

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКО- ХИМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ И ПРОЦЕССОВ

Курс лекций
для магистров направления - 14.03.02 Ядерные физика и технологии
3 семестр

Глава 1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение физических величин является основой научных экспериментов, комплексных испытаний и массовых измерений. В процессе измерений физические величины преобразуются в электрические и измеряются методами и средствами электрических измерений.

1.1. Средства измерения. Основные понятия и определения

Физическая величина - свойство, общее в качественном отношении для многих физических объектов, но индивидуальное - в количественном.

Основной задачей измерений является получение информации о значении физической величины в виде некоторого числа принятых для нее единиц.

Единица физической величины - это физическая величина, которой по определению присвоено численное значение, равное 1.

Результат измерения дает *только* оценку истинного значения физической величины с некоторой погрешностью.

Активными величины без использования вспомогательных источников энергии могут быть преобразованы в *сигнал измерительной информации* - сигнал, функционально связанный с измеряемой физической величиной (электрическое напряжение и ток, температура, механическая сила).

Для измерения *пассивных величин* (электрическое сопротивление, индуктивность, масса) необходимо использовать вспомогательный источник энергии, при помощи которого создается сигнал измерительной информации. Пассивные величины преобразуют в активные, которые и измеряются.

Аддитивные величины (экстенсивные) являются физическими или энергетическими свойствами объекта, к ним применимы операции суммирования и вычитания. Такие величины (длина, масса, сила, время, сила тока, ЭДС, скорость) можно измерять по частям, а также точно воспроизводить с помощью многозначной меры, основанной на суммировании размеров отдельных мер. Токи складываются при соединении проводов в узел; сопротивления - при последовательном, а проводимости - при параллельном соединении объектов (резисторы, трубопроводы); масса объекта равна сумме масс его частей.

Неаддитивные величины (интенсивные) (удельная электрическая проводимость, магнитная восприимчивость, плотность, вязкость) непосредственно не измеряются, а преобразуются в непосредственно измеряемые величины или измеряются путем косвенных измерений.

Метод измерения - совокупность приемов использования принципов и средств измерений. Принцип измерения - совокупность физических явлений, на которых основаны измерения. Методы измерений классифицируют по:

1. способу (алгоритму) сравнения измеряемой величины с единицей,
2. используемым физическим явлениям (закономерностям),
3. видам измерительных преобразований,
4. способу взаимодействия средства измерений с объектом,
5. способам воспроизведения величин заданного размера,
6. видам применяемых средств измерений,
7. информативному параметру сигнала измерительной информации,

8. используемым свойствам объекта исследования.

Измерение - нахождение значений физической величины опытным путем с помощью технических средств.

Измерительный прибор - средство измерения, предназначенное для выработки измерительной информации. *Действительное значение* - величина, установленная измерением с допустимой погрешностью.

1.2. Планирование и организация измерений

Типовыми задачами измерения физических величин являются:

1. оценка скалярной величины (размер, частота, концентрация, масса);
2. оценка векторных величин (магнитная индукция, сила, скорость);
3. воспроизведение процесса в координатах «физическая величина - время»;
4. воспроизведение характеристик процессов (объектов) в различных координатах (ВАХ, кривая намагничивания, АЧХ).

Процесс измерения можно разделить на три основных этапа:

1. подготовка и планирование измерений;
2. выполнение измерений;
3. обработка и анализ полученных данных.

Измерение включает в себя стадии:

1. формулировку цели;
2. выбор моделей объектов или класса моделей;
3. составление программы действий, методическую и материальную подготовку;
4. измерения и обработку первичных данных в реальном масштабе времени;
5. обработку данных и оценку погрешности измерения;
6. анализ полученных данных, формулировку результата и оценки исследования.

При подготовке и планировании измерений уточняется:

1. цели и задача измерений;
2. априорной информации об объекте исследования и измеряемых величинах (функциональные связи между измеряемыми величинами, результаты предварительных измерений, предполагаемые диапазоны);
3. моделей объектов и измеряемых физических величин;
4. измеряемых параметров модели, которые адекватны определяемым физическим величинам;
5. зависимости между определяемой и измеряемыми величинами;
6. условий измерения и влияющих величин;
7. допустимых погрешностей измерений (для косвенных измерений необходимо определить допустимую погрешность измерения каждой из непосредственно измеряемых величин);
8. необходимых методов измерения отдельных величин;
9. требуемых средств измерения, их метрологических характеристик и способов автоматизации измерений;
10. планирования измерений;
11. методов коррекции погрешностей измерений;

- 12.требуемой формы представления результатов измерений;
- 13.необходимых алгоритмов и средств обработки экспериментальных данных, оценки погрешностей измерений и их достоверности;
- 14.требуемых и имеющихся ресурсов (необходимые затраты);
- 15.экономической эффективности измерений.

При определении требований к погрешностям измерений исходят из цели. Требования к точности измерений должны быть обоснованы, их нельзя завышать (высокая точность измерений требует больше ресурсов и времени).

1.3. Погрешностей измерений

Погрешность измерения - отклонение значений величины, найденной путем ее измерения, от истинного значения измеряемой величины. *Погрешность прибора* - разность между показанием прибора и истинным (действительным) значением измеряемой величины.

Погрешности измерений (*систематические* и *случайные*) при измерении проявляются совместно и образуют нестационарный случайный процесс.

Систематические погрешности определяют качество измерений (правильностью измерений). Чем меньше систематические погрешности, тем правильнее измерение (правильно выбраны модели объектов измерения, методы и средства измерений, измерительные процедуры, вычислительные алгоритмы). Правильность измерений в значительной степени зависит от квалификации экспериментатора (систематические погрешности можно выявить и принять меры для их уменьшения при подготовке и в ходе эксперимента).

Систематические погрешности могут быть выявлены и оценены теоретически путем анализа свойств объекта, условий измерения, особенностей метода, характеристик средств измерений, априорной информации.

Сходимость измерений - качество измерений, отражающее близость друг к другу результатов измерений, выполненных в одинаковых условиях. Сходимость тем лучше, чем меньше случайные погрешности.

Случайные погрешности, в отличие от систематических, нельзя заранее выявить и устранить до и в процессе измерения. Их влияние на результат измерения можно уменьшить путем проведения измерений с многократными наблюдениями и последующей обработки результатов.

В большинстве случаев, кроме метрологических работ, измерения проводятся однократно и особое внимание следует уделять методам уменьшения систематических погрешностей. *По характеру изменения* систематические погрешности делятся на постоянные и переменные. Последние подразделяются на периодические и прогрессирующие.

Постоянные погрешности могут быть связаны с неточной градуировкой шкалы прибора, отклонением размера меры от номинального значения, неточным выбором моделей объектов.

Периодическая погрешность изменяется по периодическому закону.

Прогрессирующими называются погрешности, монотонно изменяющиеся (увеличивающиеся или уменьшающиеся) обычно по неизвестному закону (старение элементов средства измерения), но могут быть скорректированы

при его периодической поверке.

По причине возникновения погрешности измерений разделяются на: методические, инструментальные и погрешности взаимодействия.

Методические погрешности обусловлены неадекватностью принимаемых моделей реальным объектам, несовершенством методов измерений, упрощением зависимостей, положенных в основу измерений, неопределенностью (диффузностью) объекта измерения.

Инструментальные погрешности обусловлены особенностями используемых в средствах измерений принципов и методов, а также схемным, конструктивным и технологическим несовершенством средств измерений.

Погрешности взаимодействия обусловлены взаимным влиянием средства измерений, объекта исследования и экспериментатора.

1.4. Методы уменьшения погрешностей измерений

Выявление и устранение причин возникновения погрешностей - наиболее хороший способ уменьшения *всех* видов систематических погрешностей.

Систематические погрешности можно уменьшить рациональным расположением средств измерений по отношению друг к другу, к источнику влияющих воздействий и к объекту исследования.

Систематические погрешности, являющиеся не изменяющимися во времени функциями влияющих величин или обусловленные стабильными физическими эффектами, могут быть теоретически рассчитаны и устранены введением поправок или использованием корректирующих цепей. Расчетным путем можно также определить ряд погрешностей взаимодействия, например погрешность от собственного потребления мощности средством измерений.

Радикальным способом устранения систематических погрешностей является поверка средств измерений в рабочих условиях с целью определения поправок к результатам измерения.

Метод инвертирования используется для устранения ряда постоянных и медленно изменяющихся систематических погрешностей. Распространенным вариантом метода инвертирования является *метод исключения погрешности по знаку*, который часто применяется для исключения известных по природе погрешностей, источники которых имеют направленное действие, например погрешностей от влияния постоянных магнитных полей, термо-ЭДС.

Метод замещения (метод разновременного сравнения) является наиболее универсальным методом, который дает возможность устранить большинство систематических погрешностей. Измерения осуществляются в два приема. Сначала по отсчетному устройству прибора делают отсчет измеряемой величины, а затем, сохраняя все условия эксперимента неизменными, вместо измеряемой величины на вход прибора подают известную величину, значение которой с помощью регулируемой меры (калибратора) устанавливают таким образом, чтобы показание прибора было таким же, как при включении измеряемой величины. За результат измерения принимается значение известной величины, определяемое по входному коду меры.

Разновидностью метода замещения является *метод разновременного*

компарирования, который используется при измерениях таких величин, которые нельзя с высокой точностью воспроизводить при помощи регулируемых мер или других технических средств.

Разновидностью метода замещения является *метод образцовых сигналов*: на вход средства измерений периодически вместо измеряемой величины подаются образцовые сигналы такого же рода, что и измеряемая величина.

Метод вспомогательных измерений используется для исключения погрешностей от влияющих величин и неинформативных параметров входного сигнала: одновременно с измеряемой величиной X при помощи вспомогательных измерительных устройств производится измерение каждой из влияющих величин и вычисление поправок Δ_i к результатам измерения.

Метод симметричных наблюдений заключается в проведении многократных наблюдений через равные промежутки времени и усреднении результатов наблюдений, симметрично расположенных относительно среднего наблюдения. Метод применяется для исключения прогрессирующих погрешностей, изменяющихся по линейному закону.

1.5. Порог чувствительности прибора

При регистрации электрического сигнала с малой амплитудой используются электронные усилители.

Предельный порог чувствительности усилителей прямого усиления. Собственные шумы электронных усилителей (по виду их зависимости от частоты) можно разделить на: белый шум, спектральная плотность мощности S_0 которого не зависит от частоты и фликкер-шум (розовый шум), спектральная плотность мощности которого изменяется обратно пропорционально частоте. Полная спектральная плотность шума усилителя

$$S_{\Sigma 1} = S_0 (1 + f_0 / f), \quad (2-4)$$

где f_0 - частота сопряжения, на которой белый и розовый шумы имеют одинаковую спектральную плотность.

Активное сопротивление R_i (вне зависимости от его физической природы) имеет белый шум, спектральная плотность которого (формула Найквиста)

$$S_R = 4kTR_i \quad (2-5)$$

В простейшем случае, когда усилитель эквивалентен ФНЧ - фильтру нижних частот первого порядка (с постоянной времени τ) и с приведенным АЧХ

$$\left| \frac{G(f)}{G(0)} \right|^2 = \frac{1}{(2\pi f\tau)^2 + 1}, \quad (2.7)$$

входной белый шум со спектральной плотностью S_0 вызывает приведенное ко входу напряжение шума со средним квадратическим значением

$$U_{ш.б.} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{S_0}{\tau}}. \quad (2.8)$$

Внутренний шум источника сигнала со спектральной плотностью, определяемой (2-5), является причиной возникновения напряжения шума

$$U_{ш.в.} = \sqrt{kTR_i / \tau}. \quad (2.9)$$

Соотношение (2-9) определяет порог чувствительности, который мог бы быть достигнут с помощью идеального (нешумящего) усилителя.

Если инерционность усилителя определяется преимущественно емкостью его входной цепи, так что $\tau = R_i C_{вх}$, то тогда из выражения (2-9) получим

$$U_{ш.и.} = \sqrt{kT/C_{вх}}.$$

В этом случае рассматриваемая составляющая шума не зависит от выходного сопротивления источника сигнала R_i .

Для уменьшения порога чувствительности усилителя переменного напряжения следует уменьшать ширину его полосы пропускания и по возможности располагать ее выше частоты f_0 , разграничивающей области действия фликкер-шума и белого шума.

Шум источника сигнала и внутренний шум усилителя статистически независимы. Полный шумовой сигнал усилителя

$$U_{ш.вх.} \approx \sqrt{\overline{U_{ш.и.}^2} + \overline{U_{ш.у.}^2}}.$$

Усилитель с преобразованием спектра (усилитель с модуляцией-демодуляцией (МДМ)) содержит модулятор М, усилитель модулированного сигнала У1, демодулятор ДМ и выходной усилитель У2 (см. рис. 2-8, а). Как правило, используется амплитудная модуляция гармонического колебания.

Пусть спектр сигнала располагается в полосе от нуля до некоторой частоты f_c и имеет вид, показанный на рис. 2-8, б (индексы у обозначений спектров $S_1 - S_5$ на рис. 2-8, б, в, г такие же, как у соответствующих напряжений на рис. 2-8, а). После амплитудной модуляции спектр сигнала преобразуется в нижнюю и верхнюю боковые полосы, прилегающие к частоте исходного модулируемого колебания f_m (см. рис. 2-8, в). Штриховой линией на рис. 2-8, в показана кривая спектральной плотности шумов усилителя У1. Как видим, модуляция позволяет переместить спектр сигнала в ту частотную область, где действие фликкер-шума практически незаметно. Для этого необходимо, чтобы разность $f_m - f_c$ превосходила частоту сопряжения белого и розового шумов f_0 . Устранить влияние фликкер-шума можно простым методом - включая фильтр верхних частот (ФВЧ) в состав усилителя У1.

При подаче на вход демодулятора сигнала, спектр которого располагается в частотной полосе от $f_m - f_c$ до $f_m + f_c$, на его выходе получим две боковые полосы, одна из которых будет располагаться в диапазоне от 0 до f_c (см. рис. 2-8, г), а вторая - в диапазоне от $2f_m - f_c$ до $2f_m + f_c$, (на рис. 2-8, г не показано). Если фликкер-шум усилителя У1 не был предварительно подавлен ФВЧ, то его спектр будет перенесен демодулятором в область частот, прилегающих к частоте несущего колебания от f_m (штриховая линия на рис. 2-8, г). Это дает возможность устранить влияние этой составляющей шума путем включения ФНЧ в состав демодулятора или выходного усилителя У2. Собственный шум усилителя У2 не оказывает заметного влияния на выходной сигнал, поскольку этот шум действует на фоне усиленного усилителем У1 входного сигнала.

Порог чувствительности усилителя МДМ (см. рис. 2-8, а) при правильно выбранной частоте модуляции ($f_m > f_0 + f_c$) определяется только дисперсией шума модулятора и приведенной ко входу дисперсией белого шума усилите-

ля У1. Вторая составляющая обычно преобладает, так что

$$U_{ш.у.} \approx \sqrt{S_o(f_b - f_n)},$$

где S_o - приведенная ко входу спектральная плотность белого шума усилителя У1; f_b и f_n - верхняя и нижняя границы полосы пропускания усилителя.

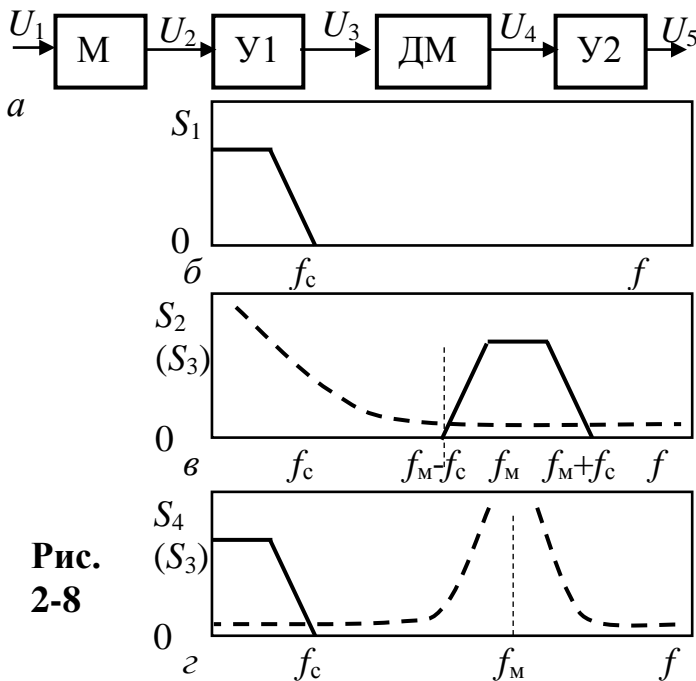


Рис. 2-8

Кривые на рис. 2-8 справедливы для любой гармоники прямоугольного несущего колебания. Усилитель У1 в структурной схеме на рис. 2-8, а должен усиливать только переменную составляющую входного сигнала. Поэтому дрейф нулевого уровня усилителя У1 не влияет на выходное напряжение усилителя МДМ. Смещение нуля усилителя МДМ определяется только качеством используемого модулятора и значением его собственной термо-ЭДС, возникающей во входной цепи.

1.6. Электрические наводки и их классификация

В измерительной цепи, как правило, присутствуют мешающие сигналы, проникшие извне - через электростатическое или электромагнитное экраны либо через изоляционные элементы. Эти сигналы, называемые помехами (наводки), зачастую имеют более высокий уровень, чем собственные шумы, поэтому они определяют порог чувствительности измерительных устройств.

По характеру проявления помехи делят на 2 группы:

1. *синфазные* помехи (*продольные* или помехи общего вида). Действуют между землей и входными зажимами средства измерений.
2. *дифференциальные* помехи (*поперечные* или помехи нормального вида). Действуют между входными зажимами измерительного устройства.

Поперечные помехи приводят к возникновению погрешностей, т.к. проявляются так же, как и измеряемый сигнал. Продольные помехи опасны потому, что они могут преобразовываться в поперечные.

Традиционным методом борьбы с помехами является экранирование. Проводящие экраны, соединенные с общим проводом, защищают измерительную цепь от действия помех, вызванных электростатическими и ВЧ ЭМ полями. Ферромагнитные экраны защищают от влияния постоянных и низкочастотных магнитных полей. Для уменьшения помех, проникающих в измерительную цепь через паразитные гальванические связи, следует повышать качество изоляции и применять так называемые охранные проводники, отводящие на корпус (или в другую точку цепи) паразитные токи утечки.

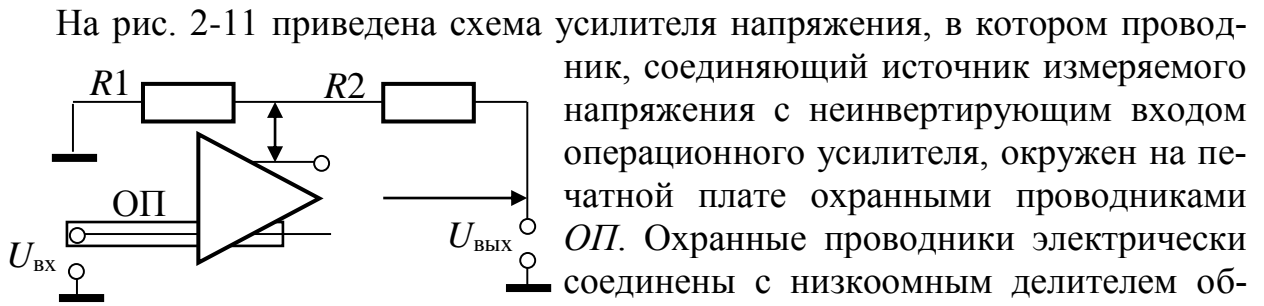


Рис. 2.11.

На рис. 2-11 приведена схема усилителя напряжения, в котором проводник, соединяющий источник измеряемого напряжения с неинвертирующим входом операционного усилителя, окружен на печатной плате охранными проводниками ОП. Охранные проводники электрически соединены с низкоомным делителем обратной связи R1, R2, поэтому токи утечки, попадающие на эти проводники, не влияют на выходное напряжение. С другой стороны, конечное сопротивление между входным и охранными проводниками не вызывает нежелательных токов, поскольку они имеют практически один и тот же электрический потенциал (принцип эквипотенциальной защиты).

1.7. Способы подавления внешних помех (наводок)

Методы снижения влияния продольных помех. В простейшем случае прибор имеет несимметричный вход и его низкопотенциальный входной зажим соединен с корпусом прибора (см. рис. 2-13, а). Источник сигнала $U_{\text{ВХ}}$ соединяется с входом прибора двухпроводной линией, сопротивления проводов которой равны r_1 и r_2 . Источник сигнала и измерительный прибор через сопротивления Z_1 и Z_2 связаны с землей. Эти сопротивления обусловлены емкостными и гальваническими утечками на землю или сопротивлением заземления, если таковое имеется. Между точками земли а и б (см. рис. 2-13, а) имеются сопротивление Z_3 и напряжение $U_{\text{П}}$, вызванное наличием блуждающих токов, токов заземления силовых установок. Напряжение $U_{\text{П}}$ представляет собой продольную помеху. За счет этой помехи на входе прибора $R_{\text{ВХ}}$ будет создаваться напряжение поперечной помехи, которое при условии r_1 и $r_2 \ll R_{\text{ВХ}}$ равно ($Z_{1,2,3} = Z_1 + Z_2 + Z_3$)

$$U_{\text{П.ВХ}} \approx U_{\text{П}} \frac{r_2}{r_2 + Z_{1,2,3}}.$$

Комплексные сопротивления $Z_1 + Z_2 + Z_3$ практически не поддаются контролю и могут быть сравнимыми с сопротивлением низкопотенциального провода r_2 . Поэтому продольная помеха в значительной мере преобразуется в поперечную $U_{\text{П.ВХ}}$.

Для снижения влияния *продольных* помех можно выполнять вход прибора симметричным, чтобы сопротивления между каждым из входных зажимов и корпусом были большими. В этом случае входная цепь прибора приобретает вид четырехплечевого моста. Продольная помеха оказывается приложенной к диагонали этого моста, а напряжение на другой диагонали представляет собой поперечную помеху. Уравновешивая состояние моста (путем симметрирования соединительной линии и выхода источника сигнала) удастся уменьшить преобразование продольной помехи в поперечную.

В наибольшей степени влияние продольной помехи ослабляется в средствах измерений, в которых входная часть гальванически отделена от остальной измерительной цепи и использовано защитное экранирование ее (см. рис.

2-13, б). Соединение источника сигнала с измерительным прибором осуществляется при этом трехпроводной линией. Третий провод (r_3 на рис.2-13, б), обычно выполняемый в виде цилиндрического экрана, охватывающего два других провода, соединяет низкопотенциальный вывод источника сигнала с внутренним экранирующим кожухом. Этот кожух экранирует входную часть прибора. Он изолирован от корпуса прибора и от низкопотенциального входного зажима (сопротивления изоляции Z_4 и Z_5). При этом *поперечная* помеха

$$U_{\text{п.вх}} \approx U_{\text{п}} \frac{r_3}{Z_{1,2,3} + Z_4} \frac{r_2}{Z_5 + r_2}. \quad (2-23)$$

При высоком сопротивлении изоляции Z_4 и Z_5 поперечная помеха будет составлять ничтожно малую часть продольной помехи.

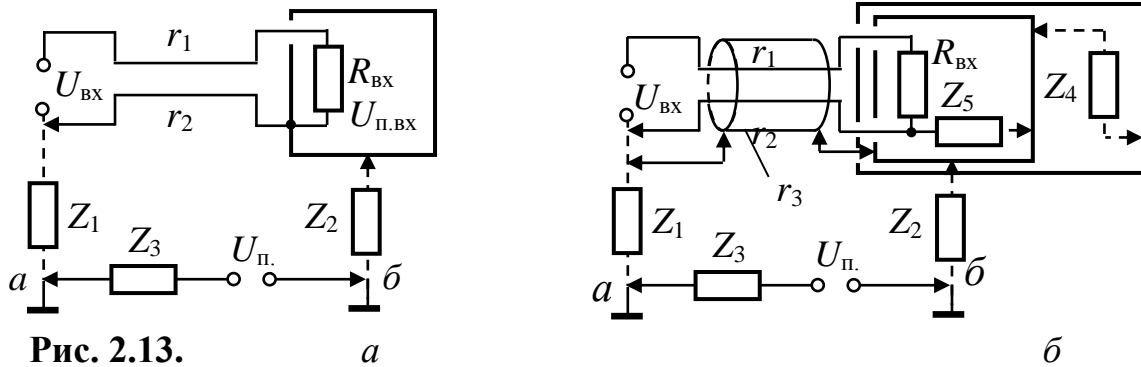


Рис. 2.13.

а

б

Обмен сигналами между гальванически изолированной входной частью прибора и остальной измерительной цепью обычно осуществляется с помощью трансформаторной или оптронной цепи связи. Для питания гальванически изолированного узла используются отдельные обмотки силового трансформатора с соответствующими выпрямителями и стабилизаторами. Наличие гальванического разделения заметно усложняет схему прибора. Часто гальваническое разделение применяется без защитного экранирования. В этом случае третий провод соединительной линии (r_3 на рис.2-13, б) может быть исключен и низкопотенциальный входной зажим непосредственно соединен с экранирующим кожухом, если таковой имеется. Это упрощает прибор, но вместе с тем снижается ослабление продольной помехи. Значение поперечной помехи для такого варианта прибора может быть найдено из (2-23) при подстановке в нее $Z_5=0$.

Входные провода (r_1 и r_2 на рис. 2-13) рекомендуется скручивать для защиты от электромагнитных полей и экранировать, чтобы избежать влияния электростатических полей. Электростатический экран на рис. 2-13 не показан. Он обычно электрически соединяется с корпусом прибора. В случае схемы рис.2-13, б это второй экран, охватывающий соединительные провода (r_1 и r_2) и первый экран (r_3), но без электрической связи с ним.

Значительную долю помех, проявляющихся при измерении сигналов низкого уровня, составляют *сетевые* помехи.

При измерении слабых сигналов сетевая помеха, как правило, многократно превышает полезный сигнал. Вследствие этого любая нелинейность ха-

рактические преобразования прибора приводит к появлению заметной постоянной составляющей сигнала, обусловленной эффектом «выпрямления» сигнала помехи. В частности, входной электронный усилитель, перегруженный сетевой помехой, начинает работать вне линейного участка характеристики преобразования (появление значительных погрешностей). Поэтому на входе усилителя устанавливают пассивный ФНЧ или на 50 Гц.

1.8. Оцифровка электрических сигналов

Цифро-аналоговые преобразователи (ЦАП) служат для преобразования цифрового кода в аналоговый сигнал. Работа ЦАП основана на суммировании аналоговых сигналов, пропорциональных весам разрядов входного цифрового кода, с коэффициентами, равными «0» или «1» в зависимости от значения соответствующего разряда кода.

ЦАП преобразует двоичный код $Q_4Q_3Q_2Q_1$ в аналоговую величину, обычно напряжение $U_{\text{ВЫХ}}$. Двоичный код имеет вес i -го разряда вдвое больше, чем вес $(i-1)$ -го. Работу ЦАП можно описать формулой

$$U_{\text{ВЫХ}} = e \times (Q_1 \times 1 + Q_2 \times 2 + Q_3 \times 4 + Q_4 \times 8 + \dots), \quad (1)$$

где e - напряжение, соответствующее весу младшего разряда, Q_i - значение i -го разряда двоичного кода (0 или 1).

Например, коду 1001 соответствует $U_{\text{ВЫХ}} = e \times (1 \times 1 + 0 \times 2 + 0 \times 4 + 1 \times 8) = 9 \times e$, а цифровому коду 1100 - $U_{\text{ВЫХ}} = e \times (0 \times 1 + 0 \times 2 + 1 \times 4 + 1 \times 8) = 12 \times e$.

Упрощенная схема реализации ЦАП представлена на рис. 1. В схеме i -й ключ замкнут при $Q_i = 1$, при $Q_i = 0$ - разомкнут. Как правило, $R \gg R_{\text{Н}}$.

Эквивалентное сопротивление обведенного пунктиром двухполюсника $R_{\text{ЭК}}$ и сопротивление нагрузки $R_{\text{Н}}$ образуют делитель напряжения, тогда

$$U_{\text{ВЫХ}} = E \times R_{\text{Н}} / (R_{\text{ЭК}} + R_{\text{Н}}) \approx E \times R_{\text{Н}} / R_{\text{ЭК}} \quad (2)$$

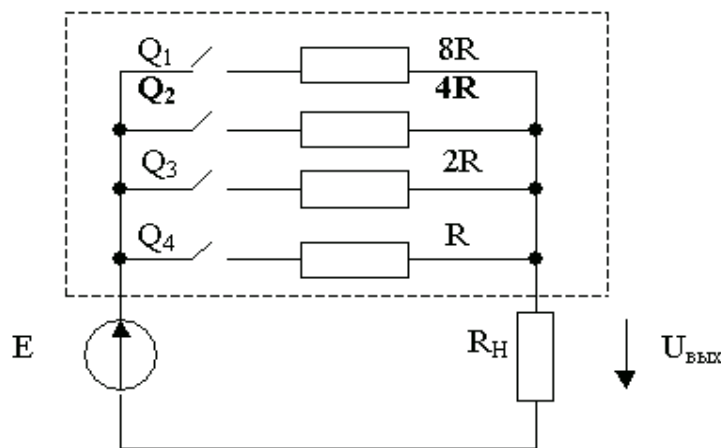


Рис. 1 - Схема цифро-аналогового преобразователя

Проводимость двухполюсника $1 / R_{\text{ЭК}}$ равна сумме проводимостей ветвей (при $Q_i = 1$ i - ветвь включена, при $Q_i = 0$ - отключена)

$$1 / R_{\text{ЭК}} = Q_1 / 8R + Q_2 / 4R + Q_3 / 2R + Q_4 / R \quad (3)$$

Подставив (3) в (2), получаем выражение, идентичное (1)

$$U_{\text{ВЫХ}} = (8E R_{\text{Н}} / R) \times (Q_1 \times 1 + Q_2 \times 2 + Q_3 \times 4 + Q_4 \times 8)$$

Очевидно, что $e = 8E R_{\text{Н}} / R$. Выбором e можно установить требуемый масштаб аналоговой величины.

Аналогово-цифровые преобразователи. Для ввода аналоговых сигналов в ПК применяются аналогово-цифровые преобразователи (АЦП). АЦП преобразует входное напряжение (тока) в двоичный код.

Структурная схема АЦП последовательного приближения (см. рис. 2) работает следующим образом. Входной аналоговый сигнал $U_{вх}$ перед началом преобразования запоминается схемой выборки – хранения (ВХ), что необходимо, т.к. в процессе преобразования необходимо изменение аналогового сигнала. Далее по команде “Пуск” с помощью сдвигового регистра последовательно во времени каждый триггер T_i , начиная со старшего разряда, переводит в положение 1 соответствующий разряд ЦАП. Напряжение U_1 (ток) с выхода ЦАП сравнивается с входным аналоговым сигналом с помощью компаратора (КП). Если $U_0 > U_1$, на выходе компаратора сохраняется низкий уровень и в триггере сохраняется единица, при $U_0 < U_1$ срабатывает компаратор и переводит триггер в положение 0. После окончания цикла на выходах триггеров формируется двоичный код, соответствующий (при идеальных элементах) U_0 с точностью до половины младшего разряда.

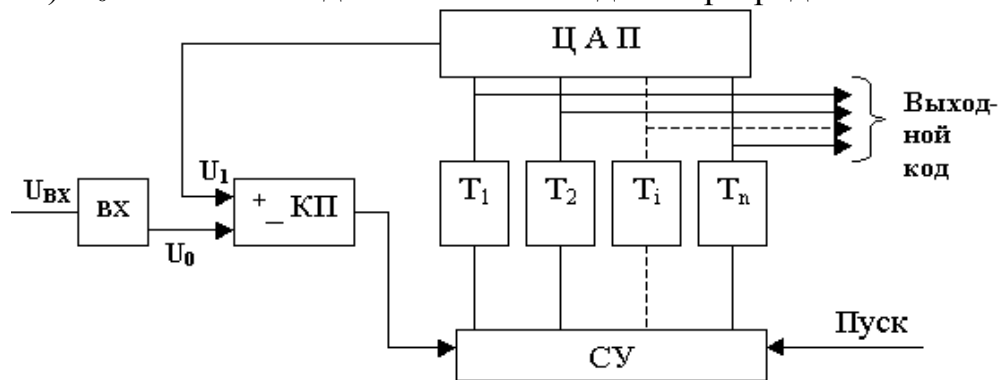


Рис. 2. Схема АЦП последовательного приближения

Погрешность АЦП определяется неточностью ЦАП, зоной нечувствительности и смещением нуля компаратора, а также погрешностью схемы выборки-хранения.

Поскольку в такой схеме ошибка в каком-либо разряде в дальнейшем не корректируется, необходимо, чтобы время на “взвешивание” каждого разряда было достаточно для затухания переходного процесса до уровня, соответствующего половине младшего разряда, и чтобы при разбалансе $U_1 - U_0$ на это значение компаратора успел сработать. Общее время преобразования

$$t_{пр} = t_{вх} + n(t_{3,к} + t_y + t_{ц}) + t_{сб},$$

где $t_{вх}$ – время, необходимое для фиксации $U_{вх}$ схемой ВХ; n – число разрядов; $t_{3,к}$ – время задержки, вносимое компаратором; t_y – время установления U_1 на входе ЦАП; $t_{ц}$ – время задержки цифровых элементов в схеме управления и срабатывания триггера; $t_{сб}$ – время для сброса ЦАП в исходное состояние, включая время, необходимое для синхронизации с началом такта.

Наибольшую долю в $t_{пр}$ обычно вносит t_y , наибольшая величина которого

$$t_y = (1+n)T_3 \ln 2,$$

где T_3 – эквивалентная постоянная времени на входе ЦАП. Если на его выходе включен ОУ, который полезен для уменьшения выходного сопротивления и ускорения тем самым переходного процесса, то $T_3 \approx 1/2p f_{ср}$ ($f_{ср}$ – частота

среза ОУ по контуру обратной связи).

АЦП параллельного типа имеет существенно меньшее $t_{пр}$ (см. рис. 3.) Здесь входная аналоговая величина U_0 с выхода схемы ВХ сравнивается с помощью $2^{n+1} - 1$ компараторов с 2 ($2^n - 1$) эталонными уровнями, образованными делителями из резисторов равного сопротивления. При этом срабатывают m младших компараторов, образующих на выходах схем И-НЕ нормальный единичный код, затем который с помощью специального дешифратора ДШ преобразуется в двоичный выходной сигнал.

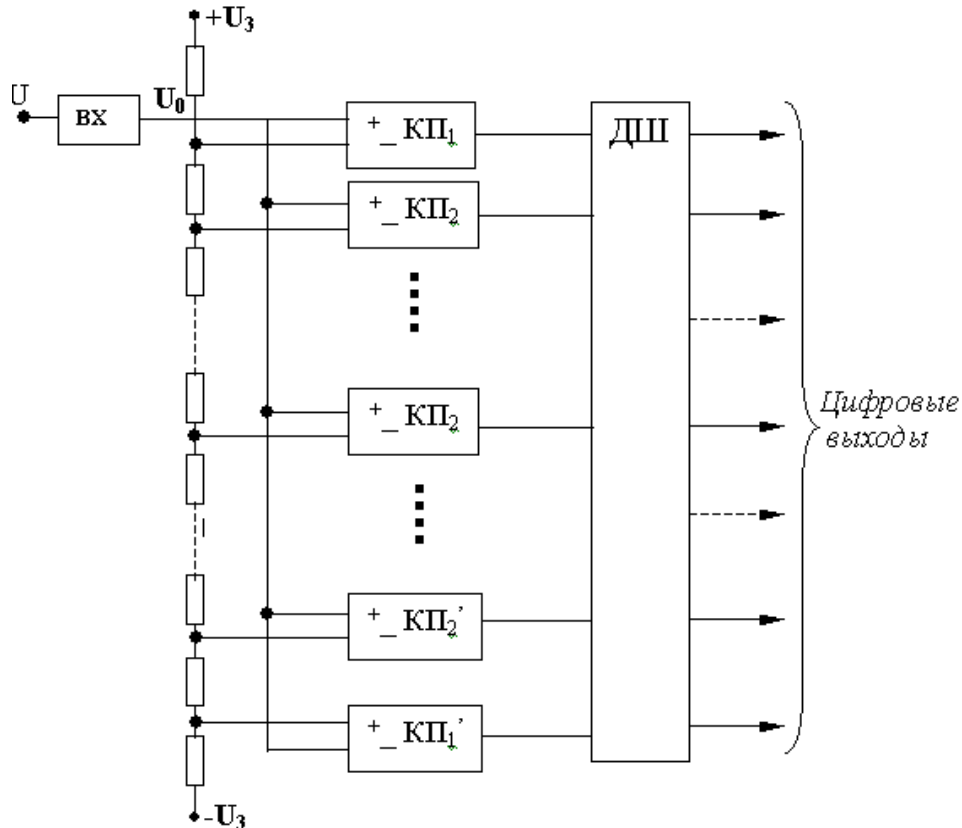


Рис. 3. Схема АЦП параллельного типа.

Погрешность АЦПП определяется неточностью и нестабильностью эталонного напряжения, резистивного делителя и погрешностями компараторов. Значительную роль могут играть входные токи компараторов, если делитель недостаточно низкоомный.

Время преобразования складывается из следующих составляющих

$$t_{пр} = t_{вх} + t_{з,к} + k t_{л,сi} ,$$

где $t_{л,сi}$ - время задержки; k - число последовательных логических схем.

При использовании компараторов со стробированием АЦПП может быть без схемы ВХ. При этом он обеспечивает наибольшее быстродействие.

АЦП характеризуются: разрядностью цифрового кода (8-32 бит), частотой оцифровки (от 1 Гц до 10 МГц), числом аналоговых входов (1, 2, 4, 8, 16, 32), диапазоном входного напряжения, знаками напряжения (однополярный, дифференциальный), наличием и количеством цифровых входов-выходов.

Глава 2. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Измерительный сигнал, получаемый от объекта, передается в измерительный прибор в виде импульса какого-либо вида энергии. Первичные сигналы не всегда удобны для передачи, переработки, дальнейшего преобразования и воспроизведения. Поэтому воспринимаемые чувствительными элементами параметры преобразуются в электрические сигналы. Измерительные преобразователи (ИП) предназначены для однозначного преобразования неэлектрических величин в электрические сигналы.

Можно говорить о сигналах: первичных - непосредственно характеризующих контролируемый процесс; воспринимаемых чувствительным элементом прибора; подаваемых в измерительную схему. При передаче информации от объекта к указателю прибора сигналы претерпевают ряд изменений по уровню и спектру и преобразуются из одного вида энергии в другой.

Градуировочная характеристика ИП - зависимость между входной и выходной величинами. Коэффициент преобразования - отношение сигнала на выходе преобразователя Δy , к изменению сигнала на входе Δx

$$k = \Delta y : \Delta x$$

Диапазон преобразования это область изменения измеряемой величины, для которой нормированы допускаемые погрешности преобразователя (абсолютная и относительная). По назначению ИП делятся на преобразователи механических, тепловых, химических, магнитных, биологических величин. По принципу действия ИП делятся на генераторные и параметрические.

К датчикам физических параметров предъявляются требования: миниатюрность (возможность встраивания), дешевизна (серийное производство), механическая прочность. Прибор должен воспроизводить измеряемые величины с допускаемыми погрешностями.

2.1. Оптические преобразователи

Оптические преобразователи, как правило, построены на использовании явления фотоэффекта. Различают внутренний и внешний фотоэффект. Внутренний фотоэффект – явление, происходящее внутри кристаллической решетки твердого тела при воздействии светового потока. При этом происходит изменение энергетического состояния носителей зарядов, приводящее к увеличению их концентрации и перераспределению внутри кристалла (характерен только для полупроводников и диэлектриков). Внешний фотоэффект состоит в эмиссии электронов под действием светового потока.

К преобразователям с внешним фотоэффектом относятся вакуумные и газонаполненные фотоэлементы и ФЭУ.

Вакуумные фотоэлементы состоят из вакуумированной стеклянной колбы, содержащей: анод и катод. При освещении фотокатода под влиянием фотонов он эмитирует электроны. Если между анодом и фотокатодом приложено напряжение, то электроны образуют электрический ток (*фототок*).

Газонаполненный фотоэлемент аналогичен вакуумному, но заполнен газом. При ионизации газа происходит усиление тока фотоэмиссии. Чувствительность газонаполненных преобразователей выше, чем у вакуумных.

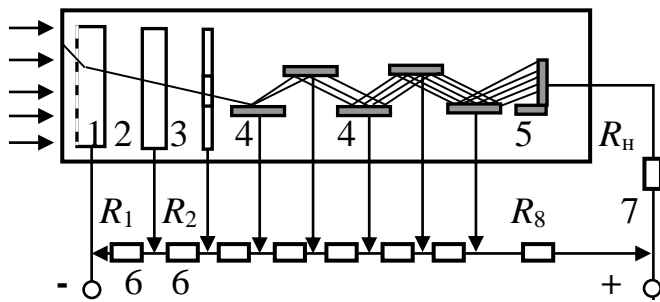


Рис. 4.45. Схема ФЭУ. 1- фотокатод, 2 – электрод, 3 – диафрагма, 4 – диноды, 5 – анод, 6 – сопротивления делителя, 7 – нагрузочное сопротивление

ФЭУ - это вакуумный фотоэлемент, снабженный системой электродов для усиления тока фотоэмиссии. Принципиальная схема ФЭУ показана на рис. 4.45. Свет падает на фотокатод ΦK , который эмитирует электроны. Поток электронов фокусируется электрическим полем, создаваемым электродом Э, формируется диафрагмой Д и направляется на ускоряющий электрод - динод Э1. Напряжение

на диноде таково, чтобы энергии фотоэлектрона было достаточно для вторичной эмиссии электронов. При вторичной эмиссии испускается больше электронов, чем падает на динод. Поток электронов, усиленный динодом Э1, направляется на следующие диноды Э2-Э5, усиливается и собирается анодом А. Анодный ток преобразуется в напряжение с помощью сопротивления R_n . ФЭУ используются для измерения малых потоков (до 10^{-5} лк).

Чувствительный элемент *преобразователей с внутренним фотоэффектом (фоторезисторов)* выполнен в виде пластинки, на которую нанесен слой фоточувствительного полупроводника (CdS, CdSe, PbS).

Электропроводность полупроводниковых материалов обусловлена возбуждением электронов в валентной зоне и примесных уровнях. При возбуждении электроны переходят в зону проводимости; в валентной зоне появляются дырки. При освещении возбуждение электронов увеличивается, что вызывает увеличение электропроводности. Красная граница фоторезисторов находится в ИК области (например, для ZnS $\lambda_{гр} = 2,7$ мкм). При небольших освещенностях преобразователя число возбужденных светом электронов пропорционально интенсивности, а электрическая проводимость

$$G = I_{\phi} / U, \quad (4.148)$$

где I_{ϕ} - фототок; U - напряжение, приложенное к преобразователю.

При больших освещенностях пропорциональность нарушается. Чувствительность фоторезисторов определяется кратностью изменения их сопротивления. Для некоторых типов ФР она достигает значения

$$K = R_T / R_{200} = 10^5, \quad (4.149)$$

где R_T - темновое сопротивление, т.е. сопротивление неосвещенного преобразователя; R_{200} - сопротивление при $E = 200$ лк.

ВАХ фоторезисторов линейна (см. рис. 4.46), т.е. их сопротивление не зависит от приложенного напряжения. Инерционность фотоприемника характеризуется постоянной времени: у сернисто-кадмиевых преобразователей - 1-140 мс, у селенисто-кадмиевых - 0,5-20 мс.

Фоторезисторы имеют высокую чувствительность. Однако их сопротивление зависит от температуры. Для уменьшения температурной погрешности они включаются в смежные плечи мостовой схемы.

Фотогоальванические преобразователи представляют собой фотоэлек-

тронные приборы с p - n -переходом: ФД и ФТ. При освещении перехода создается дополнительная концентрация носителей в n -слое. Это приводит к усилению их диффузии к p - n -переходу и в самом переходе.

ФД могут работать в фотодиодном (вентильном) и генераторном режимах. В фотодиодном режиме преобразователь подключают к запирающему напряжению последовательно с нагрузочным сопротивлением. При увеличении освещенности возрастает обратный ток, что приводит к увеличению напряжения на нагрузочном сопротивлении. Зависимость тока ФД от освещенности практически линейна. Внутреннее дифференциальное сопротивление ФД имеет порядок МОм, поэтому они работают в режиме, близком к КЗ.

2.2. Болومتر

Болومتر - устройство для измерения энергии электромагнитного излучения, основанное на изменении физических параметров термочувствительного элемента в результате его нагрева при поглощении энергии измеряемого излучения. Чаще всего используют для регистрации ИК-излучения.

Излучение поглощается чувствительным элементом болометра и преобразуется в теплоту. Чувствительный элемент имеет малую теплоёмкость и крепится на тонких проволочных контактах, через которые осуществляется слабая тепловая связь с резервуаром большой теплоёмкости (базой). Тепло распространяется через проволочку к базе, температура которой постоянна. Через некоторое время (постоянная времени, зависящая от теплоёмкости чувствительного элемента и теплопроводности между ним и базой) температура чувствительного элемента приобретает равновесное значение, превышающее температуру базы. Величина этого превышения определяется произведением теплового потока, пропорционального мощности падающего излучения, на тепловое сопротивление между чувствительным элементом и базой. Изменение температуры чувствительного элемента приводит к изменению его электрических параметров, чаще сопротивления, которое измеряется.

Предел чувствительности определяется термодинамическими флуктуациями температуры чувствительного элемента, которые уменьшаются с понижением температуры. Охлаждаемые до температуры жидкого Не болометры имеют чувствительность в 10^3 раз выше, чем при комнатной температуре.

Болометры являются широкополосными приёмниками излучения и используются практически во всём ИК-диапазоне - от 1,5 мкм и до 2 мм.

2.3. Пироэлектрический приёмник

При изменении температуры величина спонтанной поляризации кристаллов *пироэлектриков* изменяется, что вызывает появление электрического поля, которое можно наблюдать, пока свободные заряды не успеют его скомпенсировать (пироэффект).

Пироприёмники относятся к тепловым приёмникам излучения. Их можно рассматривать как генератор напряжения, внутреннее сопротивление которого имеет ёмкостный характер, поэтому он пригоден только для регистрации потоков излучения переменной интенсивности. Чувствительный элемент пи-

роприемника представляет собой тонкую пластину пирозлектрика (например, титаната бария, титаната свинца) с электродами, нанесёнными на поверхности, перпендикулярные полярной оси пирозлектрика. Электрод, обращенный к источнику излучения, покрывают слоем поглотителя. Оптические свойства поглощающего покрытия определяют область спектральной чувствительности: она лежит в диапазоне длин волн от десятых долей мкм до нескольких мм. Предельная чувствительность пироприемника постоянна в достаточно широком диапазоне частот, что позволяет применять его при частотах модуляции излучения до десятков МГц (другие тепловые приёмники могут применяться при частотах модуляции до десятков Гц).

Макроскопические образцы сегнетоэлектриков имеют доменную структуру. Для того чтобы сегнетоэлектрический кристалл приобрел пирозлектрические свойства, необходимо сделать его поляризацию однородной, а кристалл - монодоменным. В сегнетоэлектриках возможно переключение направления спонтанной поляризации внешним электрическим полем.

Таким образом, на входе такого преобразователя имеем поток радиации любого вида, вызывающий периодическое изменение температуры образца (периодичность может быть обеспечена искусственной модуляцией интенсивности излучения), а на выходе - электрический ток или заряд, изменяющиеся с соответствующей частотой. К числу преимуществ пирозлектрических приемников излучения относятся широкий (практически неограниченный) диапазон частот детектируемой радиации, высокая чувствительность, быстроедействие, способность к работе в области повышенных температур. Особенно перспективно применение пирозлектрических приемников в области частот ИК-диапазона.

2.4. Дистанционное определение температуры

Устройство, служащее для измерения температуры путем преобразования ее значений в сигнал или показание, называется *термометром*. Существуют два способа для измерения температур — контактные и бесконтактные.

Пирометрические методы измерения температуры основаны на законах, устанавливающих связь между излучением абсолютно черного тела (АЧТ) и его температурой. Полная энергия, излучаемая с единицы поверхности АЧТ в единицу времени, определяется законом Стефана-Больцмана

$$M_T^0 = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴) - постоянная Стефана-Больцмана.

Распределение излучаемой энергии по спектру представляет собой функцию с максимумом, положение которого по шкале длин волн определяется температурой тела. С увеличением температуры максимумы кривых сдвигаются коротковолновую область спектра (см. рис. 12-11). Сдвиг максимума излучения подчиняется закону смещения Вина, установленному в виде двух зависимостей: $\lambda_{\max} = A/T$, $M_{\lambda T_{\max}}^0 = b_1 T^5$, где $A=28978 \cdot 10^{-7}$ м К; $b_1 = 12816 \cdot 10^{-9}$ Вт/(м³ К⁵).

2.5. Пирометрические измерения

Пирометрические методы измерений температуры охватывают диапазон температур - от 173 до 6000 К. Основаны на определении параметров теплового излучения объекта без нарушения его температурного поля. Приборы для измерения температур объектов по их тепловому электромагнитному излучению называются пирометрами.

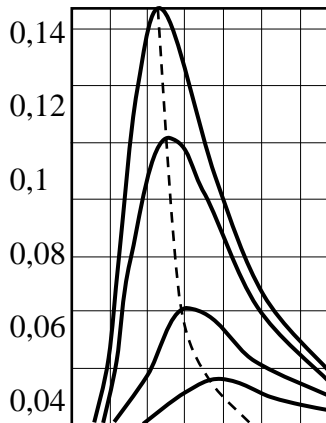


Рис. 12.11. Зависимость спектральной плотности излучения от длины волны АЧТ

Различают пирометры: *полного излучения* (радиационные); *частичного излучения* (яркостные); и *спектрального отношения* (цветовые).

Пирометры прямого преобразования состоят из оптической системы, приемника излучения, измерительной цепи с вторичным прибором или микропроцессором. В пирометрах уравнивающего преобразования, кроме того, имеется образцовый источник излучения.

Пирометры полного излучения, или *радиационные пирометры* основаны на зависимости от температуры интегральной мощности излучения АЧТ во всем диапазоне длин волн, определяемой законом Стефана-Больцмана. Для реального тела эта зависимость определяется выражением

$$M_T = \varepsilon \sigma T^4,$$

где $\varepsilon < 1$ - излучательная способность, зависящий от материала излучателя и от состояния и температуры его поверхности.

Пирометр, градуированный по излучению АЧТ, при измерении на реальном объекте покажет так называемую радиационную температуру T_p , значение которой всегда меньше действительной температуры объекта T . Радиационной температурой объекта называется такая температура АЧТ, при которой его полная мощность излучения (плотность излучения во всем диапазоне длин волн - от $\lambda_1 = 0$ до $\lambda_2 = \infty$) равна полной мощности излучения рассматриваемого объекта при температуре T . Связь между T_p и T

$$T = T_p \varepsilon^{-0,25}.$$

Пирометры полного излучения применяются для измерения в диапазоне температур от -50 до $+3500^\circ\text{C}$. Наиболее целесообразно использовать такие пирометры для измерения температуры объектов, излучательные свойства которых мало отличаются от свойств АЧТ. Например, большинство закрытых печей и топок с малым отверстием, кожа человека, стекло, резина.

Пирометры частичного излучения основаны на использовании зависимости от температуры мощности излучения в ограниченном диапазоне длин волн. Рабочий диапазон измерений таких пирометров от -100 до $+6000^\circ\text{C}$. Основная погрешность измерения для различных типов пирометров лежит в пределах $0,25-2,5\%$, быстродействие $0,001-2,5$ с.

Разновидностью пирометра частичного излучения является монохроматический яркостный пирометр, основанный на сравнении энергетической яр-

кости объекта исследования с энергетической яркостью образцового излучателя в узком участке спектра излучения. В качестве образцовых излучателей обычно используются лампы накаливания с плоской вольфрамовой нитью, которые при температуре нити ниже 1500°C имеют стабильную зависимость яркости от тока накала нити.

Из-за неполноты излучения реальных тел яркостные пирометры определяют так называемую яркостную температуру T_y

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_y} \square \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda}$$

где ε_{λ} - коэффициент теплового излучения для длины волны λ .

Яркостные пирометры, работающие в видимой области спектра, снабжаются светофильтром на длину волны, равную $(0,656 \pm 0,008)$ мкм.

Сравнение энергетических яркостей объекта исследования и образцового излучателя может осуществляться автоматически или визуально. Широкое применение для измерения температур в диапазоне $300-6000^{\circ}\text{C}$ получили визуальные пирометры с исчезающей нитью. В таком пирометре изображение объекта совмещается с плоскостью нити лампы накаливания. Наблюдая изображения объекта и нити через светофильтр и окуляр, изменяют ток накала нити лампы до тех пор, пока середина накаленной нити не исчезнет на фоне изображения объекта (12-13) (равенство энергетических яркостей излучающего объекта и нити в области спектра, определяемого характери-



Рис. 12-13. пояснение метода исчезающей нити

стикой пропускания красного фильтра $\tau(\lambda)$ и спектральной характеристикой чувствительности глаза наблюдателя $\nu(\lambda)$).

Зависимость между током лампы и яркостной температурой определяется путем градуировки по АЧТ. Шкала такого пирометра имеет нелинейную характеристику,

поскольку яркость нити пропорциональна пятой степени тока накала. Равномерную шкалу можно получить, если ток накала нити и, следовательно, ее температуру поддерживать постоянным, а выравнивание яркости нити и объекта осуществлять перемещением нейтрального ослабителя с переменной плотностью (оптического клина), устанавливаемого между объективом и температурной лампой. Яркостная температура при этом определяется по шкале отсчетного устройства, показывающего положение клина.

Пирометры спектрального отношения (цветовые пирометры) показывают цветовую температуру тела T_c - температуру, при которой АЧТ имеет такое же относительное спектральное распределение энергетической яркости, что и исследуемое тело с действительной температурой T .

Для АЧТ или серого тела показания пирометра спектрального отношения соответствуют действительной температуре (излучательная способность для всех длин волн одинакова). Если ε_{λ} зависит от длины волны, то связь между действительной и цветовой температурой определяется выражением

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} + \lambda_1 \lambda_2 \ln \frac{\varepsilon_{\lambda 1}}{\varepsilon_{\lambda 2}} : C_2 (\lambda_2 - \lambda_1), \quad (12-3)$$

где $\varepsilon_{\lambda 1}$ и $\varepsilon_{\lambda 2}$ - коэффициенты излучательной способности тела на λ_1 и λ_2 .

Из выражения (12-3) следует, что пирометры спектрального отношения, в отличие от пирометров полного или частичного излучения, показывают действительную температуру серых тел и их показания не зависят от излучательной способности тела до тех пор, пока $\varepsilon_{\lambda 1} = \varepsilon_{\lambda 2}$.

В целом погрешности пирометров спектрального отношения меньше, чем у пирометров полного или частичного излучения. Их показания не зависят от расстояния до объекта, а также от поглощения излучения в промежуточной среде между объектом и пирометром, если $\varepsilon_{\lambda 1} = \varepsilon_{\lambda 2}$.

2.6. Контактное измерение температуры

Манометрические термометры основаны на зависимости давления P термометрического вещества в замкнутой системе ($V = \text{const}$) от температуры

$$PV = RT,$$

где R - универсальная газовая постоянная.

Выделяют три типа манометрических термометров: газовые (азот, реже водород); жидкостные (органические жидкости, редко ртуть); конденсационные заполненные отчасти низкокипящей жидкостью, отчасти ее насыщенными парами. Структурно все манометрические термометры состоят из замкнутой системы, в которую входят: первичный измерительный преобразователь ПИП-термобаллон, линия связи ЛС - капиллярная трубка, измерительный преобразователь или прибор ИП-манометрический преобразователь МП. Вся система прибора заполнена термоманометрическим веществом.

Измерение температуры **термометрами электрического сопротивления** (ТС) основано на свойствах проводников и полупроводников изменять свое активное электрическое сопротивление при изменении их температуры. Для большинства проводниковых ТС зависимость активного электрического сопротивления R_t при температуре T имеет вид

$$R_t = R_0(1 + \alpha T),$$

где R_0 - начальное сопротивление проводника при $T = T_0$; α - температурный коэффициент электрического сопротивления.

В соответствии с этими для стандартных ТС используется медь и платина.

Конструктивное устройство современных медных ТС представляет собой бескаркасную безындукционную катушку из медной проволоки диаметром 0,08 мм, покрытую фторопластовой пленкой. Виброустойчивость чувствительного элемента обеспечивается помещением ее в тонкостенную металлическую гильзу с керамическим порошком и герметизацией.

Термоэлектрические термометры. Первичным измерительным преобразователем термоэлектрического термометра (ТТ) служит термопара, которая состоит из двух разнородных проводников. Принцип действия: образование термоэлектродвижущей силы (ТЭДС) в спае двух разнородных проводников, если их температура изменяется вдоль проводников (эффект Пельтье).

Если составить цепь из двух разнородных проводников, термоэлектродов A и B , то возникает ТЭДС, определяемая, во-первых, разностью температур, при которой находятся спай, рабочий конец цепи и свободные концы цепи и, во-вторых, контактной разностью потенциалов из-за разной работы выхода электронов у разнородных металлов, зависящей от температуры.

Поддерживая температуру одного из концов, например 2, постоянной, получаем $E = f(T)$. Если эту зависимость определить экспериментально, то такое устройство можно использовать для измерения температуры T , измеряя ТЭДС E . При включении прибора *ИП* для измерения E обязательным условием является одинаковая температура в точках подключения прибора к термоэлектродам или после удлинительных проводов.

Термоэлектрические термометры в отличие от термометров электрического сопротивления имеют малый объем чувствительного элемента (первичного измерительного преобразователя). Сама термопара не требует источников вспомогательной энергии, но измерительные комплекты, пирометрический милливольтметр с компенсационным устройством или автоматический электронный потенциометр нуждаются в них.

Свободными называются те концы термоэлектрического термометра, которые включаются в измерительную цепь. Если термоэлектрический термометр удлинен термоэлектродными проводами, то свободными концами термометра будут концы термоэлектродных проводов.

В местах подключения термопары к измерительной системе возникают дополнительные термоЭДС. Одновременно появляются сигналы от рабочей термопары и от "термопар", возникших в местах подключения. Самым очевидным является поддержание температуры холодного спая постоянной. Часто применяется ванна с тающим льдом. В этом случае термоЭДС контактов подключения компенсируют друг друга, так как контакты состоят из одинаковых материалов и находятся при одинаковой температуре.

В методе "компенсации холодного спая" температура холодного спая измеряется другим датчиком температуры, а затем величина термоЭДС холодного спая программно или аппаратно вычитается из сигнала термопары.

Термоанемометр. Для измерения скорости газоздушных потоков используют анемометры. Одним из видов анемометров являются термоанемометры, принцип действия которых связан с использованием конвективного уноса тепла движущейся средой от нагретой поверхности. Чувствительным элементом такого анемометра является нагретая проволока или поверхность (платина, вольфрам). Измеряется конвективный унос тепла от проволоки, который является функцией от скорости движения окружающей среды.

Проволока промышленных термоанемометров для газовых измерений имеет 4-10 мкм в диаметре и 1 мм длины. Другая конструкция представляет собой поверхностно чувствительный элемент с основанием из пирексового стекла с покрытием — напыленным или фольгой из платины.

Так как работа термоанемометра связана с теплообменом, для точных измерений необходима постоянство тепловых характеристик как среды, так и поверхности элемента, тем более, что размеры проволоки или напыления малы.

Поэтому достоверная работа возможна только в среде чистых от пыли и одинаковых по составу, по отношению к процессу калибровки прибора, газов. Для повышения точности измерения применяются три измерительных проволоки, расположенные под углом 60° друг к другу (компенсация изменения вектора движения потока).

Достоинство термоанемометрического метода измерения - высокая чувствительность, хорошее быстродействие, простота конструкции. Недостаток — достоверная работа только в чистых газовых потоках с неизменными теплофизическими характеристиками, необходимость очистки элемента от пыли.

В термоанемометрах обычно используются два режима работы: с постоянной температурой проволоки, с постоянным током через проволоку.

Термоанемометры с постоянной температурой более устойчивы к вариациям скорости потока. Так как проволока для повышения эффективности работы должна быть нагрета до более высокой температуры, чем температура измеряемой среды, то при резком уменьшении скорости потока теплоотвод уменьшится, но сама проволока не успеет изменить (уменьшить) сопротивление, и при нагреве постоянным током проволока может перегореть.

В случае варианта постоянного тока через проволоку скорость потока определяется измерением напряжения на ней, а в случае поддержания постоянного напряжения — измерением тока через проволоку.

Для варианта с поддержанием постоянной температуры проволоки, или ее постоянного перегрева, регулируя значение тока через проволоку, поддерживается необходимый температурный режим, и по измеренным значениям напряжения и тока определяем скорость потока.

Во всех случаях работы термоанемометра необходимо независимое измерение температуры потока T_f .

2.7. Техника измерения и контроля вакуума

В вакуумной технике измеряют давления от 10^5 до 10^{-12} Па. Такой диапазон невозможно охватить одним универсальным манометром. Наиболее распространены семь типов принципиальных схем измерителей вакуума.

Приборы для измерения общих давлений в вакуумной технике называются *вакууметрами*. Состоят из 2 частей – манометрического преобразователя и измерительной установки. Показания абсолютных приборов не зависят от рода газа и могут быть заранее рассчитаны. В приборах для относительных измерений используют зависимость параметров некоторых физических процессов, протекающих в вакууме, от давления. Они нуждаются в градуировке по образцовым приборам. Диапазоны рабочих давлений вакууметров различных типов: жидкостные – 10^5 - 10^{-1} ; деформационные - 10^5 - 10^{-2} ; компрессионные - 10^5 - 10^{-3} ; тепловые - 10^5 - 10^{-1} ; электронные – 10^1 - 10^{-8} ; магнитные – 10^2 - 10^{10} ; радиоизотопные - 10^5 - 10^{-1} .

2.7.1. Механические преобразователи давления

Трубка Бурдона – манометр в виде спиральной трубки 1, скручивающейся под действием атмосферного давления. В случае откачки внутренней поло-

сти, за счет разных радиусов кривизны трубки (различия площадей наружной и внутренней поверхностей) (см. рис. 5.2), на наружную поверхность площадью A_1 действует сила

$$F_1 = (P_{атм} - P) \cdot A_1 \quad (5.1)$$

На внутреннюю поверхность действует сила

$$F_2 = (P_{атм} - P) \cdot A_2 .$$

Измерительное уравнение связывает между собой перемещение конца трубки x и разностью давлений $P_{атм} - P$ соотношением

$$\Delta F = F_1 - F_2 = (P_{атм} - P)(A_1 - A_2) = c \cdot x \quad (5.2)$$

где c – жесткость трубки.

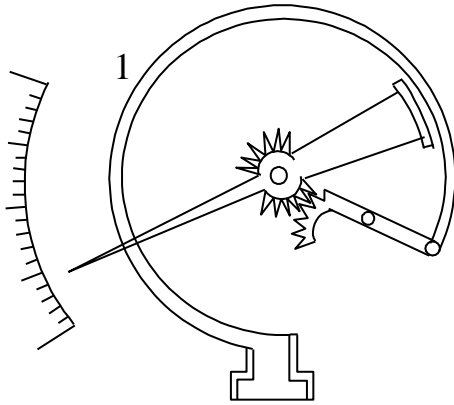


Рис. 5.2. Трубка Бурдона.

Максимальное измеряемое давление 10^3 Па.

Для измерения меньших давлений необходима тонкостенная трубка, которая не выдерживает наружного давления и будет сплюснута. Погрешность измерения 5%.

Мембранные преобразователи давления (см. рис. 5.3) показывают разность давлений (*дифференциальный прибор*), действующих на мембрану. Внутри мембраны находится давление сравнения ($P_{ср}$). При отклонении измеряемого давления P от $P_{ср}$ происходит деформация мембраны и перемещение связанной с ним стрелки пропорционально разности давлений.

По такому же принципу работают мембранные преобразователи с электрическим емкостным методом регистрации перемещения. В этом случае мембрана герметично разделяет корпус 1 на две камеры, в одной из которых поддерживается сравнительное давление $P_{ср}$, а другая соединяется с вакуумной системой. Через изолятор 2 вводится электрод 3, образующий с мембраной конденсатор, емкость которого является функцией давления.

Рис. 5.3. Мембранный преобразователь.

Диапазон измерения мембранных преобразователей $10^5 - 10^{-1}$ Па. Приборы используются

для измерений в пределах 2-3 порядков, т.к. далее нарушается линейность перемещения мембраны.

2.7.2. Гидростатические преобразователи давления

Простейшими *гидростатическими преобразователями* являются *жидкостные манометры* с открытым и закрытым коленом (см. рис. 5.5. а, б). Этими манометрами измеряется разность давлений в системе P и давления сравнения $P_{ср}$, уравниваемая весом столба жидкости высотой h

$$|P_{ср} - P| = g \cdot \rho \cdot h , \quad (5.4)$$

где g - ускорение земного притяжения, ρ - плотность жидкости.

Манометры с открытым коленом применяют для давлений, близких к атмосферному и их показания зависят от атмосферного давления.

В закрытом колене манометра перед его заполнением создают давление

$P_{\text{ср}} \neq 0$, что позволяет непосредственно измерять давление газа в вакуумной системе (абсолютные измерения). Для измерения малых давлений такой манометр имеет малые габариты. Иногда вместо ртути используют масло, имеющее в 15 раз меньшую плотность и в столько же раз большую чувствительность. При этом требуется проводить обезгаживание масла.

Предел измерения ртутных манометров $10^5 - 10^3$ Па, а масляных $10^5 - 10^1$ Па. Погрешность отсчета уровня может быть доведена до 0,1 мм.

Гидростатические манометры с предварительным сжатием газа называются *компрессионными* (см. рис. 5.6). Такой манометр состоит из измерительного баллона 2 с капилляром K_1 , резервуара с ртутью 1, соединительного трубопровода 3 с капилляром K_2 . Через ловушку 4 манометр подключается к вакуумной системе. Баллон 2 перед началом измерений соединяется с вакуумной системой через трубку 3. При поднятии баллона 1 ртуть поднимается вверх по трубке Г и отключает баллон 2 от вакуумной системы и сжимает заключенный в баллоне газ до давления, которое можно измерить по разности уровней ртути в закрытом и сравнительном капиллярах K_1 и K_2 . После компрессии давление измеряется как с помощью ртутного манометра с закрытым коленом.

Для компрессионного манометра (из закона Бойля-Мариотта)

$$P \cdot V_0 = (P + \rho \cdot g \cdot h) \cdot V, \quad (5.5)$$

где P - измеряемое давление, V_0 - начальный объем сжимаемого газа, h - разность уровней в сравнительном и закрытом капиллярах.

Конечный объем газа после сжатия

$$V = 0,25 \pi \cdot d_k^2 \cdot h. \quad (5.6)$$

где d_k - диаметр капилляров ($\varnothing K_1 = \varnothing K_2$).

Из уравнений (5.5 и 5.6) имеем

$$P = \frac{\pi \cdot \rho \cdot g \cdot d_k^2 \cdot h \cdot h_1}{4 \cdot (V_0 - \pi \cdot d_k^2 \cdot h_1 / 4)}. \quad (5.7)$$

Учитывая, что $h_1 \pi d_k^2 / 4 \ll V_0$, можно записать

$$P = \frac{\pi \cdot d_k^2}{4 \cdot V_0} \cdot h \cdot h_1. \quad (5.8)$$

Если ртуть в закрытом капилляре манометра всегда поднимать до одного и того же уровня, то h_1 будет постоянной и уравнение (5.8) имеет вид

$$P = C_1 h, \quad C_1 = \frac{\pi \cdot d_k^2 \cdot h_1}{4 \cdot V_0}. \quad (5.9)$$

Этот способ измерения давления называется *методом линейной шкалы*.

Для расширения пределов измерения пользуются *методом квадратичной шкалы*, при котором сжатие в манометре производится так, чтобы ртуть в капилляре сравнения K_2 всегда устанавливалась на одном уровне с запаянным концом закрытого капилляра K_1 . При этом $h = h_1$, а (5.9) принимает вид

$$P = C_2 \cdot h^2, \quad C_2 = \frac{\pi \cdot d_k^2}{4 \cdot V_0}. \quad (5.10)$$

Диапазон измерения компрессионных манометров $10^1 - 10^3$ Па. Диаметр капилляра ≈ 1 мм. Объем измерительного баллона определяется прочностью

стекла и не превышает 1 л (*max* значение коэффициента компрессии $2,5 \cdot 10^5$).

Компрессионный манометр относится к абсолютным приборам и используется в качестве образцового для градуировки других приборов. Его показания не зависят от рода газа.

2.7.3. Тепловой преобразователь давления

Принцип действия тепловых преобразователей давления основан на зависимости теплопередачи через разреженный газ от давления. Передача тепла осуществляется от тонкой металлической нити на стенки баллона, находящемуся при комнатной температуре. Металлическая нить нагревается электрическим током. Уравнение теплового баланса такого прибора

$$I_H^2 \cdot R = E_k + E_T + E_M + E_u, \quad (5.11)$$

где I_H - ток, проходящий через нить, R - сопротивление нити, E_k - потери тепла за счет конвекции, E_T - потери тепла за счет теплопроводности газа, E_u - потери тепла за счет излучения нити, E_M - потери тепла за счет теплопроводности нити и подводящих проводников.

Конвективным теплообменом в области среднего и глубокого вакуума можно пренебречь, т.е. $E_k \approx 0$. Потери тепла излучением (радиационные)

$$E_u = K_u \cdot (T_H^4 - T_0^4) \cdot A, \quad (5.12)$$

где A - поверхность нити, K_u - коэффициент излучения материала нити, T_H и T_0 - температура нити и баллона.

$$E_M = b \cdot (T_H - T_0) \cdot f. \quad (5.13)$$

Здесь b - коэффициент теплопроводности материала, f - сечение нити.

$$E_T = K_T \cdot (T_H - T_0) \cdot A, \quad A_T = 0,25 \cdot ((9 \cdot \gamma - 5) \cdot \eta \cdot C_V) \quad (5.14)$$

где K_T - коэффициент теплопроводности газа.

При низком вакууме $P \gg B$ и коэффициент теплопроводности от давления не зависит. Давление $P \approx B$ является верхним пределом измерения теплового манометра. В области высокого вакуума при $P \ll B$, коэффициент теплопроводности пропорционален давлению и имеет вид

$$K_T' = \frac{A}{B} \cdot P = K_T \cdot P. \quad (5.15)$$

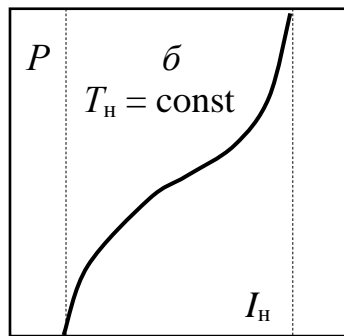
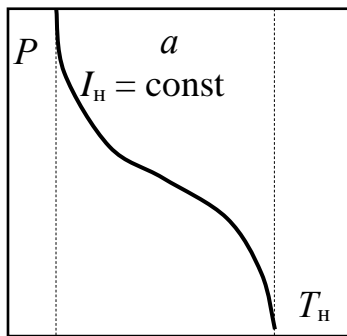


Рис. 5.7. Градуировочные кривые теплового преобразователя. *a* - при постоянном токе накала, *б* - при постоянной температуре

Уравнение теплового преобразователя, с учетом (5.11), (5.14), (5.15)

$$P = \frac{I_H^2 \cdot R - (E_u + E_M)}{K_T \cdot (T_H - T_0)} \quad (5.16)$$

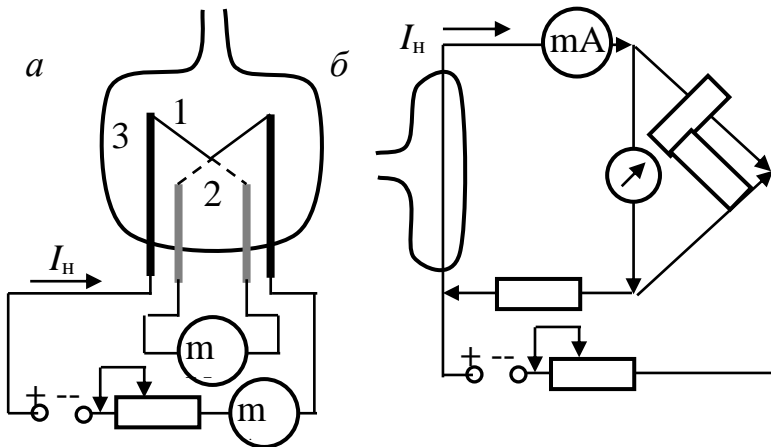
Для точного измерения давления необходимо, чтобы E_T составляло значительную долю от $E_u + E_M$, т.е. чтобы эта сумма была существенно меньше мощности $I^2 R$, выделяющейся в нити манометра.

Поэтому условие $I_H^2 \cdot R - (E_u + E_M) \geq 0.01 \cdot I_H^2 \cdot R$ определяет нижний предел измерения манометра.

Из (5.16) видно, что давление является функцией двух переменных: тока накала I_H и температуры нити T_H . (см. рис. 5.7).

Имеется два режима работы тепловых манометров: метод постоянной температуры нити и метод постоянного тока накала.

Показания тепловых преобразователей определяются соотношением $K_T P$ и зависят от рода газа. Преобразователь дает одинаковые показания при условии $P_1 K_{T1} = P_2 K_{T2} = P_n K_{Tn}$. Приборы градуируются по воздуху. Необходимо учитывать относительную чувствительность прибора к конкретному газу



$$P_2 = P_B \cdot \frac{K_{TB}}{K_{TG}}, \quad (5.17)$$

где P_B и K_{TB} – давление и коэффициент теплопроводности воздуха, K_{TG} – давление и коэффициент теплопроводности газа, а $q_2 = K_{TB} / K_{TG}$ – коэффициент относительной чувствительности.

Тепловые преобразователи в зависимости от способа измерения температуры делят на термопарные и преобразователи сопротивления.

В **термопарном преобразователе** (см. рис. 5.8, а) температура нити 1 измеряется термопарой 2. Электроды расположены в стеклянном или металлическом баллоне 3 с патрубком, подсоединяемым к вакуумной системе.

В **преобразователе сопротивления** для измерения используется зависимость сопротивления нити от температуры. Он включается в мостовую схему (см. рис. 5.8, б). Ток накала нити измеряют миллиамперметром, а температура нити по току гальванометра в измерительной диагонали моста.

Преимущество: тепловые приборы измеряют общее давление всех газов и паров и обеспечивают непрерывность измерения. Эти приборы градуируются по компрессионному манометру. Диапазон измерений $5 \cdot 10^3 - 0,1$ Па.

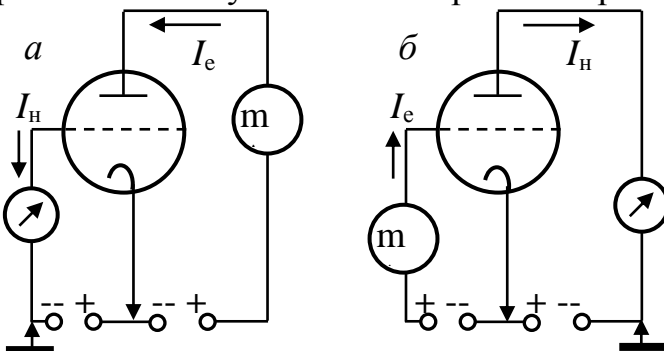


Рис. 5.9. Схемы электронных преобразователей. а – с внутренним коллектором, б – с внешним коллектором

2.7.4. Электронный преобразователь давления
Принцип действия основан на

прямой пропорциональности между давлением и ионным током, образовавшимся при ионизации термоэлектронами остаточных газов. Имеется две схемы электронного преобразователя: с *внутренним и внешним коллектором*. Схема с внутренним коллектором (см. рис. 5.9, а) аналогична обычному триоду. В ней сетка-коллектор ионов, имеет отрицательный потенциал (десятки вольт), а на аноде 100-200 В. Ускоряющиеся электроны при создают ионы. При этом положительные ионы идут на сетку - коллектор.

В схеме с внешним коллектором (см. рис. 5.9, б) сетка и анод имеют противоположные потенциалы. Эта схема более чувствительна, так как в этом случае электроны совершают колебательные движения вокруг сетки, их путь удлиняется и при этом производится больше актов ионизации.

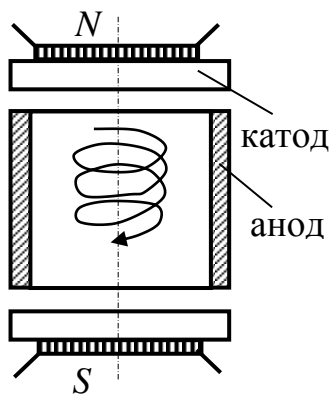


Рис. 5.10. Ячейка Пеннинга

2.7.5. Магнитный преобразователь давления

Принцип действия: основан на зависимости тока самостоятельного газового разряда в скрещенном магнитном и электрическом полях от давления. Ячейка находится между магнитными полюсами (см. рис. 5.10), а электроны двигаются по спирали и производят многократную ионизацию.

Другим вариантом магнитного преобразователя является *магнетронный преобразователь*, отличающийся тем, что катоды соединены центральным стержнем. На анод подается положительное напряжение 2-6 кВ. Катод заземлен и соединяется с усилителем постоянного тока.

Электронный ток

Электроны вылетают из катода при автоэлектронной эмиссии и двигаются по спирали. При соударениях их с нейтральными молекулами образуются положительные ионы, двигающиеся к катоду. Соударение положительных ионов с катодом приводит к появлению вторичных электронов. Общий ток

$$I_p = I_\phi + I_U + I_b, \quad (5.18)$$

где I_ϕ – ток автоэлектронной эмиссии, не зависящий от давления (является фоновым), I_U – ионный ток, I_b – ток вторичной электронной эмиссии.

Ионный ток I_U и ток вторичной эмиссии I_b зависят от давления

$$I_U + I_b = a p^n, \quad (5.19)$$

где $a = 10^{-2} \div 10^{-4}$ А/Па, $n = 1 \div 1,4$ – постоянные величины для данного прибора.

Нижний предел измерения этих приборов составляет 10^{-11} Па.

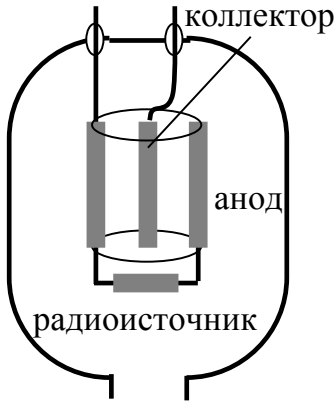
2.7.6. Радиоизотопный преобразователь давления

Для ионизации газа используется α - или β - излучение изотопов: ^{226}Ra , ^{239}Pu , ^{238}Pu . Вылетающие из источника α - частицы, соударяясь с молекулами остаточных газов образуют положительные ионы. Заряды под действием разности потенциалов между анодом и коллектором (≈ 50 В) направляются к коллектору, вызывая в его цепи ионный ток, пропорциональный давлению.

Измерительное уравнение радиоизотопного преобразователя имеет вид

$$I_u = K_r P,$$

где K_r - чувствительность преобразователя.



Особенно эффективно использование α - излучения. Энергия α - частиц, возникающих при радиоактивном распаде, составляет 4,5-5,5 МэВ. В связи с этим в радиоизотопных преобразователях не требуется накаливаемого катода и высокого напряжения. Стабильность работы прибора обеспечивается независимостью радиоактивного распада от температуры окружающей среды и физико-химического воздействия, находящихся в преобразователе газов. Благодаря этим свойствам и неограниченному сроку службы радиоактивный преобразователь с точки зрения метрологии является

одним из лучших приборов для измерения вакуума.

Нижний предел давления (0,1-0,01 Па) определяется фоновым током, возникающим при бомбардировке коллектора α -частицами. Путем увеличения объема камеры можно достичь увеличения чувствительности до 100 раз без увеличения фонового тока. За счет экранирования коллектора от источника радиации фоновый ток можно уменьшить на два порядка. При увеличении давления прямая пропорциональность от давления исчезает (α -частицы теряют энергию). При атмосферном давлении пробег α -частиц в воздухе составляет 1,6 см. Рабочий диапазон (для двухкамерных преобразователей – на малое и высокое давления): 10^{-2} - 10^5 Па.

Преобразователи обычно градуируются по воздуху или азоту (для воздуха $K_B = 10^{-11}$ А/Па). Для определения чувствительности к другим газам пользуются табличными значениями коэффициентом относительной чувствительности преобразователя к конкретному газу, $R_r = K_r : K_B$.

2.8. Электронная оже-спектроскопия

Если атом обстреливается электронами, энергия которых выше потенциала ионизации уровня К, то существует вероятность ионизации этого уровня, в результате чего на нем образуется вакансия (обозначена светлым кружком на рис. 1). Через некоторое время вакансия заполняется за счет перехода электрона с вышележащего уровня М (переход 1). При этом выделяется энергия, равная разности энергий связи электрона на уровнях К и М. Далее процесс может идти двумя путями: либо будет испущен рентгеновский фотон, либо эта энергия безызлучательным способом будет передана другому электрону, находящемуся, например, на уровне N. Если образовавшаяся в результате внешнего воздействия вакансия на К-уровне заполняется электронами с М-уровня, а выделяющаяся энергия передается электрону с N-уровня, то этот процесс называется КМN-Оже-

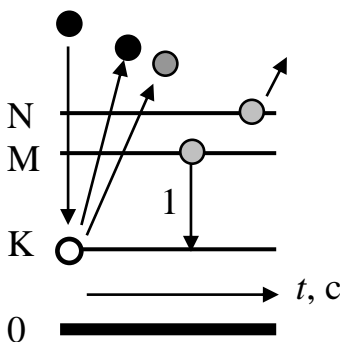


Рис.1. Схема выхода оже-электрона

Рис. 1). Через некоторое время вакансия заполняется за счет перехода электрона с вышележащего уровня М (переход 1). При этом выделяется энергия, равная разности энергий связи электрона на уровнях К и М. Далее процесс может идти двумя путями: либо будет испущен рентгеновский фотон, либо эта энергия безызлучательным способом будет передана другому электрону, находящемуся, например, на уровне N. Если образовавшаяся в результате внешнего воздействия вакансия на К-уровне заполняется электронами с М-уровня, а выделяющаяся энергия передается электрону с N-уровня, то этот процесс называется КМN-Оже-

Рис. 1). Через некоторое время вакансия заполняется за счет перехода электрона с вышележащего уровня М (переход 1). При этом выделяется энергия, равная разности энергий связи электрона на уровнях К и М. Далее процесс может идти двумя путями: либо будет испущен рентгеновский фотон, либо эта энергия безызлучательным способом будет передана другому электрону, находящемуся, например, на уровне N. Если образовавшаяся в результате внешнего воздействия вакансия на К-уровне заполняется электронами с М-уровня, а выделяющаяся энергия передается электрону с N-уровня, то этот процесс называется КМN-Оже-

переходом. Кинетическая энергия электрона, эмиттированного в результате этого перехода, определяется выражением $E_{KMN} = E_K - E_M - E_N$, где E_K , E_M - энергия связи электронов на K - и M -оболочках атома; E_N - энергия связи на уровне N в атоме с однократно ионизированным уровнем M .

Энергия оже-электронов не зависит от энергии бомбардирующих электронов, а определяется электронной структурой атомов, которая хорошо изучена. Поэтому измерив энергию электрона, можно определить, какому элементу соответствуют обстреливаемые электронами атомы.

Регистрация оже-электронов. В области энергий оже-электронов существует большое количество неупруго рассеянных первичных электронов. Ток неупруго рассеянных электронов значительно превышает ток оже-электронов. Поэтому возникает задача выделения полезного сигнала на уровне большого фона. Задача была решена в 1962 году Л.А. Харрисом.

Оже-электроны образуют однополярный пик, который накладывается на фоновый ток неупруго рассеянных электронов. При этом последний относительно слабо зависит от энергии. Харрис предложил продифференцировать энергетический спектр электронов. На месте слабого оже-сигнала колоколообразной формы появляется двухполярный импульс, который легко может быть зарегистрирован. При этом дифференцирование осуществляется электрическими методами в процессе регистрации спектра. На рис. 7.12 показан спектр оже-электронов (в дифференцированном виде), полученный от поверхности образца из нержавеющей стали, в состав которой входят Fe, Ni и Cr. По оси абсцисс отложена E - энергии эмитируемых электронов, а по оси ординат - их относительная интенсивность.

Получение энергетического спектра. Для обнаружения оже-электронов необходимо выделять электроны, находящиеся в узком интервале энергий. Используют электростатические анализаторы энергий (см. рис. 7.11).

Первичный пучок электронов блока 1 попадает на мишень 2. Вторичные электроны через щели во внутреннем цилиндре попадают на вход электронного умножителя 7. Энергия электронов, проходящих через щели анализатора, зависит от напряжения U , подаваемого от источника 3 внешний цилиндр 8. Это напряжение и используется для развертки энергетического спектра электронов, записываемого на двухкоординатном самописце 5. Генератор синусоидальных напряжений 4 и усилитель с синхронным детектором 6 позволяют дифференцировать и фильтровать от помех выходной сигнал.

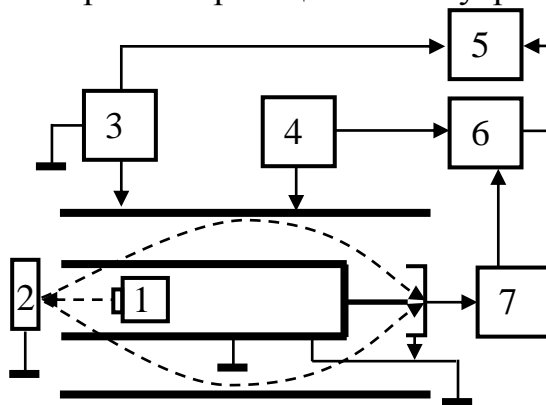


Рис. 7.11. Электростатический анализатор типа «цилиндрическое зеркало»

Основными элементами анализатора служат два металлических коаксиальных цилиндра. Внутренний цилиндр обычно заземляют, а на внешний подается отрицательный (относительно земли) потенциал, который может быть

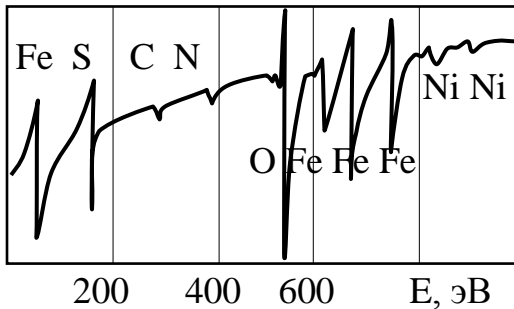


Рис. 7.12. Оже-спектр нержавеющей стали

изменен в достаточно широких пределах. Между цилиндрами формируется анализирующее поле. Вторичные электроны через специальные входные окна во внутреннем цилиндре попадают в это поле и при своем движении отклоняются к оси цилиндра. При некотором значении потенциала U на внешнем цилиндре только электроны с энергией E проходят в выходные окна во внутреннем цилиндре и попадают на коллектор. Изменение

потенциала U приведет к тому, что на коллекторе будут собираться электроны с другим значением энергии. При развертке напряжения между цилиндрами будет непрерывно регистрироваться энергия электронов.

Глава 3. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

3.1. Лазерные методы диагностики параметров процессов

Принцип работы лазера. Возбужденный атом может самопроизвольно (спонтанно) перейти на один из нижележащих уровней энергии, излучив при этом квант света. Спонтанное излучение различных атомов не когерентно.

В условиях термодинамического равновесия населенность нижнего уровня N_1 всегда больше населенности верхнего N_2 . Однако оказывается возможным создать такие условия, когда возникает инверсия населенностей уровней E_1 и E_2 , при которой $N_2 > N_1$ (из-за наличия запрета на переход с возбужденного состояния на основное). При этом вынужденные переходы $E_2 \rightarrow E_1$ преобладают и поставляют в световую волну больше энергии, чем теряется в результате переходов $E_1 \rightarrow E_2$ (световая волна усиливается).

Излучаемые атомами в результате вынужденных переходов $E_2 \rightarrow E_1$ волны по частоте ν , направлению распространения, поляризации и фазе тождественны первичной волне и, следовательно, когерентны друг другу независимо от того, каким образом происходило возбуждение атомов на E_2 .

Среду с инверсией населенностей какой-либо пары уровней E_1, E_2 , способную усиливать излучение частоты $\nu = (E_2 - E_1)/h$, называют *активной*.

Спонтанное излучение одного из возбужденных атомов (на уровне E_2), прежде чем оно выйдет из объема V , может вызвать вынужденные переходы и усиливаться. Если поместить активную среду между двумя параллельными полупрозрачными зеркалами, то в наиболее благоприятные условия попадает волна, распространяющаяся вдоль оси. Усиливаясь, она достигнет зеркала, отразится от него и пойдёт в обратном направлении, продолжая усиливаться, затем отразится от второго зеркала. При каждом "проходе" интенсивность волны увеличивается в e^{kL} раз, где k - коэффициент усиления в см^{-1} , L - длина

пути волны в активной среде. Если усиление на длине L больше потерь, то с каждым проходом волна будет усиливаться всё больше и больше, пока плотность энергии $r(\nu)$ в волне не достигнет некоторого предельного значения. Рост $r(\nu)$ прекращается, когда выделяемая в результате вынужденных переходов энергия, пропорциональная $r(\nu)$, не может компенсироваться энергией, затрачиваемой на возбуждение. Между зеркалами устанавливается *стоячая волна*, а через полупрозрачное зеркало выходит когерентное излучение.

В оптических резонаторах, обеспечивающих обратную связь в лазерах, могут возбуждаться только некоторые типы колебаний электромагнитного поля, называются собственными колебаниями или модами резонатора.

Оптический резонатор накладывает ограничения на спектральный состав излучения. Спектр излучения лазера, как правило, представляет собой набор узких спектральных линий, интервалы между которыми одинаковы и равны $c/2L$. Число линий (компонент) при заданной длине резонатора L зависит от свойств активной среды, т.е. от ширины спектра спонтанного излучения на используемом переходе и может достигать нескольких десятков и сотен.

Любой лазер состоит из трех основных частей: *активной среды*, системы *возбуждения* индуцированного излучения и открытого *резонатора*.

Фундаментальные физические принципы, используемые в лазерах:

1. существование в атомных системах индуцированного испускания света;
2. создание термодинамически неравновесных систем, в которых, благодаря индуцированному излучению, возможно усиление потока света;
3. использование положительной обратной связи резонатора.

3.2. Методы создания инверсии населённости

На рис. 1 показаны все три квантовых перехода между уровнями E_1 и E_2 с населенностями N_1 , N_2 . Коэффициенты A_{21} и B_{21} определяют вероятности спонтанного и индуцированного переходов, B_{12} – вероятность поглощения энергии. A_{21} , B_{21} , B_{12} – коэффициенты Эйнштейна.

Индуцированный и *спонтанный* переходы носят резонансный характер – возможны лишь при совпадении частот излучения и квантового перехода ω_{21} . Они являются конкурирующими, а при преобладании индуцированных переходов над переходами с поглощением энергии происходит усиление поля.

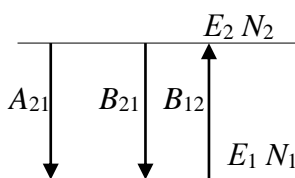


Рис. 1. Квантовые переходы в двухуровневой системе

В активной среде, находящейся в тепловом равновесии, невозможно усиление потока (атом в равновесном состоянии всегда поглощает падающее на него излучение). Поглощение энергии приводит к переходу частиц в возбужденное состояние и повышению населенности верхнего уровня. Такую среду называют инверсно заселенной. Усиление возможно, если распределение частиц по энергетическим уровням отклоняется от больцмановского (система термодинамически неравновесна). Для поддержания неравновесности требуется постоянное воздействие внешнего источника возбуждения (накачка). Без накачки среда переходит в равновес-

ное состояние. Существуют различные методы накачки.

Облучение активной среды потоком излучения – *оптическая накачка*. В двухуровневой системе (см. рис. 1) с помощью оптической накачки не удается создать инверсную заселенность. Среда поглощает излучение накачки $d\rho/dt < 0$ и населенность возбужденного уровня N_2 возрастает. Однако с ростом N_2 поглощение уменьшается и при $N_2 = N_1 g_2 / g_1$ полностью прекращается. Наступает насыщение среды, и дальнейшего увеличения N_2 , необходимого для создания инверсности, добиться невозможно. Оптическая накачка используется в трех или четырехуровневых системах.

Другим способом накачки является *электрический разряд*. Электрический разряд поджигается непосредственно в активной среде и приводит к образованию электронов и ионов, которые ускоряются в поле разряда и приобретают кинетическую энергию. При взаимодействии электронов и ионов с атомами газа и между собой происходит перераспределение энергии, набранной в поле. Ускоренный ион теряет значительную часть своей энергии при столкновении с тепловым атомом, так как массы их одинаковы, и поэтому средняя энергия ионов не сильно отличается от тепловой. В то же время упругие соударения электронов с атомами почти не сопровождаются обменом энергией из-за большого различия в массах. В результате электроны накапливают энергию до резонанса с переходом атома.

Одним из механизмов возбуждения атомов является *электронный удар*

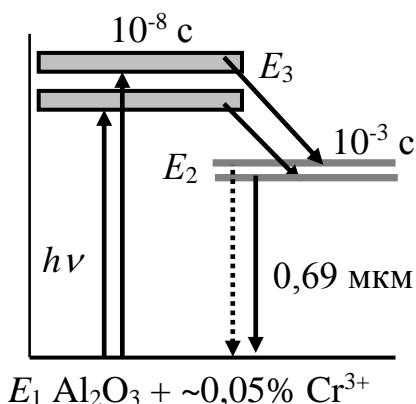
$$e + A = e + A^*.$$

В газах важную роль играет обмен энергией возбуждения между атомами

$$A^* + B = A + B^*.$$

Процесс носит резонансный характер, и сечение имеет резкий максимум, если разность энергий соответствующих возбужденных уровней частиц удовлетворяет условию $\Delta W \leq kT$. В этом случае почти вся энергия возбуждения первого атома переходит в энергию возбуждения второго, и лишь малая часть тратится на кинетическую энергию разлетающихся частиц.

Возбуждение в *электрическом разряде* позволяет реализовать непрерывный режим работы лазера с большим КПД преобразования электрической энергии в энергию излучения. В наиболее мощном газоразрядном лазере непрерывного действия на смеси газов CO_2 и N_2 формирование инверсии населённостей состоит в следующем: электроны газоразрядной плазмы, ускоряемые электрическим полем, при столкновениях возбуждают колебания молекул N_2 . В результате столкновений возбуждённых молекул N_2 с молекулами CO_2 происходит заселение одного из колебательных уровней CO_2 , с инверсией населённостей (КПД $\approx 30\%$).



Свет газоразрядных лазеров имеет наибольшую монохроматичность.

В *газодинамическом* лазере газовая смесь нагревается до температуры $T \sim 2000 \text{ K}$, формируется сверхзвуковой поток, который, выходя из сопла, расширяется. В результате быстрого охлаждения возникает инверсия населённостей

стей рабочих уровней. КПД преобразования тепловой энергии в излучение газодинамического лазера составляет $\sim 1\%$. Высокая мощность газодинамических лазеров обеспечивается большими габаритами.

Одним из наиболее простых и эффективных методов является метод *оптической накачки*, который был использован в первом лазере на рубине. Рубин представляет собой кристалл Al_2O_3 с примесью ($\sim 0,05\%$) ионов Cr^{3+} , замещающих атомы Al. Поглощение света, соответствующего синей и зелёной областям спектра, переводит ионы Cr^{3+} с основного уровня E_1 на возбуждённые уровни, образующие две широкие полосы. Затем за время $\sim 10^{-8}$ с осуществляется безызлучательный переход этих ионов на уровни E_2 . Избыток энергии при этом передаётся кристаллической решётке. Время жизни ионов Cr^{3+} на уровнях E_2 и составляет 1 мс. Только по истечении этого времени ионы снова возвращаются на основной уровень E_1 . Переходам $E_2 \rightarrow E_1$ и $E_2 \rightarrow E_1$ соответствует излучение в красной области спектра. Если освещать кристалл рубина источником света большой интенсивностью в синей и зелёной областях спектра (полосы накачки), то происходит накопление ионов Cr^{3+} на уровнях E_2 и возникает инверсия населённостей этих уровней по отношению к основному уровню E_1 . Это позволило создать лазер, генерирующий излучение с $\lambda = 0,69$ мкм.

Метод оптической накачки обладает следующими преимуществами:

- применим для возбуждения сред с высокой концентрацией частиц (твёрдые тела, жидкости).
- метод возбуждения весьма селективен.

Недостатком оптической накачки является малый КПД.

3.3. Лазерная спектроскопия комбинационного рассеяния

Комбинационное рассеяние света (КРС), связанное с тепловыми колебаниями молекул, является следствием нарушения принципа суперпозиции: световые волны и колебания среды оказывают взаимное влияние друг на друга. КРС сопровождается изменением частоты.

КРС можно рассматривать как два связанных акта - поглощение кванта первичного света и испускание кванта с изменившейся частотой. Спектроскопический процесс измерения этих сдвинутых фотонов позднее был назван именем Рамана, со сдвигом частоты именуемым эффектом Рамана и свет с частотным сдвигом как Рамановское излучение.

Теория КРС - часть общей теории взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. Классическая теория КРС на отдельных молекулах основана на трех положениях: молекулы рассеивают свет из-за колебания дипольного момента молекулы, индуцируемого полем падающей световой волны; свет видимой и ближней УФ-областей спектра рассеивается в основном электронной оболочкой молекулы (ядра атомов, образующие «скелет» системы, смещаются в поле световой волны незначительно). КРС - результат электронно-колебательного взаимодействия в молекуле (взаимное расположение ядер определяет то внутреннее поле, в котором находится электронное

облако). Способность электронного облака молекулы деформироваться под действием электрического поля световой волны (*поляризуемость*) зависит от конфигурации ядер в данный момент и следовательно, при внутримолекулярных колебаниях изменяется с частотой этих колебаний, и наоборот - при деформации электронного облака могут возникнуть колебания скелета молекулы. Поэтому КРС можно рассматривать как результат модуляции индуцированного дипольного момента колебаниями ядер.

Интенсивности Рамановских линий не превышают 10^{-5} от интенсивности зондирующего источника. Поэтому детектирование и измерение Рамановских спектров затруднено. Проблема, которая еще присутствует в изучении Рамановской спектроскопии, это флуоресценция. Релеевское рассеяние (без изменения длины волны) обычно удаляется из спектров использованием фильтра, который исключает пропускание возбуждающей длины волны.

Отрицательные Рамановские сдвиги соответствуют Стоксовым сдвигам. Сдвиги по направлению к большим энергиям, короткие длины волн именуется анти-Стоксовыми сдвигами. Анти-Стоксовы линии менее интенсивны, чем Стоксовы линии. Если флуоресценция от образца перекрывает Рамановские Стоксовы сдвиги, тогда линии связанные с анти-Стоксовыми сдвигами могут быть использованы для анализов (они не подвергаются воздействию флуоресценции). Отношение анти-Стоксовых и Стоксовых интенсивностей повышается с температурой, т.к. увеличивается число молекул в первом колебательном состоянии с ростом температуры.

Рамановское рассеяние может быть рассмотрено упрощенным способом в терминах упругого и неупругого соударений между фотонами и молекулами. Упругое соударение включает столкновение фотонов с энергией $h\nu_i$, оканчивается рассеянием фотонов с такой же энергией ($h\nu_i$) во всех направлениях. Этот процесс наиболее предпочтителен, но рассеянные фотоны не обеспечивают какой либо информации о молекулах образца. Такая информация может быть получена, если столкновение неупругое, когда фотоны (снова с энергией $h\nu_i$) либо увеличивают, либо уменьшают энергию в результате столкновения с молекулами образца. Эти рассеянные фотоны будут иметь конечные энергии $h\nu_f = h\nu_i + h\nu_0$ или $h\nu_f = h\nu_i - h\nu_0$, где $h\nu_0$ - энергия, полученная и (или) потерянная фотоном. Предполагая, что кинетические энергии молекулы и фотона остаются неизменными получим

$$E_0 + h\nu_i = h\nu_f + E_1$$

где E_0 и E_1 представляют колебательные энергии молекулы до и после столкновения, соответственно. Рамановский сдвиг

$$\nu_i - \nu_f = \frac{(E_1 - E_0)}{h}$$

Если столкновение упругое тогда $E_0 = E_1$ и будет наблюдаться Рэлеевское рассеяние. Если $\nu_f < \nu_i$ или $\nu_f > \nu_i$ будет наблюдаться Стоксово и анти-Стоксово рассеяние. Заметим, что для Рамановской спектроскопии правила отбора следующие: $\Delta\nu = -1, 0, +1$, которые отвечают анти-Стоксовому, Рэлеевскому и Стоксову рассеяниям, соответственно. Частота падающего излуче-

ния ν_i не критична, так как измеряются только сдвиги частот. Рэлеевская линия значительно более интенсивна, чем Стоксова или анти-Стоксова линии. Для обнаружения анти-Стоксова рассеяния молекуле необходимо находиться в возбужденном колебательном состоянии, тогда как для Стоксового рассеяния молекула находится в основном колебательном состоянии. При комнатной температуре, Стоксовы линии более интенсивны, чем анти-Стоксовы, потому, что на возбужденном уровне относительно меньше молекул.

3.4. Когерентное антистоксовое рассеяние света (КАРС)

Под действием световой волны (частота ω) электроны в молекуле смещаются, и молекула приобретает дипольный момент $p = \epsilon\beta E$ где E - напряженность электрического поля световой волны, β - поляризуемость, которая связана со строением молекулы и характеризует способность электронов в молекуле смещаться относительно ядер. Показатель преломления n связан с концентрацией молекул N и β : $n^2 = 1 + N\beta$.

Изменение оптической однородности может быть связано как с изменениями N (число частиц в единице объема из-за хаотического движения молекул немного меняется), так и с изменениями поляризуемости молекул β .

Тепловые колебания различных молекул не согласованы друг с другом и имеют случайную фазу. Поэтому молекулы, поляризуемость которых отличается от средней поляризуемости, распределены по объему вещества случайным образом. Это приводит к флуктуациям показателя преломления - нарушению оптической однородности среды, вызывающей рассеяние света.

Сложные колебательные движения атомов, образующих молекулу, можно представить как суперпозицию простых гармонических колебаний, которые называются нормальными. Каждое нормальное колебание совершается с определенной амплитудой и частотой Ω_i .

Периодически изменяющийся во времени электрический диполь является источником электромагнитного излучения. Частота излучаемых волн равна частоте колебаний диполя. Динамика дипольного момента молекулы во времени определяется суперпозицией гармонических колебаний ω , $\omega + \Omega_i$, $\omega - \Omega_i$. Комбинационное рассеяние света, связанное с тепловыми колебаниями молекул, является следствием нарушения принципа суперпозиции: световые волны и колебания среды оказывают взаимное влияние друг на друга.

Если в среде распространяются одновременно две световые волны — E_1 и E_2 с частотами ω_1 и ω_2 , то поле $E = E_1 + E_2$ и сила взаимодействия света и атома будут, в частности, содержать компоненту, изменяющуюся с частотой $\omega_1 - \omega_2$. В качестве волн $E_1 + E_2$ используют волны видимого диапазона. Разность $\omega_1 - \omega_2$ можно сделать сколь угодно малой, и в частности близкой к частоте нормального колебания: $\omega_1 - \omega_2 \approx \Omega_i$. При этом возможна резонансная раскачка колебаний атомов в молекулах. В этих условиях на хаотическое внутримолекулярное движение накладываются регулярные вынужденные колебания, фазы которых в различных молекулах определяются фазами вынуждающих полей E_1 и E_2 . Направив в такую среду пробную волну с частотой

той ω , можно наблюдать стоксово и антистоксово излучения на частотах

$$\omega_{c,a} = \omega \pm (\omega_1 - \omega_2). \quad (3)$$

Эффективность обмена энергией между взаимодействующими волнами, как при всяком резонансе, зависит от фазовых соотношений между ними. Поэтому рассеянная волна имеет наибольшую интенсивность в направлениях, вдоль которых сохраняются фазовые соотношения между волнами. Эти направления задаются условиями фазового синхронизма. Следствием этого является узкая направленность рассеянного излучения, что позволяет практически полностью собирать рассеянное излучение на фотоприемник.

Наибольший практический интерес имеет антистоксово рассеяние (ему соответствует знак $+$ в соотношениях (3)), поскольку в антистоксовой области, к примеру, отсутствует люминесценция образца.

Рассеяние на согласованных по фазе колебаниях (говорят: когерентно возбужденных) будет приводить к значительному росту интенсивности рассеянного света. Интенсивность потока КАРС достигает 1% от мощности пробной волны. Столь эффективное рассеяние является следствием в первую очередь сфазированности, когерентности вынужденных колебаний, а не их большой амплитуды. Даже в сильных световых полях амплитуды вынужденных колебаний на два-три порядка меньше среднеквадратичных отклонений ядер от положений равновесия в результате тепловых колебаний.

Спектр когерентного рассеяния может быть получен, если имеется возможность плавной перестройки одной из частот волн накачки.

При этом проявляется интересная особенность сигнала КАРС. Когерентно рассеянное молекулами излучение на частоте ω_a состоит из двух компонент: резонансной составляющей, связанной с колебаниями молекул, и нерезонансной компоненты, не связанной с молекулярными колебаниями. Вторая компонента практически не зависит от разности частот волн накачки.

Поскольку эти компоненты когерентны, то они интерферируют между собой и в регистрируемом сигнале появляются характерные \max и \min интенсивности при сканировании разности частот вблизи частоты молекулярного резонанса. Поэтому форма спектральной линии молекулярного колебания в спектроскопии КАРС сильно отличается от формы линии спонтанного КР.

Принципиальная схема регистрации потока КАРС приведена на рис. 1. Два лазера 1 и 2 создают волны накачки с частотами ω_1 и ω_2 . Излучение лазера 2 перестраивается по частоте (например, лазер на основе красителя). Излучение лазеров фокусируется линзами 3 и 4 в образце 5. Когерентно рассеянное излучение на частоте ω_a собирается линзой 6 и направляется в монохроматор 7. Поток рассеянного излучения регистрируется фотоприемником 8. На рисунке приведен характерный вид спектра потока КАРС. Нерассеявшаяся часть излучения накачки поглощается ловушками. В качестве пробной волны выступает одна из волн накачки (допустим $\omega = \omega_1$, см. соотношение для частот на рисунке). Угол между волнами накачки (для жидких образцов составляет 1° - 3°) выбирается так, чтобы выполнялось условие фазового синхронизма (см. векторную диаграмму и соотношение волновых векторов).

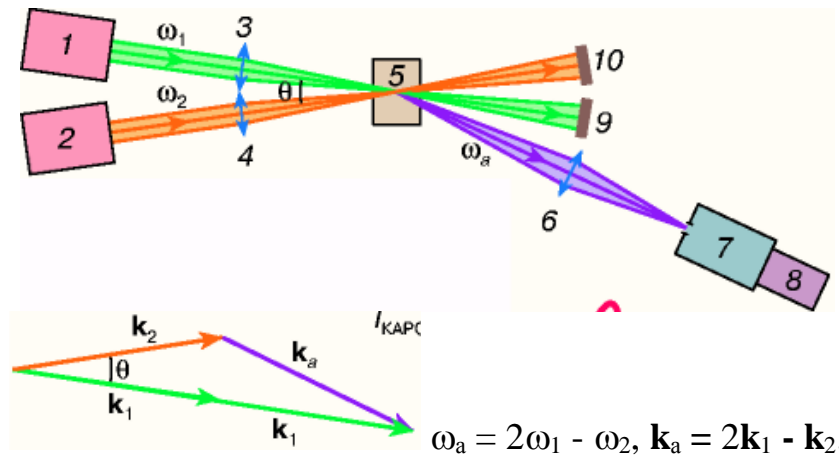


Рис. 1. Принципиальная схема спектрометра КАРС.

3.5. Оптические методы визуализации потоков

Теневые методы применяются для визуализации прозрачных фазовых неоднородностей. С появлением лазеров эти методы начали применять также для исследования плазмы. В методе светящейся точки исследуемая фазовая неоднородность просвечивается пучком световых лучей, исходящих из точечного источника S . В результате вариаций показателя преломления или толщины исследуемого объекта D световые лучи, проходящие через разные его участки, отклоняются на разные углы, что приводит к перераспределению освещенности на экране. Относительные изменения освещенности экрана

$$\frac{\Delta I}{I} \sim l \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) n(x, y, z) dz \quad (1.1)$$

(где l - расстояние между исследуемой неоднородностью и экраном), т.е. определяют вторую производную от показателя преломления, проинтегрированную по линии наблюдения.

В методе ножа и щели (рис. 1.1, б) исследуемый объект проецируется на экран. Роль просвечивающего источника в этом случае играет щель S . Объективы L_1 и L_2 строят изображение щели в плоскости N , где помещается нож, который в отсутствие неоднородности полностью или частично перекрывает изображение щели. Отклонение лучей в среде приводит к смещению изображения щели и изменению освещенности участков изображения объекта.

Освещенность экрана возрастает пропорционально угловому отклонению луча ε_x в направлении, перпендикулярно кромке ножа. Угол отклонения ε_x пропорционален градиенту показателя преломления $\partial n(x, y, z)/\partial x$, проинтегрированному по линии наблюдения. Изменение освещенности экрана

$$\Delta I \sim \varepsilon_x \approx \int \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial x} dz \quad (1.2)$$

Исследуя распределение освещенности на экране, можно получить информацию о второй (метод светящейся точки) или о первой (метод ножа и щели) производной показателя преломления. В соответствии с этим теневые методы наиболее удобны для визуализации резких скачков показателя пре-

ломления, когда значения $\partial^2 n / \partial x^2$ и $\partial n / \partial x$ велики (ударные волны).

Путем двукратного или однократного интегрирования можно перейти от $\partial^2 n / \partial x^2$ и $\partial n / \partial x$ к абсолютным значениям показателя преломления (вернее, оптической толщины объекта в направлении наблюдения).

Интенсивное собственное излучение плазмы уменьшает контраст теневой картины и искажает распределение освещенности на экране, что затрудняет количественную обработку теневых картин.

Интерферометрические методы исследования фазовых неоднородностей наиболее точными, которые можно разделить на две группы: 1) с визуализацией поля и 2) с фотоэлектрической регистрацией.

Для интерференционных схем с *визуализацией* поля используются двухлучевые интерферометры Майкельсона, Жамена, Маха-Цандера, Рождественского. Осуществляется амплитудное деление исходного светового пучка на два когерентных пучка, распространяющихся в двух разделенных в пространстве плечах. Эти пучки совмещаются и образуют интерференционную картину, пространственная частота ν_{np} полос в которой определяется углом α между интерферирующими пучками с длиной волны λ :

$$\nu_{np} = \frac{1}{d} = \frac{2 \sin(\alpha / 2)}{\lambda}. \quad (2.1)$$

Здесь d - расстояние между максимумами двух соседних полос.

Распределение интенсивности в интерференционной картине, образующейся в двухлучевом интерферометре, имеет вид

$$I = I_{cp}(1 + p \cos \delta), \quad (2.2)$$

где $I_{cp} = I_1 + I_2$ (I_1, I_2 - интенсивности волн); δ - разность фаз; p - контраст интерференционных полос, определяемый отношением интенсивностей интерферирующих пучков $m = I_1 / I_2$ и функцией их взаимной когерентности $\gamma_{1,2}$

$$p = \frac{2\sqrt{m}}{m+1} \gamma_{1,2} \quad (2.3)$$

Введение плазмы в одно из плеч интерферометра приводит к появлению дополнительного фазового сдвига

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_0] dz \quad (2.4)$$

где z_1 и z_2 - координаты границ плазмы. Соответствующее смещение интерференционной картины, выраженное в числе полос, равно

$$k(x, y) = \frac{\Delta}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_0] dz \quad (2.5)$$

Таким образом, измеряя сдвиги интерференционных полос относительно их положения в отсутствие плазмы, можно получить двумерную картину распределения оптической длины пути (где $l = z_2 - z_1$)

$$D(x, y) = \int_{z_1}^{z_2} n(x, y, z) dz = k(x, y)\lambda + n_0 l. \quad (2.6)$$

Переход от интегральных по линии наблюдения величин $D(x, y)$ к ло-

кальным значениям $n(x, y, z)$ осуществляется путем решения интегрального уравнения (2.6). В случае, когда слой плазмы однороден по оси z

$$n(x, y) = \frac{D}{l} = n_0 + \frac{\lambda k(x, y)}{l} \quad (2.7)$$

В случае неоднородного слоя формула (2.7) позволяет определить среднее по линии наблюдения значение показателя преломления.

Достаточно прост также случай осесимметричных объектов. Выражение (2.6) при этом сводится к интегральному уравнению Абеля.

Для объектов произвольной формы переход от измеренных интегральных по линии наблюдения величин $D(x, y)$ к локальным значениям $n(x, y, z)$ возможен только при просвечивании объекта в разных направлениях.

Чувствительность интерференционных измерений. Минимальное изменение оптической длины пути D_{min} объекта, которое может быть измерено интерференционным методом в соответствии с (2.6), определяется минимальным измеримым смещением интерференционной полосы k_{min} . Величина k_{min} в свою очередь зависит от качества интерферограммы (контраста и частоты интерференционных полос, разрешающей способности регистрирующего устройства, точности изготовления зеркал интерферометра) и от способа измерения сдвигов полос на интерферограмме.

Контраст полос на интерферограмме при использовании лазера как источника света, без труда может быть сделан близким к единице.

Высокая мощность (энергия в импульсе) лазерного излучения позволяет регистрировать интерферограммы на обладающих высоким (порядка сотен и тысяч линий на миллиметр) разрешением фотоматериалах.

При визуальном определении положения интерференционной полосы на интерферограмме среднего качества обычно считают $k_{min} = 0,1$. Используя фотометрические методы, можно достичь большей точности.

При покадровой съемке интерферограмм точность отсчета интерференционных полос, как правило, значительно ниже. Это связано с тем, что отсчет сдвигов полос при введении плазмы необходимо вести от их исходного положения (без плазмы.) Если в интерферограмме имеются участки, где полосы не смещаются при введении плазмы, то исходное положение полос можно найти путем их продолжения в область, занятую плазмой. Иными словами сдвиги полос определяются по их отклонению от прямой линии.

Неточность изготовления зеркал интерферометра, а также аберрации оптической системы, проецирующей заданное сечение плазмы на фотопластинку, приводят к искривлению интерференционных полос даже в отсутствие плазмы. В интерферометрах среднего качества и небольших размеров отклонения полос от прямых обычно составляют 0,1 полосы. Это и определяет величину минимально обнаружимых сдвигов $k_{min} = 0,1$. Для интерферометров с сечением световых пучков около 10 см достижение прямолинейности полос с точностью до 0,1 d по всему полю зрения представляет очень трудную задачу. Даже при высоком качестве оптических элементов возможны существенные искажения интерференционной картины (достигающие нескольких полос) за счет напряжений, возникающих при закреплении, зер-

кал интерферометра и окон плазменной установки в оправках.

Если отступления полос от прямолинейности больше 0,1 или допустимая ошибка измерения меньше этой величины, то необходимо тщательно измерить сдвиги полос по всей интерферограмме в отсутствие плазмы, и при измерениях сдвигов, обусловленных плазмой, вносить соответствующие поправки, что существенно усложняет процедуру измерений.

Минимальная величина изменения показателя преломления $\Delta n_{\min} = (n - n_0)_{\min}$, измеримую интерференционным методом

$$\Delta n_{\min} = \frac{k_{\min} \lambda}{l} \quad (2.19)$$

Минимальное значение концентрации электронов $N_{e \min}$ в см^{-3} найдем, подставив в (2. 19) $\Delta n_{\min} = 1 - n_e$ из (5)

$$N_{e \min} = 2,2 \cdot 10^{13} \frac{k_{\min}}{\lambda l} \quad (2.20)$$

Атомная концентрация, обнаружимая интерференционным методом

$$N_{a \min} = 2,2 \cdot 10^{13} \frac{k_{\min} \lambda}{A l} N_0 \quad (2.21)$$

В соответствии с величинами коэффициентов А из формулы Коши $N_{a \min}$ примерно на один-два порядка выше $N_{e \min}$.

Для высокоионизованной плазмы основной вклад в рефракцию в видимой области спектра вносят электроны. Тем не менее в тех случаях, когда плазма возникает в воздухе или в газах при давлениях более 1 атм (лазерная искра, искровой пробой, взрыв проволочек), сдвиги полос на интерферограммах, несмотря на достаточно высокую степень ионизации, в значительной степени могут быть связаны не с электронной компонентой плазмы, перераспределением тяжелых частиц (вытеснением газа из горячей области).

Существенного увеличения чувствительности к определению электронной концентрации можно добиться увеличением λ (см. (2. 20)).

Чувствительность к определению концентрации атомов и ионов может быть значительно увеличена за счет использования для получения интерферограмм излучения с длиной волны λ , близкой к линии поглощения соответствующего сорта частиц (метод резонансной интерферометрии).

Помимо описанных выше возможностей увеличения чувствительности интерферометрии к определению отдельных компонентов плазмы, связанных с различной зависимостью рефракции разных частиц от длины волны, имеются пути увеличения общей чувствительности интерференционных измерений к определению фазового сдвига, внесенного исследуемым объектом. Это многоходовые методы (увеличение толщины слоя), а также использование многолучевых интерферометров, обеспечивающих значительно большую, чем при двухлучевой интерферометрии, точность измерения сдвига полос.

В большинстве случаев сдвиги полос на интерферограммах плазмы обусловлены как появлением электронов, так и изменением концентрации тяжелых частиц (атомов и ионов). Для того чтобы разделить вклады, вносимые в рефракцию плазмы электронами и тяжелыми частицами, нужно иметь две

(или более) интерферограммы, полученные с помощью излучений с разными длинами волн, для каждой из которых

$$k_i = \frac{\Delta n_i l}{\lambda_i} = \frac{1}{\lambda_i} \sum_k C_k \Delta N_k - 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda_i N_e l$$

Из системы уравнений для двух длин волн

$$N_e = 2,2 \cdot 10^{13} \frac{k_2 \lambda_2 - k_1 \lambda_1}{(\lambda_1^2 - \lambda_2^2) l} \quad (2.23)$$

$$\sum_k C_k \Delta N_k = \frac{(k_2 \lambda_1 - k_1 \lambda_2) \lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1^2 - \lambda_2^2) l} \quad (2.24)$$

Множественное прохождение лазерного луча через исследуемую неоднородность эквивалентно увеличению оптической плотности.

Методы *резонансной* интерферометрии основаны на получении интерферограмм с помощью излучения, близкого к линии поглощения одного из компонентов исследуемой плазмы.

По мере приближения к линии поглощения рефракция соответствующих атомов резко возрастает и можно на несколько порядков превысить рефракцию тех же атомов вклад от линии поглощения. Таким образом, используя для получения интерферограмм излучение с длиной волны, близкой к линии поглощения, можно существенно увеличить чувствительность измерения концентрации соответствующих атомов. Аналогичным способом можно достичь также увеличения чувствительности теневого и шпирен-методов.

Значение обнаружимой данным методом концентрации как функцию расстояния между длинами волн линии зондирующего излучения λ и линии поглощения λ_0 . Минимальная обнаружимая концентрация достигается на расстоянии от центра линии поглощения, равном ее полуширине:

$$N_{a, \min} \approx \frac{\Delta \lambda k_{\min}}{C \lambda_0^2 f l} \quad (2.31)$$

Минимально обнаружимая концентрация атомов прямо пропорциональна ширине линии поглощения.

Верхний предел концентраций метода резонансной интерферометрии обусловлен поглощением зондирующего излучения плазмой и соответствующим снижением контраста p интерференционных полос.

Если на выходе интерферометра поместить диафрагму, выделяющую часть интерференционной полосы, а за ней расположить фотоприемник, то по изменению фототока на выходе приемника можно будет следить за изменением оптической разности хода во времени. При такой регистрации утрачивается информация о двумерном пространственном распределении показателя преломления, получаемая в схемах с визуализацией поля. Пространственное разрешение определяется диаметром зондирующего пучка.

Преимуществом фотоэлектрической регистрации является возможность увеличения чувствительности к определению концентрации электронов за счет использования длинноволнового излучения, т.к. имеется достаточный ассортимент фотоэлектрических приемников для работы в ИК диапазоне.

3.6. Методы лазерной доплеровской анемометрии

Методы лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) позволяют одновременно измерять скорость, размер и концентрацию частиц. Измерения размеров основаны на зависимости амплитуды доплеровского сигнала от диаметра движущихся частиц, а концентрации - на измерении количества импульсов фототока. Метод, основанный на измерении глубины модуляции фототока позволяет измерять размеры частиц в диапазоне от 5 до 500 мкм. Контрастность интерференционных полос в рассеянном излучении определяется формой, размерами и концентрацией дисперсных частиц. Установлено, что размеры частиц можно оценивать, когда их диаметр сравним с расстоянием между интерференционными полосами. Если расстояние между интерференционными полосами гораздо больше диаметра частиц, можно получить данные о концентрации рассеивающих центров.

Размеры пылинок можно определять по измеренной доплеровским методом скорости при известном законе движения дисперсных частиц заданного размера. Например, может быть использована акустическая волна для дополнительного стимулирования движения дисперсных частиц в доплеровском лазерном измерителе скорости. При некоторых частотах относительная амплитуда пространственных колебаний различных частиц может быть соотнесена с их размером. Эту информацию можно получить из спектра мощности переменной составляющей электрического сигнала.

Оптические схемы ЛДА можно объединить в три группы: схемы с опорным пучком, дифференциальные и инверсно-дифференциальные схемы.

В методе ЛДА с опорным пучком в исследуемую область двухфазного потока направляют один пучок лазерного излучения. Рассеянная волна, выделенная под некоторым углом к направлению падающего пучка, поступает на приемник излучения, работающий в режиме фотосмещения (оптический гетеродин). В качестве источников зондирующего и опорного пучков обычно используется один и тот же лазер (в качестве опорного пучка используется часть зондирующего). Зависимость результата измерения величины доплеровского сдвига частоты зондирующего излучения от геометрии как освещающего, так и опорного пучков является характерной особенностью схем ЛДА с опорным пучком.

Достоинство такой схемы – отсутствие влияния исследуемой среды на характеристики опорного пучка, недостаток – большое количество оптических элементов, что приводит к меньшей временной и температурной устойчивости их взаимного пространственного расположения.

Дифференциальная схема ЛДА характеризуется тем, что в исследуемую среду направляются два лазерных пучка равной интенсивности. Поток рассеянного излучения собирается приемным объективом и направляется на ПИ. Доплеровский сдвиг частоты определяется в совмещенных пространственно волнах, рассеянных от 1-го и 2-го падающих пучков лазерного излучения. Эти потоки оптических излучений смешиваются на входе в ФЭУ, поэтому спектр электрического сигнала имеет составляющую разностной частоты.

Для дифференциальных схем ЛДА результат измерения доплеровского

сдвига частоты лазерного излучения определяется геометрией освещающих пучков и не зависит от приёмной апертуры, ограничивающей поток рассеянного излучения. Определяется разность доплеровских сдвигов частоты оптического излучения, а ФЭУ работает в режиме фотодетектирования.

В инверсно-дифференциальной схеме в исследуемую область пространства направляется один лазерный луч. Выделенные под двумя, симметричными относительно исходного направления распространения падающего излучения, рассеянные потоки пространственно совмещаются на входе в фотоприемник, работающем в режиме оптического смешивания.

Величина доплеровского сдвига частоты зондирующего излучения в инверсно-дифференциальной схеме не зависит от взаимного положения в пространстве падающего пучка и газодисперсного потока, а целиком определяется геометрией выделяемых потоков рассеянного излучения.

В схеме *ЛДА с обратным рассеянием* излучение зондирующего лазера с помощью телескопа направляется в исследуемый объем. Отраженное от дисперсных частиц из счетного объема излучение собирается телескопом, направляется в резонатор лазера, где усиливается. Светоделительной пластина направляет часть выходного излучения зондирующего лазера на ФЭУ. На фотоприемник падает также часть первичного излучения из резонатора. На фотоприемнике происходит интерференция излучения лазера и излучения, смещенного на доплеровскую частоту. Электрический сигнал фотоприемника модулирован на доплеровской частоте.

3.7. Микроволновая диагностика плазмы

Сверхвысокочастотная (СВЧ) диагностика основана на зависимости проводимости плазмы от других её параметров. Для зондирования плазмы излучением СВЧ диапазона в свободном пространстве используются направленные излучатели, обеспечивающие фокусировку поля в область, сравнимую с длиной волны. В случае, если характерные размеры плазмы значительно больше длины волны излучения, то можно пренебречь зависимостью параметров плазмы от поперечных координат (условие геометрической оптики).

Коэффициент отражения излучения, направленной на плазму, резко увеличивается, если частота поля превышает частоты столкновений электронов. Измеряя частоту СВЧ излучения, при которой происходит резкое увеличение амплитуды отраженной (уменьшение амплитуды проходящей) от плазмы волны можно определять максимальную концентрацию электронов по линии зондирования. Для этого необходимы перестраиваемые по частоте в широком диапазоне генераторы. Технически проще организовать измерения амплитуды проходящей или отраженной волны на нескольких фиксированных частотах. При этом может использоваться схема работы нескольких генераторов в самостоятельном измерительном тракте.

Более компактной, но значительно более сложной в реализации является схема работы нескольких генераторов на общий волноводный тракт, например, через общую излучающую антенну. Для выделения излучений на разных длинах волн, прошедших через плазму, могут быть использованы

настраиваемые узкополосные детекторные головки, дифракционная решетка.

По характеристикам прошедшей через плазму волны можно определять концентрацию и частоту столкновения электронов.

Осуществление ВЧ зондирования для определения параметров газоразрядной плазмы основано на измерения характеристик проходящей через плазму или отражённой от нее волн.

Для определения концентрации электронов n_e и эффективной частоты столкновения $\nu_{эф}$ необходимо измерить показатель преломления n_i и показатель поглощения плазмы α_i , которые связаны с параметрами плазмы

$$\alpha_i = \sqrt{-0,5\left(1 - \frac{a}{1+\epsilon^2}\right) + 0,5\sqrt{\left(1 - \frac{a}{1+\epsilon^2}\right) + \left(\frac{a\epsilon}{1+\epsilon^2}\right)^2}}, \quad (3.3)$$

$$n_i = \sqrt{0,5\left(1 - \frac{a}{1+\epsilon^2}\right) + 0,5\sqrt{\left(1 - \frac{a}{1+\epsilon^2}\right) + \left(\frac{a\epsilon}{1+\epsilon^2}\right)^2}}, \quad \text{где } a = \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2, \quad \epsilon = \frac{\nu_{эф}}{\omega} \quad (3.4)$$

В процессе эксперимента непосредственно определяют величину поглощения плазмы $\Delta\eta$ и фазовый сдвиг $\Delta\phi$ для зондирующего излучения и затем величины α_i и n_i рассчитывают по формулам:

$$\alpha_i = \frac{\lambda\Delta\eta}{4\pi\pi,35l_{II}}, \quad n_i = 1 - \frac{c\Delta\phi}{l_{II}\omega}, \quad (3.5)$$

где l_{II} - размер плазменного образования, λ - длина волны зондирующего СВЧ излучения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов В.А. Физика кинетических явлений и вакуумная техника: Учеб. пособ. - Томск: Изд. ТПУ, 1998.
2. Преображенский Н.Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы. Новосибирск: Наука, 1971.
3. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1976. 26
4. Сенченков А.П. Техника физического эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. Скотников М.М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976.
6. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме. М.: Атомиздат, 1978.
7. Волков Я.Ф., Дятлов В.Г., Митина Н.И. Диагностика турбулентной плазмы. Киев: Наукова думка, 1983.
8. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
9. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
10. Диагностика термоядерной плазмы. Под ред. С.Ю. Лукьянова. М.: Энергоатомиздат, 1985.
11. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
12. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979.
13. Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971.
14. Милованов О.С., Собеник Н.П. Техника сверхвысоких частот. М.: Атомиздат, 1980.
15. Накоряков В. Е., Бурдуков А. П., Кашинский О. Н., Гешев П. И. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. Новосибирск, 1986, 247 с.
16. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1, М.: Наука, 1987.
17. Певчев Ю.Ф., Финогенов Х.Г. Автоматизация физического эксперимента, М.: Энергоатомиздат, 1986.
18. Грошковский Л. Техника высокого вакуума. - М.: Мир, 1975.
19. Карлов Н.В.. Лекции по квантовой электронике. М.: «Наука», 1983.
20. Качмарек Р.. Введение в физику лазеров. М.: «Мир», 1981.
21. Розанов Л.Н. Вакуумная техника. М.: Высшая школа, 1990.
22. Гордиец Б.Ф., А.И.Осипов, Л.А. Шелепин. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. - М.: «Наука», 1980.
23. Левин Г. Основы вакуумной техники. М.: Энергия, 1969.