

Э. И. КУЗНЕЦОВ, Д. А. ЩЕГЛОВ

МЕТОДЫ
ДИАГНОСТИКИ
ВЫСОКО-
ТЕМПЕРАТУРНОЙ
ПЛАЗМЫ



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1974

Кузнецов Э. И., Щеглов Д. А. **Методы диагностики высокотемпературной плазмы.** М., Атомиздат, 1974, с. 160.

Рассмотрен ряд вопросов, связанных с бесконтактными методами диагностики плазмы. Проблемы измерения основных параметров высокотемпературной плазмы проанализированы с точки зрения выбора оптимальных схем эксперимента. Особое внимание уделено вопросам получения пространственных распределений параметров плазмы из интегральных измерений и измерений локальных характеристик. Рассмотрены методы исследования электрических и магнитных полей в плазме, изучения ее материального и энергетического балансов. Приведены примеры использования отдельных методик на конкретных экспериментальных плазменных установках. Изложены методы обработки и интерпретации экспериментальных данных, в частности вопросы автоматической обработки информации на ЭВМ.

Таблиц 2, рисунков 57, библиография 242.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Среди различных научных и технических задач современности одной из наиболее важных представляется решение проблемы управляемого термоядерного синтеза — овладения громадными запасами энергии, которая заключена в ядрах легких элементов, широко распространенных в природе. Пути, по которым ищется решение этой задачи, так тесно связаны с основными направлениями развития физики плазмы, что исследования в этой области практически неотделимы от проблемы использования нового ядерного горючего — высокотемпературной плазмы легких элементов. Прошедшее десятилетие отмечено серьезными успехами в изучении высокотемпературной плазмы в лабораторных условиях. Интенсивные, целеустремленные научные исследования и новые технические разработки, выполненные в последние годы, привели к тому, что на современных экспериментальных термоядерных установках удается получать параметры, близкие к тем, которые необходимы для энергетического использования происходящих в высокотемпературной плазме термоядерных реакций. Это означает, что экспериментатору приходится иметь дело с плазмой, нагретой до десятков миллионов градусов. Вполне естественно, что в исследованиях высокотемпературной плазмы возросла роль бесконтактных методов диагностики, и напротив, некоторые классические методы, например зондовые, во многом утратили прежнее значение. В таких условиях многие диагностики, представлявшие ранее лишь чисто методический интерес, становятся основными при измерении параметров высокотемпературной плазмы. Вместе с тем наблюдается усовершенствование известных ранее методов, осваиваются методы измерений из смежных разделов физики, таких, как астрофизика, ядерная физика. Наконец, возникают целые новые направления

в диагностике горячей плазмы, например применение лазерного рассеяния.

Исследования высокотемпературной плазмы в настоящее время находятся на такой стадии, когда для сравнения теории и эксперимента необходимо использовать методы, позволяющие получать локальные значения параметров, характеризующих состояние плазмы, причем одновременно предъявляются более серьезные требования к точности и надежности экспериментальных данных.

Упомянутые нами причины и привели к необходимости отобрать из большого потока литературы по диагностике плазмы материал, представляющий интерес для тех, кто занимается изучением именно высокотемпературной плазмы. Эту цель и преследовали авторы предлагаемой книги, отличающейся по подбору материала от хорошо известных монографий «Диагностика плазмы» под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда (пер. с англ. М., «Мир», 1967) и «Методы исследования плазмы» под редакцией В. Лохте-Хольтгревена (пер. с англ. М., «Мир», 1971). Авторы сочли возможным также не касаться традиционных методов измерений параметров плазмы, достаточно подробно освещенных в специальных монографиях. Это относится, например, к микроволновой диагностике, которой посвящены такие труды, как «Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы» В. Е. Голанта (М., «Наука», 1968) и «Сверхвысокочастотная диагностика плазмы» М. Хелда и Ч. Уортона (пер. с англ., М., «Мир», 1967).

В первой главе настоящей книги рассмотрен случай встречающейся в бесконтактной диагностике плазмы ситуации: непосредственно измеряемый сигнал является результатом суммирования вкладов отдельных участков плазмы, расположенных на линии наблюдения. Обсуждаются проблемы, возникающие при переходе от таких интегральных характеристик к локальным значениям параметров плазмы, и используемые при этом численные методы, источники погрешностей.

Во второй главе рассмотрено использование методов, основанных на рассеянии падающего на плазму излучения (электромагнитного или корпускулярного). В данном случае основной проблемой является интерпретация результатов таких измерений, т. е. определение связи между локальными значениями параметров исследуемой плазмы и спектра рассеянного излучения. Особое внимание уделено обсуждению представляющих интерес имен-

но с точки зрения исследования задач высокотемпературной плазмы проблем интерпретации спектров рассеяния лазерного излучения плазмой в магнитном поле и учета поправок к обычному томсоновскому рассеянию для случая плазмы с высокой электронной температурой.

В третьей главе рассмотрено, как по наблюдаемым интегральным соотношениям с помощью различных методов можно определять такие важные для физики плазмы величины, как распределения электрических и магнитных полей, в том числе и полей неустойчивостей, развивающихся в плазме. Как и во второй главе, основное внимание уделено физической интерпретации результатов локальных измерений, учитывая, что с помощью методов, изложенных в первой главе, удалось перейти к локальным значениям параметров.

Приведены примеры использования рассматриваемых в этой главе диагностических методов: изучения траекторий зондирующих заряженных частиц в исследуемой плазме, наблюдения штарковского уширения и сателлитов запрещенных линий в турбулентных электрических полях и, наконец, измерения фарадеевского вращения плоскости поляризации для определения магнитных полей.

В четвертой главе обсуждаются методы исследования процессов переноса в плазме. Длительность удержания энергии и частиц в плазме определяется процессами диффузии, теплопередачи и излучения. При разработке различных способов эффективного удержания высокотемпературной плазмы экспериментатор сталкивается с необходимостью выяснить физические процессы переноса в плазме. В главе разбираются некоторые методики, используемые при изучении диффузии и теплопроводности плазмы в магнитном поле.

В пятой главе обсуждаются возможности и особенности применения электронных вычислительных машин при решении проблем диагностики высокотемпературной плазмы.

Хотя диагностика плазмы развивается весьма быстро, а обзоры, подобные этой книге, в момент выхода их в свет отражают состояние проблемы, имевшее место несколько лет тому назад, авторы надеются, что, несмотря на это, их труд окажется полезным для тех, кто непосредственно занят исследованием физики высокотемпературной плазмы или хочет получить представление о наиболее типичных задачах, решаемых с помощью методов диагностики высокотемпературной плазмы.

ГЛАВА 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ ИЗ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЙ

§ 1.1. Постановка задачи

В этой главе рассматривается несколько бесконтактных методик, с помощью которых можно получить информацию о пространственном распределении параметров плазмы из экспериментально измеряемых интегральных соотношений.

Основное внимание при этом будет уделено методам определения пространственного распределения исследуемого плазменного параметра, когда в сигнал, регистрируемый прибором, вносят вклад различные элементы объема плазмы, расположенные на линии наблюдения. Для большей наглядности рассмотрим сначала решение этой задачи для плазменных конфигураций, обладающих цилиндрической симметрией. Значительное количество методов нахождения пространственного распределения без особого труда можно применять и для систем с отличной от цилиндрической (но известной) симметрией (см. § 1.3).

Некоторые методы измерения, применяемые в бесконтактной диагностике плазмы (и особенно существенные для диагностики высокотемпературной плазмы), с точки зрения постановки эксперимента можно описать схемой, изображенной на рис. 1.1. В эксперименте регистрируется сигнал $g(y)$ (см. рис. 1.1), вклад в который вносят различные элементарные плазменные объемы, расположенные на одной хорде. Значение координаты y называют иногда прицельным параметром, а функцию $g(y)$ — боковым или поперечным распределением. Требуется по измеренной функции $g(y)$ определить пространственное распределение некоторого параметра ε в том случае, если известно, что линии равного значения параметра ε представляют собой набор концентрических окружностей, т. е. если ε — функция только радиуса r ; максимальное значение радиуса r равно r_0 . В более общем случае задается конкретный вид линий равного значения $\varepsilon(x, y) = \text{const}$. Приведем для примера параметры

плазмы, используемые обычно в качестве исследуемой величины $\varepsilon(r)$.

Рассмотрим задачу о нахождении распределения мощности собственного излучения плазмы $\mathcal{Y}(r)$, когда применяются методики, относящиеся к так называемой пассивной диагностике. Излучение может быть различным по своей природе: электромагнитное, корпускулярное (нейтроны; атомы, образовавшиеся в результате процесса перезарядки, и т. д.). Для адекватности эксперимента схеме, представленной на рис. 1.1, важно, чтобы излучение каждого элемен-

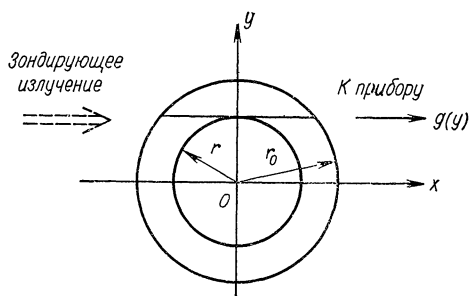


Рис. 1.1. Определение радиального распределения $\varepsilon(r)$ с помощью «поперечного распределения» $g(y)$.

тарного объема вдоль линии наблюдения доходило до измерительного прибора без искажений, т. е. должны практически отсутствовать такие явления, как самопоглощение, рефракция, рассеяние и т. д. Для простоты обычно считают, что доля излучения, попадающая в прибор и равная $\Omega/4\pi$ (Ω — телесный угол, в котором проводится регистрация), не зависит от положения точки в сечении плазменного шнура и, следовательно, этот множитель можно вынести за знак интеграла.

В случае интерферометрического метода измерения параметров плазмы зондирование плазмы проводится электромагнитным излучением. В диагностике лабораторной плазмы диапазон этого излучения простирается обычно от микроволновой области спектра до видимой. В настоящее время весь этот диапазон успешно перекрыт в первую очередь в результате использования ОКГ (лазеры на CO_2 с длиной волны 10,6 мкм, на HCN — 337 мкм и т. д.). В этом случае $g(y)$ — регистрируемый набег фазы при прохождении сигнала через плазму, а $\varepsilon(r) = [\mu(r) - 1]/\lambda$, где $\mu(r)$ —

показатель преломления исследуемой плазмы. Если этот показатель преломления обусловлен исключительно электронной компонентой, то приближенно можно записать, что $\varepsilon(r) \sim n_e(r)$. Существенным требованием для применимости этой методики в соответствии со схемой, изображенной на рис. 1.1, является отсутствие рефракции зондирующего излучения в исследуемой плазме.

В случае использования для диагностики плазмы эффекта Фарадея регистрируемой величиной $g(y)$ является поворот плоскости поляризации электромагнитной волны, прошедшей через исследуемую плазму на заданном прицельном расстоянии y от оси системы. В такого рода экспериментах интересуются пространственным распределением $\varepsilon(r) \sim n_e(r) H_x(r)$, где H_x — проекция напряженности магнитного поля в данной точке плазмы на линию наблюдения.

Нетрудно видеть (см. рис. 1.1), что связь радиального распределения $\varepsilon(r)$ с наблюдаемой величиной $g(y)$ дается соотношением

$$g(y) = 2 \int_y^{r_0} \frac{\varepsilon(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}, \quad (1.1)$$

которое является интегральным уравнением Абеля относительно функции $\varepsilon(r)$. В дальнейшем под «абелизацией» или выполнением обратного преобразования Абеля будем понимать нахождение решения этого уравнения какими-либо методами (преимущественно численными), не вкладывая в эти термины никакого более строгого смысла.

Решение этого уравнения хорошо известно:

$$\varepsilon(r) = - \frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{g'(y) dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}}. \quad (1.2)$$

Оно является точным, однако применить его непосредственно на практике обычно не удастся. Выражениям вида (1.2) присуща неприятная особенность: чувствительность к погрешностям, содержащимся в экспериментальной кривой $g(y)$, что прямо связано с наличием производной $g'(y)$ в этой формуле. Поэтому обычным приемом, который применяется для нахождения распределения $\varepsilon(r)$, является проведение предварительного «сглаживания» полученных в эксперименте кривых $g(y)$, т. е. в процессе решения ис-

пользуются не экспериментальные точки $g(y_j)$, а, например, точки $\bar{g}(y_j)$, принадлежащие некоторой гладкой кривой $\bar{g}(y)$, проведенной по определенному алгоритму через набор экспериментальных точек $g(y_j)$. Различные методы такого сглаживания рассмотрены в начале следующего параграфа.

Уравнение (1.1) обычно решается численными методами — заменой интеграла конечными суммами либо непосредственно в формуле (1.1), либо в решении, даваемом формулой (1.2). Заметим, что наряду с выражением (1.2) используются также тождественные выражения типа

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{g'(y)}{y} \cdot \frac{d}{dy} (y^2 - r^2)^{1/2}. \quad (1.3)$$

Конкретные схемы нахождения функции $\varepsilon(r)$ рассмотрены в § 1.2 этой главы. Из всего многообразия описанных в литературе методов мы ограничимся типичными схемами численного решения уравнения Абеля, пригодными для обработки большого количества информации, получаемой в современных исследованиях по высокотемпературной плазме. По этой причине мы исключаем из рассмотрения различные трудоемкие графические и графо-аналитические методы.

§ 1.2. Методы численного решения уравнения Абеля

1. Сглаживание экспериментальных кривых. Полученные непосредственно в результате измерений точки $g(y_j)$ редко используются для нахождения распределения $\varepsilon(r)$, так как различные «выбросы», связанные с погрешностями эксперимента, приводят к значительным неточностям в определении производной $g'(y)$, а следовательно, также и к существенным погрешностям в значении $\varepsilon(r)$. Поэтому по точкам $g(y_j)$ проводятся гладкие кривые $\bar{g}(y)$, с которых берутся точки $\bar{g}(y_j)$, используемые в дальнейших вычислениях. В работе [186] для численного сглаживания кривых $g(y)$, содержащих статистические погрешности, применялось представление $g(y)$ отрезком ряда Фурье, т. е. по экспериментальным точкам строилась функция

$$\bar{g}(y) = \sum_{s=0}^m a_s \cos(\pi s y) \quad (1.4)$$

(здесь радиус $r_0 = 1$). Наиболее важным моментом в этом методе сглаживания является выбор числа m , т. е. числа использованных членов ряда в сумме (1.4), при котором достигается оптимальное сглаживание для кривых определенного типа. Помимо вида измеряемых кривых существенное значение при выборе числа m имеют статистическая погрешность и число измеряемых точек. Так, число членов ряда следует брать меньшим, чем число экспериментальных точек, регистрируемых вдоль радиуса.

Рассмотрим другой метод сглаживания — метод наименьших квадратов. Через ряд последовательно расположенных точек $g(y_j)$ проведем кривую, которую можно описать некоторым многочленом. Обычно выбирают нечетное число эквидистантных точек. При этом значение многочлена в средней точке y_j используют в качестве сглаженного значения $\bar{g}(y_j)$. Так, в работе [135] предложено по семи последовательным точкам от $g(y_{j-3})$ до $g(y_{j+3})$ проводить многочлен третьей степени и брать в качестве $\bar{g}(y_j)$ значение этого полинома в точке y_j . В работе [184] использовано всего три последовательно расположенные точки, через которые методом наименьших квадратов проведена прямая. К полученным в результате сглаживания точкам $g(y_j)$ можно применить тот же метод сглаживания еще раз и т. д., как это и было сделано в работе [184].

2. Схемы вычислений $\varepsilon(r)$. Рассмотрим сначала методы нахождения $\varepsilon(r)$, основанные на замене интеграла в формуле (1.2) конечной суммой. Обычно полагают, что $g'(y) = \text{const}$ на отрезке $\Delta y = y_{j+1} - y_j$ [207]. Впрочем, в работе [137] в аналогичных расчетах* авторы полагали $g'(y)/y = \text{const}$ при $y_j < y < y_{j+1}$. В качестве производной на этом отрезке используется значение

$$g'(y) = [g(y_{j+1}) - g(y_j)] / (y_{j+1} - y_j).$$

Определение $\varepsilon(r)$, как нетрудно видеть, сводится к вычислению сумм вида

$$\varepsilon_k = \frac{m}{\pi r_0} \sum_{j=k}^m B_{kj} g_j, \quad (1.5)$$

* Для единообразия мы употребляем систему индексов и обозначений, не совпадающую с принятой в некоторых из цитированных работ. Это следует учесть при пользовании таблицами и формулами.

если, как и в работе [137], радиус r_0 разбит на m элементов. Значения коэффициентов B_{kj} можно найти в работах [137, 207]. К аналогичной формуле сводится нахождение ε_k и в работе [135], где приведена таблица соответствующих коэффициентов для чисел разбиений, равных 10, 20, 30 и 40. В последнем случае ($m = 40$) коэффициенты приведены только для $k \geq 30$.

По-видимому, одним из наиболее простых и наглядных численных методов абелизации является метод, рассмотренный Пирсом [92]. Изложим этот метод более подробно.

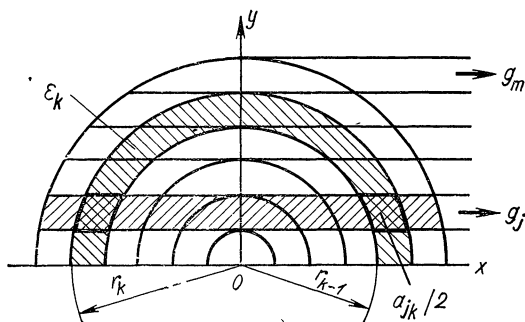


Рис. 1.2. Схема расчетов с использованием метода Пирса [92]: $a_{jk}/2$ — элемент площади сечения; ε_k — значение искомого параметра в кольце $r_{k-1} \leq r \leq r_k$.

Одна из причин этого связана с тем фактом, что рассмотренный в работе [92] подход без существенных изменений можно применить для решения широкого круга задач, в которых линии равного значения могут иметь довольно сложную форму и поэтому геометрия эксперимента может весьма заметно отличаться от цилиндрически симметричного случая.

Метод Пирса основан на том, что сечение плазменной конфигурации разбивается на кольцевые зоны и распределение $\varepsilon(r)$ аппроксимируется ступенчатой функцией. В пределах каждого кольца, ограниченного окружностями с радиусами r_k и r_{k-1} , величина $\varepsilon_k = \text{const}$ (рис. 1.2). При этом $r_k - r_{k-1} = r_0/m$, где m — число таких колец. Хорды, проведенные параллельно оси x , разбивают сечение на полосы равной ширины. Каждой из полос приписывается номер j , где j изменяется от 1 до m . Толщина слоя плазмы в направлении оси z принимается, как обычно, равной еди-

нице. В наблюдаемую величину g_j вносят вклад значения ϵ_k от ϵ_j до ϵ_m , причем каждое из них входит с некоторым коэффициентом a_{jk} . Из рис. 1.2 нетрудно видеть, что эти коэффициенты суть элементы площади, а именно сумма площадей двух одинаковых элементов, образованных пересечением кольца k с полосой j . Таким образом, величина g_j есть сумма вида

$$g_j = \sum_{k=j}^m a_{jk} \epsilon_k. \quad (1.6)$$

Задача нахождения ϵ_k сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$\left. \begin{aligned} a_{11} \epsilon_1 + a_{12} \epsilon_2 + \dots + a_{1m} \epsilon_m &= g_1; \\ a_{22} \epsilon_2 + \dots + a_{2m} \epsilon_m &= g_2; \\ \dots &\dots \\ a_{mm} \epsilon_m &= g_m. \end{aligned} \right\} \quad (1.7a)$$

В матричной записи система выглядит следующим образом:

$$A\epsilon = g, \quad (1.7b)$$

где A — матрица, составленная из коэффициентов a_{jk} ; g и ϵ — столбцы значений g_j и ϵ_k соответственно. В работе [92] коэффициенты a_{jk} вычислены для $m = 25$.

Как уже упоминалось выше, можно приближенно решить уравнение (1.2), определив коэффициенты разложения искомой функции $\epsilon(r)$ по ортогональной системе функций. Примером такого рода алгебраизации задачи служит использованное в работе [236] разложение функции $\epsilon(r)$ по многочленам Лежандра. Так как $\epsilon(r)$ — четная функция r , то в разложении следует оставить лишь четные многочлены Лежандра. Разумеется, разложение такого рода можно проводить и по любой другой системе ортогональных функций.

Отметим, что если разложить в отрезок ряда Фурье полученную в результате измерений функцию $g(y)$, то нахождение $\epsilon(r)$ можно свести к использованию формул, аналогичных выражению (1.5). В работе [242] с помощью LC-фильтров проводился гармонический анализ последо-

вательности поступающих с ФЭУ сигналов, что позволяло представить сигнал непосредственно в виде

$$g(y) = a_0 + \sum_{k=1}^6 a_k \cos \frac{k\pi y}{r_0}, \quad 0 \leq |y| < r_0. \quad (1.8)$$

В результате подстановки выражения (1.8) в формулу (1.2) имеем

$$\varepsilon(r) = r_0^{-1} \sum_{k=1}^6 k A_k(\rho) a_k, \quad (1.9)$$

где $\rho = r/r_0$, а $A_k(\rho)$ определяется выражением

$$A_k(\rho) = \int_{\rho}^1 (t^2 - \rho^2)^{-1/2} \sin(k\pi t) dt. \quad (1.10)$$

Коэффициенты $A_k(\rho)$ называются коэффициентами Абеля — Фурье и приведены в работе [242] для различных значений k и ρ .

Нетрудно видеть, что выражение (1.9) аналогично (1.5), но вместо значений g_j функции $g(y)$ в опорных точках использованы коэффициенты разложения $g(y)$ в отрезок ряда Фурье.

3. Методы реализации вычислений. Рассматривая различные способы реализации перечисленных выше схем вычислений, учтем, что речь идет о проведении обработки данных, получаемых на современных установках, предназначенных для исследования высокотемпературной плазмы. В этом случае, как правило, требуется находить радиальные распределения одновременно для нескольких параметров исследуемой плазмы, для целого ряда режимов работы установки и для различных моментов времени. При такой ситуации не может быть и речи о применении ручного счета и различных графических методов. Для выполнения подобных вычислений создано несколько специализированных аналоговых устройств [188, 231, 242]. В работе [188] описано устройство, собранное на серийных операционных усилителях. В этом устройстве используется математическая схема расчетов, приведенная в работе [135]. Радиус разбит на 10 интервалов. Экспериментальные точки вводятся соответствующей установкой потенциометров.

Система, описанная в работе [242], весьма сложна. Она была использована для обработки данных, поступающих

непосредственно с ФЭУ при периодическом сканировании стационарного разряда. Системы такого рода не получили широкого распространения в первую очередь вследствие своей сложности. Вполне аналогичен рассмотренному выше устройству [188] более простой преобразователь, описание которого дано в работе [231]. В качестве схемы вычислений выбран метод Пирса [92], допускающий наиболее простой ввод данных. Использовано разбиение радиуса на 25 интервалов. Погрешность, вносимая самим аналоговым устройством, составляла $\pm 5\%$.

Вопрос о выборе специализированных аналоговых устройств или универсальных цифровых ЭВМ для проведения вычислений связан в конечном счете всего лишь со стоимостью машинного времени и доступностью его использования для лаборатории. На современных быстродействующих ЭВМ численное решение рассматриваемой задачи занимает лишь доли секунды. Сами по себе вычисления $\epsilon(r)$ обычно являются частью каких-либо сложных задач по обработке полученных экспериментальных данных. Не останавливаясь более подробно на применении ЭВМ в различных задачах, связанных с диагностикой плазмы, рассмотрим лишь, какие элементы может включать собственно программа обработки экспериментальных данных $g(y)$. Пусть измеряется поперечное распределение $g(y_j)$ вдоль радиуса плазменного шнура. Прежде всего имеет смысл включить в программу критерий проверки симметрии по y , т. е. решить вопрос, имеет ли смысл обрабатывать введенные данные в соответствии с формулами для цилиндрически симметричного случая. Обычно в ходе таких вычислений находят и центр симметрии, т. е. точку $y = 0$.

Следующий важный этап — «сглаживание» исходных точек (см. § 1.2, п. 1). В результате этой операции мы получаем набор точек g_j (всего m точек). Выбор определенного числа таких точек представляет собой нетривиальную проблему. Вопросы, связанные с выбором оптимального числа точек g_j или числа отличных от нуля коэффициентов разложения функции $g(y)$ по ортогональным многочленам, рассмотрены частично в п. 4 этого параграфа, частично в § 1.4. Во всяком случае обычно рекомендуется выбирать m меньшим, чем число исходных экспериментальных точек [135, 186]. После выбора числа m решение проводится по одной из рассмотренных выше стандартных схем. Далее, после нахождения радиального распределения $\epsilon(r)$ программа может содержать обработку набора кривых $\epsilon(r)$.

Например, при получении пространственного распределения ионной температуры по доплеровскому уширению спектральных линий, распределения плотности $n_e(r)$ по штарковскому уширению линий требуется обработать большое число распределений интенсивности $I(\lambda, y)$, получить радиальные распределения на соответствующих длинах волн $I(\lambda, r)$, а затем построить контур линий для выбранных значений радиуса r . Определение $n_e(r)$ по штарковскому уширению линий приведено в работе [239]. Вычисления по общей программе могут продолжаться и дальше. Для нас в данном случае существенно, что результаты абелизации могут быть непосредственно использованы для дальнейших расчетов без вывода из машины.

4. Источники погрешностей. Если даже мы располагаем точным значением кривой $g(y)$ для известного радиального распределения $\varepsilon(r)$, то, восстанавливая $\varepsilon(r)$ по функции $g(y)$ одним из рассмотренных выше численных методов, мы внесем некоторые погрешности по следующим причинам.

1. Применяемые табличные значения коэффициентов, например a_{jh} в выражении (1.6), являются приближенными.

2. Используется представление интегралов в виде сумм с конечным числом членов m .

Погрешности, возникающие в связи с первой из указанных причин, обычно мало существенны. Они легко сводятся к малым значениям простым увеличением числа значащих цифр в коэффициентах типа a_{jh} . Обычно в таблицах эти коэффициенты приведены с вполне достаточной точностью. Например, в работе [92] коэффициенты содержат шесть значащих цифр, в работе [135] — семь значащих цифр и т. д. Характер погрешностей второго типа можно оценить, проводя абелизацию гладких кривых $g(y)$ при различных значениях m и сравнивая найденные значения решения с известным точным значением $\varepsilon(r)$. Такого рода вычисления проведены в работе [135] для трех функций:

$$g_1(y) = 1 - y^4; \quad g_2(y) = 1 - 3y^6 + 8y^4 - 6y^6;$$

$$g_3(y) = 0,67(1 - y^2) [0,25 + (1 + 4y^2)(1 - y^2)^{1/2}].$$

Предполагалось, что $r_0 = 1$, $g_{\max} = 1$. Оказалось, что погрешность $\Delta\varepsilon_j(r)$ ведет себя одинаково для одних и тех же значений m для всех трех приведенных функций $g(y)$. Результаты расчетов, усредненные по всем трем кривым, приведены на рис. 1.3 [135].

Как видно из этого рисунка, с ростом m погрешность $\Delta \epsilon_j(r)$ падает, причем она существенно зависит от радиуса r . В некоторых случаях представляется разумным отказаться от эквидистантного расположения точек по r и при значениях радиуса, близких к единице, применять более мелкий шаг.

На практике измеряемая функция $g(y)$ всегда содержит погрешности («шумы») $\Delta g(y)$. Оказывается, что наиболь-

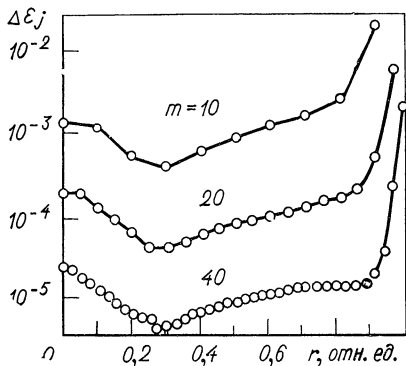


Рис. 1.3. Погрешности в значениях ϵ_n , связанные с конечностью числа разбиений m . Приведены средние значения для трех различных кривых $g(y)$ при $g_{\max} = 1$, $r_0 = 1$ [135].

шие по величине погрешности в $\epsilon(r)$ обусловлены наличием именно этих экспериментальных погрешностей в поперечном распределении $g(y)$. Это является прямым следствием вида интегрального уравнения (1.1) и его решения (1.2), содержащего производную $g'(y)$ экспериментально снятой кривой $g(y)$. Вопрос о зависимости величины этой погрешности от вида кривой, числа точек g_j и других факторов достаточно сложен. Частично

он рассмотрен ниже, а некоторые соображения по этому поводу содержатся также в § 1.4.

Отметим следующую важную особенность этого источника погрешностей. Увеличение числа точек m , используемых в процессе приближенного решения, может привести к увеличению погрешности в решении $\epsilon(r)$. Результат, как это видно из рис. 1.3, совершенно противоположен тому, который имеет место при обращении гладких кривых, не содержащих погрешностей. В работе [135] аналогичные расчеты при наличии погрешностей в $g(y)$ дали рост погрешности в $\epsilon(r)$ при увеличении числа m . Вычисления проводились при $m = 10; 20; 40$. В общем случае вопрос о выборе числа используемых в расчетах точек m или числа членов суммы, которое следует удержать при разложении по ортогональным многочленам, зависит от числа полученных в эксперименте точек g_j , от погрешности Δg_j , с которой они получены, и, наконец, главным образом от вида иссле-

двух распределений $\varepsilon(r)$. В настоящее время наряду с аналитическими методами оценки связи погрешности в исходных данных Δg с погрешностью в результате расчета кривой $\varepsilon(r)$ применяется метод математического эксперимента. В применении к конкретной проблеме абелизации схема такого рода «эксперимента» выглядит следующим образом. В качестве исходной берется гладкая кривая $\varepsilon(r)$, более или менее типичная для экспериментальных условий, встречающихся в конкретных экспериментах по физике плазмы. По этой кривой находят соответствующее значение поперечного распределения $g(y)$. Затем случайным образом в $g(y)$ вносится погрешность $\Delta g(y)$. Распределение погрешностей обычно характеризуется нулевым средним значением и заданным средним квадратическим отклонением σ_g . Используя полученную в результате таких операций «экспериментальную кривую» $g(y) + \Delta g(y)$, проводят расчет радиального распределения $\varepsilon_1(r)$. Кривая $\varepsilon_1(r)$ содержит погрешности $\Delta\varepsilon(r) = \varepsilon_1(r) - \varepsilon(r)$, связанные в основном с погрешностями $\Delta g(\hat{h})$ в «экспериментальных данных».

Такие вычисления повторяют много раз, используя различное число точек m , различные кривые $\varepsilon(r)$ и величины средних квадратических отклонений σ_g и т. д. Результаты расчетов подобного рода не обладают достаточной общностью и строгостью, как и рекомендации, полученные на основании этих расчетов. Они имеют значение для конкретной схемы сглаживания и расчета, а также для кривых вполне определенного типа. Тем не менее возможность легко варьировать самые различные параметры расчета, наглядность результатов и учет в схеме вычислений такого важного факта, как статистический характер погрешности экспериментальных данных, придают этому методу большую практическую ценность. Для примера рассмотрим расчеты, проведенные в работе [186]. За исходные кривые $\varepsilon(r)$ взяты функции, изображенные на рис. 1.4. Здесь же приведены соответствующие распределения $g(y)$. В кривые $g(y)$ были внесены погрешности со средним квадратическим отклонением до 20%. Проводилось сглаживание путем представления кривой $g(y)$ отрезком ряда Фурье, т. е.

$$\bar{g}(y) = \sum_{s=0}^m a_s \cos(\pi s y).$$

Число коэффициентов a_s , отличных от нуля, варьировали от единицы до восьми (без учета a_0). Бралось также

различное число «экспериментальных точек». Каждая из возможных комбинаций перечисленных параметров повторялась 20 раз с неодинаковыми статистическими погрешностями, которые выбирались в соответствии с различными последовательностями случайных чисел. За меру погрешности в $\varepsilon(r)$ принималась относительная погрешность в нуле, т. е. $\Delta\varepsilon(0)/\varepsilon(0)$. В работе приведены многочисленные графики, на которых значения погрешности представлены

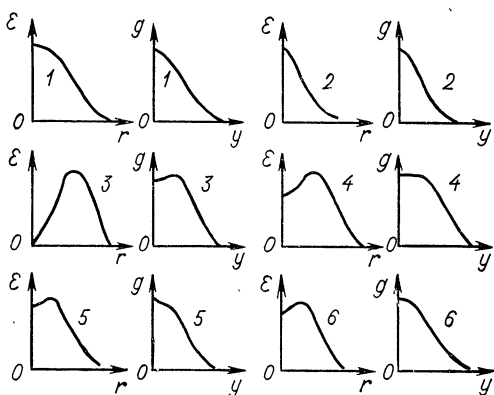


Рис. 1.4. Набор кривых $\varepsilon(r)$ и $g(y)$, использованных в работе [186] при расчете погрешности абелизации, где $\varepsilon(r)$ заданы: 1 — $(1-r^2)^2$; 2 — $(1-r^2)^2 \exp(-5r^2)$; 3 — $[1-(2r-1)^2]^2$; 4 — $(1-r^2)^2 + [1-(2r-1)^2]^2$; 5 — $\{(1-r^2)^2 + [1-(2r-1)^2]^2\} \exp(-10r^2)$; 6 — $\{(1-r^2)^2 + [1-(2r-1)^2]^2\} \exp(1-5r^2)$.

как функции числа коэффициентов. Оказалось, что оптимальное число членов ряда сравнительно невелико — обычно три — пять (при числе точек на радиусе 20—40).

В заключение отметим еще один источник погрешностей, который также следует учитывать при расчетах. Речь идет о возможной неадекватности схемы реального эксперимента схеме, аналогичной представленной на рис. 1.1. Если имеет место рефракция и нельзя пренебрегать зависимостью телесных углов Ω от расстояния между прибором и элементарными объемами или геометрическая форма этих объемов по условиям наблюдения не соответствует, например, изображенной на рис. 1.2, то во всех этих случаях вносится погрешность, которая может превосходить погреш-

ности, связанные с рассмотренными выше источниками. Поэтому при выборе схемы расчета необходимо проводить тщательный анализ геометрии конкретного эксперимента.

§ 1.3. Абелизация и различные диагностические методики

1. Задачи, сводимые к решению уравнения (1.1). Существование различных численных методов решения уравнения (1.1), в том числе и программ для решения на ЭВМ, наличие в литературе затабулированных коэффициентов, необходимых для решения, делают полезным сведение к решению этого уравнения ряда задач, точное интегральное уравнение для которых отличается от уравнения (1.1).

Начнем с рассмотрения решения уравнения (1.1) для случая, когда измеряемой функцией является мощность излучения $\mathcal{I}(v, r)$ в спектральном интервале Δv . Сначала можно найти набор кривых в достаточно широком интервале частот, затем построить для определенных значений радиуса r соответствующие профили спектральных линий. Этот метод является достаточно трудоемким, но в принципе позволяет решать различные задачи, связанные с определением параметров спектральных линий путем многократного решения уравнения (1.1). Однако существуют и менее тривиальные случаи использования уравнения (1.1). Если требуется определить радиальное распределение полуширины линии, например, при измерении ионной температуры по доплеровскому уширению или плотности плазмы по штарковскому уширению спектральной линии, то обычно экспериментально получают набор профилей $I(y, v)$. Измерения эти по ряду причин могут содержать значительные погрешности, особенно на крыльях линии. Вместе с тем такой параметр, как спектральная полуширина профиля, обычно известен с достаточной точностью. Обозначим полуширину линии $v_H(y) - v_0$ как $\Delta v_H(y)$, где v_0 — центр линии (подразумевается, что сдвиг линии отсутствует). Обозначим соответствующую полуширину как функцию радиуса $\Delta v_H(r)$. Для нахождения, например, распределения ионной температуры $T_i(r)$ достаточно найти распределение доплеровского уширения линии $\Delta v_H(r)$, используя полуширины экспериментальных профилей, т. е. $\Delta v_H(y)$. Однако эти величины не связаны между собой уравнением (1.1). Тем не менее, как показано в работе

[137], в случае доплеровского и дисперсионного профилей при отсутствии сдвига линии уравнение (1.1) справедливо для функций $g(y) = I(y) [\Delta v_H(y)]^2$ и $\varepsilon(r) = \mathcal{Y}(r) [\Delta v_H(r)]^2$, где $\mathcal{Y}(r)$ — распределение полной интенсивности спектральной линии по радиусу. Таким образом, если найти радиальное распределение мощности излучения $\mathcal{Y}(r) = \int_0^\infty \mathcal{Y}(r, \nu) d\nu$, то можно определить искомое радиальное распределение полуширины линии.

Аналогичным образом решается задача о пространственном распределении сдвига спектральной линии. В первом приближении считается, что профиль линии является доплеровским или дисперсионным и не зависит от радиуса. В этом случае можно найти радиальную зависимость сдвига линии как целого по сдвигу наблюдаемых профилей. Если величину сдвига оценивать по положению максимума профилей $I(y, \nu)$, т. е. находить частоту $\nu_M(y)$, для которой $\partial I(y, \nu) / \partial \nu = 0$, и вводить сдвиг $\Delta v_M(y)$ соотношением $\Delta v_M(y) = \nu_M(y) - \nu_0$, то между экспериментально найденной величиной $\Delta v_M(y)$ и искомой величиной $\Delta v_M(r) = \nu_M(r) - \nu_0$ существует связь:

$$I(y) \Delta v_M(y) = 2 \int_y^{r_0} [\mathcal{Y}(r) \Delta v_M(r)] \frac{r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}, \quad (1.11)$$

т. е. опять имеем уравнение Абеля с функцией $g(y) = I(y) \Delta v_M(y)$ и $\varepsilon(r) = \mathcal{Y}(r) \Delta v_M(r)$.

Задача о нахождении радиальной зависимости сдвига спектральных линий представляет большой интерес в связи с развитием различных методов инжекции плазмы (создание плазменных двигателей, источников заполнения плазмой термоядерных устройств, плазменная обработка материалов и т. д.). Экспериментально измеряется доплеровский сдвиг для случая, когда плоскость наблюдения составляет угол φ с осью z (осью симметрии плазменной струи). В этом случае роль функции $g(y)$ играет величина $g_s(y) = g(y) \sin \varphi$. В остальном подход к решению задачи остается без изменений.

В случае использования одного из методов активной корпускулярной диагностики плазмы, а именно при зондировании плазменного шнура пучком нейтральных частиц, ситуация оказывается несколько проще. Если локальный коэффициент поглощения $D(r)$, определяемый из соотно-

шения $dI/dx = -D(r)$, принять за $\varepsilon(r)$, то соответствующая функция переменной y , связанная с $D(r)$ уравнением Абеля, есть величина, аналогичная оптической плотности $d(y) = -\ln [I(y)/I_0]$, где I_0 — интенсивность пучка в отсутствие плазмы. Так, например, если зондирование водородной плазмы производится пучком атомов водорода с энергией атомов, много большей соответствующей температуры протонов плазмы [16, 70], то преобладающую роль в ослаблении пучка играют процессы резонансной перезарядки и обдирки на протонах. Приближенно, пренебрегая ионизацией атомов пучка электронами плазмы и потерями атомов из пучка в результате рассеяния, можно записать

$$D(r) \approx \sigma(E) n_p(r), \quad (1.12)$$

где $\sigma(E)$ — суммарное сечение резонансной перезарядки и обдирки, $n_p(r)$ — концентрация протонов. Измерив экспериментально отношение $I(y)/I_0$ и вычислив затем $d(y) = -\ln [I(y)/I_0]$, можно найти радиальное распределение плотности протонов. Обычно представляет интерес оценка доли примесей в плазме исходя из распределения плотности электронов n_e (полученной, например, с помощью многоканального интерферометра или лазерного рассеяния) и соотношения квазинейтральности $n_e - n_p = \sum_i n_i Z_i$.

В работе [70] (правда, не для радиальных распределений) была проведена такого рода оценка «средней по лучу» плотности протонов при одноканальном зондировании.

Отметим, что в ряде случаев задача нахождения радиального распределения некоторых параметров плазмы сводится к решению интегрального уравнения (1.1) даже если схема эксперимента не вполне соответствует изображенной на рис. 1.1. Для примера можно привести еще один метод, относящийся к активной корпускулярной диагностике, а именно метод определения полей в плазме с помощью зондирования пучками заряженных частиц [88]. Рассмотрим зондирование цилиндрического шнура с полями сравнительно простой структуры: азимутальным магнитным и радиальным электрическим [88]. Предполагается, что энергия зондирующих частиц достаточно велика, т. е. пучок слабо отклоняется полями в плазме. Ограничимся первыми не исчезающими членами разложения по v^{-1} (v — скорость частиц пучка). Тогда из уравнения движения следует, в частности, что регистрируемое смещение частицы $\delta z(y_0)$

вдоль оси z связано с компонентой вектор-потенциала A_z ($H_\theta = -\partial A_z/\partial r$) уравнением Абеля

$$\delta_z(y_0) = 2 \int_{y_0}^{r_0} \left(-\frac{eA_z}{mcv} \right) \frac{r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}, \quad (1.13)$$

где мы должны ввести прицельное расстояние y_0 вместо координаты y , изменяющейся, вообще говоря, при прохождении частицы через плазму (в отличие от схемы, представленной на рис. 1.1, где эти величины тождественны). Таким образом, мы снова приходим к уравнению типа (1.1). В данном случае $\varepsilon(r) = (-eA_z/mv)$.

2. Случай отсутствия цилиндрической симметрии. В целом ряде практически важных случаев цилиндрическая симметрия объекта исследования заведомо отсутствует. Для примера приведем предложенную в работе Л. А. Арцимовича и В. Д. Шафранова [11] модификацию установок типа «Токамак» (см. также работу [100]).

В этом случае, как и во многих других, отсутствие цилиндрической симметрии обусловлено самой геометрией установки. Но даже в установках, где, как правило, можно принять цилиндрическую симметрию, при некоторых режимах работы (и для определенных моментов времени разряда) экспериментально наблюдается отклонение от цилиндрической симметрии. Так, например, на установке «Токамак Т-3» показано, что результаты измерений фазового сдвига по различным каналам при многоканальном микроволновом зондировании [35] можно объяснить, если считать, что линии равной плотности $n_e(x, y) = \text{const}$ являются семейством окружностей $[x - (x_1 - kr)]^2 + y^2 = r^2$. При $r = 0$ и $x = x_1$ центр окружности, имеющей радиус r_0 , расположен в точке $x_2 = x_1 - kr_0$. При промежуточных значениях $0 < r < r_0$ центры окружностей лежат между x_1 и x_2 . Зондирование плазмы в работе [35] проводилось в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Помимо рассмотренных выше нецилиндрических случаев следует отметить и такие измерения, которые осуществляются на плазме цилиндрической конфигурации, но под некоторым углом к ее оси. Необходимость в измерениях такого рода возникает (см. п. 1) при определении поля скоростей в струе плазменного двигателя. При этом имеют дело с семейством эллипсов вида $\varepsilon(x_1, y_1) = \text{const}$, где x_1 и y_1 — координаты в плоскости сечения наблюдения;

$x_1 = x/\sin \varphi$ (здесь φ — угол между осью цилиндра z и сечением), а $y_1 = y$.

Рассмотрим решение нецилиндрических задач при следующих исходных условиях. Исследование плазменной конфигурации проводится в двух взаимно перпендикулярных направлениях, что соответствует чисто практическим возможностям для большинства реальных лабораторных установок. Вопросом измерений под набором различных углов мы заниматься не будем.

Для иллюстрации нахождения пространственного распределения параметров (рис. 1.5) использована конфигурация из работы [11]. В результате измерений имеем кривые $g(y)$ и $f(x)$, причем последняя получается при измерениях по хордам, параллельным оси y .

Очевидно, что полученной информации в общем случае недостаточно для нахождения пространственного распределения исследуемого параметра $\varepsilon(x, y)$. Допустим, однако, что из каких-либо соображений (теоретические предсказания, измерения, проведенные другими методами, и т. д.) для линий равного значения $\varepsilon(x, y) = \text{const}$ можно выбрать определенный вид. В этом случае получим интегральные уравнения для нахождения $\varepsilon(x, y)$, которые затем решаются численными методами. Так как в нашем распоряжении имеются данные измерений в двух направлениях, существует возможность подобрать значения неизвестного параметра, содержащегося в аналитической записи линий уровня, или просто проверить непротиворечивость сделанных предположений о характере линий уровня, если нет необходимости в определении неизвестного параметра. Такого рода подход был реализован в работе [35] для семейства неконцентрических окружностей.

Поскольку в численных вычислениях обычно считают, что значения исследуемой физической величины $\varepsilon(x, y)$ постоянны между двумя выбранными «линиями уровня» $\varepsilon_{k-1} = \text{const}$ и $\varepsilon_k = \text{const}$, то можно использовать несколько отличный подход к решению рассматриваемой

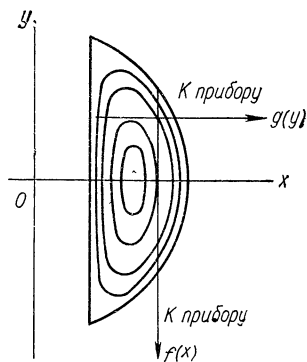


Рис. 1.5. Определение пространственного распределения параметров при нецилиндрической геометрии плазмы.

задачи. Этот подход полностью аналогичен методу Пирса [92] для цилиндрической геометрии (см. § 1.2, п. 1). Необходимо вычислить элементы площади a_{jk} (см. рис. 1.2) и затем решить систему линейных уравнений с ε_k в качестве неизвестных. Расчеты a_{jk} и решение системы проводятся независимо для каждого из двух направлений наблюдения, что позволяет установить отсутствие противоречия

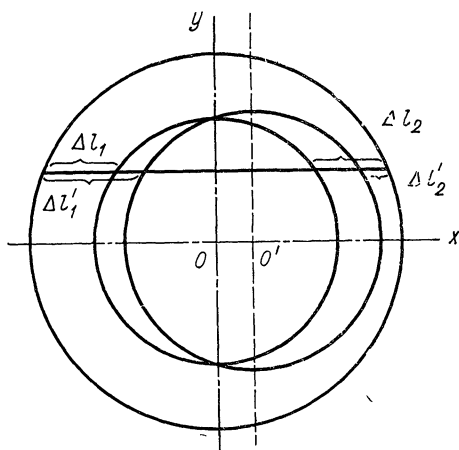


Рис. 1.6. Смещение линий равного значения $\varepsilon(x, y) = \text{const}$ вдоль оси x .

с положенным в основу расчета предположением о виде кривых $\varepsilon(x, y) = \text{const}$ в исследуемой плазме. Очевидно, что в рамках такого подхода становится возможным сведение одной конфигурации к другой, решение для которой известно. Если, например, кривую $\varepsilon_{k-1}(x, y) = \text{const}$ перемещать по оси x внутри кривой $\varepsilon_k(x, y) = \text{const}$, то на характере соотношения для наблюдаемой функции $g(y)$ эта операция не скажется. Это легко видеть, рассматривая рис. 1.6, так как сумма хорд $\Delta l_1 + \Delta l_2 = \Delta l'_1 + \Delta l'_2$. В частности, для системы неконцентрических окружностей, центры которых расположены на оси x , справедливо уравнение Абеля (1.1), как это показано аналитически в работе [35].

Легко также показать, что и такие преобразования, как изменение масштаба по одной из осей ($x_1 = kx, y_1 = y$), не приводят к изменению относительного вида уравнения при наблюдении по хордам вдоль этой оси. Для примера можно указать на семейство эллипсов, полученных из концентрических окружностей (см. п. 1 этого параграфа), где $k = \sin \varphi$ и $g_s(y) = g(y) \sin \varphi$. Для $g_s(y)$ справедливо уравнение (1.1).

Итак, если предположение о том, что линии уровня являются окружностями, заменить предположением о каком-либо ином виде этих линий $\varepsilon(x, y) = \text{const}$, то задачу

можно решить методами, вполне аналогичными тем, которые развиты для цилиндрического случая. Более того, довольно широкий круг задач сводится, по крайней мере для одного из направлений наблюдения, к соотношениям, справедливым для цилиндрической плазменной конфигурации. Это позволяет в подобных случаях применять вычислительный аппарат, развитый для цилиндрической геометрии.

§ 1.4. Абелизация как случай решения «некорректно поставленной» задачи

Некоторые особенности рассматриваемой задачи можно лучше понять, если принять во внимание, что интегральное уравнение Абеля (1.1) принадлежит к классу так называемых некорректно поставленных или некорректных задач математической физики [62, 78, 101]. Рассмотрим некоторые важные с практической точки зрения свойства таких некорректных задач.

В экспериментах поперечное распределение $g(y)$ измеряют с точностью до некоторого «шума» $\Delta g(y)$. Следствием этого при решении некорректной задачи оказывается тот факт, что с точностью до погрешности измерения уравнению (1.1) начинает удовлетворять широкий набор функций. В этом случае отдельные функции данного набора могут весьма существенно отличаться друг от друга. Например, среди таких решений наряду с «гладкими» функциями $\varepsilon(r)$ могут оказаться функции, содержащие быстро осциллирующие компоненты [104].

На практике иногда применяют следующую оценку вида радиального распределения $\varepsilon(r)$. Выбираются некоторые функции $\varepsilon(r)$ и затем проводится интегрирование в соответствии с (1.1). Если полученная функция $g(y)$ с некоторой заданной точностью совпадает с кривой, проведенной по экспериментальным точкам, то использованная функция $\varepsilon(r)$ и принимается за решение уравнения (1.1). Однако в свете изложенных выше положений с той же точностью уравнению (1.1) будут удовлетворять и другие функции, в том числе и весьма отличные по виду от использованной в вычислениях кривой $\varepsilon(r)$. Разумеется, $\varepsilon(r)$ можно считать правильным решением и использовать для построения модели исследуемой плазмы. Однако следует помнить, что такая модель может оказаться не единственной, удовлетворяющей полученным экспериментальным данным.

Конечно, строго говоря, термин «некорректная задача» относится собственно к интегральному уравнению, в котором $g(y)$ есть некоторая непрерывная функция координаты y . Мы же, как правило, имеем дело с алгебраизованным вариантом задачи, т. е. решаем систему из m алгебраических уравнений вида

$$g_j = \sum_{k=j}^m a_{jk} \varepsilon_k.$$

Здесь ε_k и g_j могут быть либо значениями функций $\varepsilon(r)$ и $g(y)$ в ряде выбранных точек, либо коэффициентами разложения этих функций по какой-либо ортогональной системе функций. Однако и в этом случае, к сожалению, сказывается некорректность исходного интегрального уравнения (1.1). Дело в том, что при алгебраизации некорректных задач получаются так называемые плохо обусловленные системы линейных уравнений [105, 106]. Системы такого рода характеризуются тем, что точность найденного решения подобных систем значительно ниже, чем точность вектора \mathbf{g} с компонентами g_j . Это накладывает, в частности, определенные требования на точность задания коэффициентов a_{jk} и на точность проведения вычислений.

Важное свойство таких систем — ухудшение обусловленности системы с ростом числа уравнений m . Разумеется, сначала точность определения искомого решения $\varepsilon(r)$ увеличивается с ростом m , так как требуется иметь достаточное число уравнений в системе, чтобы уменьшить погрешности, связанные с конечным числом этих уравнений (см. § 1.2, п. 4 и работу [135]), но затем при дальнейшем увеличении числа уравнений ($m \rightarrow \infty$) обусловленность системы ухудшается и погрешности в $\varepsilon(r)$ растут. Точнее, растет отношение погрешностей в $\varepsilon(r)$ и $g(y)$. Этот факт объясняет наблюдаемое обычно [135, 186] увеличение погрешностей при росте m . По-видимому, стоит еще раз подчеркнуть, что обусловленность системы ухудшается при $m \rightarrow \infty$ независимо от конкретного способа сведения исходного интегрального уравнения (1.1) к системе уравнений типа (1.6).

Решение некорректно поставленных задач представляет интерес для широкого круга физических проблем. Разработанные для решения этих задач современные математические методы (например, метод регуляризации [101, 102, 104]) нашли широкое применение в различных разделах

физики. Применение быстродействующих ЭВМ позволяет преодолевать чисто вычислительные трудности и оптимально переносить содержащуюся в исходных данных информацию, не внося дополнительных погрешностей в процессе численного решения. Тем не менее всегда следует помнить, что некорректные задачи являются информационно недоопределенными [104] и для окончательного выбора конкретной функции в качестве решения требуется использовать по возможности нетривиальную априорную информацию о виде этого решения.

Различные математические методы, развитые для приближенного решения некорректных задач, в сущности отличаются друг от друга в первую очередь именно характером этой априорной информации [62, 104]. Например, одним из дополнительных условий может служить требование максимальной гладкости решения, т. е.

$$\int_a^b \left(\frac{d\varepsilon}{dr} \right)^2 dr = \min. \quad (1.14)$$

Условие такого рода часто используется в самых различных задачах [116]. Это условие может быть использовано и при нахождении радиальных распределений $\varepsilon(x, y)$.

Часто применяемый при абелизации метод «сглаживания исходных данных» с предварительной проверкой на определенном наборе радиальных распределений $\varepsilon(r)$ в сущности также является внесением априорных ограничений на ожидаемые решения. Обычно в качестве пробных функций $\varepsilon(r)$ берут достаточно гладкие кривые [184, 186]. Понятно, что сама процедура сглаживания может стать бессмысленной, если появятся априорные соображения, согласно которым решениями могут быть функции с достаточно быстрыми осцилляциями. Таким образом, и в методах, где применяется сглаживание, всегда используется априорная информация, только не всегда ясен точный вид накладываемых ограничений. Наиболее ценны были бы априорная информация, вытекающая из анализа физической природы изучаемой величины, теоретических предсказаний относительно характера ее распределения по радиусу, а также ограничения, вытекающие из экспериментальных данных, полученных с помощью других методик. К сожалению, этот важный вопрос в применении к задачам абелизации до последнего времени практически не был рассмотрен в литературе.

В заключение главы сделаем некоторые замечания общего характера. Проведение абелизации полученных в эксперименте поперечных распределений $g(y)$ и однозначная интерпретация полученных результатов, как мы видели, оказываются далеко не простым делом. Такое положение стимулировало развитие методик, предназначенных для непосредственного бесконтактного определения локальных параметров плазмы. О некоторых из этих методик пойдет речь в следующей главе. Тем не менее, несмотря на существование таких методик, извлечение информации из интегральных характеристик сохранило свое значение. Прежде всего не для всякой «интегральной методики» развит соответствующий «локальный» аналог, т. е. методика, предназначенная для измерения пространственного распределения того же самого параметра. Кроме того, не всегда представляется возможным по техническим соображениям на установках конкретного типа применить даже имеющиеся методики локальных измерений. Чем тщательнее выполняются требования к вакуумной гигиене установки, к однородности полей и т. д., тем труднее «добраться» до плазмы с помощью различных диагностических методов. Так, обычно существуют определенные требования к величине и числу наблюдательных окон в системе, что затрудняет применение, например, такой методики, как лазерное рассеяние.

Помимо этого в ряде случаев исследователя может интересовать не получение вида решения уравнения (1.1), а некоторые характеристики этого решения, которые можно найти с достаточной точностью. Ситуация аналогична той, которая существует для другой известной некорректной задачи — в случае нахождения истинного вида спектра по приборному спектру и аппаратной функции (уравнение типа свертки). Как показано в работе [96], в общем случае интенсивность изолированной спектральной линии, например (а в случае симметрии — и ее положение в спектре), с достаточной точностью определяется независимо от истинной формы исследуемой линии. Таким образом, анализ данных экспериментов по нахождению радиальных распределений как части некоторого комплекса методик может оказаться весьма полезным во многих случаях.

ГЛАВА 2

РАССЕЯНИЕ КАК МЕТОД ЛОКАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

§ 2.1. Общая схема локальных измерений методом рассеяния

Трудности получения и интерпретации данных о пространственном распределении параметров плазмы, находимых по интегральным характеристикам, объясняют повышенный интерес, который отчетливо проявился за последние годы к истинно локальным методам и, в частности, к методу рассеяния. Особенно бурным было развитие диагностических методов, основанных на применении лазерного рассеяния. Рассмотрению проблем и возможностей этого метода посвящена в основном настоящая глава. Наряду с рассеянием лазерного излучения обсуждаются в качестве методов локальной диагностики измерения параметров рассеянного корпускулярного излучения (рассеяние внешних пучков быстрых нейтральных атомов).

Рассеяние электромагнитного излучения — важный метод изучения неоднородностей рассеивающих сред, применяемый в самых различных разделах физики. Диапазон используемых длин волн весьма широк: от радарного зондирования ионосферы до использования рассеяния рентгеновского излучения на малые углы (для исследования неоднородностей в стеклах, например). В основе таких экспериментов лежит ряд общих положений теории рассеяния, справедливых для различных конкретных случаев. Например, можно показать, что идеально однородная среда не может вызвать рассеяние света — рассеяние происходит именно на неоднородностях; характерный параметр в экспериментах по рассеянию — вектор рассеяния \mathbf{k} , равный разности волновых векторов падающей (\mathbf{k}_i) и рассеянной (\mathbf{k}_s) волн, и т. д. Важно отметить, что изучение спектральных распределений рассеянного излучения (особенно экспериментальное изучение) получило широкое развитие буквально за несколько последних лет, что связано в первую очередь с широким распространением лазеров. Физика

плазмы в этом смысле не составляет исключения, тем более что в ней проблема источников излучения, пригодных для экспериментов по рассеянию, стоит особенно остро. Это связано, во-первых, с тем, что плотность плазмы значительно ниже, чем у конденсированных сред, а, во-вторых, сама плазма — мощный источник электромагнитного излучения, мешающего измерениям рассеянного света.

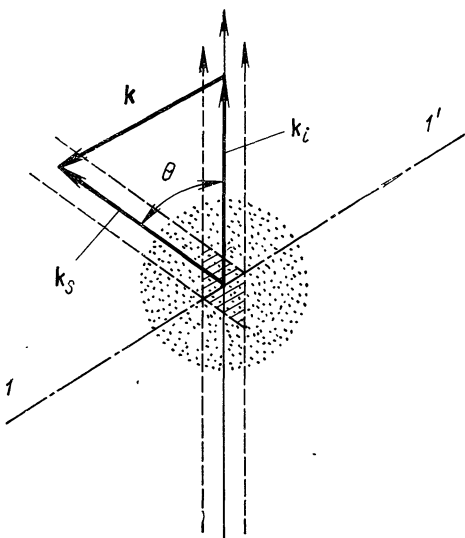


Рис. 2.1. Изучение локальных параметров плазмы методом рассеяния. В случае рассеяния электромагнитного излучения k_i — волновой вектор падающего излучения; k_s — волновой вектор рассеянного излучения; k — так называемый вектор рассеяния ($k = k_s - k_i$); ось $I - I'$ параллельна k ; θ — угол рассеяния.

Мощные лазеры (особенно лазеры с модулированной добротностью) позволяют решать проблему источника излучения, но, несмотря на высокую спектральную мощность и узкую направленность лазерного излучения, технические трудности в измерениях на установках для исследования высокотемпературной плазмы остаются значительными.

Существует ряд общих требований к постановке экспериментов по рассеянию излучения (как электромагнитного, так и корпускулярного) для измерения локальных характеристик исследуемой плазмы. Несмотря на различия в

технической реализации, эксперименты, рассматриваемые в этой главе, укладываются в рамки некоторой общей схемы.

В рассматриваемом случае возможность измерения пространственных характеристик исследуемой плазмы связана с тем, что пересечение области, в которой распространяется пучок, с областью, из которой собирает излучение детектирующая система, выделяет в плазме вполне определенный объем, как это показано на рис. 2.1.

Здесь вектор \mathbf{k} — вектор рассеяния. Направление, параллельное вектору \mathbf{k} (ось $l-l'$), является выделенным для исследуемого объема. В частности, как показано в § 2.2, при исследовании скоростей электронов методом рассеяния изучаются проекции этих скоростей именно на ось $(l-l')$. Изменяя траекторию пучка и направление оси регистрации, можно выбирать объем плазмы, который нам требуется исследовать.

Прежде всего для проведения экспериментов по рассеянию требуется, чтобы среда (плазма) была относительно мало поглощающей. Излучение должно дойти с достаточной интенсивностью до исследуемой точки пространства, затем рассеянное излучение должно пройти через среду к детектору без существенной потери интенсивности и искажения спектра. Особенно тщательно следует проверять выполнение этого требования в случае зондирования корпускулярными пучками. В случае обычно используемого для диагностики излучения рубинового лазера такая проблема не возникает именно вследствие малого сечения рассеяния излучения на электронах, что приводит, в свою очередь, к серьезным проблемам выделения полезного сигнала рассеяния на фоне различных паразитных эффектов (свет плазмы и т. д.).

Следующей проблемой является вывод используемого нерассеянного пучка из объема установки, с тем чтобы не создать мощного фона рассеянного на деталях света.

И, наконец, одна из наиболее серьезных задач — установление связи между локальными параметрами плазмы и спектром рассеянного излучения $\mathcal{Y}(\mathbf{k}, \omega)$. Теоретические результаты, относящиеся к этому вопросу, изложены ниже.

§ 2.2. Некоторые результаты теории лазерного рассеяния

Прежде чем перейти к проблеме рассеяния света плазмой, напомним основные результаты (хорошо известные из классической электродинамики [80]), которые относятся к изучению электрона, находящегося в поле плоской монохроматической волны. Поле излучения колеблющегося электрона (на больших расстояниях $r \gg \lambda$ и в нерелятивистском приближении) легко находится из уравнения движения электрона в поле падающей волны. Излучение носит дипольный характер, частота рассеянного излучения совпадает с частотой падающей волны, а эффективное сечение рассея-

ния $d\sigma/d\Omega$ равно

$$\sigma_e = r_0^2 \sin^2 \vartheta, \quad (2.1)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла в направлении рассеяния; ϑ — угол между направлением вектора \mathbf{E}_i для поля падающей волны и вектора \mathbf{k}_s ; r_0 — классический радиус электрона ($r_0 = e^2/m_e c^2 \approx 2,8 \cdot 10^{-13}$ см).

Видно, что эффективное значение сечения рассеяния не зависит от частоты падающей электромагнитной волны.

Если проинтегрировать полученную величину сечения $\sigma_e(\vartheta)$ по всем телесным углам, то полное эффективное сечение рассеяния поляризованной волны

$$\sigma_0 = 8\pi r_0^2/3 = 0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (2.2)$$

Параметр σ_0 называют томсоновским сечением рассеяния. Заметим, что это сечение имеет малую абсолютную величину. Это приводит к малым значениям наблюдаемого рассеянного излучения даже при таких мощных источниках излучения, какими являются лазеры. Характер поляризации рассеянного излучения накладывает определенные ограничения на выбор направления вектора \mathbf{E}_i в конкретной геометрии эксперимента. Так, если на рис. 2.1 угол рассеяния $\theta = \pi/2$, а вектор \mathbf{E}_i лежит в плоскости рисунка, то рассеянный сигнал равен нулю, вектор \mathbf{E}_i должен быть перпендикулярен к плоскости, образованной векторами \mathbf{k}_s и \mathbf{k}_i .

1. Рассеяние света бесстолкновительной плазмой в отсутствие магнитного поля. Для рассеивающих сред хорошо известно теоретическое положение, утверждающее, что для наблюдения рассеяния должны существовать неоднородности в распределении индивидуальных рассеивающих центров. Рассеяние света на электронах плазмы не представляет исключения в этом смысле: вычисление интенсивности рассеянного света основано на определении флуктуаций количества рассеивающих электронов. Мы не будем здесь рассматривать теоретические подходы к этой проблеме; ограничимся лишь основными выводами, представляющими непосредственный практический интерес [131, 158, 221]. Теория показывает, что дифференциальное сечение рассеяния для единицы объема имеет вид

$$d^2 \sigma/d\Omega d\omega = \sigma_e S(\mathbf{k}, \omega), \quad (2.3)$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$; $\omega = \omega_s - \omega_i$; σ_e — томсоновское сечение рассеяния. Функция $S(\mathbf{k}, \omega)$ представляет собой пре-

образование Фурье функции парных корреляций плотности электронов:

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi V} \int_V d^3 \mathbf{a} \int_{-\infty}^{\infty} \langle n_e^*(\mathbf{r}', t) \times \\ \times n_e(\mathbf{r}' + \mathbf{a}, t + \tau) \rangle \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{a} - \omega\tau)] d\tau, \quad (2.4)$$

где V — объем, занимаемый системой движущихся зарядов. При интегрировании функции $S(\mathbf{k}, \omega)$ по частотам находим выражение для эффективного сечения рассеяния, отнесенное к единице объема:

$$d\sigma/d\Omega = \sigma_e n_e S(\mathbf{k}), \quad (2.5)$$

где $S(\mathbf{k})$ — форм-фактор,

$$S(\mathbf{k}) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} S(\mathbf{k}, \omega) d\omega. \quad (2.6)$$

Теоретические вычисления функций $S(\mathbf{k}, \omega)$ и $S(\mathbf{k})$ проводятся, как правило, в пренебрежении соударениями заряженных частиц и в предположении о максвелловском распределении электронов и ионов по скоростям [155, 218, 221, 223].

Расчеты показали, что и $S(\mathbf{k}, \omega)$, и форм-фактор $S(\mathbf{k})$ можно представить в виде суммы двух членов:

$$S(\mathbf{k}) = S_e(\mathbf{k}) + S_i(\mathbf{k}) \quad (2.7)$$

и

$$S(\mathbf{k}, \omega) = S_e(\mathbf{k}, \omega) + S_i(\mathbf{k}, \omega). \quad (2.8)$$

Следующие два выражения показывают, в каких комбинациях входят параметры плазмы и падающего излучения в формулы

$$S(\mathbf{k}, \omega) = S_e \left[\frac{\omega}{k \sqrt{\frac{2\kappa T_e}{m_e}}}, \alpha(k, n_e, T_e) \right] + \\ + S_i \left[\frac{\omega}{k \sqrt{\frac{2\kappa T_i}{M_i}}}, Z, \frac{T_e}{T_i}, \alpha(k, n_e, T_e) \right]. \quad (2.9)$$

Здесь Z , M_i — заряд и масса ионов. Параметр α играет фундаментальную роль в теории рассеяния света плазмой. Он вводится следующим соотношением:

$$\alpha = \frac{1}{kr_D} \approx \frac{\lambda_i}{4\pi r_D \sin(\theta/2)}, \quad (2.10)$$

где r_D — дебаевский радиус; θ — угол рассеяния. Формула справедлива для малых доплеровских сдвигов ($\mathbf{k}_s \approx \mathbf{k}_i$).

Параметр α входит также и в формулы для форм-фактора:

$$S_e(\mathbf{k}) = \frac{1}{1 + \alpha^2}, \quad S_i(\mathbf{k}) = \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^2) \left(1 + \alpha^2 + Z \frac{T_e}{T_i} \alpha^2 \right)}. \quad (2.11)$$

Разбиение $S(\mathbf{k}, \omega)$ и $S(\mathbf{k})$ на сумму двух слагаемых отражает тот факт, что флуктуации плотности в плазме можно представить в виде суммы двух слагаемых. Член S_e отражает вклад свободно движущихся электронов («электронная компонента»), а S_i — вклад в флуктуации электронов в той мере, в какой их движение связано с движением ионов («ионная компонента»). Вид функций $S(\mathbf{k})$ и $S(\mathbf{k}, \omega)$ определяется значением параметра α . Вычислять его удобно по формуле [168]

$$\alpha = 1,58 \cdot 10^{-12} \lambda_i [n_e/T_e (1 - \cos \theta)]^{1/2}, \quad (2.12)$$

где λ_i — длина волны, Å; n_e — плотность электронов, см⁻³; T_e — температура электронов, эв; θ — угол рассеяния.

Если заданы длина волны падающего излучения и угол рассеяния θ , параметр α определяется величинами n_e и T_e и области постоянного значения α , как это следует из уравнения (2.12), представляют в логарифмическом масштабе прямые линии, как это показано на рис. 2.2.

Если значение α попадает в область I на этой диаграмме, т. е. выполнено условие $\alpha \ll 1$, имеет место обычное томсоновское рассеяние. Спектр описывается только электронной компонентой, корреляциями можно пренебречь. Отметим, что в этих рассуждениях не учитывается магнитное поле в плазме. Кроме того, предполагается, что в объеме дебаевской сферы содержится много электронов, т. е. $n_e r^3/D \gg 1$.

Если рассеяние изучается с помощью лазера на рубине, а угол $\theta = \pi/2$, то диаграмма на рис. 2.2 превращается в зависимость α от n_e , T_e .

Вычисление формы спектра томсоновского рассеяния для сравнительно холодной плазмы трудностей не представляет. Предварительно необходимо вычислить вклад в суммарный спектр отдельного электрона, движущегося со скоростью v_e .

Рассеяние плоской монохроматической волны на электро-не, движущемся со скоростью v_e , приводит к доплеровскому сдвигу частоты рассеянного излучения. Оценим этот сдвиг в нерелятивистском приближении для малых доп-

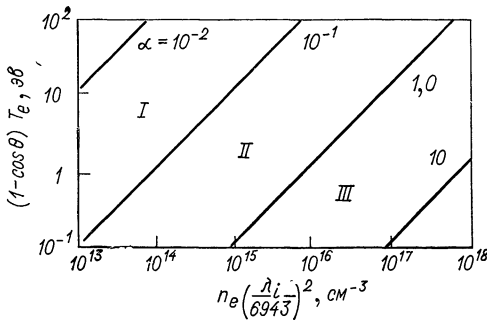


Рис. 2.2. Линии $\alpha = \text{const}$ для различных значений n_e , T_e , λ_i и θ .

леровских сдвигов, т. е. для случая, когда $k_i \approx k_s$. Схема расположения векторов k_i , k_s и v_e , принятая в расчете, приведена на рис. 2.3. В системе координат, связанной с электроном, частота падающей волны равна

$$\omega'_i = \omega_i \left(1 - \frac{v_e k_i}{c k_i} \right). \quad (2.13)$$

Детектор по направлению k_s воспринимает частоту

$$\omega_s = \omega'_i \left(1 + \frac{v_e k_s}{c k_s} \right). \quad (2.14)$$

Доплеровский сдвиг частоты $\Delta\omega$ относительно исходной составляет (при $k_i \approx k_s$)

$$\Delta\omega = \omega_i - \omega_s = k v_e, \quad (2.15)$$

как это нетрудно получить из (2.13), (2.14) и соотношения $k = k_s - k_i$.

Таким образом, регистрируемый в спектре рассеянного излучения сдвиг частоты $\Delta\omega$ определяется проекцией ско-

рости движущегося электрона на ось $l-l'$ (направление вектора рассеяния \mathbf{k}), а не на направление вектора наблюдения \mathbf{k}_s , как это можно было бы предположить. Последнее замечание имеет важное значение при выборе схемы экспериментов, проводимых для измерения скорости направленного движения плазмы: при нахождении скорости вращения плазменного шнура, определении токовой скорости электронов и т. д.

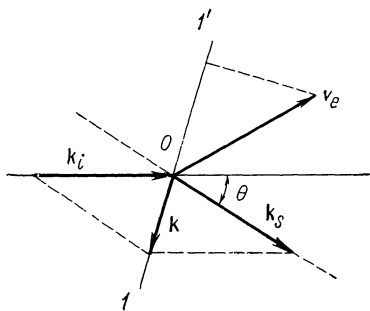


Рис. 2.3. Схема, поясняющая вычисление сдвига частоты рассеянного излучения.

Отметим, что при сделанных выше предположениях происходит лишь изменение частоты излучения. Что касается эффективного сечения рассеяния на электроне $d\sigma/d\Omega = r_0^2 \sin^2 \theta = \sigma_e$, то оно не изменяется.

В том случае, когда параметр $\alpha \ll 1$ и отсутствует корреляция между движением отдельных рассеивающих электронов, спектр рассеяния на плазме отражает вид функции распределения электронов по проекциям скорости на направление \mathbf{k} .

Рассмотрим случай максвелловского распределения, которое характеризуется электронной температурой T_e . Для получения кривой, описывающей вид спектра рассеянного излучения (обозначим эту кривую $S_T(\mathbf{k}, \omega)$), используем максвелловское распределение по полным скоростям электронов и соотношение (2.15). Если спектр нормирован на n_e , то

$$S_T(\mathbf{k}, \omega) d\omega = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k^2 \kappa T_e}} \exp[-m_e \omega^2 / (2k^2 \kappa T_e)] d\omega. \quad (2.16)$$

Запишем соотношение между $S_T(\mathbf{k}, \omega)$ и дифференциальным эффективным сечением на единицу рассеивающего объема:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_e S_T(k, \omega). \quad (2.17)$$

Спектр имеет, таким образом, гауссовский характер. Полная полуширина зависит от электронной температуры T_e ,

что можно использовать для вычисления T_e по экспериментальной кривой:

$$[2\Delta\omega]_{1/2} = 4\omega_i \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2\kappa T_e}{m_e c^2} \ln 2}. \quad (2.18)$$

Запишем ту же формулу в единицах длин волн:

$$[2\Delta\lambda]_{1/2} = 4\lambda_i \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2\kappa T_e}{m_e c^2} \ln 2}. \quad (2.19)$$

Для вычисления T_e в электронвольтах можно использовать значение $mc^2 = 511$ кэв.

Для рубинового лазера и рассеяния под прямым углом ($\theta = \pi/2$)

$$[2\Delta\lambda]_{1/2} \approx 34 \sqrt{T_e}. \quad (2.20)$$

Однако на практике этими формулами практически не приходится пользоваться: с помощью рубинового лазера при достаточно высоких температурах T_e измерения проводятся в «голубом» крыле линии. После построения кривой спектра в масштабе $\ln \mathcal{I}(\lambda - \lambda_i) - (\lambda - \lambda_i)^2$ требуется обычными методами оценить наклон этой прямой, что дает T_e^{-1} . Следует отметить, что до сих пор мы рассматривали нерелятивистский случай; при достаточно высоких температурах (в несколько килоэлектронвольт) в вычисленную обычными методами температуру надо вносить заметные поправки. Релятивистский случай рассмотрен ниже.

В случае, противоположном обычному томсоновскому рассеянию, т. е. если выполняется условие $\alpha \gg 1$, характер спектра изменяется: появляется центральная линия, определяемая членом $S_i(\mathbf{k}, \omega)$. Полуширина ее приближенно соответствует тепловой скорости ионов [см. формулу (2.9)]. «Электронная компонента» флуктуаций плотности рассеивающих электронов ответственна за появление двух линий, расположенных от линий падающего излучения на расстояниях $\pm (\omega_{pe}^2 + 3\kappa T_e k^2/m_e)$. Эти линии появляются как результат рассеяния на флуктуациях плотности, вызываемых плазменными колебаниями. Профиль линий определяется членом $S_e(\mathbf{k}, \omega)$.

Изменение характера спектра для электронной и ионной компонент с ростом α показано на рис. 2.4 [158]. Значения электронной и ионной температур предполагаются равными ($T_e = T_i$).

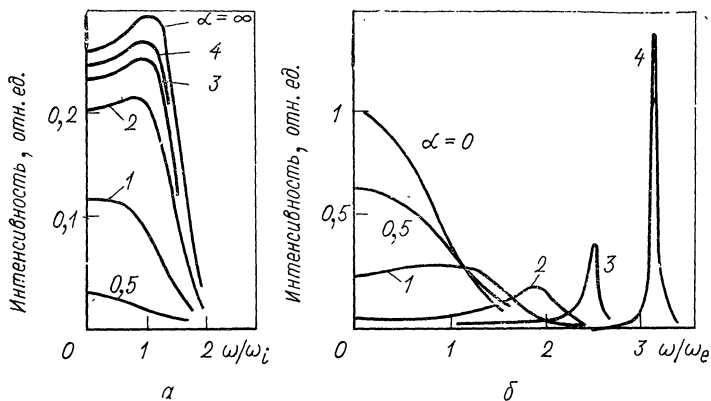


Рис. 2.4. Форма ионной (а) и электронной (б) компонент для различных значений параметра α .

На рис. 2.5 и 2.6 показан характер измерения суммарных спектров для конкретных параметров плазмы [168], Рис. 2.5 иллюстрирует характер изменения вида спектра

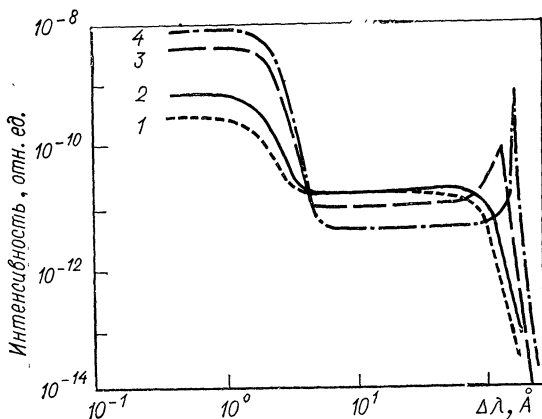


Рис. 2.5. Спектры рассеянного излучения для плазмы с $T_e = T_i = 10$ эв. Угол рассеяния $\theta = \pi/2$, источник излучения — рубиновый лазер.

Расчетные кривые для плотностей:

1 — $n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2 — $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 3 — $n_e = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 4 — $n_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [168].

при изменении α , вызванном ростом плотности. Параметр α переходит в данном случае из области III в область III' (см. рис. 2.2) при росте плотности электронов от $5 \cdot 10^{16}$

до 10^{18} см^{-3} . На рис. 2.6 изменение параметра α и соответственно вида кривых рассеяния связано с изменением угла рассеяния от 90° до 5° . Отметим, что переходную область значений параметра α также можно использовать для определения параметров плазмы. Сравнивая расчетный набор спектров $S(\mathbf{k}, \omega)$ со спектрами, полученными в экспериментах, можно оценить плотность и температуру электронов.

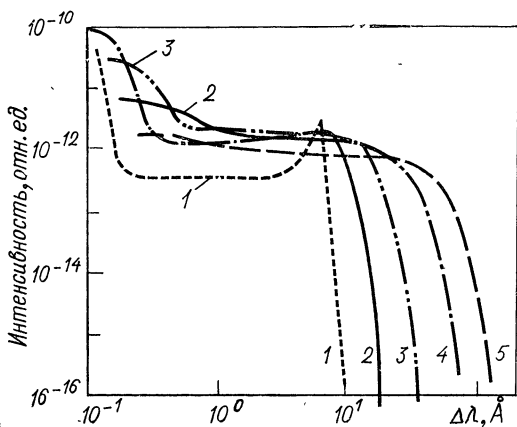


Рис. 2.6. Спектры рассеянного излучения для плазмы с $T_e = T_i = 5 \text{ эв}$; $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Параметром является угол рассеяния θ :
 1 — $\theta = 5^\circ$; 2 — $\theta = 10^\circ$; 3 — $\theta = 20^\circ$; 4 — $\theta = 45^\circ$; 5 — $\theta = 90^\circ$

Если происходит отступление от случая изотермической водородной плазмы, например $T_i < T_e$, $Z \neq 1$, то удобно характеризовать ионный пик с помощью следующего параметра [223]:

$$\beta^2 = Z T_e \alpha^2 / T_i (1 + \alpha^2). \quad (2.21)$$

Для случая $\beta > 1$ ионная компонента имеет пик, подобный по форме электронному спектру при $\alpha > 1$. Этот ионный пик смещен от положения частоты ω_i на расстояние, равное ионной плазменной частоте ω_{pi} .

В заключение рассмотрим поведение форм-фактора при различных значениях параметра α . В случае томсоновского рассеяния, когда $\alpha \ll 1$, $S(\mathbf{k}) \approx S_e(\mathbf{k})$. Так как согласно (2.11) $S_e(\mathbf{k}) = (1 + \alpha^2)^{-1}$, то $S(\mathbf{k}) \approx 1$. Напротив, при $\alpha \rightarrow \infty$ $S_e(\mathbf{k}) \rightarrow 0$. Одновременно возрастает $S_i(\mathbf{k})$

(рис. 2.7). Если $T_e = T_i$ и $Z = 1$, то при $\alpha \rightarrow \infty$ $S_i(k) \rightarrow 1/2$ и, следовательно, $S(k) \rightarrow 1/2$. При больших значениях α , $S_i(k) \approx Z(1 + ZT_e/T_i)$ [см. формулу (2.11)]. Это означает, что существует возможность для $S_i(k)$ стать больше единицы и, следовательно, эффективное значение сечения рассеяния может быть больше единицы. Предельное значение ионной компоненты фактора равно Z .

2. Томсоновское рассеяние при наличии магнитного поля.

Влияние статических магнитных полей на процесс рассеяния излучения в плазме было проанализировано в большом числе теоретических работ [139, 163, 193, 195, 223]. В первую очередь нас будет интересовать случай, аналогичный томсоновскому рассеянию в магнитном поле, т. е. когда параметр рассеяния $\alpha = 1/kr_D$ мал по сравнению с единицей. Напомним, что $k \approx$

$$\approx \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin(\theta/2); \theta — \text{угол рассеяния}$$

радиуса. Предполагается также, что частота падающей волны велика по сравнению с электронной циклотронной частотой ω_H ($\omega \gg \omega_H$); последняя, в свою очередь, велика по сравнению с частотой соударений (для электронов). Если $(k_{\perp} \rho_e) \ll 1$ (ρ_e — ларморовский радиус; $k_{\perp} = -\frac{(\mathbf{k} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H}}{H^2}$; $k_{\parallel} = \mathbf{kH}$), то,

как и в случае обычного томсоновского рассеяния, спектр рассеянного света воспроизводит распределение электронов по скоростям. Однако если вектор рассеяния \mathbf{k} перпендикулярен (или почти перпендикулярен) к направлению поля \mathbf{H} , то в спектре излучения появляются отдельные пики, отстоящие от частоты падающего на плазму излучения на величину ω_H . Огибающая этих пиков — гауссовская кривая с перпендикулярной температурой $T_{e\perp}$. Если угол между \mathbf{k} и \mathbf{H} отклоняется от $\pi/2$ (рис. 2.8) на угол ϕ , происходит уширение циклотронных линий с полушириной, пропорциональной $k(vT_e)_{\parallel} \sin \phi$, где $(vT_e)_{\parallel} = (2\kappa T_e/m_e)^{1/2}$. Интегральная по спектру интенсивность рассеянной волны не изменяется в присутствии магнитного поля и дается обыч-

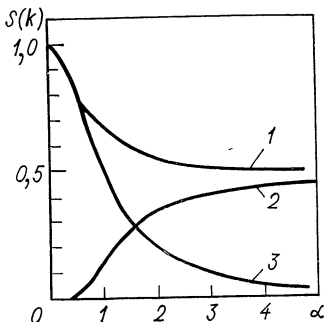


Рис. 2.7. Зависимость факторов от параметра α при $T_e = T_i$:
1 — $S(k)$; 2 — $S_i(k)$; 3 — $S_e(k)$.

ным томсоновским сечением для электронов. Если предположить в плазме равенство продольной и поперечной температур $T_{e\parallel} = T_{e\perp} = T_e$, то спектр можно представить в виде [63, 193, 223]

$$S(\omega - \omega_i) = S(\Delta\omega) = (\sqrt{\pi} k v_{Te} \sin \phi)^{-1} \exp(-z) \times \\ \times \sum_{l=-\infty}^{\infty} I_l(z) \exp \left[- \left(\frac{\Delta\omega - l\omega_H}{k v_{Te} \sin \phi} \right)^2 \right], \quad (2.22)$$

где $z = \cos^2 \phi / 2x^2$; $x = \omega_H / k v_{Te}$; $\omega_H = eH / m_e c$; I_l — модифицированная функция Бесселя первого рода.

Из этой формулы следует, что если $\omega_H \gg k v_{Te}$, интенсивность линий на $\pm l\omega_H$ быстро падает с ростом l .

В противоположном случае ($\omega_H \ll k v_{Te}$), если $\omega_H \ll \ll k v_{Te} \sin \phi$, линии сильно перенакладываются и спектр снова принимает ту же гауссовскую форму, что и в отсутствие магнитного поля. Однако условие $\omega_H \gg k v_{Te} \sin \phi$ позволяет наблюдать резкие линии. Именно такой случай интересен с точки зрения обнаружения влияния магнитного поля на спектры лазерного рассеяния. В работе [34] показано, что «модуляция» спектра еще различима, если ω_H превосходит $1,5 k v_{Te} \sin \phi$.

Рис. 2.9 иллюстрирует зависимость томсоновского спектра рассеяния от угла ϕ для конкретного случая зондирования лазером на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм), температур плазмы предполагается равной 1 кэВ.

Иногда удобно преобразовать формулу (2.22), используя длину волны:

$$S(\lambda - \lambda_i) = \frac{\lambda_c}{\sqrt{\pi} \lambda_{\omega}} \exp(-z) \sum_{l=-\infty}^{\infty} I_l(z) \times \\ \times \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_i + l\lambda_c}{\lambda_{\omega}} \right)^2 \right],$$

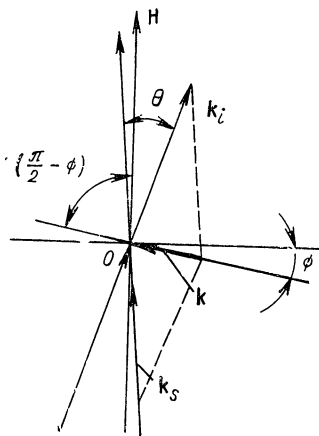


Рис. 2.8. Геометрия рассеяния в магнитном поле.

где

$$\lambda_c = \lambda_i \omega_H / 2\pi c; \quad \lambda_w = \lambda_i \left(2 \sin \frac{\theta}{2} \right) \frac{v_{T_e}}{c} \sin \phi.$$

В такой записи один из основных используемых параметров $k v_{T_e} \sin \phi / \omega_H$ равен λ_w / λ .

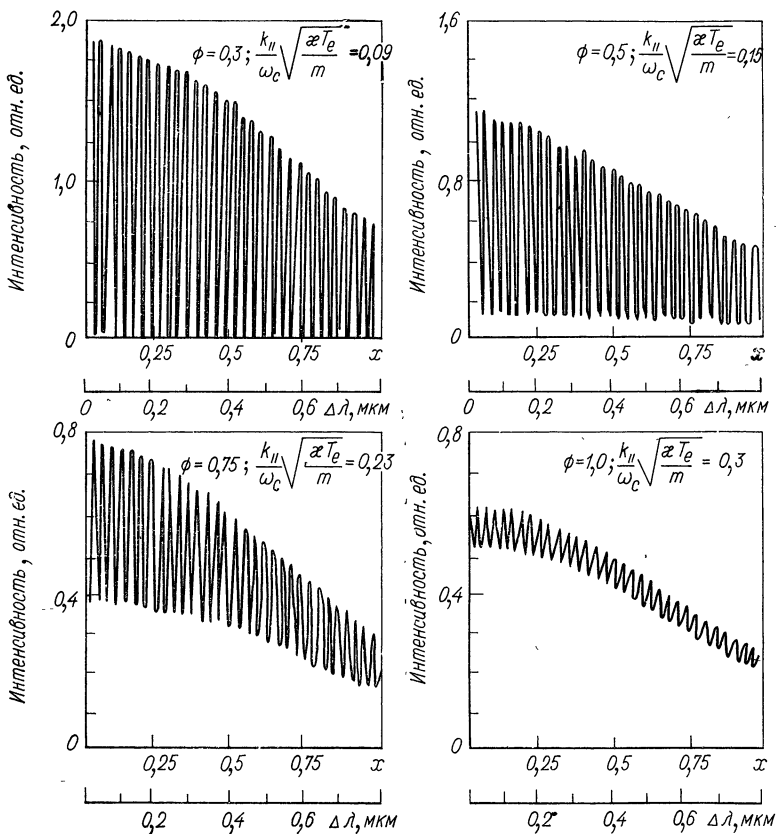


Рис. 2.9. Теоретические спектры рассеяния излучения лазера на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм) как функция угла $\phi = k_{\parallel} / k$. Температура плазмы $T_e = 1$ кэВ; $x = \Delta \omega / k v_{T_e}$ (здесь же приведена шкала длин волн).

Другое преобразование формулы (2.22) связано со свойствами функции Бесселя при больших значениях аргумента z ($I_i(z) \approx (2\pi z)^{1/2} \exp\left(z - \frac{I^2}{2z}\right)$), что позволяет записать

формулу (2.22) в виде

$$S(\omega - \omega_i) = \omega_H (\pi k^2 v_{Te}^2 \sin \phi \cos \phi)^{-1} \times \\ \times \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{l^2}{2z}\right) \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_i - l\omega_H}{k v_{Te} \sin \phi}\right)^2\right]. \quad (2.23)$$

Результат расчета спектра по этой формуле для $k_{\parallel} v_{Te} = 0,24 \omega_H$ представлен на рис. 2.10 [227].

С практической точки зрения важно обратить внимание на следующее обстоятельство. Фактически в экспериментах используется не пара векторов \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s , а некоторый набор

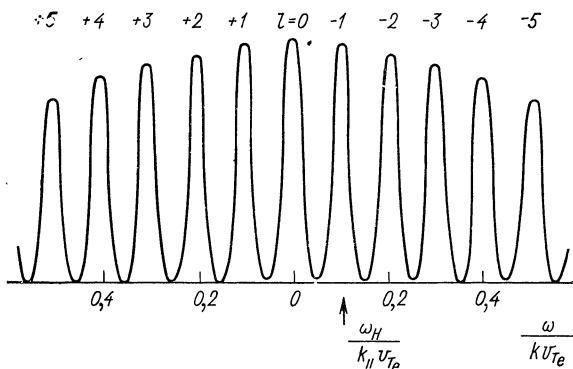


Рис. 2.10. Теоретический спектр рассеяния, вычисленный по формуле (2.23), для $k_{\parallel} v_{Te} = 0,24 \omega_H$, $k_{\parallel} = k \mathbf{H}$;

l — номер пика.

векторов, лежащих внутри конусов с углами при вершинах 2γ , что, очевидно, приводит к «замазыванию» структуры спектра, так как регистрируется излучение, для которого вектор рассеяния отклоняется от нормального направления к магнитному полю (примерно на γ). Этот вопрос анализировался в работах [143, 144]. Было проведено интегрирование спектров рассеянного света по всему набору векторов \mathbf{k} , лежащих внутри интервала углов ϕ между \mathbf{k} и перпендикуляром к \mathbf{H} (тех, что вносят вклад в детектируемое спектральное распределение). Оказалось, что такие «интегральные» распределения промодулированы заметно глубже, чем это можно было бы предположить, исходя из оценок типа $\phi \simeq \gamma$ (расчет спектра для одного значения угла отклонения от 90°). Как указывается в работе [144],

это — следствие симметрии задачи относительно направления поля \mathbf{H} . Расчетные кривые приведены ниже (рис. 2.11).

Исходные данные для расчетов соответствуют экспериментальным условиям, в которых осуществлялись измерения на тэта-пинче (см. работу [159] и рис. 2.14).

Теоретическое рассмотрение рассеяния в магнитном поле для более общего случая (при произвольных значениях параметра α , T_e/T_i с учетом дрейфовой скорости электронов) является более сложным, и мы не будем останавливаться на изложении основных теоретических результатов [139]. Влияние параметра α , например, на форму спектра, показано на рис. 2.12 из этой работы.

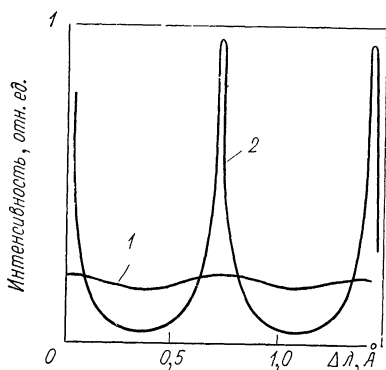


Рис. 2.11. Расчетные спектры томоновского рассеяния в магнитном поле:

1 — спектр для одного значения отклонения от перпендикулярности ($0,85^\circ$);
 2 — «интегральный спектр», учитывающий векторы \mathbf{k} внутри конусов с углами при вершине $2\gamma=1,7^\circ$; $T_e=20$ эв,
 $H=16$ эв.

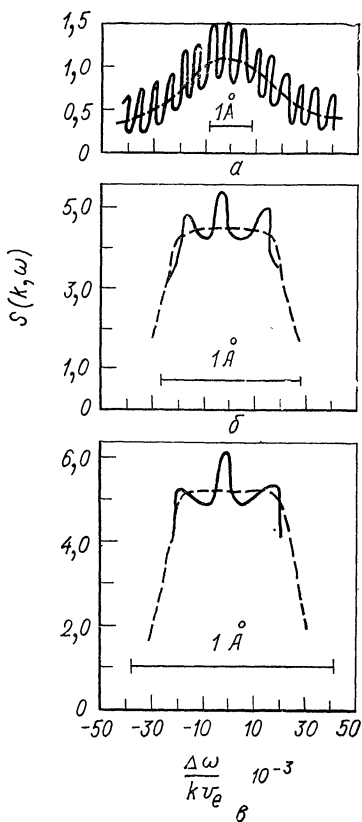


Рис. 2.12. Влияние параметра α на форму спектра в магнитном поле:

$a - \alpha=0,5$; $б - \alpha=1,5$; $в - \alpha=2,0$;
 — в присутствии поля;
 --- без поля [139].

Перейдем теперь к описанию экспериментов по лазерному рассеянию в магнитном поле. Келлереру удалось впервые зарегистрировать «модуляцию» спектра при рассеянии

излучения рубинового лазера на плазме прямого дугового разряда [185]. Параметры плазмы были весьма благоприятны для проведения экспериментов такого типа: $T_e = 3,2 \text{ эв}$; $n_e = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $H = 120 \text{ кэ}$. Несколько ближе к реальным параметрам высокотемпературной плазмы находится плазма, рассеяние на которой описано в работах Эванса и Кэролэна [159, 160]. Схема эксперимента приведена на рис. 2.13.

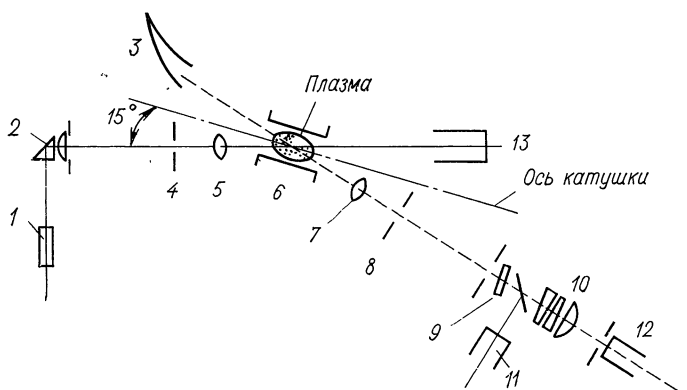


Рис. 2.13. Принципиальная схема для изучения спектра рассеяния из плазмы тэта-пинча [160]:

1 — рубиновый лазер; 2 — поворотная призма; 3 — ловушка в поле зрения; 4 и 8 — диафрагмы; 5, 7 — линзы; 6 — катушки тэта-пинча; 9 — интерференционный фильтр; 10 — эталон Фабри — Перо; 11, 12 — ФЭУ; 13 — ловушка лазерного излучения.

Излучение рубинового лазера после прохождения поворотной призмы пересекало ось тэта-пинча под углом 15° . Оптическая ось приемной системы также имела с осью угол 15° . Интерферометр Фабри — Перо со сканированием при изменении давления газа служил основным диспергирующим прибором; предварительная монохроматизация осуществлялась с помощью узкополосного ($2,7 \text{ \AA}$) диэлектрического интерференционного фильтра. На рис. 2.14 показан результат сканирования спектра для поля 14 кэ . Структура спектра проявляется отчетливо. Расстояния между пиками дали значение поля 14 кэ , независимые измерения с помощью эффекта Фарадея в стекле дали 16 кэ .

Рассмотренные выше работы позволили продемонстрировать существование влияния магнитного поля на спектр рассеяния и принципиальную возможность измерять эти

поля. Но в реальных плазменных установках для ряда практически важных случаев попытки измерять поля по расстоянию между циклотронными компонентами являются бесперспективными. Так, одну из наиболее серьезных задач современной диагностики высокотемпературной плазмы — определение радиальной зависимости тороидальных магнитных полей в замкнутых системах — трудно решить таким методом. Рассмотрим систему типа «Токамак». На сильное продольное магнитное поле H_z в системах такого

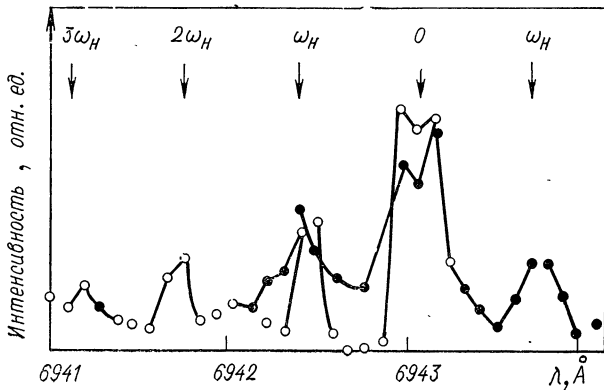


Рис. 2.14. Спектр рассеянного света в магнитном поле плазмы тэта-пинча [160].

типа накладывается поле тока, текущего по плазме ($H_\varphi(r)$). Как правило, H_φ значительно меньше H_z ($H_\varphi(r) = rH_z/Rq$), где R — большой радиус тора; r — малый радиус; q — так называемый запас устойчивости, обычно $q = 2 \div 5$.

Появление поля H_φ приводит к повороту силовой линии и лишь в очень малой степени к изменению H . Знание распределения полей $H_\varphi(r)$ и вычисляемого из него распределения плотности тока $j(r)$ является определяющим при вычислении целого ряда важных параметров: проводимости, q , скин-слоя и т. д.

В работах [204—206] предложено использовать «настройку» лазера и приемной аппаратуры так, чтобы при определенном пространственном направлении силовой линии спектр состоял из циклотронных линий. «Расстройка» вследствие поворота силовой линии приводит к изменению вида спектра. Сравнением наблюдаемого спектра с расчет-

ным (при определенной величине электронной температуры, измеряемой независимым методом, скажем, при помощи рассеяния на $\pi/2$) находим H_ϕ . Соответствующие расчеты для установки ORMAC-II выполнены в работе [204]. Там же рассматривается вопрос о выборе типа лазера. Так же, как и в работе [215], авторы работы [204] считают перспективным применение лазера на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм).

Измерения такого рода возможны лишь при наличии аппаратуры, удовлетворяющей специальным требованиям: мощный, хорошо сколламированный CO_2 -лазер, многоканальный интерферометр Фабри — Перо с высоким разрешением, низкошумящие детекторы в инфракрасной области. Все это должно окупаться тем, что рассмотренное выше условие появления резких циклотронных линий в спектре рассеяния имеет вид $\omega_H \gg kv_{Te} \sin \phi$ и $k = 2 \pi/\lambda$; увеличение длины волны по сравнению с рубиновым лазером должно позволить обойти трудности, связанные с высокой электронной температурой (порядка 1 кэВ) в таких системах.

Впрочем, существуют также предложения использовать для измерения H_ϕ в системах типа «Токамак» и рассеяние света рубинового лазера, увеличив чувствительность регистрации, используя специальный «резонансный» интерферометр Фабри — Перо, у которого спектральный интервал равен ω_H . Детальное описание и расчеты такой системы даны в работе [227].

3. Случай томсоновского рассеяния в высокотемпературной плазме. Проблема рассеяния плоской монохроматической волны высокотемпературной плазмой (в отсутствие коллективных взаимодействий) возникает в связи с задачей обработки спектров рассеяния, полученных на ряде современных установок, где величина электронной температуры достигает нескольких килоэлектронвольт. Имеется несколько теоретических работ, посвященных этой проблеме [51, 214, 228, 234]. В частности, в работе [228] в качестве практического вывода из теоретических расчетов вопрос об обработке спектров рассеяния поставлен в следующей конкретной форме. Пусть взяты значения интенсивности спектра в двух точках $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ на «голубом» крыле линии и проведена прямая (в координатах $\ln \mathcal{I}$ и $(\Delta\lambda)^2$). Погрешность, естественно, зависит от позиции точек. Были рассмотрены два случая: в первом точки выбраны были так, что $\exp(-x) = 0,9; 0,3$, а во втором $\exp(-x) = 0,9; 0,5$

соответственно, где $x = \frac{c^2(\Delta\lambda)^2}{4a^2\lambda_i^2 \sin^2(\theta/2)} a/c = 2 \cdot 10^{-3} \times [T_{e, \text{corr}}(\vartheta\theta) \mathcal{Y}^{1/2}]$.

Для этих двух случаев соответственно получены следующие оценочные формулы, дающие соотношение между «кажущейся» $T_{e, \text{app}}$ и «правильной» $T_{e, \text{corr}}$ электронными температурами:

$$T_{e, \text{app}} = T_{e, \text{corr}} [1 + 5,8 \cdot 10^{-3} \sin(\theta/2) (T_e)^{1/2}]; \quad (2.24a)$$

$$T_{e, \text{app}} = T_{e, \text{corr}} \left[1 + 8,4 \cdot 10^{-3} \sin \frac{\theta}{2} (T_e)^{1/2} \right], \quad (2.24б)$$

T_e в этих формулах дана в электронвольтах.

Представление о значениях поправок дает табл. 2.1, в которой сопоставлены значения $T_{e, \text{app}}$ и $T_{e, \text{corr}}$ для рассеяния под углом $\pi/2$, полученные из обработки «голубого» крыла линии рассеяния.

Т а б л и ц а 2.1

$T_{e, \text{corr}}, \text{ эВ}$	$T_{e, \text{app}}, \text{ эВ}$		$T_{e, \text{corr}}, \text{ эВ}$	$T_{e, \text{app}}, \text{ эВ}$	
	0,9 → 0,3	0,9 → 0,5		0,9 → 0,3	0,9 → 0,5
100	104	106	1600	1865	1980
400	433	447	2500	3000	3240
900	1011	1058			

Если измерения проводятся на «красном» крыле линии, то поправки имеют противоположный знак. Следовательно, пользуясь формулами для «холодной» плазмы, мы занижаем значение температуры. Таким образом, при измерениях T_e в высокотемпературной плазме начиная примерно с 1,5 кэВ надо вносить соответствующие поправки, особенно учитывая, что на базе этих измерений вычисляются обычно такие величины, как электропроводность, содержащие T_e в степени 3/2.

§ 2.3. Краткий обзор экспериментов по лазерному рассеянию

Редко удается наблюдать такое бурное развитие и распространение диагностического метода, какое имело место в случае лазерного рассеяния. Буквально за несколько лет был пройден путь от первых экспериментов на плазме,

показавших самый факт существования ряда эффектов, характерных для лазерного рассеяния (не больше), до систематического применения в качестве рабочей методики практически на всех крупных современных плазменных установках.

Соответственно экспериментальные работы различаются по типу и целям эксперимента. Следует отметить, что если диагностика методом рассеяния приобрела достаточно законченный вид при определении n_e и T_e , то некоторые другие направления (например, определение магнитных полей) проходят методическую стадию. Именно с этой точки зрения имеет смысл рассматривать перечисленные ниже работы. Обзор экспериментов по лазерному рассеянию по 1966 г. включительно содержится в книге [47] (см. также [76]).

1. Измерения рассеяния на тэта-пинчах. В нашем обзоре экспериментов по лазерному рассеянию света на различных установках исследования на тэта-пинчах по праву занимают пока первое место. Начиная от первых экспериментов по обнаружению рассеяния на лабораторной плазме, выполненных в 1963 г. [164, 165], большинство явлений, предсказываемых изложенной в предшествующем параграфе теорией, наблюдалось именно в условиях тэта-пинчей. Следует заметить, что эти эксперименты были выполнены с помощью лазера, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса примерно 1 мсек), вследствие чего возникли определенные трудности, связанные с выделением полезного сигнала на фоне собственного излучения плазмы. Применение рубинового лазера с модуляцией добротности и многоканальной системы регистрации на базе монохроматора и световодов позволило улучшить качество наблюдаемого спектра и зарегистрировать, в частности, спектр в переходной области $\alpha \approx 1$ [189]. Эти исследования были продолжены, и результаты измерений спектра при различных значениях параметра α содержатся в работе [190].

Дальнейший прогресс в технике проведения измерений, в особенности разработка систем ввода и вывода лазерного пучка, использование светосильной собирающей оптики на базе специальных устройств — аксиконов, позволил перейти к детальному изучению коллективных эффектов при наблюдении рассеяния света в тэта-пинчах под малыми углами [117, 118, 216]. (Оптика аксиконов рассматривается в работе [198]; см. также [76. 164].) В работах [117, 118]

были выбраны углы рассеяния $6^{\circ}30'$ и 3° . Аксиконы применялись как для сбора света, рассеянного в определенный апертурный угол, так и в сочетании с интерферометром Фабри — Перо для регистрации излучения. Отчетливые пики (связанные с электронной компонентой рассеяния) зарегистрированы в работе [216] при рассеянии на угол $13^{\circ}30'$. Оценки электронной плотности плазмы по расстоянию от несмещенной лазерной линии находятся в хорошем согласии с полученными в той же работе значениями n_e при рассеянии на $\pi/2$ (совпадение с погрешностью $\pm 20\%$).

Одной из первых работ, в которых подтверждался теоретический вывод о «модуляции» спектра рассеянного излучения в магнитном поле, была выполненная на тэта-пинче работа [159], схема эксперимента и результаты которой рассмотрены выше.

Разумеется, тэта-пинчи не служили исключительно «полигоном» для испытаний новых диагностических методов и технических усовершенствований в измерительной аппаратуре. Большое число работ носило характер чисто физических исследований в области физики плазмы. Типичный пример исследований такого рода — работа [136], где результаты измерений радиальных распределений плотности и температуры плазмы были использованы для выяснения характера процессов переноса в 8-метровом тэта-пинче. Аналогичные исследования удержания плазмы были предприняты в работе [201] на тороидальном тэта-пинче с помощью рассеяния на 120° .

2. Исследования плазмы в замкнутых системах. Прогресс, достигнутый за последние несколько лет в деле получения в замкнутых квазистационарных системах плазмы с высокими значениями температуры и времени жизни, сделал весьма насущной проблему бесконтактного измерения пространственных характеристик такой плазмы.

Развитие методов лазерного рассеяния оказалось очень кстати. Метод этот применялся обычно на замкнутых системах в комплексе с целым рядом других методик (электротехнических, микроволновых, корпускулярных, спектроскопических).

В работах [140, 152], выполненных на стеллараторе С, было проведено сопоставление электропроводности плазмы, измеренной обычными электротехническими методами и вычисленной из полученного с помощью лазерного рассеяния распределения $T_e(r)$. Результаты дали основание сделать вывод об аномальном характере электропроводности

в исследуемой плазме. Широкая программа измерений на установке «Токамак Т-3а» включала измерение лазерного рассеяния для определения (в различных режимах и в различные моменты времени) радиальных распределений температуры и плотности электронов. Эти данные оказались в хорошем согласии с результатами микроволновых измерений n_e на многоканальном интерферометре и энергосодержания плазмы, определенного с помощью диамагнитных измерений. Результаты и физические выводы приведены в работах [8, 166, 211].

Особенно детально были измерены радиальные распределения плотности и температуры электронов на установке «Токамак ST», причем измерения были проведены как на водороде и гелии в качестве рабочего газа [153], так и на неоне [175]. В последнем случае было показано (в совокупности со спектроскопическими и рентгеновскими измерениями), что электропроводность плазмы носит чисто омический характер (определяется парными соударениями с учетом заряда плазмы).

Измерения на стеллараторах были продолжены в работе [44], где измерения распределений n_e и T_e производились на стеллараторе «Ураган», работавшем в режиме токового нагрева.

Как правило, измерения на замкнутых системах производятся под углом 90° . Исключение составляют измерения на установке «Туман-2», где по техническим причинам рассеянный свет регистрировался под углом 146° [39].

3. Исследование плотной плазмы. Объектом исследования с помощью лазерного рассеяния служила плазма с самыми различными параметрами, а также методами ее приготовления и нагрева. Ряд интересных работ был выполнен на ВЧ-плазме [23, 229], на ударных волнах [18, 183] и т. д.

В заключение обзора рассмотрим эксперименты по рассеянию на плотной плазме (лазерная плазма, плазменный фокус и т. д.), исследования которой приобретают в настоящее время все больший размах.

Типичным примером таких исследований можно считать серию работ [120, 129, 130]. Характерной особенностью таких экспериментов является использование измерений рассеянного света не для определения T_e , а для оценки T_i и β [см. формулу (2.21)]. Измерения проводились на установке, предназначенной для изучения плазменного фокуса. На определенных стадиях разряда (до периода нейтронного

излучения) для выполнения условия $\alpha > 1$ достаточно проводить измерения под углом 90° , однако для того чтобы это условие оставалось справедливым в течение периода нейтронного излучения, требовалось уменьшить угол рассеяния до 7° .

Измерения на плазменном фокусе проводились также в работе [212] ($\alpha \approx 2$ при угле рассеяния 45°).

На близкой по типу системе — «обычном» z -пинче при рассеянии на 90° также преобладали коллективные процессы для исследованных моментов времени [5].

Интересным объектом исследования оказалась лазерная искра в воздухе на различных стадиях ее развития [85, 86]. Так, в работе [86] было определено значение α (оказавшееся равным 3,5), $n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 1 \text{ эв}$. В предположении $T_e = T_i$ были произведены оценки среднего заряда плазмы, оказавшегося близким к единице ($1,3 \pm 0,6$).

Несомненно, что весьма интересных результатов следует ожидать от рассеяния на плазме, образованной взаимодействием лазерного излучения с твердотельными мишенями.

§ 2.4. Рассеяние корпускулярного излучения как метод диагностики плазмы

Корпускулярная диагностика стала в настоящее время одним из наиболее распространенных методов исследования плазмы [7, 9, 16, 68]. Успехам как в пассивной диагностике (определение T_i , потоков нейтральных атомов), так и в активной [плотность плазмы, электрические и магнитные поля (§ 4.1)] этот круг методик обязан, в частности, совершенствованию техники анализаторов и детекторов, а также разработке конструкции источников ионов и нейтральных атомов. Создание аппаратуры для такого рода методик позволило перейти к постановке более сложных задач. В частности, были предложены различные варианты метода рассеяния по схеме, аналогичной показанной на рис. 2.1.

Очевидно, что, как и в случае лазерного рассеяния, интерпретация результатов требует знания соотношений, связывающих параметры пучка (скорость v_1 до соударения), геометрию эксперимента (угол рассеяния θ в лабораторной системе координат), сечение рассеяния $\sigma(u, \theta)$ (u — относительная скорость сталкивающихся частиц, θ — угол рассеяния в системе центра масс) и функцию распределения по скоростям $f(v_2)$ частиц мишеней. Такого рода расчеты

были проведены в работе [4], в которой предложен метод локального определения ионной температуры с помощью рассеяния моноэнергетического пучка атомных частиц.

При зондировании пучком частиц, обладающих массой m_1 и скоростью \mathbf{v}_1 , среды, в которой пучок претерпевает упругое рассеяние на частицах-мишенях, имеющих массу m_2 и распределение скоростей $f(\mathbf{v}_2)$, спектр скоростей рассеянных частиц дается выражением [4]

$$\rho(v'_1) dv'_1 = d^3 v'_1 \frac{n_1 b^2}{q} \int f(\mathbf{v}_2) \sigma(u, \vartheta) d^3 \omega. \quad (2.25)$$

Здесь $\rho(v'_1) d^3 v'_1 \equiv \rho(v'_1) dv_{1x} dv_{1y} dv_{1z}$ — число зондирующих частиц, рассеянных в единице объема за единицу времени в интервале скоростей $d^3 v'_1$; n_1 — концентрация зондирующих частиц в пучке;

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{q} &= \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}'_1; \\ b &= 1 + m_1/m_2; \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

ω — составляющая вектора \mathbf{u} в плоскости, перпендикулярной к вектору \mathbf{q} ; вектор \mathbf{u} и угол рассеяния в системе центра инерции ϑ можно вычислить, используя соотношения

$$u^2 = \omega^2 + b^2 q^2/4; \quad \text{tg}(\vartheta/2) = bq/2\omega. \quad (2.27)$$

Остальные величины, входящие в формулу (2.26), определены выше.

В тех случаях, когда сечение σ можно вынести за знак интеграла (кулоновское взаимодействие, борновское приближение или случай зондирования пучками частиц с относительно высокой скоростью $v_1 \gg v_2$), формула (2.25) существенно упрощается и принимает вид

$$\rho(v'_1) = n_1 \frac{b^2 \sigma}{q} f_q(v_{2\parallel}), \quad (2.28)$$

где $f_q(v_{2\parallel})$ — функция распределения частиц-мишеней по проекциям скорости на направление вектора \mathbf{q} :

$$f_q(v_{2\parallel}) = \int f(v_{2\perp}, v_{2\parallel}) d^2 v_{2\perp}. \quad (2.29)$$

Таким образом, зондирование (в перечисленных выше случаях) позволяет найти распределение частиц среды по проекциям скорости на любое заданное направление, опре-

деляемое геометрией эксперимента (вектором q), т. е. ситуация вполне аналогична лазерному рассеянию.

Если среда характеризуется температурой T , так что $v_1^2 \gg \kappa T/m$, то распределение рассеянных частиц по энергиям dN/dE'_1 (при фиксированном угле θ в лабораторной системе координат) имеет гауссовский вид и полуширина его (при малых углах θ) определяется формулой

$$\Delta E'_1 \approx 4\theta \left[E_1 \kappa T \frac{m_1}{m_2} \ln 2 \right]^{1/2}, \quad (2.30)$$

где $\Delta E'_1$ — ширина энергетического распределения на полувысоте; κ — постоянная Больцмана. Если, например, $m_1 = m_2$, угол рассеяния $\theta = 5^\circ$, начальная энергия частиц $E_1 = 10$ кэв и T лежит в интервале от 0,1—100 эв, то наблюдаемая ширина энергетического распределения $\Delta E'_1$ изменяется от 9 до 290 эв.

Поскольку можно сделать достаточно малым изучаемый объем, в котором происходит рассеяние (по сравнению с размерами изучаемой плазмы), можно в принципе обеспечить локальные измерения ионной температуры.

Возможности такой методики были продемонстрированы в модельных экспериментах по рассеянию пучка ионов дейтерия D^+ с энергией от 2,5 до 12 кэв на горячем гелии. Показано, что этот метод можно применять для определения температуры газа уже при $T = 0,2$ эв.

Возможен несколько отличный подход к измерению температуры рассеивающей среды, который заключается в том, что изучается не спектр рассеянных частиц, а их угловое распределение. На это было указано в работе [222], но приведенные в ней результаты расчетов для случая $m_1 \leq m_2$ показывают, что зависимость углового распределения от температуры является слабой, а метод оказывается мало чувствительным. Оказалось, что в противоположном случае ($m_1 > m_2$) можно предложить конкретные методы измерения концентрации и температуры частиц среды [17].

Сущность метода заключается в следующем. Если частицы среды покоятся, то при $m_1 > m_2$ из законов сохранения энергии и импульса следует, что в лабораторной системе координат существует так называемый предельный угол $\theta_{\text{пред}}$ такой, что дифференциальное сечение рассеяния равно нулю при $\theta = \theta_{\text{пред}}$. Нетрудно показать, что

$$\theta_{\text{пред}} = \arcsin(m_2/m_1). \quad (2.31)$$

Вычисление углового распределения при различных температурах проводилось на основании формулы (4.4)

работы [4], причем взаимодействие между налетающими частицами и частицами-мишенями считалось кулоновским, т. е. сечение σ бралось в виде

$$\sigma = \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{m_1 b} \right)^2 q^{-4}. \quad (2.32)$$

Строго говоря, результаты таких расчетов относятся к ионам с зарядами Z_1 и Z_2 соответственно, однако они приме-

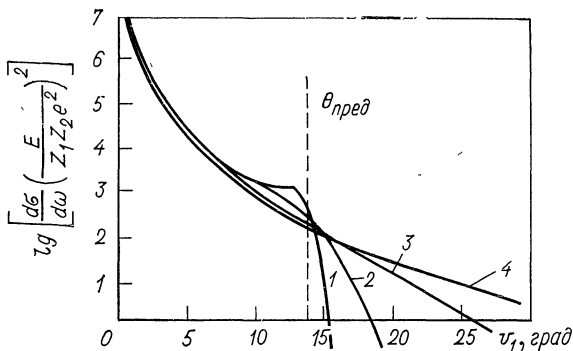


Рис. 2.15. Дифференциальное сечение рассеяния ионов He^{+2} на протонах H^+ при различных значениях отношения $\chi T/E$, где T — температура протонов; E — энергия ионов гелия:

1 — $\chi T/E = 2,5 \cdot 10^{-4}$; 2 — $2,5 \cdot 10^{-3}$; 3 — $2,5 \cdot 10^{-2}$; 4 — $2,5 \cdot 10^{-1}$.

нимы и в некоторых случаях рассеяния нейтралсв на ионах (например, зондирование водородной плазмы пучками атомов гелия на достаточно большие углы).

Если у частиц среды имеется собственное распределение скоростей ($\mathbf{v}_2 \neq 0$), то, как показывают расчеты, рассеяние возможно и на углы $\theta > \theta_{\text{пред}}$. Некоторые результаты расчетов приведены на рис. 2.15.

Сечения приведены к безразмерному виду $(d\sigma/d\omega) \times (E/Z_1 Z_2 e^2)^2$, так что кривые на рисунке не зависят от энергии налетающих частиц. Концентрацию частиц-мишеней можно определять, измеряя интенсивность частиц, рассеянных на некоторый угол $\theta_2 < \theta_{\text{пред}}$, а их температуру — по отношению интенсивностей частиц рассеянных на угол θ_1 и θ_2 , где $\theta_1 > \theta_{\text{пред}}$. Легко видеть, что, как и в рассмотренном выше случае [изучение спектров $\rho(\nu')$], возможно проведение локальных измерений ионной температуры в плазме.

ГЛАВА 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ

§ 3.1. Зондирование пучками заряженных частиц с целью определения электрических и магнитных полей в плазме

Прежде чем рассмотреть зондирование плазмы пучками частиц, сделаем одно замечание. В настоящей главе изложены физические основы некоторых оптических и корпускулярных методик, развитых для определения полей в плазме, и даны примеры их использования.

Все рассматриваемые ниже методы являются интегральными. Переход от интегральных наблюдаемых характеристик к локальным требует применения процедур, описанных в гл. I, и в этой главе подобные вопросы не рассматриваются. Основная проблема, которой мы будем заниматься, — это связь «локальных» данных [например, спектров излучения $I(\lambda, \mathbf{r})$] с параметрами исследуемой плазмы и сопоставление полученных параметров с соответствующими их значениями, найденными другими методами. Перейдем теперь к изложению материала, непосредственно относящегося к зондированию плазмы пучками заряженных частиц.

Использование электрических и магнитных полей для масс-спектрометрического анализа и для изучения энергетического спектра частиц — часто встречающаяся задача в самых различных разделах физики, в том числе и в диагностике плазмы. Существующий опыт работы с источниками ионов и регистрирующей аппаратурой делает вполне реальной постановку обратной задачи: по известным элементам траектории частиц, прошедших через область электромагнитных полей в плазме, найти характеристики этих полей. В общем случае интерпретация результатов такого зондирования пучком весьма затруднительна, несмотря на принципиальную возможность использовать в экспериментах частицы различной массы, заряда, энергии и пересекающих плазму по различным траекториям. Однако в целом ряде практически важных задач метод зондирования пуч-

ками заряженных частиц может быть с успехом использован для измерения полей.

1. Поперечное зондирование аксиально симметричных магнитных и электрических полей. Рассмотрим один из наиболее простых частных случаев зондирования. Система с цилиндрической симметрией имеет отличное от нуля (при $r < R$) азимутальное магнитное поле $H_\phi(r)$ и радиальное электрическое поле $E_r(r)$. При $r \geq R$ поля эти обращаются в нуль. Кроме того, отсутствуют изменения параметров в направлении оси системы. Используется поперечное зондирование [69, 88], т. е. пучок с достаточно малыми поперечными размерами входит в плазму по направлению, перпендикулярному к геометрической оси исследуемой системы. Прицельное расстояние обозначим h , начальную скорость — v (рис. 3.1). Движение заряженной частицы в таких полях описывается уравнениями [69, 88]:

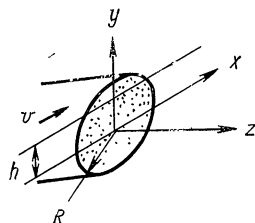


Рис. 3.1. Поперечное зондирование пучком частиц.

$$M_i \frac{d^2 x}{dt^2} = Z_i e E_x - \frac{Z_i e}{c} v_z H_y; \quad (3.1)$$

$$M_i \frac{d^2 y}{dt^2} = Z_i e E_y + \frac{Z_i e}{c} v_z H_x; \quad (3.2)$$

$$M_i \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{Z_i e}{c} A_z = 0, \quad (3.3)$$

где M_i — масса зондирующей частицы; $Z_i e$ — ее заряд; \mathbf{A} — векторный потенциал.

Предполагается, что $dz/dt = 0$. При решении уравнений используются также соотношения

$$\left. \begin{aligned} E &= \nabla \phi; & H_\phi &= \partial A_z / \partial r; \\ \phi(R) &= 0; & A_z(R) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Ограничиваясь первыми не исчезающими членами разложения по v^{-1} , можно получить соотношение для смещения $\Delta z(h)$ частицы вдоль оси z . Предполагаем, что энергия

частиц велика и они слабо отклоняются исследуемым полем:

$$\Delta z(h) = \frac{2Z_i e}{M_i c v} \int_h^R \frac{A_z r dr}{\sqrt{r^2 - h^2}}. \quad (3.5)$$

Это хорошо знакомое по предыдущей главе уравнение Абеля. Из уравнения видно, что, измерив смещение зондирующего пучка вдоль оси z для различных прицельных расстояний h , можно вычислить распределение $A_z(r)$. Отметим, что при сделанных выше предположениях измеряемое смещение пучка определяется только распределением и величиной магнитных полей в аксиально симметричной системе.

Уравнение (3.2) можно привести к виду [69]:

$$\frac{v_y}{h} = \int_h^R \frac{\left[\frac{2e}{v M_i} \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{2Z_i^2 e^2}{M_i^2 c^2 v} A_z \frac{\partial A_z}{\partial r} \right] dr}{\sqrt{r^2 - h^2}}, \quad (3.6)$$

т. е. опять к типичному уравнению Абеля, но относительно величины в квадратных скобках. Поскольку A_z уже считается найденным из уравнения (3.5), можно определить производную $\partial \phi / \partial r$, т. е. напряженность радиального электрического поля, измеряя компоненту скорости v_y или угол выхода частицы $\alpha(h)$ [88]. И в более общей задаче о зондировании пучком заряженных частиц стационарного электромагнитного аксиально симметричного поля с компонентами $(E_r, 0, E_z, H_r, H_\phi, H_z)$ часть выражений, содержащих искомые компоненты, имеет «абелеву» форму [88].

Для нахождения решения уравнений (3.5) и (3.6) можно воспользоваться разнообразными численными методами, рассмотренными в гл. 1. Однако поскольку уравнение Абеля можно рассматривать как «некорректно поставленную задачу» (см. гл. 1, § 1.4), чувствительность конечного результата к погрешностям в исходных экспериментальных данных (в рассмотренном случае — к погрешностям в определении $\Delta z(h)$ и $v_y(h)$) приводит к большому разбросу для искомых функций (компонент искомых полей). Особенно чувствительной к погрешностям должна быть в рассматриваемой задаче нахождения H_ϕ и H_r , последняя из двух этих величин. Это связано с тем, что она вычисляется как разность двух измеряемых величин [см. уравнение (3.6)]. Среди факторов, ограничивающих точность измерений,

следует упомянуть конечные размеры и расходимость зондирующего пучка, возможные процессы рассеяния частиц пучка в плазме. Кроме того, могут существовать малые, но отличные от нуля величины E_z , dE_z/dz , dE_r/dt , dE_z/dt и т. д. В частности, мы предполагали, что начальная скорость частицы изменяется мало. Это эквивалентно предположению о большой величине эффективного ларморовского радиуса R_L по сравнению с размером исследуемой системы R , т. е. мы требуем, чтобы $R_L/R \gg 1$. Однако при таких условиях и экспериментально измеряемая величина Δz будет мала, что накладывает жесткие ограничения на поперечные размеры $(\delta z)_0$ зондирующего пучка. Учет влияния этих факторов в рамках более общего аналитического рассмотрения весьма сложен, и в некоторых случаях более целесообразны численные расчеты для конкретных моделей. Такой численный анализ с помощью ЭВМ был выполнен в работе [69] для типичных условий коаксиального плазменного ускорителя.

2. Пример конкретной модели аксиально симметричной системы (плазменный ускоритель). С учетом имеющихся экспериментальных данных, полученных ранее на коаксиальном импульсном плазменном ускорителе [68], был выбран конкретный вид выражений для напряженности электрического и магнитного полей (и закон их изменений во времени). В частности, эти величины были заданы в виде:

$$E_z = E_{z0}; \quad E_r = U/r; \quad U = U_0 \cos(\omega t + \varphi_2); \quad (3.7)$$

$$A_z = 2I \ln r/c; \quad I = I_0 \sin(\omega t + \varphi_1). \quad (3.8)$$

Отметим некоторые результаты анализа таких конкретных моделей.

а. Важная величина, определяющая траекторию частицы зондирующего пучка, — безразмерная скорость $v/R\gamma$, где $\gamma = (2 Z_i e I_0 / M_i c^2 R)$, причем $v/R\gamma$ есть отношение ларморовского радиуса в поле ($2 I_0 / cR$) к радиусу системы. Смещение Δz оказалось обратно пропорциональным безразмерной скорости практически вплоть до значений $v/R\gamma = 1,5-2$, что важно с практической точки зрения, так как смещение возрастает и требования к размерам зондирующего пучка ослабляются по сравнению с рассмотренным выше случаем $R_L/R \gg 1$.

б. Относительно возможности измерять кроме магнитных полей еще и радиальное электрическое поле E_r , авторы

работы [69] считают, что в рассмотренных условиях такие измерения не реальны.

в. В результате исследования влияния отклонений от стационарности измеряемых полей [напомним, что ток и напряжение в данном случае изменяются по синусоидальному закону $I \sim \sin(\omega t + \varphi_1)$ — см. формулы (3.7) и (3.8)] найдено, что для рассматриваемых типов распределения полей по сечению (однородное распределение продоль-

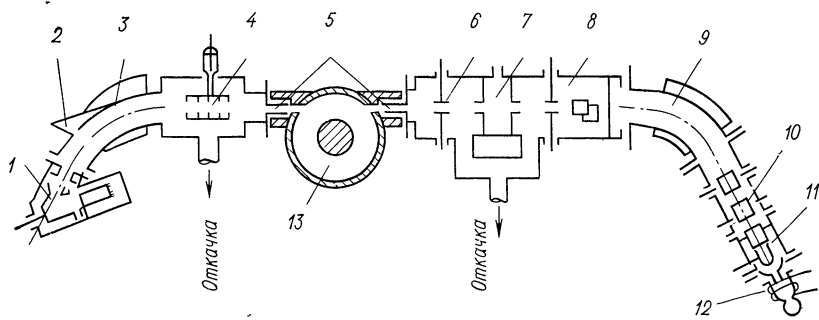


Рис. 3.2. Зондирование плазмы коаксиального ускорителя пучками заряженных частиц:

1 — ионно-электронный преобразователь; 2 — световая ловушка; 3 — поворотный участок; 4, 7 — газовые мишени; 5 — входная и выходная щели; 6, 8 — корректирующие пластины; 9 — отклоняющий магнит; 10, 11 — система фокусировки пучка; 12 — ионный источник; 13 — коаксиальный ускоритель

ного тока и некоторые более сложные случаи) траектории практически не изменяются до значений параметра $\Omega = \omega/\gamma < 2$.

С учетом результатов проведенных вычислений производилось зондирование на установке с импульсным коаксиальным плазменным ускорителем.

3. Измерения на коаксиальном плазменном ускорителе [69]. Детальное описание плазменного ускорителя, на котором производились измерения, приведено в работе [68]. Система для создания ионного пучка и детектор были расположены перпендикулярно к оси ускорителя. Схема расположения диагностической аппаратуры приведена на рис. 3.2.

Устройство диагностической аппаратуры ясно из подписи к рисунку. Газовые мишени использовались при работе с пучками нейтральных атомов в измерениях плотности. Присоединение посредством скользящих уплотнений к ускорителю как инжектора ионов, так и детектора позволяло

перемещать их относительно ускорителя без нарушения вакуума. Для зондирования применялись пучки протонов и дейтонов с энергиями от 10 до 40 кэВ. Поперечные размеры пучка в плазме определялись диаметром выходного канала инжектора (0,5 мм), что обеспечивало достаточно высокое пространственное разрешение. Временное разрешение аппаратуры определялось быстродействием детектора и временем пролета частиц через систему ускорителя и составляло около 10^{-8} сек. Поскольку период разряда ($T = 3,2$ мксек) велик по сравнению с этой величиной, условие квазистационарности можно считать выполненным с высокой точностью.

Помимо использования аналитических формул для более грубой оценки, носящей качественный характер, уравнение (3.5) можно преобразовать к виду

$$\Delta z \approx \frac{Z_i e H}{M_i c} \cdot \frac{R}{v} (R - h), \quad (3.9)$$

где H — некоторое среднее значение магнитного поля в зазоре коаксиального ускорителя. Было проведено сравнение данных, полученных с помощью пучков заряженных частиц и измерений полей магнитными зондами. Результаты сравнения показаны на рис. 3.3. Наблюдается хорошее согласие между результатами, полученными двумя этими методами, примерно в течение первой микросекунды разряда. Затем пучковые измерения дают более «гладкую» кривую $H(t)$. Авторы настоящей работы объясняют этот факт испарением и последующей ионизацией паров защитной диэлектрической оболочки магнитного зонда. В результате зонд оказывается заэкранированным и не реагирует на быстрые изменения магнитного поля. Предполагается, что в течение первой микросекунды разряда такая проводящая оболочка еще не успевает сформироваться и это обеспечивает хорошее соответствие результатов двух различных методов.

Перемещение детектора (для измерения отклонения частиц «по точкам») оказывается достаточно нежелательным с технической точки зрения. Как указано в работе [69],

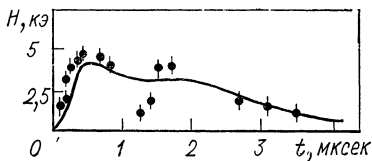


Рис. 3.3. Результаты зондовых (точки) и пучковых (сплошная кривая) измерений магнитного поля в коаксиальном плазменном ускорителе [69].

возможным усовершенствованием метода является применение системы ионно-электронный преобразователь — сцинтиллирующий экран — электронно-оптический преобразователь (ЭОП). Такие системы регистрации применялись ранее в масс-спектрометрах для исследования плазмы [28].

4. **Другие методы зондирования пучком с целью определения электромагнитных полей.** Способы измерений, использующие «метод отклонения» зондирующего пучка, весьма разнообразны и определяются в основном физическими условиями в установках различных типов. Так, например, в установке «Огра» [77] регистрировались отклонение пучка электронов с энергией 1 кэВ, вызванное дрейфом в скрещенных электрическом и магнитном полях, и смещение пучка ионов Cs (для изучения радиальной компоненты электрического поля плазмы в области вблизи стенки камеры).

При поперечном зондировании на установках с сильными магнитными полями приходится применять пучки высоких энергий или ионы с большой массой M_i . Так, при зондировании плазмы на установке ST [173] использовался таллиевый пучок (Tl^+ , энергия 200 кэВ). Работа по зондированию на этой установке носила многоцелевой характер: методом зондирования можно было определять локальную плотность n_e (регистрируя ионы Tl^{++}), электрический потенциал и т. д. Нас интересует в первую очередь принципиальная возможность определения поля тока $H_\phi(r)$, т. е. в конечном счете распределение плотности тока $j(r)$ — величины, особенно интересной при работе на установках, использующих джоулев нагрев продольным током. Следует отметить, что измерения магнитного поля тока H_ϕ происходят в весьма сложных условиях: продольное магнитное поле $H_z \gg H_\phi$. Как обычно для установки типа «Токамак», $H_\phi(r)/H_z = (r/Rq)$, где R — в данном случае большой радиус тора, а r — его малый радиус; q — запас устойчивости (безразмерная величина, изменяющаяся обычно от 1 до 5). Если вспомнить то, что в п. 1 этого параграфа говорилось о методических трудностях и чувствительности к экспериментальным погрешностям в случае гораздо более простой задачи (с отличными от нуля компонентами E_r и H_ϕ только), то в данном случае, при наличии $H_z \gg H_\phi$, задача еще более усложняется. Естественно, требуется, чтобы R_L — ларморовский радиус в основном поле — был больше поперечного размера системы, а это означает, что в поле тока соответствующий ларморовский радиус

$R_{л, \phi} \gg r$, т. е. $R_{л, \phi}/r \gg 1$, что, как показано в п. 1, является весьма неблагоприятным случаем для определения H_{ϕ} по измерениям смещения Δz , поэтому получение точного распределения $H_{\phi}(r)$ весьма затруднено. Однако следует заметить, что ввиду важности определения $H_{\phi}(r)$ и соответственно $j(r)$ в исследованиях на замкнутых системах даже информация качественного характера представляет известную ценность.

Отметим, что метод измерения отклонения пучка — единственный способ использования пучковой методики. Возможно также, например, измерение электрических полей в плазме по времени пролета пробных частиц через эту плазму [74, 79]. Пролетное время заряженной частицы можно записать в виде

$$\tau = \sqrt{\frac{M_i}{2Z_i e}} \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{\Phi_i + \Phi(x)}}, \quad (3.10)$$

где $Z_i e \Phi_i$ — начальная энергия иона; $\Phi(x)$ — распределение потенциала в плазме.

Это выражение берется за основу при вычислениях конкретных моделей, описывающих распределение электрических полей (например, прямоугольная потенциальная яма в работе [79], радиальное электрическое поле [74] и т. д.).

5. Исследование неустойчивостей плазмы методом зондирования пучками заряженных частиц. Зондирование плазмы внешним пучком заряженных частиц можно использовать не только для измерения квазистатических полей. Аналогичные методы применяют и для изучения полей, связанных с неустойчивостью исследуемой плазмы. В момент появления неустойчивости происходит изменение траекторий частиц зондирующего пучка (отклонение и «размытие») по сравнению с траекториями без плазмы (или в присутствии устойчивой плазмы). В работе [132] производилось зондирование плазмы линейного стабилизированного пинча электронами большой энергии. Зондирование велось вдоль оси пинча, при этом в момент развития неустойчивостей наблюдались упомянутые выше эффекты — отклонение и размытие пучка. Здесь уместно сделать одно замечание общего характера. Хорошо известно, что пучок частиц в плазме может возбуждать неустойчивости и тем самым возмущать состояние исследуемой плазмы. Это вызывает необходимость при исследовании неустойчивостей пучковым методом не

только теоретически оценивать возможную роль пучка в развитии неустойчивостей, но и ставить специальные контрольные эксперименты. Обычно проводится зондирование плазмы пучками с различной силой тока; при снижении тока в пучке до определенного значения характеристики наблюдаемых неустойчивостей перестают зависеть от силы тока в пучке. Полезно иметь также независимый метод регистрации неустойчивостей и на соответствующих датчиках контролировать влияние зондирующего пучка.

При исследовании сравнительно крупномасштабных неустойчивостей (например, МГД-неустойчивостей) этот метод в какой-то мере аналогичен оптическим теневым методам изучения неоднородностей плазмы.

При необходимости изучать микронеустойчивости приходится прибегать к несколько отличной модификации метода. Для суждения о неустойчивостях такого рода можно использовать как измерения пространственного уширения пучка, так и регистрацию спектра продольных энергий частиц в зондирующем пучке после прохождения исследуемой плазмы. Некоторые теоретические и экспериментальные аспекты проблемы диагностики турбулентной плазмы пучками заряженных частиц рассмотрены в работах [72, 73, 187].

В работе [73] приведены формулы, связывающие плотность энергии турбулентных колебаний W с пространственным уширением пучка и с энергетическим разбросом после прохождения турбулентной плазмы. Экспериментальная реализация таких идей выполнена в работе [72], где для определения плотности энергии колебаний применено зондирование коллимированным моноэнергетическим пучком протонов. Энергия частиц в используемом стационарном пучке составляла 50 кэВ, ток в пучке 20 мкА, диаметр невозмущенного пучка на выходе системы 2 мм. Изучалось уширение этого пучка в различные моменты времени. Отклоняющие пластины, на которые подавались два импульса с управляемым запуском и регулируемым временным интервалом, позволяли отклонять пучок на люминесцентный экран в выбранные моменты времени. Это позволило регистрировать с помощью ЭОП два пятна на одном снимке — контрольное и возмущенное. Затем проводилось фотометрирование полученных снимков, что позволяло определить уширение пучка. Результат фотометрирования для одного из моментов времени приведен на рис. 3.4. Для оценки W использовалась полученная Д. Д. Рютовым формула,

связывающая среднеквадратическое поперечное отклонение частиц зондирующего пучка с параметрами пучка и колебаний в плазме:

$$(\Delta r)^2 = 40 \frac{Z_i^2 e^2}{M_i v_0^4} [(L+l)^3 - L^3] \frac{W}{k_0}, \quad (3.11)$$

где M_i , Z_i , v_0 — масса, заряд и начальная скорость зондирующих частиц; L — расстояние от плазмы до места регистрации пучка; k_0 — характерный волновой вектор исследуемых колебаний. Формула получена для условий, когда фазовая скорость колебаний v_ϕ меньше v_0 . На основании полученных экспериментальных данных по уширению пучка была определена плотность энергии колебаний плазмы и оценена степень ее турбулентности $\xi = W/nT$, которая оказалась равной в исследуемой плазме примерно 10^{-3} [73].

6. «Пассивная» диагностика с помощью заряженных частиц. Помимо рассмотренных выше различных методов «активной» диагностики внешними пучками

заряженных частиц для определения полей можно использовать изучение траекторий заряженных частиц, ускоренных в плазме или рожденных в ней в результате ядерных реакций.

Естественно, что методы такого рода менее универсальны, чем методы активной диагностики, и требуют для своей реализации выполнения определенных требований к параметрам и геометрии исследуемой плазмы. Во всяком случае плазма должна быть достаточно мощным источником заряженных частиц требуемой энергии. Диагностический метод, использующий заряженные продукты ($d-d$)-реакции (в основном протоны с энергией 3 МэВ), был применен на установке типа «нецилиндрический z -пинч» для изучения плазменного фокуса, в частности для оценки собственных магнитных полей пинча (для тех моментов, когда плазма является интенсивным источником заряженных частиц [20, 107]). Экспериментально определялись угловые рас-

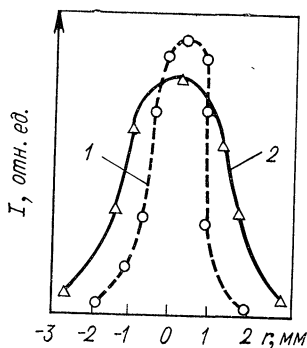


Рис. 34. Результат фотометрирования снимков с экрана ЭОПа для контрольного (1) и уширенного (2) пучков [72].

пределаения заряженных частиц с помощью камер-обскур. Детектором служила ядерная фотоэмульсия, мало чувствительная к рентгеновскому излучению z-пинча. Полученные экспериментальные угловые распределения интерпретировались сравнением с расчетами траекторий, выполненными на ЭВМ. Суждение о форме токовой оболочки было сделано на основании данных скоростной фотосъемки. Весь ток (порядка 1 Ма) предполагался скинированным. Варьировалась форма токовой оболочки и вычислялись траектории частиц, имеющих различное исходное направление (угол θ с Z-осью симметрии плазменного шнура). Примеры расчетных траекторий протонов приведены на рис. 3.5.

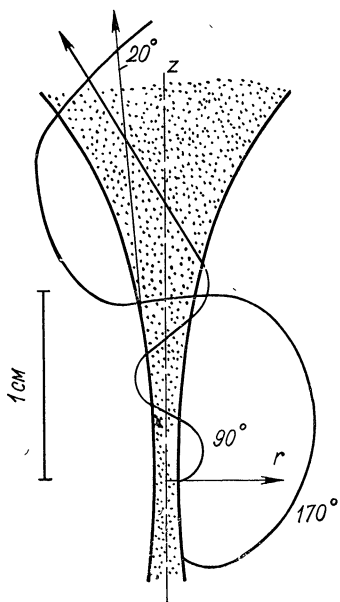


Рис. 3.5. Сечение токовой оболочки и расчетные траектории протонов, вылетающих под углами $\theta=20, 90$ и 170° ; ток в плазме равен 1 Ма [107].

$= 1 \div 4$ Мэ. Таким образом, были проведены качественные оценки магнитных полей, показавшие существование поля тока в такой системе в диапазоне мегаэрстед.

§ 3.2. Фарадеевское вращение плоскости поляризации

Регистрация поворота плоскости поляризации прошедшего через плазму излучения является одним из наиболее распространенных методов бесконтактного измерения магнитных полей в плазме. Точнее говоря, вращение плоскости поляризации позволяет найти интеграл $\int_0^L n_e H_\parallel dl$ по измеренному повороту плоскости поляризации после

прохождения излучением слоя плазмы толщиной L [см. ниже формулу (3.21)]. В тех случаях, когда имеется информация о магнитных полях $H(l)$, можно оценить плотность электронов вдоль траектории луча в плазме. Однако этот случай встречается реже: в настоящее время широкое распространение нашли интерферометрические методы измерения распределений плотности n_e в плазме. С помощью полученной информации о n_e можно, зная интеграл $\int_0^L n_e H_l dl$, определять магнитное поле H_l . Именно в таком смысле будет в дальнейшем употребляться термин «измерение магнитного поля с помощью эффекта Фарадея».

1. Теория. Пусть на плазму падает линейно поляризованная плоская волна с угловой частотой ω . Для описания самой плазмы нам потребуются следующие величины: плазменная частота (электронная)

$$\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2} = 5,6 \cdot 10^4 n_e^{1/2} \text{ сек}^{-1}; \quad (3.12)$$

электронная циклотронная частота

$$\omega_H = eH / m_e c = 1,76 \cdot 10^7 H \text{ сек}^{-1} \text{ (где } H \text{ в эрстедах);} \quad (3.13)$$

ν — эффективная частота соударений (обычно это электронное соударение).

В некоторых случаях удобнее использовать (аналогично работе [34]) следующие безразмерные параметры:

$$u = \omega_{pe}^2 / \omega^2; \quad v = \omega_H^2 / \omega^2; \quad s = \nu / \omega. \quad (3.14)$$

Пусть в однородной плазме распространяется плоская монохроматическая волна с частотой, значительно большей ионной циклотронной частоты Ω_H . В этом случае для комплексного показателя преломления можно записать следующее выражение [34]:

$$(\mu - i\kappa)_{1,2}^2 = 1 - \frac{2v(1 - is - v)}{2(1 - is)(1 - is - v) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha \pm 4u(1 - is - v)^2 \cos^2 \alpha}}$$

$$(3.15a)$$

где μ , κ — показатели преломления и поглощения соответственно.

Верхний знак у корня отвечает «обыкновенной волне», нижний — «необыкновенной». Если поглощение отсутствует (бесстолкновительная плазма), тогда

$$\mu_{1,2}^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}}. \quad (3.15б)$$

Угол α — угол между направлением распространения волн (т. е. вектором \mathbf{k}) и направлением постоянного магнитного поля \mathbf{H} (без учета поля самой волны). Рассмотрим несколько практически важных частных случаев.

Продольное распространение ($\alpha = 0$) — случай, когда волна, распространяющаяся по полю, описывается формулой, полученной из (3.15 а):

$$(\mu - i\kappa)_{1,2}^2 = 1 - \frac{v}{1 - is \pm \sqrt{u}}, \quad (3.16)$$

или соответственно в бесстолкновительном случае

$$\mu_{1,2}^2 = \mu_{\pm}^2 = 1 - \frac{v}{1 \mp \sqrt{u}} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega \mp \omega_H)}. \quad (3.17)$$

Здесь μ_{\pm} соответствует двум различным волнам с круговой поляризацией. Как известно, линейно поляризованную волну, распространяющуюся вдоль магнитного поля, можно описать с помощью двух поляризованных по кругу волн, вращающихся в противоположных направлениях. Эти две волны имеют различные скорости распространения в плазме. В результате этого плоскость поляризации прошедшей плазму линейно поляризованной волны оказывается повернутой на угол θ :

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^L (\mu_+ - \mu_-) dl. \quad (3.18)$$

Прежде чем подставлять выражения для μ_+ и μ_- в формулу (3.18), несколько упростим их. Как правило, в большинстве реальных экспериментов частота ω много больше электронной циклотронной частоты исследуемой плазмы ($\sqrt{u} \ll 1$). Это позволяет вместо формулы (3.17) записать

$$\mu_{\pm}^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \left(1 \mp \frac{\omega_H}{\omega}\right). \quad (3.19)$$

Если при этом плазменная частота много ниже ω , то можно еще упростить эту формулу:

$$\mu_{\pm} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(1 \mp \frac{\omega_H}{\omega} \right). \quad (3.20)$$

Подставляя это выражение в формулу (3.18), получаем

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^L \frac{\omega_{pe}^2 \omega_H}{\omega^3} dl = 2,62 \cdot 10^{-17} \lambda^2 \int_0^L n_e H dl. \quad (3.21)$$

В этой формуле длина волны дана в сантиметрах. Последняя формула является наиболее употребительной. Интерпретация практически всех рассмотренных ниже экспериментов по определению вращения плоскости поляризации проводилась с помощью этой формулы. Напомним, что формула является приближенной и пользоваться ею можно только после проверки ряда перечисленных выше условий. Она хорошо описывает, например, эксперименты на линейных тэта-пинчах. Впрочем, даже и в этом случае, строго говоря, могут быть отклонения от случая строго продольного распространения. Фактически в тэта-пинчах существуют магнитные пробки, а это означает, что имеются области, где волна распространяется под некоторым углом $\alpha \neq 0$ к полю. В других типах плазменных установок геометрия зондирования обычно заметно отклоняется от случая продольного распространения. Если тэта-пинч свернут в тор (установки типа «Сциллак»), то возможно только зондирование подобно изображенному на рис. 3.6. Весьма похожа на эту геометрия в случае поперечного (перпендикулярно к оси разряда) зондирования плазмы с продольным током (линейный z-пинч). Но в этом случае зондирование может быть доведено до прицельных расстояний, близких к нулю, а это означает, что (см. рис. 3.6) в геометрическом смысле можно говорить лишь о распространении, близком к поперечному.

Совсем усложняется проблема при переходе к замкнутым системам с сильным продольным магнитным полем. В таких установках важно измерять поле тока H_{ϕ} , к которому добавлено сильное поперечное (по отношению к распространению волны) магнитное поле. Интерпретация результатов в таких условиях может оказаться непростым делом. В такой геометрии угол α в данной точке сечения плазменного шнура $\alpha \approx \pi/2 - H_L/H$, где H_L — проекция поля тока H_{ϕ} на линию распространения зондирующего излучения;

H — полное поле, практически равное вакуумному продольному полю H_z . В установке такого типа $H_\phi/H_z = r/qR$, где R — большой радиус тора; q — запас устойчивости, равный на краю шнура примерно 3—4. Поскольку H_ϕ является максимальным значением H_L (для данного малого радиуса r), легко видеть, что отличие угла α от

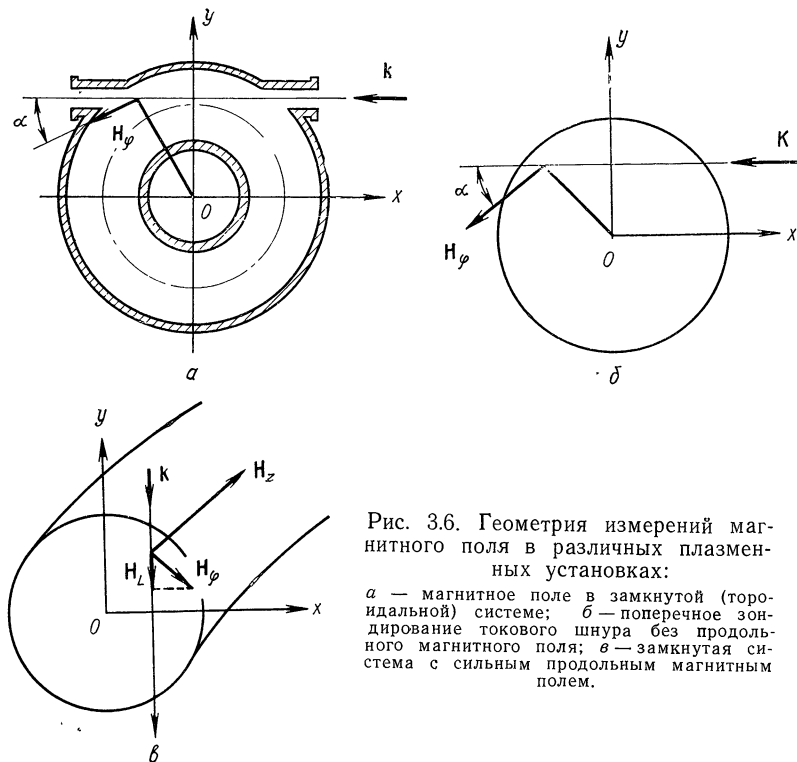


Рис. 3.6. Геометрия измерений магнитного поля в различных плазменных установках:

a — магнитное поле в замкнутой (тороидальной) системе; *б* — поперечное зондирование токового шнура без продольного магнитного поля; *в* — замкнутая система с сильным продольным магнитным полем.

$\pi/2$ обычно не превышает $50 \div 100$ мрад. Тем не менее существуют ситуации, когда можно воспользоваться для обработки результатов формулами, аналогичными (3.21). «Квазипродольное распространение» [34] волн является именно таким случаем. Обратимся к формуле (3.15). Если

$$\left. \begin{aligned} \frac{u \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha} = \frac{\omega_H^2 \sin^4 \alpha}{4\omega^2 \cos^2 \alpha} \ll (1-v)^2 + s^2; \\ |1 - \sqrt{u} \cos \alpha| \gg \frac{(1+v) u \sin^2 \alpha}{2[(1-v^2) + s^2]}, \end{aligned} \right\} \quad (3.22a)$$

то можно показать, исходя из формулы (3.15), что в этом случае

$$(\mu - i\kappa)_{1,2}^2 = 1 - \frac{v}{1 \pm \sqrt{u} \cos \alpha - is}. \quad (3.23)$$

Формула (3.23) аналогична (3.16), описывающей случай продольного распространения. Отличие заключается лишь в том, что в формуле (3.23) \sqrt{u} заменен выражением $\sqrt{u} \cos \alpha$, т. е. вместо поля H используется его проекция на линию распространения. Введя величину $\omega_L = \omega_H \times \times \cos \alpha$, мы сводим запись формулы (3.23) к виду (3.16). Именно поэтому случай, который соответствует выполнению условий (3.22 а), называется «квазипродольным».

Отметим, что если кроме условий (3.22 а) рассматривается приближение $\sqrt{u} \ll 1$, $v \ll 1$, $s \ll 1$ (а именно в таком приближении получена формула (3.21) для угла поворота плоскости поляризации), то условия «квазипродольности» имеют вид

$$\frac{u \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha} \ll 1; \quad u \sin^2 \alpha \ll 1. \quad (3.22б)$$

В этом случае мы снова придем к формуле типа (3.21), но теперь угол поворота будет определяться интегралом вида $\int_0^L n_e H \cos \alpha dl$. Из формулы (3.22а) видно, что условие квазипродольности можно обеспечить, используя достаточно высокие частоты. Фактически эти условия выполняются в достаточно большом числе случаев, даже и тогда, когда этого трудно ожидать, судя по рассматриваемой геометрии зондирования. Проиллюстрируем это на примере поперечных измерений на токовом шнуре без продольного магнитного поля. Рассмотрим токовый шнур радиусом $r = 2$ мм, по которому течет ток порядка мегаампера («плазменный фокус»). Зондирование проводится излучением в видимой области (например, лазер на рубине $\lambda = 6493$ Å). Угол между направлением поля тока H_ϕ и направлением распространения излучения наибольший на краю шнура (см. рис. 3.6, б). Примем в качестве критерия

$$\frac{u \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha} = 0,1 \ll 1.$$

Тогда при сформулированных выше условиях зондирования предельное прицельное расстояние составляет всего $2 \cdot 10^{-2}$ мм, т. е. практически для всего объема плазменного шнура в этом случае выполняется условие квазипродольного распространения. В заключение отметим, что условия «квазипродольности» (3.22а) или (3.22б) являются достаточными, но не необходимыми для справедливости квазипродольного приближения, но вследствие громоздкости необходимых условий при несоблюдении достаточных условий лучше непосредственно использовать для комплексного показателя преломления формулу (3.15а) или (3.15б).

2. Схемы детектирования фарадеевского вращения плоскости поляризации. В качестве источников зондирующего излучения в экспериментах по изучению фарадеевского вращения используют лазеры (как импульсные, так и стационарные). Системы детектирования весьма разнообразны. Помимо различия в используемых типах датчиков (вакуумные фотоэмиссионные приборы, твердотельные детекторы) имеется отличие в самой схеме измерений. Сравнение различных систем регистрации достаточно сложно. Мы рассмотрим ниже несколько типичных систем и проанализируем их с точки зрения принципиально достижимого с их помощью отношения сигнала к шуму, обозначаемого в дальнейшем как S . Шумы на выходе системы могут быть самого различного происхождения. Для сравнительно быстрых процессов (таких, в частности, которые имеют место в тэта- и z-пинчах) электромагнитные наводки на различные блоки электроники могут представлять серьезную опасность. В принципе такого рода помехи можно в значительной мере уменьшить тщательным экранированием, однако существуют шумы, в принципе присущие схеме регистрации, например вследствие статистического характера выхода электронов из фотокатода или статистики образования пары электрон — дырка. Если мощность падающего излучения I , чувствительность детектора на рабочей длине волны λ зондирующего излучения $\eta(\lambda)$, то ток детектора излучения $i = \eta(\lambda) I e$. Как известно, среднеквадратическое значение выходного тока

$$\Delta i = (0,7ei/\tau)^{1/2}, \quad (3.24)$$

где τ — время нарастания сигнала в системе детектор — усилитель [161]. Предполагаем в дальнейшем, что сигнал регистрируется электронно-лучевым осциллографом. При этом на экране с определенной вероятностью будут появ-

ляться шумы, амплитуда которых превосходит среднеквадратическое значение. Обычно выбирают некоторый условный уровень, превосходящий среднеквадратическое значение, в качестве значения сигнала, начиная с которого смещение луча осциллографа, связанное с полезным сигналом, можно считать надежно зарегистрированным. Аналогично работам [194, 161] примем за такой эффективный уровень учетверенную величину среднеквадратического значения шумов. Отношение сигнала к шуму в соответствии с таким выбором запишем в виде

$$S = \frac{1}{4} i/\Delta i. \quad (3.25)$$

Рассмотрим теперь конкретные схемы измерений угла поворота. «Скрещенные поляризаторы» являются простейшей схемой регистрации фарадеевского вращения. Обычно излучение используемого лазера поляризовано в достаточно высокой степени. В отсутствие плазмы анализирующий поляризатор устанавливают так, чтобы прошедшее через него излучение было минимальным. Поворот плоскости поляризации на угол θ при прохождении через плазму приводит к частичному «просветлению» системы — на детектор падает излучение с интенсивностью

$$I = I_0 \sin^2 \theta. \quad (3.26)$$

Оценим для такой системы отношение сигнала к шуму. Исходя из выражения (3.25),

$$S = \frac{1}{4} i/\Delta i = \frac{1}{4} [\eta(\lambda) I_0 \tau / 0,7e]^{1/2} \sin \theta. \quad (3.27)$$

Рассматриваемая система обладает рядом недостатков. Легко видеть из формулы (3.26), что знак сигнала не зависит от направления вращения. Кроме того, при измерении малых углов θ мощность излучения, падающего на детектор, оказывается сравнительно малой (пропорциональной $\sin^2 \theta$) и существует необходимость иметь достаточно мощный лазер, чтобы превзойти мощность собственного излучения плазмы в используемом диапазоне длин волн. Характеристика такого детектора приведена на рис. 3.7.

Из рассмотрения рис. 3.7 и формулы (3.26) видно, что наибольшая чувствительность $\partial I/\partial \theta$ имеет место при $\theta = \pi/4$, поэтому можно повысить чувствительность, уста-

навливая анализатор не под углом $\pi/2$ к плоскости поляризации лазерного излучения, а под некоторым отличным от $\pi/2$ углом. Такая модификация системы действительно использовалась в экспериментах по фарадеевскому вращению [237], где после установки системы «на нуль» прово-

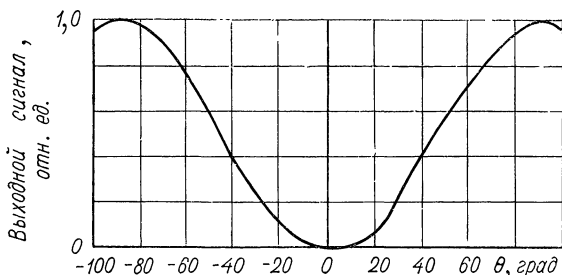


Рис. 3.7. Зависимость выходного сигнала от угла вращения плоскости поляризации для детекторов, использующих скрещенные поляроиды.

дился обычно поворот на угол $\pm 21,6^\circ$. Отметим, что такой вариант системы позволяет разрешить вопрос о направлении вращения. Однако шумы системы определяются теперь не полезным сигналом, а исходным уровнем пропускания системы.

Дифференциальные системы, в которых используют разностный сигнал двух детекторов, обладают определенными преимуществами перед простыми одноканальными системами. Рассмотрим одну из таких дифференциальных схем. В системе регистрации луч расщепляется на две компоненты равной интенсивности, поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях. Эти направления расположены под углом $\pm \pi/4$ по отношению к плос-

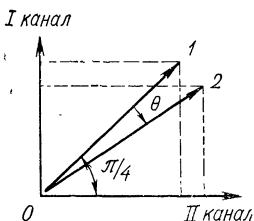


Рис. 3.8. Векторные диаграммы луча для дифференциальной системы: 1 — до поворота; 2 — после поворота плоскости поляризации на угол θ .

кости поляризации падающего пучка в отсутствие фарадеевского вращения (см. векторные диаграммы на рис. 3.8).

В отсутствие плазмы проводится балансировка чувствительности каналов I и II с тем, чтобы разностный сигнал был равен нулю. После поворота на угол θ интенсивность

излучения, падающего на детекторы соответствующих каналов, составляет

$$I_{1,2} = I_0 \sin^2 (\pi/4 \pm \theta). \quad (3.28)$$

Нетрудно показать, что θ в таких измерениях можно определять по формуле

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (3.29)$$

при малых углах

$$\theta \approx \frac{1}{4} \frac{\Delta I}{I_{1,2}}. \quad (3.30)$$

Регистрируемый разностный сигнал $\Delta I = 4\theta I_{1,2}$, т. е. сигнал превышает тот, которого можно достичь с помощью «одноканальной системы» при прочих равных условиях. Знак сигнала зависит от направления вращения плоскости поляризации, и сигналы от собственного излучения плазмы могут быть скомпенсированы, если проводить измерения с плазмой, но без лазера. Оценим роль статистических шумов в каждом из каналов:

$$\Delta i = [0,7e\eta(\lambda) I_0/2\tau]^{1/2}. \quad (3.31)$$

Вследствие независимости статистических флуктуаций на выходе каждого из каналов шум на разностном сигнале в $\sqrt{2}$ превышает шум в каждом из каналов. Используя соотношения (3.30) и (3.31), видим, что в дифференциальной системе регистрации можно достичь вдвое лучшего значения отношения сигнала к шуму, чем в методе скрещенных поляризов.

Рассмотрим практические выводы, следующие из формул для дифференциальной системы описанного выше типа.

Чтобы работать в условиях, когда ограничения наложены, например, внешними помехами, разностный сигнал ΔI должен превысить определенное значение, т. е. требуется увеличивать произведение $I_0\theta$ [см. формулу (3.30)]. Как следует из формулы (3.21), угол поворота $\theta \sim \lambda^2$. На этом основано повышение чувствительности путем увеличения длины волны зондирующего сигнала. При использовании этого метода возникают специфические трудности и ограничения (см. ниже, п. 3); для лазера с фиксированной длиной волны остается возможность увеличивать интенсивность I_0 . Одновременно с ростом абсолютной величины

сигнала, как это следует из формулы (3.27), удается поднять отношение сигнал — статистический шум ($S \sim I_0^{1/2}$). Однако и на этом пути существуют ограничения, связанные с чисто техническими требованиями к регистрирующей аппаратуре: фотодетектор, усилитель, осциллограф должны кроме сигнала ΔI регистрировать с соответствующей точностью в $(4\theta)^{-1}$ большой сигнал I_0 в процессе компенсации. Существуют варианты дифференциальной схемы регистрации, позволяющие в принципе преодолеть указанные трудности и применять лазеры большой мощности.

Дифференциальная «полутеневая» система использует разделение излучения на два пучка равной интенсивности без изменения поляризации падающего излучения. Такие системы (с визуальной регистрацией) широко использовались при поляриметрических измерениях вращательной способности твердых тел, жидкостей, оптически активных растворов [81]. Сущность метода заключается в разделении поля зрения на два участка, каждый из которых освещен через свой поляризатор, оси поляризаторов постоянно составляют между собой угол ϵ . В импульсных измерениях визуальная установка на равенство освещенностей половин поля заменена регистрацией разностного сигнала таких детекторов. В отсутствие фарадеевского вращения в плазме оси поляризаторов должны составлять угол $\pm \epsilon/2$ с плоскостью поляризации падающего излучения. Это означает, что на детектор падают потоки

$$I_{1,2}(0) = \frac{1}{2} I_0 \sin^2(\epsilon/2). \quad (3.32)$$

При повороте плоскости поляризации излучения на малый угол θ сигналы в первом и втором каналах составляют

$$I_{1,2}(\theta) = \frac{1}{2} I_0 \sin^2 \left[\frac{\epsilon}{2} \pm \theta \right]. \quad (3.33)$$

Разностный сигнал для малых углов θ дается выражением

$$\Delta I = I_0 (\sin \epsilon) \theta. \quad (3.34)$$

Таким образом, и сигналы в отсутствие плазмы [формула (3.32)], и разностный сигнал [формула (3.34)] оказываются при малых углах существенно уменьшенными, однако отношение сигнала к шуму при малых ϵ изменяется мало [как $\cos(\epsilon/2)$] и практически не отличается от значения S , вычисляемого по формуле (3.31). Формально достижимые минимальные углы вращения могут быть весьма малы.

Приведем конкретный пример [161]. Задавшись в качестве критерия возможности регистрации значением $S = 1$, можно вычислить зависимость угла $\theta_{\text{мин}}$ от ϵ . Если в качестве источника взять гелий-неоновый лазер с $\lambda = 632,8 \text{ нм}$ и регистрацию проводить с помощью кремниевых фотодиодов с чувствительностью $0,2 \text{ ма/вт}$ на указанной длине волны (временное разрешение $\tau = 0,1 \text{ мксек}$), то, используя дифференциальные усилители, допускающие компенсацию сигналов до уровня 10^{-4} , можно регистрировать углы θ порядка 10^{-7} рад . Правда, для этого потребовалось бы при указанных условиях иметь лазер на указанную длину волны с мощностью около 1 квт , что несколько затруднительно для гелий-неоновых лазеров, но принципиально такие мощности диагностических лазеров в видимом диапазоне вполне достижимы (см. ниже — фарадеевское вращение в нецилиндрическом z -пучке [208]). Во всяком случае, в работе [161] точность измерений позволяла определять угол $\theta = 10^{-3} \text{ рад}$ с погрешностью 10% , что соответствовало $\theta_{\text{мин}} \simeq 10^{-4} \text{ рад}$, при помощи лазера с мощностью всего 6 мвт , $\tau = 0,3 \text{ мксек}$ (измерения проводились по обычной дифференциальной схеме).

Статистический характер фототока — не единственная причина, ограничивающая точность измерений угла; многие другие факторы (типа упомянутых выше электромагнитных помех) могут приобрести решающее значение задолго до достижения предела, устанавливаемого отношением сигнала к статистическому шуму. Некоторые из таких факторов мы рассмотрим ниже.

3. Влияние поперечных градиентов электронной плотности. Наличие в исследуемой среде градиентов показателя преломления $\nabla\mu$, нормальных к направлению распространения зондирующего излучения, приводит к рефракции, т. е. к отклонению пучка от направления его первоначального распространения. Угол φ , на который отклоняется пучок, можно записать в виде

$$\varphi = \int_0^L \frac{1}{\mu} \nabla\mu \, dl. \quad (3.35)$$

Для малых угловых отклонений и в предположении, что показатель преломления плазмы обусловлен только ее электронной компонентой, формула (3.35) принимает вид

$$\varphi \approx -4,46 \cdot 10^{-14} L \lambda^2 (\nabla n_e)_\perp \text{ рад} \quad (3.36)$$

(λ — в сантиметрах).

Так как для грубых оценок в тэта-пинчах можно положить $(\nabla n_e)_\perp \approx n_e/r$ (r — радиус плазмы), то $\varphi \approx n_e \lambda^2 L$, т. е. той же комбинации величин, которые входят в формулу для угла поворота (3.21). Только работа в условиях более высоких магнитных полей H позволяет улучшить соотношение между полезным сигналом, связанным с фарадеевским вращением, и сигналом, связанным с перемещением пучка по поверхности детекторов вследствие рефракции. В условиях малых тэта-пинчей [161] ($L = 20$ см, $(\nabla n_e)_\perp \approx$

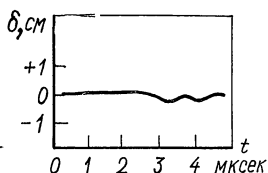


Рис. 3.9. Фоторазвертка отклонения лазерного луча вследствие градиента электронной плотности.

$\approx 10^{17}$ см⁻⁴) для гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм, 3,39 мкм) отклонения еще приемлемы, но переход к лазеру на СО₂ ($\lambda = 10,6$ мкм) дает в таких условиях угловое отклонение $\approx 0,1$ рад, что приводит, в частности, к заметной потере пространственного разрешения. Помимо появления ложных сигналов именно ухудшение пространственного разрешения является фактором, ограничивающим применение лазеров в далекой инфракрасной области спектра для измерения фарадеевского вращения.

Отклонение пучка наблюдалось в некоторых экспериментах по фарадеевскому вращению [161]. Пучок, проходящий плазму на различных расстояниях от геометрической оси установки, после прохождения интерференционного фильтра на исследуемую длину волны попадал на фотокатод ЭОПа. ЭОП работал в режиме фоторегистратора. На фотографиях наблюдалось заметное отклонение лазерного пучка (до нескольких миллиметров). Один из таких снимков с экрана ЭОПа приведен на рис. 3.9. Лазерный луч проходил через плазму на расстоянии 0,6 см от оси установки.

Следует отметить, что существует возможность скомпенсировать такие отклонения (по крайней мере в видимой области спектра, где компенсирующая оптика применялась в экспериментах [161, 208]).

4. Аппаратура для изучения фарадеевского вращения.

За исключением измерений в микроволновой области спектра [149], обычно в качестве источников излучения применялись лазеры. В далекой инфракрасной области применяются лазеры на HCN, излучение которых состоит в основном из линий 337 и 128 мкм [237], а также лазеры на парах воды, спектр излучения которых содержит целый

ряд линий в интервале от 27,9 до 220 мкм. Из этого широкого набора линий лазера на H_2O используют $\lambda = 27,9$ мкм, $\lambda = 79$ и 119 мкм [237].

Анализаторами состояния поляризации в далекой инфракрасной области спектра служат стопы довольно толстых диэлектрических пленок, расположенных под углом Брюстера. Так, в работе [237] стопа состояла из 12 слоев полиэтиленовой пленки толщиной 75 мкм каждая. Регистрация излучения в этой области проводилась с помощью охлаждаемых твердотельных детекторов. Детектор InSb, охлаждаемый обычно жидким гелием, служит для регистрации излучения в диапазоне от 0,1 до 3 мм; детектор Ga-Ge чувствителен в области $30 \div 130$ мкм, причем максимальная чувствительность этого детектора наблюдается обычно на $\lambda \approx 90$ мкм.

Как источники излучения на более коротких длинах волн используются He-Ne-лазеры на длину волны 3,39 мкм [138, 154] или 0,6238 мкм [81, 161, 162]. Возможно использовать еще более короткие длины волн $\lambda \approx 0,49$ мкм [232]. В противоположность применяемым выше газовым лазерам, в работе [208] применялся лазер на рубине, работавший в «правильном спектрально-кинетическом режиме» [95], дававший мощность в несколько киловатт в течение долей миллисекунды. Для исследуемой установки (нецилиндрический z-пинч) с длительностью процесса в несколько микросекунд такое излучение можно было считать стационарным. Анализаторами состояния поляризации в видимой области спектра служат обычно поляризационные призмы (например, призмы Волластона [194, 208]), а в качестве детекторов обычно применяют фотодиоды (кремниевые или вакуумные).

Из различных типов систем регистрации фарадеевского вращения, описанных в п. 2, в экспериментах чаще предпочитают использовать дифференциальную систему с направлениями поляризации в анализаторе; составляющими угол $\pm \pi/4$ с направлением поляризации лазерного излучения в отсутствие плазмы [149, 154, 161, 162, 208]. Типичной схемой аппаратуры измерения фарадеевского вращения является система регистрации в видимой области [161] (рис. 3.10).

Отметим некоторые технические детали, существенные для таких измерений. Для уменьшения влияния собственного излучения плазмы применяют интерференционные фильтры на длину волны лазерного излучения. Для того чтобы вывести на призму Волластона плоскость поляриза-

ции лазерного излучения под углом $\pm \pi/4$ к ее осям, применяют пластинку « $\lambda/2$ » из слюды [161] или кристаллического кварца [208]. Необходимо принимать меры предосторожности против электромагнитных наводок. Для этого применяют предусилители на транзисторах с автономным питанием и тщательно экранируют детекторы, предусилители и кабели. Иногда осциллографы располагают в экранированной комнате.

Отметим, что существует возможность увеличения чувствительности метода за счет многократного прохождения лазерным пучком исследуемой плазмы [171].

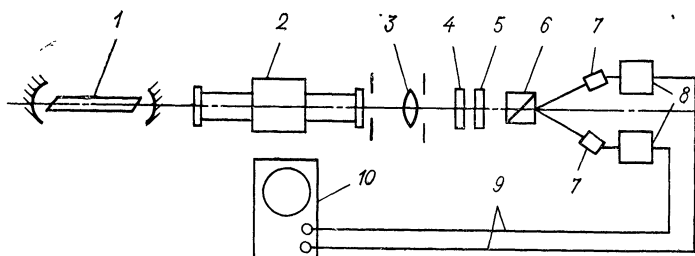


Рис. 3.10. Измерение фарадеевского вращения в видимой области спектра:

1 — He-Ne-лазер; 2 — катушка тэта-пинча; 3 — компенсирующая линза; 4 — интерференционный фильтр; 5 — пластинка $\lambda/2$; 6 — призма Волластона; 7 — кремниевые фотодиоды; 8 — предусилители; 9 — коаксиальные кабели; 10 — осциллограф с дифференциальным входом.

Дальнейшие перспективы применения фарадеевского вращения связаны (помимо совершенствования техники регистрации) с возможностями использовать этот метод для более широкого круга установок (кроме пинчей). В частности, имеются предложения использовать такую методику на тороидальных установках типа «Токамак» [150].

§ 3.3. Измерение электрических полей с помощью эффекта Штарка

Чаще всего в диагностике плазмы находят применение спектральные линии, дающие линейный штарк-эффект (водород и водородоподобные ионы), для которых расщепление имеет наибольшую величину и растет линейно с ростом напряженности поля (по крайней мере до определенного предела) [108].

Рассмотрение начнем с штарк-эффекта в статических полях. Теория его служит базой для рассмотрения влияния полей колебаний плазмы на профили регистрируемых спектральных линий.

1. **Статический штарк-эффект.** Как известно [61, 108], для изменения частот линий во внешнем электрическом поле E при линейном эффекте Штарка справедливо следующее выражение:

$$\Delta\omega = \frac{3\hbar}{2m_e eZ} E (n_1 k_1 - n_2 k_2), \quad (3.37a)$$

где n — главное квантовое число; значения числа k — целочисленные, удовлетворяющие условию $|k| < n$.

Иногда эту формулу удобно записать, используя параболические квантовые числа n' и n'' [99], которые удовлетворяют условию $n = n' + n'' + |m| + 1$, где m — магнитное квантовое число. Тогда смещение отдельных компонент

$$\Delta\lambda = \frac{3\hbar\lambda^2}{4\pi m_e e c} E [n_1 (n'_1 - n''_1) - n_2 (n'_2 - n''_2)]. \quad (3.37b)$$

При переходах между подуровнями, возникающими во внешнем электрическом поле, имеют место следующие правила отбора и поляризации:

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } \Delta(n+k) = \text{четному числу возникает} \\ \qquad \qquad \qquad \pi\text{-компонента,} \\ \text{при } \Delta(n+k) = \text{нечетному числу возникает} \\ \qquad \qquad \qquad \sigma\text{-компонента.} \end{array} \right\} (3.38)$$

Под π подразумевается компонента с колебаниями, происходящими вдоль направления внешнего поля E , σ — круговые колебания в плоскости, перпендикулярной полю. При наблюдении в направлении, перпендикулярном к полю, σ -компоненты выступают как прямолинейно поляризованные, с колебаниями перпендикулярно к полю. При наблюдении по направлению поля регистрируются лишь σ -компоненты, причем они наблюдаются как неполяризованное излучение. Фактически отдельный атом излучает право- или левополяризованный свет. Но поскольку частоты компонент, отличающихся по направлению вращения, совпадают, а переходы, приводящие к появлению право- и

левополяризованного излучения, происходят одинаково часто, мы воспринимаем это излучение как неполяризованное, так как наблюдается средний эффект от многих переходов. Формула (3.37) совместно с правилами отбора и поляризации (3.38) позволяет разобрать типы расщепления линий водорода и водородоподобных ионов в электрическом поле. Выражение $n_1 k_1 - n_2 k_2$, которое представляет собой разность двух целых чисел, является целым числом, т. е. расстояния компонент от положения невозмущенной линии

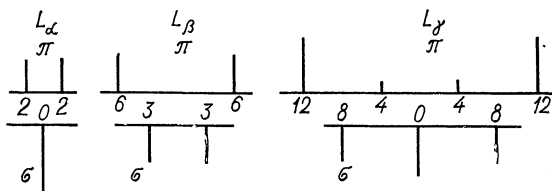


Рис. 3.11. Штарковские расщепления спектральных линий серии Лаймана.

являются целыми кратными от наименьшего расстояния и пропорциональны величине приложенного поля

$$(\Delta\omega)_0 = \frac{3\hbar}{2m_e eZ} E. \quad (3.39)$$

Наиболее простой тип расщепления дают линии лаймановской серии водорода, нижний уровень которых характеризуется главным квантовым числом $n = 1$ и остается во внешнем электрическом поле нерасщепленным.

На рис. 3.11 представлены типы расщеплений лаймановских линий L_α , L_β , L_γ . Обратим внимание на следующие факты: π -компоненты расположены дальше от центра, чем σ -компоненты. Для ряда линий (например, L_β) центральная компонента отсутствует. Вообще у линий, для которых сумма главных квантовых чисел уровней, образующих данный переход ($n_1 + n_2$), четная, центральная компонента отсутствует (L_β , H_β). Для линии с нечетным значением ($n_1 + n_2$) существует центральная компонента, не испытывающая смещения в электрическом поле (L_α , L_γ , H_α , H_γ). Аналогичной, хотя и более сложной структурой обладают в электрическом поле линии бальмеровской серии. Поскольку эти линии расположены в видимой области спектра и

наиболее доступны для регистрации с технической точки зрения, именно с ними, как правило, имеют дело как в экспериментах, так и в различных теоретических расчетах. На рис. 3.12 показаны типы расщепления линий H_α , H_β , H_γ .

С помощью штарк-эффекта можно определять не только напряженность поля, измеряя расстояние между компонентами, но и направление электрического поля. Последнюю задачу рассмотрим в следующей постановке. Имеется возможность проводить измерения вдоль оси x , используя поляризационную оптику, причем направление оси анализатора можно изменять (помещать параллельно оси y или z).

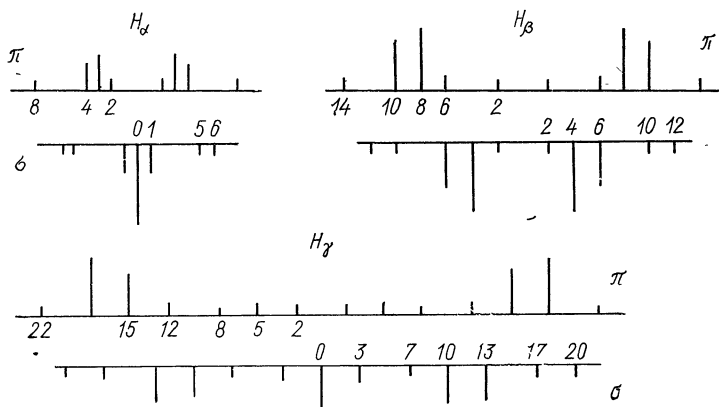


Рис. 3.12. Расщепление во внешнем электрическом поле линий бальмеровской серии H_α , H_β , H_γ .

В качестве экспериментальных данных будем рассматривать разность двух профилей, соответствующих различным направлениям плоскости поляризации. Характер полученных контуров проиллюстрирован на рис. 3.13. При построении картины расщепления был выбран случай, когда $E_z > E_x$; $E_x = E_y$. Для построения спектра использована линия L_α исключительно с точки зрения простоты картины расщепления. Из рисунка легко видеть, что полученный разностный спектр позволяет определить отношение E_z/E_y .

Ту же самую разностную картину можно получить вычитанием спектров, полученных при регистрации вдоль направления осей z и x (рис. 3.14).

Для реальных условий плазменных экспериментов интерпретация результатов соответствующих измерений более сложна: для получения расчетных спектров типа (см. рис. 3.13) требуется кроме значений напряженностей полей задать определенный характер профиля и величину

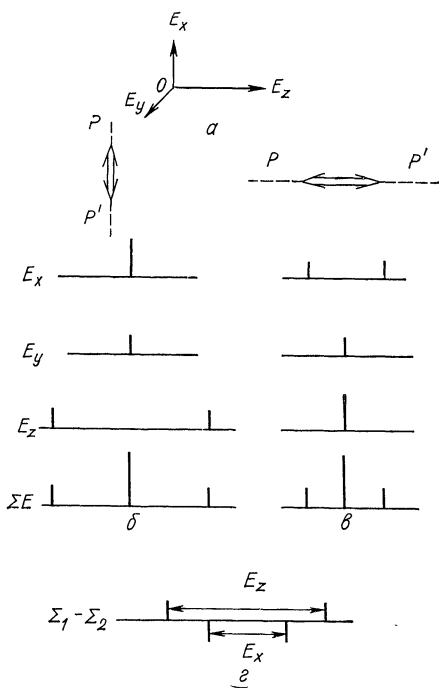


Рис. 3.13. Спектральные картины линии L_α во внешнем электрическом поле:
 б и в различаются положением оси поляроида pp' ; ε — разностный спектр.

тальных разностных профилей со статическим разностным профилем, подобным изображенному на рис. 3.15. Что касается выбора одного из двух возможных способов получения разностных контуров, то на практике выбор того или иного метода определяется прежде всего чисто практически соображениями. Например, для некоторых установок, на которых проводилось изучение турбулентных электрических полей, наблюдение по двум направлениям весьма затруднительно, особенно в случае электродных систем.

уширения компонент. Пример построения картины штарковского уширения для линии H_α приведен в работе [53]. Форма штарковских компонент предполагалась гауссовской с полушириной, равной $0,8 \text{ \AA}$.

Разностный профиль получен вычитанием двух профилей, соответствующих различным положениям анализатора при наблюдении (параллельных осям y и z). Кроме того, если речь идет об исследовании импульсной плазмы, такого рода картины должны быть усреднены с учетом зависимости E от времени. Однако для установления самого факта анизотропии и для грубых оценок степени асимметрии можно использовать при интерпретации результатов сравнение эксперимен-

2. Изучение турбулентных электрических полей в плазме. Теоретические представления. Хотя возможность измерять статические поля с хорошей точностью с помощью штарк-эффекта была реализована уже довольно давно [235], интерес к измерениям турбулентных микрополей в плазме возник лишь несколько лет тому назад в связи с интенсивной разработкой методов турбулентного нагрева плазмы, изучением коллективных процессов и т. д. Все это потребовало проведения теоретических расчетов, позволяющих интерпретировать экспериментальные данные. Результаты некоторых теоретических работ будут изложены ниже. Следует отметить, что помимо разнообразных параметров, описывающих колебания (спектр частот, плотность энергии, направление колебаний, временной масштаб турбулентности), исследуемая плазма характеризуется различными величинами обыч-

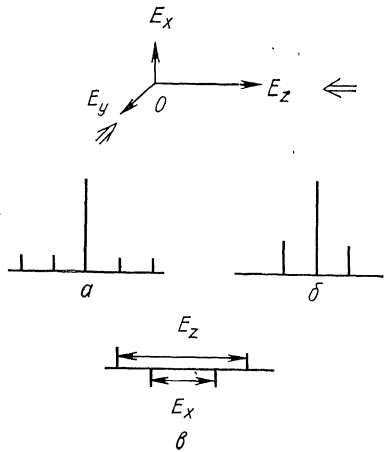


Рис. 3.14. Спектральная картина линии L_α во внешнем электрическом поле:

a — наблюдение вдоль оси *y*; *б* — вдоль оси *z*; *в* — разностный спектр.

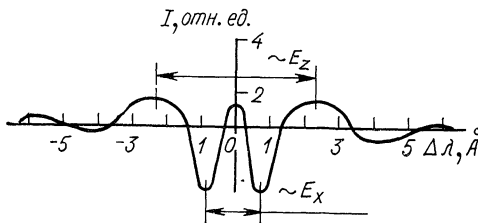


Рис. 3.15. Разность профилей спектральной линии H_α , полученных при различных направлениях оси поляроида [53].

ного межчастичного штарковского уширения. Все это создает большое разнообразие различных экспериментальных ситуаций, подлежащих теоретическому анализу.

По-видимому, трудно еще говорить о создании полной теории уширения спектральных линий в турбулентных полях, хотя имеется большое число работ, анализирующих уширение линий в колебаниях различного типа. Рассмотрим случай, когда профиль спектральной линии определяется в первую очередь турбулентными электрическими микрополями. Это имеет место, когда «уровень турбулентности» $\xi = \int E_k^2 dk / 8\pi nT = \langle E^2 \rangle / 8\pi nT$ заметно превышает равновесный уровень, равный $\xi_0 = (nr_D^3)^{-1}$, где $r_D = (vT_e / \omega_{pe})$ — дебаевский радиус; k — волновой вектор; ω_{pe} — электронная плазменная частота. Это не означает, что из рассмотрения можно полностью исключить парные соударения излучающего атома с ионами и электронами плазмы. Знание их может оказаться существенным с точки зрения установления области применимости той или иной теории турбулентного шарковского уширения.

Наиболее просто переход от результатов, полученных для статических электрических полей, к формулам, связывающим профиль линии с параметрами турбулентных плазменных колебаний, производится в случае «квазистатических» полей. Такая ситуация имеет место, если в исследуемой плазме время жизни атома $\tau_{ат} = \gamma_{ат}^{-1}$ на шарковском подуровне оказывается малым по сравнению с характерным временем изменения электрических полей. Наблюдаемый профиль линии определяется в этом случае суммой мгновенных значений профилей в полях $\tilde{E}(t)$.

Рассмотрим один из наиболее интенсивно изучаемых типов низкочастотных колебаний — ионный звук [53, 54, 111]. Интересующее нас время жизни атома на шарковском подуровне может определяться столкновениями с электронами или ионами. (Отметим, что условия квазистационарности относятся к конкретному подуровню. Будем в дальнейшем употреблять этот термин в том случае, если условие выполняется для всех подуровней рассматриваемого перехода.) Как показано в работе [67], ионно-звуковые колебания можно считать квазистатическими, если выполнены следующие условия:

$$\omega_{pi} < \gamma_e \quad (3.40a)$$

или

$$\omega_{pi} < \gamma_i \text{ при } v_{Ti} \geq \frac{n^2 \hbar}{m_e} (36\pi n_e)^{1/3}. \quad (3.40б)$$

Эти условия являются достаточными. Мы не рассматриваем здесь возможных ограничений на применимость этих формул при высоких значениях напряженностей полей ионно-звуковых колебаний. Во всяком случае в диапазоне средних значений напряженностей таких полей (до нескольких десятков киловольт на сантиметр) условия эти можно

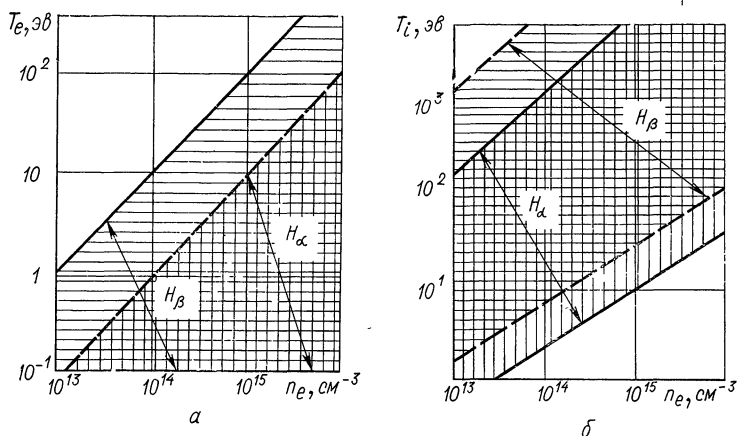


Рис. -3.16. Условия квазистатичности ионно-звуковых колебаний: а — квазистатичность имеет место для точек ниже граничных прямых, б — квазистатичность для точек между соответствующими парами прямых.

применять. Для конкретных линий бальмеровской серии H_α и H_β условия (3.40 а, б) можно преобразовать к следующему виду: для линии H_α

$$\left. \begin{aligned} n_e > 10^{14} T_e; \\ 10^{-9} n_i^{2/3} < T_i < 1,8 \cdot 10^{-11} n_i; \end{aligned} \right\} \quad (3.41)$$

для линии H_β

$$\left. \begin{aligned} n_e > 10^{13} T_e; \\ 3,2 \cdot 10^{-9} n_i^{2/3} < T_i < 1,8 \cdot 10^{-10} n_i. \end{aligned} \right\} \quad (3.42)$$

В этих формулах концентрация дана в обратных кубических сантиметрах, температура — в электронвольтах. Области применения квазистатичности ионно-звуковых колебаний, определяемые формулами (3.41) и (3.42), приведены на рис. 3.16.

В квазистатическом приближении профиль линии имеет вид

$$I(\Delta\omega) = \sum_{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} W(E) \frac{\gamma_{\alpha} |d_{\alpha}|^2}{(\Delta\omega - C_{\alpha} E)^2 + \gamma_{\alpha}^2} dE. \quad (3.43)$$

В этой формуле d_{α} — дипольный матричный элемент, определяющий интенсивность данного перехода; $W(E)$ — функция распределения квазистатических полей; C_{α} дается выражением

$$C_{\alpha} = \frac{ea_0}{\hbar} [n_1(n'_1 - n''_1) - n_2(n'_2 - n''_2)]_{\alpha}.$$

Здесь n' и n'' — параболические квантовые числа [99].

Полное интегрирование по формуле (3.43) обычно не применяют на практике, тем более что следует учитывать также штарковское уширение парными соударениями, доплер-эффект, аппаратурную функцию регистрирующей системы и т. д. Поэтому для интерпретации данных используют некоторые характерные особенности штарковских контуров. Так, линии без центральной компоненты (L_{β} , H_{β}) испытывают расщепление в турбулентных полях, и среднюю напряженность этих полей можно оценить с помощью формулы (3.44) по расстоянию между максимумами в профиле $(\Delta\lambda)_{\text{эксп}}$:

$$\sqrt{\langle E^2 \rangle} \approx \frac{8\pi\hbar c}{3(n_1^2 - n_2^2)ea_0\lambda_0^2} (\Delta\lambda)_{\text{эксп}}. \quad (3.44)$$

Для линии H_{β} , например, в полях ионно-звуковых колебаний оценку можно провести по формуле [67]

$$\sqrt{\langle E^2 \rangle} \approx 13 (\Delta\lambda)_{\text{эксп}}. \quad (3.45)$$

Здесь E — в кВ/см , $\Delta\lambda$ — в \AA .

Отметим, что в реальных экспериментах провал на профиле линий без центральной компоненты может оказаться сглаженным при наличии свечения линий из тех областей, где турбулентные поля отсутствуют или слабы. Экспериментально расщепление линии H_{β} наблюдалось, например, в работе [21]. У линий, имеющих центральную компоненту, могут отщепляться боковые компоненты. В этом случае

расстояние между боковыми максимумами $(\Delta\lambda)_{\text{эксп}}$ также позволяет оценить величины $\sqrt{\langle E^2 \rangle}$. Для линии H_α

$$\langle E^2 \rangle \approx \frac{\pi m_e e c}{3\hbar} \cdot \frac{(\Delta\lambda)_{\text{эксп}}}{\lambda^2} \approx 10\Delta\lambda (\text{Å}). \quad (3.46)$$

В случае ВЧ-колебаний в плазме, например для ленгмюровских колебаний, условие квазистатичности обычно не выполняется. В работе [82] вопрос о штарковском уширении водородных линий полями ВЧ-колебаний рассмотрен для конкретных условий возбуждения этих колебаний, а именно при прохождении через плазму первоначально монохроматического пучка электронов. Парные соударения не учитывались, рассмотрение проведено в адиабатическом приближении. Колебания являются адиабатическими, если их частота ниже частоты прецессии дипольного момента атома:

$$\omega_E = \frac{3}{2} \cdot \frac{n a_0 e}{\hbar} E.$$

Уширение водородных линий в неравновесных электрических полях с учетом неадиабатических эффектов было рассмотрено в работе [111]. Показано, что если уровень турбулентности ленгмюровских колебаний в плазме ξ_e заметно превосходит стационарный тепловой уровень

$$\xi_e \gg \xi_T = (n_e r_D^3)^{-1},$$

то вызываемая ленгмюровскими колебаниями частота переходов может существенно превосходить электронную ударную частоту γ_e . Это приведет к уширению линий. Прежде всего это скажется на линиях с центральной компонентой (L_α , H_α , P_α). Степень турбулентности можно определять, измеряя полуширину таких линий $(\Delta\lambda_{1/2})_{\text{эксп}}$. Согласно работе [111]

$$\xi_e \approx \frac{\omega_{pe} m_e c}{3\lambda_0^2 n^4 a_0 n_e T_e}. \quad (3.47a)$$

Однако в рамках неадиабатической теории пропорциональность между уширением отдельной штарковской компоненты и средним квадратом напряженности полей ($\langle E^2 \rangle$) неравновесных ленгмюровских колебаний сохраняется до определенного предела. Для тех линий, энергия верхнего

уровня которых $\varepsilon_n = e^2/2 n^2 a_0$ становится меньше величины $n^2 T_e \xi_e$, полуширины одинаковы и составляют $[\Delta\omega_{1/2}] \approx \approx \omega_{pe}$ [56]. Или, другими словами, при данном уровне турбулентности ξ_e существует минимальное значение главного квантового числа $n_{\text{мин}}$, при котором еще соблюдается пропорциональность

$$\xi_e \approx e^2 / (2n_{\text{мин}}^2 a_0 T_e). \quad (3.476)$$

В принципе возможен случай, когда в плазме одновременно существуют НЧ- и ВЧ-ветви колебаний [21, 56, 111, 115]. Возможный подход к интерпретации экспериментальных данных в таких ситуациях покажем на примере упрощенной модели, развитой в работе [21].

Пусть кроме описываемого квазистационарной теорией НЧ-поля существуют ВЧ-поля колебаний, которые регулярны на протяжении достаточно большого числа своих периодов. Если T_0 — временной масштаб плазменной турбулентности, то условие регулярности колебаний имеет вид

$$T_0 \langle \Omega_{\text{ВЧ}} \rangle \gg 1 \quad (3.48)$$

рассматривается случай достаточно узкополосного ВЧ-спектра). В этом приближении профиль можно представить в виде суммы двух частей: основной профиль, имеющийся и без ВЧ-поля, и боковые максимумы — «сателлиты». Смещение центра тяжести сателлита равно частоте $\langle \Omega_{\text{ВЧ}} \rangle$, что и позволяет оценивать частоту ВЧ-колебаний в плазме. Соотношение из этой же работы [21]

$$\langle E_{\text{ВЧ}}^2 \rangle \langle \Omega_{\text{ВЧ}} \rangle = C^2 [(1 + S_0/S_1) \beta_2]^{-1} \quad (3.49)$$

позволяет, зная $\langle \Omega_{\text{ВЧ}} \rangle$, вычислять $\langle E_{\text{ВЧ}}^2 \rangle$, если измерены площади S_0 и S_1 под кривыми основного контура и одного из сателлитов. Здесь (и ниже) $\beta_l = \sum (\alpha_s)^l L_s$ ($l = 2; 4$), $\alpha_s = \frac{3}{2} e a_0 s$, s — индекс штарковской компоненты (для линии H_β $s = \pm 2, \pm 4, \pm 6, \pm 8, \pm 10$). Безразмерные коэффициенты L_s зависят от направления и поляризации излучения и определяются силами осцилляторов соответствующих переходов [61]. Для неполяризованной линии H_β , наблюдаемой под прямым углом к электрическому полю, $L_s = 0,02; 0,14; 0,11; 0,12; 0,11$ при $s =$

$= \pm 2 \dots \pm 10$ соответственно. Предложено также использовать соотношение

$$\langle E_{\text{HЧ}}^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} E^2 W(E) dE =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\omega) \omega^2 d\omega \left[S_0 \beta_2 + 2S_1 \left(\beta_2 - \frac{\beta_4}{\beta_2} \right) \right]^{-1} \quad (3.50)$$

для определения $\langle E_{\text{HЧ}}^2 \rangle$ (кроме метода, который рассматривается в работе [57]).

Отметим, что само по себе появление в переменном электрическом поле с частотой ω спутников водородных линий, отстоящих от линии на $\pm n\omega$, в такого рода расчетах не является неожиданностью. Такие спутники рассматривались теоретически еще Д. И. Блохинцевым [134].

3. Определение в различных экспериментах характеристик турбулентных полей по штарковскому уширению. Прежде чем перейти к рассмотрению различных исследований, в которых применялась эта методика, отметим некоторые характерные общие черты, в той или иной мере присутствующие в схеме таких экспериментов. Как правило, независимыми методами проводятся изучение плотности плазмы, измерения (или оценки) электронной и ионной температур (а также доплеровской температуры излучающих атомов). Проводится экспериментальное определение аппаратного уширения с помощью водородных ламп. Все это позволяет оценить, каким должен быть профиль водородных линий для исследуемой плазмы. Заметное уширение или видоизменение формы (например, расщепление) интерпретируется как штарковское уширение в полях колебаний. Обращается специальное внимание на временную корреляцию наблюдаемого эффекта с параметрами, регистрируемыми другими методами (аномальное сопротивление, аномальный скин-слой, надтепловые СВЧ-шумы и т. д.). Свидетельством в пользу интерпретации наблюдаемых профилей как штарковского уширения в полях колебаний служит различие профилей при разных положениях анализаторов в поляриционных измерениях или различие в наблюдаемых профилях при регистрации излучения вдоль оси разряда и поперек нее (если, конечно, в последнем случае проанализирован вопрос о возможности неодинакового доплеровского уширения). Рассмотрим типичные эксперименты.

В плазменно-пучковом разряде, исследование которого описано в работе [83], поведение крыльев в профиле линии H_{β} было интерпретировано как уширение плазменными колебаниями; проведенные на основании этих измерений оценки средней амплитуды этих полей дали сравнительно небольшую величину (1—2 *кв/см*). Впоследствии [19] параметры используемого пучка были изменены: напряжение увеличено с 20 до 25 *кв*, сила тока с 17 до 20 *а*. Эффект уширения был выражен здесь более ярко, полуширина составила около 3,5 \AA .

Колебания, возбуждаемые в плазме внешним пучком, изучались также в работе [58]. Следует отметить, что результаты этой работы находятся в хорошем согласии с выводами неадиабатической теории в том пункте, который касается предельного уширения линий в сильных электрических полях (ширина линии не превосходила ω_{pe}). Серия работ, выполненных на высокочастотном сильноточном Z-разряде как с дополнительным наложением поля ударного контура, так и без него, дала разнообразную информацию о временной эволюции колебаний в таких системах [128]. В частности, именно в работе [128] было применено сопоставление продольных и поперечных профилей линии H_{β} для оценки анизотропии плазмы.

В работах [56, 57, 98] изучались нелинейные бесстолкновительные ударные волны. Полученные из данных по уширению линий характеристики турбулентных колебаний позволили объяснить аномальную величину скачка электронной температуры на фронте ударной волны и величину самого фронта. Напряженность полей НЧ-колебаний составляла $10 \div 20$ *кв/см* в различных экспериментах.

Единственной из рассматриваемых здесь работ, в которой вместо бальмеровских линий водорода изучались линии ионизованного гелия He II, является работа [169]. В экспериментах на тэта-пинче регистрировались линии серии Фаулера: $\lambda = 3203,2$ и $4865,8$ \AA . Применение двух линий позволило выделить вклад штарк-эффекта в профили этих линий, в уширение которых доплер-эффект вносил заметный вклад. Вообще изучение нескольких спектральных линий (с различными штарковскими постоянными и различными длинами волн, а следовательно, различным вкладом в уширение доплер-эффекта) обычно повышает надежность интерпретации наблюдаемого эффекта [29].

Турбулентный нагрев плазмы током, текущим вдоль магнитного поля в прямом разряде, был основной темой ра-

бот [53, 66]. Изучаемые различными методами колебания в таком разряде были идентифицированы как ионно-звуковые. Эксперименты по наблюдению за поляризацией в штарковских профилях показали, что изучаемые колебания обладают заметной анизотропией.

Штарковское уширение линий H_{β} и H_{γ} изучалось при исследовании турбулентного нагрева также и в замкнутых системах [10, 29].

Применяемая при исследовании турбулентного уширения линий аппаратура весьма разнообразна: монохроматоры с ФЭУ (сканирование профиля по точкам [22, 29, 128]), фоторегистрация с помощью спектрографа [22], многоканальные системы. Хорошо зарекомендовала себя для изучения временного хода уширения система, состоящая из интерферометра Фабри—Перо и ЭОПа [53, 56, 57].

Способы обработки экспериментальных профилей проиллюстрируем на примере работы [21]. Плазма создавалась ВЧ-генератором, для нагрева ее применялся ударный контур. Изучался профиль линии в разные моменты времени. Обработка проводилась в соответствии с формулами для НЧ-поля (работа [61]), что дало для $\sqrt{\langle E_{\text{НЧ}}^2 \rangle}$ примерно 7 кВ/см. Были также использованы методы, изложенные выше (для случая одновременного существования НЧ- и ВЧ-ветвей колебаний). Для НЧ-колебаний независимая оценка по формуле (3.50) дала $\sqrt{\langle E^2 \rangle} = 6$ кВ/см, что находится в хорошем согласии с предыдущим результатом.

Если отождествить измеренную по расстоянию до спутников частоту $\langle \Omega_{\text{ВЧ}} \rangle \approx 10^{12}$ сек⁻¹ с плазменной частотой, то вычисленная по ней плотность электронов находится в хорошем согласии с проводившимися ранее зондовыми измерениями. И, наконец, формула (3.49) позволила оценить энергию ВЧ-колебаний — $\sqrt{\langle E_{\text{ВЧ}}^2 \rangle} \approx 5,5$ кВ/см. Если теперь воспользоваться оценочной формулой работы [97] для эффективной частоты соударения $\nu_{\text{эфф}} = \omega_{pe} \xi$, то для $\nu_{\text{эфф}}$ получим значение $\approx 10^8$ сек⁻¹. Это находится в хорошем согласии со значением $\nu_{\text{эфф}}$, найденным ранее из величины скин-слоя в таком разряде.

Приведенные выше примеры отнюдь не исчерпывают всего разнообразия экспериментальных работ, в которых применялся описываемый метод, но дают представление как о возможностях метода, так и о характерных областях его применения.

§ 3.4. Изучение спутников запрещенных линий как метод диагностики турбулентной плазмы

Уже давно известно [60], что присутствие внешнего электрического поля приводит к нарушению правил отбора для орбитального квантового числа l . В результате в спектрах появляются так называемые запрещенные линии, соответствующие переходам с $\Delta l = 0, 2, 3$ и т. д. В спектре гелия, например, были обнаружены следующие серии синглетов: $1s^2\ ^1S - 1sns\ ^1S$; $1s\ 2p\ ^1P - 1snp\ ^1P$; $1s^2\ ^1S - 1s\ nd\ ^1D$; $1s\ 2p\ ^1P - 1snf\ ^1F$. Таким образом, наличие запрещенных линий свидетельствует в таких случаях о присутствии внешнего электрического поля и может быть использовано для его диагностики. Как и в предыдущем параграфе, нас будет интересовать не изучение статических полей (или хаотических полей, связанных с движением частиц, что также может приводить к появлению запрещенных линий [121]), а те случаи, которые соответствуют присутствию колебаний исследуемой плазмы. Обычным объектом изучения являются атомы гелия вследствие относительно малой роли обычного квадратичного штарк-эффекта, не маскирующего структуру исследуемой спектральной линии.

1. **Теория.** Впервые предложение об использовании в качестве диагностического метода для изучения колебаний в плазме появления так называемых спутников запрещенных линий было высказано в 1961 г. Баранже и Мозером [121]. Ими было проведено теоретическое рассмотрение проблемы, основанное на учете второго порядка в теории возмущений (см. также [145, 217]). Опишем кратко схему, в рамках которой проводились теоретические расчеты (сохранив основные обозначения работы [121]). Состояния атома будем обозначать при помощи соответствующих орбитальных квантовых чисел l_0, l, l' . Пусть атом находится первоначально в состоянии l' (рис. 3.17). Под влиянием колебаний плазмы с частотой Ω , передающих атому энергию ($\pm \hbar\Omega$), происходит переход в состояние l_0 (через промежуточное виртуальное состояние l). Частота излучаемого в таком процессе света составляет $F \pm \Omega$. Это означает, что в спектре излучения появляются две линии, отделенные от положения запрещенной линии на величину $\pm \Omega$, как это показано на рис. 3.18. Таким образом, если колебания в плазме достаточно монохроматичны, имеется возможность определять экспериментально частоту этих колебаний, измеряя положение спутников в спектре излучения.

В свою очередь, измеряя интенсивность спутников, можно определить еще и усредненное во времени значение напряженности электрического поля колебаний $\sqrt{\langle E^2 \rangle}$. Для этого можно воспользоваться формулой, полученной Баранже и Мозером в рамках теории возмущений, учитывающей эффекты второго порядка. Если обозначить полученные этими авторами проинтегрированные по профилю спутников интенсивности «дальнего» и «ближнего» спутников соответственно $S_+^{B.M}$ и $S_-^{B.M}$ (измеряемые по отно-

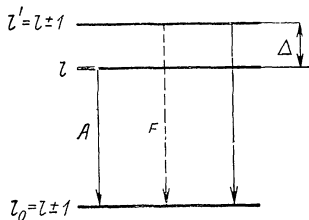


Рис. 3.17. Схема теоретических уровней, рассматриваемая в теоретической модели Баранже и Мозера.

A — оптически разрешенный переход; F — запрещенный переход; Δ — расстояние между верхними уровнями

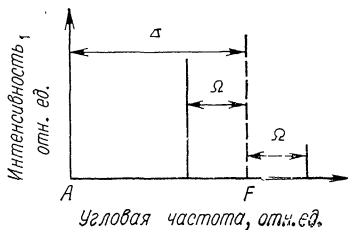


Рис. 3.18. Спектр, излучаемый атомом под действием колебаний с частотой Ω ; Δ — расстояние между положениями разрешенной и запрещенной линий.

шению к интенсивности соответствующего разрешенного перехода A), то эти величины определяются выражением

$$S_{\pm}^{B.M} = \hbar^2 \langle E^2 \rangle R_{ll'} / 6m_e^2 e^2 (\Delta \pm \Omega)^2. \quad (3.51)$$

Расщепления Δ между разрешенной и запрещенной линиями приведены в единицах угловых частот; $R_{ll'}$ — безразмерный радиальный интеграл:

$$R_{ll'} = \frac{\max(l'l')}{2l+1} \left[\frac{\int_0^{\infty} R_l(r) R_{l'}(r) r^3 dr}{a_0} \right], \quad (3.52)$$

где $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$. Следует заметить, что спектральная ширина спутника должна быть больше, чем у разрешенной линии: эффекты, приводящие к уширению разрешенной линии (например, доплер-эффект), сказываются и на форме спутников, но помимо этого имеются другие причины,

приводящие к дополнительному уширению сателлитов. Например, колебания плазмы могут иметь определенный спектр частот, а не быть монохроматическими, как это предполагалось выше.

Как отмечено в работе [145], могут существовать практические ограничения на применение этого метода, связанные с тем, что сателлиты попадают на крыло уширенной интенсивной разрешенной линии. Оценки показывают, что, например, при тепловом уровне ленгмюровских колебаний в типичных случаях наблюдение влияния таких колебаний весьма затруднительно и желательно иметь надтепловой уровень этих колебаний. Отметим, что если $\Omega \ll \Delta$, может оказаться более удобным сравнивать $S_{\pm}^{B.M}$ не со значением интенсивности разрешенной линии (равным единице), а с относительной величиной запрещенной линии S_F , появляющейся в хаотических полях (порядка хольцмарковского поля $E_H \approx 2,6 e n_e^{2/3}$). Тогда

$$\frac{S_{\pm}^{B.M}}{S_F} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\langle E^2 \rangle}{E_H^2} \cdot \frac{\Delta^2}{(\Delta \pm \Omega)^2}. \quad (3.53)$$

Параметры, необходимые для практического применения формул (3.51), (3.53) в случае использования для диагностики атома гелия, приведены в табл. 3.1. Для перевода в угловые частоты величины Δ из таблицы следует умножить на 2π .

Теория Баранже и Мозера нашла экспериментальное подтверждение (при сравнительно малых напряженностях переменного электрического поля) в модельных экспери-

Т а б л и ц а 3.1

Длина волны, Å	l	l'	$\Delta, \text{см}^{-1}$	$R_{ll'}$
5016	$3^1 P$	$3^1 D$	104	67
6678	$3^1 D$	$3^1 P$	104	40
3188	$4^3 P$	$4^3 D$	227	288
4472	$4^3 D$	$4^3 F$	8	151
3965	$4^1 P$	$4^1 D$	46	288
4922	$4^1 D$	$4^1 F$	6,5	151
2945	$5^3 P$	$5^3 D$	116	787
4026	$5^3 D$	$5^3 F$	4,5	540
2614	$5^1 P$	$5^1 D$	24	787
4388	$5^1 D$	$5^1 F$	1,8	540
2829	$6^3 P$	$6^3 D$	67	1728
3446	$6^1 P$	$6^1 D$	14	1728

ментах, описанных в работе [145]. На плазму созданного в капилляре гелиевого разряда накладывалось поле СВЧ-резонатора. Проведено исследование сателлитов линии HeI 4387,3 Å. Как оценка частоты колебаний, полученная из положения сателлитов этой линии в спектре, так и значения полей, определенные из интенсивностей сателлитов $S_{\pm}^{B.M}$, хорошо соответствуют результатам, полученным радио техническими методами.

Однако в ряде экспериментов [191, 192] значения напряженности электрических полей являются достаточно высокими, так что правильность применения описанной выше теории становится сомнительной. Были предложены различные модификации теории возмущений для случая больших значений S . Так, в работе [192] видоизменение теории проводилось введением в нее феноменологической константы затухания. В работе [191] расчеты производились до членов четвертого порядка в теории возмущений. Для интенсивностей сателлитов S_+ и S_- получены следующие соотношения:

$$S_{\pm} = S_{\pm}^{B.M} \pm 2 (S_{\pm}^{B.M})^2 (\Delta/\Omega \pm 1) + (S_{\pm}^{B.M})^3, \quad (3.54)$$

где $S_{\pm}^{B.M}$ вычисляются по формуле (3.51). Оценка границ применимости расчетов, основанных на теории возмущений, проведена в работе [146].

Помимо ограничений на частоту и амплитуду поля следует отметить еще один недостаток изложенной выше теории Баранже и Мозера: рассмотрение проведено без учета возможного влияния магнитного поля. Между тем присутствие магнитного поля, приводящего к зеэмановскому расщеплению сателлитов, позволяет по типу расщепления определить относительное расположение электрического и магнитного полей [147].

В работе [174] развита теория, основанная на применении метода Отлера и Таунеса [119], позволяющего избежать использования обычного рассмотрения с помощью теории возмущений. Такой подход позволил включить в рассмотрение более чем два верхних уровня, а также учесть взаимодействие возбужденного атома с магнитным полем. Однако, к сожалению, систему полученных уравнений приходится решать численными методами с помощью ЭВМ, что несколько снижает практическую полезность подхода. С учетом этого факта проведено также обобщение теории возмущений (в той области параметров, где она справедли-

ва) путем включения эффектов, связанных с наличием магнитного поля. Проиллюстрируем полученные в рамках этих двух теорий численные результаты с помощью профилей, изображенных на рис. 3.19 и 3.20.

На первом из них приведены расчетные штарковские профили в отсутствие магнитных полей в окрестности спектральной линии He I 4922 Å.

Приложено линейнополяризованное электрическое поле с частотой 35,1 Гц и с различными значениями напряженности $\sqrt{\langle E^2 \rangle}$. Направление наблюдений перпендикулярно к \mathbf{E} . Профили построены путем свертки теоретических кривых и аппаратной функции с полушириной $\Delta\lambda = 0,2 \text{ \AA}$. При низких на-

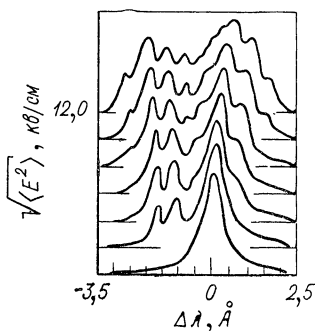


Рис. 3.19. Теоретические профили в окрестности линии He I 4922 Å; $\Delta\lambda=0$ — невозмущенное положение разрешенной линии $4^1F \rightarrow 2^1P$. Масштаб $\sqrt{\langle E^2 \rangle}$ — логарифмический.

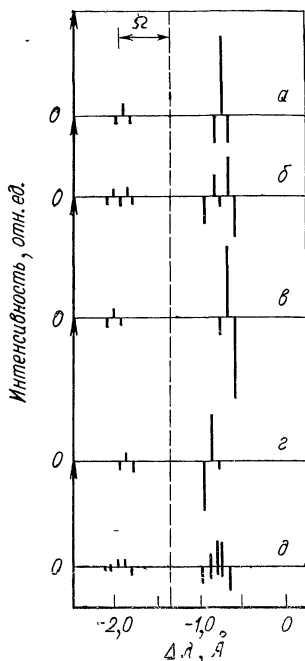


Рис. 3.20. Зеемановское расщепление спутников запрещенного перехода $4^1F \rightarrow 2^1P$ He I:

a — $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$; *б* — $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ и хаотично по азимуту; *в* — $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ волна с левой круговой поляризацией; *г* — $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ волна с правой круговой поляризацией; *д* — направление \mathbf{E} распределено произвольно.

пряженностях электрического поля картина соответствует той, которую дает обычная теория возмущений; с ростом $\sqrt{\langle E^2 \rangle}$ становятся существенными спутники высших порядков и штарковские сдвиги.

Результаты расчетов по теории возмущений с учетом влияния магнитного поля проиллюстрированы на рис. 3.20.

Линия та же, что на предыдущем рисунке, — 4922 Å. Направление наблюдения перпендикулярно к **H**. Вертикальная пунктирная линия означает положение запрещенного перехода $4' {}^1F - 2' {}^1P$. Частота электрического поля $f = 70,7$ Гц; $|\mathbf{H}| = 7$ кГс; $\sqrt{\langle E^2 \rangle} = 1$ кВ/см; $\Delta\lambda = 0$ — разрешенная линия $4 {}^1F - 2 {}^1P$. В той же работе [174] приводятся результаты экспериментальной проверки теории (для случая отсутствия магнитного поля) с помощью аппаратуры, применяемой в работе [145]. Было обнаружено хорошее согласие экспериментальных профилей спектральных линий с теоретическими.

На этом мы закончим обзор существующих теорий и перейдем к рассмотрению использования этой методики на различных экспериментальных установках.

2. Экспериментальные исследования сателлитов запрещенных линий. Существует достаточно большое число экспериментов, в которых удалось наблюдать сателлиты запрещенных линий гелия [59, 60, 98, 122, 127, 145, 167, 172, 174, 191, 192, 241]. О некоторых из них, носящих модельный характер и посвященных в первую очередь проверке теоретических выводов [145, 174], мы уже упоминали выше. Рассмотрим кратко ряд работ, в которых данные, полученные из регистрации сателлитов, были использованы не только для сопоставления с теоретическими предсказаниями, но и для оценки параметров исследуемой плазмы.

Впервые наличие таких сателлитов в спектре излучения было обнаружено в работе Кунце и Грима [192]. Во время фазы сжатия тэта-пинча низкого давления (через 0,2 мксек от начала разряда) у линий He I 4922 и 4471 Å были обнаружены сателлиты. В противоречие с теорией Баранже и Мозера интенсивность «ближнего» сателлита была низка. Для объяснения этого факта авторы модифицировали эту теорию так, чтобы ее можно было применять в случае переменных полей большой амплитуды (см. выше, п. 1). Эти расчеты были использованы для вычисления уровня шумов, исходя из соотношений интенсивностей сателлитов. Оценки показали, что уровень шумов превосходил в этом случае тепловой более чем в 10^3 раз.

Применение диагностики, основанной на исследовании сателлитов запрещенной линии, было продемонстрировано в работе [191]. Объектом исследования служила турбулентная плазма высоковольтного тэта-пинча. Для наблюдения сателлитов была выбрана линия 4922 Å, в окрестностях которой отсутствовали линии примесей, способные поме-

шать обнаружению сателлитов. Измерения показали наличие только одного «дальнего» сателлита и стимулировали более последовательное развитие теории возмущений (с включением членов высших порядков [см. формулу (3.54)]). В качестве нижней оценки напряженности электрического поля в этой работе получено значение $\sqrt{\langle E^2 \rangle} = 7 \text{ кВ/см}$. Что касается природы наблюдаемых колебаний, то они интерпретируются как ионно-звуковые.

Кроме исследования сателлитов на тэта-пинчах такие измерения проводились и на z-пинче. Сателлиты в спектре излучения z-пинча исследовались в работе [59]. Были обнаружены сателлиты вблизи линий He I 4026, 4471, 4922 Å. Сателлиты эти соответствуют переходам $nP \rightarrow mF$ ($\Delta l = 2$). В условиях сильной высокочастотной неустойчивости, когда имеет место аномальное сопротивление и надтепловое микроволновое излучение (наблюдаемое на $\lambda = 0,8 \text{ см}$ и $\lambda = 3 \text{ см}$), были зарегистрированы сателлиты перечисленных выше линий. Оценки дали для $\sqrt{\langle E^2 \rangle}$ значения $2 \div 6 \text{ кВ/см}$.

Таким образом, типичные значения средней напряженности электрических полей, измеренные на практике с помощью сателлитов, составляют всего несколько киловольт на сантиметр. В этом отношении эксперименты на стеллараторе, описанные в работе [172], не составляют исключения. Оценки величины $\sqrt{\langle E^2 \rangle}$ по сателлитам линий 4922 и 4471 Å дали значение $4\text{--}5 \text{ кВ/см}$. Так же, как и в предыдущей работе, наличие излучения коррелировало во времени с СВЧ-излучением плазмы.

Легко видеть, что теоретический подход и применяемая аппаратура близки у этого метода и у метода регистрации профилей линий водорода и водородоподобных ионов в турбулентных полях. Цель исследования — изучение характеристик турбулентных электрических полей — также одна и та же. Не удивительно, что в некоторых работах оба этих метода применялись в одной серии экспериментов [98, 167].

Итак, рассматриваемый метод позволил в ряде экспериментов определить частоты и напряженности неравновесных электрических полей. Это не исчерпывает возможностей метода. Как рассматривалось в п. 1, весьма перспективным является применение этого метода для определения преимущественного направления колебаний (в тех случаях, разумеется, где оно существует) [147, 174].

ГЛАВА 4

ИЗУЧЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСОВ ПЛАЗМЫ

§ 4.1. Введение

Длительность удержания энергии и частиц в плазме определяется процессами диффузии, теплопередачи и излучения. При разработке различных способов получения и эффективного удержания высокотемпературной плазмы экспериментатор неизбежно сталкивается с необходимостью выяснить физические механизмы процессов переноса в плазме.

В этой главе рассмотрены некоторые методики, которые используются при изучении диффузии и теплопроводности плазмы в магнитном поле и связанных с ними материальным и энергетическим балансов.

Диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации плазмы n :

$$Q_{\text{II}} = -D \operatorname{grad} n.$$

Выражение для теплового потока имеет вид

$$Q_{\text{T}} = -\kappa \operatorname{grad} T.$$

Коэффициент классической диффузии D полностью ионизованной плазмы при наличии поперечного магнитного поля определяется следующей формулой [12]:

$$D = An/H^2 \sqrt{T_e}. \quad (4.1)$$

Постоянная A различна для разных веществ, например для водорода она составляет $1,4 \cdot 10^{-2}$, а для гелия — примерно $3,5 \cdot 10^{-3}$, если H , э; n , см⁻³; T_e , °К.

Следует отметить, что в тороидальных системах по сравнению с прямолинейными наблюдается увеличение диффузионного потока и теплопроводности. Соответствующие выражения для коэффициентов диффузии и теплопроводности можно найти в работах [32, 64].

Если линейный размер (диаметр) плазменного образования в направлении, перпендикулярном к полю равен a , то время удержания плазмы в магнитном поле

$$\tau_{\Pi} \sim a^2/D. \quad (4.2)$$

При сопоставлении экспериментальных интегральных характеристик с локальными теоретическими возникает неопределенность, связанная с отсутствием точных данных о градиентах концентраций, температур и других параметров в реальной плазменной конфигурации. При вычислениях коэффициента диффузии из экспериментальных значений времени жизни заряженных частиц плазмы в этом случае можно сделать ряд предположений. Так, в случае использования средних по сечению плазмы значений концентрации и температуры, если распределение всех параметров вдоль диаметра плазмы описывается функцией Бесселя нулевого порядка (или параболической функцией), то

$$\tau_{\Pi} = a^2/(2,4)^2 D. \quad (4.3)$$

Аналогичным образом получаем и соотношение между коэффициентом теплопроводности κ и временем теплопроводности τ_T :

$$\tau_T = a^2 n / (2,4)^2 \kappa. \quad (4.4)$$

Суммарная скорость потерь обычно характеризуется временем удержания энергии в плазме или просто энергетическим временем жизни τ_E , которое учитывает потери из-за диффузии, теплопроводности, излучения (линейчатого и сплошного спектров), а также в результате вылета из плазмы быстрых нейтральных атомов, образующихся вследствие перезарядки холодного газа на горячих ионах. Все характерные времена различных процессов переноса связаны соотношением

$$1/\tau_E = 1/\tau_{\Pi} + 1/\tau_T + 1/\tau_{\Pi} + 1/\tau_{\text{пр}}. \quad (4.5)$$

Времена излучения τ_{Π} и перезарядки $\tau_{\text{пр}}$ можно определить, измеряя поток энергии на стенки камеры, например с помощью различных болометров [37, 40]. Тогда время теплопроводности и соответственно коэффициент теплопроводности можно определить из соотношения (4.5), если экспериментально измерить энергетическое время жизни τ_E и время жизни частиц в плазме τ_{Π} .

Рассмотрим методы определения этих величин.

§ 4.2. Определение времени жизни заряженных частиц в плазме

1. Уравнение материального баланса. Для получения плазмы наиболее широко в лаборатории и технике используется электрический газовый разряд. На начальной стадии разряда, если рабочий газ — водород, происходит диссоциация и ионизация молекул. При энергии электронов в несколько электронвольт преобладающим, как это следует из теории [148], является процесс диссоциации, в результате которого образуются атомы водорода с энергией около 2,5 эв. При температурах в несколько десятков электронвольт и выше происходит главным образом ионизация молекул с последующей диссоциацией H_2^+ на атом и ион водорода. Вероятность процесса диссоциативной ионизации H_2^+ с образованием двух протонов в интервале температур до 300 эв сравнительно мала [156], и этот процесс следует учитывать только при более высоких температурах.

В процессе разряда по мере роста концентрации и температуры электронов длина свободного пробега молекул водорода до диссоциации или ионизации уменьшается, и эти процессы происходят в наружном слое плазменного шнура толщиной порядка одной трети длины свободного пробега.

Атомы водорода ионизируются или перезаряжаются на горячих ионах. Вероятность процесса перезарядки при одинаковых условиях больше вероятности ионизации [233], и атомы проникают в плазменный шнур глубже, чем молекулы. Благодаря образованию атомов водорода из молекул и процессу перезарядки температура атомов оказывается значительно выше температуры молекул, которые практически имеют температуру стенок вакуумной камеры.

Изменение в процессе разряда концентрации электронов, с одной стороны, зависит от скорости ухода заряженных частиц на стенки разрядной камеры, а с другой — определяется скоростью ионизации нейтральных атомов или молекул рабочего газа и примесей. После завершения ионизации рабочего газа поступление электронов в плазму происходит благодаря ионизации частиц, десорбируемых со стенок камеры в результате нарушения устойчивости плазмы и взаимодействия теряемых из плазмы частиц со стенками. Заметим, что процессом фотодесорбции можно пренебречь, так как ее вклад мал по сравнению с десорбцией, обусловленной заряженными частицами [197]. В случае нару-

шения магнитогидродинамической устойчивости поступление нейтрального газа в плазму может носить локальный характер, так как при этом оно обусловлено взаимодействием плазмы с отдельными участками стенок вакуумной камеры и с образованием катодных пятен микроразрядов. Подобные явления наблюдались, например, на установках «Токамак» по изменению интенсивности излучения ионов примесей и атомов водорода. В макроскопически устойчивых режимах плазма не касается стенок камеры. Между стенками камеры и плазмой образуется оболочка нейтрального газа с концентрацией, намного меньшей концентрации плазмы. В этом случае поток нейтральных частиц, падающих на поверхность плазмы, можно считать в первом приближении равномерным.

Уравнение баланса для электронов в плазме можно записать в следующем виде:

$$\dot{n}_e = -n_e/\tau_{\Pi} + I, \quad (4.6)$$

где n_e — средняя концентрация электронов в единице объема плазмы; I — скорость поступления электронов в единицу времени в единицу объема плазмы; τ_{Π} — время жизни электронов в плазме.

Запишем уравнение баланса для ионов водорода:

$$\dot{n}_i = -\frac{n_i}{\tau_{\Pi i}} + n_e [n_0 K_{\text{H}} + n_{\text{H}_2^+} (V_{\text{H}_2}/V_0) S_{\text{H}_2^+}]. \quad (4.7)$$

Здесь n_i , n_0 , $n_{\text{H}_2^+}$ — средние концентрации протонов атомов и молекулярных ионов водорода в единице объема соответственно; K_{H} и $S_{\text{H}_2^+}$ — вероятности ионизации атомов и диссоциации молекулярных ионов водорода; V_{H_2}/V_0 — отношение объемов наружного плазменного слоя, в который проникают молекулы водорода, к полному объему плазмы; $\tau_{\Pi i}$ — время жизни ионов в плазме.

Аналогичным образом можно записать уравнения баланса для атомов и молекул водорода и молекулярных ионов. Если примеси в плазме отсутствуют, то из условия квазинейтральности плазмы следует:

$$n_e = n_i + V_{\text{H}_2} n_{\text{H}_2^+}/V_0. \quad (4.8)$$

В уравнении (4.6) n_e и \dot{n}_e можно определить из радиоинтерферометрических измерений (см., например, работы [35, 41]). Для того чтобы найти время жизни частиц, надо

знать также число актов ионизации I , которое можно определить несколькими способами, например из измерений плотности частиц в газовой оболочке, окружающей плазму, либо спектроскопическими методами из измерений абсолютных интенсивностей отдельных спектральных линий.

Для измерений плотности частиц в газовой оболочке используются специальные быстродействующие ионизационные манометры. Подобные измерения были выполнены, например, в работе [36]. Поток нейтральных частиц в плазму $F = 0,25 \gamma n_0 v_0$. Здесь v_0 — скорость нейтральных частиц газа, а γ — коэффициент захвата, представляющий собой средний вклад в число электронов плазмы, приходящийся на один нейтральный атом, поступающий на границу плазмы. Точность измерений в этом случае в сильной степени зависит от знания газокинетической постоянной манометра и предполагаемой величины скорости нейтральных частиц. Рассматриваемый метод из-за подобных ограничений не нашел широкого распространения.

При определении времени жизни частиц в высокотемпературной плазме скорость поступления электронов в плазму I в большинстве случаев измеряется спектроскопическими методами.

Поскольку в любом элементе объема плазмы число актов ионизации N_i и число актов излучения N_r пропорциональны концентрации нейтральных частиц n_0 , то должно иметь место соотношение $N_i = \zeta N_r$, где коэффициент пропорциональности ζ — функция электронной температуры T_e и концентрации n_e (при достаточно больших концентрациях).

Ниже рассмотрены различные модели плазмы, на основе которых могут быть выполнены расчеты коэффициента ζ в форме, удобной для обработки экспериментальных данных измерений абсолютных интенсивностей спектральных линий.

2. Выбор теоретической модели плазмы. Модель для интерпретации спектроскопических измерений должна учитывать многочисленные процессы, происходящие при атомных столкновениях. Хорошо известная сложность атомной физики даже в простейшем случае атомов водорода приводит к некоторым ограничениям точности количественных расчетов, основанных на идеализированных в определенной степени плазменных моделях.

В одной из наиболее простых моделей — модели локального термодинамического равновесия — предполагается, что

распределение электронов по энергетическим уровням полностью определяется столкновениями между частицами, а процессы столкновений происходят с такой частотой, что при любом изменении условий в плазме соответствующее распределение устанавливается мгновенно. При этом считается, что прямой и обратный ему атомарные процессы протекают с одинаковой скоростью. В результате распределение электронов по энергетическим уровням будет таким же, как в системе, находящейся в полном термодинамическом равновесии, т. е. оно является распределением Гиббса, и для его расчета не требуется знания эффективных сечений атомных процессов. Распределение электронов зависит в этом случае только от температуры, концентрации и сорта частиц и задается формулой Максвелла.

Отношения заселенностей энергетических уровней для связанных состояний выражаются формулами Больцмана и Саха. Интенсивность спектральной линии, соответствующей переходам между уровнями с квантовыми числами p и q ,

$$\mathcal{I}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int N(p) A(p, q) h\nu(p, q) dS. \quad (4.9)$$

В этом простом соотношении содержатся хорошо известные из атомной теории вероятность излучательного перехода электрона $A(p, q)$ и энергия фотона $h\nu(p, q)$, и, следовательно, заселенность $N(p)$ можно легко вычислить, зная $\mathcal{I}(p, q)$.

Однако, к сожалению, модель локального термодинамического равновесия оказывается применимой только к плазме с достаточно большой концентрацией электронов [170, 239]:

$$n_e > 1,4 \cdot 10^{14} \cdot T_e^{1/2} \cdot \chi^3(p, q) \text{ см}^{-3}. \quad (4.10)$$

Здесь величины T_e — температура электронов и $\chi(p, q)$ — разность энергий между уровнями p и q выражены в электронвольтах. Из соотношения (4.10) видно, что даже для атомов водорода и водородоподобных ионов минимальная величина n_e не менее 10^{17} см^{-3} . Таким образом, рассмотренная модель является неприменимой практически для всех термоядерных установок.

В некоторых случаях при изучении плазмы с низкой концентрацией оказалась применимой корональная модель [109, 157]. В корональной модели для оптически тонкой

плазмы делается предположение о соблюдении баланса между ударной ионизацией атома электроном и излучательной рекомбинацией, с одной стороны, и между ударным возбуждением и спонтанным испусканием — с другой. Это предположение справедливо, когда процессом тройной рекомбинации можно пренебречь по сравнению с излучательной рекомбинацией. Корональная модель перестает быть применимой при таких концентрациях электронов, когда столкновения становятся настолько частыми, что спонтанное испускание перестает быть единственным механизмом снятия возбуждения. Процессом, конкурирующим с радиационным распадом возбужденного уровня, является процесс перехода возбужденного атома или иона на некоторый другой (вероятнее всего, соседний) уровень. Критерий применимости корональной модели можно записать в следующем виде [42]:

$$n_e < 5,9 \cdot 10^{10} (z+1)^6 T_e^{1/2} \exp [(z+1)^2/T_e] \text{ см}^{-3}, \quad (4.11)$$

где z — заряд иона. Это неравенство в случае водорода и водородоподобных ионов справедливо для уровней $p \leq 6$. Для высокотемпературной плазмы предельное значение концентраций оказывается меньше $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

В случае корональной модели для оптически тонкой плазмы интенсивность спектральной линии

$$J(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int n_e n(g) \chi(T_e, g, p) \frac{A(p, q)}{\sum_{r < p} A(p, r)} dS, \quad (4.12)$$

где $n(g) \equiv n(1)$ — заселенность основного уровня или концентрация нейтральных атомов и $\chi(T_e, g, p)$ — коэффициент возбуждения с основного уровня на уровень p . Интенсивность в этой формуле, как и в равенстве (4.9), измеряется в единицах мощности, излучаемой с единичной площади в единичный телесный угол.

Отметим, что если электронная температура и концентрация меняются за времена более короткие, чем характерные времена процессов ионизации и излучательной рекомбинации, то процесс перестает быть стационарным. Некоторые авторы пытались рассмотреть нестационарную корональную модель. В этом случае требуется решить систему дифференциальных уравнений, в которых коэффициенты также зависят от времени. Время релаксации атомных процессов, учитываемых в корональной модели, по порядку

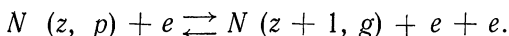
величины равно $\tau_{\text{релакс}} \approx 10^{12} \cdot n_e^{-1}$ сек. Если время жизни плазмы короче или одинаково с временем релаксации, то необходимо пользоваться нестационарной моделью. Критерий применимости нестационарной модели относительно предельной концентрации электронов остается прежним, как и в случае стационарной модели.

Таким образом, когда концентрация электронов находится в области $10^{12} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$, как корональная модель, так и модель локального термодинамического равновесия оказываются неприменимыми.

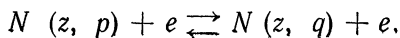
Чтобы освободиться от ограничений, присущих описанным выше предельным моделям, необходимо учесть все процессы, как радиационные, так и столкновительные. Одна из таких моделей, учитывающая ступенчатые переходы в многоуровневой системе, была рассмотрена в работе [123] и названа авторами столкновительно-излучательной. Численные расчеты в рамках этой модели для случая водорода и водородоподобных ионов были выполнены впервые в работах [123, 199].

Рассмотрим предположения, на которых основана столкновительно-излучательная модель. В простейшем варианте модели предполагается, что излучение, возникающее внутри плазмы, полностью выходит из нее, не поглощаясь, т. е. задача рассматривается для случая оптически тонкой плазмы. Считается, что свободные электроны имеют максвелловское распределение скоростей, а заселенность подуровней для данного уровня соответствует их статистическим весам. Последнее предположение справедливо для достаточно плотной плазмы, но и в случае малых концентраций погрешность в расчетах заселенностей оказывается незначительной. Неупругие столкновения с тяжелыми частицами не учитываются, поскольку они малоэффективны. Далее в модели учитываются следующие атомарные процессы.

1. Ионизация с любого связанного уровня, происходящая в результате электронного удара, и тройная рекомбинация на этот уровень:



2. Переходы между связанными уровнями, вызываемые электронными столкновениями:



3. Спонтанный излучательный переход электрона с верхнего связанного уровня на нижний связанный уровень:

$$N(z, p) \rightleftharpoons N(z, q) + h\nu.$$

Фотовозбуждением — процессом, обратным спонтанному излучательному переходу, можно пренебречь, если плазма считается оптически тонкой.

4. Излучательная рекомбинация с образованием атома или иона с электроном на уровне p :

$$N(z+1, g) + e \rightarrow N(z, p) + h\nu.$$

Процесс фотоионизации в расчетах не учитывается.

С учетом перечисленных выше предположений можно составить уравнения баланса для заселенности уровней с главными квантовыми числами p . Система таких уравнений представляет собой в принципе бесконечную цепочку связанных уравнений. Однако ее можно свести к конечному числу уравнений, после чего уже нетрудно найти решения для заселенности уровней в функции концентрации и температуры электронов. В работе [123] использован наиболее перату путь получения конечной системы уравнений баланса, основанный на том, что обязательно существует некоторый уровень, для которого, как и для всех вышележащих, можно с любой наперед выбранной точностью пренебречь влиянием процессов, сопровождаемых излучением. В этом случае заселенность таких уровней достаточно хорошо описывается с помощью видоизмененной формулы Саха. Заметим, что при достаточно большой плотности плазмы столкновительно-излучательная модель, очевидно, должна переходить в модель локально-термодинамического равновесия.

Из вычислений следует, что времена жизни на возбужденных уровнях оказываются пренебрежимо короткими по сравнению с временем установления равновесной заселенности основного уровня. Отсюда следует, что можно получить квазистационарное решение конечной системы уравнений, полагая изменение во времени заселенности всех уровней, кроме основного, равным нулю. Окончательное квазистационарное решение для заселенности возбужденного уровня является функцией заселенности основного уровня и значений концентрации и температуры электронов.

С помощью столкновительно-излучательной модели в работах [124, 199] были проведены вычисления для раз-

личных концентраций электронов в интервале от 10^8 до 10^{18} см^{-3} и для температур электронов от 0,35 до 5,5 эв для водорода и до $22 z^2$ эв для водородоподобных ионов. При более высоких температурах может нарушаться условие квазистационарности из-за несоблюдения неравенства

$$n(z, p) \ll n(z, 1). \quad (4.13)$$

Это условие заведомо выполняется, если средняя тепловая энергия электронов меньше энергии возбуждения для первого уровня. В частности, на термоядерных установках «Токамак» оказывается возможным провести расчеты заселенностей и для случая высоких температур, если в результате непрерывного поступления потока нейтральных частиц со стенок камеры в плазму заселенность первого уровня $n(z, 1)$ будет все время намного больше заселенности возбужденных уровней, а концентрация и температура электронов меняются достаточно медленно по сравнению с временами релаксации возбужденных уровней.

В работах [1, 2] были выполнены расчеты заселенностей уровней водорода на основе столкновительно-излучательной модели для концентраций электронов 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} , 10^{15} см^{-3} и для отдельных значений электронной температуры в области от 3 до 1300 эв при значениях заселенности основного уровня, равных 10^7 и 10^{14} см^{-3} . Аналогичные расчеты были выполнены также в работе [153].

Рассмотренные выше теоретические модели плазмы позволяют по абсолютной интенсивности спектральных линий определять при известных значениях концентрации и температуры электронов как заселенности возбужденных уровней, так и число нейтральных атомов, поступающих в плазму со стенок камеры. Проводя измерения числа квантов $\mathcal{U}/h\nu$, излученных в какой-либо линии, можно также определить скорость ионизации потока нейтральных частиц I :

$$I = \xi \mathcal{U}(p, q). \quad (4.14)$$

Здесь величина $\mathcal{U}(p, q)$ выражена в единицах $\text{фотон}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек})$.

При определенных условиях, как это будет видно ниже, \mathcal{U} и ξ (последняя является в общем случае функцией $n(1)$, n_e и T_e) можно выбрать для средних по объему значений концентрации и температуры электронов. Наиболее точные результаты такой метод расчета позволяет получать при определении скорости ионизации поступающих в плазму

частиц в период, когда уже завершилась стадия ионизации основного рабочего газа.

Рассмотрим выражения для $\zeta(p, q)$ — среднего числа актов ионизации на один квант некоторой спектральной линии, которые получаются на основе различных моделей, и результаты вычислений в форме, удобной для обработки данных измерений абсолютных интенсивностей спектральных линий.

3. Расчет скорости ионизации потока частиц в плазме из абсолютных интенсивностей спектральных линий.

Впервые величина ζ — среднее число актов ионизации на один квант некоторой спектральной линии — была введена в работе [71], где на основе корональной модели этот коэффициент был вычислен для линий бальмеровской серии. В уравнениях баланса заселенности уровней учитывался механизм возбуждения и ионизации атомов водорода электронным ударом. При этом отношение скорости ионизации к числу испускаемых за секунду фотонов оказывается приблизительно равным отношению коэффициентов ионизации $K(1, c)$ и возбуждения $\chi(1, p)$ и не зависящим от концентрации электронов и нейтральных частиц. Коэффициенты ионизации и возбуждения, усредненные по максвелловскому распределению скоростей, рассчитывались с использованием значений сечений соответствующих процессов, вычисленных в борновском приближении.

На рис. 4.1 приведена зависимость ζ для бальмеровской линии H_α от температуры электронов. Оценочные формулы, полученные в работе [71], были использованы для определения значений электронной температуры и степени ионизации в начальной стадии мощного импульсного разряда в водороде.

В работах [133, 176] описаны измерения скорости ионизации частиц, поступающих в гелиевую плазму, на установке «Стелларатор С». Эти измерения проводились для определения времени жизни частиц в плазме.

Концентрация электронов измерялась непосредственно с помощью радиоинтерферометра, а скорость ионизации I определялась из измерений интенсивности спектральных

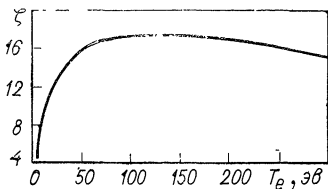


Рис. 4.1. Зависимость ζ для линии H_α от температуры электронов.

линий He ($\lambda = 584 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5015 \text{ \AA}$) и He⁺ ($\lambda = 304 \text{ \AA}$) по следующей формуле:

$$I = \bar{J} \cdot RK/\chi, \quad (4.15)$$

где \bar{J} — усредненная по объему величина интенсивности, фотон/(см³ · сек); K и χ — коэффициенты ионизации и возбуждения соответственно, а R — отношение вероятностей переходов $3^1P \rightarrow 1^1S/3^1P \rightarrow 2^1S$ ($R = 1$ для случая ионизации He⁺). Очевидно, что соотношение (4.15) справедливо в случае применимости стационарной корональной мо-

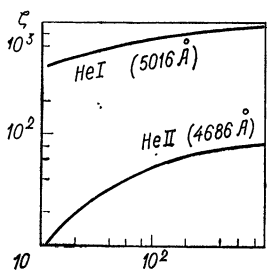


Рис. 4.2. Зависимость ζ от T_e , эв, для линий He и He⁺.

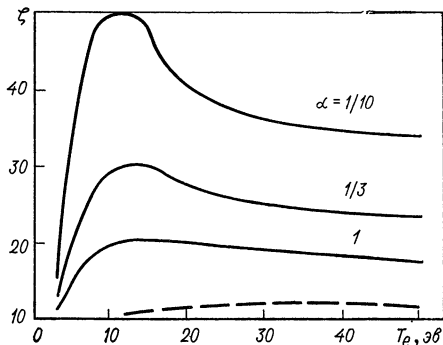


Рис. 4.3. Зависимость ζ для линии L_β от температуры электронов для различных значений «коэффициента возврата атомов».

дели. В работах [133, 176] приведены значения соответствующих коэффициентов ионизации и возбуждения в зависимости от температуры электронов.

На рис. 4.2 приведена зависимость коэффициента ζ от температуры электронов для линий He ($\lambda = 5015 \text{ \AA}$) и He⁺ ($\lambda = 4686 \text{ \AA}$), вычисленная в работе [153] в рамках корональной модели.

В более ранней работе [177], выполненной также на установке «Стелларатор», даны расчеты величины ζ на основе корональной модели для линий лаймановской серии L_β . В этих расчетах была сделана также попытка учесть процессы, связанные с поступлением в плазму со стенок камеры водорода в виде молекул.

На рис. 4.3 представлена зависимость ζ для линии L_β от температуры электронов для различных значений «коэффициента возврата атомов» α — доли атомов, попадающих

в плазму, от полного числа атомов, образующихся в результате диссоциации молекул водорода. При этом предполагается, что остальные атомы теряются либо из-за попадания на стенки камеры, либо из-за рекомбинации и последующего возврата в плазму в виде молекул, а также что величина коэффициента α не меняется в процессе разряда. Нижняя кривая (штриховая) соответствует числу актов ионизации на один фотон только атомарного водорода.

В целом ряде работ скорость ионизации и время жизни заряженных частиц в водородной и гелиевой плазме измерялись методом, аналогичным описанному выше. Температура электронов в этих экспериментах составляла от 10 до 50 эв, а концентрация электронов — от 10^{11} до 10^{13} см⁻³. По-видимому, расчеты, выполненные на основе корональной модели, при максимальных концентрациях оказываются весьма грубыми.

В общем виде в рамках столкновительно-излучательной модели ζ можно представить в виде

$$\zeta(p, q) = \frac{\sum_{p=1}^{\infty} n(p) K(p, c)}{n(p) A(p, q)}. \quad (4.16)$$

Здесь p и q — главные квантовые числа уровней, между которыми происходит переход электрона, сопровождаемый испусканием фотона с вероятностью $A(p, q)$; $n(p)$ и $K(p, c)$ — заселенность уровней и коэффициент ионизации с уровня p электронным ударом, соответственно.

Как показывает оценка, вклад в ионизацию атомов с возбужденных уровней по отношению к ионизации с основного уровня невелик при температурах электронов выше нескольких десятков электронвольт. Поэтому в сумме, стоящей в правой части выражения (4.16), при расчетах можно ограничиться несколькими первыми членами.

На рис. 4.4 и 4.5 приведены зависимости ζ для бальмеровской линии H_{α} от температуры и концентрации электронов и от заселенности первого уровня $n(1)$, вычисленные в работе [2].

Точность расчетов заселенностей возбужденных уровней и, следовательно, величины ζ определяются главным образом точностью коэффициентов атомных процессов. В рассмотренных выше работах точность расчетов ζ составляет 30—50%.

Значения ζ для линии H_α на порядок превышают соответствующие значения ζ для линии H_β .⁴ Поэтому погрешности в измерении интенсивности линии H_β гораздо сильнее сказываются на результатах вычислений I по сравнению со случаем, когда I вычисляется на основе данных измерений интенсивности линии H_α .

На рис. 4.5 приведена в форме, удобной для практических расчетов, зависимость ζ от концентрации электронов для двух значений температуры электронов и начальной

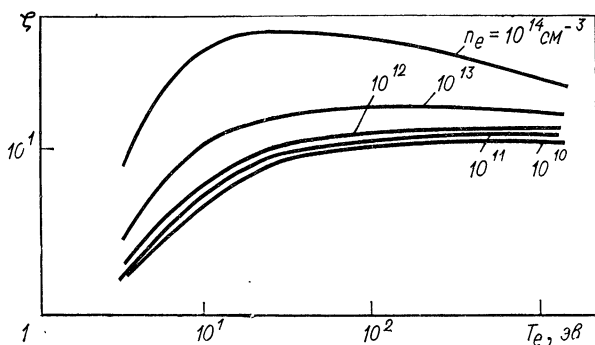


Рис. 4.4. Зависимость ζ для линии H_α от температуры электронов для различных значений концентрации электронов.

концентрации нейтральных атомов 10^7 и 10^{14} см^{-3} [184]. Поскольку зависимость от электронной температуры ζ сравнительно слабая, ее значения для промежуточных температур можно найти интерполяцией. Для определения ζ кроме концентрации и температуры электронов необходимо знать величину n (1). Последнюю можно определить из измерений абсолютных интенсивностей спектральных линий с одновременным измерением концентрации и температуры электронов. В этом случае по абсолютной интенсивности излучения какой-либо линии находится соответствующая ей заселенность верхнего уровня, а затем с помощью таблиц заселенностей уровней (см., например, работу [2]) можно определить концентрацию нейтральных частиц в плазме n (1).

Следует еще раз напомнить, что значения коэффициента ζ справедливы для расчетов скорости ионизации атомарного водорода или когда при поступлении в плазму молекуляр-

ного водорода преобладающим первоначальным процессом является диссоциация молекул на атомы. Если вначале происходит ионизация молекул с последующей диссоциацией на ион и атом водорода, то величина скорости ионизации

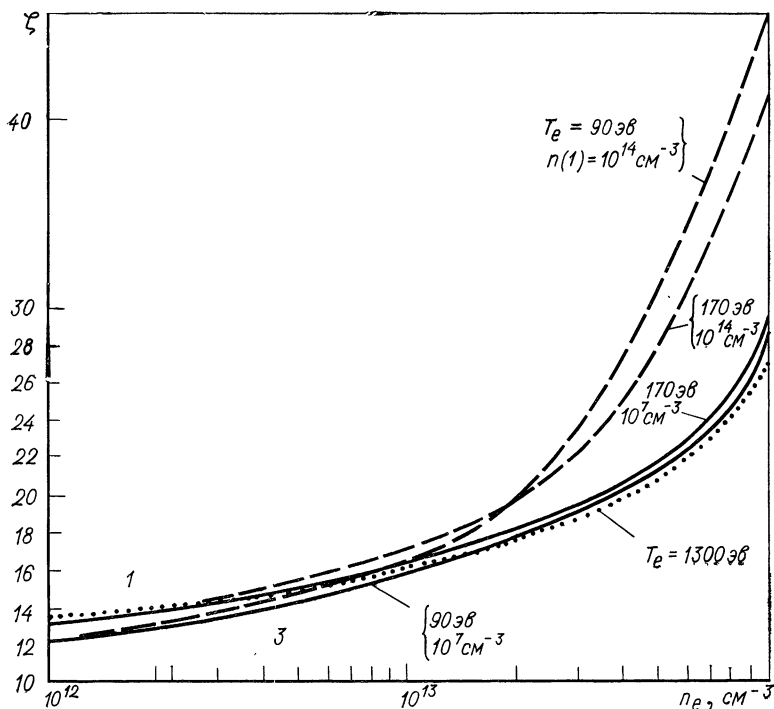


Рис. 4.5. Зависимость ζ для линии H_α от концентрации электронов для различных значений T_e и $n(1)$.

I окажется заниженной вдвое. Обычно в плазме могут одновременно протекать процессы диссоциации и ионизации молекул.

В этом случае суммарный коэффициент скорости образования протонов

$$K_\Sigma = K_\alpha + K_I + 2K_{II}, \quad (4.17)$$

где K_I — коэффициент скорости однократной ионизации молекул с последующей диссоциацией на H^0 и H^+ ; K_{II} — коэффициент скорости последовательной двукратной иони-

зации молекул, а эффективный коэффициент скорости ионизации атомарного водорода K_α имеет вид

$$K_\alpha = \frac{2K_a}{1 + \frac{2K_a}{\alpha (K_I + 2S_{III})}} . \quad (4.18)$$

Здесь K_a — коэффициент скорости ионизации атомов водорода; S_{III} — коэффициент диссоциации молекулы на два атома в основном состоянии, а α — доля попавших в плазму атомов от образовавшихся.

В рассмотренном случае число актов ионизации на квант излучения данной линии будет равняться произведению уже известной нам величины ζ на поправочный коэффициент K_Σ/K_α . Значение этого коэффициента в зависимости от электронной температуры можно найти в упоминавшейся выше работе [177].

Наконец, при вычислении скорости ионизации и соответственно времени жизни заряженных частиц необходимо принимать во внимание возможность поступления в плазму примесей и, следовательно, дополнительных электронов в результате процесса ионизации атомов и молекул этих примесей. Экспериментальная оценка концентраций примесей (основные примеси, содержащиеся в плазме, — углерод и кислород) проводилась в ряде работ (см., например, [3, 142, 179]). Теоретические расчеты относительных концентраций ионов, заселенности возбужденных уровней, времени ионизации примесных ионов кислорода и углерода можно найти в работах [33, 182].

4. Учет пространственного распределения интенсивности спектральных линий при определении потока частиц в плазму. При вычислении скорости ионизации потока частиц в плазму необходимо учитывать распределение интенсивности излучения, так как оно может быть неоднородным для различных областей плазменного образования. Так, например, в тороидальных системах типа «Токамак» и «Стелларатор» из-за наличия диафрагмы в камере интенсивность излучения неоднородна не только в сечении плазменного шнура. В области, где расположена диафрагма, интенсивность может на порядок превышать соответствующие интенсивности излучения, измеренные на противоположной стороне камеры. К сожалению, не всегда можно измерить излучение в различных точках вдоль оси камеры. В случае, когда излучение измеряется только в одном сече-

нии шнура вблизи диафрагмы, можно предположить, что область, где наблюдается повышенная интенсивность излучения, распространяется вдоль оси плазменного шнура в обе стороны от диафрагмы на расстояние, равное длине свободного пробега до ионизации атома, родившегося у диафрагмы. Длину свободного пробега можно определить из экспериментально измеренных распределений концентрации атомов в сечении плазменного шнура, о чем будет сказано ниже. В общем случае все же желательно проводить измерения в различных точках плазмы.

Для тороидальных систем измерения распределения интенсивности в сечении плазменного шнура были сделаны в ряде работ, например в работах [75, 182]. Подобные измерения можно выполнить различными методами. В работе [182] проводилось последовательное измерение свечения из отдельных точек по высоте плазменного шнура. В этом случае в течение одного разряда с помощью неподвижной горизонтальной щели регистрируется временной ход свечения некоторого участка плазмы. За несколько разрядов можно зарегистрировать временной ход свечения из требуемого числа точек m по высоте плазменного шнура, а затем воспроизвести изменение профиля свечения шнура во времени. Достоинство этого метода — высокое пространственное разрешение. К недостаткам метода следует отнести то, что он довольно трудоемок и применим лишь в случае, если имеет место хорошая воспроизводимость параметров разряда при одинаковых начальных условиях опыта.

В работе [75] был использован метод электромеханической развертки свечения шнура по его высоте, который позволяет получать несколько разверток за один разряд. Система развертки представляла собой металлический диск с прорезями, вращавшийся с постоянной скоростью. Значение скорости подбиралось заранее, чтобы иметь требуемое временное разрешение. Сравнивая результаты, полученные обеими методиками при одинаковых начальных условиях, видим, что при использовании электромеханического метода можно получать пространственные разрешения, сравнимые с получаемым предыдущим методом. Таким образом, электромеханический метод оказывается более удобным, а главное, позволяет получить данные об изменении во времени пространственного распределения свечения в течение одного разряда.

По экспериментально наблюдаемому распределению яркости свечения от центра к краю плазменного шнура

можно с помощью преобразования Абеля (см. гл. 1) рассчитать распределение источников излучения в сечении плазменного шнура.

Если бы распределение концентрации и температуры электронов в сечении плазменного шнура было равномерным, кривые распределения интенсивности излучения $\mathcal{I}(r)$ соответствовали бы распределению водородных атомов $n_0(r)$ вдоль малого радиуса шнура. Однако, как правило, и концентрация, и температура электронов меняются вдоль малого радиуса сечения плазменного шнура.

Используя корональную модель плазмы, можно применить весьма простой метод расчета пространственных профилей концентрации водородных атомов (или примесных ионов). Интенсивность излучения линии (число источников) в каждой точке кривой распределения этой интенсивности в сечении плазменного шнура делится на соответствующее значение измеренной (или задаваемой некоторой функцией) концентрации электронов, а вероятность возбуждения электронов на заданный уровень считается величиной постоянной. В результате получается профиль концентрации водородных атомов. В более общем случае при расчетах необходимо применять столкновительно-излучательную модель, используя таблицы заселенностей уровней водородных атомов. На основе экспериментально определенных распределений $n_0(r)$ можно сделать оценку значений длины свободного пробега атомов до ионизации. Эти оценки, как упоминалось выше, оказываются полезными в некоторых случаях при определении величины притока частиц в плазму, в частности в районе, где расположена диафрагма или другой локальный источник повышенного потока частиц. Кроме того, зная длину пробега, температуру и концентрацию электронов, можно определить скорость атомов, поступающих в плазму.

Результаты экспериментов и теоретические расчеты показывают, что пространственные распределения концентрации атомов или примесных ионов во многих случаях имеют вид кривых с провалом в центральной области и максимумом на периферии плазменного шнура. Распределения концентрации и температуры электронов в сечении плазмы также, как уже говорилось, являются неоднородными, и на периферии могут иметь место значительные градиенты этих величин. Именно с этим обстоятельством и связана необходимость измерения распределений интенсивности излучения при определении скорости притока частиц в плаз-

му не только вдоль оси, но и в сечении плазменного шнура. В противном случае точность определения суммарного значения I может оказаться весьма малой. Правда, при любых разумных распределениях, например по параболическому закону, для центральной области сечения плазменного шнура температуру и концентрацию электронов можно считать строго заданными. То же самое относится и к значениям концентрации атомов в центральной области, если известно соотношение полных интенсивностей излучения из центральной и периферийных областей, определяемое экспериментально. Тогда для центральной области плазменного шнура концентрация атомов может быть определена с достаточной точностью.

Очевидно, что если известны распределения интенсивности излучения в сечении плазменного шнура, то в принципе оказывается возможным рассчитать время жизни заряженных частиц в различных точках плазмы вдоль малого радиуса. Однако при этом следует иметь в виду, что в объеме плазменного шнура может происходить перемещение частиц, а точность ζ может оказаться недостаточной, чтобы получить желаемые результаты. Учитывая эти обстоятельства, при вычислении скорости ионизации и времени жизни заряженных частиц обычно используют значения ζ и абсолютных интенсивностей линий, соответствующие усредненным по всему объему (или объему центральной области плазмы) значениям температуры и концентрации электронов.

В заключение отметим, что хотя точность определения I сравнительно невысока, это не сильно сказывается на точности определения времени жизни заряженных частиц, как это можно видеть из выражения (4.6), особенно если I в несколько раз меньше n_e . С учетом всех поправок и погрешностей измерений систематическая погрешность для времени жизни заряженных частиц τ_n , определенная спектроскопическим методом, оказывается порядка 50—60%.

§ 4.3. Определение энергетического времени жизни плазмы

1. **Уравнение баланса энергии плазмы.** Уравнение энергетического баланса для плазмы в общем виде можно записать следующим образом:

$$\frac{dW}{dt} = Q - Q_{\Sigma}, \quad (4.19)$$

где W — полная энергия плазменной конфигурации; Q — количество тепла, поступающее в плазму от источников нагрева; Q_{Σ} — мощность всех потерь энергии из плазмы.

Мерой эффективности магнитной термоизоляции плазмы может служить энергетическое время удержания τ_E , определяемое из условия

$$\tau_E = W / \left(Q - \frac{dW}{dt} \right). \quad (4.20)$$

Выражение (4.20) для τ_E получается из уравнения (4.19), если суммарную мощность потерь энергии Q_{Σ} выразить следующим образом:

$$Q_{\Sigma} = W / \tau_E. \quad (4.21)$$

Отметим, что для тороидальных установок с аксиальной симметрией все величины в формуле (4.20) могут быть отнесены к единице длины плазменного шнура. Полную энергию W можно представить в следующем виде:

$$W = \frac{3}{2} k \int (n_e T_e + n_i T_i) dS + E_i + E_a. \quad (4.22)$$

Здесь n_i — суммарная концентрация ионов всех элементов, присутствующих в плазме; T_i — ионная температура (ее можно считать одинаковой для всех компонент ионной смеси вследствие эффективного теплообмена между ионами); E_i и E_a — энергии, затраченные на ионизацию и диссоциацию молекул и атомов водорода и примесей. Интегрирование выполняется по поперечному сечению плазменного шнура, если входящие в уравнения (4.20) и (4.22) величины отнесены к единице плазменного шнура. При таком определении W условно предполагается, что каждая заряженная частица покидает плазму со средней тепловой энергией и что каждый ион уносит энергию, затраченную на его ионизацию, которая выделяется на стенке при нейтрализации.

Для выяснения каналов утечки энергии представим Q_{Σ} в виде суммы из нескольких членов, соответствующих различным видам потерь:

$$Q_{\Sigma} = Q_{\text{рад}} + Q_a + Q_{\text{т.п}}, \quad (4.23)$$

где $Q_{\text{рад}}$ — мощность радиационных потерь; Q_a — мощность потерь, обусловленных потоком атомов перезарядки из плазмы; $Q_{\text{т.п}}$ — мощность потерь, обусловленных уходом

заряженных частиц и теплопроводностью. При нагреве током количество тепла, поступающего за единицу времени в плазму,

$$Q = I_p^2 \rho. \quad (4.24)$$

Здесь I_p — сила разрядного тока; ρ — сопротивление плазменного шнура.

В некоторых работах энергетическое время жизни связывается не с суммарной мощностью потерь, а с мощностью потерь энергии, обусловленной уходом заряженных частиц из плазмы:

$$Q_{т.п} = W / \tau'_E. \quad (4.25)$$

Если в уравнение (4.19) подставить выражения для Q_{Σ} , Q и $Q_{т.п}$ из соотношений (4.23) — (4.25), то энергетическое время жизни имеет следующий вид:

$$\tau'_E = \frac{W}{I_p^2 \rho - \frac{dW}{dt} - Q_{рад} - Q_a}. \quad (4.26)$$

Очевидно, что если в уравнении (4.26) учтены все возможные потери энергии из плазмы, то τ'_E должно было бы соответствовать истинному времени жизни заряженных частиц в плазме.

2. Методы измерения времени удержания энергии в плазме. Из выражения (4.20) видно, что для определения энергетического времени жизни τ_E требуется измерить количество тепла, поступающего в плазму от источника нагрева, а также полную энергию плазменной конфигурации и скорость ее изменения в данный момент.

Количество тепла Q , поступающего в плазму, измеряется достаточно известными методами, поэтому мы не будем останавливаться на них. Полную энергию плазменной конфигурации W можно измерить разными методами. Рассмотрим их на примере некоторых работ, выполненных при измерениях энергетического времени жизни в тороидальных системах.

В работе [37] приведены результаты изучения энергетического баланса на установке типа «Токамак ТМ-2». Энергию, поступающую в плазму от источника, находят, измеряя разрядный ток в плазме и напряжение на обходе тора. Уход энергии на стенки разрядной камеры регистрировался с помощью германиевого болометра в двух сечениях плазменного шнура: непосредственно около диафрагмы и в се-

чении, наиболее удаленном от нее. В предположении изотропного распределения выпадения энергии на стенку камеры рассчитывалась величина отношения энергии, выпавшей на стенку за весь процесс, к энергии, вложенной за то же время в плазму.

При вычислении энергетического времени жизни не учитывают dW/dt , так как из измерений следовало, что в районе максимума тока изменение полной энергии мало. При определении полной энергии W не учитывалась энергия, затрачиваемая на ионизацию и диссоциацию. Считалось, что частицы уносят энергию, равную $3,5 kT$, из-за наличия потенциала между стенкой и плазмой.

В работе [13] были проведены расчеты энергетического времени жизни τ_E на основании измерений так называемого диамагнитного эффекта плазмы [94]. При экспериментальном определении энергетического времени жизни для тороидальных установок с аксиальной симметрией все величины в формуле (4.20) можно вычислить из магнитных измерений без каких-либо предположений о величине и распределении концентрации и температуры электронов по радиусу и об относительной доле примесей в плазме. Единственное предположение состоит в том, что сечения магнитных поверхностей в плазменном шнуре должны хотя бы приближенно соответствовать концентрическим окружностям. В работе [13] вклад энергии, затраченной на ионизацию атомов водорода и примесей в величину W , не учитывался. Из уравнения (4.22) следует, что в этом случае полная энергия плазменной конфигурации считается равной запасу кинетической энергии плазмы $W_{\text{кин}}$. Вклад E_i и E_d может составлять в некоторых случаях заметную долю от кинетической энергии частиц и в последних работах при расчетах времени жизни τ_E всегда учитывался. Что же касается вычислений $W_{\text{кин}}$ из магнитных измерений, то эти измерения имеют довольно высокую надежность, поскольку нет необходимости делать предположения о пространственных распределениях параметров плазмы. Поэтому рассмотрим более подробно метод определения $W_{\text{кин}}$ с помощью измерения диамагнитного эффекта, который заключается в том, что поток продольного поля Φ через сечение плазменного витка при заданных значениях разрядного тока I_p и напряженности продольного поля H_z уменьшается с увеличением давления плазмы.

Из уравнения равновесия плазменного шнура по его малому радиусу можно получить следующее выражение

для изменения величины потока продольного поля $\delta\Phi$ в сечении плазменного шнура при возникновении разряда в камере и в процессе нагревания плазмы:

$$\delta\Phi = \pi a^2 \delta H_z = \frac{2\pi}{c^2 H_z} (I_p^2 - 2\pi a^2 \bar{p} c^2). \quad (4.27)$$

Здесь a — радиус плазменного шнура; \bar{p} — среднее значение давления в плазме. Поскольку справедливо соотношение

$$a^2 \bar{p} = 2W_{\text{кин}}/3\pi,$$

то из уравнения (4.27) получаем, что

$$W_{\text{кин}} = \frac{3}{4} \left(\frac{I_p^2}{c^2} - \frac{H_z \delta\Phi}{2\pi} \right). \quad (4.28)$$

Отметим, что равенство (4.27) справедливо, если действующие на плазму силы уравновешены и выполняется неравенство $H_z \gg H_\Phi$.

В принципе поток продольного поля $\delta\Phi$ можно непосредственно измерить с помощью контура (узкого витка), охватывающего в некотором месте плазменный шнур. Однако в таких измерениях необходимо учитывать, что полный поток продольного поля, создаваемого внешней обмоткой, не должен изменяться при появлении $\delta\Phi$, так как внутреннее сопротивление источников питания обмотки очень мало. Главная трудность при этом заключается в том, что относительная величина изменения потока в опытах на установках «Токамак» составляла всего лишь 10^{-3} . Поэтому незначительные колебания напряженности продольного поля H_z или же малые изменения ориентации плазменного шнура по отношению к измерительному контуру (в том числе сдвиги и перекосы контура) сильно отражаются на измеряемом эффекте. Более точный, хотя и относительно менее чувствительный способ определения $\delta\Phi$ связан с тем, что при изменении магнитного потока в плазме возникает электродвижущая сила, изменяющая силу тока, текущего через обмотку продольного поля. Поскольку обмотка замкнута на источник тока, сопротивлением которого можно пренебречь, то должно выполняться соотношение

$$\delta\Phi = L \delta I_{\text{обм}}/N, \quad (4.29)$$

где N — полное число витков обмотки возбуждения продольного магнитного поля; L — ее индуктивность; $\delta I_{\text{обм}}$ — изменение силы тока в обмотке. Отношение L/N вычисляется

довольно просто в предположении тонких проводников и является геометрической постоянной, характеризующей конструкцию данной обмотки. Следует, однако, иметь в виду, что в реальном случае необходимо учитывать зависимость L от частоты процесса вследствие эффекта скинирования в медных шинах обмотки. Изменение силы тока в обмотке $\delta I_{\text{обм}}$ обычно измеряется при помощи пояса Роговского в цепи питания обмотки. Принципиальная схема таких измерений на установке Т-3 изображена на рис. 4.6 [87].

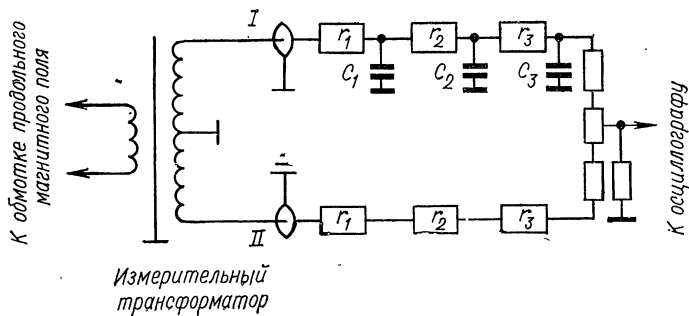


Рис 4.6. Принципиальная схема измерений переменного магнитного потока.

Как видно из рисунка, основным звеном схемы измерения $\delta\Phi$ на Т-3 служит воздушный измерительный трансформатор. Его первичная обмотка включена последовательно с обмоткой возбуждения продольного магнитного поля. Вторичная же обмотка разведена на опорный I и измерительный II каналы.

Введение опорного канала диктуется необходимостью компенсации «квазипостоянного» тока $I_{\text{обм}}$, создающего магнитное поле стабилизации и превышающего предполагаемую величину $\delta I_{\text{обм}}$ более чем в 1000 раз. Параметры вторичной обмотки и каналов выбраны так, чтобы при отключении фильтра опорного сигнала (C_1, C_2, C_3) и подаче на вход измерительного трансформатора переменного напряжения сигнал, поступающий на вход осциллографа, был равен нулю. Продольное магнитное поле нарастало за 1 сек, длительность разряда в газе составляла около 15—20 мсек. RC-фильтр позволял, существенно не искажая сигнала «квазипостоянного» магнитного поля, значительно ослабить сигнал переменного поля (коэффициент ослабления

для $\nu = 20$ гц более 20). Как следствие этого на вход осциллографа поступал «переменный» сигнал измерительного канала. Приведенная на рис. 4.6 схема позволяла получить на выходе сигнал $i \sim \delta I_{\text{обм}} \sim \delta \Phi$.

Для ослабления токовых пульсаций в цепи возбуждения продольного магнитного поля был установлен специальный LC-фильтр, что позволило уменьшить токовые пульсации примерно на три порядка. Кроме того, при расчетах учитывалась шунтирующая роль разрядной камеры по отношению к переменному магнитному потоку путем интегрирования последнего с некоторой вычисленной постоянной времени, а также влияние эффектов, обусловленных скинированием переменных магнитных полей в меди обмотки и проводящего кожуха [87].

Методы измерения энергетического баланса и времени жизни на установке «Стелларатор С» приведены в ряде работ и аналогичны изложенным выше. В работе [178], выполненной на этой установке, была предпринята попытка рассчитать с помощью ЭВМ параметры водородной плазмы и в том числе баланс энергии плазмы для определенных заданных начальных условий. При этом решалась система связанных уравнений для таких переменных, как концентрация, температура, интенсивность излучения плазмы в зависимости от времени с учетом различных коэффициентов процессов ионизации, возбуждения и т. п., а также с учетом взаимодействия плазмы со стенками. Правда, параметры, учитывающие взаимодействие плазмы со стенками, подбирались так, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными данными, а потери энергии из плазмы задавались некоторой ранее найденной эмпирической зависимостью. Несмотря на ряд ограничений, связанных с начальными предположениями, данный метод расчета балансов энергии представляет несомненный интерес и при расширении набора экспериментально измеряемых параметров может оказаться весьма полезным при определении времени удержания энергии в плазме.

Исследования материального и энергетического балансов и соответственно измерения времен жизни частиц и удержания энергии в плазме в большинстве случаев оказываются взаимозависимыми и дополняющими друг друга. Одновременные измерения τ_E и τ_D позволяют получать наиболее полные сведения о процессах переноса и других свойствах плазмы.

ГЛАВА 5

ЭВМ И ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

§ 5.1. Введение

В последние годы ЭВМ находят все более широкое применение в физике плазмы для обработки экспериментальных данных и моделирования поведения плазмы, для инженерных расчетов установок, для контроля рабочих параметров установок и т. д. В соответствии с целями данной книги мы ограничимся рассмотрением отдельных вопросов применения ЭВМ, представляющих интерес именно с точки зрения диагностики плазмы. Тем не менее представляется полезным предварительно остановиться на одной проблеме более общего характера, а именно в какой мере «интенсификация» применения ЭВМ в физике плазмы обусловлена проникновением идей и методов извне, скажем из таких областей физики, как ядерная физика, физика высоких энергий, для которых развитие методов обработки информации давно стало насущной необходимостью. Не отрицая важности такого рода факторов, можно утверждать, что необходимость широкого применения ЭВМ заложена в самой природе плазмы как объекта исследования. С точки зрения описания процессов, происходящих в плазме, и связи между ними задачи из области физики плазмы относятся к числу так называемых задач с плохой структурой [90]. Сами изучаемые объекты такого рода называют обычно диффузными или плохо организованными системами.

Эти термины фактически означают, что на практике при рассмотрении той или иной системы трудно выделить небольшое число основных параметров и получить простые соотношения между ними («законы»), достаточные для описания поведения системы. Опыт показывает, что даже установление направления причинной связи между плазменными параметрами далеко не всегда является простой задачей (см., например, в работе [14] эмпирическое соотношение между энергетическим временем жизни плазмы и темпе-

ратурой). Практически для описания исследуемой плазменной конфигурации приходится прибегать к использованию достаточно сложных моделей, включающих довольно большое число зависимостей между параметрами, изменяющимися во времени и пространстве. Примером такого описания и использования при этом достаточно мощных ЭВМ могут служить так называемые неоклассические модели для плазменных конфигураций, изучаемых в установках типа «Токамак» [45, 46], двумерное описание модели «плазменного фокуса» в рамках магнитогидродинамической теории [48, 203] или тэта-пинча [225]. Для сравнения экспериментальных данных с такими теоретическими моделями необходимо, чтобы диагностические методы давали информацию о большом числе параметров плазмы одновременно, причем обязательно с пространственным и временным разрешениями. Необходимость достаточно оперативной обработки широкого массива информации и последующего хранения полученных данных в удобном виде приобретает за последние годы важное значение в экспериментах по физике высокотемпературной плазмы.

Без применения ЭВМ и устройств для автоматической обработки информации нельзя в настоящее время не только успешно проводить исследования, но, по-видимому, даже получать в приемлемые сроки достоверные данные.

В этой главе мы кратко рассмотрим некоторые типичные проблемы обработки диагностической информации, а также использования ЭВМ для решения ряда задач, представляющих интерес для диагностики высокотемпературной плазмы.

§ 5.2. Характер и формы записи плазменной информации

Современные лабораторные установки для получения и исследования высокотемпературной плазмы заставляют предъявлять серьезные требования (особенно при создании сильных магнитных полей в больших объемах) к используемым источникам энергии. Эти источники должны развивать требуемую мощность в течение достаточно длительного времени. Необходимую энергию приходится запасать в конденсаторных батареях, ударных генераторах и других устройствах, а затем импульсно передавать в установки. На существующих или строящихся крупных плазменных установках интервал между импульсами составляет

обычно от десятков секунд до десятков минут (в наиболее напряженных режимах). Казалось бы, в последнем случае не существует серьезных проблем, связанных с обработкой данных между импульсами. Однако необходимо учитывать, что общее число рабочих циклов в таких режимах оказывается достаточно малым. В связи с этим требуется обрабатывать данные, полученные в каждом отдельном импульсе, как можно более полно, чтобы уже к следующему импульсу иметь информацию, достаточную для принятия обоснованного решения о продолжении или изменении программы экспериментов. Таким образом, и для режимов с большой частотой следования вследствие большого суммарного количества полученной информации, и для наиболее напряженных режимов вследствие необходимости обработки полученных данных перед следующим импульсом оказывается рациональным использовать ЭВМ для обработки информации и представления этой информации в форме либо удобной для хранения, либо наиболее наглядной.

С точки зрения формы записи информацию можно условно разбить на две группы. К первой относятся «фильмовые» методы записи, использующие фотоматериалы в качестве промежуточного носителя информации, ко второй — «бесфильмовые», в которых информация доступна сразу в форме электрических сигналов (см. работу [52]).

В последней из этих двух групп можно условно выделить метод регистрации, когда мы имеем дело с аналоговым сигналом типа амплитуда — время. Другим типичным случаем является запись набора дискретных импульсов, полное число которых содержит информацию о параметрах плазмы.

Ниже кратко рассмотрены область применения, типичные задачи, особенности записи информации и машинная обработка для каждого из этих методов регистрации.

1. Фильмовые методы записи информации в плазменных экспериментах. Получение фотографий импульсного газового разряда в свете собственного излучения и снятие спектров этого излучения с помощью спектрографа, возможно, являются наиболее старым методом диагностики газоразрядной плазмы. Появление высокочувствительных фотумножителей, фотодиодов, развитие многоканальных систем для регистрации излучения плазмы, успехи электроники — все это, казалось, должно было привести к тому, что методы преобразования излучения в импульсный сигнал, удобный для усиления и дальнейших преобразований, могли пол-

ностью заменить или по крайней мере серьезно потеснить классические фотографические методы. В некоторых случаях это действительно произошло. Например, временной ход интенсивности спектральной линии во времени изучается сейчас, как правило, с помощью системы из монохроматора и ФЭУ. Для регистрации профиля спектральной линии в лазерных экспериментах сейчас наиболее широко применяется многоканальная система с использованием набора световодов и ФЭУ и т. д.

В последние годы достигнут значительный прогресс в совершенствовании технических средств, доступных для применения в диагностике плазмы: фотоматериалов (в том числе и для ультрафиолетовой области спектра), электронно-оптических преобразователей, импульсных лазеров высокой мощности — источников света для интерферометрии и для различного рода теневых методов исследования плазмы. Весьма интенсивное развитие исследований в области быстрых процессов, таких, как ударные волны, пинчи, лазерная плазма, нагрев плазмы импульсными электронными пучками, привело к широкому использованию скоростной фотографии в видимой области спектра, лазерной интерферометрии, теневых методов, шлирен-фотографии, получению снимков в свете длинноволнового рентгеновского излучения. Для иллюстрации приведем два снимка (рис. 5.1), относящихся к конечной стадии развития разряда в нецилиндрических z -пинчах. Экспозиция в обоих случаях составляла примерно 1 нсек.

Нетрудно видеть, насколько сложный характер носит пространственная структура изучаемых разрядов в таких процессах. Трудно было бы пытаться изучать такие объекты, используя какие-либо методы прямого сканирования, многоканальные фотоэлектронные системы и т. д.

Перечислим теперь основные приложения फिल्मовых методов в различных задачах диагностики плазмы.

А. Ф о т о г р а ф и р о в а н и е с п е к т р о в и з л у ч е н и я по-прежнему остается важным в экспериментальных исследованиях высокотемпературной плазмы. Прежде всего получение «обзорных» спектров в сравнительно широком интервале длин волн — важная вспомогательная операция при использовании некоторых фотоэлектрических методов. Регистрация спектра на фотоматериал позволяет идентифицировать спектральные линии, выявить наличие в исследуемой области спектральных линий, мешающих основным измерениям, проверить качество фокуси-

ровки и вообще разрешающую способность спектральной аппаратуры. В отдельных случаях для этого достаточно получить интегральные спектры разряда, т. е. без использования разрешения во времени. Для получения временного разрешения используются различного рода затворы [43, 240], вращающиеся механические устройства (с осуществлением вращения самой пленки или зеркала) и электронно-

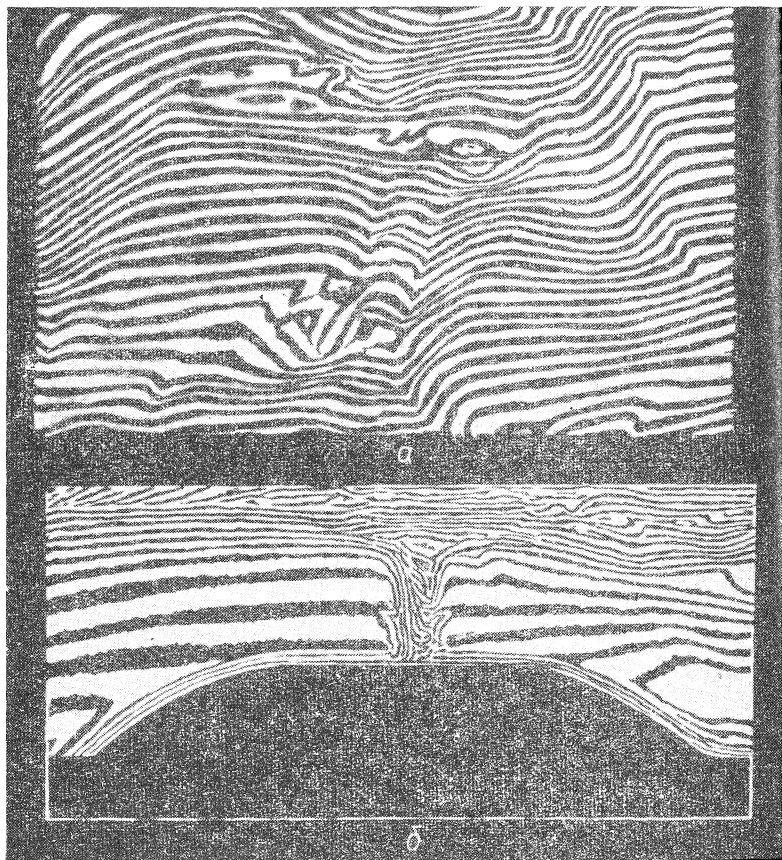


Рис. 5.1. Конечная стадия развития разряда в нецилиндрических z -пинчах:

a — интерферограмма, полученная в работе [107]; *б* — аналогичная интерферограмма, снятая на другой установке [130].

оптические преобразователи (ЭОП) [55, 89]. Обычно ЭОП применяют для регистрации спектра в видимой области, хотя использование специальных окон из увиолевых стекол, кварца, сапфира, фтористого лития [110] или сцинтилляционных преобразователей [91, 110] позволяет расширить доступный для исследования спектральный интервал длин волн.

Особенно важное самостоятельное значение имеет исследование участков спектра в области вакуумного ультрафиолета и длинноволнового рентгеновского излучения [24, 91]. Это связано в первую очередь с исследованием линейчатого излучения многозарядных ионов. Актуальность изучения поведения примесных ионов можно видеть на примере многих задач физики плазмы. Присутствие таких ионов влияет, в частности, на электропроводность плазмы, материальный и энергетический баланс, обмен энергией между различными компонентами плазмы и т. д.

Б. Исследование уширения (в общем случае — структуры) спектральных линий позволяет получать информацию о плотности плазмы [24], турбулентных электрических полях, тепловом или коллективном движении ионов [53] и т. д. Следует отметить, что вследствие малой длины волны и большой массы ионов доплеровское уширение спектральных линий оказывается незначительным. Это предъявляет серьезные требования к разрешающей способности применяемой спектральной аппаратуры [141].

Временное разрешение обычно достигается либо применением затворов в сравнительно медленных процессах, ЭОП в режиме фоторегистратора, либо системы, состоящей из интерферометра Фабри — Перо и ЭОП [53, 56].

В. Снимки вида плазменных объектов в свете собственного излучения плазмы в различных спектральных интервалах позволяют определять положение, размеры и характер геометрии плазмы. В некоторых случаях со сравнительно простой геометрией объекта применение фоторазвертки позволяет весьма просто следить за эволюцией конфигурации плазмы во времени [30]. Сложные асимметричные образования требуют уже применения покадровой съемки [25]. В настоящее время достигнут существенный прогресс в применении ЭОП для получения снимков с субнаносекундной экспозицией [27], что позволяет следить за эволюцией плазмы в сложных с экспериментальной точки зрения условиях.

Г. Интерферометрия плазмы и теневые методы получения фотографий, с применением лазеров, обладающих такими свойствами, как высокая яркость излучения, когерентность, узкий спектральный интервал, возможность получения коротких импульсов высокой мощности, оказались весьма удобными и действенными методами диагностики плазмы. Интерферометрия плазмы и получение теневых фотографий при использовании шлирен-метода (метод Теплера) применяются, как правило, для изучения достаточно плотной плазмы, но именно такая плазма создается в установках, предназначенных для изучения быстрых процессов. Следует подчеркнуть еще раз возможность получения малых времен экспозиции при применении мощных лазеров в качестве источников излучения. Для этого используются, в частности, ультракороткие лазерные импульсы, несмотря на их весьма плохую временную когерентность. Так, в работе [125] в качестве источника излучения для голографической интерферометрии был использован один импульс, выделенный из цуга субнаносекундных импульсов с помощью ячейки Покельса. После усиления импульс имел длительность около 6 псек и энергию около 0,1 дж [126]. В некоторых экспериментах возникает необходимость регистрировать и анализировать продукты ядерных реакций, протекающих в плазме [107].

Используемые методы регистрации и обработки аналогичны тем, которые обычно применяются в ядерной физике и физике высоких энергий. Мы не будем останавливаться здесь подробно на этой технике. При необходимости достаточно обратиться к существующим руководствам по этим методам [65]. Наконец, отметим наиболее распространенный случай использования фотоматериалов в качестве промежуточного носителя информации, а именно фотографирование осциллограмм. Сама по себе задача последующего считывания информации с фотоматериала в этом случае проще, чем в перечисленных выше задачах, однако большое количество информации, получаемой именно в такой форме, заставляет принимать меры к автоматизации этого процесса, начиная с применения таких простейших устройств, как планшеты.

Характерной особенностью фильмовых методов регистрации является разделение во времени процессов регистрации и обработки информации. Во всяком случае между этими двумя процессами находится стадия обработки фото-

материала. Впрочем, для всех перечисленных выше областей применения фильмо-вых методов в диагностике плазмы и этот факт не является критичным. Обычно не возникает серьезной необходимости в обработке информации именно перед последующим разрядом, но поскольку объем информации может быть весьма значительным, проблема автоматизации обработки в таком случае зачастую является наиболее «узким местом» в экспериментальных программах [26].

Прежде всего требуется решить проблему считывания информации с пленки, т. е. преобразования данных о плотности почернения в аналоговые сигналы. На первом этапе могут быть применены чисто фотографические методы преобразования информации, такие, как пересъемка с целью изменения масштаба, контрастности и т. д. Но такие приемы используются довольно редко и носят сугубо вспомогательный характер. Впрочем, существуют методы, нашедшие применение для выявления характера линий равной плотности почернения на снимках исследуемого объекта. Для примера можно указать метод соляризации, нашедший применение в астрофизических исследованиях [219] при изучении структуры комет.

Фотометрирование снимков для нахождения плотности почернения — хорошо известная задача экспериментальной физики, и промышленность сравнительно давно начала выпускать серийные приборы типа микрофотометра МФ-4, в основном для фотометрирования спектрограмм. Недостаток таких приборов — сравнительно низкая скорость считывания. Для упомянутого выше прибора МФ-4 скорость автоматического сканирования составляет от 4 до 60 мм/мин. Там, где скорость считывания незначительна, такие приборы после небольшой переделки можно использовать для считывания информации с фотоматериалов с последующей подачей сигнала в ЭВМ. Такого рода система описана в работе [50]. Схематическое изображение устройства для автоматической обработки спектрограмм дано на рис. 5.2.

В этой системе вместо применяемого в серийном приборе МФ-4 фотоэлемента для преобразования светового потока в электрический сигнал использован фотоумножитель ФЭУ-28, что позволило увеличить выходной сигнал до 2 в. Впрочем, и такие величины сигналов являются недостаточными, и перед вводом в ЭВМ сигнал подается на вход усилителя постоянного тока (УПТ). С этого усилителя сигнал подается в ЭВМ типа «Днепр» [49], где преобразуется в числовой код. Время преобразования равняется 2 мсек,

погрешность составляет 0,4%. Такого рода устройства могут успешно применяться именно для задач типа расшифровки спектров, т. е. для фотометрирования «одномерных объектов». Однако там, где объем информации резко возрастает, в частности в связи с необходимостью сканировать «двумерные» изображения, приходится использовать более скоростные методы считывания [26].

Если считывание информации для всех рассматриваемых в этом параграфе задач осуществляется аналогичными методами, то последующая обработка на ЭВМ имеет ряд существенных отличий. Прежде всего обработка информации

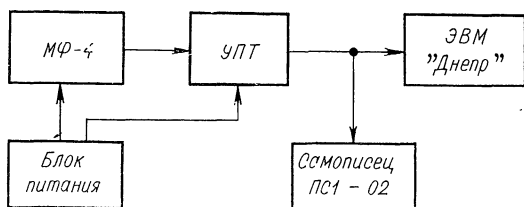


Рис. 5.2. Структурная схема устройства для автоматической обработки спектрограмм [50].

в задачах типов А и Б проще с математической точки зрения. Типичным применением ЭВМ в спектроскопии является анализ спектров, т. е. «конструирование» экспериментально наблюдаемого спектра, исходя из заложенных в программу спектров различных химических элементов и веществ. Такой метод не нашел пока применения для анализа состава высокотемпературной плазмы, но другая типичная задача — анализ формы спектральных линий с помощью ЭВМ — применяется достаточно часто. Исходя из структуры спектральной линии и принимая во внимание различные механизмы уширения, можно подобрать с помощью ЭВМ форму расчетного профиля линии, близкую к наблюдаемой в эксперименте [53, 180]. Разумеется, осуществляется ли прямое введение информации с микрофотометра или нет, несущественно с математической точки зрения. В частности, в упомянутых выше работах [53, 180] оно не применялось.

Более сложный случай представляет обработка экспериментальных данных, когда мы имеем дело с фотографиями разряда в свете собственного излучения или при использовании интерферометрии и теневых методов. С математической точки зрения в таких задачах окончательный

результат обработки состоит в получении с помощью абелизации (см. гл. 1) двумерной картины пространственного распределения искомого параметра плазмы, например электронной плотности $n_e(r, z)$, интенсивности свечения спектральной линии $\mathcal{Y}(r, z)$. Но до этого конечного этапа обработки необходимо считать с фотоматериала и ввести в машину весьма большой объем информации. Кроме того, при решении этих задач имеются трудоемкие этапы определения линий равной плотности, нахождения максимумов интерференционных полос и т. д. Именно использование фильмовых методов типов В и Г для систематического исследования сложных двумерных плазменных образований сделало проблему автоматической обработки результатов таких измерений весьма важной, как это можно видеть из следующего примера. Использование лазерной интерферометрии с фотографированием с помощью ЭОП при исследовании коаксиальных плазменных инжекторов позволило получать до нескольких сотен интерферограмм за одну рабочую смену на экспериментальных установках такого типа [26]. Применявшийся в этих исследованиях ЭОП ЛВ-01, работающий в режиме «лупы времени» (покадровая съемка), позволял получать 16 кадров за один разряд. Представление о сложности структуры исследуемой плазмы дает рис. 5.3 (ручная обработка) [28].

Как показал опыт, ручная обработка фотографий при нахождении распределения плотности $n_e(r, z)$ требует порядка сотни человеко-часов для каждой интерференционной картины. Естественно, что для обработки такого количества интерферограмм пришлось создавать специальный комплекс на базе ЭВМ. Считывание интерферограмм проводилось поперек полос сканирующим электромеханическим устройством. После преобразования аналог — код данные вводились в ЭВМ. Результаты расчетов радиальных распределений после абелизации выводились из ЭВМ в виде набора радиальных распределений плотности $n_e(r, z)$ при различных значениях z и в виде поверхностей равной плотности $n_e(r, z) = \text{const}$. Результаты расчетов такого рода имеют вид, аналогичный результатам, приведенным на рис. 5.3.

2. Аналоговые сигналы. Наиболее часто встречающимся в диагностике плазмы случаем, по-видимому, является регистрация аналоговых сигналов. При измерении таких параметров плазмы, как ток, напряжение, диамагнитный сигнал, смещение токового шнура с помощью различных

электротехнических методов сигналы с датчиков поступают именно в такой форме. В аналоговые сигналы преобразуются и результаты измерения собственного излучения плазмы при достаточной его мощности, т. е. когда имеет место переналожение сигналов отдельных квантов. Наконец, с аналоговыми сигналами мы имеем дело, как упоминалось выше, при фотометрировании снимков.

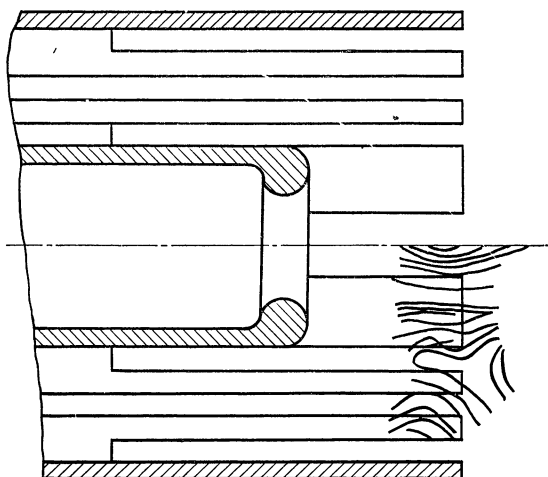


Рис. 5.3. Пространственное распределение плотности плазмы $n_e(r, z)$ в коаксиальном плазменном инжекторе («топограмма плотности», показана половина симметричной картины).

В случае аналоговых сигналов, поступающих с различного рода датчиков, наиболее распространенным методом регистрации информации является наблюдение или фотографирование импульсов в форме амплитуда — время на экране осциллографа. Создание фотоматериалов с быстрой обработкой типа «Поляроид» и отечественных фотоматериалов типа «Момент» упростило процесс и сократило время получения готового снимка формы импульсов с экрана осциллографа. Правда, и при обработке большого числа фотографий осциллограмм требуется автоматизация считывания данных и ввода их в машину [50, 209]. Однако такой метод записи и ввода в ЭВМ экспериментальных данных в ряде случаев, особенно для достаточно медленно изменяющихся сигналов, оказывается нерациональным, так как фото-

графирование и считывание с фотоматериала оказываются лишними этапами. Более рациональным представляется кодирование в той или иной форме исходного аналогового сигнала, непосредственно поступающего с датчика. В начале этого параграфа указана еще одна важная причина применения прямого ввода данных в ЭВМ, а именно необходимость обработать определенный объем информации до начала следующего импульса.

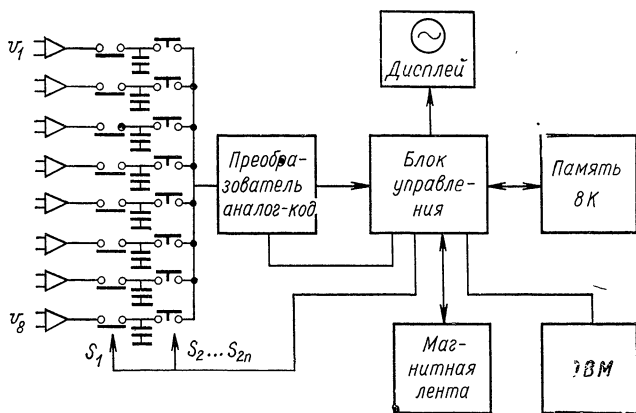


Рис. 5.4. Функциональная схема цифрового осциллографа [210].

Основная проблема, которая практически возникает при этом, состоит в переводе сигнала из аналоговой формы в удобный для машины дискретный код. В настоящее время разработаны [202] многочисленные методы преобразования типа аналог — код. Наиболее существенными критериями при выборе преобразователя в конкретном случае являются скорость преобразования, точность, число каналов и, разумеется, стоимость аппаратуры. Обычно преобразователи, применяемые в области физики плазмы, являются достаточно сложными автономными системами, содержащими помимо блока преобразования аналогового сигнала в цифровой код и устройства для связи с ЭВМ еще и память на ферритах, устройство для вывода данных на перфоленту, дисплей (индикаторное устройство на электронно-лучевой трубке) и т. д. Пример системы такого рода, применяемый во французском центре Фонтене-о-Роз [210] схематически изображен на рис. 5.4.

На входы каналов поступает восемь аналоговых сигналов, которые усиливаются дифференциальными усилителями. По команде S_1 происходит одновременное запоминание всех сигналов в заданный момент времени. Затем происходит последовательный опрос каналов по команде S_{21}, \dots, S_{2n} . На считывание одной точки требуется около микросекунды. После преобразования аналог — код данные поступают в запоминающее устройство на ферритах (8К, 8 бит). Число одновременно используемых каналов регулируется. Сигналы могут быть выведены из запоминающего устройства на дисплей, на магнитную ленту или поданы для дальнейшей обработки в ЭВМ вместе с различного рода вспомогательной информацией (чувствительность усилителей, число каналов, скорость сбора данных и т. д.).

3. Дискретные импульсы. Задача регистрации и анализа набора дискретных импульсов возникает в диагностике плазмы при исследовании электромагнитного излучения при регистрации длинно- и коротковолнового рентгеновского излучения, ультрафиолетового излучения в режиме счета отдельных квантов, а также корпускулярного при регистрации нейтронов, нейтральных атомов перезарядки и т. д. Возрастающую роль такого рода методов диагностики плазмы способствовали следующие обстоятельства: достижение все более высоких температур как ионов, так и электронов плазмы; переход к исследованию сравнительно длительных процессов, особенно характерных для современных замкнутых систем (сотни миллисекунд), возможность использования для амплитудного анализа ряда сравнительно новых детекторов, таких, как газовые проточные пропорциональные счетчики, твердотельные детекторы излучений и т. д. Применение такого рода методов регистрации, естественно, возможно и для анализа спектра излучения в случае сравнительно коротких разрядов. Так, на описанной в работе [6] установке, предназначенной для изучения электронного циклотронного нагрева плазмы, проводился амплитудный анализ рентгеновского излучения при длительности удержания плазмы в ловушке, составлявшей всего около 1 мсек. Правда, при этом существовала возможность набора необходимой статистики за счет высокой частоты повторения разрядных импульсов.

Измерения на установке «Токамак ТМ-3» с помощью пропорционального счетчика [112] можно отнести в этом смысле к той же категории, так как при длительности разрядного тока в несколько миллисекунд амплитудный

анализ проводился в «окне» $\Delta t = 1$ мсек. Из-за этого также потребовалось для набора статистики провести измерение серии разрядов. Вид спектра, полученного таким способом, показан на рис. 5.5.

Если в измерениях используется какой-либо дисперсионный анализатор спектра или монохроматор, выделяющий излучение определенной энергии, то достаточно производить счет числа импульсов (в определенном временном интервале). Именно таким образом была выполнена большая серия измерений ионной температуры на установках «Токамак» [14,16]. После выделения анализатором ионов определенной массы и энергии проводится регистрация таких ионов открытым электронным умножителем. Число импульсов в определенном временном интервале после усиления и формирования регистрируется обычными пересчетными приборами типа ПП-9. Фактически в таких экспериментах используется амплитудная дискриминация по нижнему уровню, чтобы избежать влияния наводок и шумов. Переход на исследование временного хода ионной температуры в течение разрядного импульса и использование вместо одноканального анализатора пятиканального резко увеличило объем получаемой за один разряд информации и поставило вопрос о создании специальных систем обработки данных.

Вернемся к случаю амплитудного анализа. Используемый обычно для анализа спектра излучения многоканальный амплитудный анализатор представляет собой фактически специализированную электронно-вычислительную машину, осуществляющую преобразование вида амплитуда — код, способную выполнять ряд логических операций, хранить информацию, выводить ее на дисплей и цифрпечатающий блок, т. е. производить самые разнообразные операции с зарегистрированным амплитудным спектром.

Такого рода операции могут быть реализованы, разумеется, и на универсальной ЭВМ. Так, в сборнике [151] описана программа проведения амплитудного анализа с помощью малой ЭВМ PDP-8/1.

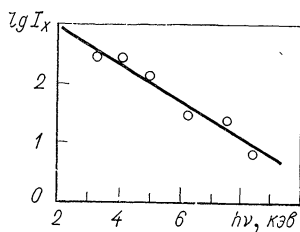


Рис. 5.5. Спектр длинноволнового рентгеновского излучения из установки «Токамак ТМ-3» [112], полученной с помощью пропорционального счетчика.

Цель амплитудного анализа — получение информации о функции распределения тех или иных параметров, например электронов в исследуемой плазме. Переход от спектра излучения к спектру распределения электронов, ответственных за возникновение этого излучения, сам по себе весьма сложен и требует применения ЭВМ для соответствующих расчетов (см. § 5.3). Переход от амплитудного спектра к спектру квантов также может представлять известные трудности, принимая во внимание тот факт, что например, «аппаратная функция» (амплитудный спектр, регистрируемый монохроматической линией) сцинтилляционного детектора на основе NaI (Tl) имеет сложный вид [31].

К частному случаю задач амплитудного анализа можно отнести обработку информации, полученной в экспериментах по лазерному рассеянию с помощью многоканальных систем. Как известно, эксперименты по рассеянию лазерного излучения проводятся в настоящее время в преобладающем числе случаев при помощи лазеров с модулированной добротностью, обладающих высокой мощностью и сравнительно короткой длительностью импульса (типичный диапазон 10—40 нсек.) Задача регистрации сводится к запоминанию одного импульса в каждом из каналов, регистрирующих определенный интервал длин волн. Затем можно проводить считывание амплитуд импульсов с помощью сравнительно медленных электронных схем путем опроса каждого из каналов. Проблема кодирования и вывода в ЭВМ аналогична обычному амплитудному анализу.

Операции по обработке введенной информации в этом случае сравнительно просты: запоминание наряду с суммарным сигналом также и сигналов собственного излучения плазмы и паразитного рассеянного света (рассеянного на деталях установки), вычитание этих сигналов из суммарного, проведение «наилучшей» гауссовской кривой по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов с учетом чувствительности каждого из каналов, вычисление электронной плотности и температуры и, наконец, вывод данных на дисплей. На рис. 5.6 представлен результат обработки на ЭВМ экспериментальных данных по лазерному рассеянию на установке ST. Снимок сделан с экрана дисплея. Помимо экспериментальных точек и вычисленной гауссовской кривой на экран дисплея выводится величина энергии лазерного импульса в джоулях [230].

Способы обработки передаваемой в ЭВМ информации по лазерному рассеянию достаточно очевидны. Следует,

однако, остановиться на вопросе определения точности вычисленного значения T_e . Возможны различные подходы к оценке точности измерений этого параметра, зависящие от способа обработки данных. Рассмотрим эту задачу в следующей простой постановке. За один импульс получены значения интенсивности I_N в каждом из каналов, общее число которых достаточно велико (порядка 10 каналов). Проведем преобразование переменных $I_N \rightarrow y(x)$, где $y(x) = \ln I_N$, $x = N^2$. Предположим, что каналы имеют равную спектральную ширину и точка $x = 0$ соответствует длине волны падающего на плазму лазерного излучения. Таким образом, в качестве исходных данных для обработки имеем набор точек $\{x, y(x)\}$, через которые методом наименьших квадратов проводим прямую линию в соответствии с предположением о максвелловском распределении электронов по скоростям.

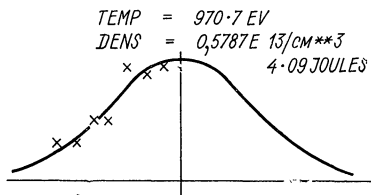


Рис. 5.6. Результат машинной обработки данных по лазерному рассеянию (снимок с экрана дисплея: TEMP — T_e , DENS — n_e).

Однако встречаются такие случаи, когда есть основания предполагать наличие отклонения от максвелловского распределения или когда точность измерения недостаточно высока и имеется существенный разброс точек $y(x)$. Естественно поставить вопрос, как на практике разграничить два таких случая: точки (x, y) хорошо ложатся на некоторую прямую $y = \alpha_T + \beta_T x$, где $\beta_T \sim \sim T_e^{-1}$, и наоборот, когда разброс точек заставляет отказаться от предположения, что экспериментально получен гауссовский вид распределения интенсивности по спектру. Для решения этой задачи удобно вычислить коэффициент корреляции r_c , показывающий в данном случае, насколько связь между двумя случайными величинами близка к строгой линейной зависимости. Отклонение r_c от единицы может быть вызвано как отсутствием связи, так и слишком сильным отклонением функциональной зависимости от прямой. Коэффициент корреляции r_c (точнее, выборочный коэффициент корреляции) вычисляется по формуле [93]

$$r_c = \frac{\sum (x_N - \bar{x})(y - \bar{y})}{(m-1) s_x s_y}, \quad (5.1)$$

где m — число пар точек; \bar{x} и \bar{y} — средние значения x и y , а s_x и s_y — выборочные дисперсии:

$$s_x^2 = \frac{1}{m-1} \sum (x_N - \bar{x})^2; \quad (5.2a)$$

$$s_y^2 = \frac{1}{m-1} \sum (y_N - \bar{y})^2. \quad (5.2b)$$

Нам требуется еще задать «граничное» значение r_c , которое позволяет при сравнении его с вычисленным коэффициентом корреляции ответить на поставленный вопрос. Обычно граничное значение априорно задается некоторым уровнем значимости p . Зная p и число пар точек m , можно, используя таблицы типа табл. 12 в работе [93], найти величины, обозначаемые обычно $r_{1-p/2}$, что и служит искомым «разграничивающим» значением для коэффициентов корреляции. Если $|r_c| > r_{1-p/2}$, то это значит, что прямая линия $y = \alpha_T + \beta_T x$ достаточно хорошо описывает экспериментальную зависимость и имеет смысл вычислить температуру электронов T_e для соответствующего максвелловского распределения. Эти расчеты легко выполняемы, так как

$$\beta_T = s_y r_c / s_x, \quad (5.3)$$

т. е. используются уже вычисленные значения s_x , s_y , r_c .

Теперь оценим точность T_e (также, разумеется, при определенном уровне значимости p). Так как $\Delta T_e / T_e \approx \approx \Delta \beta_T / \beta_T$, достаточно найти $\Delta \beta$ (p , m).

Как известно, величина

$$t = s_x \sqrt{m-2} / (s_y \sqrt{1-r_c}) \quad (5.4)$$

имеет распределение Стьюдента с $f = m - 2$ степенями свободы [93]. Используя квантили t -распределения, можно найти доверительные пределы для β_T :

$$\Delta \beta_T \approx t_{1-p/2} s_y \sqrt{1-r_c} / (s_x \sqrt{m-2}). \quad (5.5)$$

Используя формулу (5.3), получаем

$$\Delta T / T \approx \Delta \beta_T / \beta_T = t_{1-p/2} \sqrt{1-r_c} / (r_c \sqrt{m-2}). \quad (5.6)$$

Формула (5.6) в принципе позволяет определить точность измерения электронной температуры ΔT_e в поставленной задаче.

§ 5.3. Системы сбора и обработки данных в плазменных экспериментах

Число задач, для решения которых требуется применять ЭВМ в исследованиях по физике плазмы, как это можно было видеть из приведенных выше примеров, весьма велико. Задачи эти носят разнообразный характер, и поэтому в настоящее время интенсивно ведутся работы по созданию систем сбора, обработки и хранения экспериментальной информации, поступающей с различного рода датчиков. Помимо этого на подобную систему могут быть возложены функции контроля за «техническими» параметрами, характеризующими состояние установки при осуществлении конкретного режима разряда («паспорт режима»), контроля за состоянием датчиков и других приборов, используемых для диагностики [например, энергия лазера в конкретном импульсе в экспериментах по лазерному рассеянию — (см. рис. 5.6)].

Следует учесть, что исследования по физике плазмы, проводимые на современных установках, сосредоточены, как правило, в крупных научных центрах, включающих большое число различных групп и подразделений, использующих ЭВМ. Система сбора и обработки информации, обслуживающая эксперименты на отдельной установке или группе установок, является в той или иной степени частью большого вычислительного комплекса. Это, с одной стороны, предоставляет дополнительные технические возможности, такие, как использование мощных современных ЭВМ, а с другой стороны, накладывает определенные требования на структуру системы обработки. Типы многомашинных вычислительных комплексов физических центров весьма разнообразны.

На рис. 5.7 приведены примеры структуры таких комплексов [52]. Впрочем, система обработки данных в плазменных лабораториях может быть в значительной степени автономной. Во всяком случае, наиболее широко распространенная структура вычислительных центров физических институтов состоит из работающих по согласованным программам «индивидуальной» малой ЭВМ, используемой на установке, и мощной, большой ЭВМ. Между ЭВМ в такой системе существует определенное функциональное разделение работ.

На малую ЭВМ возлагаются первичная обработка данных, контроль за состоянием технических параметров уста-

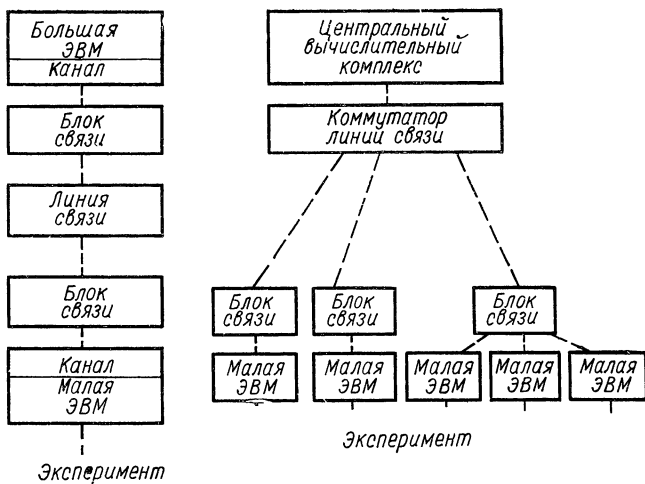
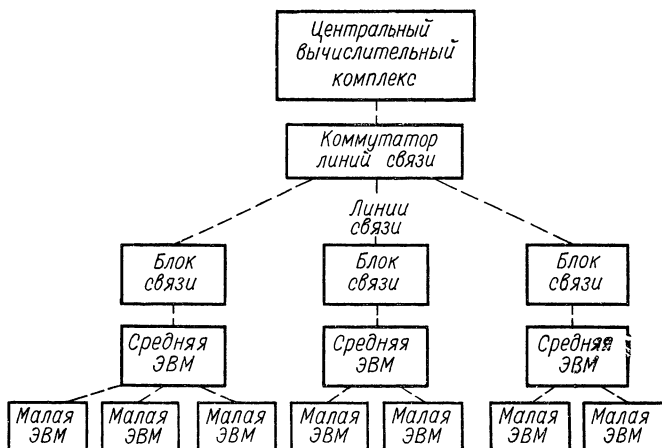


Рис. 5.7. Структурные схемы организации многомашинных вычислительных комплексов в физических центрах.

новки и диагностической аппаратуры, запись данных на магнитную ленту или перфоленту, накопление данных, преобразование форматов, получение обработанной информации с большой машины и вывод этой информации.

Большая ЭВМ, отличающаяся обычно развитым математическим обеспечением (включая языки автоматического программирования), наличием удобных устройств ввода — вывода, позволяет обработать данные, используя большую по объему память.

Большую популярность в качестве «индивидуальных» ЭВМ для физических исследований за последние несколько лет приобрели малые ЭВМ, называемые иногда «мини-ЭВМ». Спроектированные первоначально как машины общецелевого назначения и предназначенные для контроля и управления, они вследствие своей небольшой стоимости, легкости программирования и простоте средств математического обеспечения оказались удобными для применения в системах сбора и обработки данных. Весьма благоприятной для такого рода применения этих ЭВМ в физических лабораториях является тенденция к расширению набора внешних устройств. Типичные представители машин такого типа — модели *) PDP-8, PDP-8/1, применяемые в исследованиях по физике плазмы [151]. ЭВМ типа PDP-8/1, на базе которой были спроектированы «индивидуальные» системы сбора данных в Принстонской лаборатории физики плазмы, имеет емкость оперативного запоминающего устройства (ОЗУ) в 4096 12-битовых слов (с возможностью расширения ее до 32768 слов). Как и у машины PDP-8, время обращения к памяти ЭВМ PDP-8/1 составляет 1,5 мксек. Она имеет быстродействующее устройство считывания с бумажной ленты, графопостроитель (устройство для вывода информации из ЭВМ в графическом виде), дисплей и дополнительные устройства памяти на дисках к магнитной ленте [84].

Итак, мы рассмотрели в этой главе различные элементы, из которых состоит система автоматической обработки информации в плазменных экспериментах. В заключение приведем еще один пример использования ЭВМ для обработки информации в плазменных экспериментах, взятых также из опыта Принстонской лаборатории физики плазмы [230]. Речь идет о сборе, обработке и выводе данных с ленгмюровских зондов, которые применялись при исследо-

* Фирма «Диджитал Эквипмент Корпорейшн».

ваниях плазмы на установке «Сфератор». В частности, если измеряемым параметром является радиальное положение зонда, ЭВМ проводит расчеты плотности плазмы как функции этого положения зонда.

На рис. 5.8 дана фотография с экрана дисплея, показывающая результат обработки экспериментальных данных.

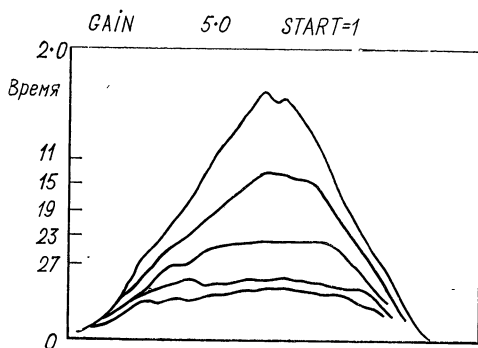


Рис. 5.8. Результат обработки на ЭВМ данных с ленгмюровских зондов для различных моментов времени.

В этом случае вычислялись и выводились на дисплей кривые радиального распределения плотности плазмы в сфераторе для пяти различных моментов времени в течение разрядного импульса.

§ 5.4. Математический эксперимент в диагностике плазмы

Использование численных экспериментов на ЭВМ приобрело в настоящее время настолько большое значение для исследования поведения различных физических объектов, что это дало основание говорить о возникновении наряду с экспериментальной и теоретической физикой еще и вычислительной физики [220, 224]. Расчеты такого рода находят широкое применение в астрофизике, физике твердого тела, ядерной физике, физике плазмы и т. д.

Задачи диагностики плазмы являются специфическими в том смысле, что, как правило, требуется моделировать не поведение самой плазмы, а процесс измерения с помощью приборов, обладающих определенными аппаратными функ-

циями. Более правильно говорить об имитации процесса «измерение плюс обработка данных». Цель «экспериментов» такого рода — изучение влияния различных погрешностей и помех на конечные результаты, поиски оптимальной схемы реального эксперимента, оптимизация обработки данных для конкретной задачи.

Фактически один из наиболее простых и типичных математических экспериментов был уже рассмотрен в гл. 1, § 1.2. Речь идет об изучении влияния статистических погрешностей на результаты абелизации для некоторого на-

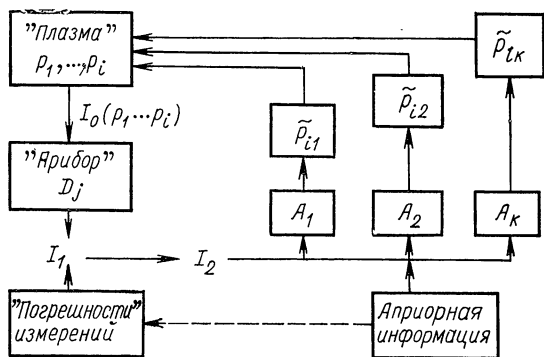


Рис. 5.9. Условная схема диагностического численного эксперимента.

бора радиальных распределений свечения $\epsilon(r)$ для различных значений статистических погрешностей и различных значений параметра, характеризующего процесс сглаживания. «Эксперименты» такого рода укладываются в рамки определенной общей схемы, которая приведена на рис. 5.9.

Модель плазмы задается набором некоторых параметров $p_i(x, y, z, t)$. В простейшем случае абелизации — это просто радиальное распределение искомого параметра $\epsilon(r)$. Задав условия «эксперимента», например наблюдение по хордам в цилиндрической геометрии, мы можем вычислить ожидаемый сигнал $I_0(p_1, \dots, p_k)$. Учет аппаратной функции D_j применяемого прибора дает для «наблюдаемого» сигнала в отсутствие погрешностей значение I_1 . Как правило, требуется наложить на этот сигнал некоторые «шумы» («погрешности измерения») δI . Задание таких погрешностей проводится с помощью наборов случайных чисел при определенных значениях параметров, характеризующих амплитуду

случайной погрешности. Разумеется, возможно также и рассмотрение в рамках общей схемы и влияния различного рода систематических погрешностей. Наложение на сигнал I_1 погрешности δI дает «экспериментальный результат» I_2 , с которым мы в дальнейшем обращаемся как с реальным результатом физических измерений, т. е. обрабатываем его по определенному алгоритму A_k , используя различные методы усреднения, обработки и представления экспериментальных данных. Результатом обработки такого рода является определенное значение искомого параметра p_i , зависящее, очевидно, от алгоритма обработки A_k . Обозначим соответствующую величину \tilde{p}_{ik} . Сравнение различных значений \tilde{p}_{ik} между собой и с исходными пробными физическими параметрами $p_i(x, y, z, t)$, заложенными в модель, позволяет изучить влияние различных погрешностей δI . Наибольший интерес обычно представляет проблема оптимального выбора параметров измерительной системы D_j (число каналов, разрешение спектрального прибора и т. д.), а также наиболее подходящего алгоритма обработки A_k . При этом следует помнить, что обычно в процессе вычислений используется, в явной или неявной форме, различного рода нетривиальная априорная информация (см. гл. 1). Чувствительность результатов обработки к различным предположениям о свойствах параметра $p_i(x, y, z, t)$ также можно проверить в рамках рассматриваемой схемы численного эксперимента.

Приведем пример использования такого рода моделирования для решения более сложной задачи. Рассмотрим возможность экспериментального изучения распределения ионной температуры $T(r)$ по доплеровскому уширению спектральных линий в условиях, когда измерениям сопутствуют довольно большие случайные погрешности. Плазма представлена в этом случае распределением ионной температуры $T(r)$ и распределением интенсивности соответствующей спектральной линии $\varepsilon(r)$. Регистрируются профили свечения этой линии по высоте y : $g_1(\lambda_i, y_k)$. Задача обращения таких профилей уже была рассмотрена в г. 1, § 1.3. Нас интересует возможность получения информации о распределении $T(r)$ при невысокой точности измерения величин $g_1(\lambda_i, y_k)$ (особенно на крыльях линии). Конкретный вид $T(r)$ и $\varepsilon(r)$ был выбран на основании экспериментальных данных работ [113, 114]. Для $T(r)$ на основании этих измерений принята зависимость $T(r) = T(0) [1 - (r/a)^2]^2$, точнее гистограмма, изображенная на рис. 5.10. Там же при-

веден вид заданного радиального распределения интенсивности $\varepsilon(r)$. Погрешность «разыгрывалась» при помощи заданного значения среднеквадратического отклонения (максимум 20%) и таблицы случайных чисел, соответствующих нормальному распределению. Внесение таких погрешностей в $g_1(\lambda_i, y_k)$ привело к получению «экспериментальных данных» $g_2(\lambda_i, y_k)$. Расчеты показали, что прямая попытка построить доплеровские контуры и определить $T(r)$ при заданных погрешностях оказывается весьма неудачной. Достаточно взглянуть на рис. 5.10, чтобы убедиться в этом. Однако предварительное сглаживание «экспериментальных данных» $g_2(\lambda_i, y_k)$ несколько улучшает положение дела. Был выбран простейший способ сглаживания методом наименьших квадратов.

Через участок поверхности в окрестности точки $g_2(\lambda_i, y_k)$ проводилась плоскость. Для расчета использовались точки: $g_{i-1, k}$; g_{ik} ; $g_{i+1, k}$; $g_{i, k-1}$; $g_{i, k+1}$. Значение g_{ik} заменялось на «сглаженное» значение g_{ik} , представляющее собой точку на проведенной плоскости (с координатами λ_i, y_k). Затем определялось «экспериментальное» распределение $T(r)$. Результаты представлены на рис. 5.10. На основании этого численного эксперимента можно сделать вывод, что, во-первых, следует применять сглаживание до проведения расчетов $T(r)$ и, во-вторых, точность измерений в реальных экспериментах желательно иметь более высокую, чем использованную в расчетах.

В рассмотренной выше задаче связь физического параметра плазмы — локальной функции распределения ионов по скоростям $F(v_x)$ — с доплеровским профилем $I(\lambda)$ проста и однозначна. Однако такая ситуация реализуется далеко не всегда. Так, например, задачи типа восстановления функции распределения электронов по энергиям $f_e(E)$ с использованием экспериментальных спектров рентгеновского излучения приводят к так называемым «некоррект-

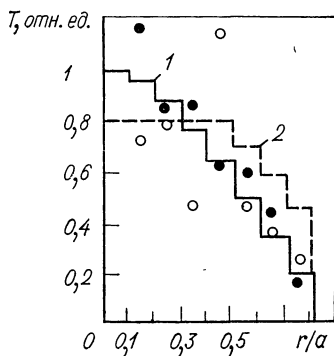


Рис. 5.10. Результаты численного эксперимента по определению вида $T(r)$: 1 — исходная гистограмма T_i ; 2 — гистограмма радиального распределения свечения исследуемой линии; \circ — точки без сглаживания; \bullet — результат расчетов с применением сглаживания.

но поставленным задачам (см. гл. 1, § 1.4) и требуют выбора специальных математических методов для их решения.

Сотрудниками ИПМ АН СССР и ИАЭ им. И. В. Курчатова в ряде работ было проведено исследование возможности решения такого рода задач «методом регуляризации Тихонова» для различных физических ситуаций. Рассматривались различные варианты задачи, такие, как регистрация коротковолнового рентгеновского излучения с диафрагмы установки при помощи набора поглощающих фольг и сцинтилляционного датчика, детектирование пропорциональным счетчиком объемного излучения пучка электронов в плазме, амплитудный анализ теплового объемного излучения при сравнительно высоких электронных температурах плазмы [103]. Важный момент решения задач подобного рода — использование математических экспериментов, описанных выше. При этом возможна не только оптимизация самого алгоритма вычислений, но и получение конкретных рекомендаций относительно выбора схемы измерений и параметров измерительной аппаратуры. Например, если в методе фильтров поглощения задано полное число используемых в эксперименте фильтров (фактически число измерений), то можно выбрать оптимальное распределение набора этих фильтров по толщине.

В начале этого параграфа математические эксперименты по имитации процесса измерения и обработки данных были противопоставлены экспериментам по моделированию поведения плазмы и различных происходящих в ней процессов. Однако существуют математические эксперименты, занимающие некоторое промежуточное положение между двумя упомянутыми выше крайними случаями. Для примера рассмотрим расчеты поведения нейтральных атомов водорода в плазме, выполненные в работе [63] методом Монте-Карло. В задаче имитировались процессы прихода холодных нейтральных атомов, резонансной перезарядки, ионизации или ухода из плазмы. Расчеты позволяют, в частности, вычислить распределение концентрации нейтральных атомов в плазме $n_0(r)$. Знание характера этого распределения оказывается особенно важным, когда относительный уровень концентрации атомов в центре мал по сравнению с периферией. В таких случаях весьма затруднительно получить надежные экспериментальные значения $n_0(r)$, например методом абелизации свечения линий водорода, как это следует из результатов [166]. Этому препятствует крайне низкая точность определения $n_0(r)$. Можно, однако,

использовать комбинированный прием: получить экспериментально распределение свечения линии в области, близкой к максимуму ее свечения, а затем проэкстраполировать значения концентрации нейтральных атомов из этой области в центр плазменного шнура, используя расчетные зависимости $n_0(r)$.

Отметим также, что расчеты методом Монте-Карло позволяют получить еще ряд важных для диагностических приложений результатов, например энергетический спектр покидающих плазму нейтральных атомов по любому заданному направлению (даже в таких ситуациях, когда поглощение быстрых атомов в плазме играет существенную роль). В целом расчеты такого рода могут сыграть в некоторых случаях важную роль именно в определении характера ожидаемого сигнала $I_0(p_1 \dots p_i \dots)$ в схеме рис. 5.9 при выбранной модели плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абрамов В. А., Кузнецов Э. И., Коган В. И.** «Атомная энергия», 1969, **26**, с. 516.
2. **Абрамов В. А., Кузнецов Э. И., Коган В. И.** «Атомная энергия», 1972, **33**, с. 845.
3. **Абрамов В. А. и др.** Plasma Phys., 1968, **10**, p. 428.
4. **Абрамов В. А. и др.** «Ж. техн. физ.», 1971, **41**, с. 1924.
5. **Александров В. В. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 200.
6. **Аликаев В. В., Глаголев В. М., Морозов С. А.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 2. М., Атомиздат, 1968, с. 80.
7. **Алиновский Н. И. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с. 289.
8. **Анашин А. М. и др.** «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1971, **60**, с. 2092.
9. **Анисимов А. И. и др.** 4th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fus. Madison, 1971, CN-28/L-5.
10. **Антонов А. С. и др.** «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1970, **58**, с. 1567.
11. **Арцимович Л. А., Шафранов В. Д.** «Письма ЖЭТФ», 1972, **15**, с. 72.
12. **Арцимович Л. А.** Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963, с. 98.
13. **Арцимович Л. А. и др.** «Атомная энергия», 1967, **22**, с. 259.
14. **Арцимович Л. А. и др.** III Международная конференция по исследованиям в области физики плазмы. Новосибирск, 1968, CN-24/B-1.
15. **Арцимович Л. А. и др.** «Письма ЖЭТФ», 1969, **10**, с. 130.
16. **Афросимов В. В., Гладковский И. Л.** «Ж. техн. физ.», 1968, **37**, с. 1557.
17. **Афросимов В. В., Кисляков А. И.** «Ж. техн. физ.», 1971, **41**, с. 1933.
18. **Бабенко А. И. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 213.
19. **Безъязычный И. А. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 59.
20. **Беляева И. Ф. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с. 259.
21. **Березин А. Б. и др.** «Ж. техн. физ.», 1972, **42**, с. 946.
22. **Березин А. Б., Дубовой Л. В., Люблин Б. В.** «Ж. техн. физ.», 1971, **41**, с. 2323.
23. **Бесшапошников А. А.** «Ж. прикл. спектроскопии», 1967, **6**, с. 172.
24. **Бойко В. А. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с. 168.
25. **Брюханов А. С. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 72.
26. **Бурдонский И. Н. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 494.
27. **Бутслов М. М. и др.** «Измерительная техника», 1972, **11**, с. 29.
28. **Васильева Р. П., Пергамент М. И., Ярославский А. И.** III Международная конференция по исследованиям в области физики плазмы. Новосибирск, 1968, CN-24/G-3.
29. **Вершков В. А. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с. 55.
30. **Виноградова Н. Д., Разумова К. А.** Plasma Phys. and Control Nucl. Phys. Res. Vol. II, IAEA, Vienna, 1966, p. 617.

31. **Вяземский В. О. и др.** Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
32. **Галеев А. А., Сагдеев Р. З.** «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1967, **53**, с. 348.
33. **Галушкин Ю. И., Гервидс В. И., Коган В. И.** Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fus. Res. Vol II, Vienna IAEA, 1972, p. 407.
34. **Гинзбург В. Л.** Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1960.
35. **Горбунов Е. П. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 2. М. Атомиздат, 1968, с. 188.
36. **Горбунов Е. П. и др.** «Ж. техн. физ.», 1966, **36**, с. 1831.
37. **Горелик Л. Л., Разумова К. А., Сеницын В. В.** Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fus. Research. Vol II, Vienna, IAEA, 1966, p. 647.
38. **Грибков В. А. и др.** «Письма ЖЭТФ», 1972, **15**, с. 329.
39. **Гусев В. К. и др.** «Ж. техн. физ.», 1972, **42**, с. 340.
40. **Диагностика плазмы.** Сб. статей. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. М., «Мир», 1967, с. 55.
41. **Диагностика плазмы.** Сб. статей. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. М., «Мир», 1967, с. 397.
42. **Диагностика плазмы.** Сб. статей. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. М., «Мир», 1967, с. 175.
43. **Диагностика плазмы.** Сб. статей. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. М., «Мир», 1967, с. 30.
44. **Дикий А. Г. и др.** 4th Intern Conf. on Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fus. Res. Madison, 1971, CN — 28/H-11.
45. **Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П., Павлова Н. Л.** Труды ВЦ МГУ. Баланс энергии и диффузии тока в тороидальных плазменных установках. М., Изд-во МГУ, 1970.
46. **Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П., Павлова Н. Л.** Баланс энергии в установках типа «Токамак» с учетом перезарядки. М., Изд-во МГУ, 1971.
47. **Душин Л. А., Павличенко О. С.** Исследование плазмы с мощностью лазеров. М., Атомиздат, 1968, с. 120.
48. **Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С.** «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1969, **56**, с. 1766.
49. **Египко В. М.** В сб.: Кибернетика и вычислительная техника. Киев, «Наукова думка», 1964.
50. **Жданов А. И. и др.** В сб. Кибернетика и вычислительная техника. Киев, «Наукова думка», 1964.
51. **Журавлев В. А., Петров Г. Д.** «Оптика и спектроскопия», 1972, **33**, с. 36.
52. **Забякин Г. И., Поляков В. Н.** «Приборы и техн. эксперимента», 1971, **6**, с. 5.
53. **Завойский Е. К. и др.** «Письма ЖЭТФ», 1971, **13**, с. 19.
54. **Завойский Е. К. и др.** «Докл. АН СССР», 1970, **194**, с. 55.
55. **Завойский Е. К. и др.** В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 41.
56. **Загородников С. П. и др.** «Докл. АН СССР», 1970, **195**, с. 1065.
57. **Загородников С. П. и др.** «Письма ЖЭТФ», 1970, **11**, с. 475.
58. **Закатов А. П. и др.** «Докл. АН СССР», 1971, **198**, с. 1306.
59. **Зеленин Г. В. и др.** «Ж. эксперим. и техн. физ.», 1970, **56**, с. 1879.
60. **Зоммерфельд А.** Строение атома и спектры. Т. 1. М., Гостехиздат, 1956, с. 275.

61. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. Т. 1. М., Гостехиздат, 1956, с. 322.
62. Иванов В. К. Матем. сб. Новая сер., 1963, 61, 103, с. 211.
63. Исаенко Л. Г., Майоров Л. В., Щеглов Д. А. «Письма ЖЭТФ», 1970, 12, с. 320.
64. Кадомцев Б. Б., Шафранов В. Д. «Докл. АН СССР», 1966, 167, с. 1273.
65. Калашникова В. И. Фотографический метод исследования излучений. М., Физматгиз, 1962.
66. Калинин Ю. Г. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1962, 56, с. 462.
67. Калинин Ю. Г. Диссертация, М., ИАЭ, 1971.
68. Калмыков А. А. и др. «Ж. техн. физ.», 1967, 37, с. 877.
69. Калмыков А. А., Тимофеев А. Д., Шевчук В. А. «Ж. техн. физ.», 1970, 41, с. 2442.
70. Кисляков А. И., Петров М. П. «Ж. техн. физ.», 1970, 40, с. 1609.
71. Коган В. И. «Атомная энергия», 1958, 4, с. 178.
72. Койдан В. С., Пономаренко А. Г., Рагозин А. И. «Докл. АН СССР», 1970, 191, с. 1260.
73. Койдан В. С. и др. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 302.
74. Константинов С. Т., Цемник Ф. А. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 309.
75. Кузнецов Э. И. «Ж. техн. физ.», 1967, 37, с. 1550.
76. Кунце Х. Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгрёвена. Пер. с англ. М., «Мир», 1971, с. 372.
77. Кучеряев Ю. А., Панов Д. А. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 1. М., Атомиздат, 1963, с. 223.
78. Лаврентьев Н. П. О некоторых некорректных задачах математической физики. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962.
79. Лаврентьев О. А. и др. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 1, М., Атомиздат. 1963, с. 233.
80. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Теория поля. Изд. 5-е. М., «Наука», 1967.
81. Ландсберг Г. С. Оптика. М., Гостехиздат, 1957, с. 425.
82. Лифшиц Е. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1967, 53, с. 944.
83. Лифшиц Е. В., Березин Е. К., Ляпкало Ю. М. «Ж. техн. физ.», 1966, 36, с. 1087.
84. Малые ЭВМ сегодня. Сб. статей. Вып. 1. М., ЦНИИИ, 1971, с. 5.
85. Малышев Г. М., Раздобарин Г. Т., Семенов В. В. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 206.
86. Малышев Г. М., Раздобарин Г. Т., Семенов В. В. «Ж. техн. физ.», 1972, 42, с. 1429.
87. Мирнов С. В. «Атомная энергия», 1969, 26, с. 458.
88. Морозов А. И. «Ж. техн. физ.», 1970, 40, с. 1776.
89. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., «Наука», 1967.
90. Ньюэлл Т., Саймон Д. В сб.: Вычислительные машины и мышление. Пер. с англ. М., «Мир», 1967, с. 552.
91. Пергамент М. И., Ярославский А. И. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 2. М., Атомиздат, 1968, с. 89.
92. Пирс У. Д. В сб.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. Пер. с англ. Под ред. В. А. Фабриканта. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 221.

93. Пустыльник Е. И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М., «Наука», 1968, § 9.
94. Разумова К. А. «Атомная энергия», 1966, 20, 459.
95. Ратнер А. М. Квантовые генераторы с большой угловой расходимостью, Киев, «Наукова думка», 1970.
96. Раутиан С. Г. «Успехи физ. наук», 1958, 66, с. 475.
97. Рудаков Л. И., Кораблев Л. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1966, 50, с. 220.
98. Смолкин Г. Е. и др. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 45.
99. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., Физматгиз, 1963.
100. Соловьев Л. С., Шафранов В. Д., Юрченко Э. И. Plasma Phys. and Control. Nucl. Res. IAEA, Vienna, 1969, V. 1, p. 175.
101. Тихонов А. Н. «Докл. АН СССР», 1963, 151, с. 501.
102. Тихонов А. Н. «Докл. АН СССР», 1963, 153, с. 49.
103. Тихонов А. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1968, 55, с. 1903.
104. Турчин В. Ф., Козлов В. Н., Малкевич М. С. «Успехи физ. наук», 1970, 102, с. 345.
105. Фаддеев Д. К. «Труды мат. ин-та АН СССР», 1969, 53, с. 387.
106. Фаддеев Д. К., Фаддеева В. Н. «Ж. вычисл. матем. и матем. физ.», 1961, 1, с. 412.
107. Филиппов Н. В. и др. Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res. v. 1, IAEA, Vienna, 1971, p. 573.
108. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов, М. — Л., Физматгиз, 1963.
109. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1948, 25, с. 145.
110. Шнеебергер Р. и др. В сб.: Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение. Пер. с англ. Под ред. М. М. Бутлова. М., «Мир», 1965, с. 170.
111. Шолин Г. В. «Докл. АН СССР», 1970, 195, с. 589.
112. Щеглов Д. А. «Письма ЖЭТФ», 1967, 6, с. 949.
113. Щеглов Д. А., Кузнецов Э. И. «Ж. техн. физ.», 1970, 40, с. 1863.
114. Щеглов Д. А. В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с. 65.
115. Яковлев Д. Г. «Ж. техн. физ.», 1972, 42, с. 1557.
116. Arbuzov A. S., Deryator A. M., Shushurin S. P. 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Oxford, 1971, paper 4.4.3.4.
117. Ascoli-Bartoli U., Katzenstein J., Lovisetto L. Nature, 1964, 204, p. 672.
118. Ascoli-Bartoli U., Katzenstein J., Lovisetto L. Bull. Amer. Phys. Soc., 1964, 9, p. 495.
119. Autler S. H., Townes C. H. Phys. Rev., 1955, 100, p. 703.
120. Baconnet J. P. e. a. 9th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest, 1969, Proc. Conf., p. 641.
121. Baranger M., Moser B. Phys. Rev., 1961, 123, p. 25.
122. Baravian G. e. a. Phys. Lett., 1969, 30A, p. 198.
123. Bates D. R., Kingston A. E., Mc Whirter R. W. P. Proc. Roy. Soc., 1962, A267, p. 297.
124. Bates D. R., Kingston A. E. Planet. Space Sci., 1963, 11, p. 1.
125. Belland P. e. a. Rapport d'activite du groupe de chercheurs, EUR-CEA-FC-585 1 ère partie, 1971, p. 35.
126. Belland P., de Micheles C., Mattioli M. Opt. Communications, 1971, 3, p. 7.

127. Ben-Josef N., Rubin A. G. JQSRT, 1971, 11, p. 1.
128. Berezin A. B., Dubovoi L. V., Lublin B. V. 4th Eur. Conf. on Control. Fus. and Plasma Phys., Rome, 1970, p. 62.
129. Bernard A. e. a. Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res., IAEA, Vienne, 1971, p. 553.
130. Bernard A. e. a. 5th Eur. Conf. on Control. Fus. and Plasma Phys., Grenoble, 1972, v. 1, p. 65.
131. Bernstein J. B., Trehan S. K., Weenink M. P. H. Nucl. Fus., 1964, 4, p. 61.
132. Birdsall D. H. e. a. Nucl. Fus. Sup., 1962, p. 955.
133. Bishop A. S. e. a. Phys. Fluids, 1965, 8, p. 1541.
134. Blokhintsev D. Phys. Zs. Sowjetun., 1933, 4, p. 501.
135. Bockasten K. J. Opt. Soc. Amer., 1969, 51, p. 943.
136. Bodin H. A. B. e. a. 3^d Conf. on Plasma Phys. and Control. Fus. Res., Novosibirsk, 1968, CN — 24/K — 1.
137. Bohn W. L., Beth M. — U., Nedder G. JQSRT, 1967, 7, p. 661.
138. Bogen P., Rüsbüldt D. Phys. Fluids, 1966, 9, p. 2296.
139. Boyd T. J. M., Evans D. E., Gardner D. A. 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionised Gases, Contributed Papers, Oxford, 1970, paper 5.3.2.
140. Brown J. G. e. a. 3^d Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res., Novosibirsk, 1968, CN — 24/D — 3.
141. Burgers D. D., Fawsett B. C., Peacock N. J. Proc. Phys. Soc., 1967, 92, p. 805.
142. Burton W. M., Wilson R. Proc. Phys. Soc., 1961, 78, p. 1416.
143. Carolan P. G., Evans D. E. Rept. CLM-P, 1971, p. 259.
144. Carolan P. G., Evans D. E. 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Oxford, 1970, paper 5.3.2.
145. Cooper W. S., Ringler H. Phys. Rev., 1969, 179, p. 226.
146. Cooper W. S., Hicks W. W. Phys. Lett., 1970, 33A, p. 188.
147. Cooper W. S., Hess R. A. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, p. 433.
148. Corrigan S. J. B. J. Chem. Phys., 1965, 43, p. 4381.
149. Dellis A. N. e. a. Nature, 1965, 207, p. 56.
150. De Marco F., Segre S. E. Plasma Phys., 1972, 14, p. 245.
151. The Digital Equipment corporation small computer handbook. New PDP-8/1, 1967—1968 Edition, p. 51.
152. Dimock D., Mazzucato E. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, p. 713.
153. Dimock D. e. a. Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res., Vol. 1, Vienna, IAEA, 1972, p. 451.
154. Dougal A. A., Craig J. P., Gribble T. Phys. Rev. Lett., 1964, 13, p. 156.
155. Dougherty J. P., Farley D. T. Proc. Roy. Soc., 1960, A259, p. 79.
156. Dunn G. H., Van Zyl B. Phys. Rev., 1967, 154, p. 40.
157. Elwert G. Zs. Naturforsch., 1952, 7a, p. 432.
158. Evans D. E., Katzenstein. Rep. Prog. Phys., 1969, 32, p. 207.
159. Evans D. E., Carolan P. G. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, p. 1605.
160. Evans D. E., Carolan P. G. Rept. CLM-P, 1970, 252.
161. Falconer I. S., Ramsden S. A. J. Appl. Phys., 1968, 39, p. 3449.
162. Falconer I. S., Benesh R., Ramsden S. A. Phys. Lett., 1965, 14, p. 38.
163. Fejer J. A. Canad. J. Phys., 1961, 39, p. 716.
164. Fünfer E., Kronast B., Kunze H.-J. Phys. Lett., 1963, 5, p. 123.

165. **Fünfer E. e. a.** Proc. 6th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Paris. v. IV, 1964, p. 119.
166. **Forrest M. J. e. a.** Lab. Rept. CLM-107, 1970.
167. **Gallagher C. C., Levine M. A.** Phys. Rev. Lett., 1971, 27, p. 1693.
168. **Gerry E. T.** Phys. Fluids. 1964, 7, p. 208.
169. **Griem H. R., Kunze H.-J.** Phys. Rev., 1969, 23, p. 1279.
170. **Griem H. R.** Phys. Rev., 1963, 131, p. 1170.
171. **Halbach K.** Bull. Amer. Phys. Soc., 1965, 10, p. 219.
172. **Hamada V. J.** Phys. Soc. Japan, 1970, 29, p. 463.
173. **Hickock R. L., Joles F. C.** Bull. Amer. Phys. Soc., 1971, 16, p. 1231.
174. **Hicks W. W., Hess R. A., Cooper W. S.** Phys. Rev. A., 1972, 5, p. 490.
175. **Hinnov E. e. a.** Plasma Phys., 1972, 14, p. 755.
176. **Hinnov E., Bishop A. S.** Phys. Fluids, 1966, 9, p. 195.
177. **Hinnov E., Bishop A. S., Hoffman F. W.** PPPL Rept. MATT — 270, 1964.
178. **Hinnov E., Bishop A. S., Fallon H. Jr.** Plasma Phys., 1967, 10, p. 291.
179. **Hinnov E.** Phys. Fluids, 1964, 7, p. 130.
180. **Hirshberg J. G.** Rept. MATT-200, 1963.
181. **Hobbs R. C.** Rept. CLM-P221, 1969.
182. **Hoffman W. F., Bishop A. S., Hinnov E.** Bull. Amer. Phys. Soc., 1964, 9, p. 566.
183. **Keilhacker M., Steuer K.-H.** Phys. Rev. Lett., 1971, 26, p. 694.
184. **Keller R.** 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Oxford, 1971, paper 5.3.1.
185. **Kellerer L.** Zs. Physik, 1970, 239, S. 147.
186. **Kock M., Richter J.** Ann. Phys., 1969, 24, p. 30.
187. **Koydan V. S., Ponomarenko A. G., Rogosin A. J.** 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Oxford, 1971, p. 376.
188. **Kravec R.** Rev. Scient. Instrum., 1968, 39, p. 402.
189. **Kunze H.-J. e. a.** Phys. Lett., 1964, 11, p. 42.
190. **Kunze H.-J.** Zs. Naturforsch., 1965, 20a, S. 801.
191. **Kunze H.-J. e. a.** Phys. Fluids, 1969, 12, p. 2669.
192. **Kunze H.-J., Griem H. R.** Phys. Rev. Lett., 1968, 21, p. 1048.
193. **Laaspeere Th. J.** Geophys. Res., 1960, 65, p. 3955.
194. **Landon V. D.** Proc. IRE, 1941, 29, p. 50.
195. **Lehner G., Pohl F.** Zs. Physik, 1970, 232, S. 405.
196. **Mahafey D. W.** Phys. Rev., 1963, 129, p. 1481.
197. **Mc Cracken G. M., Maple J. H. C.** In: Proc. of 4th Symposium on Fusion Technology (Eng. problems in thermonuclear Research). Italy, Frascati, 1966.
198. **McLeod J. H. J.** Opt. Soc. Amer., 1954, 44, p. 592.
199. **McWhirter R. W. P., Hearn A. G.** Proc. Phys. Soc., 1962, 82, p. 641.
200. **McWhirter R. W. P.** Proc. Phys. Soc., 1960, 75, p. 520.
201. **Meisel D.** Zs. Physik, 1970, 236, S. 362.
202. **Morgan H. C.** Electronic Engng, 1969, 2, p. 66.
203. **Morgan P. D., Peacock N. J., Potter D. E.** Proc. of 3rd Eur. Conf. on Control. Fus. and Plasma Phys. Res., 1969, p. 118.
204. **Murakami M. e. a.** Oak Ridge Nat. Lab. Rept. ORNL-TM-3093, 1970.

205. **Murakami M., Clark J. F.** ORNL-TM-3128, 1970.
206. **Murakami M. e. a.** Bull. Amer. Phys. Soc., 1970, **11**, p. 1411.
207. **Nestor O. H., Olsen H. N.** SFAM Rev., 1960, **2**, p. 200.
208. **Notkin G. E., Filippov N. V., Shcheglov D. A.** 5th Eur. Conf. on Control. Fus. and Plasma Res., Grenoble, 1972, p. 69.
209. **Noyes J. G.** An automatic film reader to prepare data for digital computation, Edinburg, 1964.
210. **Gourdon V. e. a.** Rapport d'activite du groupe de chercheurs I ère partie, FAR EUR-CEA-FC-635, 1971, p. 140.
211. **Peacock N. J. e. a.** Nature, 1969, **224**, p. 486.
212. **Peacock N. J. e. a.** 5th Eur. Conf. on Control. Fus. and Plasma Res., Grenoble, 1972, v. 1, p. 66.
213. **Peacock N. J., Hobby M. G., Morgan P. D.** 4th Intern Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus., Res., Madison, 1971, CN-28/D — 3.
214. **Pechacek R. E., Trivelpiece A. W.** Phys. Fluids, 1967, **10**, p. 1688.
215. **Rinkins F. W.** Princeton Lab. Rep. MATT-818, 1970.
216. **Ramsden S. A., Davies W. E. B.** Bull. Amer. Phys. Soc., 1965, **10**, p. 534.
217. **Reinheimer J.** JQSRT, 1964, **4**, p. 671.
218. **Renau J. J.** Geophys. Res., 1960, **65**, p. 3631.
219. **Richter N., Högnér R.** Astronomische Nachrichten, 1963, **287**, p. 516.
220. **Roberts K. V.** Rept CLM — P281, 1971.
221. **Rosenbluth M. H., Rostoker N.** Phys. Fluids, 1962, **5**, p. 776.
222. **Russek A.** Phys. Rev., 1960, **120**, p. 1536.
223. **Salpeter E. E.** Phys. Rev., 1961, **122**, p. 1663.
224. **Schlüter A.** Phys. Blätter, 1970, **26**, p. 343.
225. **Schneider W.** Zs. Physik, 1972, **252**, S. 147.
226. **Scott R. e. a.** J. Appl. Phys., 1970, **41**, p. 5327.
227. **Sheffield J.** Rept CPPT24, Austin, 1970.
228. **Sheffield J.** Rept CLM-P297, 1971.
229. **Sigman D. S., Holt J. F., Pool M. L.** Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 1965, **10**.
230. **Simon J. e. a.** Доклад на конференции по автоматизации научных исследований. Новосибирск. 1970.
231. **Sirola R. O., Anderson T. P.** Rev. Scient. Instrum., 1967, **38**, p. 749.
232. **Spalding I. J. e. a.** Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res., IAEA, Vienne, 1969, **11**, p. 639.
233. **Tate J. T., Smith P. T.** Phys. Rev., 1932, **39**, p. 270.
234. **Theimer O., Sollid J. E.** Phys. Rev., 1968, **176**, p. 198.
235. **Traubenberg v. e. a.** Phys. Zs., 1929, **30**, S. 750.
236. **Traigt C. van.** 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Oxford, 1971, paper 4.4.4.7.
237. **Turner R., Poehler T. O.** Phys. Fluids, 1970, **13**, p. 1072.
238. **Wiese W. L., Shumaker J. B.** J. Opt. Soc. Amer., 1961, **51**, p. 937.
239. **Wilson R.** JQSRT, 1962, **2**, p. 447.
240. **Wood S. M., Miller M. H.** Rev. Scient. Instrum., 1970, **41**, p. 1196.
241. **Ya' akobi B., Bekefi G.** Phys. Lett., 1969, **30A**, p. 198.
242. **Yokley C. R., Shumaker J. B.** Rev. Scient. Instrum., 1963, **34**, p. 551.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Определение пространственных характеристик плазмы из интегральных соотношений	6
§ 1.1. Постановка задачи	6
§ 1.2. Методы численного решения уравнения Абеля	9
§ 1.3. Абелизация и различные диагностические методики	19
§ 1.4. Абелизация как случай решения «некорректно поставленной» задачи	25
Глава 2. Рассеяние как метод локальной диагностики плазмы	29
§ 2.1. Общая схема локальных измерений методом рассеяния	29
§ 2.2. Некоторые результаты теории лазерного рассеяния	31
§ 2.3. Краткий обзор экспериментов по лазерному рассеянию	48
§ 2.4. Рассеяние корпускулярного излучения как метод диагностики плазмы	52
Глава 3. Исследование электрических и магнитных полей в плазме	56
§ 3.1. Зондирование пучками заряженных частиц с целью определения электрических и магнитных полей в плазме	56
§ 3.2. Фарадеевское вращение плоскости поляризации	66
§ 3.3. Измерение электрических полей с помощью эффекта Штарка	80
§ 3.4. Изучение сателлитов запрещенных линий как метод диагностики турбулентной плазмы	94
Глава 4. Изучение материального и энергетического балансов плазмы	101
§ 4.1. Введение	101
§ 4.2. Определение времени жизни заряженных частиц в плазме	103
§ 4.3. Определение энергетического времени жизни плазмы	119
Глава 5. ЭВМ и диагностика плазмы	126
§ 5.1. Введение	126
§ 5.2. Характер и формы записи плазменной информации	127
§ 5.3. Системы сбора и обработки данных в плазменных экспериментах	143
§ 5.4. Математический эксперимент в диагностике плазмы	146
Список литературы	152

**Эдгард Иванович Кузнецов,
Джолиnard Андреевич Щеглов**
**МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ПЛАЗМЫ**

Редактор **Л. В. Белова, Н. Е. Никитина**
Художественный редактор **А. Т. Кирьянов**
Художник **Н. Н. Румянцев**

Технический редактор **Н. А. Власова**

Корректоры **О. Р. Харламова, М. А. Жарикова**

Сдано в набор 20. XII. 1973 г. Подписано к печати
18. IV. 1974 г Т-08808 Формат 84×108/32 Бумага
типографская № 2 Усл. печ. л. 8,4 Уч.-изд. л. 8,85
Тираж 2100 экз. Зак. изд. 71010 Зак. тип. 622
Цена 89 коп.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5
Московская типография № 4 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Москва, И-41, Б. Переяславская ул., дом 46

Э.И.КУЗНЕЦОВ, Д.А.ЩЕГЛОВ

МЕТОДЫ
ДИАГНОСТИКИ
ВЫСОКО-
ТЕМПЕРАТУРНОЙ
ПЛАЗМЫ

