

Земляков В.В., Панич А.Е.

***ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ***

(Учебное пособие)

2010 г.

УДК 53.084.2

Рецензент

доктор физ.-мат. наук, профессор В.Ю. Тополов

Земляков В.В., Панич А.Е. Физические основы получения информации. Учеб. пособие. Ростов-на-Дону, 2010. – 132 с.

Учебное пособие предназначено для студентов 2-го и 3-го курсов факультета высоких технологий ЮФУ, обучающихся по направлению подготовки 200100 Приборостроение.

ВВЕДЕНИЕ

Дисциплина «Физические основы получения информации» является базовой для подготовки инженеров по специальности 200106 «Информационно-измерительная техника и технологии». Она имеет большое самостоятельное значение, а также готовит студентов к изучению курсов «Измерительные информационные системы», «Гидроакустические пьезопреобразователи», «Пьезопреобразователи вибраций», «Пьезопреобразователи давления», «Пьезопреобразователи для электроники и микросистем» и др.

Данное учебное пособие предназначено для ознакомления студентов с основами взаимодействия физических полей с веществом и физическими эффектами, используемыми для получения измерительной информации, а также с принципами работы датчиков и методами анализа и синтеза физических явлений для создания различных средств измерения, диагностики и контроля.

Необходимость в создании учебного пособия продиктована ограниченным доступом, а также огромным объемом информации, представленной в существующих монографиях (в том числе и на иностранных языках), посвященных глубокому и детальному анализу тех или иных методов измерений. В то время, для данной учебной дисциплины необходимо создать общее и, по возможности, всестороннее представление о существующих методах измерений и их классификации, опуская материал, изложенный ранее в курсах «Общей физики», «Электротехники и электроники» и т.д., а также материал других специальных дисциплин, читаемых на старших курсах.

Современная информационно-измерительная техника располагает средствами измерения более двухсот различных физических величин – электрических, магнитных, тепловых, акустических, механических и т.д. Подавляющее большинство этих величин в процессе измерения преобразуется в величины электрические, как наиболее удобные для передачи, усиления, математической обработки и точного

измерения. Поэтому в данном пособии основной упор сделан на применение преобразователей разного рода физических величин в электрические величины.

Материал пособия изложен таким образом, чтобы дать возможность читателю последовательно изучить физические явления, лежащие в основе измерительного метода, возможные конструктивные исполнения измерительного элемента, преимущества и недостатки метода, области применения, а также осуществить сравнение с другими возможными методами измерения той или иной физической величины.

Пособие включает в себя информацию по основным методам измерений. Первая глава, посвящена электрическим методам, включающим в себя резистивные, емкостные, термо- и пьезоэлектрические. Во второй главе изложены методы измерения магнитных полей. Возможности использования оптических методов, в том числе и оптоволоконных технологий, для различных измерений приведены в третьей главе. Четвертая и пятая главы посвящены радиационным методам и методам спектроскопии.

Пособие насыщено различными примерами и задачами, позволяющими приобрести практические навыки в области получения информации с помощью различных измерительных систем, а также навыки для осуществления грамотного инженерного выбора вида преобразователей информации при разработке конкретного измерительного устройства или автоматизированного комплекса.

Материал, приведенный в приложениях, не является на наш взгляд обязательной информацией, однако несколько расширяет кругозор пытливого читателя в области применения ультразвуковых методов измерений, а также схемотехнических решений измерительного тракта.

Глава 1. Электрические методы измерения

1.1. Резистивные датчики

Сопротивление резистора зависит от его длины l , поперечного сечения S и удельного сопротивления материала ρ как

$$R_0 = \rho \cdot \int_0^l dl/S. \quad (1.1)$$

Если сечение постоянно по его длине, то

$$R_0 = \rho \frac{l}{S} \quad (1.2)$$

Изменение под действием каких-либо воздействий любого из элементов, входящих в формулу (1.2), приводит к изменению сопротивления, которое, в свою очередь, может быть измерено электрическими методами.

Рассмотрим примеры построения различных датчиков, основанных на измерении сопротивления.

1.1.1. Потенциометры (реостаты)

Реостатным датчиком называется реостат, движок которого перемещается под действием измеряемой неэлектрической величины. Естественной входной величиной таких преобразователей является перемещение движка, а выходной величиной – сопротивление. Таким образом, сопротивление R зависит от позиции x :

$$R(x) = x \cdot R_0, 0 \leq x \leq 1, \quad (1.3)$$

где R_0 – полное сопротивление реостата.

В случае ненагруженного реостата его напряжение $U_r = x \cdot U_0$. Когда реостат нагружен на сопротивление R_l (рис. 1.1), его напряжение

$$U_r = \frac{U_0 \cdot x}{1 + (x - x^2) \frac{R_0}{R_l}}. \quad (1.4)$$

Формула (1.4) переходит в формулу (1.3) при $R_l \rightarrow \infty$. Для осуществления такого перехода можно использовать схему с операционным усилителем (рис. 1.2), одним из свойств которого является бесконечное (в реальности очень большое – ГОм) входное сопротивление.

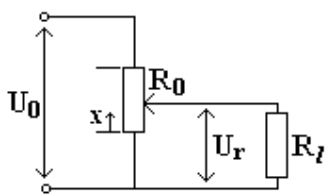


рис. 1.1

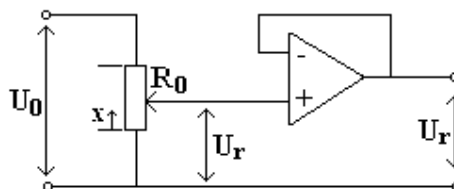


рис. 1.2

Область применения: датчики линейного и углового позиционирования.

Преимущества: высокое разрешение, хорошая линейная зависимость, широкий диапазон измерений (~ 3 м), простые электронные измерительные цепи.

Недостатки: механическая нагрузка (трение), физический контакт с объектом измерения, низкая скорость (до 10 м/с), влияние окружающей среды (пыль, вода, вибрации), износ (до 100 миллионов перемещений).

1.1.2. Металлические датчики температуры

Удельное сопротивление ρ зависит от температуры, причем по-разному у различных материалов (проводников, полупроводников).

Рассмотрим в начале металлические датчики. Как известно, в металлах имеются свободные электроны, количество которых практически не меняется с изменением температуры. Однако при увеличении температуры увеличиваются скорости колебания атомов кристаллической решетки и хаотического движения электронов, что затрудняет

их прохождение через проводник и приводит к возрастанию сопротивления.

Зависимость сопротивления проводника от температуры описывается полиномом:

$$R(\Delta T) = R_0(1 + \alpha \cdot \Delta T + \beta \cdot \Delta T^2 + \gamma \cdot \Delta T^3 + \dots), \quad (1.5)$$

где R_0 – сопротивление проводника при температуре $T_0 = 0^\circ\text{C}$; ΔT – разность температур $\Delta T = T - T_0$, T – измеряемая температура; α , β , γ – температурные коэффициенты, зависящие от проводника.

Материалы, применяемые для металлических термодатчиков, должны обладать высокой стабильностью и линейной зависимостью сопротивления от температуры. На рис. 1.3 (а, б) приведены графики зависимости сопротивления платинового (Pt 100) и никелевого (Ni 100) датчиков от температуры (число 100 в обозначении датчиков соответствует величине сопротивления в [Ом]ах при температуре 0°C). Как видно из графиков отклонение от линейной зависимости начинается у платинового датчика с 300°C , а у никелевого уже с 40°C .

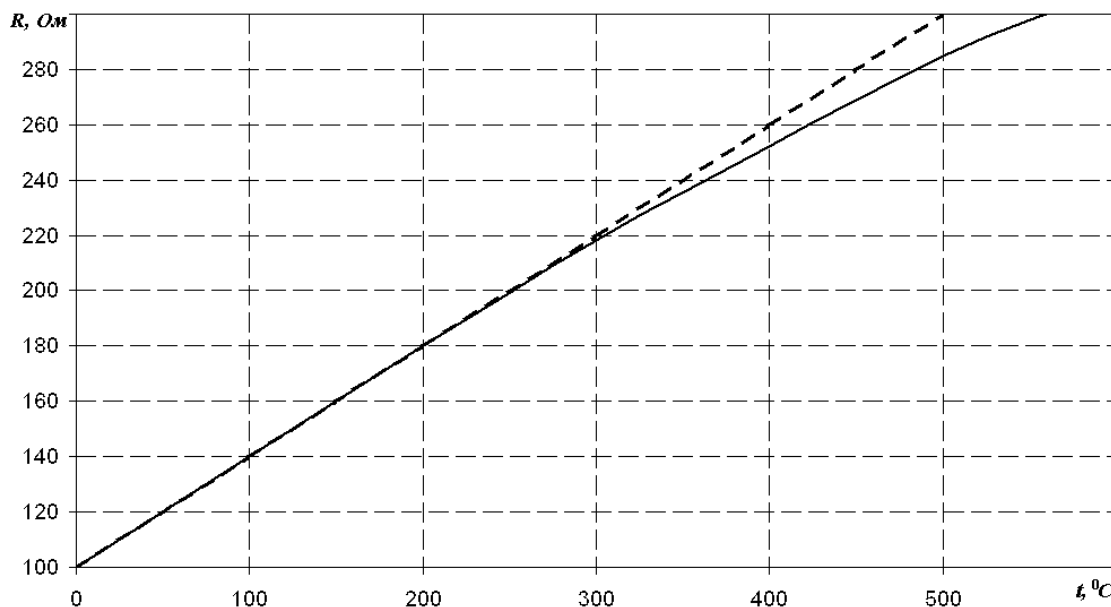


рис. 1.3. а (Pt)

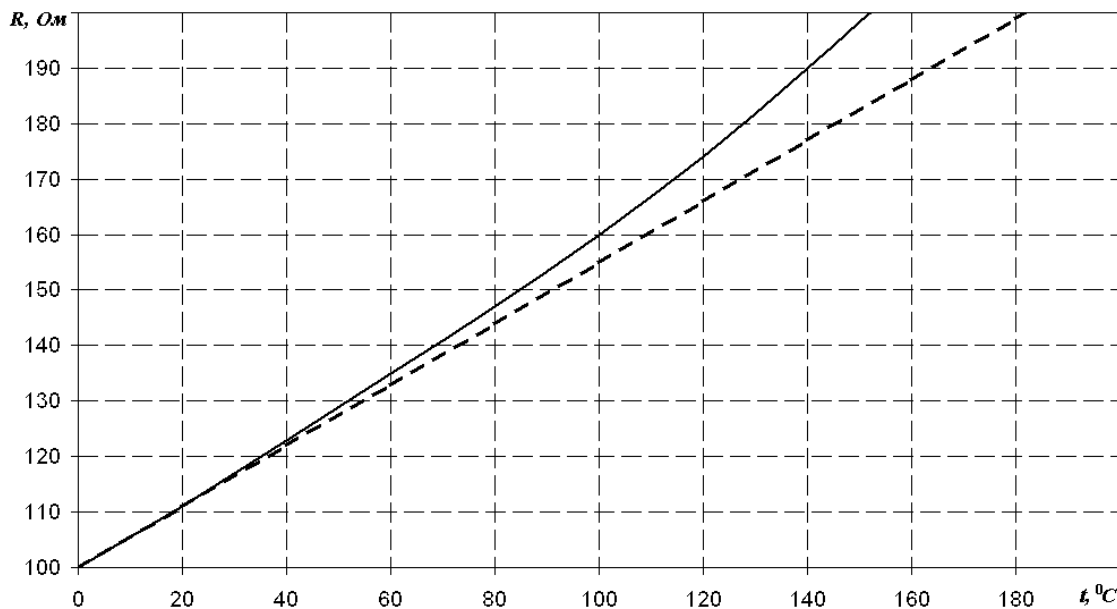


рис. 1.3. б (Ni)

В табл. 1.1 приведены температурные коэффициенты и диапазон измерений некоторых наиболее часто используемых металлов. Как видно, платина является на сегодняшний момент наиболее подходящим материалом для термических датчиков.

Таблица 1.1

Материал	α 1/K	β 1/K ²	γ 1/K ³	Диапазон
Pt	$3.908 \cdot 10^{-3}$	$-0.580 \cdot 10^{-6}$	0	-200 ÷ 500 °C
Ni	$5.485 \cdot 10^{-3}$	$6.650 \cdot 10^{-6}$	0	-60 ÷ 150 °C
Ir	$4.041 \cdot 10^{-3}$	$0.364 \cdot 10^{-6}$	$0.470 \cdot 10^{-9}$	нет данных
Cu	в среднем $\alpha = 4.330 \cdot 10^{-3}$ в диапазоне -50 ÷ 150 °C			

Измерительная схема: Рассмотрим пример измерения сопротивления при помощи простого делителя напряжения (рис. 1.4). Пусть напряжение $U_0 = 10$ В, сопротивление $R_0 = 100$ Ом, а в качестве испытуемого сопротивления R_x – датчик Pt 100. Напряжение

$$U_t = U_0 \cdot \frac{R_x}{R_x + R_0}. \quad (1.6)$$

При температуре 0 °C – $U_t = 5$ В. При изменении температуры на 0.1 изменение сопротивления $\Delta R = R_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T$, $\Rightarrow \Delta R = 4 \cdot 10^{-2}$ Ом, а

напряжение $U_t = 5.001$ В, что соответствует 0.02 %. Таким образом сигнал с датчика очень мал $\Delta R/R \ll 1$ и его выделение на фоне помех и шумов достаточно затруднительно. Для решения этой проблемы обычно используются схемы дифференциальных мостов.

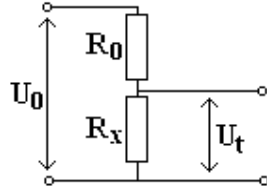


рис. 1.4

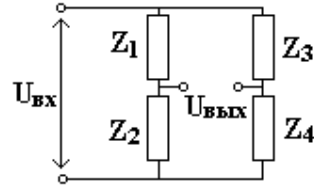


рис. 1.5

Простой дифференциальный мост приведен на рис. 1.5. Условие баланса моста можно записать в следующем виде

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_4}, \quad (1.7)$$

где Z_i – комплексный импеданс соответствующего элемента. При выполнении условия (1.7) $U_{вых} = 0$ – мост сбалансирован. При нарушении баланса путем изменения одного из сопротивлений $U_{вых}$ становится отличным от нуля. Дифференциальные мосты могут быть использованы не только для измерения активных сопротивлений, но и для реактивных – конденсаторов, катушек.

Область применения:

1. Контактные температурные датчики. Тепло передается через соприкасающиеся поверхности среды и датчика. Количество теплоты dQ переданное за время dt определяется по формуле

$$dQ = \alpha \cdot S \cdot (T_1 - T) \cdot dt, \quad (1.8)$$

где T_1 – измеряемая температура объекта, T – температура датчика, α – термическая проводимость, S – площадь соприкосновения. С другой стороны

$$dQ = m \cdot c \cdot dT, \quad (1.9)$$

где c – удельная теплоемкость, m – масса датчика.

Из уравнений (1.8, 1.9) можно получить формулу для температуры:

$$T(t) = T_1 - (T_1 - T_0) \cdot e^{-t/\tau}, \quad (1.10)$$

где временная константа $\tau = mc/\alpha S$. Из (1.10) видно, что $T \rightarrow T_1$ при $t \rightarrow \infty$. Таким образом, учитывая вышесказанное, для увеличения скорости реакции датчика необходимо, уменьшать $m \cdot c$ и увеличивать $\alpha \cdot S$. Вычисление истинного значения температуры можно проводить по расчету скорости изменения температуры.

2. Термоанемометры. Датчики для измерения потока жидкости или газа. Метод измерения основан на сносе тепла движущимся потоком. При помещении в движущуюся жидкость или газовую среду нагреваемого током терморезистора снос тепла потоком является основным фактором, влияющим на теплоотдачу элемента. Уравнение теплового баланса терморезистора имеет вид

$$I^2 R = \sigma \cdot S \cdot (T_o - T_c), \quad (1.11)$$

где σ – коэффициент теплоотдачи, зависящий от скорости движения среды; T_o и T_c – соответственно температура терморезистора (датчика) и среды; S – площадь поверхности терморезистора.

Терморезистор обычно включается в мостовую измерительную цепь. При этом он может работать как в режиме заданного тока, так и в режиме заданной температуры. Последний режим более предпочтителен, особенно при измерении высокоскоростных потоков.

Рассмотрим схему включения, приведенную на рис. 1.6. При нулевой скорости потока через терморезистор проходит некоторый начальный ток, который нагревает его до номинальной температуры, при которой мост находится в равновесии. При движении потока происходит охлаждение терморезистора и изменение его сопротивления, вызывающее нарушение равновесия моста. На выходе усилителя появляется добавочный ток, часть которого проходит через терморезистор выделяя тепло, которое компенсирует потери тепла,

уносимого потоком. При этом температура и сопротивление терморезистора восстанавливаются до номинальных значений. Измеряемая скорость определяется по значению тока, питающего мост.

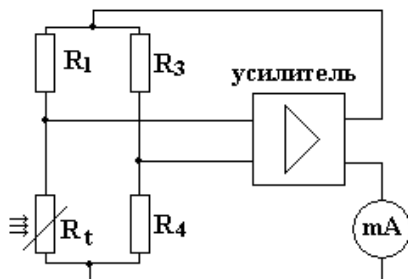


рис. 1.6

Другим, похожим методом для измерения потока является метод с термически изолированным нагревателем. В этом случае в мостовой схеме включены два терморезистора. При установке в измеряемый поток между ними устанавливается нагревательный элемент (рис. 1.7).

При нулевой скорости оба элемента нагреты одинаково. Движение потока приводит к тому, что температуры терморезисторов начинают отличаться, а, следовательно, нарушается и баланс моста.

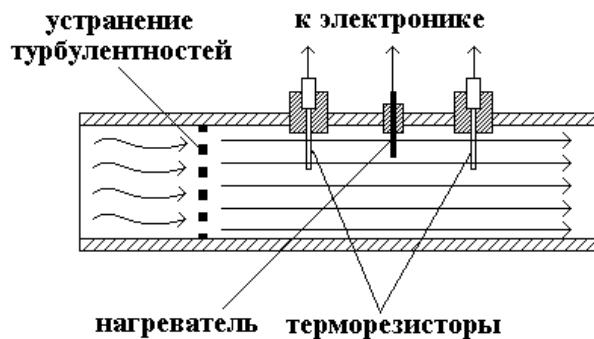


рис. 1.7

Преимущества термических датчиков потока: хорошая точность, особенно для низких скоростей; отсутствие подвижных компонентов, широкий динамический диапазон.

1.1.3. Полупроводниковые датчики температуры

В полупроводниках, в отличие от металлов, количество свободных носителей увеличивается с увеличением температуры. Этот эффект может быть объяснен с точки зрения зонной модели (рис. 1.8). Поскольку электронам необходима энергия для перехода из так называемой валентной зоны в зону проводимости, то их число будет зависеть от степени нагретости полупроводника. Таким образом сопротивление полупроводника уменьшается с увеличением температуры (рис. 1.9).

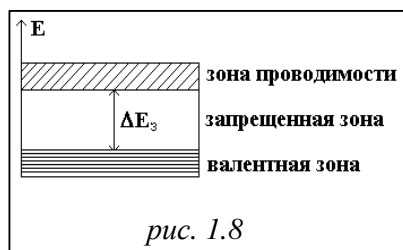


рис. 1.8

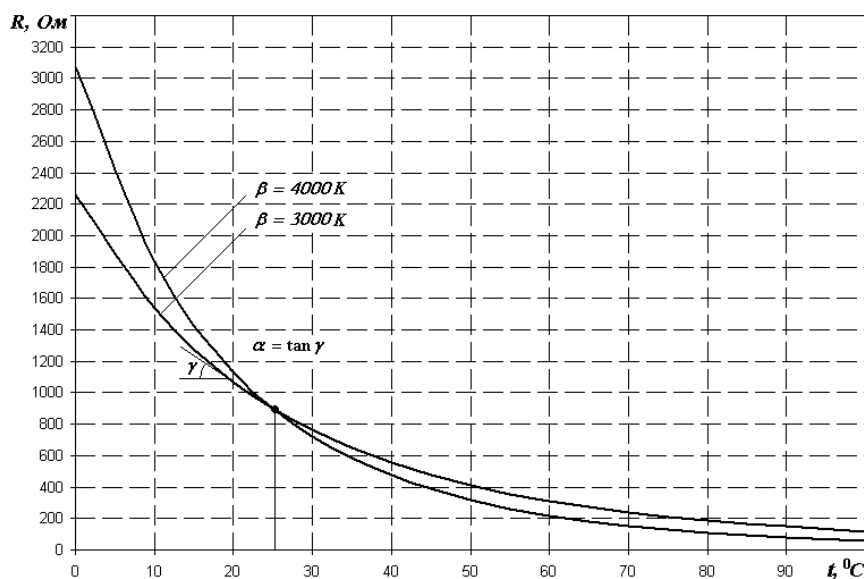


рис. 1.9

Зависимость сопротивления от температуры можно описать следующей формулой

$$R(T) = R_0 \cdot \exp\left(\beta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right), \quad R_0 = R(T_0). \quad (1.12)$$

Температура T_0 для полупроводниковых датчиков обычно равна $T_0 = 273 + 25 \text{ K}$; постоянная β в зависимости от материала меняется в диапазоне от 3000 K до 5000 K.

Температурный коэффициент полупроводниковых терморезисторов отрицателен и уменьшается обратно пропорционально квадрату абсолютной температуры:

$$\alpha = -\frac{\beta}{T^2}. \quad (1.13)$$

Область применения: контактные температурные датчики с широким рабочим диапазоном (до 1000 °С), элементы температурной компенсации, датчики потока и уровня.

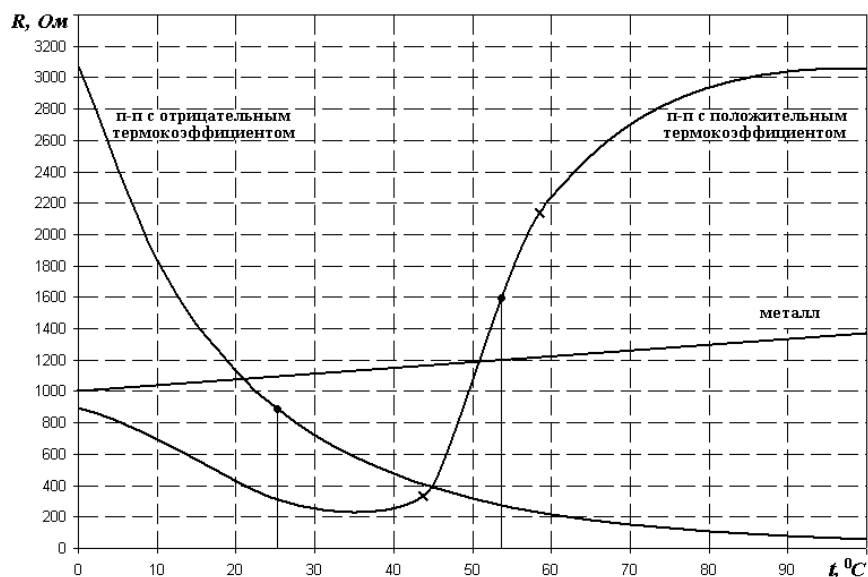


рис. 1.10

Помимо полупроводников с отрицательным температурным коэффициентом существует особый класс полупроводниковых материалов, сопротивление которых резко возрастает в некотором диапазоне температур выше температуры Кюри $T > T_K$. Например, BaTiO_3 с La, Ni или Ta примесями. Такое возрастание сопротивления связано с нарушением упорядоченной структуры диполей. Однако, терморезисторы изготовленные из таких материалов обладают не очень хорошей повторяемостью, что снижает стабильность датчика, и потому применяются в основном в качестве выключателей для защиты цепей и двигателей.

На рис. 1.10 схематически изображены графики зависимости сопротивления от температуры для трех вышеописанных типов температурных датчиков.

Достаточно большую температурную зависимость имеет и р-п – переход в полупроводниковых диодах и триодах. На этом его свойстве основана работа термодиодов и термотранзисторов. Если р-п – переход подключен к источнику постоянного тока, то результирующее напряжение является мерой температуры перехода.

Зависимость сопротивления от температуры на кремниевом диоде при постоянной величине тока представлена на рис. 1.11.

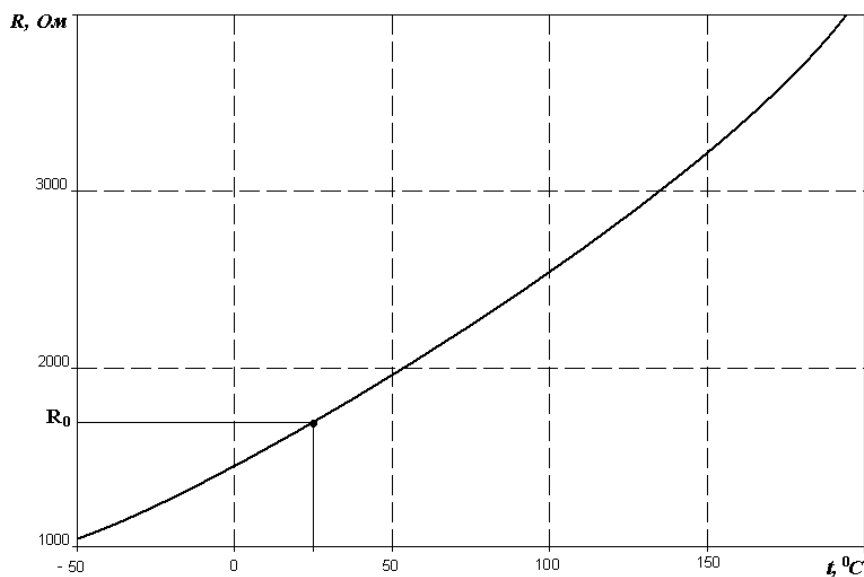


рис. 1.11

Для полупроводникового диода можно записать

$$I = I_0 \cdot \exp\left(\frac{e \cdot V}{k \cdot T}\right), \quad (1.14)$$

$$V = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right), \quad (1.15)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура в Кельвинах; I_0 – ток; e – заряд электрона.

1.1.4. Фоторезисторы

Изменение сопротивления материалов под воздействием световых лучей происходит в результате явления фотоэффекта. Как известно фотон обладает энергией $E_{\phi} = h \cdot f = c \cdot h / \lambda$, где h – постоянная Планка; c – скорость света; f и λ – соответственно частота и длина волны светового излучения. Как было уже сказано выше, для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости необходима энергия. В данном случае – это энергия фотона. Чем больше освещенность, тем больше количество фотонов, а, следовательно, и электронов. Таким образом, при увеличении освещенности сопротивление материала уменьшается. Максимальная длина волны соответствующая минимально необходимой энергии для преодоления запрещенной зоны может быть записана в виде

$$\lambda(\text{мкм}) = 1.24 / E(\text{эВ}). \quad (1.16)$$

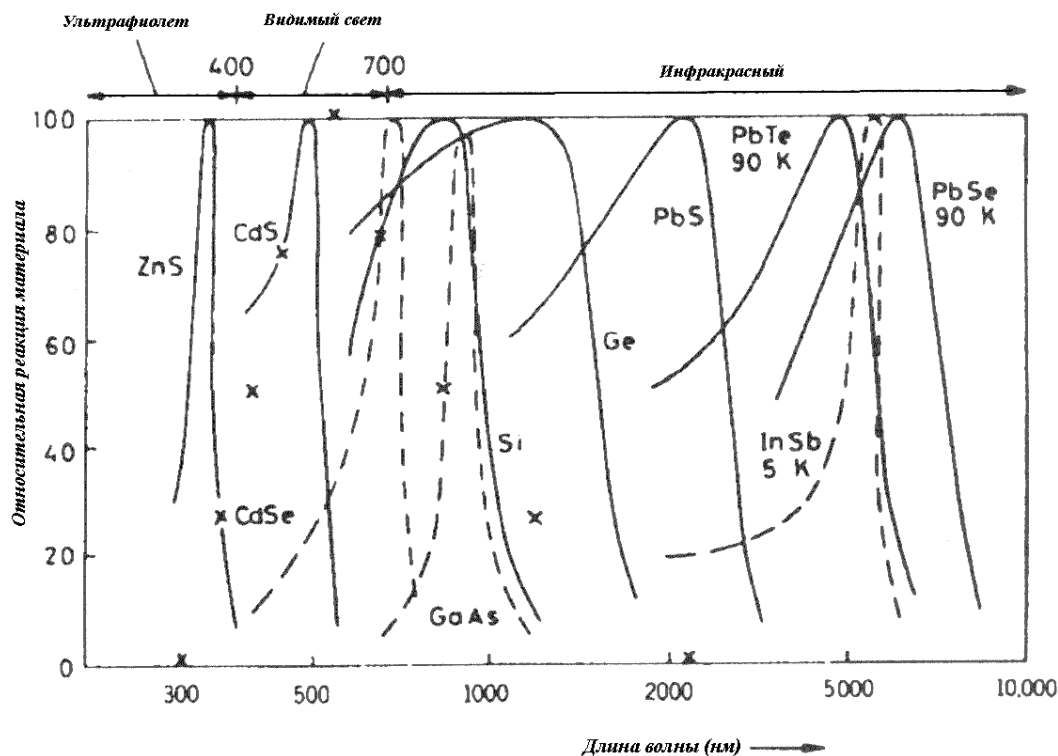


рис. 1.12

Различные материалы показывают максимальную реакцию на световое излучение на разных длинах волн. Рис. 1.12 иллюстрирует спектральную зависимость реакции различных фоторезисторов. В табл. 1.2 приведены величины запрещенных зон и соответствующих максимальных длин волн для различных материалов, используемых для создания фоторезисторов.

Таблица 1.2

<i>Материал</i>	<i>Ширина запрещенной зоны, эВ</i>	<i>макс. длина волны, мкм</i>
ZnS	3.6	0.345
CdS	2.41	0.52
CdSe	1.8	0.69
CdTe	1.5	0.83
Si	1.12	1.10
Ge	0.67	1.85
PbS	0.37	3.35
InAs	0.35	3.54
Te	0.33	3.75
PbTe	0.3	4.13
PbSe	0.27	4.58
InSb	0.18	6.90

Важно помнить, что помимо фотоэффекта, сопротивление любого полупроводника также зависит и от температуры. Это влияние особенно велико при низкой освещенности. Температура является также и причиной тепловых шумов. Поэтому, датчики, применяемые на низких длинах волн должны дополнительно охлаждаться.

Область применения: детекторы огня и света, элементы видеокамер, датчики присутствия и позиционирования.

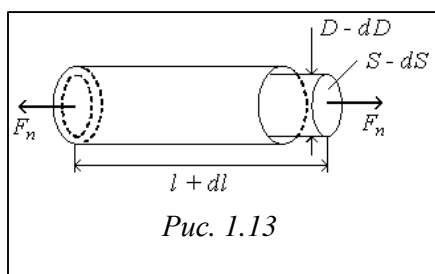
Преимущества: очень чувствительны при малой освещенности, низкая стоимость, произвольные размеры, возможность измерений без дополнительного усиления сигнала.

Недостатки: низкая частота переключения (несколько герц), зависимость от температуры, старение.

1.1.5 Датчики деформации

Согласно формуле (1.2) сопротивление однородного материала зависит от трех параметров – удельное сопротивление, длина и площадь поперечного сечения. В предыдущих разделах мы рассмотрели датчики, принцип действия которых основан на изменении удельного сопротивления под действием различных факторов. Изменение длины и поперечного сечения материала под действием механических напряжений также приводит к изменению сопротивления. Относительное изменение сопротивления запишем из формулы (1.2):

$$\frac{dR}{R} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dl}{l} - \frac{dS}{S}. \quad (1.17)$$



Механическое напряжение (рис. 1.13):

$$\sigma = \frac{dF_n}{dS}, \quad (1.18)$$

где F_n – нормальная компонента силы, приложенная к площади S .

Относительная продольная и поперечная деформации:

$$\varepsilon = \frac{dl}{l}; \quad \varepsilon_\tau = \frac{dD}{D}, \quad (1.19)$$

где D – диаметр образца.

Таким образом, при растяжении или сжатии происходит не только изменение длины, но и поперечных размеров. Связь относительных продольной и поперечной деформаций записывается через коэффициент Пуассона μ :

$$\varepsilon_\tau = -\mu \cdot \varepsilon. \quad (1.20)$$

Коэффициент Пуассона обычно лежит в диапазоне от 0 до 0.5 (например, для стали – 0.303, для меди и алюминия – 0.33)

Напряжение при упругой деформации тела пропорционально относительной деформации (закон Гука):

$$\sigma = E \cdot \varepsilon, \quad (1.21)$$

где E – модуль Юнга – характеристика материала (сталь – $2.1 \cdot 10^5$ Н/мм²; стекло – $0.6 \cdot 10^5$ Н/мм²; алюминий – $0.6 \cdot 10^5$ Н/мм²).

Для образцов круглого поперечного сечения $S = \pi \cdot D^2/4$, тогда с учетом (1.20):

$$\frac{dS}{S} = \frac{2dD}{D} = -2 \cdot \mu \cdot \varepsilon. \quad (1.22)$$

Используя (1.19) и (1.22) запишем формулу (1.17) в виде:

$$\frac{dR}{R} = \frac{d\rho}{\rho} + (1 + 2 \cdot \mu) \cdot \varepsilon. \quad (1.23)$$

Преобразуем относительное изменение удельного сопротивления:

$$\frac{d\rho}{\rho} = C \cdot \frac{dV}{V}, \quad (1.24)$$

где V – объем образца; C – коэффициент пропорциональности, который зависит от свойств материала (сплава). Материалы, обычно применяемые для создания датчиков деформаций, имеют коэффициент C в пределах от 1.13 до 1.15. Для полупроводников $|C| > 100$.

Проведем следующее преобразование:

$$\frac{dV}{V} = \frac{dl}{l} + \frac{dS}{S} = \varepsilon \cdot (1 - 2 \cdot \mu). \quad (1.25)$$

Тогда, окончательно, запишем выражение (1.23) в виде:

$$\frac{dR}{R} = [1 + 2 \cdot \mu + C \cdot (1 - 2 \cdot \mu)] \cdot \varepsilon = k \cdot \varepsilon. \quad (1.26)$$

Коэффициент k назовем – фактор деформации. Для обычно применяемых сплавов (константан: медь – 57%, никель – 43%; манганин: медь – 84%, марганец – 12%, никель – 4%) – $C \approx 1 \Rightarrow k \approx 2$. Для платиновых сплавов (PtW) – $k \approx 4$, для кремниевого n-полупроводника – $k \approx -100$, для кремниевого p-полупроводника – $k \approx +200$.

Измерительная схема: относительное изменение сопротивления при деформациях обычно мало (менее 10^{-3}), поэтому рекомендуется использование схемы дифференциального моста (рис. 1.5). Для уменьшения действия помех и усиления сигнала можно использовать более сложную схему дифференциального моста с селективным усилением сигнала (приложение 1). Напряжение на выходе моста $U_{\text{вых}}$ запишем через напряжение на входе $U_{\text{вх}}$ и значения сопротивлений:

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}} \cdot \left[\frac{R_1}{R_1 + R_2} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right]. \quad (1.27)$$

Рассмотрим зависимость выходного напряжения моста от количества включенных в него датчиков деформации:

1. Если в схему моста включен только один датчик деформации (четверть-мост) и в не деформированном состоянии все четыре резистора имеют сопротивление R , то

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}} \cdot \left[\frac{R + \Delta R}{2R + \Delta R} - \frac{1}{2} \right] = U_{\text{вх}} \cdot \frac{\Delta R}{4R + 2\Delta R}. \quad (1.28)$$

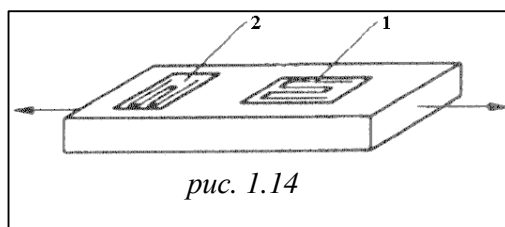


рис. 1.14

Недостатком этой схемы является тот факт, что датчик деформации будет подвержен также и тепловому воздействию. Для компенсации этого

эффекта необходимо в противоположную сторону моста включать аналогичный датчик, но в плоскости перпендикулярной плоскости измерений, чтобы избежать эффекта деформации (рис. 1.14).

2. Поскольку первая схема в любом случае требует использование второго датчика в противоположной диагонали моста, его удобнее располагать в плоскости измерения, но таким образом, чтобы его деформация была противоположна по знаку деформации первого датчика (полумост). В этом случае напряжение на выходе записывается в виде:

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}} \cdot \left[\frac{R + \Delta R}{2R} - \frac{1}{2} \right] = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \frac{\Delta R}{R}. \quad (1.29)$$

Таким образом при таком включении автоматически получается температурная компенсация системы, более того для напряжения на выходе получается линейная зависимость от относительного изменения сопротивления.

3. Случай включения трех датчиков не представляет особого интереса, поэтому перейдем сразу к схеме, где все четыре сопротивления представляют собой датчики деформации, причем сопротивления R_1 и R_4 испытывают деформации одного знака, а R_2 и R_3 – деформации противоположного знака (полный мост):

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}} \cdot \left[\frac{R + \Delta R}{2R} - \frac{R - \Delta R}{2R} \right] = U_{\text{вх}} \cdot \frac{\Delta R}{R}. \quad (1.30)$$

Помимо всех преимуществ полумоста в этой схеме еще вдвое увеличена величина выходного сопротивления.

Приведем приближенные вычисления формулы (1.27). Сопротивление каждого датчика запишем в виде $R_i = R \pm \Delta R_i$, учитывая, что $\Delta R/R \ll 1$, пренебрежем величинами порядка ΔR^2 :

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вх}}}{4} \cdot \left[\frac{\Delta R_1}{R} - \frac{\Delta R_2}{R} - \frac{\Delta R_3}{R} + \frac{\Delta R_4}{R} \right]. \quad (1.31)$$

С учетом формулы (1.26) можно записать следующее выражение:

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вх}}}{4} \cdot [\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \varepsilon_3 + \varepsilon_4]. \quad (1.32)$$

Тогда для трех вышеописанных случаев значения выходных напряжений будут выглядеть следующим образом:

для четверть-моста: $U_{\text{вых}}^{1/4} = \frac{k \cdot U_{\text{вх}}}{4} \cdot \varepsilon$;

для четверть-моста с термической компенсацией:

$$U_{\text{вых}}^{1/4} = (1 + \mu) \cdot \frac{k \cdot U_{\text{вх}}}{4} \cdot \varepsilon; \text{ для полумоста: } U_{\text{вых}}^{1/2} = \frac{k \cdot U_{\text{вх}}}{2} \cdot \varepsilon; \text{ для полного моста: } U_{\text{вых}}^{4/4} = k \cdot U_{\text{вх}} \cdot \varepsilon.$$

Рассмотрим еще один тип датчиков деформации, так называемый «**датчик с автоматической компенсацией**». Поместим обычный датчик деформации с коэффициентом теплового расширения α_{δ} и удельным коэффициентом α_c на подложку с коэффициентом теплового расширения $\alpha_n \neq \alpha_{\delta}$. При изменении температуры системы удлинение датчика составит $\Delta l_{\delta} = l \cdot \alpha_{\delta} \cdot \Delta T$, а удлинение подложки $\Delta l_n = l \cdot \alpha_n \cdot \Delta T$. Поскольку датчик жестко закреплен на подложке, то его относительное удлинение составит $\varepsilon_{\delta} = (\alpha_{\delta} - \alpha_n) \cdot \Delta T$ и в соответствии с формулой (1.26) $\Delta R/R = k \cdot \varepsilon_{\delta}$.

С другой стороны за счет изменения температуры происходит изменение сопротивления согласно формуле (1.5): $\Delta R/R = \alpha_c \cdot \Delta T$. Оба эффекта будут компенсировать друг друга, если выполняется равенство:

$$\alpha_c \cdot \Delta T = k \cdot \varepsilon_{\delta} \Rightarrow \alpha_{\delta} - \alpha_n + \frac{\alpha_c}{k} = 0. \quad (1.33)$$

Это условие может быть выполнено при соответствующем подборе материалов.

Область применения: существуют различные конфигурации датчиков деформации в зависимости от места и способа применения (рис. 1.15). Датчики обычно клеятся или привариваются к деформируемым элементам.

На основе деформации можно измерять различные физические величины, в частности: силу (рис. 1.16 а), давление (рис. 1.16 б), момент вращения (рис. 1.16 в), ускорение (рис. 1.16 г), скорость потока жидкости (рис. 1.16 д).

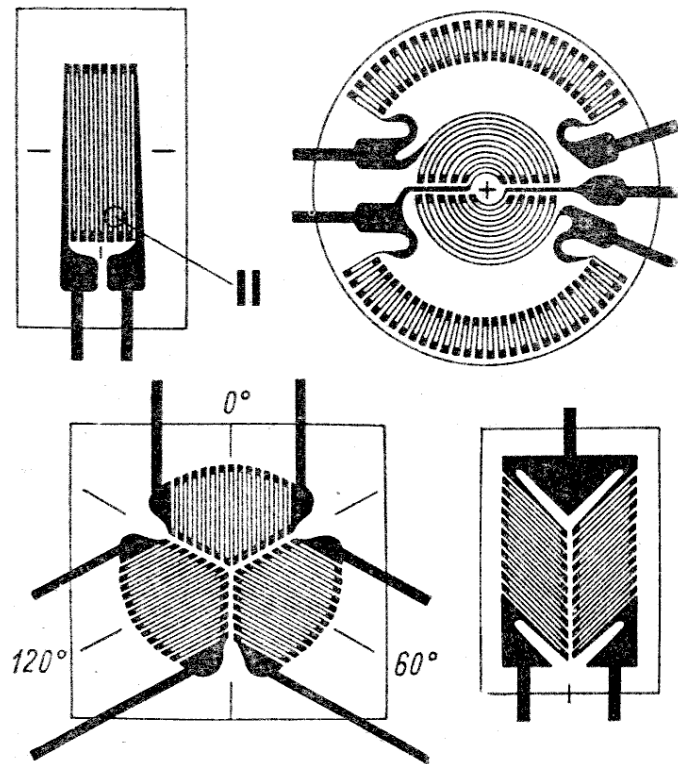


рис. 1.15

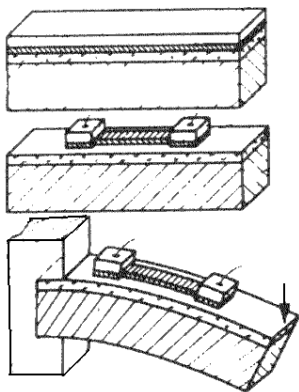


рис. 1.16 а

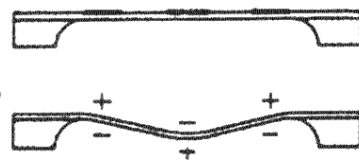


рис. 1.16 б

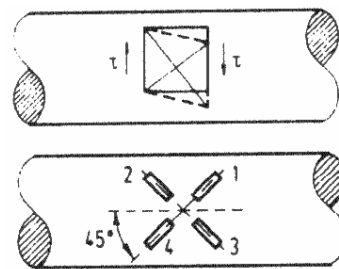


рис. 1.16 в

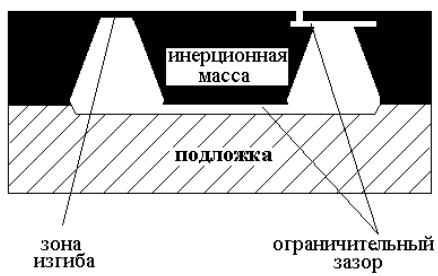


рис. 1.16 г

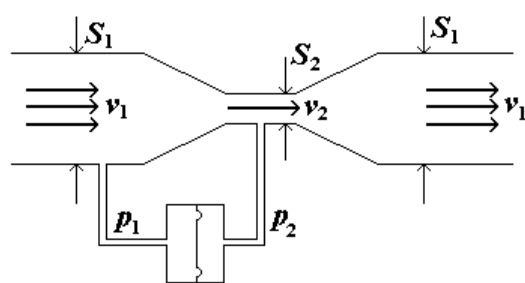


рис. 1.16 д

Остановимся подробнее на датчике потока. В трубе с площадью поперечного сечения S_1 , где необходимо измерять скорость движения жидкости, помещается отрезок трубы некоторого меньшего сечения S_2 . Соединительные трубки из областей с различным поперечным сечением подключены с двух сторон к камере, в центре которой установлена диафрагма. На диафрагму приклеены датчики деформаций, задача которых определять разность давлений. Если жидкость несжимаема, то для нее можно записать уравнение Бернулли в следующем виде:

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2), \quad (1.34)$$

где p_i и v_i – соответственно давление и скорость жидкости в сечении с площадью S_i , ρ - плотность жидкости. Для стационарного движения справедливо уравнение

$$v_1 \cdot S_1 = v_2 \cdot S_2. \quad (1.35)$$

Выразим из уравнений (1.34) и (1.35) скорость жидкости v_1 :

$$v_1 = \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot \frac{S_2^2}{S_1^2 - S_2^2} \cdot \Delta p}. \quad (1.36)$$

Измерив при помощи датчиков деформации разность давлений Δp и зная плотность жидкости и площади поперечных сечений, можно определить искомую скорость потока жидкости.

К недостаткам такого метода измерения можно отнести зависимость скорости от плотности жидкости и от температуры.

1.2. Емкостные датчики

Емкость металлических проводников зависит от формы проводников, расстояния между ними и диэлектрической проницаемости среды, заполняющей это расстояние.

Например, емкость плоского конденсатора, состоящего из двух параллельных металлических пластин площадью S , находящихся на расстоянии l друг от друга равна:

$$C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{S}{l}, \quad (1.37)$$

где ε_0 – электрическая постоянная; ε – диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей пространство между пластинами. Если пластины ориентированы не точно одна против другой, то под площадью S подразумевается только площадь перекрытия пластин.

Емкость цилиндрического конденсатора или коаксиальной линии длиной l , диаметром внутреннего проводника d и диаметром внешнего проводника D равна:

$$C = 2\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{l}{\ln(D/d)}. \quad (1.38)$$

Исходя из формул (1.37) и (1.38) видно, что емкость конденсатора изменяется при изменении диэлектрической проницаемости заполняющей среды и при изменении взаимной ориентации металлических поверхностей, образующих конденсатор.

Определим чувствительность плоского конденсатора при изменении расстояния между пластинами l . Напомним, что чувствительность датчика E определяется как отношение приращения выходного параметра датчика к приращению варьируемого параметра, т.е.

$$E = \frac{dC}{dl} = -\varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{S}{l^2} \sim \frac{1}{l^2}. \quad (1.39)$$

Формула (1.39) позволяет сделать вывод, что чувствительность плоского конденсатора велика при малых l , что делает возможным применение таких датчиков в микроструктурах.

Пусть начальное значение емкости плоского конденсатора равно C_0 , а расстояние между пластинами – l_0 . При изменении расстояния на величину Δl изменение емкости составит

$$\Delta C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{S}{l_0} - \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{S}{l_0 + \Delta l} = C_0 \cdot \frac{\Delta l}{l_0 + \Delta l}, \quad (1.40)$$

а относительное изменение емкости, соответственно

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \frac{\Delta l}{l_0 + \Delta l}. \quad (1.41)$$

Рассмотрим случай сдвига одной пластины конденсатора относительно другой (рис. 1.17). После сдвига изменение емкости конденсатора составит

$$\Delta C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{a_0 \cdot b_0}{l_0} - \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{(a_0 - \Delta a) \cdot b_0}{l_0} = C_0 \cdot \frac{\Delta a}{a_0}. \quad (1.42)$$

Недостатком такого метода является строгое соблюдение параллельности пластин конденсатора ($l_0 = \text{const}$).

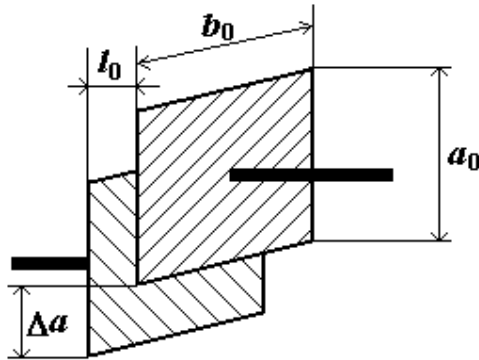


рис. 1.17

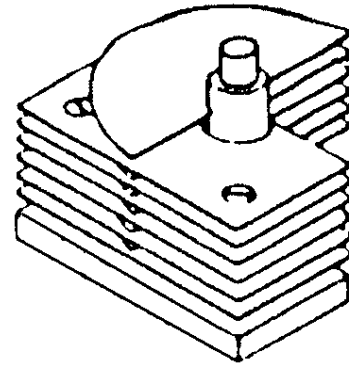


рис. 1.18

Еще одним примером конденсатора с переменной емкостью является вращающийся конденсатор (рис. 1.18). Если такой конденсатор состоит из $n + 1$ пластин, то его емкость определяется по формуле

$$C = n \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{S}{l} \cdot \frac{\alpha}{\pi}. \quad (1.43)$$

Измерительная схема. Емкости датчиков обычно очень малы, а измеряемые изменения емкости еще меньше. Поэтому для осуществления измерений необходимо соблюдать некоторые условия. Соединительные кабели от датчика к электронике должны быть максималь-

но короткими и хорошо экранированы, чтобы их емкость не превышала емкость датчика. Где это представляется возможным, рекомендуется объединение (интегральные схемы) электроники и измерительного элемента. Емкостные датчики чувствительны к загрязнению, воздействию сторонних электромагнитных полей, флуоресцентных источников.

Одним из вариантов защиты емкостных датчиков является использование так называемого «защитного кольца» (рис. 1.19). Когда внешнее кольцо поддерживается при том же напряжении что и сам датчик, осуществляется экранирование от внешних воздействий и краевых эффектов.

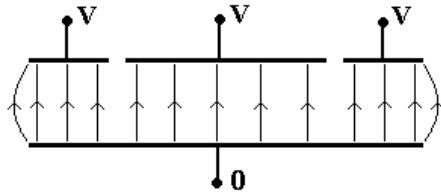


рис. 1.19

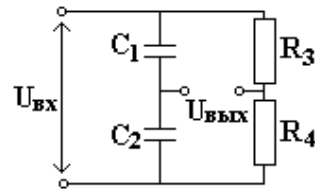


рис. 1.20

Наиболее стандартной измерительной схемой является, как и в резистивных датчиках, схема дифференциального моста. Для емкостного датчика в схеме моста производится замена двух резисторов на два конденсатора (рис. 1.20). При этом согласно формуле (1.7) условие равновесия моста будет выполнено. Когда $Z_3 = Z_4$ выражение для выходного напряжения выглядит следующим образом:

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}. \quad (1.44)$$

Если, только один из конденсаторов является емкостным датчиком (четверть-мост), то при изменении расстояния между пластинами на Δl импеданс будет равен:

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{l_0 \pm \Delta l}{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot S}. \quad (1.45)$$

Подставим (1.45) и аналогичное выражение для недеформированного конденсатора Z_2 в формулу (1.44):

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \left[\frac{l_0 \pm \Delta l - l_0}{l_0 \pm \Delta l + l_0} \right] = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \frac{\pm \Delta l}{2 \cdot l_0 \pm \Delta l}. \quad (1.46)$$

Как видно из формулы (1.46) зависимость выходного напряжения от изменения расстояния между пластинами конденсатора нелинейная.

Рассмотрим схему моста, в которую включены два емкостных датчика (полумост), причем, если для одного расстояние между пластинами увеличивается, то для другого оно должно уменьшаться на ту же величину. Такая структура называется дифференциальный конденсатор (рис. 1.21). Импеданс конденсаторов записываются в этом случае в виде:

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{l_0 + \Delta l}{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot S}; \quad Z_2 = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{l_0 - \Delta l}{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot S}, \quad (1.47)$$

а выходное напряжение:

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \left[\frac{l_0 + \Delta l - l_0 + \Delta l}{l_0 + \Delta l + l_0 - \Delta l} \right] = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \frac{\Delta l}{l_0}. \quad (1.48)$$

Таким образом, к преимуществам полумоста с дифференциальным конденсатором можно отнести следующие: удвоение чувствительности, линейная зависимость выходного напряжения от изменения расстояния между пластинами, возможности определения направления смещения, компенсация помех и внешних воздействий.

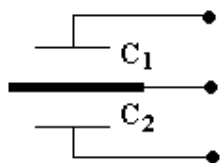


рис. 1.21

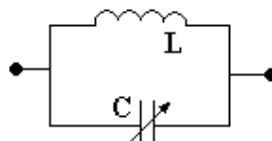


рис. 1.22

Другим достаточно эффективным методом измерения изменения емкости конденсатора является колебательный контур (рис.1.22). Изменение емкости приводит к изменению собственной частоты контура:

$$f = \frac{1}{2 \cdot \pi \sqrt{L \cdot C}}, \quad (1.49)$$

где L и C – соответственно, значения индуктивности и емкости контура.

Частота может либо фиксироваться непосредственно, либо преобразовываться в напряжение.

Область применения: датчики углового и линейного перемещения (рис. 1.23а); датчики приближения (рис. 1.23б); датчики силы и давления (рис. 1.23в); акселерометры (рис. 1.23г); датчики толщины (рис. 1.23д) – соответствующая формула для вычисления емкости записывается как: $C(x) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot S / [\varepsilon \cdot l - (\varepsilon - 1) \cdot x]$; датчики уровня жидкости (рис. 1.23е); датчики относительной влажности воздуха (рис. 1.23ж); датчики влажности материалов (рис. 1.23з).

Дадим небольшие пояснения к функционированию датчика относительной влажности воздуха. На подложку нанесены распределенные электроды, образующие конденсатор. Система измеряет некоторое значение емкости. При охлаждении подложки до некоторой температуры происходит конденсация воды между электродами, что приводит к резкому изменению емкости. Таким образом, зная в момент конденсации температуру, можно определить относительную влажность воздуха.

Преимущества: высокая чувствительность, особенно для микроструктур; высокая стабильность и повторяемость; низкая зависимость от температуры; не производит больших электрических или магнитных полей; широкая область применения.

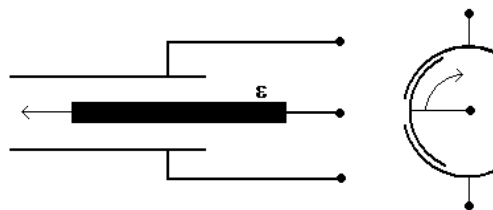


рис. 1.23а

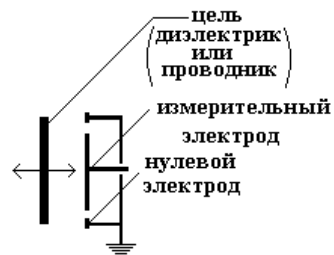


рис. 1.23б

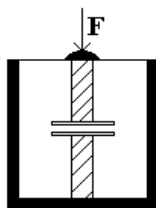


рис. 1.23в

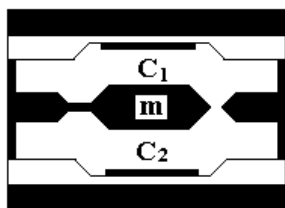


рис. 1.23г

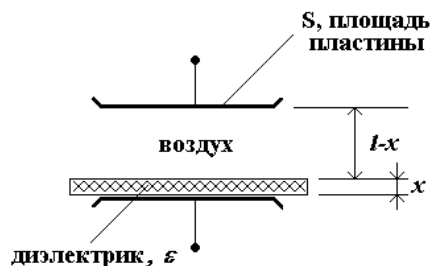


рис. 1.23д

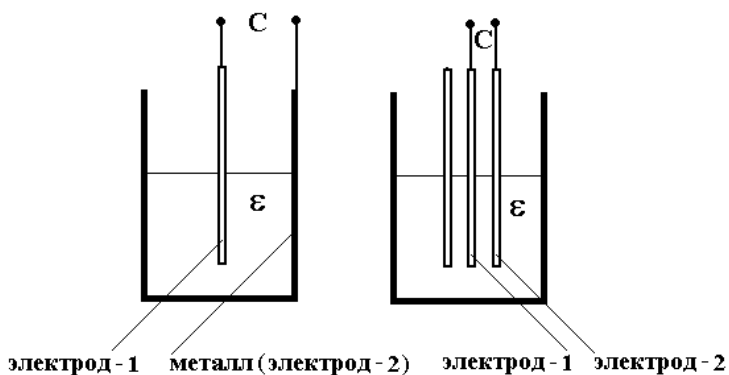


рис. 1.23е

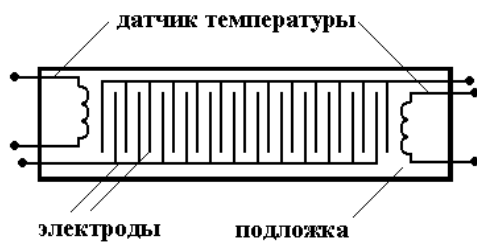


рис. 1.23ж



рис. 1.23з

Недостатки: изоляция и взаимное расположение пластин должны быть постоянны; чувствительность к загрязнению, сырости и внешним воздействиям; зависимость от емкости соединительных кабелей.

1.3. Термопары

Явление термоэлектричества было открыто в 1823 году Зеебеком и заключается в следующем. Если составить цепь из двух различных проводников A и B , соединив их между собой концами (рис. 1.24), причем температуру T_1 одного места соединения сделать отличной от температуры T_0 другого, то в цепи потечет ток под действием ЭДС, называемой термо-ЭДС. Подобная цепь называется термопарой. Значение термо-ЭДС зависит только от природы проводников и от температуры спаев и не зависит от распределения температуры вдоль проводников:

$$\begin{aligned}\mathcal{E} &= \alpha_{AB} \cdot T_1 + \beta_{AB} \cdot T_1^2 + \dots - \alpha_{AB} \cdot T_0 - \beta_{AB} \cdot T_0^2 - \dots = \\ &\approx \alpha_{AB} \cdot (T_1 - T_0) + \beta_{AB} \cdot (T_1 - T_0)^2 + \dots\end{aligned}\quad (1.50)$$

Здесь α_{AB} и β_{AB} – термоэлектрические коэффициенты, зависящие от свойств материала. При этом, индекс AB означает переход из материала A в материал B . При обратном переходе знак меняется на противоположный:

$$\alpha_{BA} = -\alpha_{AB}; \quad \beta_{BA} = -\beta_{AB}. \quad (1.51)$$

Приведем значения коэффициентов некоторых часто применяемых пар материалов: Fe-CuNi: $\alpha_{AB} = 52.3$ мкВ/К и $\beta_{AB} = 0.1351$ нВ/К²; Cu-CuNi: $\alpha_{AB} = 39.4$ мкВ/К и $\beta_{AB} = 0.3144$ нВ/К². Как видно значение коэффициента α_{AB} значительно больше коэффициента β_{AB} , поэтому в ряде вычислений последним можно пренебречь и рассматривать зависимость (1.50) как линейную.

Термоэлектрический контур можно разорвать в любом месте и включить в него один или несколько разнородных проводников. Если все появившиеся при этом места соединений находятся при одинаковой температуре, то не возникает никаких паразитных термо-ЭДС.

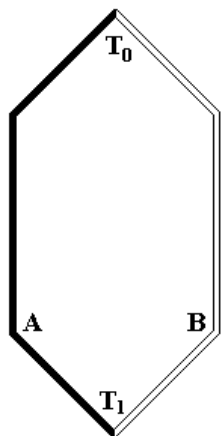


рис. 1.24

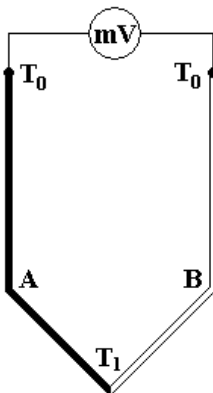


рис. 1.25 а

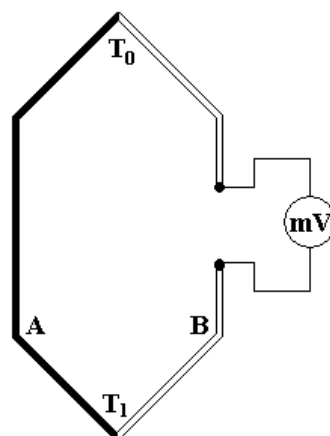


рис. 1.25 б

Контур АВ можно разомкнуть в месте контакта термоэлектродов A и B и вставить дополнительный проводник между ними (рис. 1.25 а). Напряжение в этом случае определяется как:

$$\begin{aligned} V &= \alpha_{AB} \cdot T_1 + \alpha_{BC} \cdot T_0 + \alpha_{CA} \cdot T_0 = \\ &= \alpha_{AB} \cdot T_1 + \alpha_{BA} \cdot T_0 = \alpha_{AB} \cdot (T_1 - T_0). \end{aligned} \quad (1.52)$$

Можно разорвать также один из электродов и вставить дополнительный проводник в место разрыва (рис. 1.25 б). В этом случае напряжение:

$$\begin{aligned} V &= \alpha_{AB} \cdot T_1 + \alpha_{BC} \cdot T_0 + \alpha_{CB} \cdot T_0 + \alpha_{BA} \cdot T_0 = \\ &= \alpha_{AB} \cdot T_1 + \alpha_{BA} \cdot T_0 = \alpha_{AB} \cdot (T_1 - T_0). \end{aligned} \quad (1.53)$$

Таким образом, прибор для измерения термо-ЭДС может быть включен как между свободными концами термопары, так и в разрыв одного из термоэлектродов.

Для автоматической компенсации изменения температуры нерабочих спаев можно использовать следующую схему (рис. 1.26). В цепь термопары и милливольтметра включен мост, одним из плеч которого является терморезистор, помещенный возле нерабочих спаев термопары. Мост сбалансирован при некоторой температуре T_0 . При повышении температуры нерабочих спаев сопротивление терморезистора также увеличивается, мост выходит из равновесия и возникающее напряжение на выходной диагонали моста корректирует уменьшение термо-ЭДС термопары.

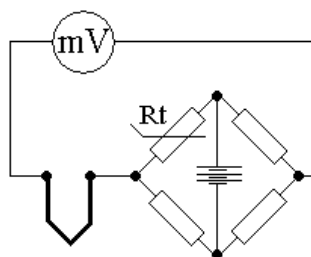


рис. 1.26

Термопары обычно применяются для измерения очень высоких температур. В таб. 1.3 приведены диапазоны измерений некоторых наиболее используемых термопар.

Таблица 1.3

Композиция	Диапазон, $^{\circ}\text{C}$
Pt (6%)/родий – Pt (30%)/родий	$38 \div 1800$
W (5%)/рений – W (26%)/рений	$0 \div 2300$
хромель – константан	$0 \div 982$
железо – константан	$0 \div 760$
хромель – алюмель	$-184 \div 1260$
никросил (Ni/Cr/Si) – нисил (Ni/Si/Mg)	$-270 \div 1300$
Pt (13%)/родий – Pt	$0 \div 1593$
Pt (10%)/родий – Pt	$0 \div 1538$
медь – константан	$-184 \div 400$

Свободные концы термопары должны находиться при постоянной, известной с хорошей точностью температуре. Однако не всегда возможно сделать термоэлектроды термопары настолько длинными и гибкими, чтобы ее свободные концы размещались на достаточном удалении от рабочего спая. Кроме того, при использовании благородных металлов делать длинные электроды экономически невыгодно, поэтому приходится применять провода из другого материала (рис. 1.27).

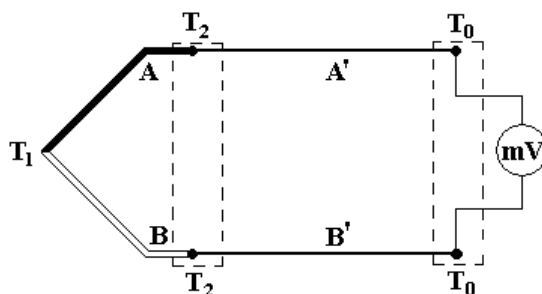


рис. 1.27

Чтобы при включении удлинительных термоэлектродов из материалов, отличных от материалов основных термоэлектродов, не изменялась термо-ЭДС термопары, необходимо выполнить два условия:

1. места присоединения удлинительных термоэлектродов к основным термоэлектродам должны иметь одинаковую температуру
2. удлинительные термоэлектроды должны иметь те же термоэлектрические коэффициенты в диапазоне возможных температур места соединения (примерно от 0 до 200 °С). Например, для термопары хромель – алюмель (таб. 1.3) удлинительные электроды изготавливают из меди и константана с идентичными коэффициентами в пределах до 150 °С.

Явление термоэлектричества принадлежит к числу обратимых явлений. Обратный эффект был открыт в 1834 г. Ж. Пельтье и назван его именем. Если через цепь, состоящую из двух различных проводников или полупроводников, пропустить электрический ток, то в одном спае будет поглощаться, а в другом выделяться некоторое количество теплоты:

$$dQ = \pm \Pi_{AB} \cdot i \cdot dt, \quad (1.54)$$

где Q – количество теплоты; Π_{AB} – коэффициент Пельтье; i – сила тока; t – время. Для коэффициента Пельтье справедливо соотношение:

$$\Pi_{AB} = -\alpha_{AB} \cdot T. \quad (1.55)$$

В отличие от джоулевой теплоты, пропорциональной квадрату силы тока и всегда выделяющейся в проводнике, теплота Пельтье пропорциональна первой степени силы тока, а ее знак зависит от направления тока в спае. Таким образом, температура холодного спае будет уменьшаться при увеличении тока за счет эффекта Пельтье, в тоже время с увеличением тока увеличивается теплота Джоуля, и эффект нагревания при больших токах снижает эффект охлаждения. Поэтому минимальная температура холодного спае достигается при некотором оптимальном токе.

1.4. Пьезоэлектрические датчики

Пьезоэлектрическими называются кристаллы и текстуры, на гранях которых под действием механических напряжений появляются электростатические заряды (происходит поляризация – прямой пьезоэффект) и которые деформируются в электрическом поле (обратный пьезоэффект). Пьезоэффект обладает знакочувствительностью, т.е. происходит изменение знаков заряда при замене сжатия растяжением и изменение знака деформации при изменении направления поля.

Пьезоэлектрическими свойствами обладают многие кристаллические вещества: кварц, турмалин, ниобат лития, оксиды и сульфиды цинка и т.д., а также искусственно создаваемая и специально поляризуемая в электрическом поле пьезокерамика: титанат бария, титанат свинца и т.д. Существует также отдельный класс полимерных пьезоэлектриков (– $\text{CH}_2 - \text{CF}_2 -$), которые изготавливаются в виде пленок (фольг).

Из монокристаллических пьезоэлементов наибольшей популярностью пользуется кварц благодаря своей механической и электрической стабильности, линейным свойствам, малой температурной зависимостью (нет пирозэффекта), малым гистерезисом.

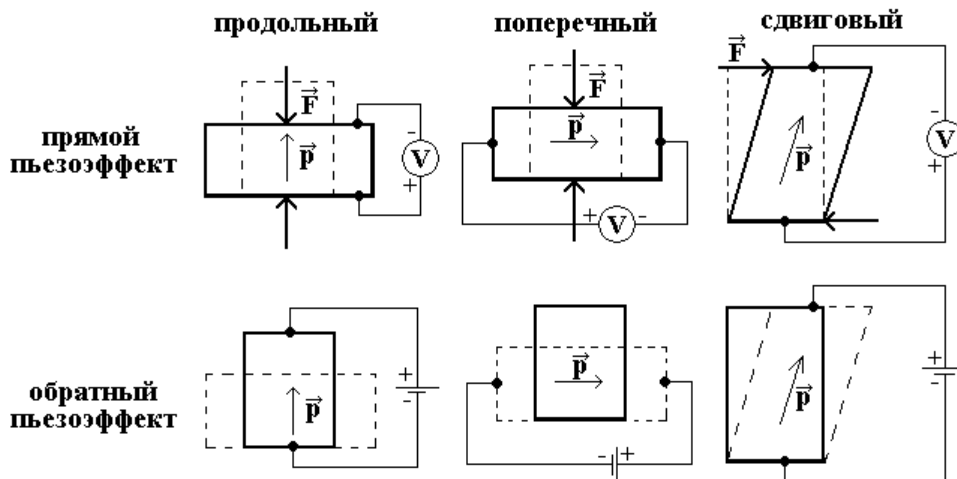


рис. 1.28

Появление зарядов на гранях пьезокристалла при деформации соответствует появлению вектора поляризации в определенном направ-

лении. Различают три вида пьезоэффекта (рис. 1.28): продольный – линия действия деформирующей силы совпадает с линией вектора поляризации; поперечный – линия действия силы перпендикулярна линии вектора поляризации; сдвиговой – сила направлена вдоль одной из граней.

Получим формулы для связи деформирующей силы и заряда, появляющегося на гранях пьезоэлемента. Векторы поляризации могут быть направлены по трем ортогональным направлениям (рис. 1.29). Назовем их условно 1, 2, 3. Введем тензор механических напряжений для соответствующих граней σ_{ij} так, что индекс i соответствует направлению сдвига, а индекс j – грани приложения силы. Механические напряжения для левой, нижней и задней грани будут равны и противоположны по знаку соответствующим компонентам, указанным на рис. 1.29.

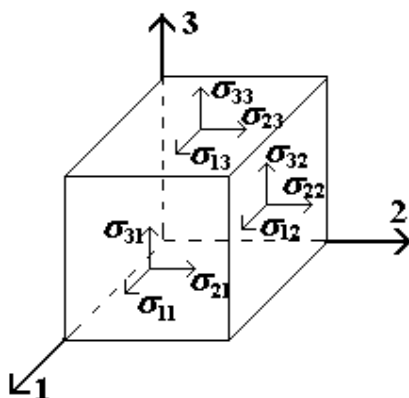


рис. 1.29

Для тензора механических напряжений справедливо равенство

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji}. \quad (1.56)$$

Если обозначить для удобства компоненты σ_{ii} как σ_i , то окончательно получаем, что для полного описания деформации необходимо шесть компонент тензора механических напряжений: $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_{23}, \sigma_{13}, \sigma_{12}$.

Для связи вектора поляризации $\vec{p} = (p_1; p_2; p_3)$ и механического напряжения вводится тензор пьезомодуля d_{ij} , характеризующий свойства конкретного пьезоматериала:

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix}. \quad (1.57)$$

Если представить $p_i = q_i/S$, а $\sigma_j = F_j/S$, где S – площадь i -ой грани, то можно получить выражение связи заряда и силы:

$$q_i = d_{ij} \cdot F_j. \quad (1.58)$$

Приведем примеры тензоров пьезомодуля для некоторых часто используемых материалов:

$$\text{Кварц:} \quad \begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.59)$$

$$d_{11} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{14} = 0.7 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}.$$

$$\text{LiNbO}_3: \quad \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -2d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & d_{34} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.60)$$

$$d_{15} = 68 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{22} = 21 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н};$$

$$d_{31} = -1 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{33} = 6 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}.$$

$$\text{BaTiO}_3: \quad \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.61)$$

$$d_{15} = 250 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{31} = -78 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{33} = 190 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}.$$

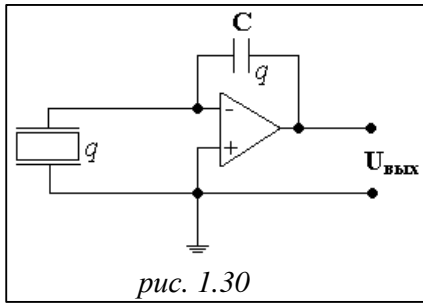
Рассмотрим подробнее пример кварцевого образца. Обратимся к рис. 1.29 и формулам (1.57) и (1.59). В тензоре пьезомодуля кварца все компоненты третьей строки равны 0. Это говорит о том, что поляризация зарядов вдоль третьей оси не возможна ни при каких деформациях.

Поляризация вдоль оси 1 возможна при механических напряжениях: σ_1 - продольный пьезоэффект, σ_2 - поперечный пьезоэффект, σ_{23} - сдвиговый пьезоэффект.

Поляризация вдоль оси 2 возможна при двух сдвиговых механических напряжениях - σ_{13} и σ_{12} .

Измерительная схема: деформированный пьезоэлектрический элемент с прикрепленными на поверхности электродами образует конденсатор с некоторой емкостью C_p и зарядом q . Для измерения этот заряд должен быть преобразован в стабильное напряжение. Непосредственное подключение выхода датчика даже к высокоомной нагрузке приводит к быстрой разрядке конденсатора, уменьшению чувствительности и невозможности измерять статические изменения.

Главным недостатком применения усилителя напряжения является тот факт, что напряжение зависит от соединительных проводов и внутренней емкости усилителя. Собственная емкость проводов обычно изменяется в пределах от 70 до 150 пФ на метр длины и зависит от положения кабеля, температуры окружающей среды и других факторов. Емкость кварцевого генератора колеблется в пределах от 5 до 50 пФ. Емкости некоторых керамик могут достигать 1000 пФ, однако они заметно уступают в стабильности кварцу. Для применения усилителя напряжения приходится по возможности интегрировать электронные схемы вместе с датчиком или постоянно калибровать датчик при малейших изменениях. Однако, постоянная времени (время разрядки конденсатора - пьезоэлемента) в этом методе не превышает одной секунды.



Хорошим вариантом для пьезодатчиков является схема усилителя заряда (рис. 1.30). В этой схеме выходное напряжение не зависит от емкости проводов и равно:

$$U_{\text{вых}} \approx -\frac{q}{C}. \quad (1.62)$$

Постоянная времени зависит теперь от емкости стабильного конденсатора и может составлять сотни секунд.

Область применения пьезоэлектрических датчиков деформации: во многом являются альтернативой резистивным датчикам деформации (рис. 1.16): датчики силы и давления (рис. 1.31 а); акселерометры (сжатие (рис. 1.31 б) и сдвиг (рис. 1.31 в)); датчики акустической эмиссии.

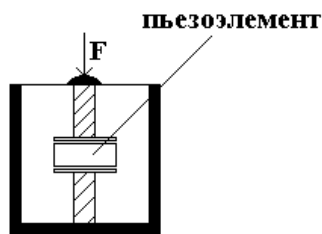


рис. 1.31 а



рис. 1.31 б

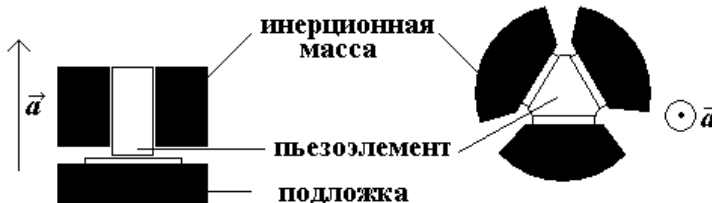


рис. 1.31 в

Датчики акустической эмиссии – новое направление в области неразрушающей диагностики. Микротрещины в материале генерируют волновой фронт при деформации. При помощи пьезодатчиков удастся точно определить координаты дефекта.

Область применения пьезоэлектрических резонансных датчиков: явление резонанса возникает в пьезодатчиках при приближении частоты возбуждающего напряжения к собственной частоте пьезоэлемента.

1. Термочувствительные пьезорезонансные датчики. В зависимости от направления среза в кристаллах кварца удается выделить как термостабильные, так и термозависимые. Зависимость частоты от температуры можно записать в виде:

$$f(T) = f_0 \cdot (1 + K_1 \cdot (T - T_0) + K_2 \cdot (T - T_0)^2 + K_3 \cdot (T - T_0)^3). \quad (1.63)$$

Например, для кварца $K_1 = 90 \cdot 10^{-6}$; $K_2 = 60 \cdot 10^{-9}$; $K_3 = 30 \cdot 10^{-12}$.

2. Масс - чувствительные пьезорезонансные датчики. Выполняются в основном из термнезависимых срезов кварца. На датчик прикрепляется некоторый материал, масса которого может меняться вследствие, например, абсорбции жидкости или газа. В этом случае изменение частоты пропорционально изменению массы.
3. Датчик поверхностных акустических волн. Поверхностные акустические волны (ПАВ) – это волны Релея, распространяющиеся вблизи границы твердого тела и быстро затухающие уже на небольших расстояниях от поверхности. Для возбуждения и принятия ПАВ на поверхность пьезоэлемента наносятся две одинаковых гребенки встречно включенных электродов разнесенных на некоторое расстояние (рис. 1.32).

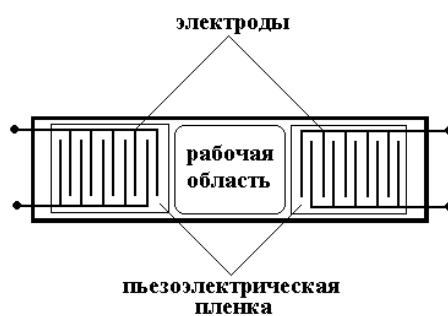


рис. 1.32

ПАВ возбуждаемые в одной из гребенок принимаются через некоторое время другой. Измеряемой величиной является время задержки, которое зависит от механических деформаций, температуры, заполнения поверхности тонкими пленками. На основе ПАВ можно конструировать датчики давления, деформации, мо-

мента вращения, вязкости жидкости, плотности газов, концентрации элементов в газах.

Преимущества: пьезодатчики не нуждаются во внешнем источнике питания; обладают высокой чувствительностью и разрешающей способностью; широкий диапазон измерений; детектирование малых деформаций; высокая жесткость.

Недостатки: отсутствие статической стабильности.

1.5. Пироэлектрические датчики

Пироэлектрические элементы входят в группу пьезоэлектриков. Пироэлектрический эффект заключается в том, что заряд на гранях элемента появляется под действием температуры. Значение заряда определяется как

$$q(T) = \gamma \cdot S \cdot T, \quad (1.64)$$

где γ - пироэлектрический коэффициент по соответствующей оси, S - площадь элемента, T – температура. К пироэлектрикам относится ряд пьезоэлектрических кристаллов, например титанат бария BaTiO_3 - $\gamma = 4 \cdot 10^{-4}$ Кл/(м² К). В табл. 1.4 приведены характеристики некоторых пьезоматериалов, применяемых в пироэлектрических датчиках.

Таблица 1.4

<i>Материал</i>	<i>Температура Кюри, °С</i>	<i>Диэлектрическая проницаемость</i>	<i>Пироэлектрический коэффициент</i>
LiTaO_3	618	45	$2 \cdot 10^{-4}$ Кл/(м ² К)
BaTiO_3	120	1000	$4 \cdot 10^{-4}$ Кл/(м ² К)
PbTiO_3	470	200	$2.3 \cdot 10^{-4}$ Кл/(м ² К)
полимеры	205	12	$0.4 \cdot 10^{-4}$ Кл/(м ² К)

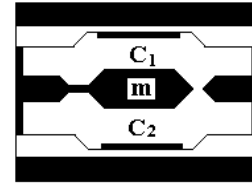
Измерительные схемы пироэлектрических датчиков совпадают со схемами для пьезоэлектрических. Основная область применения пироэлектрических датчиков – датчики теплового излучения (инфракрасные детекторы). В термографии, т.е. при съемках без освещения позволяют определить разницу температур различных предметов до 0.1 °С.

ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 1

1. Потенциометр общей длиной $l_0 = 1$ м, полным сопротивлением $R_0 = 1$ кОм подключен к источнику питания напряжением $U_0 = 10$ В. Ползунок находится на уровне $l = 0.6$ м. К выходу потенциометра подключена измерительная схема с входным сопротивлением $R_{\text{вх}} = 1$ кОм. Если считать выходное напряжение пропорциональным смещению ползунка потенциометра, то какая позиция реально измеряется?
2. В качестве сопротивления R_1 дифференцирующего моста выступает резистивный датчик деформации с номинальным сопротивлением 120 Ом и фактором деформации $k = 2.0$. Для компенсации используется второй аналогичный датчик, не участвующий в измерениях (как он должен ориентироваться?). Оставшиеся два резистора моста имеют фиксированное сопротивление 120 Ом. Максимальный ток через датчик равен 30 мА.
 - а) Определите максимальное напряжение источника питания.
 - б) Если датчик деформации прикреплен к стальному образцу ($E = 210$ ГПа) и мост питается от источника с напряжением 5 В, то каково выходное напряжение моста когда приложенное механическое напряжение равно $\sigma = 70$ Н/см².
 - в) При отсутствии компенсирующего датчика определить выходное напряжение при увеличении температуры на 15 °С. Какой деформации будет соответствовать выходное напряжение? Температурный коэффициент датчика $10.8 \cdot 10^{-6}$ 1/К. Соответствующие коэффициенты теплового расширения для стали $11.7 \cdot 10^{-6}$ 1/К, для датчика $26.82 \cdot 10^{-6}$ 1/К.
3. Изобразить схематически и описать принцип действия датчика момента вращения на базе четырех резистивных датчиков деформации с фактором деформации $k = 2$ и номинальным сопротивлением $R = 600$ Ом. Датчики деформации соединены по принципу дифференцирующего моста. Определить выходное напряжение

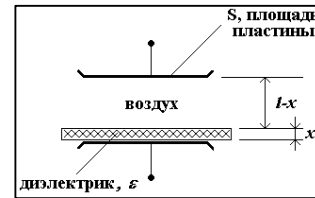
моста при относительной деформации 0.003 %, если напряжение питания $U_0 = 10$ В.

4. Акселерометр, изображенный на рисунке формирует дифференциальный конденсатор. Докажите, что относительное изменение расстояния между электродами равно

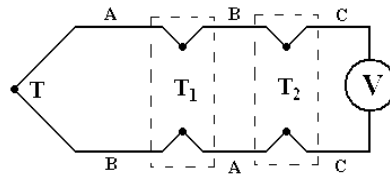


$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2}.$$

5. В технологическом процессе производства бумаги необходим контроль толщины листа, который осуществляется при помощи емкостного датчика с параметрами $S = 10$ см², $d = 1$ мм. Диэлектрическая проницаемость бумаги $\varepsilon = 2.3$. Рассчитайте изменение емкости конденсатора при изменении толщины от 50 мкм до 55 мкм. Каким образом можно увеличить чувствительность такого датчика?



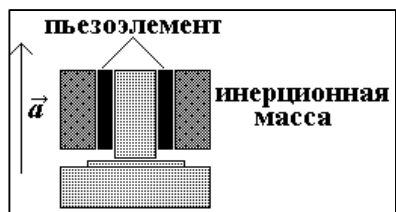
6. На рисунке изображен метод измерения абсолютной температуры с помощью термопары. Каким должно быть соотношение T_1 и T_2 , чтобы напряжение зависело только от T ?



7. Кварцевый элемент кубической формы, со стороной $a = 2$ мм деформируется механическим напряжением $\sigma = 10$ Н/м² в направлении оси - 1 (x), приложенным к плоскости 1-3 (x - z). Заряд какой величины и на каких плоскостях при этом образуется? Какой тип пьезоэффекта используется? Где будут располагаться электроды?

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} d_{11} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{14} = 0.7 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}.$$

8. Рассчитайте пьезоэлектрический акселерометр сдвигового типа используя BaTiO_3 . До какой максимальной температуры можно использовать этот пьезоматериал, почему? Как необходимо ориентировать пьезоэлемент для достижения максимальной чувствительности, используя в качестве электродов центральный крепеж и инерционную массу (см. рисунок)? Какой должна быть величина инерционной массы, чтобы получить заряд 10^{-11} Кл при ускорении 10 м/с^2 ?



$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$d_{15} = 250 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{31} = -78 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; \\ d_{33} = 190 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}.$$

9. Рассчитайте пьезоэлектрический акселерометр компрессорного типа, используя пьезоэлектрическую керамику с тензором пьезомодуля:



$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$d_{15} = 584 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; d_{31} = -171 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}; \\ d_{33} = 374 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}.$$

Как необходимо ориентировать оси пьезоэлемента (x , y , z), если электроды нанесены на подложку и инерционную массу (см. рисунок)? Вывести зависимость величины заряда, появляющегося на электродах, от ускорения датчика. Какой должна быть величина инерционной массы, чтобы получить заряд 10^{-11} Кл при ускорении 10 м/с^2 ? Определите чувствительность датчика.

Глава 2. Магнитные методы измерения

2.1. Гальваномагнитные датчики

2.1.1. Эффект Холла

Если заряд q движется со скоростью \vec{v} в электрическом поле \vec{E} и магнитном поле \vec{B} , тогда сила \vec{F} , действующая на этот заряд, складывается из электрической и магнитной составляющих и носит название силы Лоренца:

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{E} + q \cdot [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (2.1)$$

Эффектом Холла называется возникновение поперечного электрического поля и разности потенциалов в металле или полупроводнике, по которым проходит электрический ток, при помещении их в магнитное поле, перпендикулярное к направлению тока (рис. 2.1).

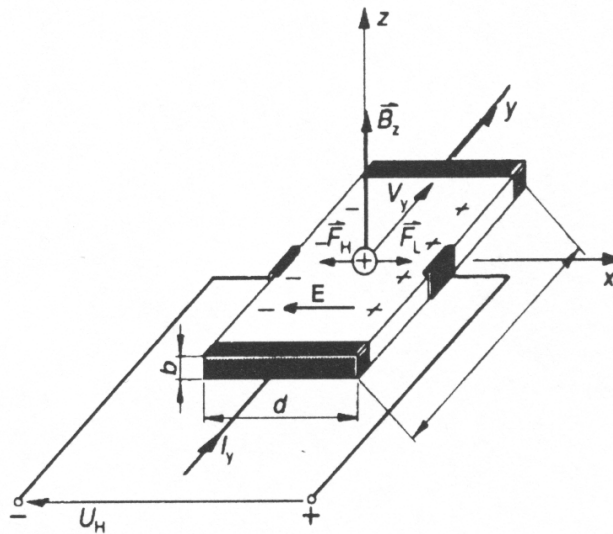


рис. 2.1.

Разделение зарядов приводит к появлению электрического поля, следовательно, состояние равновесия достигается в случае, когда магнитная составляющая силы Лоренца уравнивается ее электрической частью:

$$\vec{E} = -[\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (2.2)$$

Напряжение по оси x в этом случае записывается в следующем виде:

$$U_H = E_x \cdot d = -v_y \cdot B_z \cdot d, \quad (2.3)$$

а сила тока вдоль оси y :

$$I_y = \frac{dQ}{dt} = n \cdot q \cdot b \cdot d \cdot \frac{ds}{dt} = n \cdot q \cdot b \cdot d \cdot v_y, \quad (2.4)$$

где n – объемная концентрация носителей, q – заряд носителя.

Из формул (2.2) и (2.3) получим выражение для напряжения:

$$U_H = -\frac{1}{nq} \cdot \frac{I_y \cdot B_z}{b} = -R_H \cdot \frac{I_y \cdot B_z}{b}, \quad (2.5)$$

называемого напряжением Холла. Константа $R_H = 1/nq$ называется константой Холла. Заметим, что по модулю R_H мало у металлов (n – велико) и велико у полупроводников (n – мало), более того, напряжение увеличивается с уменьшением толщины образца.

Эффект Холла удастся зафиксировать только при достаточно протяженном образце, поскольку в противном случае поперечное электрическое поле будет закорачиваться электродами, создающими внешнее продольное электрическое поле.

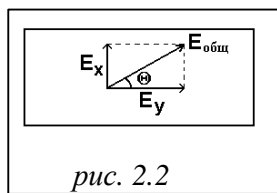


рис. 2.2

Другим параметром, характеризующим эффект Холла, является угол между вектором суммарной напряженности поля в образце и вектором напряженности внешнего поля (рис. 2.2):

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{E_x}{E_y}. \quad (2.6)$$

Если учесть, что скорость зарядов v_y связана с напряженностью поля E_y через подвижность носителей μ как

$$v_y = \mu \cdot E_y, \quad (2.7)$$

то формула (2.6) с учетом (2.2) преобразуется к виду:

$$tg\Theta = -\frac{v_y \cdot B_z}{E_y} = -\frac{\mu \cdot E_y \cdot B_z}{E_y} - \mu \cdot B_z. \quad (2.8)$$

В табл. 2.1 приведены параметры некоторых полупроводниковых материалов, наиболее часто используемых для создания датчиков Холла.

Таблица 2.1

Параметры	InSb	InAs	Si	GaAs
подвижность, μ [$\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$]	$7.7 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^3$
запрещенная зона, эВ	0.24	0.45	1.12	1.43
плотность носителей, см^{-3}	$2 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{10}$	10^7
константа Холла, [$\text{см}^3 \text{А}^{-1} \text{с}^{-1}$]	380	100	~ 3000	~ 60
α [К^{-1}]	$-2 \cdot 10^{-2}$	$+1 \cdot 10^{-3}$	$+5 \cdot 10^{-3}$	$+8 \cdot 10^{-4}$
проводимость, σ [$\text{Ом}^{-1} \text{м}^{-1}$]	$2.3 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	22.5	$3.3 \cdot 10^2$

Уравнение (2.5) выполняется только при условии, когда длина пластины l много больше ее толщины b . В общем случае необходимо учитывать дополнительный фактор, зависящий от геометрии и угла Θ :

$$U_H = -G \left(\frac{l}{b}, \Theta \right) \cdot R_H \cdot \frac{I_y \cdot B_z}{b}. \quad (2.9)$$

Итак, как уже отмечалось, для датчиков Холла обычно используются тонкие пластины с низкой концентрацией носителей заряда. Однако, необходимо помнить, что такой образец обладает высоким сопротивлением, а это приводит к заметному падению напряжения.

Проведем некоторые вычисления. Сопротивление пластины Холла и соответствующее падение напряжения запишем как:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{b \cdot d} = \frac{1}{q \cdot \mu \cdot n} \cdot \frac{l}{b \cdot d}; \quad U = R \cdot I, \quad (2.10)$$

где ρ – удельное сопротивление материала. Тогда для напряжения Холла:

$$U_H = \mu \cdot \frac{d}{l} \cdot G \cdot B \cdot U. \quad (2.11)$$

Как видно из двух последних уравнений, сопротивление, а, следовательно, и падение напряжения может быть минимизировано за счет использования материалов с высокой подвижностью носителей - μ .

Область применения: Эффект холла может быть использован для измерения следующих параметров (2.5): плотность носителей заряда в материале при известных B , I , b ; сила тока при известных B , R_H , b ; толщина образца при известных B , R_H , I ; индукция магнитного поля при известных I , R_H , b .

Рис. 2.3 иллюстрирует применения датчиков Холла для определения параметров вращения зубчатых колес. При подключении двух датчиков в дифференцирующий мост на выходе получается синусоидальный сигнал (рис. 2.4).

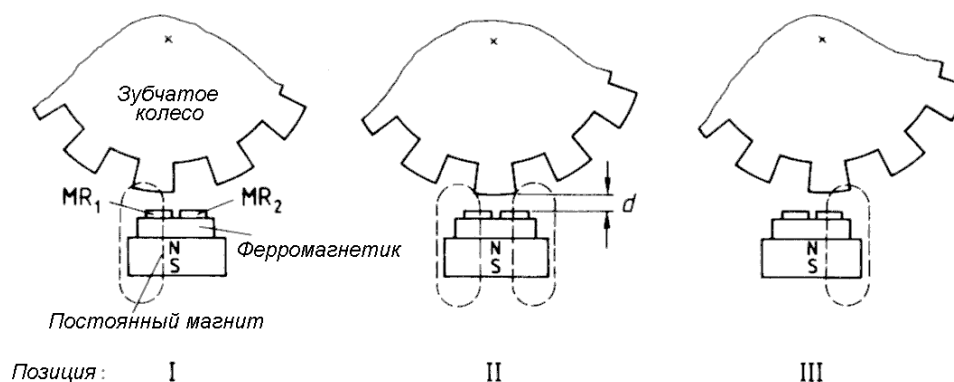


рис. 2.3.

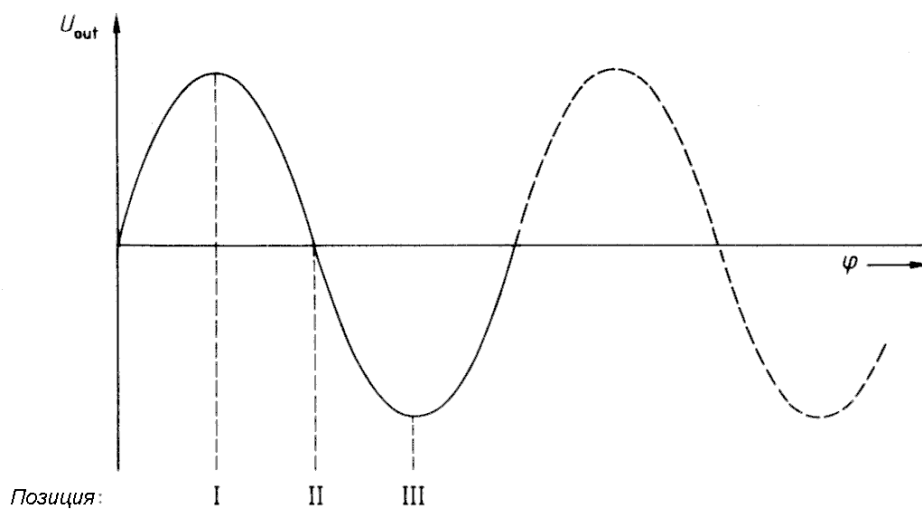


рис. 2.4.

Датчики Холла могут быть также использованы для определения расстояний, перемещений, угла и скорости вращения посредством измерения изменений магнитного поля. Приведем ниже ряд примеров (табл. 2.2).

Таблица 2.2

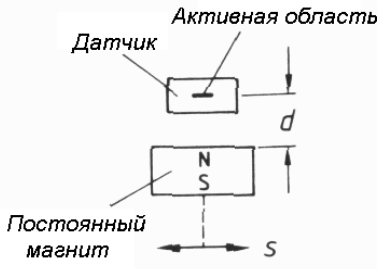
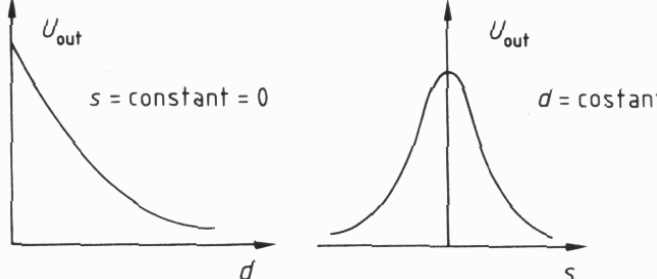
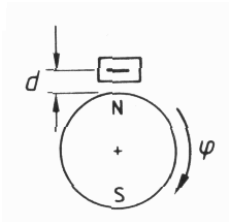
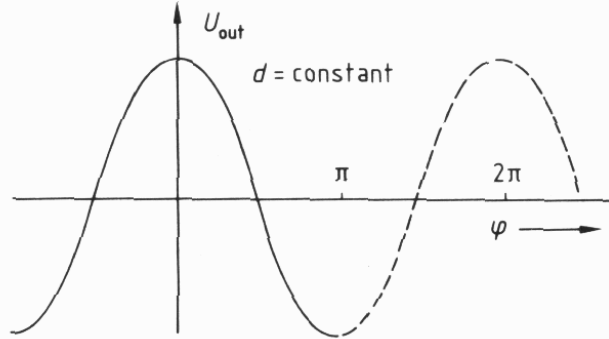
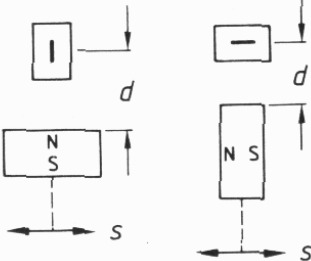
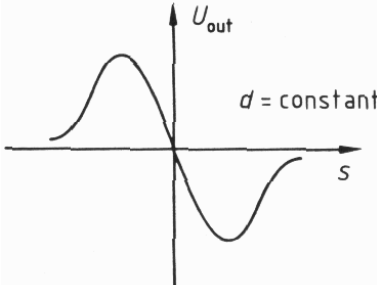
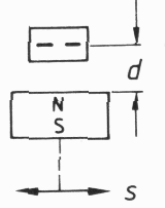
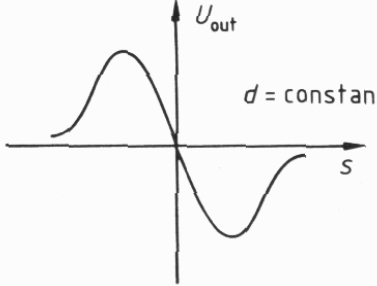
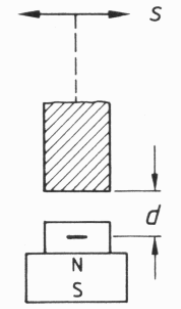
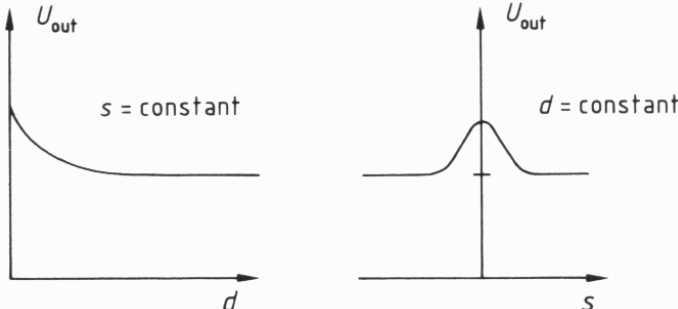
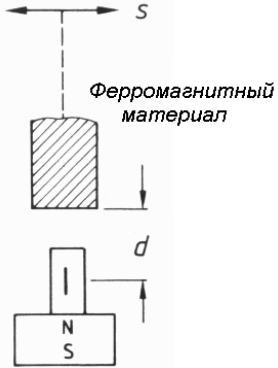
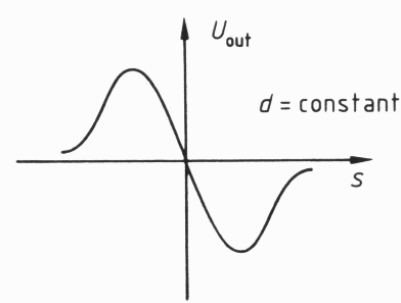
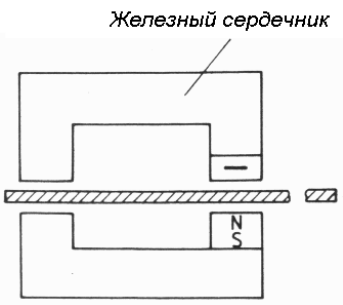
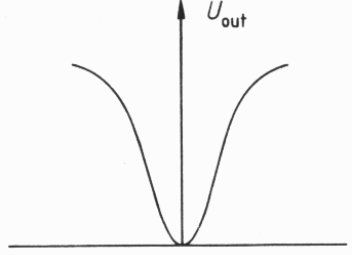
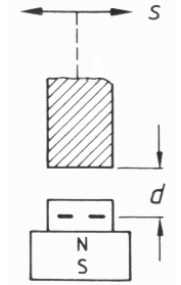
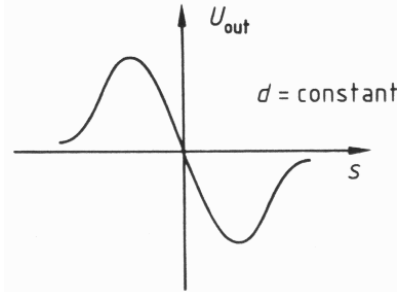
	
	
	
	

Таблица 2.2 (прод.)

Датчик давления с применением датчика Холла изображен на рис. 2.5.

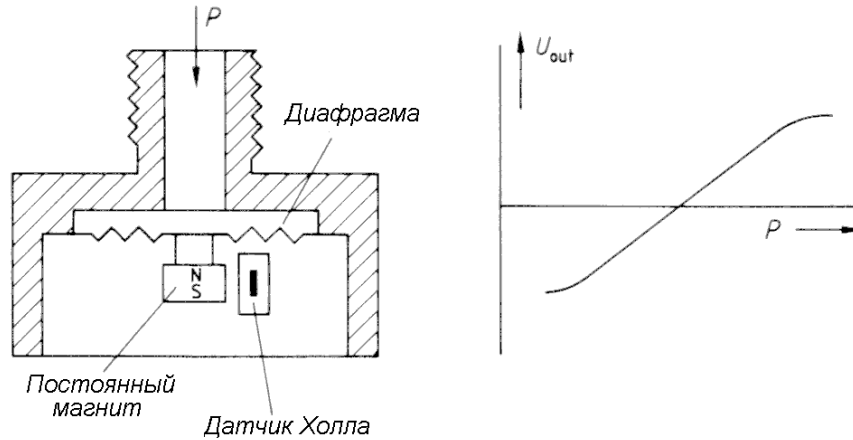
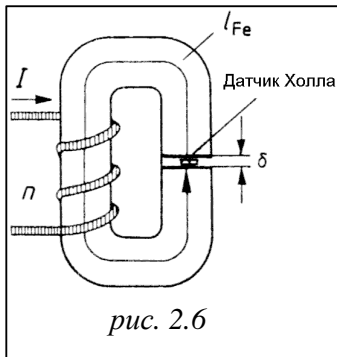


рис. 2.5.



Еще одна область применения – бесконтактное измерение тока в проводниках. Как известно проводник с током создает вокруг себя магнитное поле, которое определяется по формуле:

$$B = \mu_0 \cdot \frac{I}{2\pi \cdot r}, \quad (2.12)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; I – сила тока в проводнике; r – расстояние от центра проводника до точки измерения магнитного поля. Пример измерения силы тока таким методом показан на рис. 2.6.

Эффект сходный по своим свойствам с эффектом Холла применяется для создания магнитоиндуктивных датчиков потока проводящих жидкостей (рис. 2.7). В соответствии с (2.3), напряжение Холла в этом случае будет равно:

$$U_H = -v \cdot B \cdot 2a, \quad (2.13)$$

где a – радиус трубы.

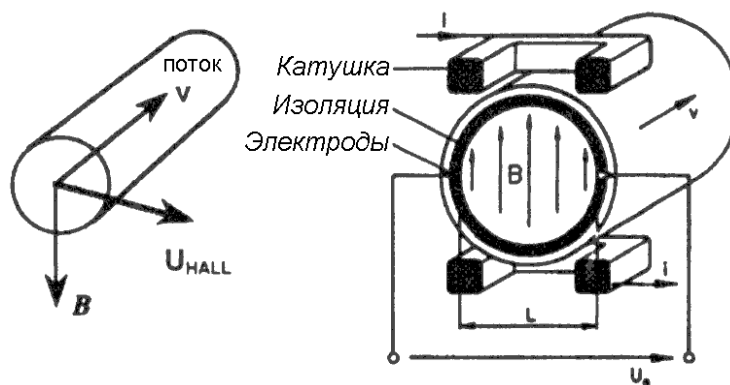


рис. 2.7.

Преимущества: измерения независимы от физических параметров жидкости (температура, давление, плотность, вязкость); отсутствуют механически подвижные части; отсутствуют потери давления за счет изменения поперечного сечения; измерения даже в сильно загрязненных жидкостях; большой диапазон диаметров труб (от см до м); высокая точность (0.2%); большой диапазон измеряемых скоростей (от см/с до м/с).

Недостатки: подходит только для проводящих жидкостей (проводимость $> 1 \text{ кмСм/см}$). См – сименс; не используется для газов и масел; высокая цена по сравнению с другими методами.

2.1.2. Магниторезисторы

Как и в случае эффекта Холла, свободные носители заряда испытывают отклонение под действием силы Лоренца. Этот эффект может трактоваться как увеличение длины пути носителей между электродами (рис. 2.8), а, следовательно, и увеличение сопротивления материала. Эффект возрастания сопротивления не зависит от направления магнитного поля и тока в материале. Наибольшее отклонение носители испытывают вблизи электродов (угол Θ достаточно велик), в центральной части образца отклонения практически нет, поэтому и изменение сопротивления тоже отсутствует. Зависимость сопротивления от величины магнитного поля можно записать в следующем виде (рис. 2.9):

$$R_B = R_0 \cdot \left(1 + C \cdot (\mu \cdot B)^2\right), \quad (2.14)$$

где C – константа, зависящая от геометрии.

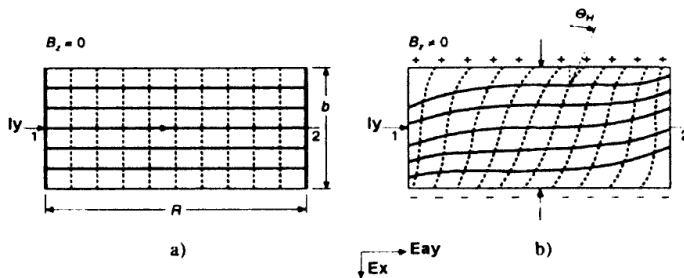


рис. 2.8.

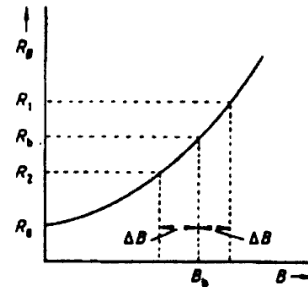


рис. 2.9.

Выбор материала для магниторезисторов во многом зависит от величины подвижности носителей заряда - μ . В табл. 2.1. приведены характеристики некоторых используемых полупроводников. Как видно из таблицы наибольшей подвижностью и наименьшей концентрацией обладает InSb. Однако напомним, что помимо магниторезистивного эффекта сопротивление полупроводника всегда зависит от температуры, воздействие которой в данном случае является паразитным эффектом. Температурную компенсацию как и ранее можно получить при использовании дифференциального моста.

Область применения: во многом совпадает с областью применения датчиков Холла, но отметим еще раз, что изменение сопротивления магниторезисторов не зависит от направления магнитного поля и силы тока.

2.2. Индукционные датчики

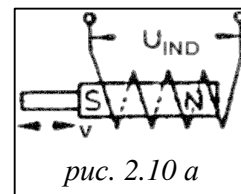
Явление электромагнитной индукции состоит в том, что в проводящем контуре, находящемся в переменном магнитном поле, возникает ЭДС индукции. Если контур замкнут, то в нем возникает электрический ток, называемый индукционным током. Закон электромагнитной индукции (Фарадея) записывается следующим образом:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (2.15)$$

где Φ – магнитный поток, через поверхность, ограниченную контуром.

Рассмотрим примеры построения датчиков, основанных на эффекте электромагнитной индукции.

1. Датчик линейной скорости – если постоянный магнит вдвигается с некоторой скоростью в индукционную катушку (рис. 2.10 а), то индуцированная в катушке ЭДС будет пропорционально скорости.



2. Датчик скорости вращения (рис. 2.10 б). Ферромагнитное зубчатое колесо при вращении изменяет магнитный поток через индукционную катушку. Индуцированная ЭДС зависит от угловой скорости вращения (при малых скоростях – малые напряжения).

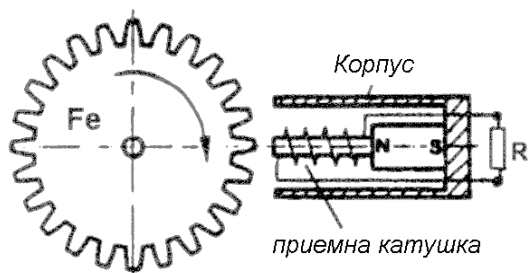


рис. 2.10 б

3. Электродинамический микрофон (рис. 2.10 в). Изгиб мембраны приводит к смещению индукционных катушек относительно постоянных магнитов, что приводит к изменению магнитного потока.

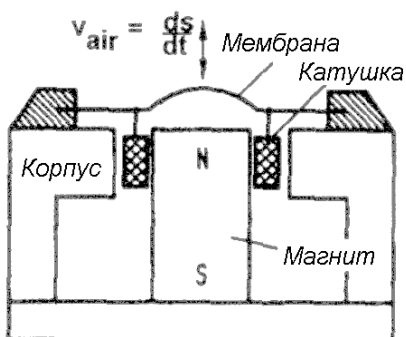


рис. 2.10 в

Помимо постоянных магнитов в индукционных датчиках может использоваться схема трансформатора – переменное напряжение питает первичную обмотку и вызывает ЭДС взаимоиндукции во вторичной обмотке. Изменение индуцированного ЭДС можно вызвать перемещением ферромагнитного сердечника внутри трансформатора.

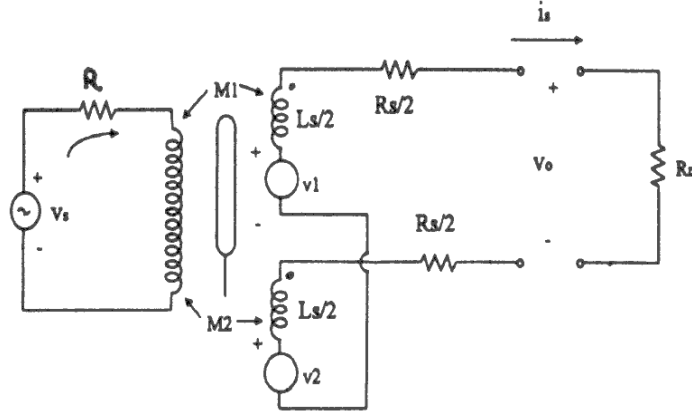


рис. 2.11

Рассмотрим схему на рис. 2.11. Напряжение в цепи первичной обмотки записывается как:

$$V_0 = i_0 \cdot R + L_1 \cdot \frac{di_0}{dt}, \quad (2.16)$$

где L_1 – индуктивность первичной обмотки. Напряжение с датчика:

$$V_o = V_1 - V_2 = (M_1 - M_2) \cdot \frac{di_0}{dt}. \quad (2.17)$$

M – взаимная индуктивность:

$$M = \frac{N_1 \cdot N_2}{R_m}, \quad (2.18)$$

где N_1 , N_2 – число витков в первичной и вторичной обмотках, R_m – магнитное сопротивление сердечника.

Для измерения напряжения V_o лучше всего подходит схема дифференциального усилителя с низкочастотным фильтром. Обычно рабочие частоты генератора лежат в диапазоне от 1 до 5 кГц (при боль-

ших частотах магнитная проницаемость сердечника, а, следовательно, и чувствительность сильно уменьшается).

График зависимости выходного напряжения от перемещения сердечника изображен на рис. 2.12. Такие датчики носят название – линейный дифференциальный трансформатор (ЛДТ).

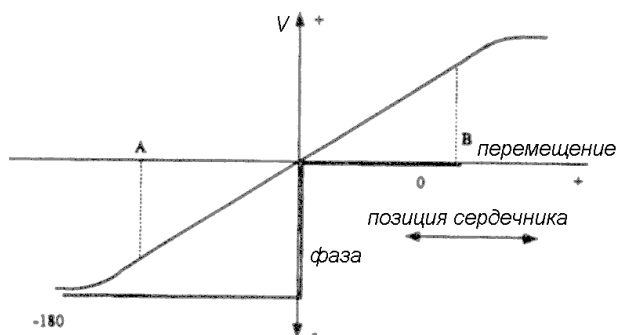


рис. 2.12

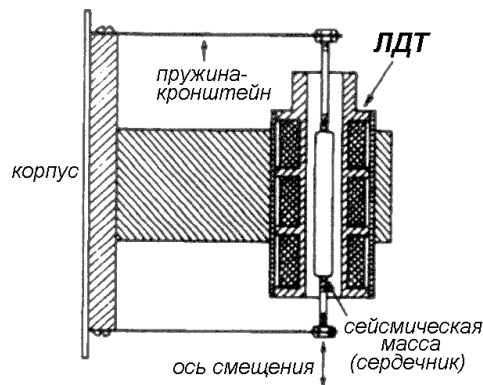


рис. 2.13

Область применения ЛДТ: перемещение и позиционирование; датчик установки нуля; датчик ускорения (рис. 2.13).

Преимущества: нет трения между подвижными элементами; высокая линейность (до 0.05%); высокое разрешение (< 0.1 мкм); высокая чувствительность; высокая повторяемость; зависимость от направления перемещения; малый выходной импеданс; твердая и жесткая конструкция; малочувствительна к загрязнениям.

2.3. Индуктивные датчики

Возникновение ЭДС индукции в цепи в результате изменения тока в этой цепи называется явлением самоиндукции. Магнитный поток в этом случае равен:

$$\Phi = L \cdot I, \quad (2.19)$$

где I – ток в контуре, L – индуктивность контура. Для соленоида, длина которого много больше диаметра витка, индуктивность записывается как:

$$L = \mu_0 \cdot \mu \cdot N^2 \cdot \frac{S}{l}, \quad (2.20)$$

где μ - магнитная проницаемость ферромагнитного сердечника, N - число витков, S - площадь витка, l - длина соленоида.

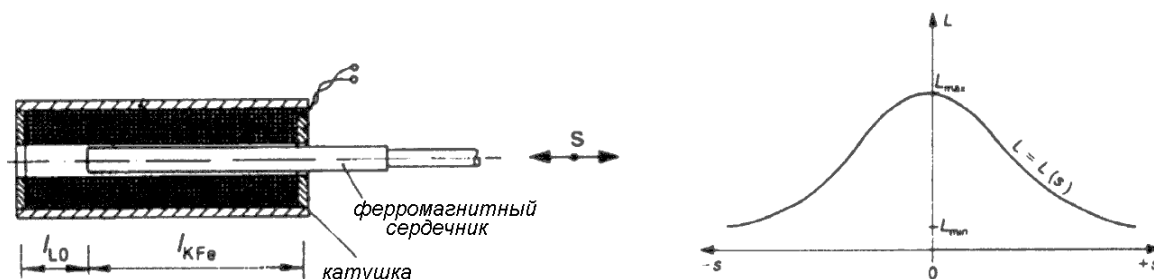


рис. 2.14

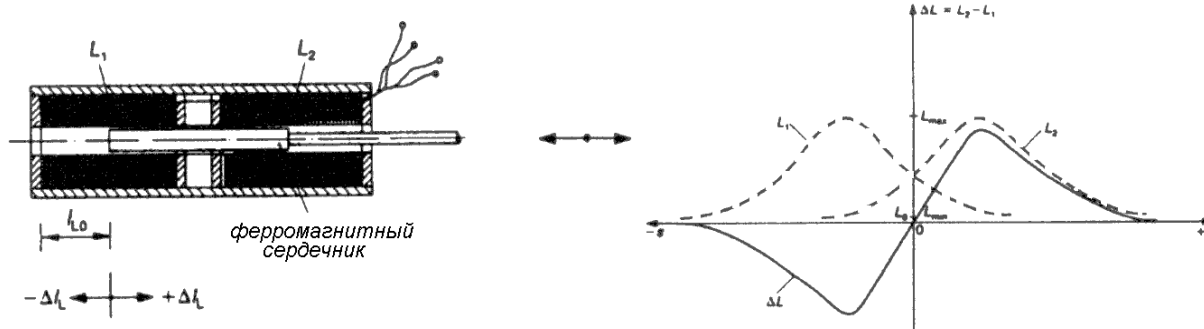
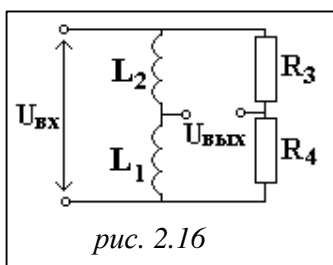


рис. 2.15

Из формулы (2.15) запишем ЭДС индукции:

$$\mathcal{E} = -L \cdot \frac{dI}{dt}. \quad (2.21)$$

При изменении положения сердечника в соленоиде происходит изменение μ , а, следовательно, и изменение индуктивности (рис. 2.14), которое может быть измерено. Такая структура не обладает чувствительностью к направлению движения, поэтому чаще применяется дифференциальный метод (рис. 2.15).



Для измерения изменения индуктивности в дифференциальном методе используется уже известная схема дифференциального моста, где в одну из сторон, как и в случае с емкостными

датчиками, включены две индуктивности (рис. 2.16). По аналогии с формулой (1.44):

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \frac{L_1 - L_2}{L_1 + L_2}. \quad (2.22)$$

Для дифференциального соленоида $L_1 = L + \Delta L$; $L_2 = L - \Delta L$, тогда:

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вх}}}{2} \cdot \frac{\Delta L}{L}. \quad (2.23)$$

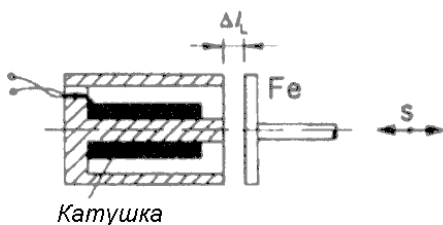


рис. 2.17

Изменение индуктивности может происходить и при приближении ферромагнетика к соленоиду (рис. 2.17). В этом случае зависимость индуктивности от воздушного зазора между соленоидом и ферромагнитной пластиной записывается в виде:

$$L(\Delta l) \approx \frac{\mu_0 \cdot N^2 \cdot S}{l_{Fe}/\mu + \Delta l}, \quad (2.24)$$

где l_{Fe} — длина магнитного пути в ферромагнетике.

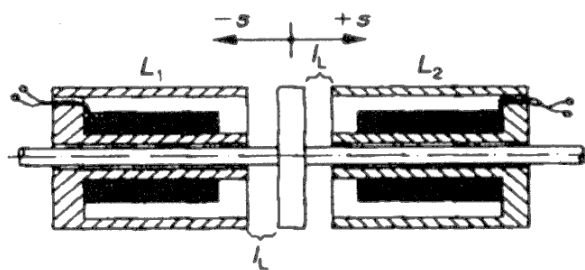
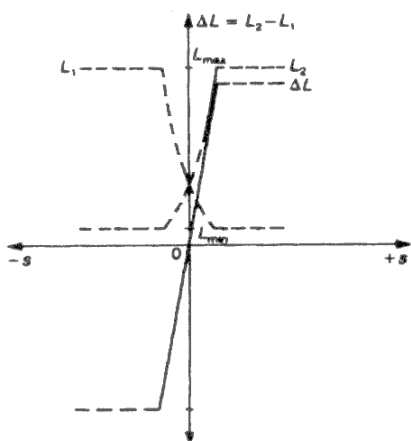


рис. 2.18

Дифференциальный метод представлен на рис. 2.18. Датчики, основанные на этом методе, применяются для точного позиционирования (рис. 2.19), а также во многих приложениях описанных выше.

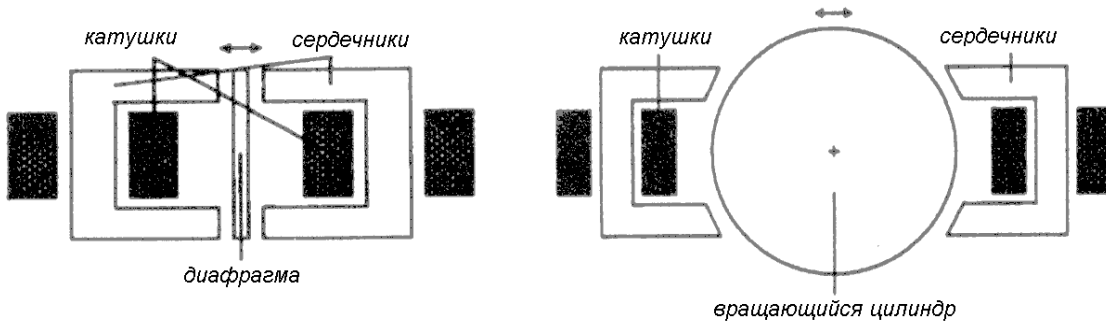


рис. 2.19

2.4. Вихревые индуктивные датчики

Как уже говорилось, согласно закону Фарадея (2.15), в замкнутом контуре, помещенном в переменное электрическое поле, возникает вихревой индукционный ток. Причем, согласно правилу Ленца: индукционный ток в контуре имеет всегда такое направление, что создаваемый им магнитный поток сквозь поверхность, ограниченную контуром, уменьшает те изменения магнитно потока, которые вызвали появление индукционного тока (рис. 2.20). Опуская подробные математические выкладки приведем цепочку пропорциональности:

$$B_i \sim I_{вих} \sim \sigma \cdot E_i \sim \sigma \cdot U_i, \quad (2.25)$$

где σ - электрическая проводимость контура.

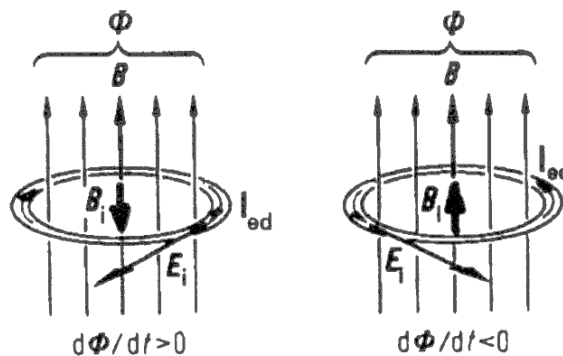


рис. 2.20

Воспользуемся формулой (2.15) и возьмем изменение магнитного потока в следующем виде: $\Phi = \Phi_0 \cdot \sin \omega t$, тогда окончательно получим:

$$B_i \sim \sigma \cdot \omega \cdot \Phi_0. \quad (2.26)$$

Т.е. создаваемое магнитное поле тем больше, чем больше амплитуда и выше частота изменения возбуждающего магнитного поля, чем больше удельная проводимость контура.

Таким образом, при достаточно высоких частотах магнитного поля (от 50 кГц до 10 МГц) в вышеизложенных индуктивных и индукционных методах начинает преобладать эффект вихревых индукционных токов.

Индукцированное магнитное поле либо изменяет магнитный поток во вторичных обмотках (ЛДТ), либо приводит к изменению индуктивности соленоида.

Глубина скин-эффекта для вихревых индукционных токов:

$$\delta \sim \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \omega \cdot \sigma}}. \quad (2.27)$$

Основными преимуществами вихретоковых индуктивных датчиков являются: более высокие частоты позволяют расширить динамический диапазон и увеличить точность измерения; в качестве сердечников и пластин приближения не обязательно использовать ферромагнитные материалы, а можно работать с любыми проводниками.

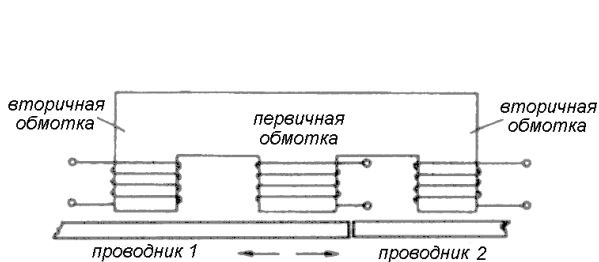


рис. 2.21

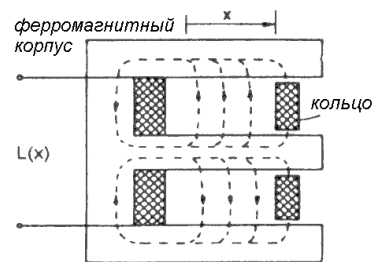


рис. 2.22

Помимо выше описанных применений отметим еще два метода:

1. Сварка швов (рис. 2.21) – датчик используется для поиска шва между двумя проводниками. Когда шов находится посередине Е-сердечника, разность напряжений во вторичных обмотках равна нулю.

2. Скользящее кольцо (датчик перемещения) – медное кольцо скользит по внутренней оси Е-сердечника (рис. 2.22), ограничивая магнитное поле позади себя (магнитный изолятор). Позиция определяется по изменению индуктивности.

2.5. Намагничивание и экранирование магнитного поля

Вектор индукции результирующего магнитного поля в магнетике равен векторной сумме магнитной индукции внешнего (намагничивающего) и внутреннего полей:

$$\vec{B}_{\text{общ}} = \vec{B}_{\text{внеш}} + \vec{J}, \quad (2.28)$$

где \vec{J} – вектор магнитной поляризации.

Напряженность магнитного поля связана с индукцией выражением:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}, \quad (2.29)$$

тогда формулу (2.28) можно записать как:

$$\vec{B}_{\text{общ}} = \mu_0 \cdot \vec{H}_{\text{внеш}} + \mu_0 \cdot \vec{M}, \quad (2.30)$$

где $\vec{M} = \vec{J} / \mu_0$ – вектор намагничивания.

Вектор намагничивания и напряженности внешнего магнитного поля связаны коэффициентом χ_m – магнитной восприимчивостью:

$$\vec{M} = \chi_m \cdot \vec{H}_{\text{внеш}}. \quad (2.31)$$

Тогда уравнение (2.30) можно переписать в следующем виде:

$$\vec{B}_{\text{общ}} = \mu_0 \cdot \vec{H}_{\text{внеш}} + \mu_0 \cdot \chi_m \cdot \vec{H}_{\text{внеш}} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \vec{H}_{\text{внеш}}, \quad (2.32)$$

где $\mu = 1 + \chi_m$ – относительная магнитная проницаемость вещества.

Ферромагнетиками называются магнитные вещества, в которых собственное (внутренне) магнитное поле может в сотни и тысячи раз превосходить вызвавшее его внешнее магнитное поле.

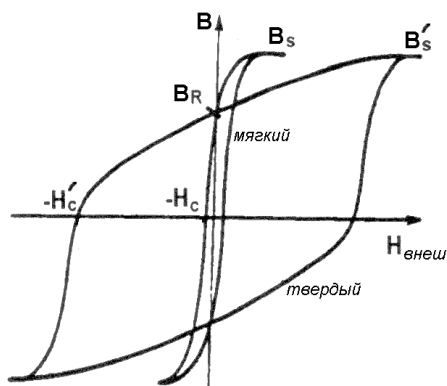


рис. 2.23

График зависимости магнитной индукции от напряженности внешнего магнитного поля показан на рис. 2.23. Такая кривая называется петлей гистерезиса. Магнитным гистерезисом ферромагнетиков называется отставание изменения магнитной индукции от изменения напряженности внешнего намагничивающего (размагничивающего) поля, обусловленное зависимостью индукции от ее предыдущих значений. Магнитный гистерезис есть следствие необратимых изменений при намагничивании и перемагничивании. Величина $\pm B_s$ – называется индукцией насыщения, а $\pm B_r$ – остаточной индукцией, сохраняющейся при изменении внешнего поля от $\pm H_s$ до нуля. Напряженность H_c обратного поля, доводящего магнитную индукцию до нуля, называется задерживающей напряженностью, напряженностью коэрцитивного поля или коэрцитивной силой. Площадь петли гистерезиса прямо пропорциональна работе, совершенной при перемагничивании (потери на гистерезис). По величинам гистерезиса ферромагнетики подразделяют на мягкие (малая площадь) и жесткие (большие площади) – постоянные магниты.

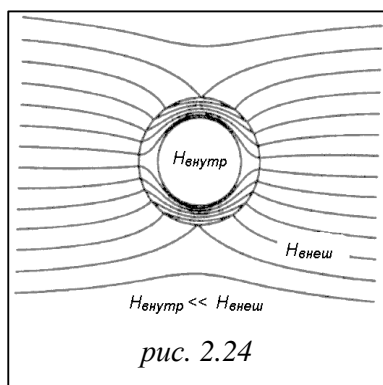


рис. 2.24

Экранирование постоянного и низкочастотного магнитного поля: экраны, выполненные из мягких ферромагнетиков с высокой относительной магнитной проницаемостью, концентрируют магнитное поле в основном внутри себя и практически не про-

пускают внутрь (рис. 2.24). Экранирующий фактор – отношение напряженностей внешнего и внутреннего полей:

$$S = \frac{H_{\text{внеш}}}{H_{\text{внутр}}} . \quad (2.33)$$

Экранирующее затухание:

$$a = 20 \cdot \lg S . \quad (2.34)$$

Например, для сферического экрана с диаметром 100 мм и толщиной 1 мм, выполненного из сплава NiFe, экранирующий фактор равен: для статического поля – 400, для частоты 50 Гц – 1000, для частоты 400 Гц $> 10^5$.

Экранирование высокочастотного магнитного поля: наилучшей защитой от магнитных полей высокой частоты являются описанные ранее вихревые токи индуктивности. Возникающее за счет таких токов магнитное поле ослабляет поле внутри экранируемой области.

2.6. Анизотропные магниторезисторы

Сопротивление ферромагнетиков зависит от приложенного магнитного поля. Удельное сопротивление можно записать в виде:

$$\rho(\varphi) = \rho^{\perp} + (\rho^{\parallel} - \rho^{\perp}) \cdot \cos^2 \varphi , \quad (2.35)$$

где φ - угол между направлением электрического тока (I) и вектором намагничивания (M) (рис. 2.25).

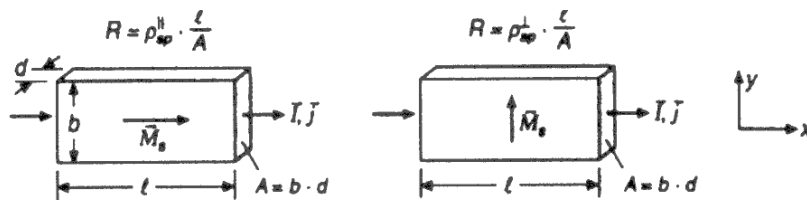


рис. 2.25

Внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно электрическому току и лежит в плоскости образца (для магниторезисторов, описанных в разделе 2.1.2., магнитное поле ориентированно перпендикулярно образцу). Когда индукция поля равна нулю, направление электрического тока совпадает с вектором намагничивания, а сопротивление ферромагнетика максимально. При увеличении магнитного поля вектор намагничивания вращается от $\varphi = 0$, до $\varphi = 90^\circ$ и сопротивление уменьшается (рис. 2.26).

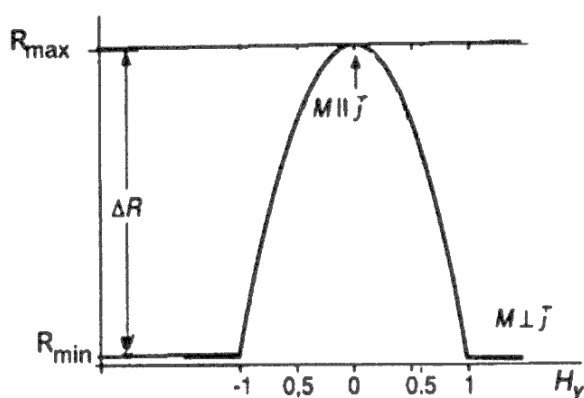


рис. 2.26

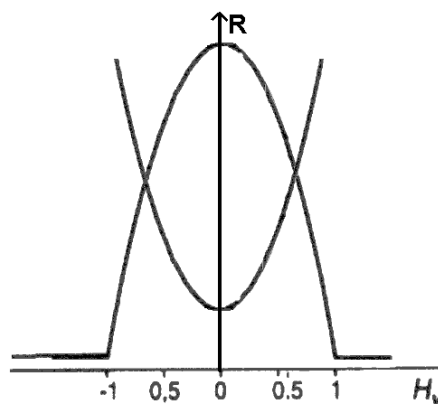


рис. 2.27

Подчеркнем еще раз, что этот эффект принципиально отличается по физической природе и методу от описанного в разделе 2.1.2, и являющегося следствием эффекта Холла. Приведем для сравнения на рис. 2.27 графики зависимости сопротивления от внешнего поля для двух этих случаев.

В качестве измерительной схемы для фиксирования изменения сопротивления применяется дифференциальный мост.

Помимо вышеупомянутых приложений для магнитных датчиков, анизотропные магниторезисторы применяются для построения слоистых магниторезистивных датчиков. Такой датчик состоит из большого числа (>35) пар тонких (1 нм) слоев ферромагнетика (Co) и не ферромагнетика (Cu) (рис. 2.28). Слои ферромагнетика попарно противоположно поляризованы, что приводит при отсутствии внешнего магнитного поля к высокому сопротивлению датчика.

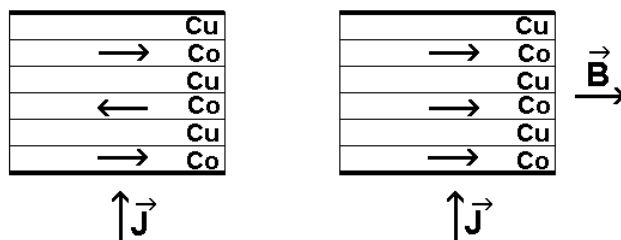


рис. 2.28

При появлении магнитного поля вектора магнитной поляризации ориентируются в одном направлении, в результате чего сопротивление датчика падает. Такие датчики позволяют получить относительное изменение сопротивления до 70%.

2.7. Магнитоупругие датчики

Магнитная проницаемость μ ферромагнитных тел изменяется под действием механических напряжений. Изменение магнитной проницаемости $\Delta\mu/\mu$ для различных материалов составляет 0.5 – 3 % при изменении механического напряжения на 1 МПа. В качестве материалов для магнитоупругих датчиков в основном используются аморфные металлы.

Приведем примеры использования магнитоупругих датчиков для измерения различных параметров.

Датчики силы и давления схематически представлены на рис. 2.29 а. Изменение магнитной проницаемости приводит к изменению индуктивности соленоида, которое можно измерить с помощью дифференцирующего моста.

Датчик сдвига представлен на рис. 2.29 б. Две обмотки формируют трансформатор. В недеформированном положении напряжение во вторичных обмотках равно нулю. Изменение магнитного потока при смещении приводит к появлению ЭДС во вторичных обмотках.

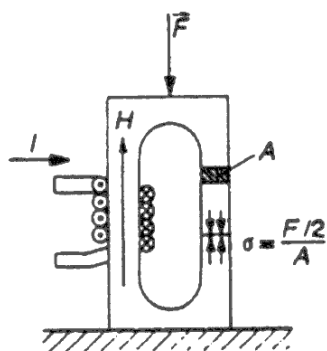


рис. 2.29 а

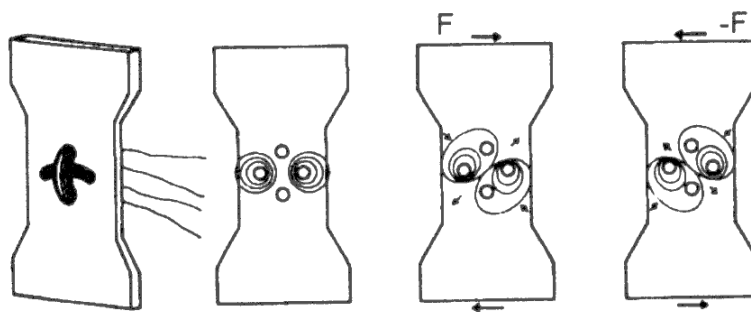


рис. 2.29 б

Датчик вращательного момента. Наиболее популярны два типа датчиков: перекрестный (рис. 2.30 а) и датчик с четырьмя ветвями (рис. 2.30 б). На рисунках вместе с принципом действия показаны и эквивалентные магнитные схемы.

В недеформированном состоянии напряжение во вторичных обмотках равно нулю, т.е. достигается сбалансированное состояние. Появление вращательного момента приводит к тому, что магнитная проницаемость, а, следовательно, и индуктивность в зоне сжатия и в зоне растяжения начинают отличаться и во вторичных обмотках появляется ЭДС индукции.

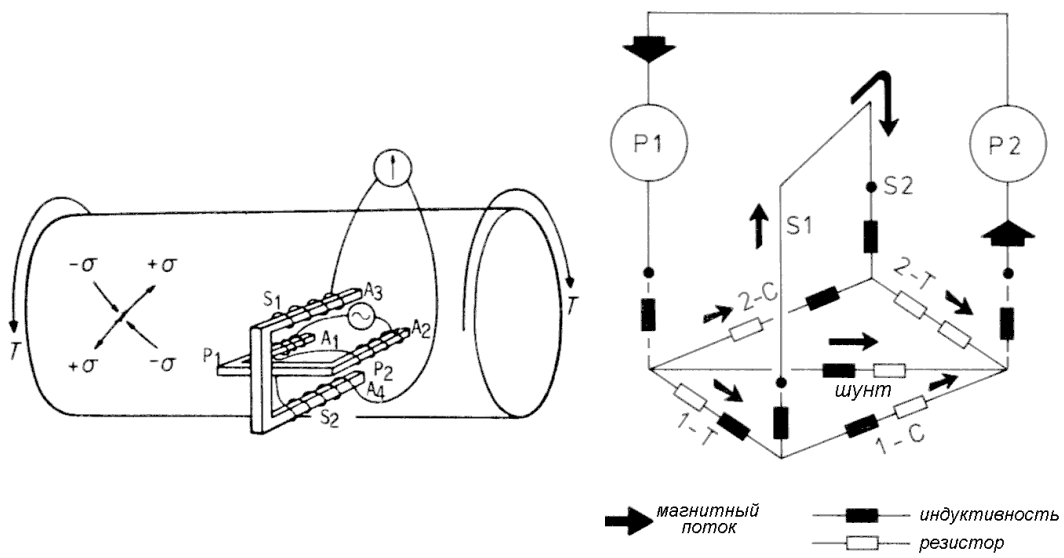


рис. 2.30 а

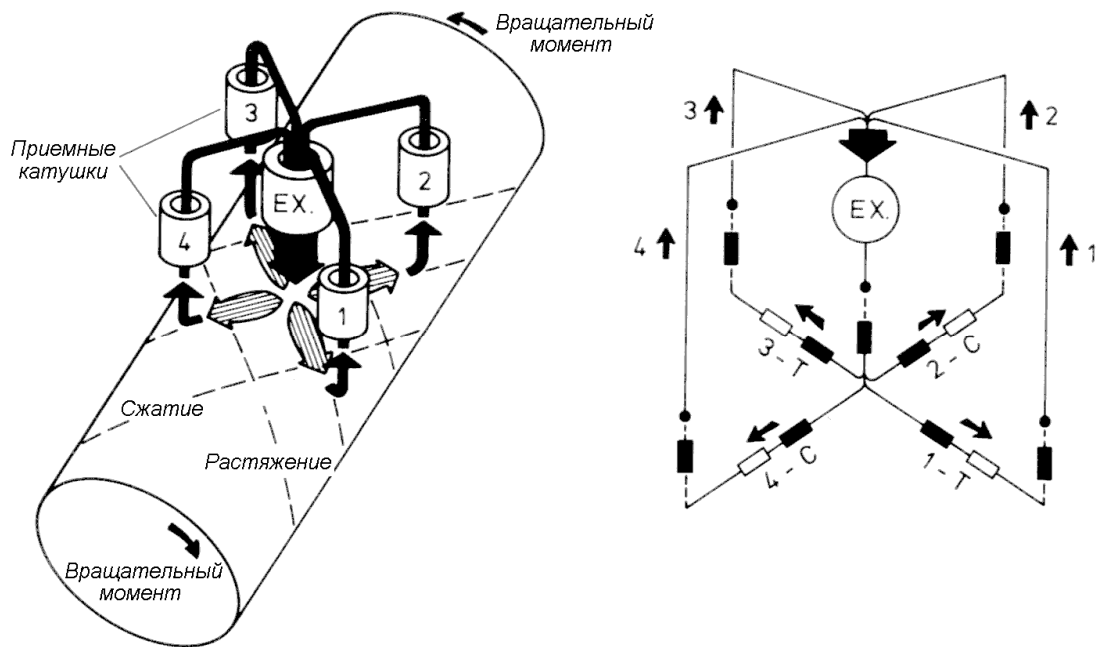
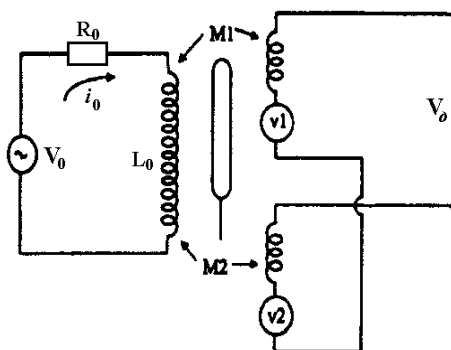


рис. 2.30 б

ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 2

1. Докажите, что для линейного дифференциального трансформатора (см. рисунок) справедливо следующая зависимость

$$\frac{U_{\partial}}{U_0} = \frac{j\omega(M_1 - M_2)}{j\omega L_0 + R_0}$$



2. Рассчитайте напряжение Холла на датчике толщиной 2 мм, выполненном из InAs с константой Холла равной 10^{-4} [м³/Кл], если через датчик пропускается ток 30 мА, а воздействующее магнитное поле равно 200 мТл.
3. Определите величину магнитного поля, измеряемую датчиком Холла с константой Холла равной 10^{-4} [м³/Кл], если толщина датчика – 2 мм, ток через датчик – 30 мА, фиксируемое напряжение Холла 1 мВ.

Глава 3. Оптические методы измерения

3.1. Оптическое излучение. Основные законы

Оптическое излучение – это область спектра электромагнитного излучения, простирающаяся от низкочастотных радиоволн до высокоэнергетических космических лучей. Распространение электромагнитных волн полностью описывается системой дифференциальных уравнений Максвелла с учетом электромагнитных свойств среды. С другой стороны свет может трактоваться как поток частиц (квантов) – фотонов, энергия которых определяется из уравнения Эйнштейна:

$$E = h \cdot f, \quad (3.1)$$

где f – частота волны, $h = 6.6261 \cdot 10^{-34}$ (Дж*с) – постоянная Планка.

Длина волны соответственно определяется выражением:

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (3.2)$$

где c – скорость света в вакууме.

Оптический спектр включает коротковолновое ультрафиолетовое излучение, область видимого света (0.38 ÷ 0.75 мкм) и длинноволновое инфракрасное излучение (рис. 3.1).

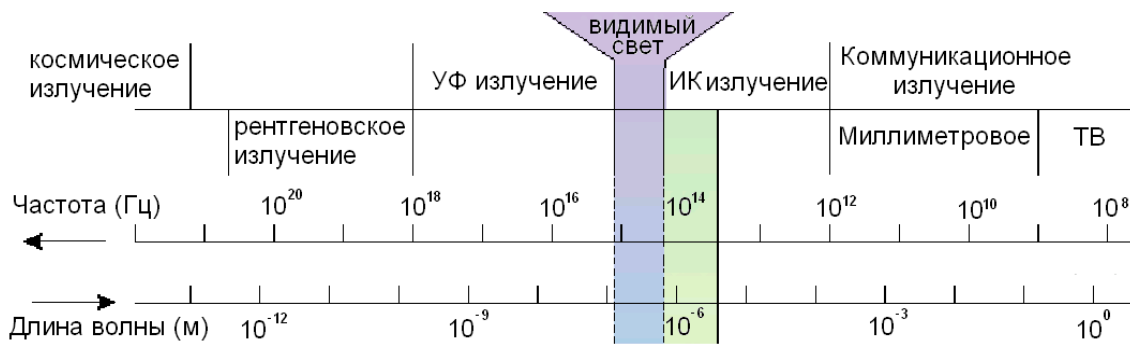


рис. 3.1

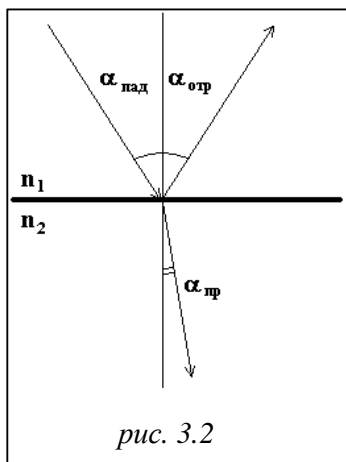
При распространении света в среде, его скорость становится отличной от скорости света в вакууме и зависит от частоты излучения. Этот эффект известен как эффект дисперсии света. Здесь необходимо

ввести различие между двумя типами скоростей: фазовая скорость – скорость движения вазового фронта волны и групповая скорость – скорость распространения информации (волнового пакета). Отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости в среде называется показателем преломления:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (3.3)$$

Рассмотрим основные законы преломления и отражения света.

Пусть имеется граница раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 . Если на границу падает монохроматическая световая волна под углом α к нормали (рис. 3.2), то угол отраженного луча равен углу падающего, а для преломленного справедливо следующее уравнение:



$$\frac{\sin \alpha_{\text{пад}}}{\sin \alpha_{\text{пр}}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (3.4)$$

Из уравнения (3.4) видно, что при падении луча из оптически менее плотной среды в оптически более плотную преломленный луч «прижимается» к нормали, а при падении из оптически более плотной среды в оптически менее плотную наоборот, «прижимается» к границе раздела. В этом случае существует некоторый угол, при котором преломленный луч пойдет вдоль границы раздела, а при дальнейшем увеличении угла падения вообще не перейдет во вторую среду. Предельный угол называется углом полного внутреннего отражения:

$$\sin \alpha_{\text{пред}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (3.5)$$

Отношение интенсивностей отраженной и падающей волн называется коэффициентом отражения - R , а отношение интенсивностей

преломленной и падающей волн, называется коэффициентом пропускания – T . Для не поглощающих сред справедливо равенство:

$$R + T = 1. \quad (3.6)$$

Согласно формулам Френеля, при падении на плоскую границу двух сред плоской неполяризованной волны (естественный свет), коэффициент отражения равен:

$$R = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\sin^2(\alpha_{\text{пад}} - \alpha_{\text{пр}})}{\sin^2(\alpha_{\text{пад}} + \alpha_{\text{пр}})} + \frac{\text{tg}^2(\alpha_{\text{пад}} - \alpha_{\text{пр}})}{\text{tg}^2(\alpha_{\text{пад}} + \alpha_{\text{пр}})} \right], \quad (3.7)$$

а в случае нормального падения луча

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2. \quad (3.8)$$

Если при падении линейно поляризованной волны вектор напряженности электрического поля - \vec{E} колеблется в плоскости падения, то коэффициент отражения равен:

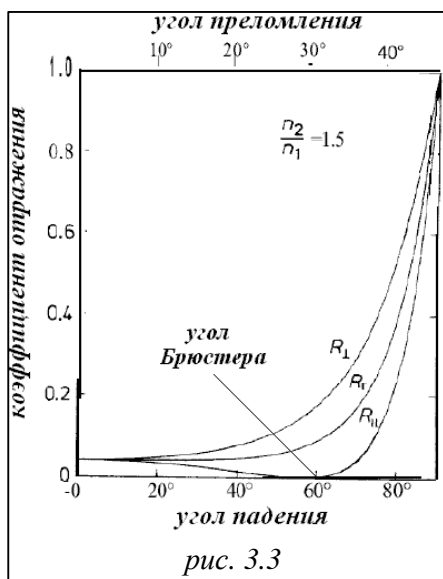
$$R^{\parallel} = \frac{\text{tg}^2(\alpha_{\text{пад}} - \alpha_{\text{пр}})}{\text{tg}^2(\alpha_{\text{пад}} + \alpha_{\text{пр}})}. \quad (3.9)$$

Если колебания вектора \vec{E} происходят в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, то коэффициент отражения равен:

$$R^{\perp} = \frac{\sin^2(\alpha_{\text{пад}} - \alpha_{\text{пр}})}{\sin^2(\alpha_{\text{пад}} + \alpha_{\text{пр}})}. \quad (3.10)$$

Из формул (3.7), (3.9), (3.10) следует, что:

$$R = \frac{1}{2} \cdot (R^{\parallel} + R^{\perp}). \quad (3.11)$$



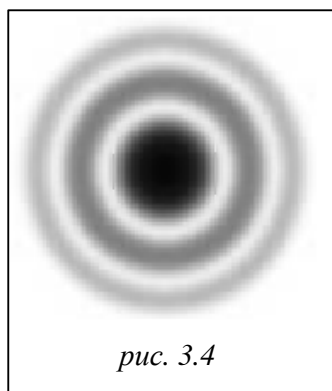
На рис. 3.3 приведена зависимость коэффициентов отражения от угла падения для границы раздела «воздух – стекло». Показатель преломления стекла равен 1.52.

Как видно из рисунка, существует угол падения, при котором коэффициент $R_{\parallel} = 0$. Этот угол называется углом Брюстера. При падении неполяризованного света на границу раздела двух сред под углом Брюстера, отраженный свет будет

линейно поляризован, а угол между падающим и преломленным лучами будет составлять 90° .

При преломлении в оптически неоднородной среде с непрерывно меняющимся от точки к точке показателем преломления наблюдается искривление световых лучей. Это явление называется рефракцией света. Хорошим примером рефракции среди естественных природных явлений являются миражи.

Перейдем теперь к рассмотрению еще двух важных явлений: интерференции и дифракции света.



Когерентными волнами называются волны одинаковой частоты, разность фаз которых не изменяется со временем. В результате наложения когерентных волн, линейно поляризованных в одной плоскости, происходит ослабление или усиление интенсивности света в зависимости от соотношения фаз $\Delta\varphi$ складываемых световых волн (рис. 3.4):

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot t - \text{условие максимума интенсивности};$$

$$\Delta\varphi = \pi \cdot (2t + 1) - \text{условие минимума интенсивности}.$$

Это явление называется интерференцией света. При наложении некогерентных волн имеет место только усиление света, т.е. интерференция не наблюдается.

Оптической длиной пути называется произведение геометрической длины d пути световой волны в данной среде на показатель преломления этой среды n :

$$\sigma = d \cdot n. \quad (3.12)$$

Разность фаз определяется в этом случае как:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta\sigma, \quad (3.13)$$

где $\Delta\sigma$ – оптическая разность хода. Таким образом, условие интерференции записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \max : \quad \Delta\sigma &= \lambda \cdot m; \\ \min : \quad \Delta\sigma &= \frac{\lambda}{2} \cdot (2m + 1). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Дифракцией волн называется явление огибания волнами различных препятствий, встречающихся на их пути, т.е. отклонение волн от прямолинейного распространения.

3.2. Детекторы светового излучения

Один вид световых детекторов – фоторезисторы уже был рассмотрен нами ранее в разделе 1.1.4. Опишем теперь другие принципы измерения.

Фотодиоды – представляют собой обычные полупроводниковые диоды, но больших размеров и, как правило, в прозрачном корпусе, чтобы позволить световым лучам попасть в чувствительную зону. Чувствительной зоной является запирающий слой, который возникает при контакте двух полупроводников с разным типом примеси. Если фотон с энергией большей, чем ширина запрещенной зоны поглощается фотодиодом, то это приводит к генерации электронно-дырочной

пары. Это нарушает равновесное распределение носителей тока и приводит к изменению контактной разности потенциалов, т.е. к возникновению фото - ЭДС.

Приведем пример расчета фототока через кремниевый фотодиод. Пусть излучение с длиной волны $\lambda = 500$ нм и мощностью $W = 1$ Вт падает на фотодиод. Каждый фотон обладает энергией (3.1): $E = h \cdot f = h \cdot c / \lambda$. Фотон с длиной волны 500 нм обладает энергией $E = 4 \cdot 10^{-19}$ Дж = 2.5 эВ, тогда 1 Вт соответствует $2.52 \cdot 10^{18}$ фотонов в секунду. Запрещенная зона кремния составляет 1.122 эВ, следовательно, энергии фотона достаточно для производства электронно-дырочной пары. Предположим, что все падающие фотоны преобразуются в пары (идеальный диод), тогда получаем $2.52 \cdot 10^{18}$ электронов в секунду. Т.к. заряд электрона равен $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл, то окончательно получаем ток равный 0.4 А. Последовательность проделанных вычислений можно представить в виде одной формулы:

$$I = \frac{W}{E} \cdot e = \frac{W \cdot e}{h \cdot c} \cdot \lambda. \quad (3.15)$$

Таким образом получается линейная зависимость тока от длины волны. Но, согласно формуле (3.1), энергия фотона уменьшается с длиной волны, и в тот момент, когда она окажется меньше ширины запрещенной зоны, ток прекратится, поскольку электронно-дырочные пары не будут генерироваться. Максимальный ток, соответствующий энергии 1.122 эВ (ширина запрещенной зоны кремния), будет равен 0.9 А.

На рис. 3.5 представлены графики зависимости нормированного фототока от длины волны для идеального и реального кремниевых диодов.

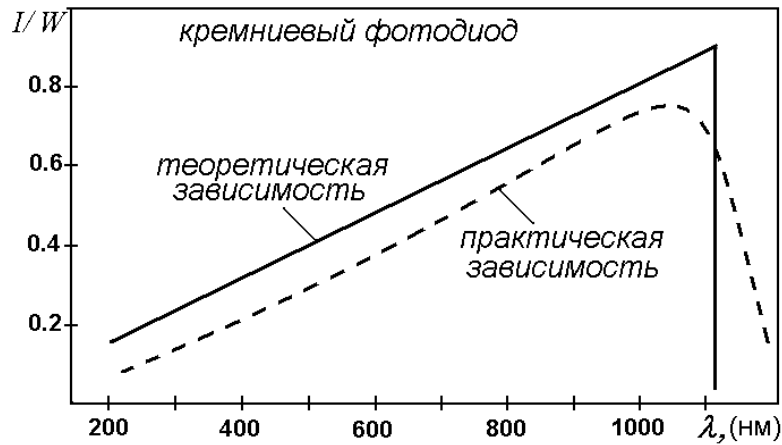


рис. 3.5

Для расширения запирающего слоя в диоде, а, следовательно, и расширения активной зоны применяют так называемые pin – диоды, содержащие между двумя примесными полупроводниками p- и n-типа полупроводник с собственной проводимостью (i – intrinsic). Для повышения эффективности используют также лавинные фотодиоды, в которых дополнительный p-полупроводник помещается между n- и i-полупроводником (рис. 3.6).

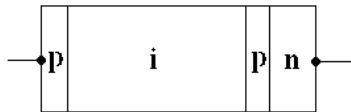


рис. 3.6

Это приводит к тому, что около положительного электрода появляется зона сильного электрического поля. Когда электрон, появившийся в i-слое, начинает движение к положительному электроду, он ускоряется этим полем и при столкновении с атомом решетки может выбить другие электроны, которые, в свою очередь, разгоняясь, выбивают другие и т.д. Получается эффект лавины, который приводит к значительному усилению сигнала (в среднем усиление происходит с фактором 100).

На таком же эффект основано действие фотоумножителя. Фотоумножитель представляет собой вакуумную трубку со светочувствительной поверхностью, которая поглощает фотоны и испускает электроны. Приложенная разность потенциалов разгоняет электроны и

при соударении с внутренними пластинами умножителя происходит выбивание дополнительных электронов (рис. 3.7). Используя десять-двенадцать промежуточных пластин, удастся получить фактор умножения до миллиона, что делает фотоумножители незаменимым детектором малых световых излучений.

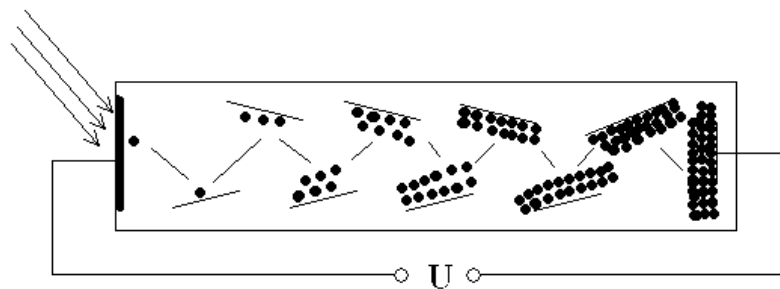


рис. 3.7

Наиболее используемым световым детектором при создании изображений являются устройства с зарядовой связью (CCD – charge coupled device). В ячейках кремния под действием фотонов происходит генерация электронно-дырочной пары. Заряд, пропорциональный интенсивности излучения, аккумулируется в каждой ячейке. Последовательное считывание зарядов из ячеек дает возможность получить информацию о заряде каждой (рис. 3.8).

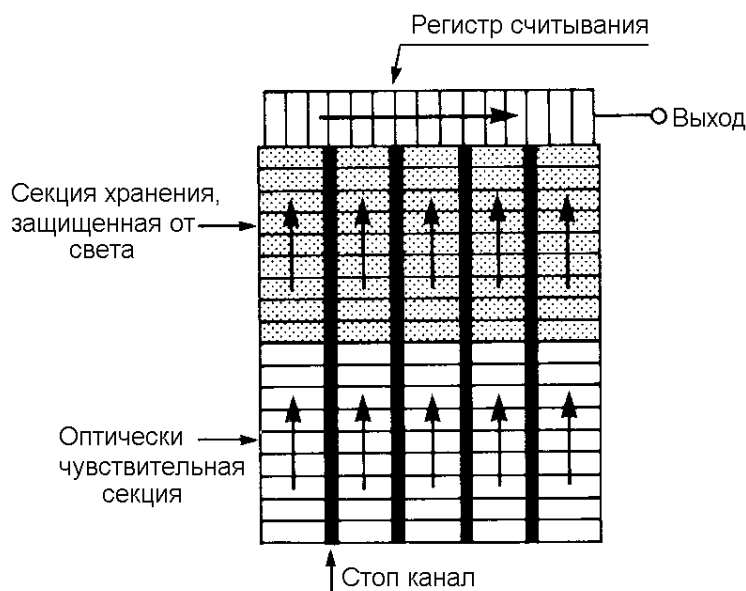


рис. 3.8

3.3. Источники светового излучения и поглощение света

Принцип действия источников светового излучения прямо противоположен принципу действия приемников. Если при поглощении фотона некоторой частоты происходит возбуждение атомов и переход на более высокие энергетические уровни, то, соответственно, при наличии так называемой инверсной населенности, т.е. когда концентрация атомов на более высоких энергетических уровнях превышает концентрацию на нижних, может происходить переход атомов на нижние уровни с излучением фотонов с частотой, определяемой из формулы (3.1).

Инверсная населенность создается по-разному для различных источников излучения. Например, для р-п-перехода происходит генерация излучения в запирающем слое при приложении разности потенциалов – на этом принципе основана работа светодиода (рис. 3.9).

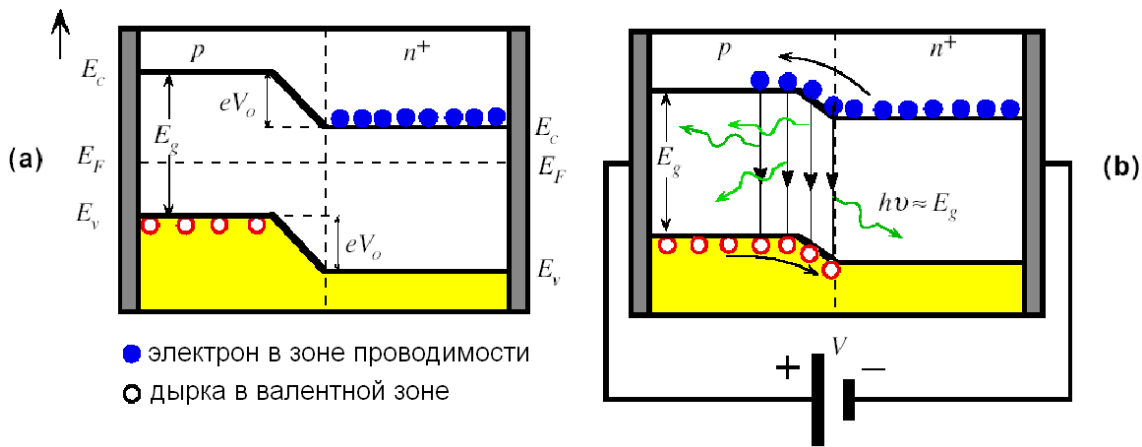
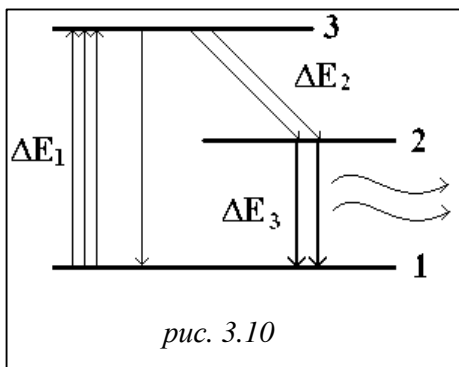


рис. 3.9



Генерация светового излучения может осуществляться и в так называемой трехуровневой модели атома (рис. 3.10). Под действием внешних сил происходит накачка атомов на третий уровень, после чего атомы могут вернуться сразу на уровень 1 или совершить безизлуча-

тельный переход на уровень 2 (энергия в случае такого перехода идет на нагревание кристалла). При переходе атомов с уровня два на уровень 1 происходит излучение фотонов света.

Если часть излучения оптической системы подать с выхода снова на вход, то можно при определенных условиях получить генерацию света за счет вынужденного излучения – лазер (LASER – Light Amplification by Stimulated Emission Radiation). При этом необходимо, чтобы потери энергии компенсировались внешним источником, и чтобы изменение фазы колебаний на пути от выхода системы на вход было кратно 2π .

В качестве системы, осуществляющей необходимую обратную связь, может применяться интерферометр Фабри – Перо (рис. 3.11).

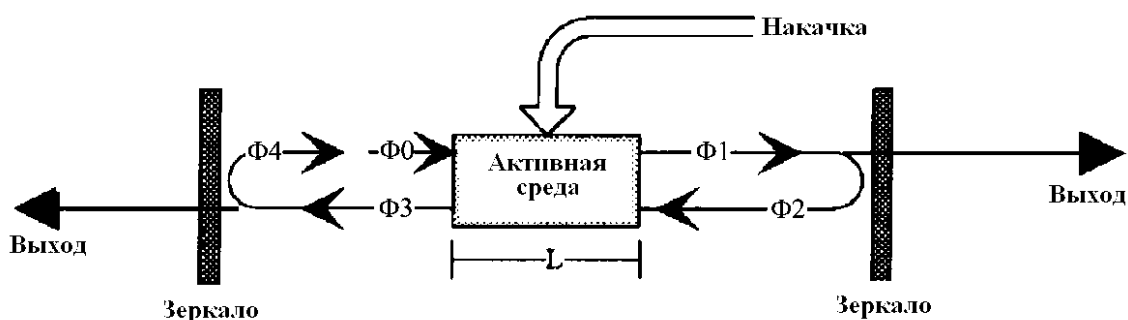


рис. 3.11

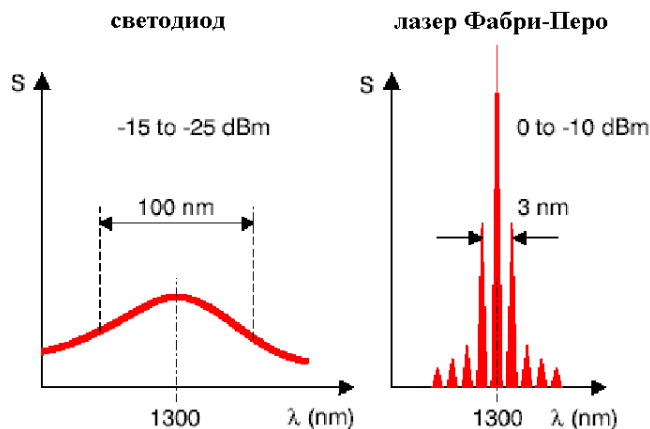


рис. 3.12

Зеркала интерферометра разнесены на расстояние, необходимое для выполнения условия интерференции волн (3.14). Часть излучения циркулирует в системе, а часть попадает на выход. Таким образом, ла-

зер обладает узким спектром и большой мощностью, в отличие, например, от светодиода (рис. 3.12).

Другим видом излучения является тепловое излучение, происходящее за счет внутренней энергии тела. Любое твердое тело при температуре T излучает в окружающее пространство электромагнитные волны.

Абсолютно черным телом называется тело, которое полностью поглощает падающее на него излучение. Зависимость лучеиспускательной способности ϵ абсолютно черного тела от длины волны изображена на рис. 3.13.

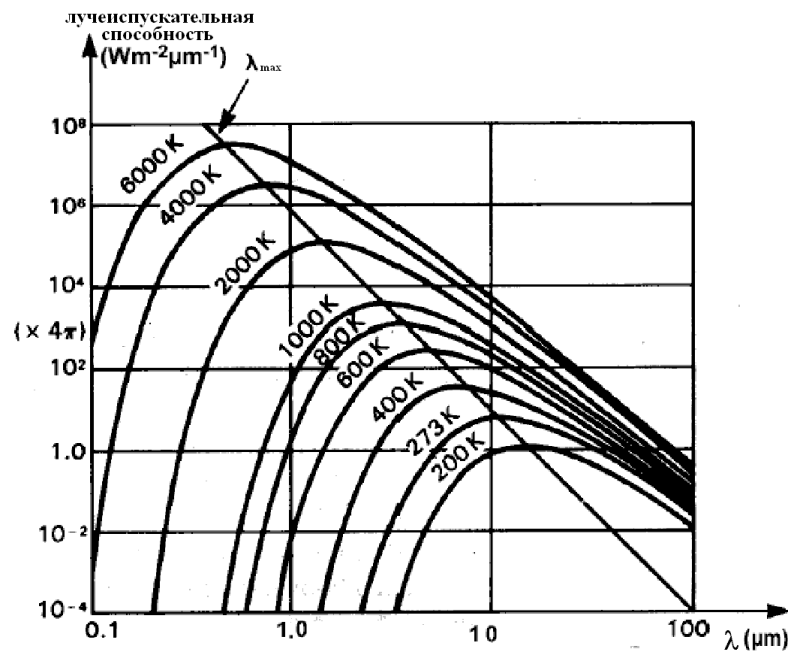


рис. 3.13

Интенсивность излучения, характеризующаяся площадью под кривой ϵ , описывается законом Стефана – Больцмана:

$$I = \int_0^{\infty} \epsilon(\lambda, T) d\lambda = \sigma \cdot T^4, \quad (3.16a)$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

Описание самой лучеиспускательной способности было проведено Планком на основе представлений о квантовой природе света (3.1):

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{2\pi \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{h}{e^{\frac{hc}{\lambda \cdot kT}} - 1}. \quad (3.16б)$$

Зная (3.16б), легко проверить справедливость формулы (3.16а).

Как видно из рис. 3.13, каждая кривая имеет максимум вблизи некоторой длины волны λ_{\max} , который смещается с повышением температуры в область меньших длин волн. Так, например, для регистрации теплового излучения человеческого тела необходимо иметь камеру с пиком чувствительности на 10 мкм.

Рассмотрим также явление поглощения света – явление уменьшение энергии световой волны при ее распространении в веществе, происходящее вследствие преобразования энергии волны во внутреннюю энергию вещества или в энергию вторичного излучения, имеющего иной спектральный состав и иное направление распространения. Поглощение света не стоит путать с явлением уменьшения энергии световой волны в оптически неоднородной среде вследствие рассеяния света.

Поглощение света описывается законом Бугера – Ламберта:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}, \quad (3.17)$$

где I_0 и I – интенсивности световой волны на входе в слой поглощающего вещества толщиной d и на выходе из него. Коэффициент поглощения:

$$\mu = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n \cdot \chi, \quad (3.18)$$

где n – показатель преломления, χ - диэлектрическая восприимчивость.

Для разбавленных растворов поглощающего вещества в не поглощающем растворителе справедлив закон Бера:

$$\mu = A \cdot c, \quad (3.19)$$

где c – концентрация растворенного вещества, A – постоянная зависящая от свойств растворенного вещества и от частоты света.

Таким образом, явление поглощения света применяется для определения концентрации веществ с очень высокой степенью точности, порядка одной частицы на миллион и меньше. Для различных веществ поглощение происходит в различных частях спектра, при этом, если измерения производятся в видимом свете необходимо использовать реагент, образующий с определяемым компонентом окрашенный раствор, и источник, настроенный на соответствующую частоту. Напомним, что если раствор и проходящая волна имеют один и тот же цвет, то ослабление интенсивности не происходит.

3.4. Интерферометры

Как было сказано выше, при наложении в некоторой точке пространства двух или более когерентных волн происходит усиление или ослабление интенсивности света в результате явления интерференции. Как видно из определения когерентности, такие волны в природе не существуют. Однако, можно получить волны пригодные к интерференции, если они возникают в результате разделения одной и той же волны на две или более частей. В этом случае все части волны в отношении частоты и фазы являются точными копиями исходной. К сожалению, полной аналогии с интерференцией монохроматических волн здесь не получается, поскольку каждая из волн имеет конечное время когерентности, определяющее максимальную задержку между лучами, при которой еще наблюдается интерференция.

Устройства, позволяющие производить подобное разделение, называются интерферометрами. С их помощью удастся построить высокоточные измерители длины и перемещений как линейных, так и вращательных.

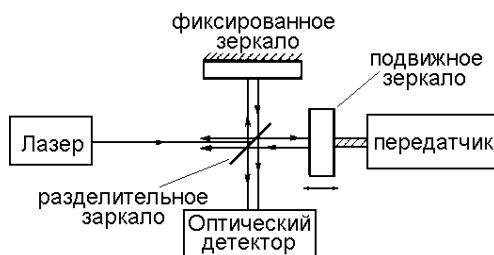


рис. 3.14а

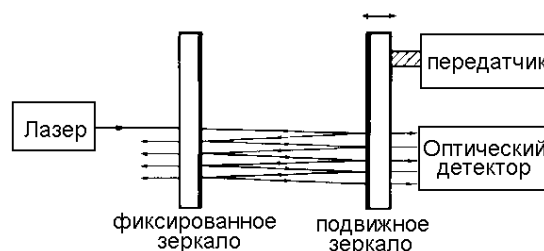


рис. 3.14в

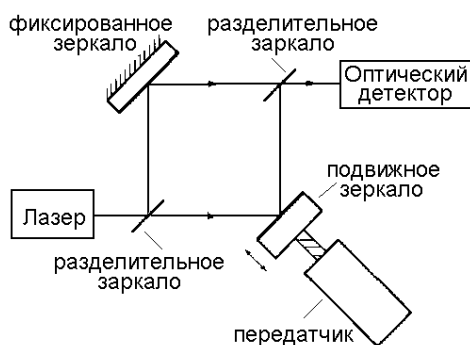


рис. 3.14б

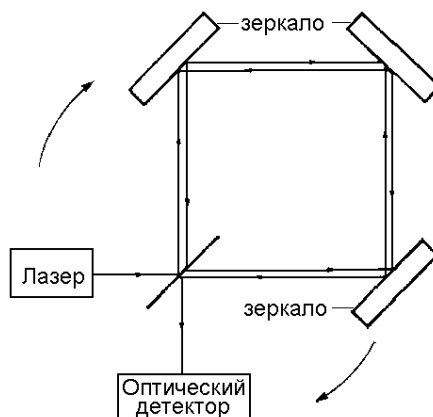


рис. 3.14г

Рассмотрим принцип действия наиболее часто применяемых интерферометров (рис. 3.14):

1. Интерферометр Майкельсона (а). Световая волна от источника попадает на полупрозрачную пластину, расположенную под углом 45° к направлению распространения луча, и разделяется на две примерно равные по интенсивности части. Одна часть отражается и идет в направлении зафиксированного зеркала, а вторая часть проходит через пластину и движется к подвижному зеркалу. Отражаясь от зеркал, обе части волны сходятся в месте расположения оптического детектора, имея уже по четверти интенсивности источника. Интенсивность света или плотность потока энергии определяется как:

$$I = \frac{1}{2} \cdot \text{Re}(E^* E). \quad (3.20)$$

Волны, идущие в направлении детектора, описываются уравнениями:

$$E_1 = \frac{1}{2} \cdot E_0 \cdot e^{-i(\omega t - \varphi_1)}, \quad E_2 = \frac{1}{2} \cdot E_0 \cdot e^{-i(\omega t - \varphi_2)}, \quad (3.21)$$

тогда интенсивность, фиксируемая детектором, записывается в виде:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{4} \cdot \operatorname{Re} \left[(E_1^* + E_2^*) \cdot (E_1 + E_2) \right] = \\ &= \frac{1}{4} \cdot \operatorname{Re} \left[E_1^* E_1 + E_2^* E_2 + E_1^* E_2 + E_2^* E_1 \right] = \\ &= \frac{1}{4} \cdot E_0^2 \cdot (1 + \cos \Delta \varphi) = \frac{1}{2} \cdot I_0 \cdot (1 + \cos \Delta \varphi), \end{aligned} \quad (3.22)$$

где $I_0 = E_0^2 / 2$, $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. Разность хода лучей в интерферометре:

$$\Delta = 2 \cdot (l_1 - l_2), \quad (3.23)$$

где l_1 и l_2 – расстояние от разделяющей пластины до неподвижного и подвижного зеркал соответственно. Возникающая разность фаз:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta, \quad (3.24)$$

где λ – длина волны источника излучения.

Измеряя интенсивность света детектором, можно определять с высокой точностью (порядка длины волны; например, красный цвет ~ 10 мкм) смещение подвижного зеркала.

2. Интерферометр Маха – Цендера (б). Принцип действия этого интерферометра такой же, как и для интерферометра Майкельсона. Луч, разделенный на две части полупрозрачными пластинами, отражаясь от зеркал, сходится в оптическом детекторе. Интенсивность света в детекторе зависит от разности фаз (разности хода) лучей, которая изменяется при перемещении подвижного зеркала. Однако у этого интерферометра есть одно большое преимущество, связанное с тем, что в интерферометре Майкельсона часть излучения возвращается обратно к источнику (лазеру) и может влиять на его стабильность. Интерферометр Маха – Цендера избавлен от этого недостатка, поскольку лучи распространяются таким образом, что их отраженные или прошедшие через полупрозрачную пластину части, не участвующие в измерении, не возвращаются к источнику.

3. Интерферометр Фабри-Перо (е). Состоит из двух плоскопараллельных зеркал с коэффициентом отражения порядка 95%. Луч, попадающий в пространство между зеркалами, испытывает многократное отражение, при этом на каждом этапе часть энергии ($\sim 5\%$) проходит через зеркала. В результате на оптический детектор попадает серия интерферирующих лучей. Если h – расстояние между зеркалами, θ - угол падения луча на зеркало, то разность фаз двух соседних лучей:

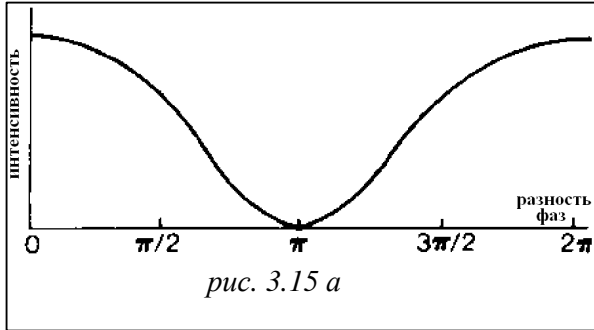
$$\Delta\varphi = 2 \cdot h \cdot \cos \theta \cdot \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3.25)$$

Таким образом, изменение расстояние между зеркалами приводит к изменению интенсивности излучения на детекторе.

Как уже говорилось выше, интерферометр Фабри – Перо используется также в качестве оптического резонатора в лазерах.

4. Интерферометр Саньяка (з). Световой поток от лазерного источника разделяется на две части. Один, отражаясь от трех зеркал, движется по часовой стрелке и попадает на детектор, второй – двигаясь против часовой стрелки, проходит тот же путь и тоже попадает на детектор. Если любое из зеркал перемещается перпендикулярно отражающей поверхности, то длина пути каждого луча изменяется на одинаковую величину, поэтому изменения интенсивности на детекторе не происходит. Рассмотрим поворот интерферометра таким образом, чтобы ось вращения была перпендикулярна плоскости движения луча. При повороте по часовой стрелке луч, движущийся в том же направлении, будет запаздывать, а луч, движущийся против часовой стрелки, наоборот, опережать первоначальное движение. В результате этого появляется разность фаз между интерферирующими лучами на детекторе, зависящая от угловой скорости вращения. Интерферометр Саньяка используется для создания высокочувствительных датчиков вращения (гироскопов).

Рассмотрим схематические графики зависимости интенсивности от разности фаз на оптических детекторах вышеописанных интерферометров.



На рис. 3.15 а приведена зависимость для двухлучевых интерферометров – Майкельсона, Маха – Цендера и Саньяка. Интенсивность зависит от разности фаз по закону $I \sim (1 + \cos \Delta\varphi)$.



Интерференция интерферометра Фабри – Перо (рис. 3.15 б) складывается из большого числа лучей, где каждый последующий имеет относительно предыдущего одинаковый постоянный сдвиг фазы. Выражение для интенсивности излучения на оптическом детекторе пропорционально дроби:

$$I \sim \frac{\sin^2 (N \cdot \Delta\varphi/2)}{\sin^2 (\Delta\varphi/2)}, \quad (3.26)$$

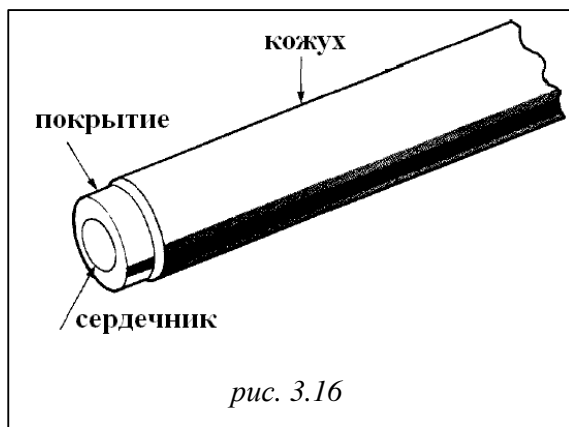
где N – число интерферирующих лучей, зависящее от коэффициентов пропускания и отражения зеркал. Из формулы (3.26) следует, что интенсивность резко уменьшается при смещении разности фаз из точек 0, 2π , 4π и т.д., причем, чем больше число интерферирующих лучей, тем сильнее этот эффект. Подобная зависимость делает интерферометр Фабри – Перо гораздо чувствительнее остальных, и на сегодняшний день наиболее чувствительным датчиком смещения.

3.5. Волоконная оптика

Основная теория оптоволоконных линий (световодов)

Световые волокна широко применяются для управления движением световых пучков. Они действуют как световоды. При изгибании волокон, если только радиус кривизны не чрезвычайно мал (порядка длины волны света), световой пучок следует за изгибами волокна. Большим достоинством световых волокон является малая величина потерь энергии при распространении в них световых пучков. Эти потери значительно меньше, чем потери в проводах при передаче соответствующей энергии с помощью переменных токов. Поэтому их выгодно применять для передачи информации. Однако главное преимущество использования света для передачи информации связано с большой частотой света, благодаря чему по световому пучку в световоде можно передать очень большой объем информации. Световод толщиной в человеческий волос в состоянии обеспечить передачу информации, эквивалентную многим сотням телефонных линий. Немаловажным преимуществом световодов являются также их малый диаметр, их изготовление из диэлектрических материалов, устойчивых к коррозии и другим вредным воздействиям.

Принцип действия световодов основан на эффекте полного внутреннего отражения (3.5). Световод обычно имеет цилиндрическую форму и состоит из трех основных слоев (рис. 3.16):



1. центральный сердечник, выполненный из прозрачного (для данной частоты) материала с высоким показателем преломления;
2. второй слой – покрытие с показателем преломления меньшим, чем у сердечника, для

обеспечения условия полного внутреннего отражения;

3. Защитный кожух, обеспечивающий прочность оптоволоконной линии.

Луч света, попадающий в сердечник, распространяется вдоль линии, отражаясь от границы раздела – сердечник-покрытие. По толщине и свойствам показателя преломления сердечника световоды подразделяют на три вида (рис. 3.17): одномодовые с постоянным показателем преломления, многомодовые с постоянным показателем преломления, многомодовые с градиентным показателем преломления.

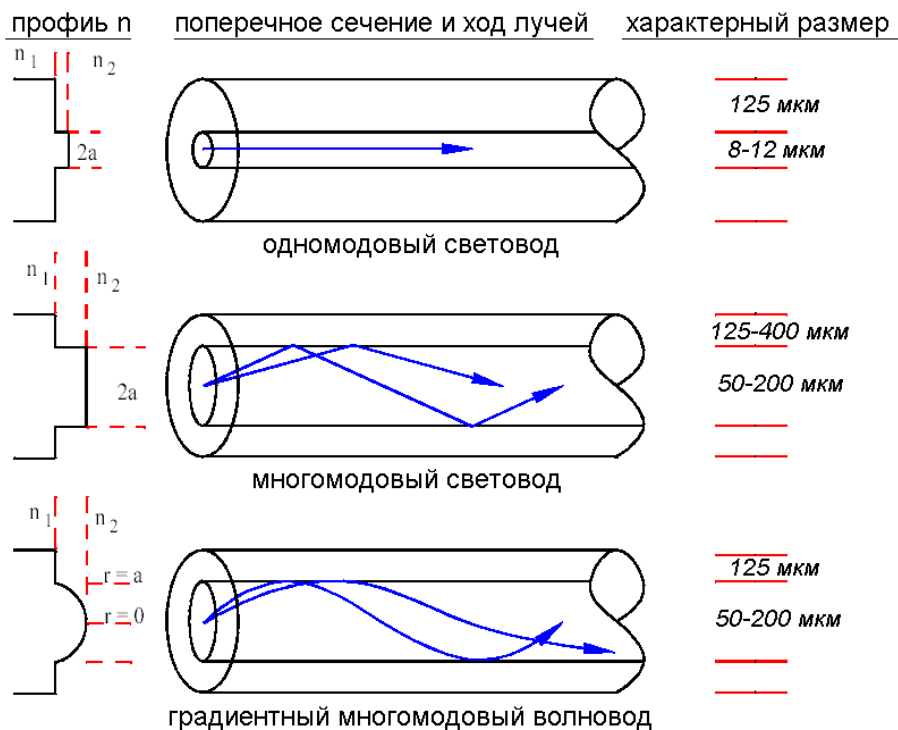


рис. 3.17

Для луча, распространяющегося в среде с переменным показателем преломления $n(r)$ (для световодов закон изменения обычно близок к параболическому) справедливо следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{n(r)} \cdot \frac{dn(r)}{dr}, \quad (3.26)$$

где z – направление распространения луча, r – расстояние от оси z .

Числовая апертура световода (Ч.А.) определяется как половина угла, внутри которого все лучи идущие к световоду, попадают внутрь сердечника (рис. 3.18). Для границы воздух – сердечник световода запишем:

$$\sin \theta_c = \frac{\sin \theta'_c}{n_1}, \quad (3.27)$$

где θ'_c – угол в воздухе, θ_c – угол в сердечнике, n_1 – показатель преломления сердечника. Для границы сердечник – покрытие: $\cos \theta_c = n_2/n_1$, тогда:

$$\text{Ч.А.} = \sin \theta'_c = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (3.28)$$

где n_2 – показатель преломления покрытия.

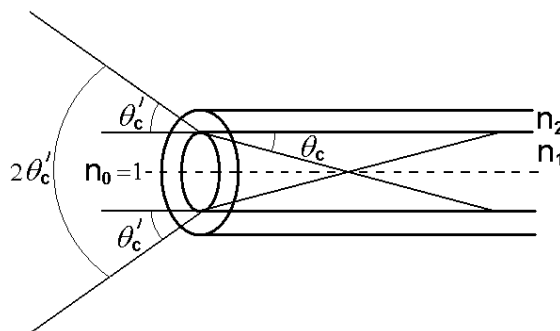


рис. 3.18.

Световод фактически представляет собой цилиндрический диэлектрический волновод. Поэтому он полностью описывается электродинамическими уравнениями Максвелла. Как и для любой электромагнитной волны, для световых волн в волноводе существует дискретный набор решений волнового уравнения, называемых модами. Каждая мода характеризуется своей постоянной распространения β . Число мод, способных распространяться в световоде с заданными параметрами, определяется значением приведенной групповой скорости:

$$V_z = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (3.29)$$

где a – радиус световода, λ – длина волны в свободном пространстве.

На рис. 3.19 представлена зависимость $\beta(V)$. Из рисунка видно, что при условии $V_c \leq 2.4$ или $\lambda \geq \frac{\pi \cdot a}{1.2} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ устанавливается одномодовый режим для оптоволоконна. При этом, из (3.28) и (3.29) следует, что при фиксированной длине волны уменьшение радиуса световода приводит к увеличению числовой апертуры.

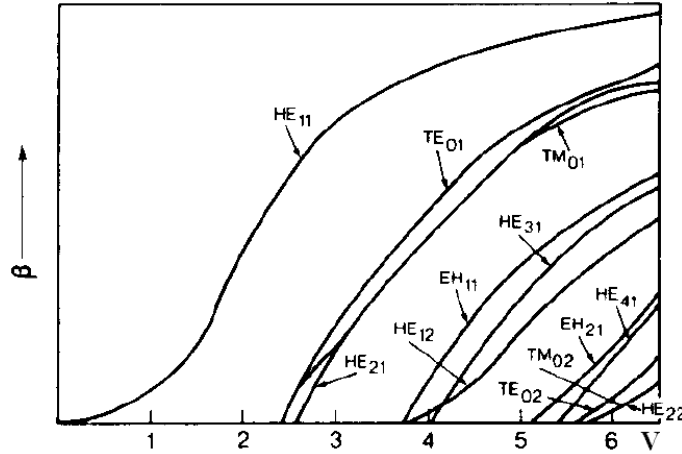


рис. 3.19

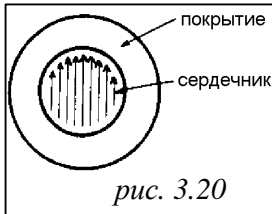


рис. 3.20

Мода HE_{11} является основной модой световода (рис. 3.20). Если только эта мода распространяется в световоде, он называется одномодовым, в противном случае световод называется многомодовым.

Потери в оптоволоконных линиях

Потери пропускания – важнейшая характеристика световодов, определяющая возможность их практического применения. Затухание светового сигнала:

$$B = \frac{1}{L} \cdot 10 \cdot \lg \left(\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} \right), \quad (3.30)$$

где $P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ – мощности сигнала в световоде длиной L у входного и выходного торцов соответственно.

Потери пропускания в оптической среде обусловлены в основном действием механизмов абсорбции (поглощения) и рассеяния.

Полное поглощение складывается из нескольких эффектов:

1. собственное поглощение фотонов материалом сердечника световода, например, диоксидом кремния – SiO_2 . На коротких длинах волн (ультрафиолет и видимый свет) поглощение идет за счет электронных переходов кремния и убывает с увеличением длины волны. В дополнение, происходит поглощение за счет вращения кислородно-кремниевых связей, оказывающее сильный эффект в инфракрасном диапазоне.
2. внешнее поглощение ионами примесей металлов (Fe, Cu, Cr, Co) и ионами гидроксильной группы (-OH), неизбежно присутствующими в материале световода. Кроме основного максимума на 2.72 мкм гидроксильная группа имеет много меньших пиков, обусловленных обертонами (1.24; 0.94; 0.72 мкм).

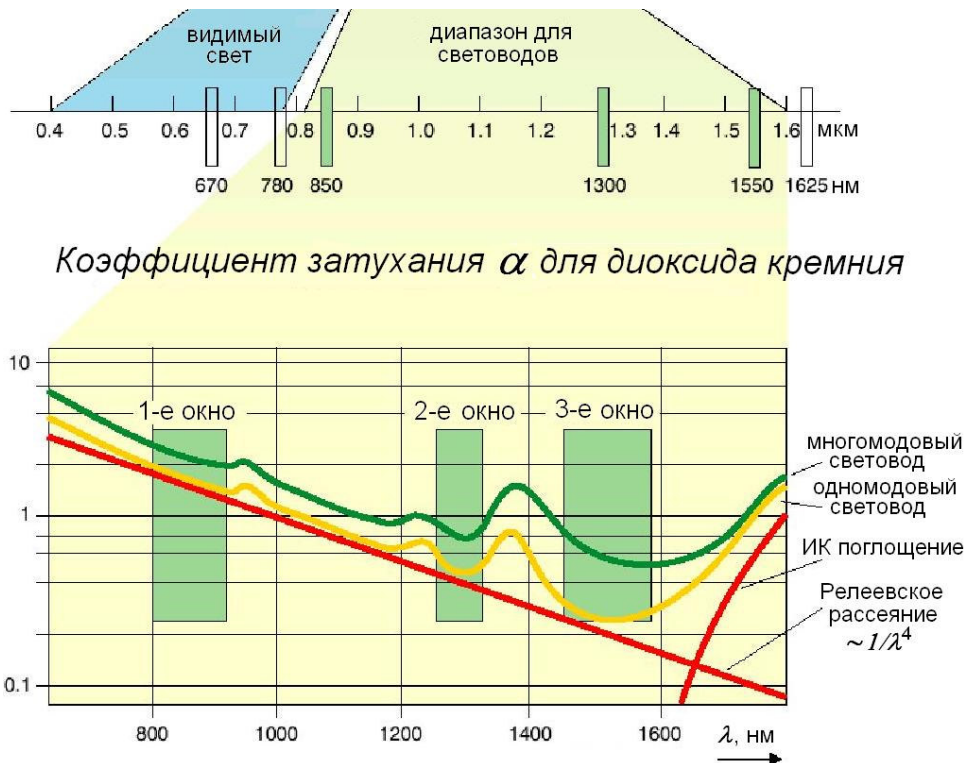


рис. 3.21

Потери на рассеяние зависят, прежде всего, от наличия неоднородностей — пузырьков, кристаллических включений и т.д. Помимо

неоднородностей, рассеяние может быть вызвано флуктуациями плотности или состава материала по объему. Потери на рассеяние сильно зависят от длины волны света ($\sim \lambda^{-4}$ – релеевское рассеяние).

С учетом всех вышеописанных потерь в оптических волокнах можно схематически представить зависимость полного затухания от длины волны (рис. 3.21 – диоксид кремния).

Таким образом, удастся выделить три основных окна, в которых затухание минимально – 850, 1300, 1550 нм. Эти длины волн и используются для передачи сигналов по световодам.

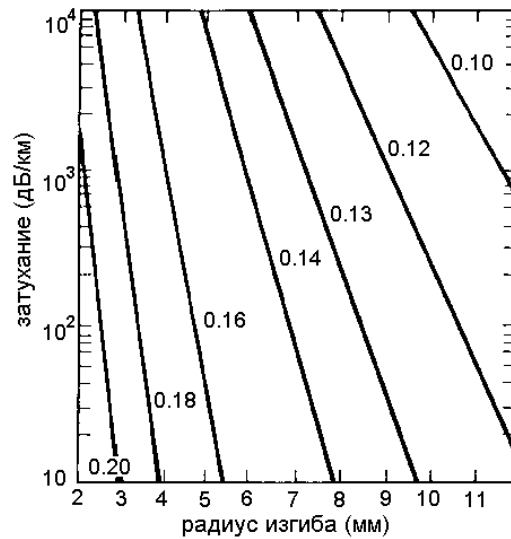


рис. 3.22

Помимо затухания, вносимого в недеформированную оптоволоконную линию, существуют также и потери при изгибах. Эти потери объясняются тем, что часть лучей в изогнутом участке падает на границу раздела – сердечник-покрытие под углами меньшими, чем угол полного внутреннего отражения и в результате этого покидают сердечник. Рис. 3.22 иллюстрирует зависимость величины затухания от радиуса равномерно изогнутого световода с различными числовыми апертурами при прохождении через него световой волны с длиной 0.83 мкм.

3.5.3. Дисперсия в оптоволоконных линиях

Дисперсия светового импульса при его распространении по волокну определяется в основном дисперсией материала, т.е. зависимостью показателя преломления от длины волны, и волноводной дисперсией, обусловленной различием скоростей распространения для различных мод. Если для простоты использовать представления геометрической оптики, то второй из названных эффектов можно объяснить различием путей, проходимых световым лучом, распространяющимся вдоль оси световода, и лучом, падающим на торец под максимальным углом θ' . Очевидно, что дисперсия сигнала будет тем больше, чем больше числовая апертура (рис. 3.23).

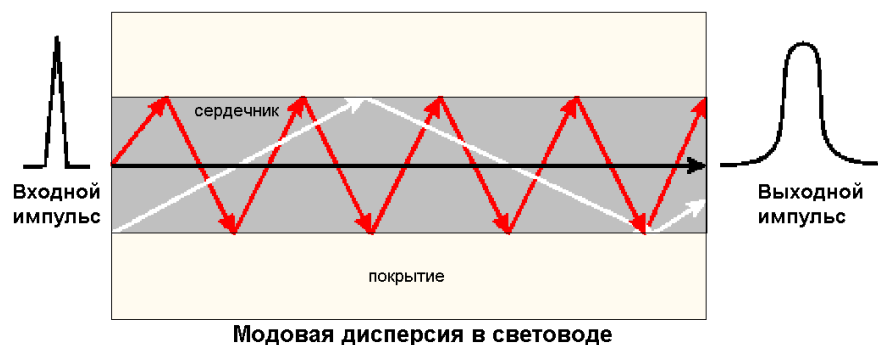


рис. 3.23

Из этих простых представлений следует также, что в градиентном световоде волноводная дисперсия должна быть меньше, т.к. в периферийных областях волокна из-за уменьшения n скорость света больше чем в центре, что ведет к некоторому ускорению распространения не осевых лучей (рис. 3.24).

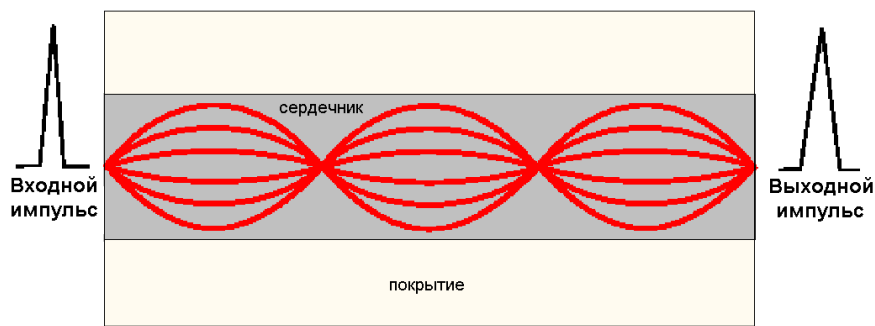


рис. 3.24

Проведем расчет расширения длительности импульса для многомодового волокна. Время движения луча, распространяющегося вдоль оси световода, определяется как:

$$\tau_1 = \frac{L}{c} \cdot n_1, \quad (3.31)$$

где L – длина пути, c – скорость света, n_1 – показатель преломления сердечника. Время движения луча, вошедшего в сердечник под углом θ_c :

$$\tau_2 = \frac{L}{c} \cdot n_1 \cdot \sin \theta_c = \frac{L}{c} \cdot \frac{n_1^2}{n_2}, \quad (3.32)$$

где n_2 – показатель преломления покрытия. Таким образом, разность времен распространения, определяющая расширения длительности импульса равна:

$$\Delta \tau_g = \tau_2 - \tau_1 = \left(\frac{n_1^2}{n_2} - n_1 \right) \cdot \frac{L}{c} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \Delta n \cdot \frac{L}{c} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{(Ч.А.)^2}{(n_1 + n_2)} \cdot \frac{L}{c}, \quad (3.33)$$

где $\Delta n = n_1 - n_2$.

Поскольку любой излучатель не является строго монохроматическим, то явление волноводной дисперсии (размытие сигнала) наблюдается и в пределах одной моды, т.е. и в одномодовых световодах.

Дисперсия в материале световода также приводит к расширению импульса, определяемому соотношением:

$$\Delta \tau_m = \Delta \lambda \cdot \lambda \cdot \frac{d^2 n}{d \lambda^2} \cdot \frac{L}{c}, \quad (3.34)$$

где $\Delta \lambda$ – ширина спектральной линии источника.

Дисперсионный коэффициент D записывается в следующем виде:

$$D = \frac{\Delta \tau}{L \cdot \Delta \lambda} = \frac{d^2 n}{d \lambda^2} \cdot \frac{\lambda}{c}. \quad (3.35)$$

Рис. 3.25 и 3.26 иллюстрируют зависимость показателя преломления и дисперсионного коэффициента от длины волны в диоксиде кремния.

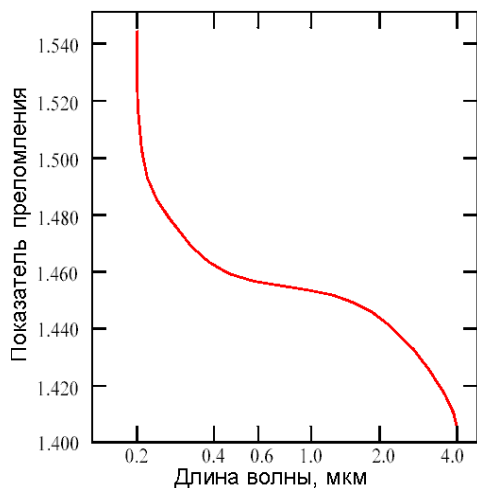


рис. 3.25

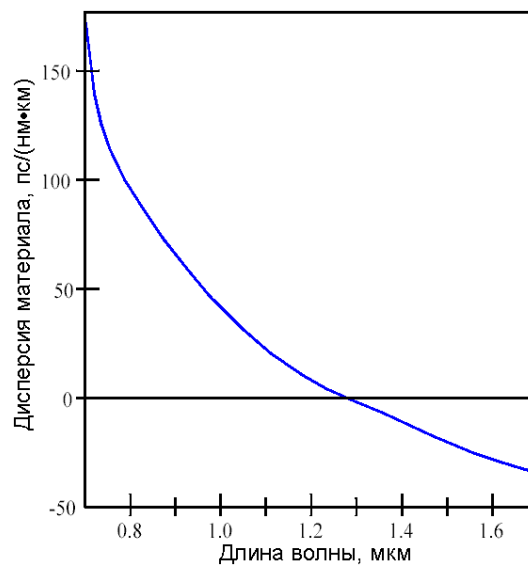


рис. 3.26

Как видно из рис. 3.26 дисперсия в материале может быть как отрицательной, так и положительной, а при определенной длине волны она равна нулю. Этот эффект используется для компенсации волноводной дисперсии. Рассмотрим пример одномодового световода с диаметрами 4.5 и 11 мкм (рис. 3.27). Напомним, что при уменьшении диаметра увеличивается числовая апертура, а, следовательно, согласно (3.33), и волноводная дисперсия.

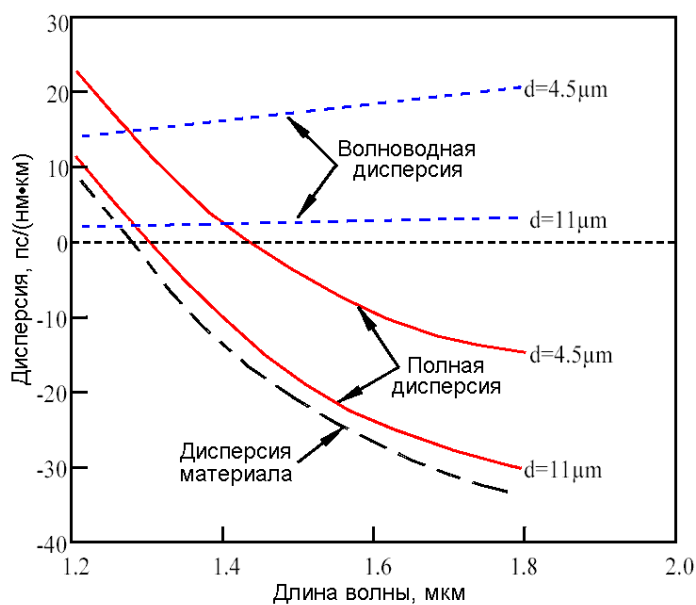


рис. 3.27

Сплошные линии на рисунке показывают полную дисперсию световода. Как видно, за счет волноводной дисперсии происходит сдвиг длины волны с нулевой дисперсией, причем, чем меньше диаметр, тем больше этот сдвиг.

Таким образом, при выборе материалов световодов и длины волны источника необходимо учитывать два основных критерия: затухание – оптические окна и дисперсию – область нулевой дисперсии. В современных световодах удастся достичь величины дисперсии $D < 2 \text{ пс}/(\text{км} \cdot \text{нм})$. Важно также помнить, что даже в одномодовом световоде могут распространяться две волны с ортогональными поляризациями. Малейшие неоднородности могут приводить к перераспределению энергии между ними. Для уменьшения этого эффекта создают световоды с различными скоростями распространения волны вдоль ортогональных осей.

Оптоволоконные датчики изменения интенсивности света

Датчик показателя преломления (рис. 3.28). Луч света, распространяющийся в сердечнике световода, испытывает двойное отражение от границы сердечник – окружающая среда и зеркала таким образом, что отраженный луч возвращается обратно точно по тому же пути. Это достигается соответствующим подбором показателей преломления и углов среза. При изменении под действием каких-либо факторов показателя преломления окружающей среды n_3 отраженный луч отклоняется от исходной траектории, что приводит к падению интенсивности света на детекторе.

Как уже обсуждалось, при изгибах световода возникают потери, связанные с тем, что часть излучения выходит из сердечника в покрытие. Этот эффект используется для создания датчиков микродеформаций (рис. 3.29).

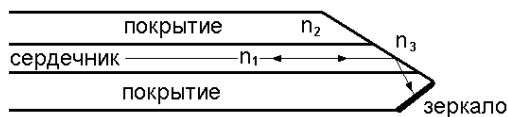


рис. 3.28

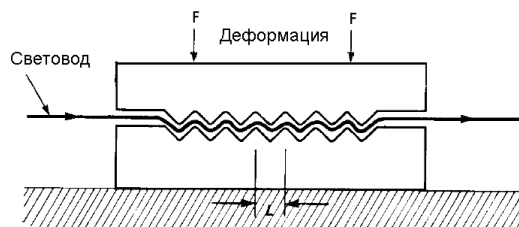


рис. 3.29

Датчик перемещения (рис. 3.30). В зазор между двумя отрезками световода помещена пара решеток таким образом, что в начальный момент свет из одного отрезка световода не проникает в другой. При смещении одной из решеток относительно другой часть излучения проникает через зазор, в результате чего в приемной части световода фиксируется некоторая интенсивность. При увеличении смещения происходит периодическое изменение интенсивности. На таком же принципе основана работа и датчика давления (рис. 3.31).

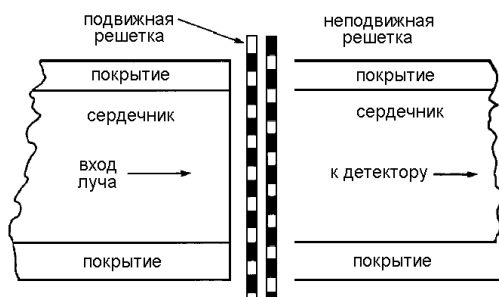


рис. 3.30

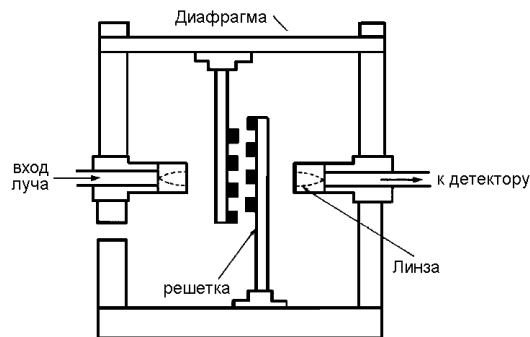


рис. 3.31

Оптоволоконные интерферометры

В разделе 3.4. были рассмотрены интерферометры в своей типичной конфигурации – зеркала, воздушные зазоры. Используя преимущества оптоволоконных линий можно составить аналогичные интерферометры на базе одномодовых световодов (рис. 3.32).

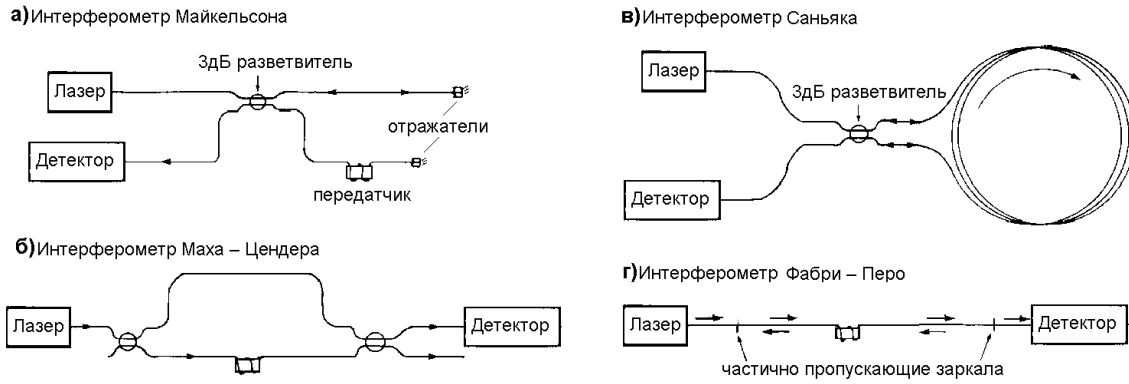


рис. 3.32

Луч света от лазерного источника разделяется на равные части при помощи 3 дБ – разветвителя, и после прохождения различных оптических путей по оптоволоконной линии сходится на фотодетекторе. Интерференционные формулы, приведенные в разделе 3.4. справедливы и для оптоволоконных интерферометров. Приведем здесь формулу для сдвига фаз интерферометра Саньяка.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{L \cdot D}{c} \cdot \Omega, \quad (3.36)$$

где L – длина оптоволокну, свернутого в кольцо; D – эффективный диаметр оптоволокну; c – скорость света; λ – длина волны излучателя; Ω – угловая скорость поворота.

Использование световодов вместо системы зеркал для конструкции интерферометров позволило избавиться от ограничений расстояний, проходимых лучами, что во много раз увеличило чувствительность этих устройств. К другим преимуществам стоит также отнести жесткость и надежность конструкции, защищенность от внешних воздействий и помех.

Глава 4. Радиационные методы измерения

4.1. Радиоактивный распад

Исторически открытие радиационного излучения произошло случайно более 100 лет назад в 1896 году. Г. Беккерель использовал камень (содержащий уран) в качестве пресса для хранения фотопластин. После того как на фотографиях стали появляться засвеченные пятна, он пришел к выводу о том, что в камне есть что-то, что портит фотобумагу.

Позже, в 1898 году М. и П. Кюри провели систематический анализ урана. Следом был найден еще один элемент, который обладал еще более мощным излучением – радий, а за ним целый ряд других элементов. Таким образом, было положено начало физики радиоактивного излучения.

Ядро каждого химического элемента характеризуется двумя числами: Z – число протонов (заряд ядра) и A – число протонов и нейтронов (массовое число ядра). Ядра, имеющие одно и то же Z при разных A называют изотопами.

Радиоактивностью называется самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием некоторых частиц.

Сформулируем основной закон радиоактивного распада. Пусть N – число радиоактивных ядер в момент времени t . Если за время dt распадается dN ядер, то можно записать следующее соотношение:

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt, \quad (4.1)$$

где λ – постоянная радиоактивного распада. После интегрирования получаем следующую зависимость:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (4.2)$$

т.е. число не распавшихся ядер убывает во времени экспоненциально.

Введем также величину τ – среднее время жизни радиоактивного ядра, связанную с постоянной радиоактивного распада следующим соотношением:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (4.3)$$

Формула (4.2) с учетом (4.3) будет выглядеть следующим образом:

$$N = N_0 \cdot e^{-t/\tau}. \quad (4.4)$$

Время $T_{1/2}$, по истечении которого число радиоактивных атомов убывает в два раза, называется периодом или временем полураспада.

Т.е.

$$N = \frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\frac{T_{1/2}}{\tau}}, \quad (4.5)$$

откуда

$$T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2. \quad (4.6)$$

Число распадов ядер данного вещества в единицу времени называется активностью. Единицей измерения активности является *беккерель*: 1 Бк = 1распад/1с. Более ранней единицей измерения радиоактивности являлась *кюри*: 1 Ки = $3.7 \cdot 10^{10}$ Бк, определяемая, как число распадов 1 г изотопа радия – ${}^{226}_{88}\text{Ra}$.

4.2. Виды радиационного излучения и их взаимодействия с веществом

Альфа-распад – самопроизвольный процесс испускания ядрами α -частиц, в результате которого массовое число ядра уменьшается на четыре, а заряд уменьшается на два:



Энергия α -частиц обычно лежит в диапазоне 2-8 МэВ. Поскольку масса протонов и нейтронов более чем в 1800 раз больше массы элек-

трона, то α -частица (ядро атома гелия) тяжелее электрона в 7300 раз. Поэтому, столкновения с электронами практически не оказывают влияния на траекторию движения α -частицы, хотя каждое столкновение уменьшает ее энергию.

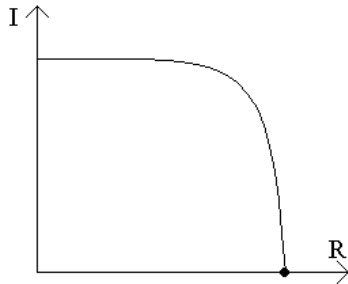


рис. 4.1.

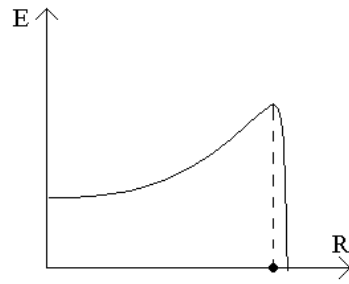


рис 4.2.

На рис. 4.1 показана зависимость интенсивности I пучка α -частиц от величины пробега R при проникновении в вещество. Как видно из рисунка интенсивность пучка практически не изменяется, а в области конца ионизационного пробега происходит резкое падение интенсивности, что соответствует максимальным энергетическим потерям пучка (рис. 4.2). Величина пробега обычно задается не в см, а в мг/см^2 , т.е. «массовое проникновение».

Для иллюстрации процесса проникновения α -частиц в вещество, рассмотрим следующий пример: α -частицы с энергией 5 МэВ имеют в воздухе величину пробега 3 мг/см^2 . Плотность воздуха 1.4 кг/м^3 или 1.4 мг/см^3 . Линейное расстояние, проходимое пучком: $l = R/\rho; l \approx 2.14 \text{ см}$. Энергия ионизации в воздухе обычно равна 30 эВ, тогда количество ионизированных пар зарядов равно: $N = E_\alpha / E_{ion} \approx 166000$ пар. Если предположить, что распределение ионизированных пар равномерно, то плотность ионизации составит: $d = N/l \approx 80000 \text{ пар/см}$.

Как видно плотность ионизации очень велика. В воде эта величина возрастет еще в 700 раз из-за большей плотности.

Бетта-распад – самопроизвольный процесс, конечным результатом которого является превращение в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон:



Энергия β -частиц обычно лежит в диапазоне 5кэВ – 2 МэВ. β -лучи состоят из быстрых электронов, поэтому при соударениях с электронами вещества происходят случайные изменения в направлении движения частиц, возможны большие углы отражения и даже обратное излучение (рис. 4.3).

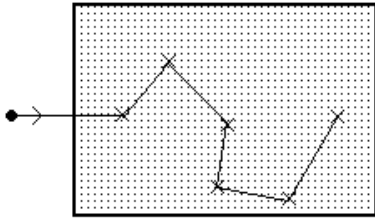


рис. 4.3.

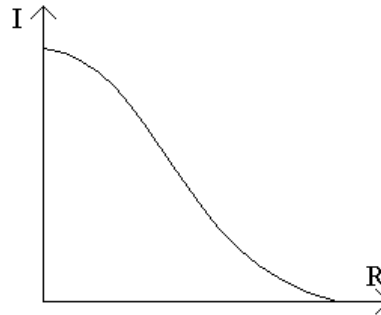


рис. 4.4

Интенсивность пучка начинает уменьшаться сразу при попадании в вещество (рис. 4.4). Понятие пробега, аналогичное пробегу α -частиц, для β -частиц отсутствует, однако существует некоторая максимально достижимая величина R_{max} (г/см²):

$$R_{max} = 0.11 \cdot \left[\left(1 + 22.4 \cdot E_{max}^2 \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (4.9)$$

Рассмотрим пример β -излучения Cs137 с энергией 0.5 Мэв. В этом случае $R_{max} = 0.17$ г/см². Линейное расстояние в воздухе $l = R_{max} / \rho = 120$ см, в стали ($\rho = 7.7$ г/см³) – $l = 0.2$ мм. Количество ионизированных пар зарядов в воздухе равно: $N = E_{\beta} / E_{ion} \approx 16600$ пар. Плотность ионизации составит: $d = N / l \approx 130$ пар/см. Эта величина гораздо меньше, чем аналогичная для α -частиц.

Гамма-излучение – электромагнитное излучение, возникающее при переходе атомных ядер из возбужденных в более низкие энергетические состояния. В таких процессах числа нейтронов и протонов в ядре не изменяются, но испускаются γ -кванты. Энергия γ -квантов, испускаемых атомными ядрами, обычно лежит в пределах от 5 кэВ до 8 МэВ. Типичное угловое распределение γ -излучения приведено на рис. 4.5. Как видно из рисунка помимо прямого излучения существует достаточно большое боковое и обратное излучение, требующее учета и, при необходимости, экранирования.

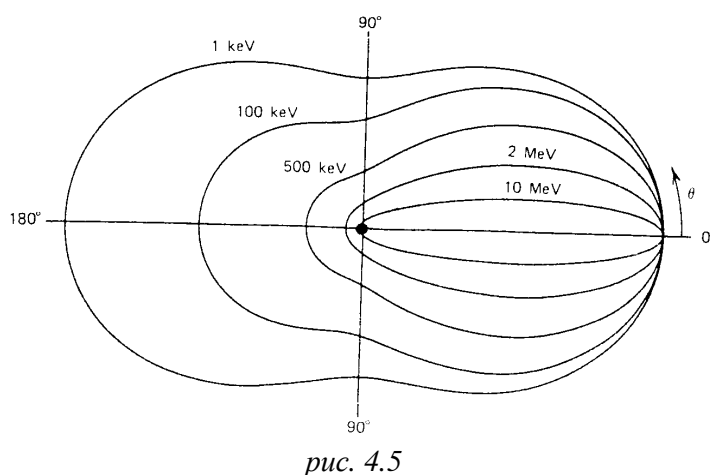


рис. 4.5

Энергия γ -кванта или фотона (3.1) может быть определена по формуле:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (4.10)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света, ν и λ – соответственно частота и длина излучаемой электромагнитной волны.

Гамма излучение обладает высокой проникающей способностью, оно может преодолевать даже достаточно толстую защиту из бетона, стали или свинца. Поскольку фотоны нейтральны, то в процессе распространения отсутствует ионизация. Вместо этого существуют три процесса, изменяющие свойства фотонов:

1. Фотоэффект. При фотоэлектрическом поглощении вся энергия γ -кванта затрачивается на вырывание одного из внутренних электронов атома. Интенсивность излучения убывает экспоненциально с

расстоянием. Постоянная поглощения μ убывает с увеличением энергии γ -излучения и увеличивается с увеличением порядкового номера поглощающего материала:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}; \quad \mu \sim \frac{Z^{4.5}}{E_\gamma^3}. \quad (4.11)$$

2. Эффект Комптона. Если энергия γ -кванта существенно превышает энергию связи электронов в атоме, то получаем упругое взаимодействие с сохранением γ -кванта (рис. 4.6). Воспользовавшись законами сохранения энергии и импульса, можно найти связь между энергиями кванта до и после взаимодействия, а также углы рассеяния и энергию электрона.

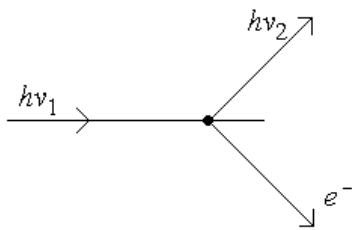


рис. 4.6.

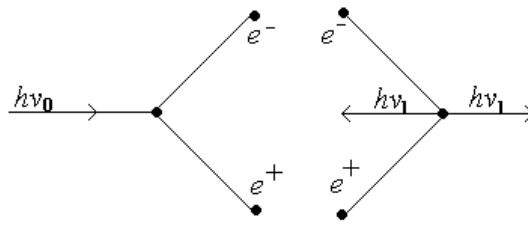


рис. 4.7.

3. Образование электронно-позитронных пар. Пары рождаются в электрическом поле ядер, при этом γ -квант исчезает, а его энергия полностью передается образовавшемуся электрону и позитрону и может распределяться между ними по-разному. Минимально необходимая энергия для образования пары равна двум массам электрона ($511\text{кэВ}/c^2$), т.е. 1.022 МэВ . Когда образовавшиеся частицы рекомбинируют, происходит испускание двух γ -квантов с энергиями 511кэВ каждый (рис. 4.7). Таким образом, один фотон в итоге производит два фотона с половинной энергией.

4.3. Источники радиационного излучения

Излучение α , β , γ , а также нейтронов может осуществляться различными способами. В частности, для создания источников α - и β -излучения радиоактивные элементы помещаются в жидкость или газ, или располагаются на подложках. Активность этих источников непостоянна и подчиняется закону (4.4).

Рассмотрим несколько примеров. Для медицинских исследований часто оказываются необходимы радиоактивные водные растворы. В этом случае активные вещества изготавливаются в химических формах (например, соль), растворимых в воде. Наиболее применяемым элементом является изотоп $J\ 131$ с периодом полураспада 8 дней.

Для низкоэнергетических источников из-за сильного поглощения используются открытые подложки с помещенными на них радиоактивными элементами, которые защищены тонким слоем покрытия (рис. 4.8). Другим популярным источником является металлическая камера, в которой помещен радиоактивный элемент (рис. 4.9). Одна из сторон камеры открыта и защищена тонким слоем фольги. Через это окно и происходит направленное излучение. При этом важно помнить, что для α - и низкоэнергетического β -излучения толщина фольги должна быть очень мала, чтобы частицы могли вылетать за пределы камеры.

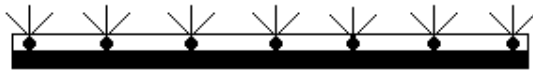


рис. 4.8.

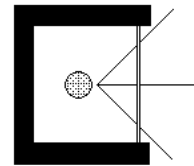


рис. 4.9.

Особый тип источников составляют источники нейтронного излучения. Нейтроны не появляются при обычном распаде и, поэтому, должны производиться технически. Прямой метод заключается в использовании очень тяжелых изотопов, например, $Cf\ 252$, получаемых в ядерных реакциях. Ядра настолько велики, что стремятся к спонтанному расщеплению, в результате которого появляются несколько

нейтронов. Для получения нейтронов можно также использовать ядерные реакции. Например, для $\text{Sb } 124$ возможна γ -n реакция, а для $\text{Be } 9$ – реакция α -n:



Заметим, что для нейтронов типичные способы экранирования (например, Pb) оказываются бесполезны, поскольку нейтрон не является заряженной частицей. Наилучшим поглотителем в этом случае является водород, который практически совпадает по массе с нейтроном. Поэтому хорошее поглощение для нейтронов показывают вода, парафин, полиэтилен.

Для получения гамма-излучения с энергией менее 500 кэВ обычно используются рентгеновская трубка (рис. 4.10).

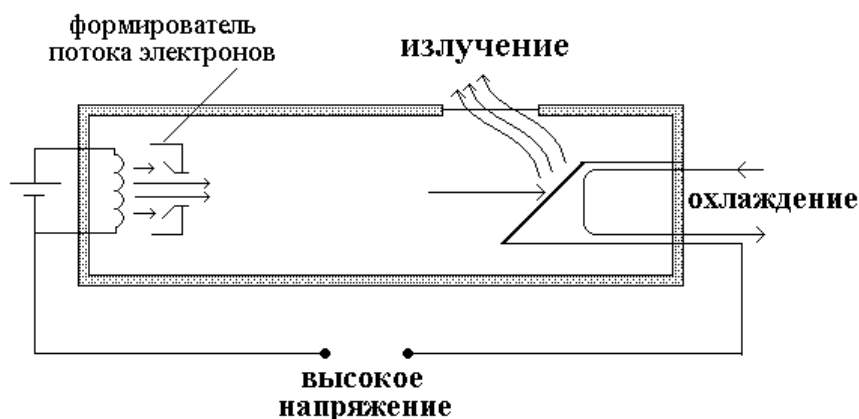


рис. 4.10

Рассмотрим принцип ее действия. Внутри трубки должен быть высокий вакуум. Нагреваемый катод излучает электроны. Электронное облако фокусируется в тонкий электронный луч, который ускоряется высоким напряжением (до нескольких сот тысяч вольт). Когда электроны тормозятся, ударяясь о катод, появляется рентгеновское излучение. Для предотвращения распространения излучения во всех направлениях, трубка покрывается экранирующим материалом, например, свинцом. Таким образом, излучение проходит только через окно, закрытое легкими материалами, например, алюминием.

КПД рентгеновских трубок обычно очень низок, порядка 1%. Остальная энергия идет на нагревание анода. При этом площадь электронного пятна на аноде составляет лишь 1 мм², поэтому его охлаждение является довольно сложной задачей. В качестве одного из решений предлагается использовать вращающиеся аноды, в результате можно добиться более или менее равномерного нагрева всей поверхности анода.

Существует два типа рентгеновского излучения – с линейчатым спектром, называемое характеристическим, и со сплошным спектром, называемое белым. Белое рентгеновское излучение вызывается торможением быстрых электронов при их движении в веществе. Характеристическое излучение возникает в результате вырывания электрона с одной из близких к ядру оболочек атома (анода). На освободившееся место переходит электрон из более удаленных от ядра оболочек. Это приводит к возникновению рентгеновского фотона соответствующей частоты. Последовательные переходы электронов идут до полного перераспределения по состояниям в атоме, таким образом, формируется линейчатый спектр излучения.

Непрерывный рентгеновский спектр тормозного излучения ограничен со стороны малых длин волн некоторой наименьшей длиной волны, называемой границей сплошного спектра. Появление границы связано с тем, что максимальная энергия рентгеновского кванта, возникшего за счет энергии электрона, не может превышать этой энергии:

$$E_e = e \cdot U_0 = h\nu_{\max}, \quad (4.13)$$

где U_0 – напряжение между катодом и анодом.

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{ch}{eU_0} = \frac{ch}{E_e}. \quad (4.14)$$

Например, при ускоряющем напряжении 250 кВ минимальная длина волны составляет: $\lambda_{\min} = ch/eU_0 = 5 \cdot 10^{-12}$ м.

Для получения гамма лучей высоких энергий применяются ускорители, принцип действия которых основан на регистрации последст-

вий столкновений различных частиц. Методы ускорения делятся на три группы: прямой, индукционный и резонансный. По форме траектории движения частиц ускорители делятся на линейные и циклические (спиральные).

- В прямых линейных ускорителях частица однократно проходит электрическое поле с большой разностью потенциалов.
- Ускорителем индукционного типа является бетатрон. Здесь использовано возникновение в ускорительной камере вихревого электрического поля под влиянием переменного магнитного поля электромагнита.
- В резонансных циклических ускорителях, ускоряемая частица многократно проходит через переменное электрическое поле по замкнутой траектории, каждый раз увеличивая свою энергию. Прохождение частицей определенных точек переменного электрического поля происходит приблизительно в одной и той же его фазе («в резонансе»).

4.4. Экранирование. Защита от радиационного излучения

Рассмотрим вначале вопрос о единицах измерения ионизирующих излучений. *Дозой излучения* называется отношение поглощенной энергии излучения к массе облучаемого вещества (Дж/кг). Внесистемной единицей измерения дозы служит *рад*: $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}$. *Мощность дозы излучения* – это доза, отнесенная к единице времени (Вт/кг). *Экспозиционная доза излучения* представляет собой энергетическую характеристику рентгеновского или гамма-излучения, оцениваемую по эффекту ионизации сухого атмосферного воздуха (Кл/кг). Внесистемной единицей измерения экспозиционной дозы служит *рентген*: $1 \text{ Р} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$. *Мощность экспозиционной дозы* измеряется соответственно в А/кг. *Эквивалентная доза излучения* оценивается по биологическому воздействию излучения. Она равна произведению поглощенной дозы (дозы излучения) на коэффициент качества

К, характеризующий относительную биологическую активность рассматриваемого излучения по сравнению с рентгеновским и гамма-излучениями. Для последних, а также для β -излучения, $K=1$, для тепловых нейтронов $K=3$, для нейтронов с энергией 0.5 МэВ $K=10$, для α -частиц $K=20$.

Как уже говорилось ранее, α -частицы обладают достаточно малой проникающей способностью, несколько см пластика или несколько мм стали смогут обеспечить эффективную защиту от этого типа излучения. Даже имея на себе одежду, человек уже неплохо защищен от α -частиц, поэтому наибольший вред они оказывают при попадании внутрь организма через дыхательные пути или пищевод.

Высокоэнергетическое β -излучение проходя через вещество производит большое количество вторичных электронов, в результате как вторичный эффект может появиться γ -излучение, экранирование которого является уже достаточно сложной задачей.

Дистанционный фактор. При удалении от источника интенсивность излучения уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния:

$$I = I_0 \cdot \left(\frac{r_0}{r} \right)^2. \quad (4.15)$$

Таким образом, если увеличить расстояние до источника в десять раз, только 1% интенсивности излучения достигнет этой точки.

Фактор поглощения. Согласно закону фотоэффекта (4.11) интенсивность γ -излучения при прохождении через вещество уменьшается по экспоненциальному закону. Коэффициент поглощения обычно приводится в величинах, нормированных на плотность вещества ($\text{см}^2/\text{г}$) (таб. 4.1.)

Таблица 4.1

E_γ	10 кэВ	30 кэВ	100 кэВ	300 кэВ	1 МэВ	ρ (г/см ³)
вода	5.18	0.368	0.171	0.119	0.0706	1.0
сталь	180	8.15	0.37	0.11	0.06	7.86
свинец	142	31.8	5.73	0.391	0.07	11.24

Рассмотрим следующий пример. На расстоянии 0.1 м от рентгеновской трубки с напряжением 100 кВ измеренная доза излучения составила 10 рад. Рассчитать необходимое экранирование источника, используя сталь или свинец, чтобы на расстоянии 1 м доза излучения составила 0.05 мрад.

Исходя из условия задачи, интенсивность должна быть уменьшена на фактор $10 \text{ рад} / 0.05 \cdot 10^{-3} \text{ рад} = 200000$. За счет дистанционного фактора: $I(1\text{м}) = I(0.1\text{м}) \cdot (0.1\text{м}/1\text{м})^2 = 10^{-2} \cdot I(0.1\text{м})$, согласно формуле (4.15). Таким образом, уменьшение интенсивности на оставшийся фактор – 2000, необходимо получить за счет поглощения:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2000} = e^{-\mu \cdot x}; \Rightarrow x = \frac{1}{\mu} \ln(2000) = \frac{1}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right) \cdot \rho} \ln(2000). \quad (4.16)$$

Из формулы (4.16) получаем для стали и свинца соответственно:

$$\frac{\ln(2000)}{0.37 \left(\text{см}^2 / \text{г} \right) \cdot 7.86 \left(\text{г} / \text{см}^3 \right)} = 2.6 \text{ см},$$

$$\frac{\ln(2000)}{5.73 \left(\text{см}^2 / \text{г} \right) \cdot 11.24 \left(\text{г} / \text{см}^3 \right)} = 1.2 \text{ мм}.$$

Связь между активностью γ -источника A и дозой излучения D определяется следующим соотношением:

$$\frac{dD}{dt} = K_{\gamma} \cdot \frac{A}{r^2}, \quad (4.17)$$

где r – расстояние до источника, K_{γ} – гамма фактор. Фактор K_{γ} зависит от энергии γ – источника: при 50 кэВ имеет минимум $\sim 2.8 \cdot 10^{-18} \left(\text{Дж} \cdot \text{м}^2 / \text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк} \right)$, а в интервале от 100 кэВ до 1 МэВ может примерно определяться линейной зависимостью $K_{\gamma} = 4.45 \cdot 10^{-17} \cdot E_{\gamma} (\text{МэВ})$.

4.5. Радиационные датчики

Под радиационными датчиками традиционно понимаются счетчики или детекторы, принцип действия которых основан на взаимодействии излучения с веществом и использовании ионизационных зарядов в качестве первичных сигналов. Датчики можно разделить на три группы: газовые датчики, сцинтилляционные датчики и твердотельные датчики.

4.5.1. Газовые датчики

Наиболее простым газовым датчиком является ионизационная камера, которая, в тоже время, является и одним из лучших радиационных датчиков. Ионизационная камера идентична цилиндрическому конденсатору (рис. 4.11), где роль анода играет внутренний нитевидный проводник, а роль катода внешняя металлическая трубка. Попадающее в камеру излучение приводит к ионизации. Образовавшиеся заряды, ускоряясь разностью потенциалов, движутся к электродам, и во внешней цепи фиксируется импульс тока. Амплитуда импульса характеризует образовавшийся заряд, а, следовательно, энергию излучения. Доза излучения пропорциональна частоте следования импульсов.

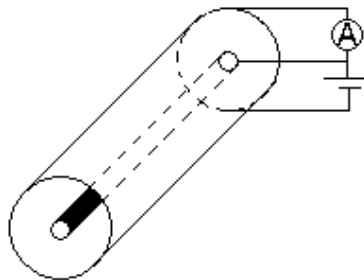
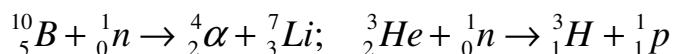


рис. 4.11

Для детектирования нейтронов в ионизационной камере используют заполнение газом, содержащим элементы, вступающие в нейтронные реакции, результате появляются легко детектируемые частицы, например:



Однако, при использовании ионизационных камер возникает ряд технологических проблем, связанных с малостью токов ($\sim 10^{-17}$ А) и высокими напряжениями (ионы и электроны должны разделяться достаточно быстро, чтобы избежать рекомбинации).

При достаточно высоких напряжениях (более 200 В) в ионизационной камере может происходить эффект газового усиления, т.е. электроны разгоняются до столь больших скоростей, что могут выбивать вторичные электроны из нейтральных атомов, образуются электронно-ионные лавины. В результате может происходить усиление сигнала с коэффициентом 100 и даже 1000.

При дальнейшем увеличении разности потенциалов (более 600 В) в промежутке между катодом и анодом может зажигаться самостоятельный разряд. С точки зрения регистрации частиц особый интерес представляет коронный газовый разряд, возникающий в газоразрядном промежутке в тех случаях, когда имеет место резко выраженная неоднородность электрического поля, например, вблизи тонкого нитевидного анода. Именно этот эффект используется в счетчиках Гейгера. Счетчики Гейгера используются в основном для регистрации быстрых заряженных частиц и γ -квантов.

4.5.2. Сцинтилляционные датчики

При прохождении через материальную среду радиационного излучения может происходить возбуждение атомов или молекул вещества, которые, возвращаясь в основное состояние, излучают кванты света (в основном в синей области спектра, $\lambda \sim 400$ нм). Подобные короткие световые вспышки используются для регистрации частиц. Основанные на этом принципе датчики называются сцинтилляторами (scintillate – блеснуть, сверкать). Существуют различные группы

сцинтилляторов: кристаллические – NaJ, CsJ, CaF₂, ZnS, Bi₄Ge₃O₁₂; пластиковые; жидкостные.

Для преобразования световых вспышек в импульсы электрического тока применяются фотоэлектронные умножители, а также фотодиоды, о которых уже упоминалось в главе 3. Фотоумножители обладают рядом преимуществ, в частности, высокая скорость (1-2 нс), очень низкие шумы, большая чувствительная область, очень сильное усиление ($10^5 - 10^7$), однако не лишены и недостатков, таких как высокое напряжение, температурная зависимость (теневого ток). Для уменьшения последнего необходимо охлаждение фотоумножителя, в этом случае возможно детектирование даже единичного фотона. Отрицательное воздействие на фотоумножитель оказывают также и магнитные поля, изменяющие траекторию движения электрона, что приводит к заметному падению коэффициента усиления.

Для переноса светового излучения от сцинтиллятора к фотоэлектронному умножителю применяются световоды, принцип действия которых также описан в главе 3. Таким образом сцинтилляционный датчик состоит из сцинтиллятора, световода и фотоэлектронного умножителя (рис. 4.12).

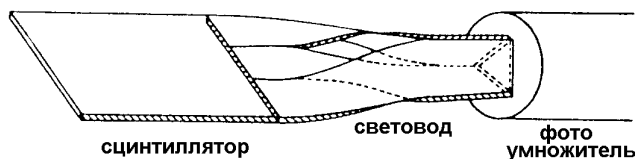


рис. 4.12

4.5.3. Твердотельные датчики

В твердотельных датчиках, как и в газовых используется эффект ионизации. Различают твердотельные датчики на изоляторах и полупроводниковые.

Принцип действия датчика, в котором рабочий объем заполнен изолятором, подобен принципу действия ионизационной камеры. Схема включения такого датчика приведена на рис. 4.13.

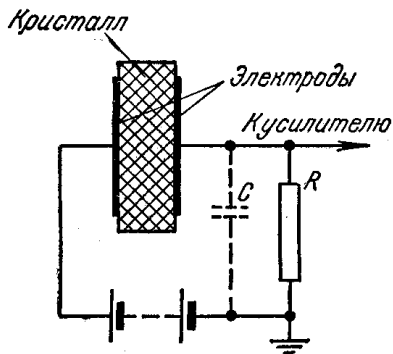


рис. 4.13

Заряженная частица, проходя через кристалл, образует на своем пути некоторое количество свободных электронов и дырок. Под действием приложенной разности потенциалов свободные носители зарядов начинают двигаться в направлении соответствующих электродов, и в цепи датчика возникает электрический ток. При этом предполагается, что свободные электроны и дырки появляются в кристалле только в результате воздействия регистрируемых частиц, т.е. кристалл является изолятором.

Опыт показывает, что по мере эксплуатации такого датчика амплитуды импульсов постепенно уменьшаются. Это негативное явление объясняется эффектом поляризации. Поэтому, при длительной эксплуатации следует через определенные промежутки времени тем или иным способом снимать состояние поляризации.

Из полупроводниковых материалов для регистрации излучения используются в основном кремний и германий, обладающие малой шириной запрещенной зоны и сравнительно высокой подвижностью носителей.

С одной стороны, в полупроводниковых детекторах не возникает поляризационного эффекта, однако, с другой стороны, они обладают заметной электропроводностью, что приводит к наличию в цепи дат-

чика тока даже при отсутствии регистрируемого излучения, который осложняет измерения, особенно слабых сигналов.

Стоит заметить, что для регистрации γ -излучения лучше подходит германий как более тяжелый, а потому оказывающий большее ослабление.

Для регистрации излучения может также использоваться и р-п переход (полупроводниковый диод). Как известно, на границе двух полупроводников разных типов образуется запирающий слой, который еще более увеличивается при подаче обратной полярности на диод. При прохождении излучения через полупроводник (рис. 4.14) происходит ионизация, в том числе и в запирающем слое, что приводит к возникновению в цепи импульса тока (рис. 4.15).

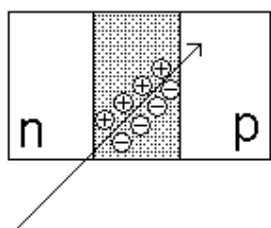


рис. 4.14.

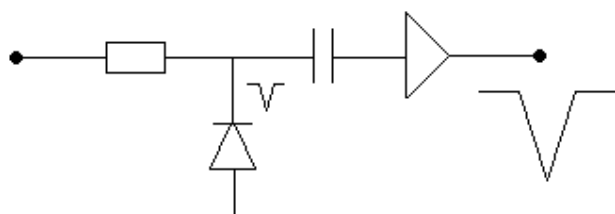


рис.4.15

ЗАДАЧИ К ГЛАВАМ 3 И 4

1. Определить фототок через кремниевый фотодиод для излучения с длиной волны 600 нм и мощностью 1 Вт.
2. α -частицы с энергией 5 МэВ имеют в воздухе величину пробега 3 мг/см². Плотность воздуха 1.4 кг/м³. Определите линейное расстояние, проходимое пучком. Если энергия ионизации в воздухе равна 30 эВ, определите количество ионизированных пар зарядов. Если предположить, что распределение ионизированных пар равномерно, то какова плотность ионизации?
3. Для β -излучения Cs137 с энергией 0.5 МэВ величина максимального пробега составляет $R_{max} = 0.17$ г/см². Определите линейное расстояние, проходимое пучком в воздухе ($\rho = 1.4$ г/см³), в стали ($\rho = 7.7$ г/см³). Если энергия ионизации в воздухе равна 30 эВ, определите количество ионизированных пар зарядов. Если предположить, что распределение ионизированных пар равномерно, то какова плотность ионизации?
4. На расстоянии 0.1 м от рентгеновской трубки с напряжением 100 кВ измеренная доза излучения составила 10 рад. Рассчитать необходимое экранирование источника, используя сталь или свинец, чтобы на расстоянии 1 м доза излучения составила 0.05 мрад. Плотность стали – 7.86 г/см³, плотность свинца – 11.24 г/см³. Коэффициент поглощения излучения с энергией 100 кэВ для стали – 0.37 см²/г, для свинца – 5.73 см²/г.

Глава 5. Спектрометрические (волновые) методы измерения

Спектрометрические методы основаны на избирательной способности различных веществ поглощать, изучать, отражать, рассеивать или преломлять различного рода излучения. Эта группа методов включает в себя многочисленные методы, в которых используется широкий спектр длин волн - от звукового диапазона (10^3 Гц) до рентгеновских и гамма-излучений (10^{18} Гц).

5.1. Радиоспектрометрические методы

К радиоспектрометрическим методам относятся методы ядерного магнитного резонанса (ЯМР), электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), СВЧ и микроволновая спектроскопия. В последнее время эти методы получили широкое распространение для исследования свойств ядер, молекул, кристаллов и для других физико-химических исследований. Присущие этим методам высокие метрологические характеристики обуславливают перспективность их применения для анализа вещества.

Метод ядерного магнитного резонанса основан на использовании магнитных свойств атомных ядер, большинство из которых обладает магнитным моментом. Взаимодействие магнитных моментов ядер с внешними магнитными моментами других частиц (ионы, атомы, электроды и др.) дает возможность определять структуру сложных соединений, а также проводить качественный и количественный анализ различных веществ. В зависимости от способа получения сигнала измерительной информации метод ЯМР разделяется на методы ЯМР-поглощения, метод ядерной индукции, а также импульсные методы, при которых информация о структуре вещества получается как отклик спиновой системы на импульсное воздействие на образец высокочастотным полем резонансной частоты («спиновое эхо»).

Измерительный преобразователь ЯМР обычно состоит из одной или двух обмоток и рабочего вещества, содержащего атомные ядра, обладающие магнитным моментом. Рабочее вещество может находиться внутри цилиндрической, прямоугольной или тороидальной обмотки (рис. 5.1 *а*), или, наоборот, обмотка может быть помещена внутри рабочего вещества (рис. 5.1 *б* и *в*). В последнем случае увеличивается коэффициент заполнения преобразователя, пропорциональный объему рабочего вещества, находящегося в высокочастотном поле, создаваемом обмоткой. Для защиты от внешних помех преобразователь ЯМР обычно помещается в экран.

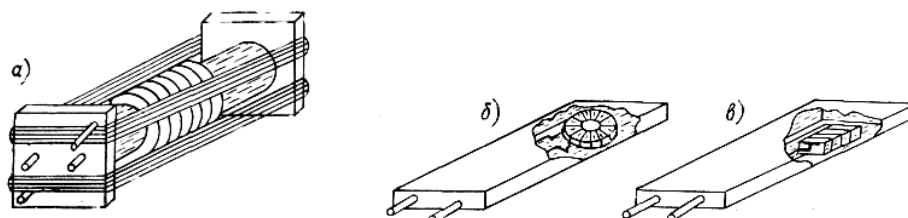


рис. 5.1

В преобразователях ЯМР наиболее часто используется жидкое диамагнитное вещество, содержащее атомные ядра с отличным от нуля магнитным моментом. Последний равен нулю только у атомных ядер, состоящих из четного числа протонов и четного числа нейтронов. В постоянном магнитном поле атомные ядра, обладающие магнитным моментом, занимают определенные энергетические уровни, число которых равно $2i + 1$.

Энергия взаимодействия ядра и внешнего магнитного поля с индукцией B_0 определяется выражением

$$E_m = -m\mu_i B_0 / I, \quad (5.1)$$

где m - магнитное квантовое число; μ_i - магнитный момент ядра; I - спиновое квантовое число, которое может принимать значения, только кратные $1/2$; например, ядро водорода - протон имеет спин $1/2$. Согласно правилам отбора возможны переходы между уровнями, для которых $\Delta m = \pm 1$. Такие переходы сопровождаются поглощением (из-

лучением) квантов, энергия которых равна разности энергии уровней перехода:

$$hf = \mu_I B / I. \quad (5.2)$$

Отсюда следует, что магнитные дипольные переходы имеют резонансный характер и происходят при частоте излучения, которая совпадает с классической частотой прецессии атомного ядра во внешнем магнитном поле:

$$\omega = 2\pi\mu_I B / (I \cdot h) = \gamma \cdot B, \quad (5.3)$$

где γ - гиромагнитное отношение атомных ядер.

Явление ЯМР можно экспериментально обнаружить по дополнительным потерям энергии в катушке индуктивности колебательного контура, создающего высокочастотное поле (метод ядерного резонансного поглощения), или по ЭДС, наводимой в приемной катушке прецессирующими ядрами (метод ядерной индукции). Измеряя частоту высокочастотных колебаний, при которых имеет место ЯМР, и зная значение γ , известное для многих типов ядер с погрешностью $(3...20) \cdot 10^{-7}$, можно с высокой точностью определить индукцию постоянного магнитного поля или другие физические величины, преобразуемые в магнитную индукцию. Таким образом, система атомных ядер, обладающих магнитными моментами, представляет собой идеальный частотный преобразователь, поскольку изменение частоты прецессии ядер точно и практически мгновенно следует за изменением магнитной индукции. Резонансная частота при свободной прецессии (ядерной, атомной) устанавливается за доли периода частоты прецессии $\omega = \gamma \cdot B$.

В однородном магнитном поле ядра прецессируют с одинаковой частотой, но с произвольными фазами. Вследствие этого вектор ядерной намагниченности J , представляющий собой суммарный ядерный магнитный момент единицы объема вещества, имеет только продольную компоненту J_z , совпадающую по направлению с вектором магнитной индукции постоянного магнитного поля B_0 .

Для получения выходного сигнала, несущего информацию о частоте прецессии $\omega = \gamma \cdot B$, необходимо сфазировать прецессию ядер с тем, чтобы возникла поперечная компонента ядерной намагниченности, прецессию которой можно преобразовать в электрический сигнал. Этого можно достичь воздействием на образец дополнительным поляризующим магнитным полем или высокочастотным полем резонансной частоты, направленными перпендикулярно к вектору B .

В зависимости от способа синхронизации прецессии ядер измерительные устройства ЯМР разделяются на три группы: устройства свободной ядерной прецессии, работающие в режиме свободных колебаний; спиновые генераторы, в которых осуществляется режим самовозбуждения, и устройства ЯМР с вынужденной прецессией ядерной намагниченности.

Для системы ядер, слабо взаимодействующих между собой и решеткой (например, в жидких веществах), изменение составляющих ядерной намагниченности хорошо описывается уравнениями Блоха:

$$\begin{aligned} dJ_x/dt &= \gamma(J_y B_z - J_z B_y) - J_x/T_2; \\ dJ_y/dt &= \gamma(J_z B_x - J_x B_z) - J_y/T_2; \\ dJ_z/dt &= \gamma(J_x B_y - J_y B_x) - (J_z - J_0)/T_1; \end{aligned} \quad (5.4)$$

где $J_0 = \chi H_0$ - статическая ядерная намагниченность; T_1 - время продольной или спин-решеточной релаксации; T_2 - время поперечной или спин-спиновой релаксации.

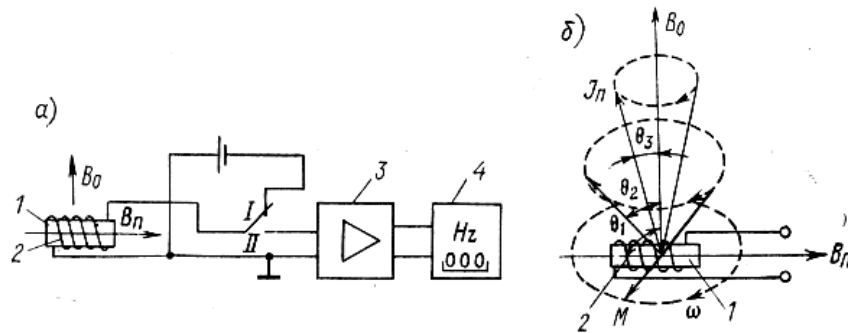


рис. 5.2

Макроскопически T_1 определяется как постоянная времени установления продольной (в направлении внешнего поля) компоненты ядерной намагниченности (J_z), а T_2 — постоянная времени затухания поперечных компонент (J_x и J_y).

Измеряя частоту высокочастотного поля, при котором имеет место сигнал ЯМР при известном значении магнитной индукции, можно проводить качественный анализ многокомпонентных веществ, поскольку гиромагнитные отношения ядер различных элементов ($\gamma = \omega/B$) отличаются достаточно сильно и известны с высокой точностью. ЯМР-спектр можно также получить, изменяя магнитную индукцию при постоянном значении частоты генератора. Количественный анализ производится по интенсивности сигнала ЯМР, поскольку амплитуда сигнала зависит от числа ядер в исследуемом образце.

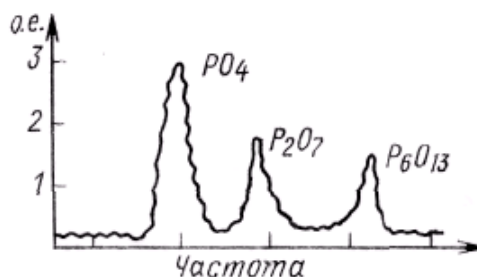


рис. 5.3

Особенно эффективен метод ЯМР для исследования соединений сложной структуры. Вследствие так называемого химического сдвига между резонансными частотами ядер одного и того же элемента, входящих в химически неэквивалентные соединения, происходит расщепление сигнала ЯМР и он приобретает мультиплетную структуру. В качестве примера на рис. 5.3 показан сигнал ядер фосфора-31 в смеси фосфатов. Измеряя интенсивность отдельных составляющих сигнала ЯМР от ядер компонентов сложной смеси, можно определить концентрацию компонентов, содержащих ядра одного вида. Так как обычно относительный сдвиг по частоте между отдельными линиями такого резонансного сигнала имеет порядок 10^{-5} - 10^{-7} , то в этих случаях необходимо использовать аппаратуру ЯМР с высокой разрешающей

способностью (10^7 - 10^8), что в основном определяется однородностью постоянного магнитного поля.

Рассмотренным методом можно определять состав ряда неорганических и органических веществ, содержащих водород, фтор, фосфор и другие элементы, с погрешностью $\pm 1\%$. Современные спектрометры ЯМР позволяют производить аналитические и структурные исследования жидких, газообразных и твердых веществ и другие физико-химические исследования в диапазоне температур 4 - 800 К с разрешающей способностью до $5 \cdot 10^9$ градаций.

Измерение влажности методом ЯМР основано на зависимости сигнала протонного резонанса от числа ядер водорода в образце вещества и на отличии времени релаксации протонов, входящих в состав свободной воды, от времени релаксации протонов, входящих в состав исследуемого вещества. Применение метода ЯМР особенно эффективно для измерения влажности веществ с большой электропроводимостью, таких, как пищевые продукты, почва и др., так как другие методы, основанные на измерении электропроводимости, емкости и диэлектрических потерь, не обеспечивают необходимой точности измерения влажности таких веществ. Метод ЯМР обеспечивает измерение влажности в диапазоне 5 - 80% с погрешностью 0,2 - 0,5%. При этом измерения проводятся без разрушения и загрязнения исследуемого вещества. Возможно также измерение влажности в потоке и использование сигнала ЯМР для автоматического регулирования влажности. Недостатком метода ЯМР является появление дополнительных погрешностей при измерении влажности материалов с трудноконтролируемым содержанием жиров или других водородосодержащих веществ в жидкой фазе.

Разновидностью метода ЯМР в его аналитическом применении является метод ядерного магнитного каротажа, используемый для получения информации о нефтеносности скважин путем обработки сигналов свободной ядерной прецессии в магнитном поле Земли от ядер водорода, входящих в состав пластовой жидкости. В скважину опус-

кается катушка в виде прямоугольной рамки так, чтобы ее длинная сторона была расположена вдоль оси скважины. Первоначально катушка подключается к источнику постоянного тока, и в породе, окружающей скважину, кратковременно (в течение 5 - 10 с) создается сильное поляризующее магнитное поле, направленное почти перпендикулярно магнитному полю Земли. Под действием поляризующего поля ядра водорода, входящего в состав пластовой жидкости, ориентируются вдоль этого поля, в результате чего создается суммарный момент намагниченности ядер J_0 , направленный почти перпендикулярно магнитному полю Земли. После этого катушка быстро отключается от источника постоянного тока и подключается ко входу резонансного усилителя. При этом в катушке индуцируется экспоненциально затухающая ЭДС с частотой $f_{\text{пр}}$, определяемой значением индукции B_3 магнитного поля Земли в месте каротажа. Наведенная в катушке ЭДС, усиленная усилителем, подается на находящееся на поверхности измерительное устройство, при помощи которого измеряются начальная амплитуда индуцированной ЭДС и время релаксации T_2 . По этим параметрам можно определить характер пластовой жидкости и выявить наличие нефти, а также определить продуктивность нефтеносных пластов.

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) является одним из наиболее чувствительных методов для анализа малых количеств парамагнитных веществ. Метод ЭПР широко применяется для обнаружения и измерения концентрации ионов переходных элементов, примесей в полупроводниках, свободных радикалов, облученных кристаллов и других элементов и соединений, содержащих неспаренные электроны.

Метод ЭПР весьма сходен с методом ЯМР, но поскольку магнитный момент электрона примерно в 1000 раз больше магнитных моментов ядер, а спин электрона равен 1/2, то электронный резонанс обычно наблюдается в диапазоне сантиметровых и миллиметровых длин волн. Так как энергия, поглощаемая электронами, на несколько

порядков больше энергии, поглощаемой ядрами при ЯМР, то для получения сигналов ЭПР достаточно весьма малое количество исследуемого вещества - порядка 10^{-12} г.

Анализаторы ЭПР, предназначенные для анализа свободных радикалов, парамагнитных ионов и радиационных дефектов в твердых и жидких средах, при комнатной температуре и температуре жидкого гелия имеют порог чувствительности 10^{-10} моль/л. Для непрерывного автоматического измерения концентрации парамагнитного вещества в жидких средах разработаны анализаторы с порогом чувствительности $5 \cdot 10^{-10}$ моль/л. Их основная приведенная погрешность $\pm (2—5) \%$.

Сверхвысокочастотная (СВЧ) спектроскопия широко применяется для измерения влажности в различных веществах. Измерение влажности осуществляется по ослаблению уровня или сдвигу фазы СВЧ-колебаний при их прохождении через исследуемое вещество. Достоинствами метода являются неограниченный верхний предел измерений (до 100%), высокая чувствительность в широком диапазоне измерений влажности, относительно малое влияние неравномерного распределения влаги и электролитов, бесконтактный способ измерения, а также возможность получения информации об интегральной влажности объектов большого объема. На результат измерения сильно влияют толщина и плотность исследуемого материала, а также температура, влияние которой особенно велико при использовании в качестве информативного параметра изменения амплитуды СВЧ-колебаний.

Метод микроволновой спектроскопии наиболее пригоден для анализа газов и основан на взаимодействии электрического дипольного момента молекул с электрическим полем, создаваемым генератором СВЧ, в результате чего происходит поглощение энергии от генератора, что обнаруживается детектором. Поглощение имеет резонансный характер, поэтому по резонансной частоте можно проводить качественный анализ, а по амплитуде сигнала поглощения - количественный анализ. Наиболее перспективным диапазоном длин волн яв-

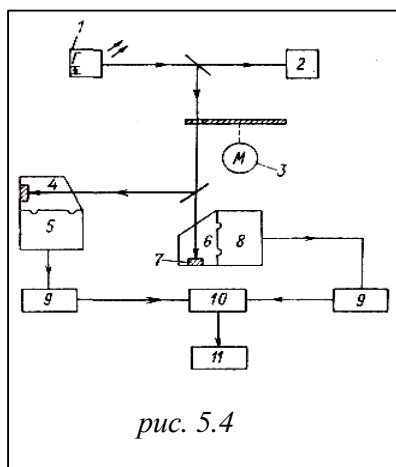
ляется 1 - 3 мм, в котором наблюдается резонансное поглощение энергии большинством веществ.

5.2. Электрооптические методы

Электрооптические методы основаны на избирательном поглощении, излучении или рассеянии компонентами анализируемого вещества светового излучения в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах длин волн. Успешному развитию электрооптических методов способствует применение лазерных источников излучения.

Метод инфракрасной спектроскопии (ИК)- В этом методе используется избирательное поглощение различными веществами излучения в инфракрасной области спектра. Для анализа газов широкое распространение получила разновидность ИК-спектроскопии - оптико-акустический метод, основанный на избирательном поглощении различными газами модулированного низкой частотой инфракрасного излучения и преобразовании возникающих акустических колебаний в электрические сигналы. Высокая чувствительность и избирательность метода обусловлены тем, что приемник излучения, прошедшего через анализируемую газовую смесь, заполнен именно тем газом, концентрация которого измеряется. Этот метод широко применяется для анализа большинства двухатомных газов и паров, которые имеют характерные полосы поглощения в инфракрасной области спектра ($\lambda = 0,74 \text{ мкм} \dots 2 \text{ мм}$). Для анализа O_2 , N_2 , Cl_2 и паров ртути используется избирательное поглощение этими веществами радиации в ультрафиолетовой области спектра.

Лазерное излучение по сравнению с другими позволяет на несколько порядков повысить чувствительность оптико-акустических анализаторов, что дает возможность применять их для исследования широкого класса веществ с коэффициентами поглощения $10^{-10} - 10^5 \text{ см}^{-1}$, находящимися в различных агрегатных состояниях в диапазоне температур 2 - 1000 К.



ИК-оптико-акустическая спектроскопия может быть также успешно использована для определения концентрации твердых и жидких веществ на основе измерения объемного коэффициента поглощения непрозрачных материалов. На рис. 5.4 показана схема прибора для измерения концентрации сульфатов, которые играют значительную роль в загрязнении водной и воздушной среды.

Прибор состоит из перенастраиваемого в диапазоне 9 - 11,5 мкм лазера 1 на изотопах $^{12}\text{CO}_2$ и $^{13}\text{CO}_2$ мощностью 10 - 500 мВт, анализатора спектра 2, прерывателя 3, рабочей камеры 4 с микрофоном 5, камеры сравнения 6 со стандартным образцом 7 и микрофоном 8, двух фазочувствительных детекторов 9, измерителя отношения 10 с дисплеем 11. Анализируемый твердый или жидкий образец помещается в акустически изолированную камеру 4, заполненную газом, и освещается прерываемым с частотой 10 - 10⁴ Гц излучением лазера. Возникающий оптико-акустический сигнал, детектируемый с помощью микрофона, пропорционален амплитуде колебаний температуры на поверхности образца Θ , которая, в свою очередь, пропорциональна коэффициенту поглощения исследуемого вещества $\alpha(\lambda)$:

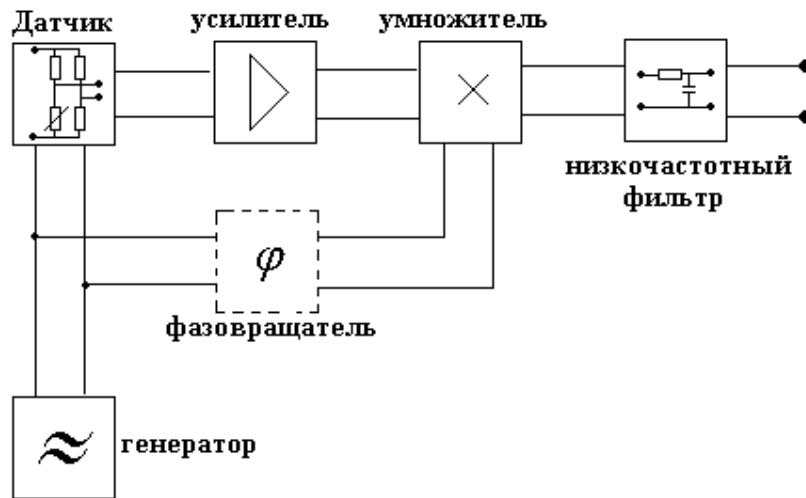
$$\Theta = \frac{J}{2\pi \cdot f \cdot \rho \cdot C} \cdot \alpha(\lambda), \quad (5.5)$$

где J - интенсивность излучения на длине волны λ ; f - частота прерывания излучения; ρ - плотность и C - удельная теплоемкость исследуемого вещества.

Приложение 1

Схема дифференцирующего моста с селективным усилением сигнала

Приведем описание наиболее общей схемы дифференциального моста с селективным усилением сигнала (см. рисунок).



Рассмотрим последовательно работу этой схемы:

1. Пусть на вход умножителя поступают два сигнала: с датчика - $U_1 = U_{10} \cos(\omega_0 t)$ и с генератора - $U_2 = U_{20} \cos(\omega_0 t + \varphi)$. На выходе умножителя с учетом фактора усилителя - k получаем сигнал $U_y = 0.5 \cdot k \cdot U_{10} \cdot U_{20} \cdot [\cos(\varphi) + \cos(2 \cdot \omega_0 t + \varphi)]$. Если теперь после умножителя поставить низкочастотный фильтр с частотой отсечки $f_c < 2 \cdot f_0$, то в итоге получаем постоянное напряжение $U_y = 0.5 \cdot k \cdot U_{10} \cdot U_{20} \cdot \cos(\varphi)$, зависящее от сдвига фаз между сигналами.
2. Установим при помощи фазовращателя $\varphi = 0$. Пусть вместе с сигналом датчика на систему воздействует помеха $U_n = U_{n0} \cos(\omega_n t)$. Таким образом, на выходе умножителя получаем следующий сигнал:

$$\begin{aligned} U_y &= (U_1 + U_n) \cdot U_2 = \\ &= 0.5 \cdot k \cdot U_{10} \cdot U_{20} \cdot [1 + \cos(2 \cdot \omega_0 t + \varphi)] + \\ &+ 0.5 \cdot k \cdot U_{n0} \cdot U_{20} \cdot [\cos((\omega_n - \omega_0) \cdot t) + \cos((\omega_n + \omega_0) \cdot t)]. \end{aligned}$$

Если частота отсечки низкочастотного фильтра $f_c < f_n - f_0 < 2 \cdot f_0$, то помеха будет полностью подавлена и сигнал на выходе будет: $U_y = 0.5 \cdot k \cdot U_{10} \cdot U_{20}$.

3. Пусть измеряемый параметр не постоянен, а изменяется с некоторой частотой f_δ , тогда сигнал с датчика будет равен $U_1 = U_{10} \cos(\omega_0 t) \cdot \cos(\omega_\delta t)$, а после умножителя:

$$\begin{aligned} U_y &= U_1 \cdot U_n \cdot U_2 = \\ &= 0.5 \cdot k \cdot U_{10} \cdot U_{20} \cdot \cos(\omega_\delta t) + \\ &+ 0.25 \cdot k \cdot U_{10} \cdot U_{20} \cdot [\cos((2\omega_0 - \omega_\delta) \cdot t) + \cos((2\omega_0 + \omega_\delta) \cdot t)]. \end{aligned}$$

Таким образом, изменение параметра можно зафиксировать только при условии, что $f_\delta < f_c$.

Приложение 2

Ультразвуковые методы измерения параметров движения жидкости

Эти методы основаны на изменении скорости ультразвуковых колебаний в подвижной среде, которая равна геометрической сумме скорости среды и скорости звука в данной неподвижной среде, которая известна. Если ультразвуковые колебания распространяются в неподвижной среде со скоростью c , то в той же среде, движущейся со скоростью v , они будут распространяться в направлении движения потока со скоростью $c + v \cdot \cos \alpha$, а против потока — со скоростью $c - v \cdot \cos \alpha$, где α - угол между направлениями потока и ультразвукового излучения. Время прохождения ультразвукового импульса от излучателя до приемника, расположенных друг от друга на расстоянии L , называемом базой, в направлении потока равно

$$t_1 = \frac{L}{c + v \cdot \cos \alpha} \approx \frac{L}{c} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right),$$

а против потока

$$t_2 = \frac{L}{c - v \cdot \cos \alpha} \approx \frac{L}{c} \left(1 + \frac{v}{c} \cos \alpha \right).$$

Существует несколько разновидностей ультразвукового метода измерения расхода: времяимпульсный, частотно-импульсный, доплеровский, фазовый и метод на основе измерения интенсивности сноса ультразвуковых колебаний движущимся потоком. Ультразвуковые методы в основном применяются для измерений расходов жидких сред. Для уменьшения нестабильности скорости звука от изменения температуры, плотности, давления и других факторов используются двухканальные расходомеры, включенные по дифференциальной схеме.

Времяимпульсный метод основан на измерении разности времени прохождения ультразвуковых импульсов по движению потока и против него

$$\Delta t = t_2 - t_1 = 2L \cdot v_{cp} \cdot \cos \alpha / c^2 = 8mQ \cdot \operatorname{ctg} \alpha / (\pi D c^2),$$

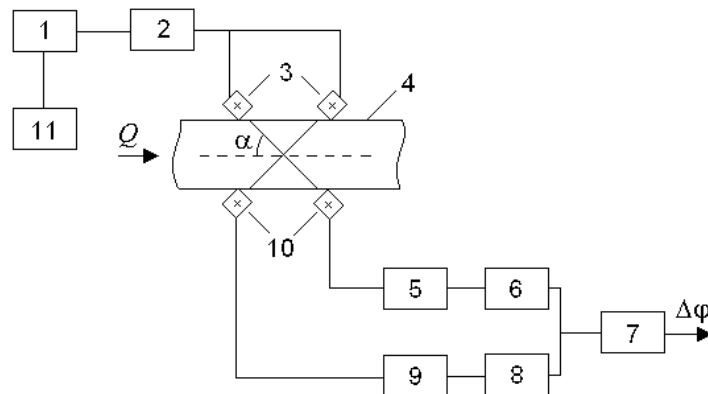
где m — коэффициент, учитывающий отличие средней скорости потока v_{cp} от осредненной по длине луча скорости потока v ; D — диаметр трубопровода.

Частотно-импульсный метод. Каждый излучатель посылает импульс ультразвуковых колебаний в момент прихода предыдущего импульса на соответствующий приемник. Разность частот двух работающих таким образом автогенераторов пропорциональна измеряемому расходу:

$$\Delta f = f_2 - f_1 = 2 \cdot v_{cp} \cdot \cos \alpha / L = 8mQ \cdot \operatorname{ctg} \alpha / (\pi D^3).$$

Преимуществом частотно-импульсных расходомеров является независимость результатов измерений от скорости распространения ультразвука, если оба канала имеют одинаковые базы: $L_1 = L_2 = L$.

В фазовых расходомерах используется непрерывное излучение модулированных ультразвуковых колебаний, направленных по движению потока и против него, и измеряется разность фаз принятых приемником колебаний.



На рисунке показана структурная схема фазового ультразвукового расходомера. Ультразвуковые колебания, создаваемые генератором

1, модулируются с помощью модулятора 2 и генератора модуляции 11. Модулированные колебания поступают на возбудители 3 двухканального датчика, установленного на трубопроводе 4. Сигналы с приемников ультразвуковых колебаний 10 через усилители 5 и 9, демодуляторы 6 и 8 подаются на фазометр 7, показания которого пропорциональны расходу.

Статическая характеристика таких расходомеров имеет вид:

$$\Delta\varphi = \omega_m t_2 - \omega_m t_1 = 16m \cdot f_m Q \cdot \operatorname{ctg} \alpha / (Dc^2)$$

где f_m — частота модуляции ультразвуковых колебаний

На основе фазового метода созданы приборы для измерения скорости морских течений, а также расходомеры для измерения расхода природного газа в широком диапазоне ($Q_{\max}/Q_{\min}=4$) с погрешностью 0,4%.

Всем ультразвуковым методам измерений расхода присуща методическая погрешность, обусловленная отличием измеряемой этими методами скорости движения среды, осредненной по пути от излучателя до приемника ультразвуковых колебаний, от скорости движения среды, осредненной по площади сечения трубопровода. Эта погрешность зависит от структуры потока, которая определяется рядом факторов, например шероховатостью трубопровода, физико-химическими свойствами перемещающейся среды и др. Рассматриваемая погрешность может быть уменьшена соответствующим выбором соотношения размеров ультразвукового канала и трубопровода с учетом его шероховатости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евтихийев Н.А., Купершмидт Я.А., Папуловский В.Ф., Скугоров В.Н. Измерение электрических и неэлектрических величин. – М: Энергоатомиздат, 1990, 352 с.
2. Левшина Е.С., Новицкий П.В. Электрические измерения физических величин: Измерительные преобразователи. Учеб. пособие для вузов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1983. – 320 с., ил.
3. Спектор С.А. Электрические измерения физических величин: Методы измерений. Учеб. пособие для вузов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987. – 320 с., ил.
4. Классен К.Б. Основы измерений. Электронные методы и приборы в измерительной технике. Пер. с англ. А.А.Ларина, М: 2000, 400 с.
5. Джагунов Р.Г., Ерофеев А.А. Пьезоэлектронные устройства вычислительной техники, систем контроля управления. Справочник политехника, СПб, 1994, 608 с.
6. Конюхов Н.Е., Медников Ф.М., Нечаевский М.Л. Электромагнитные датчики механических величин. – М.: Машиностроение, 1987. – 256 с.
7. Камразе А.Н., Фитерман М.Я. Контрольно-измерительные приборы и автоматика: учебник для средних ПТУ. – 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Химия, 1988. 224 с., ил.
8. Бауман Э.Н. Измерение сил электрическими методами. (пер. с нем.). – М.: Мир, 1978. – 430 с., ил.
9. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. – М.: Сов. радио, 1977, - 232 с., ил.
10. Основы метрологии и электрические измерения: учебник для вузов; под ред. Е.М. Душина. – 6-е изд., перераб. и доп. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987. – 480 с., ил.
11. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. – М.: «Наука», 1966. – 408 с.
12. Дмитриев В.И. Прикладная теория информации: Учеб. для студ. вузов, – М: Высшая школа, 1990, 320 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Глава 1. Электрические методы измерения	5
1.1. Резистивные датчики	-
1.1.1 Потенциометры	-
1.1.2 Металлические датчики температуры	6
1.1.3 Полупроводниковые датчики температуры	12
1.1.4 Фоторезисторы	15
1.1.5 Датчики деформации	17
1.2. Емкостные датчики	23
1.3. Термопары	30
1.4. Пьезоэлектрические датчики	34
1.5. Пироэлектрические датчики	40
Задачи к главе 1	41
Глава 2. Магнитные методы измерения	44
2.1. Гальваномагнитные датчики	-
2.1.1. Эффект Холла	-
2.1.2. Магниторезисторы	51
2.2. Индукционные датчики	52
2.3. Индуктивные датчики	55
2.4. Вихретоковые индуктивные датчики	58
2.5. Намагничивание и экранирование магнитного поля	60
2.6. Анизотропные магниторезисторы	62
2.7. Магнитоупругие датчики	64
Задачи к главе 2	67
Глава 3. Оптические методы измерения	68
3.1. Оптическое излучение. Основные законы	-
3.2. Детекторы светового излучения	72
3.3. Источники светового излучения и поглощение света	76
3.4. Интерферометры	80

3.5. Волоконная оптика	85
3.5.1. Основная теория оптоволоконных линий (световодов).	-
3.5.2. Потери в оптоволоконных линиях	88
3.5.3. Дисперсия в оптоволоконных линиях	91
3.5.4. Оптоволоконные датчики измерения интенсивности света	94
3.5.5. Оптоволоконные интерферометры	95
Глава 4. Радиационные методы измерения	97
4.1. Радиоактивный распад	-
4.2. Виды радиационного излучения и их взаимодействия с веществом	98
4.3. Источники радиационного излучения	103
4.4. Экранирование. Защита от радиационного излучения	106
4.5. Радиационные датчики	109
4.5.1. Газовые датчики	-
4.5.2. Сцинтилляционные датчики	110
4.5.3. Твердотельные датчики	111
Задачи к главам 3 и 4	114
Глава 5. Спектрометрические (волновые) методы измерения...	115
4.1 Радиоспектрометрические методы.....	-
4.2 Электрооптические методы	123
Приложение 1. Схема дифференцирующего моста с селективным усилением сигнала	125
Приложение 2. Ультразвуковые методы измерения параметров движения жидкости	127
Литература	130