рост ширины дисперсионной линии за счет самопоглощения проведен путем введения поправочного множителя $\tau_0 / (1 - \exp(-\tau_0))$. Доплеровская и штарковская компоненты контура могут быть, в принципе, выделены и при наличии значительного самопоглощения, однако погрешности выделения нарастают с ростом τ_0 настолько быстро, что делать это в целях диагностики нецелесообразно. С другой стороны, при $\alpha_0 \Rightarrow 1$ интенсивность в центре линии должна приближаться к планковской (5.4), что может быть использовано для определения температуры электронов.

Наличие поглощения используется при построении активного метода диагностики с применением внешнего источника излучения. Пусть слой равновесной плазмы с температурой T и толщиной L просвечивается

пучком излучения вспомогательного источника, имеющего яркостную температуру $T_B(\lambda)$. Тогда интенсивность излучения, соответствующая некоторой линии λ_{mn} на выходе из слоя плазмы, определяется балансом поглощения внешнего излучения и собственного излучения плазмы:

$$J_{mn} = B(\omega_{mn}, T_B) L \int_0^\infty \alpha_\omega d\omega - B(\omega_{mn}, T) L \int_0^\infty \alpha_\omega d\omega. \text{ Понятно, что при } T_B = T$$

линия в спектре наблюдаться не будет. Это явление называется обращением спектральной линии рис. 5.11,а. При $T > T_B$, сформируется линия эмиссии, ослабленная поглощением. В обратном случае образуется линия поглощения. Для диагностики могут использоваться как полные интенсивности J_{mn} , так и контуры линии поглощения, а также эффект обращения.

В неоднородной плазме излучение и поглощение спектральных линий происходят, как правило, в слоях плазмы с различными параметрами. В поглощающем слое температура и особенно концентрация электронов ниже, чем в излучающем. Ширина линии поглощения оказывается заметно меньше ширины эмиссионной линии. В результате, в центре эмиссионной линии в выходящем излучении появляется провал интенсивности (рис. 5.11,б). Этот эффект называется самообращением спектральной линии.

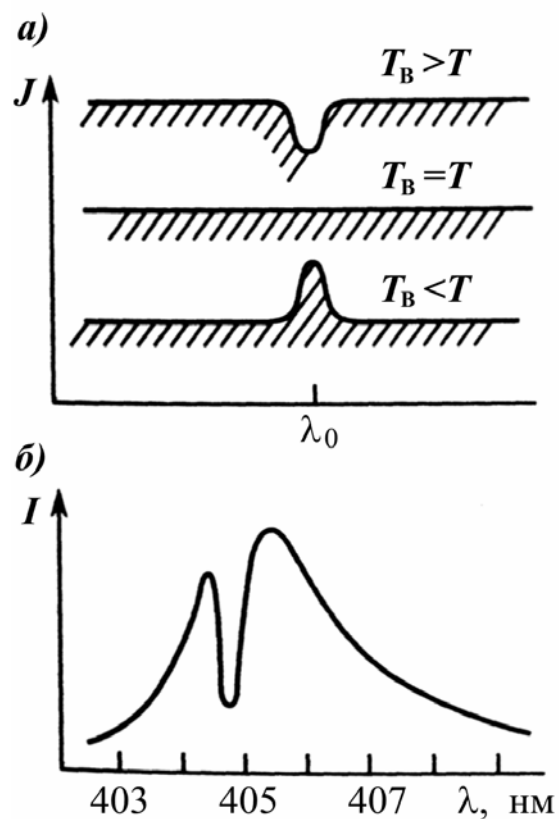


Рис. 5.11. а – эффект обращения спектральной линии; б – контур самообращенной линии ртути ($\lambda = 406,7$ нм), наблюдаемой в ..

6. Методы, основанные на рассеянии лазерного излучения

Под рассеянием понимают изменение углового распределения интенсивности света, распространяющегося в среде, часто оно сопровождается также изменением частоты и поляризации. Рассеяние происходит всегда, если в среде имеется неоднородность показателя преломления, вызванная флуктуациями плотности среды, в том числе и при наличии в ней дискретных частиц. Для задач диагностики используется рассеяние на свободных электронах, на флуктуациях плотности зарядов, на пылевых частицах, если они есть в плазме, и вынужденное комбинационное рассеяние на атомах и молекулах.

6.1. Томсоновское, релеевское и комбинационное рассеяние в слабоионизованной плазме

Рассеяние на электронах квантов с энергией намного меньшей собственной энергии электрона ($\hbar\omega \ll mc^2$), происходит упруго, т.е. без изменения частоты излучения. Интенсивность излучения можно получить из законов классической электродинамики. Уравнение движения электрона в поле плоско поляризованной монохроматической волны $E_0 \exp(-i\omega t)$ записывается в виде:

$$\ddot{x} - \gamma \dot{x} + \omega_r x = \frac{e}{m} E_0 e^{-i\omega t}, \quad (6.1)$$

где ω_r – частота собственных колебаний электрона (для связанных электронов); γ – коэффициент затухания. Решение уравнения (6.1) известно и выражается в областях, далеких от резонанса в виде: $\ddot{x} = eE_0\omega^2 / m_e(\omega_r^2 + \omega^2)$. Принимая во внимание, что напряженность электрического поля волны и интенсивность зондирующего излучения связаны соотношением $E_0^2 = 4\pi I_0 / c$ и введя классический радиус

электрона $r_0 = e^2/mc^2$, получим для мощности рассеянного излучения:

$$P_s = \frac{8\pi}{3} I_0 r_0^2 \frac{\omega^4}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2} \quad (6.2).$$

Излучение имеет дипольный характер, и его интенсивность зависит от направления наблюдения. Индикатрисы рассеяния показаны на рис. 6.1. В случае свободных электронов ($\omega_r = 0$) рассеяние называют Томсоновским, а его полное сечение получается из (6.2) и равно: $\sigma = 8\pi r_0^2/3$. При $\omega_r \ll \omega$, (рентгеновский диапазон) рассеяние на связанных электронах можно рассматривать как рассеяние на свободных с Томсоновским сечением. В случае $\omega_r \gg \omega$ рассеяние на связанных электронах называется Релеевским, а его сечение отличается от Томсоновского множителем $(\omega/\omega_r)^4$.

Движение рассеивающего электрона вызывает доплеровский сдвиг частоты рассеянного излучения. Допплеровский сдвиг определяется следующим выражением: $\Delta\omega = \omega_0 v/c$. Проекция скорости электрона на направление распространения волны k_0 будет равна (рис. 6.2): $v_{k0} = v_x \cos \theta/2 + v_y \sin \theta/2$. Это означает, что электрон реагирует на падающую волну, как на волну, частота которой определяется выражением: $\omega_{\Sigma} = \omega_0 - (\omega_0 v_x/c) \cos \theta/2 - (\omega_0 v_y/c) \sin \theta/2$. Аналогично определяется проекция скорости электрона на направление наблюдения k_s , и сдвинутая частота рассеянного излучения будет: $\omega_{\Sigma} = \omega_0 - (\omega_0 v_x/c) \cos \theta/2 - (\omega_0 v_y/c) \sin \theta/2$. При малых сдвигах частоты можно оставить

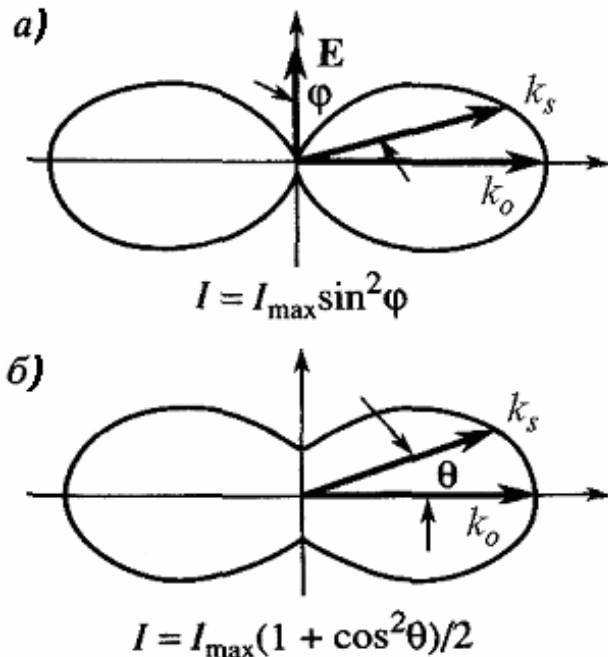


Рис. 6.1. Индикатрисы рассеяния: а – поляризованного; б – неполяризованного излучения

только линейные по v члены, и доплеровский сдвиг будет равен: $\Delta\omega = \omega_s - \omega_0 \cong (2v_y \omega_0 / c) \sin \theta / 2$. Для данного угла рассеяния и выбранной начальной частоты результирующая частота однозначно определяется компонентой скорости электрона v_y . Введем вектор $\Delta k = k_s - k_0$. Для малых доплеровских сдвигов $|k_0| \approx |k_s|$ и $\Delta k \approx 2k_0 \sin \theta / 2 = (2\omega_0 / c) \sin \theta / 2$ или $\Delta\omega = (\Delta k \cdot v)$, т.е. сдвиг частоты определяется проекцией скорости электрона на направление вектора Δk .

В предположении, что распределение электронов по скоростям является максвелловским, форма контура рассеянного излучения имеет вид (см. также рис. 6.3):

$$I(\omega) \sim \exp\left(-\frac{m(\omega - \omega_0)^2 c^2}{4\omega_0^2 2T \sin^2(\theta/2)}\right). \quad (6.3)$$

Ширина линии рассеянного излучения выражается как:

$$\Delta\omega_{1/2} = 4 \frac{\omega_0}{c} \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{T}{m}} \ln 2. \quad (6.4)$$

По ширине линии можно экспериментально определить T . При рассеянии на свободных электронах ширина линии намного больше, чем при Релеевском рассеянии из-за большой разницы в скоростях электронов и атомов. Видно также, что ширина зависит от направления наблюдения и максимальна для рассеяния "назад".

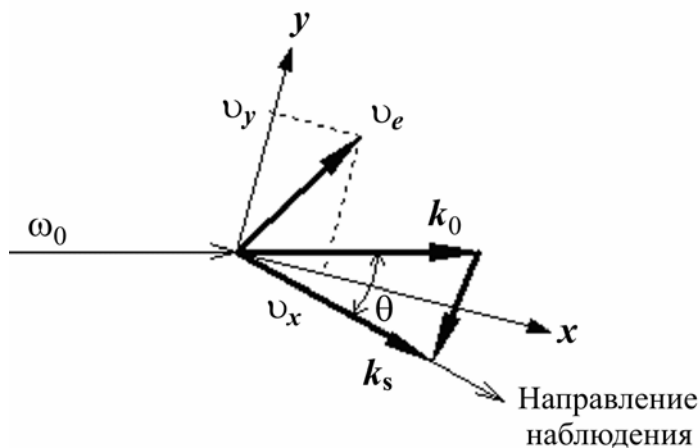


Рис. 6.2. Рассеяние на движущемся электроне

Томсоновское сечение составляет всего лишь $\sigma \approx 10^{-25} \text{ см}^2$, поэтому для проведения измерений нужен достаточно мощный источник излучения. Оценки показывают, что при $S_0 \sim 10^3 \text{ Вт/см}^2$, $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ рассеянная мощность около 10^{-8} Вт , что может быть измерено. Кроме

того, для регистрации доплеровского уширения при Томсоновском и особенно Релеевском рассеянии необходим источник с высокой монохроматичностью. Именно поэтому для экспериментов по рассеянию в качестве источника зондирующего излучения всегда применяется лазер.

Рассеяние излучения всегда происходит в некотором объеме плазмы. Разделим весь объем на большое число слоев размером ρ таким образом, что в волновой зоне электрические поля волн, рассеянных на электронах одного слоя, имеют в точке наблюдения одинаковую фазу φ . Тогда амплитуда рассеянного излучения в точке наблюдения: $E_S = \sum_i E_{\rho} \exp(i\varphi_i)$,

где $E_{\rho} = E_i N_i$ определяет рассеяние на одном слое, а E_i – на одном электроне, N_i – число электронов в слое. Так как число электронов в каждом слое различно, то, представив N_i в виде $\bar{N}_i + \delta N_i$, где \bar{N}_i – среднее число электронов в слое, а δN_i – отклонение от среднего, получим:

$E_S = \sum_i (\bar{N}_i + \delta N_i) E_{S1} \exp(i\varphi_i)$. Поскольку число слоев очень велико, то

практически будут представлены все фазы φ_i и в среднем член, содержащий \bar{N}_i , равен нулю. Рассеяние можно наблюдать только в том случае, когда имеются отклонения от однородности в пространственном распределении рассеивающих центров:

$$|E_S|^2 = \sum_{i,j} \overline{\delta N_i \delta N_j} \cdot e^{i(\varphi_i - \varphi_j)} \cdot |E_{S1}|^2. \quad (6.5)$$

Видно, что вычисление интенсивности рассеянного света связано с определением флуктуаций числа рассеивающих электронов в объеме. Для этого необходимо знать корреляции между рассеивающими частицами.

Если корреляций нет (это соответствует случаю рассеяния только на электронах), то выражение (6.5) упрощается. При этом флуктуации числа частиц в пределах элементарных слоев

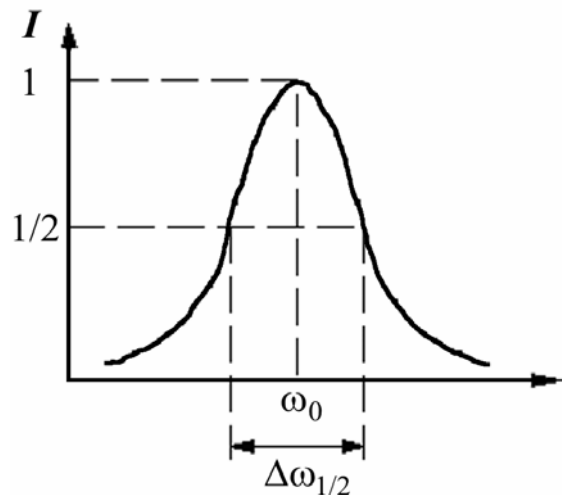


Рис. 6.3. Контур рассеянного излучения

считаются независимыми, а отдельные электроны распределены в пространстве случайным образом. Тогда получаем $|E_S|^2 = \sum_i (\delta N_i)^2 |E_i|^2 = |E_i|^2 n_e$. Интенсивность рассеянного излучения зависит только от концентрации электронов и, следовательно, по интенсивности рассеянного излучения можно определить n_e . Форма линии рассеяния имеет в этом случае вид (6.3). При получении этого соотношения считалось, что одинаковую фазу имеют волны в слое размером ρ . Область одинаковой фазы волн – это область когерентности. Если эта область больше Дебаевского радиуса, то при разбиении ее на слои мы получим слои, в которых флуктуации плотности будут коррелированы, так как в плазме всегда существуют фоновые колебания на размерах порядка Дебаевского радиуса r_d с плазменной частотой ω_{pe} . Для слоев, много меньших дебаевского радиуса, эти "макроскопические" колебания плотности незаметны и электроны можно считать движущимися хаотически и независимо. Таким образом, условие наблюдения рассеяния на отдельных электронах выглядит так: $\rho_{ког} \ll r_d$. Размер области когерентности оценивается из соотношения неопределенности: $\Delta p \Delta x \sim \hbar$ или (полагая $\Delta x = \rho_{ког}$) $\Delta k \rho_{ког} \sim 1$. Отсюда $r_d \gg 1/\Delta k = c/(2\omega_0 \sin \theta/2)$ и условие наблюдения рассеяния на отдельных электронах принимает вид:

$$\alpha = \frac{\lambda}{4\pi \sin \frac{\theta}{2} r_d} \ll 1 \quad (6.6)$$

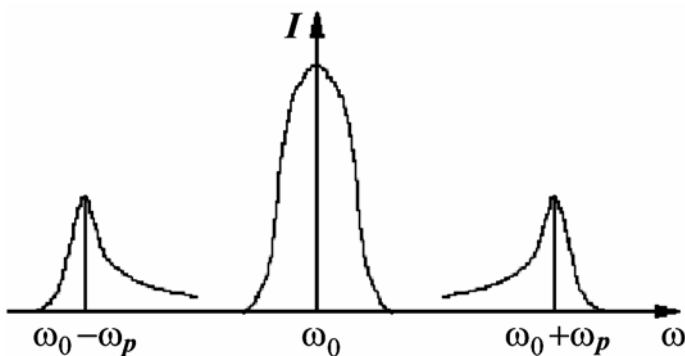


Рис. 6.4. Спектр комбинационного рассеяния при $\alpha \gg 1$

Если размер области когерентности больше Дебаевского радиуса, то происходит рассеяние на флуктуациях плотности электронов, которые осциллируют с плазменной частотой ω_p . Тогда по аналогии с эффектом комбинационного рассеяния на

молекулярных колебаниях в спектре рассеяния появляются помимо линии с частотой падающего света ω_0 еще две компоненты с частотами $\omega_0 + \omega_{pe}$, $\omega_0 - \omega_{pe}$ (рис. 6.4). Условие появления таких спектров противоположно условию (6.6), т.е. $\alpha \gg 1$. Такой спектр можно использовать для диагностики, так как ω_{pe} связано с концентрацией электронов. Итак, при $\alpha \ll 1$ наблюдается рассеяние на отдельных электронах. Если $\alpha \gg 1$, то наблюдается комбинационное рассеяние на плазменных колебаниях.

Как видно из выражения (6.6), тип рассеяния зависит от угла наблюдения. Например, при $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$, $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ и $\theta = \pi/2$ можно считать, что происходит рассеяние на отдельных электронах, но с уменьшением θ мы неизбежно попадаем в область $\alpha \gg 1$, где комбинационные компоненты отстоят от центральной на хорошо измеримое расстояние порядка десятых долей нанометра.

6.2. Метод резонансной флуоресценции

Метод резонансной флуоресценции состоит в том, что газовая среда или плазма освещается излучением, совпадающим с одной из линий поглощения. После поглощения световых квантов с энергией $h\nu_{kn}$ (рис. 6.5), происходит пере-распределение населенностей нижнего k и верхнего n уровней. В результате последующих спонтанных переходов наблюдается излучение как с той же энергией квантов, так и излучение, соответствующее переходам на другие нижележащие уровни. Технически проще всего использовать для наблюдения линию, не совпадающую с линией накачки внешним источником. Несомненным преимуществом метода является его локальность. Исследуемое излучение

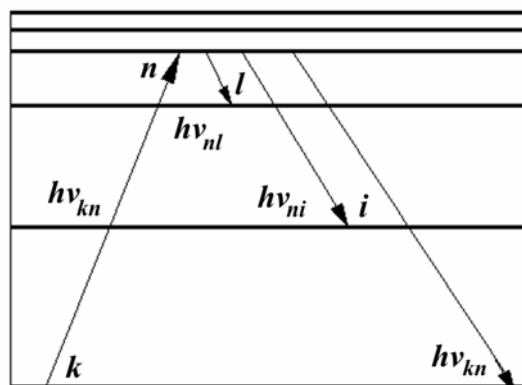


Рис. 6.5. Схема энергетических уровней, поясняющая процесс резонансной флуоресценции

наблюдается из малого объема плазмы, где пересекаются лазерный пучок и луч зрения регистрирующего канала.

При малых интенсивностях излучения внешнего источника, когда изменение заселенности исходного уровня в результате фотовозбуждения еще мало, интенсивность излучения флуоресценции пропорциональна зондирующему световому потоку. В этом случае, исходя из измеренного соотношения интенсивностей регистрируемого и зондирующего потоков, по известному сечению фотовозбуждения находится концентрация атомов. При увеличении интенсивности излучения внешнего источника индуцированное излучение начинает превалировать над другими возможными процессами дезактивации возбужденного состояния атома в плазме, происходит перераспределение населенностей нижнего N_k^* и верхнего N_n^* уровней возбуждаемого перехода в соответствии с их статистическими весами. Такое перераспределение приводит к насыщению флуоресценции, интенсивность которой перестает зависеть от мощности внешнего источника. Индуцированная полем населенность верхнего уровня оказывается равна:

$$N_n^* = \frac{g_n}{g_k + g_n} (N_n^* + N_k^*). \quad (6.7)$$

Анализ экспериментальных результатов наиболее прост в условиях замкнутой системы, когда заселенность уровней $N_n + N_k$ в отсутствие лазерного излучения равна сумме заселенностей $N_n^* + N_k^*$ при наличии насыщения. Если в качестве нижнего уровня выбрано основное состояние атома, то интенсивность насыщенной флуоресценции просто пропорциональна числу атомов в исследуемом объеме.

Для регистрации сигнала флуоресценции необходимо обеспечить его различимость на фоне собственного излучения плазмы, обусловленного спонтанными переходами во всем объеме. Индуцированное полем накачки увеличение населенности верхнего уровня на величину $\Delta N = N_n^* - N_n$ обеспечивает отношение сигнала к фону $\Delta N \Delta V / N_n V$, где отношение объемов $\Delta V / V$ регистрируемого сигнала к фону в первом приближении равно отношению диаметра лазерного пучка к линейному размеру плазмы.

Обычно эта величина мала, поэтому необходимо, чтобы увеличение заселенности верхнего уровня значительно превышало единицу. Например, для плазмы, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия, отношение заселенности уровней определяется формулой Больцмана: $N_k/N_n = g_k/g_n \exp(h\nu_{kn}/T_e)$. Поглощение резонансного излучения для замкнутой системы уровней может привести лишь к перераспределению населенностей, что с учетом (6.7) означает:

$$\frac{N_n^*}{N_n} = \frac{1 + (g_k/g_n) \exp(h\nu_{kn}/T_e)}{1 + (g_k/g_n)} \quad (6.8).$$

Из данного выражения видно, что для обеспечения условия $N_n^*/N_n \gg 1$ необходимо, по крайней мере, выполнение условия $h\nu_{kn}/T_e > 1$. Для типичных разрядных условий с температурой электронов в несколько электрон-вольт для накачки необходимо использовать излучение в видимой или в ближней ультрафиолетовой области спектра. Для сильно неравновесной плазмы, заселенность уровней, безусловно, отличается от равновесной, однако условие на частоту накачки качественно остается таким же.

Применение метода резонансной флюоресценции не ограничивается только локальными измерениями концентрации атомов в основном или возбужденном состоянии. При соблюдении определенных условий форма линии флюоресценции совпадает с формой линии собственного излучения плазмы. Это позволяет по контуру спектральной линии локально определить концентрацию электронов, если основным механизмом уширения является ударное уширение за счет столкновений с электронами, или температуру излучающих частиц, если линия уширена за счет эффекта Доплера.

Метод использовался также для определения напряженности макроскопического электрического поля. Для этого производится накачка уровня с сильным штарковским расщеплением. За счет различного рода столкновений в плазме происходит перемешивание заселенности штарковских компонент, и наблюдаемое излучение флюоресценции содержит различные штарковские компоненты. Расстояние между

различными компонентами однозначно связано с напряженностью электрического поля. Таким методом было измерено, например, распределение электрического поля по длине приэлектродного слоя в высокочастотном емкостном разряде.

Технические сложности при применении методов резонансной флюоресценции связаны с необходимостью использования достаточно мощных источников излучения накачки в ультрафиолетовой области. Большинство переходов из основного состояния атома в верхние возбужденные состояния лежат в ультрафиолетовой или ближней ультрафиолетовой области. При накачке перехода, соответствующего двум возбужденным состояниям, требования на частоту перехода исходят из необходимости получения сигнала флюоресценции, превышающего фоновое излучение плазмы, как это обсуждалось выше. Таким образом, для диагностики в основном применяют перестраиваемые лазеры на красителях с последующей генерацией гармоник излучения на нелинейных кристаллах.

Библиографический список

1. Методы исследования плазмы/ Под ред. Р.Хаддлстоуна и С.Леонарда. М.: Мир, 1967.
2. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
3. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
4. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997.
5. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот. Т.1,2. М.: Советское Радио, 1965.
6. Методы исследования плазмы/ Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971.
7. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
8. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
9. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978.

10. Пожаров С.Л., Хабибуллаева П.К. Диагностика ионного состава плазмы. Ташкент: Фан, 1987.
11. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. М.: Мир, 1971.