

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

СИБИРСКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ

В.В. ЧЕСНОКОВ, Д.В. ЧЕСНОКОВ

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ПОЛУЧЕНИЯ
ИНФОРМАЦИИ**

Новосибирск 2010

УДК 535.2:66.088

Ч51

Рецензент:

Доктор технических наук, профессор
Новосибирского государственного технического университета
А.А. Величко

Доктор технических наук, профессор
Сибирской государственной геодезической академии
В.Н. Москвин

Чесноков В.В., Чесноков Д.В.

Ч51 Физические основы получения информации: Учебное пособие.– Новосибирск: СГГА, 2010.– 504 с.

ISBN х-xxxxx-xxx-х

В учебном пособии рассматриваются физические основы получения информации: взаимодействие физических полей с веществом; физические эффекты и явления, используемые для целей измерений физических величин; функционирование измерительных преобразователей. Учебное пособие предназначено для изучения студентами вузов, обучающихся по направлению 653700 – «Приборостроение».

Пособие рекомендуется студентам и аспирантам приборостроительных и оптических специальностей вузов, научным и инженерно-техническим работникам, специализирующимся в области приборостроения, метрологии и эксплуатации измерительной техники.

УДК 535.2:66.088

© Сибирская государственная геодезическая академия, издание, 2010

© Чесноков В.В., Чесноков Д.В., 2010

© Чесноков Д.В., оригинал-макет, 2010

ISBN х-xxxxx-xxx-х

Оглавление

Предисловие	15
1 Введение. Общие сведения о получении информации	17
1.1 Информация и ее источники	17
1.2 Основные понятия об устройствах получения информации	18
1.3 Классификация измерительных преобразователей	19
1.4 Информация и энтропия	20
1.5 Погрешности при измерениях	24
1.6 Метод наименьших квадратов. Сглаживание эксперименталь- ных зависимостей.	29
Часть I. Взаимодействие физических полей с веществом	31
2 Взаимодействие полей с веществом как источник информации	33
3 Электрические взаимодействия	37
3.1 Электрическое поле в веществе	37
3.2 Силы, действующие в электрическом поле на проводники и ди- электрики	40
3.3 Электрические явления в кристаллических диэлектриках.	44
3.3.1 Пьезоэлектричество	44
3.3.2 Пироэлектрические явления	48
3.4 Изменение оптических свойств среды под действием электри- ческого поля	50
3.4.1 Общие сведения	50
3.4.2 Эффект Поккельса	51
3.4.3 Эффект Керра	53
3.4.4 Электрострикция	53
3.4.5 Электрооптические эффекты в жидких кристаллах	55
4 Магнитные взаимодействия	59
4.1 Общие сведения о магнитном поле	59
4.2 Магнитное поле в веществе	62

4.3	Силы, действующие в магнитном поле на магнетики.	67
4.4	Ферромагнетики в магнитном поле.	70
4.5	Магнитоупругие явления	73
4.6	Гальваномагнитные эффекты.	75
4.6.1	Эффект Холла.	75
4.6.2	Магниторезистивные явления.	77
4.7	Магнитооптические явления	78
4.7.1	Эффект Фарадея	78
4.7.2	Эффект Зеемана	81
4.7.3	Магнитооптический эффект Керра	82
4.7.4	Магнитные резонансы	83
5	Взаимодействие оптического излучения с веществом	87
5.1	Общие сведения об оптическом излучении	87
5.2	Распространение оптического излучения в однородной среде	88
5.3	Распространение света через границу двух сред	92
5.4	Полное внутреннее отражение	93
5.5	Поглощение света	94
5.6	Рассеяние света	98
5.6.1	Общие сведения	98
5.6.2	Рассеяние света на аэрозолях	99
5.6.3	Фотолюминесценция	105
6	Вещество в тепловых полях	109
6.1	Общие сведения	109
6.2	Шкалы температур. Термодинамические шкалы	110
6.3	Тепловые свойства вещества	112
6.3.1	Тепловое расширение	112
6.3.2	Теплоемкость	112
6.4	Распространение тепла	113
6.4.1	Теплопроводность	114
6.5	Конвективный теплообмен	116
6.6	Излучение	118
7	Упругие волны в веществе	121
7.1	Понятие о звуке	121
7.2	Общие свойства бегущих волн	121
7.2.1	Плоская бегущая волна	121
7.2.2	Групповая скорость	123
7.2.3	Поток энергии волн. Вектор Умова – Пойнтинга	124

7.3	Упругие волны в среде	126
7.3.1	Распространение упругих волн в стержне	126
7.3.2	Распространение продольных и поперечных возмущений в неограниченной среде	128
7.4	Волны в жидкостях и газах	130
7.5	Волноводное распространение упругих волн	133
7.6	Поверхностные акустические волны	134
7.7	Влияние атомарной структуры среды на распространение упругих волн	137
7.8	Импеданс среды. Отражение и преломление упругих волн	139
7.9	Рассеяние звука неоднородностями среды	140
7.10	Поглощение, дифракция и дисперсия упругих волн	141
7.10.1	Поглощение	141
7.10.2	Дифракция	142
7.10.3	Дисперсия звука	143

Часть II. Физические эффекты и явления, используемые для получения информации. Измерительные преобразователи **145**

8 Возможности органов чувств человека **147**

9 Преобразования физических величин, основанные на упругих свойствах вещества **149**

9.1	Общие сведения	149
9.2	Растяжение и сжатие стержней	150
9.3	Деформация сдвига	152
9.4	Кручение стержней	153
9.5	Изгиб однородной пластины	155
9.6	Разновидности упругих преобразователей	157

10 Использование электрофизических эффектов **161**

10.1	Изменение электрической проводимости вещества	161
10.1.1	Электропроводность металлов и полупроводников	161
10.1.2	Металлические терморезисторы	165
10.1.3	Полупроводниковые терморезисторы	166
10.1.4	Измерительные цепи терморезисторов	167
10.2	Тензорезистивный эффект	169
10.2.1	Природа тензорезистивного эффекта. Тензорезисторы . .	169

10.2.2	Температурные погрешности тензорезисторов	171
10.2.3	Конструкции и технические характеристики дискретных тензорезисторов	171
10.3	Термоэлектрические эффекты	173
10.3.1	Природа термоэлектричества	173
10.3.2	Термоэлектрические преобразователи	176
10.3.3	Конструкции и использование термопар	178
10.4	Тепловые флуктуационные явления как источник информации	179
10.4.1	Тепловой шум	179
10.5	Электростатические преобразователи	183
10.5.1	Принцип действия и области применения	183
10.5.2	Конденсатор с переменной площадью обкладок.	185
10.5.3	Конденсатор с переменным зазором между обкладками	186
10.5.4	Динамические емкостные вибрационные преобразователи (динамические конденсаторы)	186
10.5.5	Пьезоэлектрические преобразователи	189
10.6	Использование электромагнитных явлений для измерения физических величин	192
10.6.1	Предварительные сведения	192
10.6.2	Индуктивные преобразователи.	197
10.6.3	Магнитоупругие преобразователи	200
10.6.4	Вихретоковые индуктивные преобразователи.	201
10.6.5	Индукционные преобразователи	203
10.7	Основы оптико-электронного получения первичной информации	209
10.7.1	Общие сведения	209
10.7.2	Источники излучения	210
10.7.3	Приемники оптического излучения	214
10.7.4	Фотографический способ получения и регистрации информации	221
10.7.5	Преобразования оптического информационного сигнала	222
10.7.6	Оптико-электронное определение химического состава газов и жидкостей	224
11	Акустические эффекты, используемые для получения информации	229
11.1	Акустическая эмиссия материала	229
11.2	Эффект Доплера в акустике	229
11.3	Взаимодействие упругих волн со светом. Элементы акустооптики	231
11.4	Оптикоакустические эффекты	233
11.5	Механические воздействия упругих волн	236
11.5.1	Давление на поверхности пластины	236

11.5.2	Давление звукового излучения (радиационное давление)	237
11.5.3	Деформация поверхности жидкости, вызванная радиационным давлением	237
11.6	Акустические измерительные преобразователи	239
11.6.1	Общее рассмотрение	239
11.6.2	Микрофоны	240
11.6.3	Конденсаторные микрофоны	241
11.6.4	Электродинамические микрофоны	243
11.6.5	Направленность акустических приемников	244
12	Волоконно-оптические измерительные преобразования физических величин	247
12.1	Волоконно-оптические измерительные преобразователи	247
12.2	Лучевая теория прохождения света в световодной линии	248
12.3	Предпочтительные лучевые направления.	251
12.4	Измерительные преобразователи световодного типа	253
12.5	Световодный преобразователь измерения микроперемещений.	255
12.6	Измерительные преобразователи, использующие изменение фазы распространяющегося в световоде излучения	256
12.7	Оптическое измерение угловой скорости вращения (гироскоп)	258
13	Электрохимические процессы, используемые для получения информации	261
13.1	Общие сведения	261
13.2	Диссоциация	261
13.3	Перемещение ионов и электропроводность электролитов	263
13.4	Электродные и граничные потенциалы	265
13.5	Электролиз, поляризация, потенциалы выделения	267
13.6	Электрокинетические явления	269
13.6.1	Виды электрокинетических явлений	269
13.6.2	Электроосмос	270
13.6.3	Потенциал течения	272
13.6.4	Электрофорез	272
14	Электрохимические преобразователи	275
14.1	Кондуктометрические электрохимические преобразователи	275
14.2	Гальванические преобразователи	277
14.3	Кулонометрические преобразователи	279
14.4	Полярографические преобразователи	280
14.5	Электрокинетические преобразователи	282

15 Радиационные (ионизирующие) преобразователи	285
15.1 Общие сведения	285
15.2 Источники ионизирующего излучения	285
15.2.1 Получение рентгеновского излучения	285
15.2.2 Характеристическое рентгеновское излучение. Атомные рентгеновские спектры.	287
15.2.3 Источники радиоактивного излучения.	288
15.2.4 Прохождение γ -излучения сквозь вещество	288
15.2.5 Физические величины, характеризующие взаимодей- ствие ионизирующих излучений с веществом	291
15.3 Методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений и частиц	291
15.3.1 Общие сведения	291
15.3.2 Сцинтилляционные (люминесцентные) детекторы	292
15.3.3 Ионизационные детекторы	292
15.3.4 Полупроводниковый счетчик	293
15.3.5 Камера Вильсона	294
 Часть III. Общая характеристика методов измерений и измерительных систем	 295
16 Физические ограничения достижимой точности измерений	297
16.1 Прямые и косвенные измерения	297
16.2 Пределы достижимой точности измерений	297
16.3 Помехи	299
16.4 Принцип неопределенности	301
 17 Общая характеристика средств и методов измерений	 303
17.1 Эталоны	303
17.2 Методы измерения	304
17.2.1 Классификация методов измерения	304
17.2.2 Изучение объектов по их физическим моделям и теория подобия	304
17.2.3 Измерения при помощи аналогий. Аналогия между по- тенциальными полями, между физическими процессами .	306
17.2.4 Непосредственное измерение физических величин	307
17.3 Измерительные преобразователи	308
17.3.1 Основные характеристики измерительных преобразова- телей	308

17.3.2	Чувствительность	308
17.3.3	Динамические характеристики	311
17.3.4	Частотная характеристика	313
18	Измерительные системы и измерительные комплексы	319
18.1	Общие сведения	319
18.2	Согласование измерительного преобразователя с устройством обработки данных. Интерфейсные устройства	320
18.2.1	Общая характеристика	320
18.2.2	Усиление сигналов	325
18.2.3	Измерение отношений сигналов	329
18.2.4	Мостовые схемы	330
Часть IV	Методы измерения физических величин	333
19	Измерение температуры	335
19.1	Контактное измерение температуры	335
19.2	Дистанционное измерение температуры	336
20	Измерение магнитных полей	341
21	Измерение влажности газов	345
21.1	Физико-химические эффекты, вызванные влажностью газовых сред	345
21.2	Измерение влажности	346
21.2.1	Гигрометры	346
21.2.2	Конденсационный гигрометр	347
21.2.3	Психрометры	347
21.2.4	Сорбционно-деформационные гигрометры	350
21.2.5	Резистивные гигрометры на основе изменения электри- ческой проводимости	350
21.2.6	Емкостной гигрометр	352
21.2.7	Градуировка гигрометров	354
22	Измерение давления газа	355
22.1	Введение	355
22.2	Измерение высокого давления газа	355
22.3	Измерение вакуума	357
22.3.1	Физические свойства разреженных газов	357
22.3.2	Теплоперенос в разреженном газе	358

22.3.3	Принцип действия термопарного измерительного преобразователя давления	359
22.3.4	Использование ионизации газа для измерения вакуума . .	361
22.3.5	Ионизационный измерительный преобразователь давления с накаливаемым катодом	362
23	Измерение давления жидкостей	365
23.1	Общие сведения	365
23.2	Преобразование давления в деформацию	366
23.3	Измерение давления с использованием тензорезисторных датчиков	369
23.4	Использование оптоэлектронных датчиков давления	370
23.5	Емкостные датчики	371
23.6	Измерение давления с использованием пьезоэлектрического эффекта	372
24	Измерение потоков	373
24.1	Закономерности движения жидкости и газа	373
24.2	Измерение расхода по перепаду давления	376
24.2.1	Использование постоянного сужения	376
24.2.2	Использование ротаметра	377
24.3	Измерение расхода по механическому действию потока	377
24.4	Магнитогидродинамическое измерение расхода	378
24.5	Измерение расхода по распространению ультразвука в потоке . .	380
24.5.1	Использование сложения скоростей	380
24.5.2	Использование эффекта Доплера при рассеянии света на частицах подвижной среды	381
24.5.3	Измерение расхода по измерению переноса потоком нагретой зоны жидкости	382
24.6	Измерение локальной мгновенной скорости потока	383
25	Измерение положения и геометрических характеристик твердых тел	385
25.1	Общие сведения	385
25.2	Контактные методы измерения положения тел и их размеров . .	385
25.3	Бесконтактные методы измерения положения	387
25.3.1	Виды бесконтактных измерений	387
25.3.2	Измерения, основанные на определении времени прохождения волны	387
25.3.3	Интерференционные методы измерения расстояний и размеров (толщин)	389

25.3.4	Измерения, основанные на принципе амплитудной модуляции светового луча гармонической функцией	391
25.3.5	Измерения положения тела, основанные на муаровых полосах	393
25.4	Дифракционные лазерные методы измерения размеров тел	394
26	Измерение параметров движения тел	399
26.1	Общие сведения	399
26.2	Методы измерения линейных скоростей	399
26.2.1	Измерение скорости тел относительно среды	400
26.2.2	Измерения относительной скорости движения тел	403
27	Измерение деформаций и механических напряжений	407
27.1	Измерение теплового расширения тел	407
27.2	Измерение механических деформаций и напряжений	409
27.2.1	Тензорезистивные измерения	409
27.2.2	Измерение деформаций с помощью вибрирующей струны	410
27.3	Измерение полей механических деформаций	411
28	Измерения силы и веса	415
28.1	Методы измерения силы	415
28.2	Измерение силы с использованием индуктивного преобразователя	415
28.3	Использование тензорезистивных преобразователей деформаций	417
28.4	Измерение сил с использованием пьезоэлектрических преобразователей	419
28.5	Измерение малых усилий с использованием полимерных пьезоэлектрических плёнок	421
29	Измерение ускорений	423
29.1	Основные понятия	423
29.2	Пьезоэлектрические акселерометры	425
29.3	Тензорезистивные акселерометры	427
29.4	Акселерометры с нагреваемым газом	428
29.5	Лазерный акселерометр	429
29.5.1	Лазерные акселерометры с фотоупругим элементом	429
29.5.2	Лазерный акселерометр с газовым чувствительным элементом	430
29.5.3	Лазерный гравиметр	430

30	Методы определения концентрации газов в смеси	433
30.1	Введение	433
30.2	Физические принципы работы датчиков на основе твердых электролитов	433
30.3	Изменение электрической проводимости полупроводниковых пленок при адсорбции газов	436
30.4	Полупроводниковые триодные анализаторы газов	437
30.5	Кварцевый пьезоэлектрический анализатор газа	438
30.6	Термокондуктометрические датчики (катарометры)	439
30.7	Магнитные газоанализаторы	441
31	Физические методы химического анализа веществ	443
31.1	Методы оптического спектрального анализа	443
31.2	Атомный спектральный анализ	443
31.3	Атомно-абсорбционный анализ	445
31.4	Молекулярный спектральный анализ	446
31.5	Поглощение света в газах и анализаторы газового состава	447
31.6	Анализ дисперсных сред	450
31.7	Ионизационные измерительные преобразователи состава и плотности газа	453
31.8	Принципы хроматографического анализа химического состава газообразных и жидких сред	455
31.9	Принципы масс-спектрометрии	458
32	Лазерное дистанционное зондирование атмосферы	461
32.1	Измерение концентрации химических загрязнений в атмосфере .	461
32.2	Лидар	462
32.3	Лазерное дистанционное измерение скорости ветра	465
32.4	Лидар с комбинационным рассеянием света	466
33	Измерительные микросистемы	469
33.1	Общие сведения	469
33.2	Микросистема измерений ускорения	469
33.3	Микроаналитическая система – биочип	471
34	Методы диагностики и прогнозирования технических объектов	473

Часть V. Анализ и синтез физических принципов создания средств измерения, диагностики, контроля, управления	477
35 Принципы построения измерительных преобразователей	479
35.1 Классификация физических явлений, применимых в измерительных преобразователях	479
35.2 Преобразование физической природы сигналов в датчиках	480
35.3 Генераторные и параметрические датчики	485
35.4 Методы анализа процессов преобразования информации в датчиках	486
35.4.1 Общие сведения	486
35.4.2 Электромеханические аналогии	488
35.4.3 Электромехано-акустические аналогии	492
35.4.4 Термоэлектрические аналогии	497
Литература	501

Предисловие

Курс «Физические основы получения информации» читается студентам приборостроительных специальностей и относится в Государственном образовательном стандарте высшего профессионального образования к естественно-научным дисциплинам.

Современные технические устройства получения информации основаны на использовании самых различных эффектов и явлений, зачастую изучаемых в рамках разных научных дисциплин и в разных технических приложениях.

Существующие учебники и учебные пособия по измерительным приборам содержат, наряду с подробным рассмотрением вопросов обработки информации и построения измерительных систем, только разрозненные и краткие расчетные и конструкторские сведения о разнообразных измерительных преобразователях, используемых в современном уровне техники.

В данном учебном пособии делается попытка дать студентам общие физические представления о методах получения информации об окружающем мире; курс поможет восполнить существующий пробел в подготовке специалистов.

В первой части книги, в главах 2–7, рассматриваются основы взаимодействия с веществом электрического и магнитного полей и оптического излучения.

Во второй части, в главах 8–15 изучаются физические эффекты и явления, используемые для получения информации, в том числе механические, электрические, магнитные, оптические, электрохимические, радиационные; рассматриваются применение физических явлений в технике измерений и примеры технической реализации использования физических явлений в измерительных преобразователях.

В третьей части, в главах 16–18, дана общая характеристика методов измерений и измерительных систем, рассматриваются общие физические ограничения точности измерения и быстродействия измерительных преобразователей.

В четвертой части, в главах 19–34, излагаются основы измерения физических величин различной природы: температуры, магнитных полей, влажности, давления газов и жидкостей, характеристик потоков, положения и геометрических характеристик тел и параметров их движения, деформаций, механических напряжений, силы и веса, химического состава веществ. Рассматриваются также методы диагностики и прогнозирования технических объектов.

В пятой части обсуждаются постановка и методы решения задач создания

средств измерения, диагностики, контроля: поиск информации о физических явлениях и эффектах, анализ проявлений этих эффектов в требуемых условиях, разработка принципа функционирования измерительного преобразователя на основе результатов анализа.

Учебное пособие написано на основе курса лекций, подготовленного на кафедре физики Сибирской государственной геодезической академии (СГГА, г.Новосибирск), и читаемого его авторами в течение последних семи лет.

Для понимания и усвоения обсуждаемого курса необходимо предварительное изучение курса общей физики в объеме требований приборостроительных специальностей.

Учебное пособие может оказаться полезным студентам и аспирантам технических специальностей.

Введение. Общие сведения о получении информации

1.1. Информация и ее источники

Информация – сведения и данные, отражающие свойства объектов в природных (биологических, физических и др.), социальных и технических системах и передаваемые электрическим, звуковым, письменным (графическим) или иным способом без применения или с применением технических средств. Информация тогда имеет смысл, когда уменьшает степень незнания об изучаемых явлениях

Источником информации может служить всякое явление или событие, но оно должно иметь смысл и являться сигналом к тому или иному действию.

Целью получения информации является, например, изучение закономерностей неизвестных явлений в природе, обучение, развлечение и др. В технике целью получения информации является **управление** процессами производства, работой механизмов и т. п.

Начальным этапом получения информации является **измерение** - экспериментальное определение значения измеряемой физической величины с применением средств измерения. **Физической величиной** называется характеристика одного из свойств физического объекта, общая в качественном отношении многим физическим объектам, но в количественном отношении индивидуальная для каждого из них. Результат измерения выражается числом или совокупностью чисел, которые могут быть именованными или неименованными, в зависимости от того, размерной или безразмерной является измеряемая величина.

Для получения при измерениях правильных результатов используют различные методы измерения.

Метод измерения – это совокупность приемов использования принципов и средств измерения для определения значения величин.

Принцип измерения – совокупность физических явлений, на которых основаны измерения.

Средства измерения – это технические средства, используемые при из-

мерениях: меры, измерительные и регистрирующие приборы, измерительные преобразователи и измерительные системы.

С помощью средств измерения информация о «размере» измеряемой величины воспринимается непосредственно от объекта измерения и преобразуется в форму, удобную для регистрации и передачи на расстояние.

Различают **прямые измерения**, при которых искомое значение находят непосредственно из опытных данных (например, нахождение физической величины по шкале прибора), и **косвенные измерения**, когда искомое значение величины находят на основании известной математической зависимости между этой величиной и величинами, найденными прямыми измерениями.

Измеряемые физические величины могут иметь различную природу: механическую, электрическую, химическую, оптическую и т. д., однако передача и обработка полученной информации в современной технике реализуется преимущественно в электрическом виде. Поэтому **в процессе измерения измеряемая неэлектрическая величина преобразуется в электрическую**. Элемент измерительного устройства, выполняющий одновременно с измерением функцию такого преобразования, называется **измерительным преобразователем**.

Если измерительный преобразователь конструктивно обособлен, воспринимает измеряемую физическую величину и формирует сигнал измерительной информации, эквивалентный измеряемой величине, то он называется **датчиком**. Часто это конструкция, вынесенная к объекту исследования и удаленная от основной измерительной аппаратуры.

Работа измерительных преобразователей основана на использовании взаимодействия между чувствительными элементами преобразователей, имеющими вещественный характер, и физическими полями различной природы.

1.2. Основные понятия об устройствах получения информации

Содержанием информации об объектах в технике, на производстве, в научных исследованиях являются количественные данные о значениях физических величин, характеризующих объект (температура, масса и т.п.). Передача информации осуществляется в виде **сигналов**.

Измерительный преобразователь или датчик (рис. 1.1) получает входной сигнал в виде физического воздействия измеряемой величины и выдает эквивалентный ему выходной сигнал, обычно электрической природы (заряд, ток, напряжение и др.), являющийся функцией измеряемой величины:

$$s = F(m). \quad (1.1)$$



Рис. 1.1. Схема измерительного преобразователя. m – входной сигнал, s – выходной сигнал датчика

Входной сигнал содержит информацию о свойствах объекта измерения. Сигнал в последующих элементах измерительных устройств может многократно преобразовываться (усиливаться, становится импульсным или синусоидальным и т.д.).

Измерив значение s , можно определить, тем самым, значение m , если заранее известно соответствие между значениями s и m . Это соответствие обычно выясняется экспериментальным путем.

Обычно датчик создают таким, чтобы существовала линейная зависимость между малыми приращениями выходной Δs и входной Δm величин:

$$\Delta s = S \Delta m. \quad (1.2)$$

Здесь S – чувствительность датчика.

1.3. Классификация измерительных преобразователей

Датчик, с точки зрения вида сигнала на его выходе, может быть **генераторным**, активным – генератором, выдающим заряд, напряжение, ток, либо **параметрическим**, пассивным, у которого под воздействием входной величины изменяется один или несколько параметров – выходное сопротивление, индуктивность, емкость.

Генераторный датчик является источником непосредственно выдаваемого электрического сигнала, несущего информацию об измеряемой физической величине, а для получения электрического сигнала от параметрического датчика его необходимо включать в схему с внешним источником питания и измерять изменение параметров датчика, происходящее под действием измеряемой величины. Источником электрического сигнала является в этом случае электрическая схема, непосредственно связанная с параметрическим датчиком, то есть совокупность схемы и датчика.

В большинстве случаев не удастся преобразовать неэлектрическую величину непосредственно в электрическую форму, и необходимо осуществлять

двойное преобразование входной (измеряемой) величины – сначала в промежуточную неэлектрическую величину, которую затем преобразуют в выходную электрическую величину. Совокупность двух последовательных измерительных преобразователей образует комбинированный датчик (рис. 1.2).

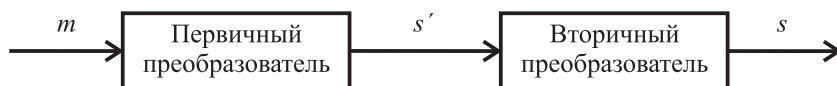


Рис. 1.2. Схема комбинированного датчика. m – первичная измеряемая величина (входной сигнал), s' – промежуточная неэлектрическая величина, s – выходной электрический сигнал

Например, давление (измеряемая величина m) можно измерить с помощью мембраны, которая под действием давления изгибается, деформируется; величину деформации («промежуточной величины») измеряют с помощью вторичного измерительного преобразователя, вырабатывающего электрический сигнал s при механическом смещении мембраны. Мембрана является первичным преобразователем.

Таким образом, различают активные, пассивные и комбинированные измерительные преобразователи.

1.4. Информация и энтропия

Носителем информации, получаемой при изучении объектов, является сигнал, и важно определять количество переносимой сигналом информации.

Сигнал имеет ценность для получателя информации лишь тогда, когда несет определенные новые сведения получателю.

К. Шеннон предложил определять количество информации исходя из следующих представлений.

Мера количества информации, переносимой сигналом, находится как изменение степени неопределенности знаний об объекте в ожидании некоторого события.

Пусть исследуется объект, с которым с вероятностью $P(x)$ происходит некоторое событие, сообщение (сигнал) о котором обозначим x . Количество информации, содержащееся в сообщении о событии, зависит от того, какова вероятность события. Если ничего неожиданного сообщение не содержит, то есть вероятность события равна 100 % или $P(x) = 1$, то никакой ценности информация не имеет, и количество информации равно нулю, новых сведений потребитель не получит. Если вероятность событий мала ($P(x) \ll 1$), то информация о

таком маловероятном событии, малоожидаемом событии имеет большое значение; количество информации велико.

Мерой количества информации в сообщении о событии является функция:

$$\log_a \frac{1}{P(x)} = -\log_a P(x). \quad (1.3)$$

где a – основание логарифма.

При измерениях параметров объекта, который является источником информации, формируется поток сообщений $x_1, x_2, x_3, \dots$. Пусть число таких сообщений m , каждое со своей вероятностью $P(x_1), P(x_2), P(x_3) \dots$. Вклад каждого отдельного сообщения x_m в уменьшение неопределенности знаний об объекте определяется вероятностью сообщения $P(x_m)$ и количеством информации, им переносимым $-\log_a P(x_m)$, то есть их произведением $-P(x_m) \cdot \log_a P(x_m)$.

Количество информации, передаваемой в этом случае всеми сообщениями, можно получить усреднением по всем сообщениям:

$$\bar{I}(x) = -\sum_{m=1}^n P(x_m) \cdot \log_a P(x_m) \quad (1.4)$$

Если закон распределения $P(x)$ непрерывный, то выражение для количества информации записывают в виде:

$$\bar{I}(x) = -\int_{-\infty}^{\infty} p(x) \log_a p(x) dx \quad (1.5)$$

где $p(x)$ – плотность вероятности значений x .

Полученное выражение имеет также смысл неопределенности для всей совокупности сообщений, меры недостатка информации о состоянии системы и называется **информационной энтропией**. Энтропия $H(x)$ – мера неопределенности исхода случайного опыта или события. Количество переносимой сигналом информации приравнивается к энтропии сигнала: $\bar{I}(x) = H(x)$.

Энтропия – понятие, пришедшее в теорию информации из термодинамики. Энтропию в термодинамике можно рассматривать как меру неупорядоченности физической системы.

Вычисляется энтропия физической системы как количество различных микроскопических состояний частей системы (микросостояний) (в случае газа – возможных распределений и движений молекул), с помощью которых реализуется данное макросостояние системы (характеризуемое, в случае системы в виде некоторого количества газа, его давлением, объемом и температурой). Математические выражения для обоих видов энтропии – в термодинамике и в

теории информации – схожи. Полное количество информации (информационная энтропия), отражающее состояние физической системы (то есть состояние всех атомов и молекул, из которых она состоит) численно равно термодинамической энтропии системы.

Если в качестве основания логарифма выбрать $a = 2$, то единица измерения энтропии и количества информации – бит.

Энтропия – всегда положительна, так как вероятность отдельных сообщений о событиях меньше единицы (т.е. $\log_a P(x)$ – величина отрицательная). Энтропия сообщения равна нулю, если вероятность $P(x)$ события равна единице (информация не добавилась).

Сигнал, содержащий информацию, подается на выход измерительного устройства по **каналу передачи**.

Пусть на вход канала передачи информации подается сигнал с энтропией $H(x)$, но сам канал, не являясь идеальным, искажает информацию. Эти искажения («шум в канале») можно считать информацией, генерируемой самим каналом, и её количество можно охарактеризовать энтропией $H(\Delta)$. В результате количество информации $\bar{I}(x)$ на выходе из канала уменьшится:

$$\bar{I}(x) = H(x) - H(\Delta). \quad (1.6)$$

Энтропию $H(\Delta)$ называют также «дезинформацией».

Значение x сигнала, поступившего в измерительное устройство, и величина сигнала x_n на выходе из измерительного устройства, будут отличаться в результате влияния шума в канале. Действительное значение сигнала x лежит в полосе значений $x_n \pm \Delta$

До измерения незнание точного значения величины сигнала характеризовалось исходной энтропией $H(x)$, после измерения и получения отсчета – энтропией разброса действительного значения сигнала x вокруг полученного отсчета x_n , которая обозначается $H(x/x_n)$ – условная энтропия. Эта энтропия определяется погрешностью («шумом») измерительного прибора и не зависит от закона распределения значения измеряемой величины x .

Смысл получения информации об интересующей нас величине заключается в уменьшении неопределенности ее значения. Количество полученной информации определяется выражением

$$\bar{I}(x) = H(x) - H\left(\frac{x}{x_n}\right), \quad (1.7)$$

где $H(x)$ – энтропия сигнала на входе в измерительное устройство; $H(x/x_n)$ – энтропия разброса действительного значения измеряемой величины вокруг полученного после измерения значения x_n , т.е. энтропия погрешности измерения.

На рис. 1.3 поясняется измерение величины x с помощью прибора, имеющего шкалу между значениями x_1 и x_2 ; $p(x)$ – плотность вероятности различных значений измеряемой величины.

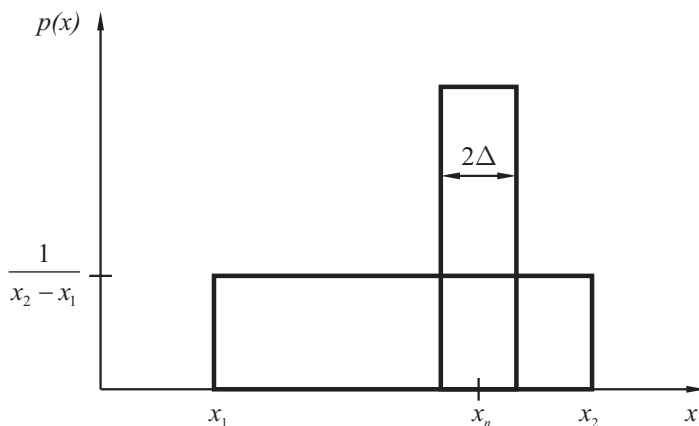


Рис. 1.3. Распределение значений измеряемой величины до и после измерения

Перед измерениями имеется только информация (априорная информация) о том, что значение величины x с равной вероятностью для любых x лежит в указанном диапазоне шкалы прибора. Величина этой плотности вероятности равна:

$$p(x) = \frac{1}{x_2 - x_1}. \quad (1.8)$$

Единица в числителе этого выражения означает, что значение измеряемой величины обязательно, т.е. с полной вероятностью, находится между значениями x_1 и x_2 .

Рассчитаем по (1.5) исходную (априорную) энтропию имеющейся информации:

$$H(x) = - \int_{-\infty}^{+\infty} p(x) \log_a p(x) dx = - \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{x_2 - x_1} \log_a \frac{1}{x_2 - x_1} dx = \log_a(x_2 - x_1). \quad (1.9)$$

В результате измерения получится значение сигнала x_n с разбросом значения в полосе $\pm \Delta$ (на рис. 1.3 высокий прямоугольник шириной 2Δ)

После измерения энтропия разброса сигнала вокруг истинного значения (энтропия дезинформации) равна:

$$H\left(\frac{x}{x_n}\right) = \int_{x_n - \Delta}^{x_n + \Delta} \frac{1}{2\Delta} \log_a \frac{1}{2\Delta} dx = \log_a(2\Delta). \quad (1.10)$$

Количество информации, полученной в результате использования прибора:

$$\bar{I}(x) = H(x) - H\left(\frac{x}{x_n}\right) = \log_a(x_2 - x_1) - \log_a 2\Delta = \log_a \frac{x_2 - x_1}{2\Delta} = \log_a G, \quad (1.11)$$

где $G = \frac{x_2 - x_1}{2\Delta}$ – показывает, сколько интервалов неопределенности длиной 2Δ укладывается во всем диапазоне $(x_2 \dots x_1)$, т.е. какое число различных градаций измеряемой величины позволяет получить данный прибор.

Пример: Стрелочный вольтметр со шкалой от $x_1 = 0$ до $x_2 = 10$ В имеет класс точности 0,5 (погрешность 0,5 %), то есть полоса разброса значений напряжения, измеряемого с его помощью, $2\Delta = 0,01 \cdot 10 = 0,1$ В. Находим: $G = \frac{10-0}{0,1} = 100$, $\bar{I}(x) = \log_2 G = 6,65$ бит.

1.5. Погрешности при измерениях

Измерения физических величин принципиально не могут быть абсолютно точными. При каждом отдельном измерении одной и той же физической величины получаются разные значения. Получение того или иного значения величины происходит случайно, но часто в некотором предпочтительном интервале значений.

Погрешность результата наблюдения или измерения есть отклонение результата измерения x физической величины от ее истинного значения x_T . Погрешность $d = x - x_T$ можно измерять в единицах измеряемой величины – получим **абсолютную** погрешность, или в долях от значения измеряемой величины – получим **относительную** погрешность γ .

В зависимости от источников погрешностей измерений различают:

методические погрешности – порожденные несовершенством метода измерений;

инструментальные погрешности – обусловленные несовершенством технических средств, используемых при измерениях.

По характеру проявления различают:

систематические погрешности – изменяются закономерно или остаются постоянными при измерениях, обычно как следствие особенностей конкрет-

ного измерительного устройства. При высокоточных измерениях этот вид погрешностей исключают введением поправок;

случайные погрешности – изменяются случайным, произвольным образом. Случайные погрешности возникают, например, при считывании наблюдателем показаний по шкале измерительного прибора; из-за влияния окружающей среды (например, из-за изменения температуры); из-за возникновения случайных сигналов, генерируемых самим измерительным прибором, например, **шумов**. Случайные погрешности оценивают по данным многократных наблюдений методами математической статистики;

промахи – возникают в результате небрежности при измерениях и должны исключаться из результатов наблюдения.

Остановимся подробнее на вопросе выявления закономерностей проявления случайных погрешностей. Для этого многократно измерим одну и ту же физическую величину, а полученные значения нанесем на график их частотного распределения, то есть в виде зависимости частоты появления некоторого значения измеряемой величины от самого значения измеряемой величины.

График зависимости обычно строят в виде гистограммы (рис. 1.4), где n_m – количество значений величины x , попавших в интервал Δx значений этой величины; N – общее число измерений; m – номер интервала.

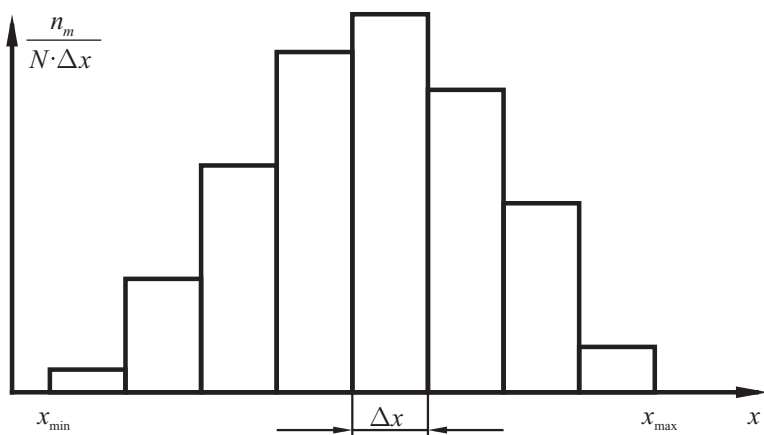


Рис. 1.4. Гистограмма для серии измерений.

При обработке экспериментальных результатов важными являются следующие понятия:

1. Среднее арифметическое значение $\bar{x}$ измеренных значений. Это сумма всех результатов измерения, деленная на количество измерений N :

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i. \quad (1.12)$$

где i – номер измерения.

Среднее арифметическое является наилучшим приближением истинной величины x_T .

2. Вероятность попадания измеряемого значения в интервал (m) при одном измерении и **распределение вероятностей** в серии измерений.

Если при построении гистограммы на рис. 1.4 увеличить число измерений до $N \rightarrow \infty$, то получим вероятность попадания исхода одного измерения в интервал (m):

$$P(x_m) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n_m}{N \Delta x}. \quad (1.13)$$

Если устремить интервал $\Delta x \rightarrow 0$, то гистограмма переходит в гладкую кривую и вероятность попадания результата одного измерения x в интервал dx равна $p \, dx$.

Функцию $p(x)$ называют **плотностью вероятности**, она характеризует распределение вероятностей в серии измерений.

Вероятность $P(x_m)$ попадания результата измерения в интервал $[x_1, x_2]$ равна:

$$P(x_1 \leq x \leq x_2) = \int_{x_1}^{x_2} p(x) \, dx. \quad (1.14)$$

Необходимо учитывать условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(x) \, dx = 1, \quad (1.15)$$

которое означает, что вся площадь под кривой $p(x)$ равна единице.

Если сравнивать результаты нескольких серий измерений одной и той же физической величины, то наиболее точное значение будет получено в той серии, в которой кривая распределения вероятностей будет самой узкой. Чем уже кривая распределения, тем меньше ошибка отдельного измерения – отсюда вытекает необходимость характеризовать распределение вероятностей не только средним значением $\bar{x}$, но и шириной кривой распределения.

Для этой цели выбирают среднеквадратичное отклонение (стандартное отклонение) σ распределения.

3. Среднеквадратическое отклонение (стандартное отклонение) σ от среднего. Позволяет оценить точность измерений или разброс частотного распределения:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i^2}, \quad (1.16)$$

где $d_i = x_i - \bar{x}$ – разность между полученным значением и средним арифметическим.

Величину σ^2 называют **дисперсией** распределения.

Из уравнения (1.16) видно, что стандартное отклонение от среднего, полученное по N измерениям, в $\frac{1}{\sqrt{N}}$ раз отличается от отклонения отдельного измерения, то есть точность измерений растет с увеличением числа измерений.

Функция $p(x)$ плотности вероятностей может иметь различный вид для различных случаев измерений.

В измерительной практике часто встречается равномерный закон распределения случайной погрешности (рис. 1.5, а).

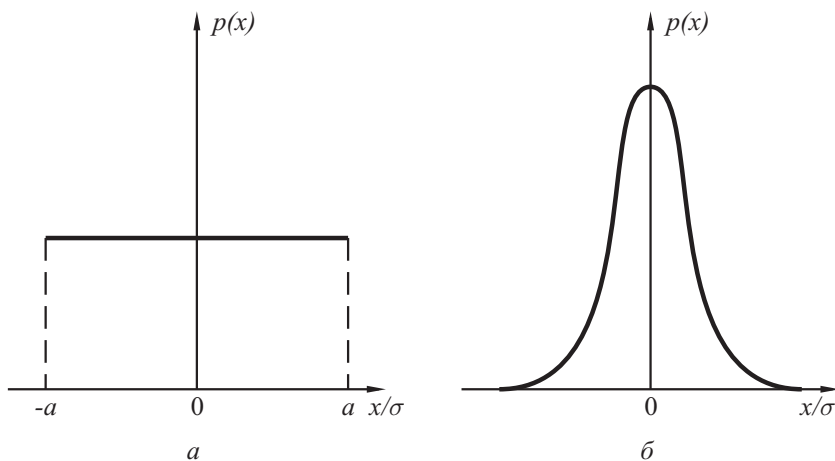


Рис. 1.5. Законы распределения: а – равномерный; б – нормальный

Такое распределение характерно для погрешности от трения в стрелочных приборах. Значения погрешности от трения равномерно распределены в интервале от $-a$ до $+a$.

Другим наиболее часто встречающимся законом распределения является **нормальный закон распределения**. Для такого закона характерно:

- 1) чаще всего встречаются меньшие погрешности, а большие погрешности встречаются тем реже, чем они больше;
- 2) случайные погрешности, равные по величине, но разные по знаку, встречаются одинаково часто, то есть распределение погрешностей симметрично относительно середины функции распределения.

Нормальный закон распределения плотности вероятностей записывается в виде нормированной функции:

$$p(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1.17)$$

где σ – среднеквадратичное отклонение значения данного измерения от действительного значения физической величины.

Нормальный закон распределения показан на рис. 1.5, б.

Величину вероятности P , выраженную в процентах, называют также **статистической достоверностью** результата (а также доверительной вероятностью). Для интервала измеряемых величин:

$x = x_0 \pm \sigma$ вероятность $P = 68,3 \%$

$x = x_0 \pm 2\sigma$ вероятность $P = 95,5 \%$

$x = x_0 \pm 3\sigma$ вероятность $P = 99,7 \%$

На рис. 1.6 показаны области и для нормального распределения.

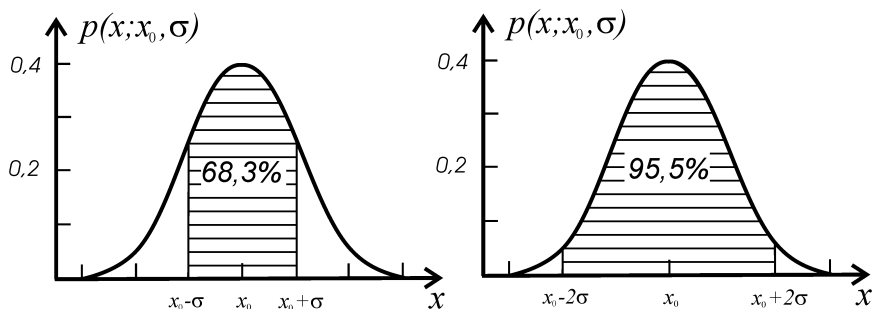


Рис. 1.6. Интервалы $(x_0 - \sigma) \leq x \leq (x_0 + \sigma)$ и $(x_0 - 2\sigma) \leq x \leq (x_0 + 2\sigma)$ нормального распределения.

На практике часто реальный закон распределения погрешностей отличается от нормального и точно не известен. Поэтому при необходимости достижения большего значения доверительной вероятности нужно проведение тем большего числа измерений, чем больше значение доверительной вероятности. Так, для достижения $P = 0,95$ необходимо $N \approx 100$, для $P = 0,99$ необходимо $N \approx 200 \dots 2000$.

1.6. Метод наименьших квадратов. Сглаживание экспериментальных зависимостей.

Важной разновидностью получения информации является нахождение функциональных зависимостей между физическими величинами. Рассмотрим случай, когда из всех физических величин, определяющих результат исследования, только две величины изменяются, остальные остаются постоянными.

В результате эксперимента получают пары значений. Например, при изучении термического расширения тел такими значениями могут быть изменение длины тела и температура тела. Обозначим измеряемые величины через x и y , пары их экспериментальных значений (x_i, y_i) образуют ряд, содержащий n членов:

$$(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n), \quad (1.18)$$

где i – порядковый номер измерения.

В общем случае обе измеряемые величины характеризуются ошибками измерения. Изобразим полученные пары значений в прямоугольной системе координат (рис. 1.7) в виде крестиков. Как видно, экспериментальные точки группируются вдоль гладкой кривой, в данном случае вдоль прямой линии, проходящей через начало координат. Иногда такую линию проводят «на глаз», стараясь, чтобы линия занимала среднее положение среди точек. Наилучшее положение прямой линии вычисляют, используя так называемый **принцип наименьших квадратов Гаусса**.

Пусть величина y_i , соответствующая значению x_i данной пары, отклоняется от истинной величины $y(x_i)$ на $y_i - y(x_i)$. Наилучшей прямой

$$y = a \cdot x, \quad (1.19)$$

где a – коэффициент, характеризующий наклон кривой к оси x , является такая прямая, на которой достигается **минимум F суммы квадратов отклонений**:

$$F = \sum_{i=1}^n (y_i - ax_i)^2 \rightarrow \min. \quad (1.20)$$

Условием минимума является равенство нулю первой производной F :

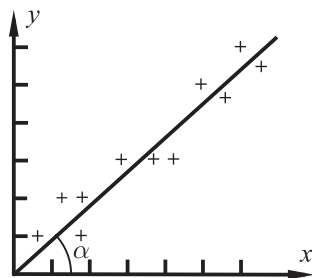


Рис. 1.7. Экспериментальное определение функциональной зависимости.

$$\frac{\partial F}{\partial a} = 0. \quad (1.21)$$

Отсюда получим:

$$\sum_{i=1}^n (x_i \cdot y_i - a x_i^2) = 0. \quad (1.22)$$

Из последнего уравнения следует:

$$\sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i = a \sum_{i=1}^n x_i^2. \quad (1.23)$$

Разделим обе части уравнения на n :

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i = \frac{a}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2. \quad (1.24)$$

Здесь

$$\langle x_i \cdot y_i \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i y_i, \quad (1.25)$$

$$\langle x_i^2 \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2 \quad (1.26)$$

являются среднеарифметическими значениями.

Преобразуем (1.23), получим:

$$\langle x_i \cdot y_i \rangle = a \langle x_i^2 \rangle. \quad (1.27)$$

Находим наилучшее значение наклона прямой линии на рис. 1.7

$$a = \frac{\langle x_i \cdot y_i \rangle}{\langle x_i^2 \rangle}. \quad (1.28)$$

Здесь $a = \operatorname{tg} \alpha$, где α – угол наклона прямой линии к оси x (рис. 1.7).

Выше рассмотрен только простой случай – определение линейной функциональной зависимости двух физических величин. Выявление функциональной зависимости возможно и в случае нелинейных зависимостей, и при взаимозависимости более чем двух величин, но анализ этих случаев сложнее.

Часть I

Взаимодействие физических полей с веществом

Взаимодействие полей с веществом как источник информации

Чувствительный элемент каждого измерительного преобразователя содержит в себе некоторое вещество, способное изменяться под влиянием внешних воздействий. В большинстве случаев такое воздействие можно представить как воздействие различного рода физических полей.

Физические поля – физические системы, обладающие бесконечно большим числом степеней свободы. Число степеней свободы – количество независимых параметров (чисел), с помощью которых можно однозначно охарактеризовать положение тела или частицы в пространстве. Характеризующие такую систему физические величины не локализованы на каких-либо отдельных материальных частицах, а непрерывно распределены по некоторой области пространства. Примеры таких систем: гравитационные и электрические поля, волновые поля частиц в квантовой физике, поля механических напряжений в некоторой среде, поля температур.

Для описания физического поля в каждый момент времени необходимо знать одну или несколько физических величин в каждой точке области, где имеется поле.

Вещество – вид материи, состоящий, согласно представлениям современной физики, из фундаментальных частиц – **кварков** и **лептонов**, которые, в свою очередь, являются составными частями множества элементарных частиц. В основном вещество построено из двух видов элементарных частиц – нуклонов (протоны и нейтроны) и электронов. Электроны относятся к классу лептонов, а нуклоны состоят из трёх кварков.

Взаимодействие в физике – воздействие тел или частиц друг на друга, приводящее к изменению состояния их движения. В классической механике взаимное действие тел друг на друга характеризуется силой и потенциальной энергией взаимодействия.

Первоначально считалось, что взаимодействие между телами может осуществляться непосредственно через пустое пространство, которое не принимает никакого участия в передаче взаимодействия, взаимодействие происходит мгновенно. Так, считалось, что перемещение Земли должно сразу же приводить к изменению силы тяготения, действующей на Луну. В этом состояла концеп-

ция дальнего действия.

Когда были открыты электромагнитные поля, от представления о дальнем действии отказались. Взаимодействие электрически заряженных тел осуществляется не мгновенно, и перемещение одной заряженной частицы приводит к изменению сил, действующих на другую, не в тот же момент, а спустя некоторое время. Изменение состояния одной частицы сопровождается изменением ее энергии и импульса, а изменение силы, действующей на другую частицу, наступает лишь через конечный промежуток времени τ (рис. 2.1).

Доли энергии и импульса, отданные первой частицей и еще не принятые второй, принадлежат в течение этого времени переносящему их полю. Поле, переносящее взаимодействие, является само по себе физической реальностью. Таким образом, взаимодействие частиц, находящихся друг от друга на расстоянии, осуществляется путем непосредственного взаимодействия одних частиц с физическими полями других частиц. В этом состоит смысл концепции **близкого действия**, которая сейчас общепринята в физике.

В случае электрически заряженных тел «посредником», осуществляющим их взаимодействия, является электромагнитное поле. Каждая заряженная частица создает свое электромагнитное поле, которое распространяется со скоростью, равной скорости света в вакууме $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с.

Всемирное тяготение – гравитационное притяжение тел – осуществляется гравитационным полем, которое тоже распространяется со скоростью света.

Понятие поля применимо также при описании свойств всякой сплошной среды. Если сопоставить с каждой точкой среды определяющие ее состояние физические величины (например, температуру, давление, механическое напряжение), то получается поле температуры, или поле давления, или поле механического напряжения, и т. д. В этом случае для передачи взаимодействия необходима некоторая среда. Для переноса электромагнитного или гравитационного взаимодействия среда–переносчик не нужна.

Простейший вид движения поля – волновое движение, при котором харак-

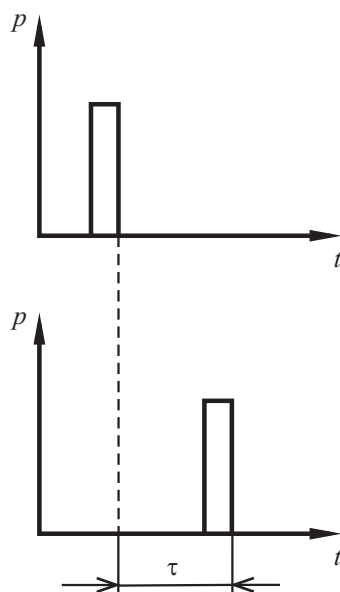


Рис. 2.1. Задержка в передаче импульса от одной частицы к другой при передаче взаимодействия полем.

теристика поля, например, напряженность электрического поля, периодически меняется во времени и от точки к точке в пространстве.

Волновое движение возникает, если в некоторой области поля возбудить колебательное движение. От этой области волна распространяется в другие, перенося энергию. Гармоническую волну описывают уравнением:

$$S = A \cos(\omega t - kx + \varphi), \quad (2.1)$$

где S – отклонение колеблющейся величины от равновесного положения, A – амплитуда, ω – круговая частота колебаний, k – волновое число, x – координата точки в волне.

Если в некоторой области пространства одновременно имеются поля одинаковой природы, созданные разными телами, то к ним применим принцип суперпозиции (наложения), заключающийся в том, что эти поля действуют независимо друг от друга. Отсюда вытекают такие характерные для волнового движения явления, как **интерференция** и **дифракция**.

Другое важное свойство полей – динамические характеристики (энергия, импульс, и т.д.) волн «размазаны» в некоторой области пространства, а не локализованы, как у частиц.

В технических устройствах получения информации широко используется взаимодействие вещества с электрическими, магнитными, тепловыми полями, волновыми полями электромагнитной и акустической природы и др.

Энергией полезного информационного сигнала, поступающего на вход измерительного преобразователя, может быть как энергия физического поля, так и энергия, заключенная в веществе. Необходимым элементом функционирования преобразователя является преобразование энергии входного сигнала, имеющей некоторую природу (механическую, электрическую и др.) в энергию выходного сигнала, имеющую другую природу.

Электрические взаимодействия

3.1. Электрическое поле в веществе

Любое вещество состоит из атомов, содержащих в равных количествах положительные и отрицательные заряды, носителями которых являются протоны и электроны. Заряды полностью уравнивают друг друга, поэтому тела в обычных условиях электрически нейтральны.

При внесении тела в электрическое поле электроны и протоны подвергаются воздействию противоположно направленных кулоновских сил, вследствие чего происходит частичное разделение положительных и отрицательных зарядов. Смещаются относительно атомных ядер электроны, так как они значительно легче протонов. В разных областях тела появляются макроскопические заряды различных знаков. Это явление называется **электрической индукцией**, а разделившиеся заряды – **индукционными зарядами**. Вещество своими индукционными зарядами создает дополнительное электрическое поле, накладывающееся на первичное электрическое поле. Полное поле в веществе является суперпозицией этих двух полей – первичного и создаваемого индукционными зарядами.

Металлы и диэлектрики ведут себя в электрических полях по-разному, так как у них разные механизмы внутреннего смещения зарядов.

Как известно, в металлах имеются **свободные электроны**, которые в пределах тела могут перемещаться на любые расстояния. При помещении металлов во внешнее электрическое поле индукционные заряды разных знаков скапливаются в противоположных концах тела и при его «разламывании» могут быть механически отделены друг от друга.

В отличие от металлов, диэлектрики не проводят электрический ток, а заряды в них имеют **связанный** характер. Электроны под действием внешнего электрического поля могут смещаться на малые расстояния в пределах атома или молекулы, которые при этом становятся электрическими диполями, а диэлектрик называют **поляризованным**. Смещение положительных и отрицательных связанных зарядов в разные стороны называют **электрической поляризацией**.

Внутри диэлектрика, состоящего из электрически нейтральных молекул, при электрической поляризации избыточный поляризационный заряд не воз-

никает, так как и при сдвиге зарядов количественно сохраняется равенство положительных и отрицательных носителей заряда. Однако, на поверхности диэлектрика, при его поляризации, на одной стороне тела «выступают» положительные поверхностные заряды, на другой – отрицательные поверхностные заряды. Это и есть индукционные заряды.

Внутри диэлектрика, помимо нейтральных молекул, могут длительно существовать положительные или отрицательные **ионы**. Их избыток в некоторой части диэлектрика создает в ней объемный макроскопический заряд.

Существуют диэлектрики двух типов, молекулы которых и в отсутствие внешнего электрического поля являются электрическими диполями. Это **полярные диэлектрики** – в молекулах, из которых они состоят, электрические заряды расположены несимметрично. При наложении на полярные диэлектрики электрического поля они также поляризуются: происходят повороты молекул, их ориентация по направлению поля – **ориентационная поляризация**. Это также **ионные диэлектрики**, молекулы которых состоят из ионов противоположных знаков и под действием поля происходит деформация диполей – изменяется расстояние между ионами диполя – **деформационная поляризация**. В обоих случаях на поверхности тела на его противоположных концах также индуцируются поляризационные заряды.

В результате поляризации тело становится гигантским электрическим диполем. Для тела в виде цилиндра длиной ℓ , помещенного во внешнее электрическое поле своей осью вдоль поля, дипольный момент равен $Q \cdot \ell$, где Q – поляризационный заряд, «выступивший» на поверхности тела, на торцах цилиндра.

Количественно поляризованность вещества тела характеризуют **вектором поляризации** – дипольным моментом $\vec{P}$ единицы объема диэлектрика, модуль которого равен:

$$P = \frac{Q \cdot \ell}{V}, \quad (3.1)$$

где V – объем тела, $V = S \cdot \ell$.

Заряд на торце цилиндра равен произведению его площади на плотность поляризационного связанного заряда q , поэтому можно переписать (3.1) в виде:

$$P = \frac{q \cdot S \cdot \ell}{V} = q. \quad (3.2)$$

Таким образом, поляризованность вещества равна плотности связанного поляризационного заряда.

При внесении в созданное некоторыми свободными зарядами электрическое поле напряженностью $\vec{E}_0$ диэлектрика он поляризуется, возникают поля-

ризации заряды, которые создают свое электрическое поле $\vec{E}'$. В пространстве диэлектрика, таким образом, существуют поле $\vec{E}_0$, созданное свободными зарядами, и поле, созданное связанными зарядами, индуцированными первоначально существующими свободными зарядами. Результирующее электрическое поле $\vec{E}$ всех зарядов является суперпозицией полей $\vec{E}_0$ и $\vec{E}'$:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'. \quad (3.3)$$

В изотропной среде модуль E результирующего поля равен:

$$E = E_0 - E'. \quad (3.4)$$

Поле внутри диэлектрика, следовательно, зависит от свойств самого диэлектрика.

С другой стороны, появление поляризованных зарядов должно изменить первоначально существовавшее распределение внешних свободных зарядов и, следовательно, созданное ими первоначальное поле $\vec{E}_0$.

Электростатическое поле, создаваемое свободными зарядами с учетом влияния диэлектрика, характеризуют вектором электрической индукции $\vec{D}$:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (3.5)$$

Вектор $\vec{D}$ не зависит от свойств среды, то есть от ее диэлектрической проницаемости ϵ . Это следует из формулы (3.5), в которой первый и второй члены суммы зависят от свойств среды противоположным образом, взаимно компенсируя друг друга.

Из изложенного выше можно сделать вывод, что электростатическое поле в диэлектрике характеризует вектор $\vec{E}$ и еще один вектор $-\vec{D}$ или $\vec{P}$. Последний определяется атомной структурой вещества и теми смещениями, которые получают электроны и атомные ядра в электрическом поле.

Величина внешних макроскопических полей очень мала в сравнении с напряженностями микрополей внутри атомов и молекул, поэтому в большинстве случаев связь между векторами линейна:

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad (3.6)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость вещества, безразмерная величина, которая характеризует поляризуемость диэлектрика в электрическом поле. Учитывая (3.6), можно найти:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \quad (3.7)$$

где $\epsilon = 1 + \chi$ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Уравнения (3.6) и (3.7) справедливы не для любых диэлектриков. Например, ионные кристаллы поляризованы в отсутствие внешнего электрического поля (то есть, $\vec{P}$ существует в отсутствие $\vec{E}_0$); известны также **электреты** – диэлектрики, состоящие из полярных молекул, уложенных в веществе упорядоченно, и, подобно постоянным магнитам, обладающие постоянной поляризацией.

3.2. Силы, действующие в электрическом поле на проводники и диэлектрики

Первопричиной возникновения сил, действующих в электрическом поле на проводники и диэлектрики, являются электрические заряды тел.

Такие силы называют **пондеромоторными** и общий подход при определении их величины заключается в следующем.

Результатом действия любой силы является выполнение работы, т.е. изменение энергии dW взаимодействующих тел. Элементарное количество этой работы dA равно произведению силы F на бесконечно малое перемещение тела dx :

$$dA = -dW = F dx. \quad (3.8)$$

Особенностью «картины» сил, обусловленных электрическим полем, является возникновение в телах поляризационных зарядов и упругих деформаций при сообщении телам электрических зарядов.

Полная свободная энергия Ψ (в термодинамическом смысле) тел в электрическом поле равна сумме упругой $\Psi_{\text{упр}}$ и электрической W энергий:

$$\Psi = \Psi_{\text{упр}} + W. \quad (3.9)$$

Упругая часть свободной энергии компенсируется членами, обусловленными электрострикционными силами (вызванными изменением диэлектрической проницаемости), поэтому при расчете сил можно отвлечься от наличия упругой составляющей и считать изменение полной свободной энергии равными изменению электрической энергии.

Рассмотрим метод определения сил, действующих между обкладками электрического конденсатора. Электрическая энергия W конденсатора равна:

$$W = \frac{1}{2} \cdot Q \cdot \varphi = \frac{1}{2} \cdot C \cdot \varphi^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}, \quad (3.10)$$

где Q и φ – заряд конденсатора и разность потенциалов его обкладок, C – емкость конденсатора.

На каждую обкладку конденсатора действует сила F . Если сила F переместит обкладку на бесконечно малое расстояние dx , то будет совершена работа $dA = F dx$ которая пойдет на приращение dW энергии конденсатора.

Можно записать:

$$F = -\frac{dW}{dx}. \quad (3.11)$$

Используя (3.11), найдем:

$$F = -\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{2C} \right), \quad C = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{x}, \quad (3.12)$$

где S и x – площадь обкладки конденсатора и расстояние между обкладками, соответственно.

Получим:

$$F = -\frac{Q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S}. \quad (3.13)$$

Знак минус означает, что сила стремится уменьшить расстояние между обкладками, то есть является силой притяжения.

Из полученного выражения видно, что наличие между обкладками диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ε уменьшает действующую на обкладки силу, если введение диэлектрика не изменяет величины заряда Q конденсатора. Это правило справедливо только в том случае, если диэлектрик заполняет все пространство между обкладками. Если между обкладкой и диэлектриком конденсатора имеется воздушный зазор, то величина силы соответствует значению $\varepsilon = 1$.

Представим (3.11) в более общем виде.

Плотность сил f на поверхности обкладки можно найти из выражения:

$$f = \frac{F}{S} = -\frac{dW}{S dx} = -\frac{dW}{dV} = -w, \quad (3.14)$$

где $dV = S dx$ – бесконечно малый объем среды.

Таким образом, поверхностная плотность сил, действующих на поверхность проводника со стороны среды, равна объемной плотности электрической энергии в этой среде.

Используя известные из курса физики значения объемной плотности энергии, можно записать:

$$f = -w = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = -\frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon}. \quad (3.15)$$

На границе раздела двух диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , помещенных в электрическое поле, также действуют пондеромоторные силы. Рассмотрим два частных случая, показанных на рис. 3.1:

- электрическое поле, создаваемое в плоском конденсаторе, перпендикулярно границе раздела диэлектриков (рис. 3.1, а);
- электрическое поле плоского конденсатора параллельно границе раздела диэлектриков (рис. 3.1, б).

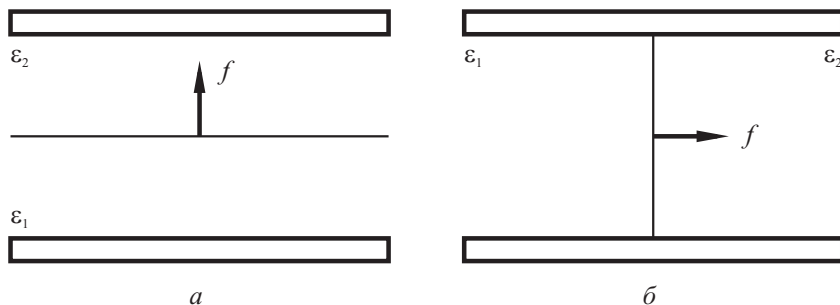


Рис. 3.1. Силы, действующие на границе раздела диэлектриков, если $\epsilon_1 > \epsilon_2$

На рисунке за положительное выбрано направление от первого диэлектрика ко второму; буквой f обозначены плотности сил на границах раздела.

Без вывода примем утверждение, что независимо от направления электрического поля, **пондеромоторные силы, действующие на незаряженной границе двух диэлектриков, направлены всегда в сторону диэлектрика с меньшей диэлектрической проницаемостью.**

Для объяснения этого правила отметим, что указанному направлению сил соответствует стремление потенциальной электрической энергии конденсатора к минимуму.

На рис. 3.1 при переходе из среды 1 в среду 2 плотность энергии изменяется от

$$w_1 = \frac{D_1^2}{2\epsilon_0\epsilon_1} = \frac{\epsilon_0\epsilon_1 E_1^2}{2}. \quad (3.16)$$

до

$$w_2 = \frac{D_2^2}{2\epsilon_0\epsilon_2} = \frac{\epsilon_0\epsilon_2 E_2^2}{2}. \quad (3.17)$$

На рис. 3.1, а силы f стремятся сдвинуть границу раздела диэлектриков к верхней обкладке конденсатора. При этом заряд конденсатора не меняется,

поэтому не меняется при переходе через границу индукция поля, но разность потенциалов между обкладками и поле E изменяются; индукция D с обеих сторон границы одинакова: $D_1 = D_2 = D$. Плотность сил f определяется разностью плотностей энергии по разным сторонам границы:

$$f = w_2 - w_1 = \frac{D}{2\varepsilon_0} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right). \quad (3.18)$$

На рис. 3.1, б силы f стремятся сдвинуть границу раздела вправо; при этом напряженности поля по обе стороны границы одинаковы и не меняются: $E_1 = E_2 = E$. Плотность сил f определяется, как и раньше, разностью плотностей энергии по разным сторонам границы, но взятой с обратным знаком:

$$f = -(w_2 - w_1) = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2), \quad (3.19)$$

так как только при таком направлении сил потенциальная энергия конденсатора стремится к своему минимуму.

Анализ выражений (3.18) и (3.19) позволяет сделать вывод, что вдоль электрических силовых линий существуют **натяжения**, а перпендикулярно к ним – **давление**. На границах раздела имеет место **разность натяжений** – формула (3.18) – или **разность давлений** – формула (3.19) – по разные стороны границы раздела.

Существование сил, направленных в сторону диэлектрика с меньшей диэлектрической проницаемостью, доказывается, например, фактом притяжения кусочков бумаги к наэлектризованной эбонитовой палочке.

Пример. Капиллярный вольтметр состоит из вертикально расположенной капиллярной стеклянной трубочки с металлизированной внутренней поверхностью, погруженной на часть своей высоты в широкий сосуд с водой; трубочка содержит по своей оси электрод в виде проволоочки. При наложении напряжения между трубочкой и проволоочкой граница воды с воздухом под действием сил давления на границе перемещается, перемещение является мерой электрического напряжения. Найдем зависимость изменения уровня воды h в трубочке от приложенного напряжения U . Будем в первом приближении считать, что зазор между проволоочкой и внутренней поверхностью трубочки плоский; обозначим его величину r . Напряженность электрического поля в зазоре равна $E = U/r$. Приравняем пондеромоторную силу, действующую на участке границы воды с воздухом, к весу столба жидкости:

$$\frac{1}{2} \varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) E^2 s = \rho g h s, \quad (3.20)$$

где s – площадь границы воды с воздухом, ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения, h – высота столба жидкости. Получим:

$$h = \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) E^2}{2\rho g}. \quad (3.21)$$

Для воды и воздуха ε равна 80 и 1, соответственно, плотность воды $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$; примем $U = 100 \text{ В}$, $r = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; получим $h = 1,2 \text{ мм}$.

3.3. Электрические явления в кристаллических диэлектриках.

3.3.1. Пьезоэлектричество

Ряд твердых кристаллических диэлектрических веществ благодаря особому расположению электрических зарядов в своей структуре обладает способностью под действием механической силы или нагрева вырабатывать электрические сигналы, а при помещении в электрическое поле – деформироваться или испытывать механические напряжения.

В таких кристаллах, называемых **пьезодиэлектриками**, при растяжении и сжатии по некоторым направлениям, возникает электрическая поляризация. В результате этого на противоположных поверхностях кристаллов появляются электрические заряды противоположных знаков – **прямой пьезоэлектрический эффект**. Пьезоэлектрическими свойствами могут обладать только **ионные диэлектрики**. Кристаллические подрешетки положительных и отрицательных ионов, из которых построены такие кристаллы, при механическом воздействии на кристалл деформируются по-разному, смещаются друг относительно друга, и на поверхности выступают электрические заряды разных знаков. Вещества, обладающие пьезоэффектом, называются пьезодиэлектриками.

Не всякие кристаллические диэлектрики обладают пьезоэффектом. Внутреннее строение любых кристаллов характеризуется расположением атомов в **элементарной ячейке** кристалла – простейшей повторяющейся совокупности атомов, из которых кристалл состоит. Существует несколько десятков видов элементарных ячеек. Для существования пьезоэффекта необходимо наличие в кристалле одной или нескольких **полярных осей** (направлений). Полярная ось – всякая прямая, проведенная через кристалл, концы которой не равноценны, то есть невзаимозаменяемы. Если повернуть кристалл на 180° , расположив его после поворота вновь вдоль той же оси, то кристалл не совместится сам с собой. Несовмещение самого кристалла с собой при повороте означает **отсутствие у кристалла центра симметрии**.

Рассмотрим пьезоэлектрический эффект на примере кристалла кварца. Приближенно кристалл имеет форму шестигранной призмы, оканчивающейся пи-

рамидами. Через вершины пирамид можно провести прямую линию – ось z . На рис. 3.2 показано расположение полярных осей монокристалла в его сечении плоскостью, перпендикулярной к граням призмы и оси z .

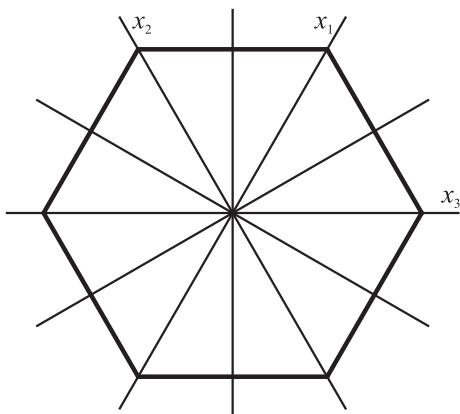


Рис. 3.2. Схема расположения полярных осей в сечении элементарной ячейки монокристалла кварца

Ось z является **оптической осью** кристалла, так как поворот кристалла вокруг этой оси на любой угол не оказывает влияния на распространение света в кристалле вдоль этой оси.

Прямые линии, проведенные перпендикулярно оптической оси через противоположные ребра кристалла, являются **полярными осями** x_1 , x_2 и x_3 . На концах каждой из этих осей и появляются противоположные по знаку электрические заряды при растяжении или сжатии кристалла внешними силами вдоль этих осей.

Возникновение пьезоэлектрического эффекта в кристалле кварца рассмотрим с помощью упрощенной схемы элементарной ячейки кристалла, изображенной на рис. 3.3.

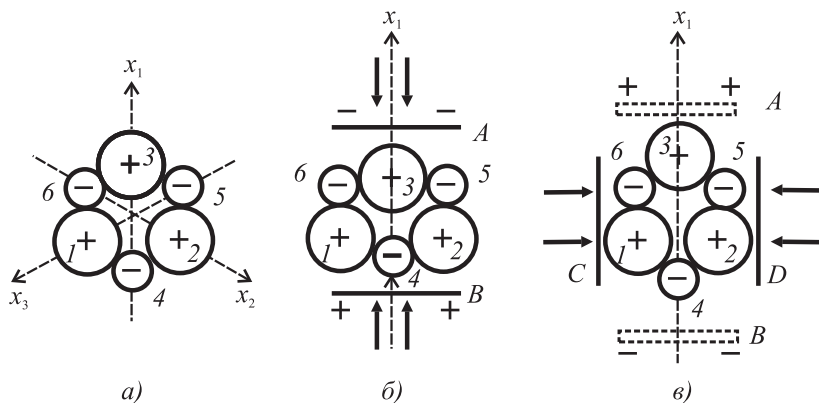


Рис. 3.3. Возникновение поляризации под действием механических деформаций

Химическая формула кварца – SiO_2 . На рис. 3.3 положительные ионы кремния 1, 2 и 3 изображены большими кружками, а маленькие кружки 4, 5 и 6 – отрицательные ионы кислорода. Из рис. 3.3, а видно, что полярные оси x_1 , x_2 и x_3 проходят каждая сквозь пару разнополярных ионов, образующих собой электрический диполь, являются осями диполей.

Если подвергнуть ячейку сжатию вдоль полярной оси x_1 (рис. 3.3, б), то ион кремния 3 и ион кислорода 4 вклинятся между соседними ионами. В результате на плоскости А пластинки, состоящей из множества подобных элементарных ячеек, появится избыточный отрицательный заряд, так как отрицательные ионы стали к этой плоскости ближе, а на плоскости В – положительный заряд.

Эффект возникновения заряда в данном случае является **продольным пьезоэлектрическим эффектом**.

При сжатии в боковом направлении (рис. 3.3, в), т.е. перпендикулярно полярной оси x_1 и оптической оси z , ионы кремния 1 и 2 получают одинаковые, но противоположно направленные смещения внутрь ячейки. Также ведут себя ионы кислорода 5 и 6. При этом сохраняется симметрия ячейки относительно средней вертикальной плоскости ячейки, и на плоскостях С и D не возникает никаких зарядов. Однако ион кремния 3 и ион кислорода 4 смещаются наружу. Благодаря этому возникает дипольный момент ячейки, направленный в положительную сторону полярной оси x_1 . На плоскости А появляется положительный, на плоскости В – отрицательный заряды, наблюдается **поперечный пьезоэлектрический эффект**. Видим, что знаки зарядов в продольном и поперечном эффектах противоположны.

Если заменить сжатие растяжением, то произойдет изменение знаков электрических зарядов при пьезоэффекте.

Анализ рисунков показывает, что поляризация пропорциональна деформации кристалла, которая сама пропорциональна деформируемой силе. Поэтому величина образующегося при пьезоэффекте электрического заряда (поляризация кристалла) пропорциональна приложенной силе.

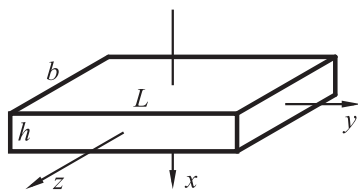


Рис. 3.4. Пластина, вырезанная из пьезокристалла

Кварцевые пластинки из монокристалла вырезают так, чтобы пара плоскостей пластинки была перпендикулярна к одной из полярных осей (рис. 3.4). Такая ось называется также **электрической осью** или **пьезоосью**.

При растяжении пластинки вдоль оси x нижняя поверхность пластинки электризуется положительно, а верхняя – отрицательно.

Такие же заряды возникают при сжатии пластинки вдоль оси y , которая на-

зывается **механической осью**. При замене сжатия на растяжение знаки зарядов меняются на противоположные.

Поляризация P_x кварцевой пластинки при растяжении или сжатии определяется выражением:

$$P_x = d_{11}(\sigma_x - \sigma_y), \quad (3.22)$$

где σ_x и σ_y – механические напряжения, действующие параллельно осям x и y , а d_{11} – постоянная, называемая **пьезоэлектрическим модулем**.

Пример. Для кварца $d_{11} = -2,31 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н. Поставим на кварцевую пластинку груз массой $m = 1$ кг. При площади пластины $S = 1$ см² в ней создается механическое напряжение $\sigma_x = \frac{mg}{S} = \frac{1 \cdot 10}{10^{-4}} = 10^5$ Па. Механическое напряжение $\sigma_y = 0$.

Поляризация пластины $P_x = d_{11}\sigma_x = 2,31 \cdot 10^{-12} \cdot 10^5 = 2,31 \cdot 10^{-7}$ Кл/м², чему соответствует возникшее внутри пластинки электрическое поле напряженностью $E = \frac{P_x}{\epsilon_0} = 2,6 \cdot 10^4$ В/м. При толщине пластинки $h = 0,5$ см она заряжается до разности потенциалов $\varphi = E \cdot h = 2,6 \cdot 10^4 \cdot 0,5 \cdot 10^{-2} = 130,5$ В.

Найдем значение электрического заряда Q , возникшего на поверхности пьезодиэлектрика под действием силы F . Плотность поверхностного заряда q равна поляризации пластины $P_x - q = P_x$. Отсюда, считая $\sigma_y = 0$, найдем:

$$Q = q \cdot S = P_x \cdot S = d_{11} \cdot \sigma_x \cdot S = d_{11} \cdot F. \quad (3.23)$$

Для условий рассматриваемого примера $Q = 2,31 \cdot 10^{-12} \cdot 1 \cdot 10 = 2,31 \cdot 10^{-11}$ Кл.

Для того, чтобы использовать поляризационные заряды, появляющиеся на противоположных гранях кварцевой пластинки при ее деформации, эти грани снабжают металлическими обкладками. На обкладках индуцируются заряды, равные по величине и противоположные по знаку поляризационным, а во внешних проводах, соединяющих обкладки, возникает электрический ток.

Обратный пьезоэлектрический эффект заключается в возникновении в кристалле механических напряжений и деформаций при внесении диэлектрика в электрическое поле. Величину деформаций можно рассчитать, используя то же значение пьезоэлектрического модуля d_{11} , что и при прямом пьезоэффекте:

$$\epsilon_h = \frac{\Delta h}{h} = -d_{11} \cdot E_x, \quad (3.24)$$

где ϵ_h – относительная деформация пластины по толщине, Δh – изменение толщины, E_x – напряженность электрического поля в пластине.

В различных кристаллах пьезоэффект может возникать под действием не только сил сжатия и растяжения, нормально направленных к поверхности пластины, но и под действием **касательных сил**. Если нормальные и касательные силы действуют одновременно, а кристалл анизотропный, то внутреннее состояние упругих напряжений кристалла представляет собой сложную картину, которая описывается тензором упругих напряжений, содержащим в общем случае девять компонент, и пьезоэлектрические свойства кристалла характеризуются восемнадцатью пьезоэлектрическими модулями.

Пьезоэлектрическими свойствами обладают также многие природные вещества – сегнетова соль, турмалин, титанат бария.

Существуют пьезоэлектрики, обладающие электрической поляризацией и в отсутствие внешнего электрического поля (в зарубежной литературе их называют ферроэлектриками по аналогии с ферромагнетиками).

Примером является титанат бария BaTiO_3 , элементарная кристаллическая ячейка которого содержит отрицательные ионы кислорода и положительные ионы Ba^{2+} и Ti^{4+} . Центры тяжести положительных и отрицательных зарядов в ячейке не совпадают, и в кристалле существует самопроизвольная поляризация. Весь кристалл разделяется на небольшие участки – домены, внутри которых поляризация однородна, но от домена к домену ориентация поляризации меняется. Внешнее электрическое поле стремится ориентировать домены по своему направлению.

Широкое практическое применение нашла пьезоэлектрическая керамика из титаната бария, представляющая собой агрегат произвольно ориентированных микрокристаллов; из-за различий в ориентации поляризации доменов общий пьезоэффект может отсутствовать, и для преимущественной ориентации доменов при изготовлении керамики необходимо приложение электрического поля, выравнивающего поляризацию доменов по одному направлению.

3.3.2. Пироэлектрические явления

Пироэлектрики – кристаллические диэлектрики, обладающие спонтанной поляризацией, т.е. электрически поляризованные даже в отсутствие электрического поля и других внешних воздействий. У таких кристаллов решетка положительных ионов изначально сдвинута относительно решетки отрицательных ионов.

Пироэлектрический эффект – появление электрических зарядов на поверхности пироэлектриков при их нагревании или охлаждении. Один конец пироэлектрика при нагревании заряжается положительно, а при охлаждении отрицательно, другой – наоборот.

Обычно, несмотря на наличие спонтанной поляризации, поверхностных зарядов на кристаллах нет, так как они нейтрализованы свободными электрическими зарядами осевших на поверхность ионов воздуха. При быстром нагревании ионные решетки кристалла дополнительно смещаются друг относительно друга, приводя к поверхностной электризации, интенсивность которой максимальна, если скорость изменения температуры выше скорости релаксации зарядов.

К наиболее известным пирозлектрикам относятся триглицинсульфат, турмалин, титанат бария; существуют полимерные пирозлектрики.

При изменении температуры меняется объем кристалла, он деформируется; деформация сопровождается, как у всех пьезоэлектриков, появлением пьезоэлектрических зарядов. Для наблюдения пирозлектричества в чистом виде нагревание пирозлектрика необходимо производить при постоянном объеме и неизменной форме кристалла, в «зажатом» состоянии кристалла. Возникающая при этом поляризация называется **первичным (истинным) пирозэффектом**. Если же деформация кристалла при нагревании допускалась, то возникающая электризация называется **вторичным пирозлектрическим эффектом**. Вторичный эффект может многократно превышать первичный эффект по величине.

Не все пьезоэлектрики обладают пирозлектрическим эффектом. Для его существования необходимо, кроме условия отсутствия центра симметрии элементарной ячейки, еще существование одного особенного направления, вдоль которого устанавливается спонтанная поляризация. Такого направления нет в кристалле кварца, и он не является пирозлектриком.

Титанат бария обладает направлением спонтанной поляризации в отсутствие приложенного поля и поэтому является пирозлектриком.

Величина спонтанной поляризации P_S зависит от температуры кристалла по линейному закону и характеризуется пирозлектрическим коэффициентом γ :

$$\gamma = \frac{dP_S}{dT}. \quad (3.25)$$

При нагревании спонтанная поляризация уменьшается, и на поверхности кристалла возникает некомпенсированный заряд Q_S :

$$Q_S = \Delta P_S S = \pm \gamma \Delta T S, \quad (3.26)$$

где S – площадь поверхности кристалла.

Так как пирозэффект имеет температурный характер, важно теплоизолировать пирозлектрические устройства от окружающей среды.

Для BaTiO_3 $\gamma = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ Кл} \cdot \text{м}^{-2} \text{К}^{-1}$; для полимера поливинилфторида – $\gamma = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ Кл} \cdot \text{м}^{-2} \text{К}^{-1}$.

При нагревании на ΔT в пьезоэлектрике возникает электрическое поле напряженностью E :

$$E = \frac{\Delta P_S}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\gamma \Delta T}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad (3.27)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость кристалла в направлении спонтанной поляризации.

Пример. Между поверхностями пластинки из титаната бария ($\epsilon = 130$) толщиной $h = 0,5$ см, нагретой на 1 К, возникает разность потенциалов:

$$\varphi = E \cdot h = \frac{\gamma \Delta T}{\epsilon_0 \epsilon} \cdot h = \frac{2,3 \cdot 10^{-4} \cdot 0,5 \cdot 10^{-2} \cdot 1}{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 130} = 1000 \text{ В.}$$

Пьезоэлектрики применяют для измерения температуры, интенсивности излучений, их пространственного распределения, в том числе в системах визуализации ИК-изображений.

3.4. Изменение оптических свойств среды под действием электрического поля

3.4.1. Общие сведения

Электромагнитные волны (свет) взаимодействуют с веществом через взаимодействие с его атомами или свободными электронами. Энергия падающей волны, следовательно, передается веществу только через частичное/полное поглощение энергии волны атомами или свободными электронами. Важным отличием диэлектриков от металлов является практически полное в них отсутствие свободных электронов.

В соответствии с классической (не квантовой) теорией под действием переменного поля электромагнитной волны возникают **вынужденные колебания** заряженных частиц вещества – электронов и ионов. При колебаниях частицы разного знака в атоме смещаются в противоположные стороны, и атом диэлектрика поляризуется, приобретает индуцированный волной дипольный момент, значение которого изменяется в такт с полем волны, т.е. с частотой ω электромагнитной волны. Вещество в целом, как совокупность атомов, поляризуется. Способность вещества поляризоваться (поляризуемость) является физическим объяснением диэлектрической проницаемости ϵ вещества.

При несовпадении частоты ω электромагнитной волны с собственной частотой ω_0 колебаний индуцированных диполей поляризуемость и диэлектрическая проницаемость ϵ уменьшаются. Также с изменением частоты волны изменяется

показатель преломления n вещества, так как $n = \sqrt{\epsilon}$. Колеблющийся диполь излучает электромагнитную волну, которая и является волной, прошедшей сквозь вещество. Изменение показателя преломления n вещества с изменением частоты электромагнитной волны называется дисперсией вещества. Дисперсией обладают все материальные среды.

Диэлектрическая проницаемость среды, а значит, и ее показатель преломления для электромагнитной волны света, проходящей через вещество, определяется тем, в какой степени электрическое переменное поле волны поляризует молекулы вещества. Чем больше поляризуемость молекул, то есть отношение индуцированного в них полем волны переменного дипольного момента к напряженности поля волны, тем больше и диэлектрическая проницаемость, и показатель преломления.

С помощью внешнего постоянного электрического поля можно управлять поляризуемостью вещества, изменяя расположение молекул в веществе и и степень их взаимной упорядоченности. Диэлектрическая проницаемость при этом также изменяется и ее зависимость от поля можно представить в виде степенного ряда:

$$\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 \cdot E_0 + \epsilon_3 \cdot E_0^2 + \dots, \quad (3.28)$$

где первый член ряда – диэлектрическая проницаемость в отсутствие внешнего поля, второй член линейно зависит от поля, третий – зависит от поля квадратично.

Относительное значение членов ряда зависит от кристаллической структуры сред. Если элементарная кристаллическая ячейка среды не имеет центра симметрии, то доминирует вклад, связанный с членом ϵ_2 , линейно зависящим от поля. Оптические явления, описываемые с помощью этого члена ряда, называются **эффектом Поккельса**.

Если среда центросимметричная, то в ней присутствует всегда квадратичный по полю вклад $\epsilon_3 E_0^2$.

Физические эффекты, ответственные за квадратичный по полю вклад – **эффект Керра и электрострикция**.

Наиболее широко в технике используют эффекты Поккельса и Керра, так как эти эффекты приводят к наиболее заметным воздействиям на проходящий через вещество свет.

3.4.2. Эффект Поккельса

Эффект Поккельса является **линейным электрооптическим эффектом**, при котором изменение показателя преломления света под действием внешне-

го электрического поля происходит линейно, пропорционально величине поля, возникает двойное лучепреломление или изменение уже имеющегося в кристалле двулучепреломления.

При эффекте Поккельса внешнее поле E_0 изменяет собственную частоту колебаний ω_0 индуцированных электромагнитным полем электрических атомных и молекулярных диполей, смещая их из первоначального равновесного положения. При этом поляризуемость атомов и молекул и диэлектрика в целом изменяются, что приводит к изменению его диэлектрической проницаемости ϵ и показателя преломления n . Величина изменения показателя преломления зависит при этом от направления распространения света, и изменение n , разное по разным направлениям распространения, сказывается на двулучепреломлении среды.

Эффект Поккельса наблюдается только в кристаллах, не обладающих центром симметрии, т.е. в пьезодиэлектриках.

Рассмотрим в качестве примера прохождение линейно-поляризованного света, сопровождаемое эффектом Поккельса, в оптически одноосном кристалле KDP (дигидрофосфате калия $\text{KH}_2\text{P}_2\text{O}_7$). Приложим внешнее электрическое поле вдоль оптической оси кристалла. Так же направим и световой поток.

Свет внутри кристалла становится эллиптически поляризованным, т.е. состоит из двух ортогонально поляризованных компонент. Показатель преломления среды для световых волн, поляризованных по разным направлениям, различен. В наибольшей степени показатели преломления отличаются для двух взаимно перпендикулярных направлений поляризации x' и y' :

$$n_{x'} \approx n_0 + \frac{1}{2} \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot E \quad (3.29)$$

$$n_{y'} \approx n_0 - \frac{1}{2} \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot E \quad (3.30)$$

Здесь n_0 – показатель преломления в отсутствие электрического поля, $r_{63} = 10,5 \cdot 10^{-12}$ м/В – электрооптический коэффициент (для KDP).

Из выражений (3.29) и (3.30) следует также различие скоростей распространения ортогонально поляризованных компонент, что приводит к возникновению между ними разности фаз.

По мере прохождения света через кристалл разность фаз световых волн нарастает. Когда разность фаз достигает величины π , свет вновь становится линейно-поляризованным, но с поляризацией, ортогональной первоначальной. Для KDP разность фаз становится равной π , если к кристаллу приложено напряжение 7,5 кВ (на длине волны $\lambda = 0,57$ мкм).

Эффект Поккельса широко используется при создании устройств управления оптическим излучением, таких, как модуляторы света, дефлекторы.

3.4.3. Эффект Керра

Явление Керра для различных агрегатных состояний вещества имеет разное физическое объяснение. В газах и жидкостях оно обусловлено анизотропией самих молекул вещества, которые в отсутствие внешнего поля ориентированы в пространстве хаотически, среда в целом изотропна. При наложении внешнего постоянного поля молекулы ориентируются вдоль поля, среда становится анизотропной. Аналогично этому при наложении внешнего электрического поля на изотропные твердые тела, например, кристаллы с центром симметрии элементарной ячейки, некоторые жидкости, вещество приобретает свойства оптически одноосного кристалла с оптической осью, совпадающей с направлением поля. Если поток света направлен перпендикулярно полю, то вещество приобретает свойства двулучепреломления, свет в веществе распространяется в виде обыкновенного и необыкновенного лучей, разность показателей преломления которых определяется выражением:

$$n_e - n_0 = B_k \cdot \lambda \cdot E_0^2, \quad (3.31)$$

где B_k – постоянная Керра, зависит от рода вещества; λ – длина волны света. Для нитробензола, обладающего большой величиной этого эффекта, $B_k = 5 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}^2$

Если на ячейку с веществом, обладающим эффектом Керра, направить линейно-поляризованный свет, то после наложения на ячейку внешнего электрического поля интенсивность этого света на её выходе уменьшится.

3.4.4. Электрострикция

При наложении внешнего электрического поля на диэлектрик возникает его деформация и изменение показателя преломления, а наблюдаемый эффект называется **электрострикцией**.

Изменение показателя преломления происходит вследствие изменения плотности среды, т.е. изменения расстояния между атомами вещества, и имеет место в любых средах.

Электрострикционная деформация не меняет знак при изменении направления поля на противоположное и пропорциональна квадрату напряженности приложенного поля. Электрострикцию следует отличать от линейного по полю обратного пьезоэффекта.

Для прояснения существа вопроса представим себе внутри некоторой изотропной среды малый объем в форме параллелепипеда со сторонами a , b и c ,

ориентированными по осям координат x , y и z . Электрическое поле, приложенное по оси z , вызывает деформацию стороны c на Δz и изменение диэлектрической проницаемости среды $\Delta\epsilon$. Часть электрической энергии, возникшей в кубе под действием поля, обусловлена изменением диэлектрической проницаемости:

$$\Delta W = \frac{\Delta\epsilon\epsilon_0 E_0^2}{2} \cdot a \cdot b \cdot c. \quad (3.32)$$

Силы F натяжения электрического поля, являющиеся той частью общей силы натяжения, которая обусловлена изменением $\Delta\epsilon$, вызывают соответствующую долю упругой деформации, совершают работу A :

$$A = F\Delta z = fab\Delta z \quad (3.33)$$

где f – механическое напряжение натяжения.

Так как работа и изменение энергии между собой равны, запишем:

$$\frac{1}{2}\Delta\epsilon\epsilon_0 E_0^2 abc = fab\Delta z. \quad (3.34)$$

Проведем сокращение и обозначим:

$$\frac{\Delta\epsilon\epsilon_0}{2} = -\gamma \frac{\Delta z}{c}, \quad (3.35)$$

где γ – коэффициент электрострикции.

Получим выражение:

$$f = \frac{1}{2}\gamma E_0^2 \quad (3.36)$$

Здесь f характеризует механическое натяжение, возникшее в результате эффекта электрострикции.

В соответствии с законом Гука для упругой деформации запишем:

$$\frac{\Delta z}{c} = \frac{f}{E_{ю}}, \quad (3.37)$$

Используя (3.35) и (3.37), найдем выражения для электрострикционного изменения диэлектрической проницаемости:

$$\Delta\epsilon = -\frac{2\gamma}{\epsilon_0} \cdot \frac{f}{E_{ю}}. \quad (3.38)$$

Уравнение (3.36) подставим в (3.38):

$$\Delta\epsilon = \frac{\gamma^2}{\epsilon_0} \cdot \frac{E_0^2}{E_{ю}} \quad (3.39)$$

Учтем связь между показателем преломления прозрачной среды ее диэлектрической проницаемостью:

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (3.40)$$

Для малых приращений этих величин справедливо следующее:

$$\Delta n = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta\epsilon}{n} \quad (3.41)$$

Электрострикционное изменение диэлектрической проницаемости среды найдем, учитывая (3.39) и (3.41):

$$\Delta n = \frac{\gamma^2}{2n\epsilon_0} \cdot \frac{E_0^2}{E_{ю}} \quad (3.42)$$

Для стекла типичное значение $\gamma \approx \epsilon_0 \approx 10^{-11}$ Ф/м, $E_{ю} \approx 5 \cdot 10^{10}$ Па, $n \approx 1,5$.

Расчеты показывают, что заметное электрострикционное изменение диэлектрической проницаемости стекла возникает только при значениях электрического поля, близких к вызывающим разрушение стекла в результате электрического пробоя.

3.4.5. Электрооптические эффекты в жидких кристаллах

Жидкие кристаллы (ЖК) – вещества, находящиеся в состоянии, промежуточном между твердым кристаллическим и изотропным жидким. Сохраняя основные черты жидкости, например, текучесть, эти вещества обладают характерной особенностью твердых кристаллов – анизотропией свойств. В них в отсутствие внешних воздействий анизотропны диэлектрическая проницаемость, электро- и теплопроводность, упругость, и др.; эти вещества обладают двулучепреломлением. С точки зрения строения, жидкие кристаллы, в основном – органические вещества с молекулами вытянутой формы.

Жидкокристаллические фазы зависят от химического состава конкретного вещества и наблюдаются при температурах $-60 \dots 400$ °С.

Жидкие кристаллы можно по их структуре разделить на три группы:

Нематические жидкие кристаллы (нематики, *нема* – нить) обладают нитевидной структурой: длинные оси молекул параллельны друг другу, а их центры расположены хаотично (рис. 3.5, а)

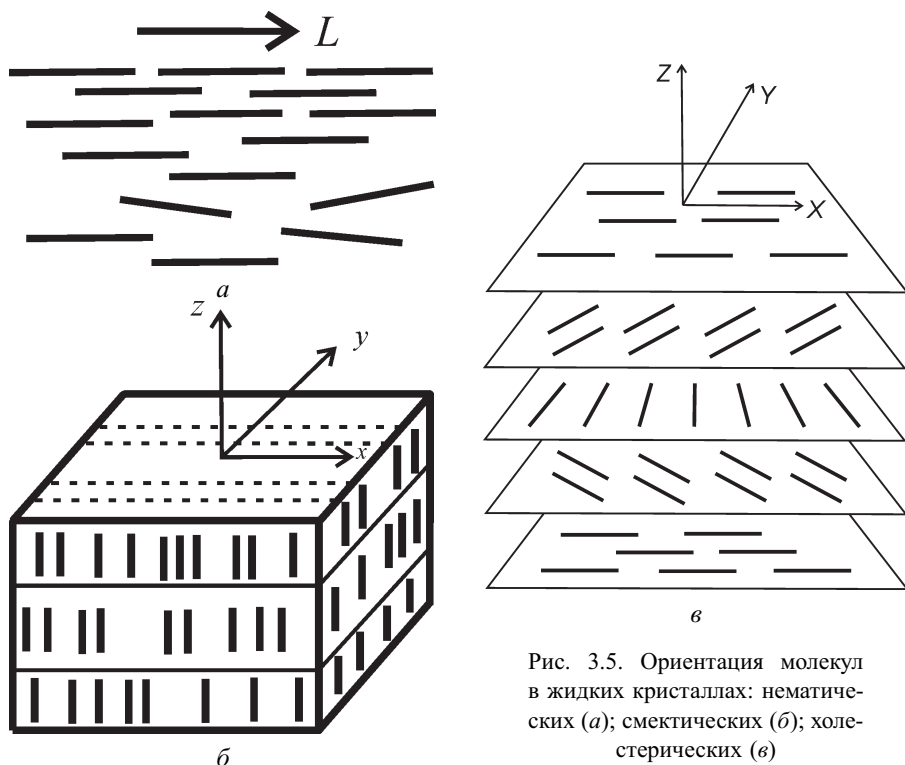


Рис. 3.5. Ориентация молекул в жидких кристаллах: нематических (а); смектических (б); холестерических (в)

Смектические жидкие кристаллы (смектики, *смекма* – мыло) имеют слоистую структуру; каждый слой имеет толщину, близкую к длине молекулы (рис. 3.5, б). Примером является пленка мыльного пузыря, состоящая из двух слоев.

Холестерические жидкие кристаллы (холестерики) также состоят из мономолекулярных слоев молекул; длинные оси молекул параллельны друг другу и плоскости слоя; в каждом последующем слое ориентации молекул отличаются от ориентаций в предыдущем слое на угол $\alpha \approx 15^\circ$ поэтому относительно любой прямой, проведенной сквозь все слои перпендикулярно к ним, молекулы образуют спиралевидную структуру (рис. 3.5, в).

$$h = \frac{2\pi\tau}{\alpha}, \quad (3.43)$$

где τ – толщина слоя. Шаг спирали может быть от долей микрометра до бесконечности.

Жидкие холестерические кристаллы обладают оптической активностью (до

100 полных оборотов плоскости поляризации на миллиметр толщины слоя).

Наложение внешнего электрического поля приводит к упругому повороту (переориентации) молекул жидкого кристалла, что означает упругую механическую деформацию слоя; в случае холестерических кристаллов изменяется шаг спирали.

Причиной поворотов является анизотропия поляризуемости молекул. Молекулы стремятся в электрическом поле выстроиться своим направлением легкой поляризуемости вдоль силовых линий поля. Если поляризуемость молекулы вдоль длинной оси больше, чем вдоль поперечной, т.е. $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} > 0$ (положительная диэлектрическая анизотропия), то молекулы расположатся длинными осями вдоль направления поля. Здесь $\epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{\perp}$ – диэлектрические проницаемости вдоль и поперек, соответственно, длинной оси молекул.

Как видно, диэлектрическая проницаемость ϵ среды также анизотропна в жидких кристаллах, что объясняется линейной связью поляризуемости и диэлектрической проницаемости. Для примера рассмотрим электрооптические свойства нематика.

На рис. 3.6 показана ориентация молекул нематика в отсутствие (а) и в присутствии (б) электрического поля.

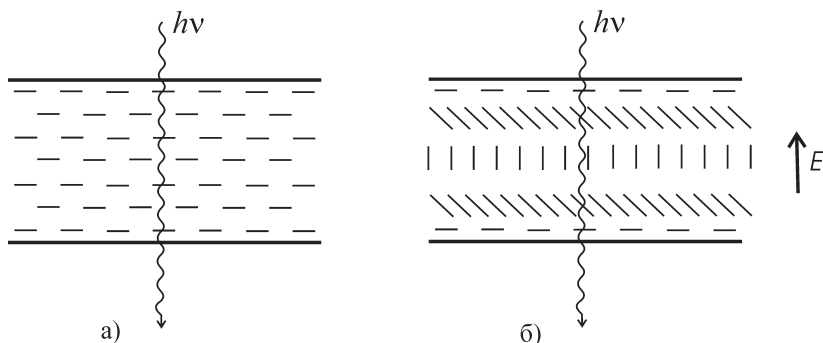


Рис. 3.6. Ориентация молекул нематика с положительной анизотропией диэлектрической проницаемости: а – электрического поля нет; б – поле есть

Вещество жидкого кристалла помещают в ячейку между двумя стеклянными подложками с прозрачными проводящими электродами. Молекулы специальными методами первоначально ориентируют длинными осями в плоскости подложек (а).

Свет распространяется перпендикулярно подложкам; при этом слой жидкого кристалла обладает максимальным двулучепреломлением: $\Delta n = n_e - n_0$, где n_e и n_0 – показатели преломления для поляризации света, совпадающей с длин-

ной осью молекулы (необыкновенный луч) и ей ортогональной (обыкновенный луч). При увеличении напряженности электрического поля вращающий момент, поворачивающий молекулу, преодолевает силы упругости, удерживающие молекулы в исходном положении, и они переориентируются: первоначально вдали от поверхности подложек, затем по всей глубине слоя жидкого кристалла. Когда все молекулы повернутся нормально к подложкам, ячейка будет изотропной для проходящего света, и двулучепреломление жидкого кристалла почти исчезнет.

Широко применяется так называемый твист-эффект, при котором структура жидкого кристалла подобна показанной на рис. 3.6, *a*, но является закрученной (как бы поворотом одной подложки вокруг вертикальной оси). В отсутствие электрического поля поляризованный свет проходит через твист-структуру с поворотом плоскости поляризации на угол $\pi/2$. Если между электродами подано напряжение, молекулы переориентируются перпендикулярно подложкам, и слой теряет способность поворачивать плоскость поляризации. На выходе света из ячейки ставят пленочный поляризационный анализатор и наблюдают изменение оптического пропускания.

Электрооптические эффекты в слоях жидкого кристалла многообразны: возможно управление вращением плоскости поляризации света (оптическая активность); управляемое внешним электрическим полем рассеяние света; возникновение наведенной дифракционной решетки и др.

Быстродействие электрооптического отклика определяется механическим характером переориентации молекул жидкого кристалла и относительно невелико – от миллисекунд до микросекунд. Для управления жидкокристаллической ячейкой необходимы напряжения порядка единиц вольт и мощности порядка мкВт.

Возвращение молекул в исходное состояние после выключения электрического поля осуществляется под действием упругих сил и по длительности может на один–два порядка превосходить время электрооптического отклика.

Зависимость величины шага h спирали холестерического кристалла от температуры позволяет использовать пленки этих веществ для наблюдения распределения температуры по поверхности тел.

Равномерность ориентации молекул нематика зависит от равномерности поверхности подложки и наличия на ней дефектов типа нарушений периодичности структуры и т.п. Наличие нарушений приводит к локальным нарушениям ориентации молекул, что позволяет визуализировать дефекты.

Магнитные взаимодействия

4.1. Общие сведения о магнитном поле

Магнитное взаимодействие пространственно удаленных тел осуществляется посредством магнитных полей. Магнитные силы – проявление электрических действий, вызванных движущимися зарядами. В природе не существует никаких особых магнитных зарядов. Магнитное поле – это удобная дополнительная характеристика, позволяющая учесть специфические эффекты, возникающие при наличии движущихся зарядов.

В соответствии с теорией Максвелла, источником магнитного поля являются движущийся электрический заряд, т.е. электрический ток, а также магнитные моменты и переменные электрические поля. Движение электронов и протонов в атомах создает орбитальные микротоки, связанные с передвижениями этих частиц в атомах или атомных ядрах; кроме того, наличие у микрочастиц спина обуславливает существование у них спинового магнитного момента.

Магнитное поле можно рассматривать отдельно от электрического, если оно создается не меняющимися со временем, постоянными электрическими токами. Статическое (постоянное) магнитное поле не оказывает силового действия на покоящиеся электрические заряды. Изучать распределение постоянного магнитного поля в пространстве можно с помощью магнитной стрелки. Картину распределения магнитного поля можно представлять в виде картины силовых линий (линий магнитной индукции) магнитного поля; магнитная стрелка самоустанавливается по направлению линии. Линии индукции – замкнутые линии без начала и конца, то есть магнитное поле является **соленоидальным**.

Пользуясь моделью силовых линий, магнитной индукцией в некоторой области пространства считают густоту расположения силовых линий, а магнитным потоком, проходящим через некоторую поверхность – число силовых линий, пронизывающих поверхность:

$$d\Phi = B dS, \quad (4.1)$$

где $d\Phi$ – бесконечно малый магнитный поток, проходящий через бесконечно малую поверхность dS , ориентированную своей плоскостью перпендикулярно силовым линиям; B – индукция магнитного поля.

Силовое действие магнитного поля рассмотрим на примере рамки с током i в магнитном поле. На рамку действует вращающий механический момент $\overline{M}$:

$$\overline{M} = [\overline{P}_m \overline{B}], \quad (4.2)$$

где $\overline{B}$ – вектор магнитной индукции поля в области рамки, $\overline{P}_m = i \cdot S \cdot \overline{n}$ – вектор магнитного момента рамки, направленный по нормали к поверхности рамки; $\overline{n}$ – единичный вектор нормали, S – поверхность рамки.

Рамка с током в магнитном отношении аналогична магнитной стрелке, имеющей такой же магнитный момент $\overline{P}_m$, и, как и стрелка, может использоваться в качестве **пробного тела** при исследовании магнитных полей.

Отдельный двигающийся заряд или поток зарядов, образующий в проводнике электрический ток, создают в пространстве магнитное поле. Циркуляцию вектора магнитной индукции по замкнутому контуру вокруг тока $\oint_L B_\ell d\ell$ определяет **закон полного тока**:

$$\oint_L B_\ell d\ell = \mu_0 \sum_{k=1}^n i_k, \quad (4.3)$$

где B_ℓ – проекция вектора $\overline{B}$ на элемент $d\ell$ контура L , охватывающего токи i_k (k – номер тока).

Это уравнение позволяет найти индукцию магнитного поля, создаваемого бесконечно длинным прямым проводником на расстоянии R от проводника:

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi R}, \quad (4.4)$$

а также индукцию внутри длинного соленоида:

$$B = \mu_0 n i, \quad (4.5)$$

где n – плотность намотки соленоида (спирали из проводника). При выходе из торцов длинного соленоида магнитное поле испытывает сильное рассеяние, в результате чего индукция поля за пределами соленоида становится весьма малой и внешнее магнитное поле принимается равным нулю.

Также как магнитное поле может быть создано электрическим током, проходящим по проводнику, возможен и обратный процесс – возникновение тока в проводнике при изменении магнитного поля. Это явление носит название **электромагнитной индукции**.

В замкнутом в кольцо проводнике, помещенном в магнитное поле, при изменении магнитного потока Φ , проходящего через ограниченную проводником площадь S , возникает электродвижущая сила индукции $\mathcal{E}_i$:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (4.6)$$

В проводнике при этом течет ток $i = \frac{\mathcal{E}_i}{r}$, где r – электрическое сопротивление проводника.

Рассмотрим случай, когда магнитный поток изменился за время Δt на величину $\Delta\Phi$. Можно записать:

$$ir = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}; \quad ir\Delta t = -\Delta\Phi. \quad (4.7)$$

Так как $i\Delta t = Q$ – заряд, прошедший по проводнику за время Δt , запишем:

$$Qr = -\Delta\Phi. \quad (4.8)$$

Если кольцо состоит из N витков провода, то переносимый заряд будет в N раз больше:

$$Qr = -N\Delta\Phi. \quad (4.9)$$

Величина $N\Phi$ называется потокоцеплением, обозначается символом Ψ , и последнее выражение можно записать в виде:

$$Qr = -\Delta\Psi. \quad (4.10)$$

Пример. Соленоид представляет собой длинный цилиндр, на который виток к витку, вплотную, навита проволока диаметром $d = 1 \cdot 10^{-3}$ м. По проволоке пропустим постоянный ток $i = 5$ А. Индукция магнитного поля внутри соленоиды может быть вычислена по (4.5), где $n = d^{-1}$:

$$B = \mu_0 i n = \mu_0 i \frac{1}{d} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 5}{1 \cdot 10^{-3}} = 0,0063 \text{ Тл}.$$

Внутри соленоиды разместим с ним соосно катушку из проволоки, содержащую $N = 500$ витков, средний диаметр намотки $D = 10^{-2}$ м и сопротивление $r = 10$ Ом, и затем вытащим ее из соленоиды наружу в область, где нет магнитного поля. Внутри соленоиды через плоскость сечения катушки проходил магнитный поток $\Phi = \frac{B\pi D^2}{4}$. Если проволочные концы катушки замкнуть, то по виткам катушки при вытаскивании пройдет заряд Q , значение которого можно вычислить по уравнению (4.9):

$$Q = \frac{N \cdot \Delta\Phi}{r}. \quad (4.11)$$

Здесь $\Delta\Phi = \Phi = \frac{B\pi D^2}{4}$. Получим:

$$q = \frac{500 \cdot 0,0063 \cdot \pi \cdot (10^{-2})^2}{4 \cdot 10} = 2,47 \cdot 10^{-5} \text{ Кл.}$$

4.2. Магнитное поле в веществе

Условно считается, что магнитные поля атомов создаются только движущимися в них частицами, относя к их магнитным полям и поля, обусловленные спином частиц. Все частицы, образующие атомы, имеют собственный магнитный момент, поэтому любые вещества являются **магнетиками**, т.е. подвержены влиянию магнитного поля.

Известны два основных эффекта воздействия внешнего магнитного поля на вещества:

- 1) согласно закону **электромагнитной индукции**, в проводящем контуре, движущемся в постоянном магнитном поле, возникает эдс индукции. Индукционный электрический ток, вызванный этой эдс, создает магнитное поле, направленное против внешнего магнитного поля. Таким образом, магнитный момент вещества, создаваемый внешним магнитным полем, всегда направлен против этого поля, а все вещества, таким образом, являются **диамагнитными**;
- 2) если атомы вещества имеют спонтанный магнитный момент, то внешнее магнитное поле ориентирует атомные магнитные моменты вдоль своего направления и создает магнитный момент вещества вдоль поля; такое вещество обладает, кроме диамагнитных, **парамагнитными** свойствами.

Существенное влияние на магнитные свойства вещества могут оказывать и внутренние взаимодействия микрочастиц – носителей магнитного момента. Эти взаимодействия иногда приводят к спонтанной (не зависящей от внешнего магнитного поля) упорядоченной ориентации магнитных моментов частиц. Такие вещества, в которых магнитные моменты ориентируются **параллельно** друг другу, называются **ферромагнетиками**, а вещества, в которых ориентация отдельных групп магнитных моментов **антипараллельна**, являются **антиферромагнетиками**. Возможны и другие типы магнитных атомных структур: **винтовые**, **треугольные** и др.

Магнитные свойства вещества тесно связаны с его немагнитными свойствами (электрическими, механическими, оптическими и др.). Это позволяет использовать магнитные свойства в качестве источника информации о внутренней структуре и других свойствах микрочастиц и макротел. Проявление

ния **магнетизма** – магнитного взаимодействия токов и тел – находят широчайшее применение в технике.

Приобретение магнитных свойств веществом, помещенным во внешнее магнитное поле, характеризуют количественно векторной величиной $\vec{I}$ – **намагниченностью**, определяемой как магнитный момент единицы объема магнетика:

$$\vec{I} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum \vec{P}_a}{V}, \quad (4.12)$$

где $\vec{P}_m = \sum \vec{P}_a$ – магнитный момент магнетика, имеющего объем V , и представляющий векторную сумму магнитных моментов молекул.

Намагниченное вещество создает в занимаемом пространстве собственное магнитное поле. В этом же пространстве существует и внешнее магнитное поле, создаваемое макротоками, то есть, например, электрическими токами в соленоиде, окружающем магнетик. Следовательно, магнитное поле в веществе складывается из двух полей:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'; \quad \vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}, \quad (4.13)$$

где $\vec{B}$ – индукция результирующего магнитного поля; $\vec{B}_0$ и $\vec{B}'$ – индукции внешнего магнитного поля и поля, создаваемого магнетиком; $\vec{H}$ – напряженность внешнего магнитного поля; μ_0 – магнитная постоянная, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Удобно представлять собственное поле, создаваемое намагниченным магнетиком, как поле, создаваемое микротоками (молекулярными токами) вещества, то есть токами, отображающими орбитальное движение заряженных частиц атомов и их спиновой магнитный момент.

Рассмотрим магнетик в виде кругового цилиндра сечения S и длины ℓ , внесенного в магнитное поле с индукцией B_0 . На рис. 4.1 показано сечение такого цилиндра, которое заполнено круговыми микротоками.

Внешнее магнитное поле $\vec{B}_0$ направлено вдоль оси цилиндра. На рисунке плоскости всех молекулярных токов перпендикулярны вектору $\vec{B}_0$. Векторы магнитных моментов молекулярных токов $\vec{P}_m$ для диамагнетика антипараллельны вектору $\vec{B}_0$, для парамагнетика – параллельны ему, то

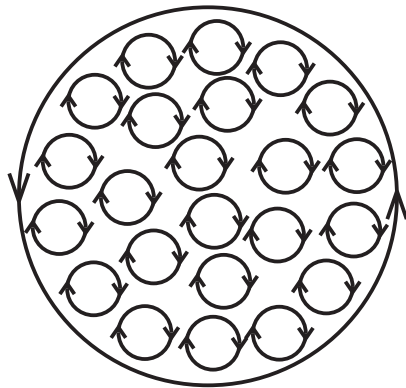


Рис. 4.1. Микротоки в магнетике

есть магнитное поле диамагнетиков направлено навстречу внешнему полю, для парамагнетиков – сонаправлено.

Молекулярные токи соседних атомов в любом месте сечения направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются. Лишь токи, текущие по боковой поверхности цилиндра некомпенсированы и их можно уподобить току соленоида. Магнитное поле, создаваемое этим соленоидом, и есть поле, создаваемое магнетиком:

$$B' = \mu_0 \cdot \frac{i'}{\ell}, \quad (4.14)$$

где i' – сила молекулярного тока. Магнитный момент этого тока равен:

$$P_m = i' S. \quad (4.15)$$

Домножим и разделим на ℓ :

$$P_m = i' \cdot \frac{S \ell}{\ell} = \frac{i'}{\ell} V. \quad (4.16)$$

Здесь $V = S \ell$ – объем цилиндра.

Найдем намагниченность вещества цилиндра:

$$I = \frac{P_m}{V} = \frac{i'}{\ell}. \quad (4.17)$$

Для индукции $\vec{B}'$ создаваемой магнетиком, получим выражение:

$$B' = \mu_0 I. \quad (4.18)$$

Найдем индукцию $\vec{B}$ результирующего магнитного поля:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{I} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{I}). \quad (4.19)$$

Намагниченность в слабых полях пропорциональна напряженности H поля, вызывающего намагничение:

$$I = \chi H, \quad (4.20)$$

где χ – «кси», безразмерная величина, **магнитная восприимчивость вещества**.

Для диамагнетиков χ отрицательна, для парамагнетиков – положительна; ее значение для этих веществ очень мало (примерно $10^{-6} - 10^{-4}$).

Для $\vec{B}$ получим выражение:

$$\vec{B} = (1 + \chi)\mu_0\vec{H} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (4.21)$$

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

В отсутствие вещества $\vec{B} = \mu_0\vec{H}$; таким образом, вещество в μ раз увеличивает своим присутствием результирующее магнитное поле. Для диамагнетиков и парамагнетиков μ очень мало отличается от единицы, для ферромагнетиков намного больше единицы: $\mu \gg 1$. Диамагнетики выталкиваются из неоднородного магнитного поля, парамагнетики и ферромагнетики втягиваются.

Диамагнетиками являются все инертные газы, водород, азот и др., многие органические соединения, некоторые металлы (медь, висмут, цинк, золото и др.). К парамагнетикам относятся газы O_2 и NO , редкоземельные элементы, платина, алюминий и др. Ферромагнетики – железо, никель, кобальт, их сплавы между собой и с другими элементами.

Пусть во внешнее магнитное поле погружены два магнетика с разными значениями магнитной проницаемости μ_1 и μ_2 , граничащие друг с другом (рис. 4.2).

На границе раздела силовые линии преломляются, при этом при переходе через границу значения тангенциальной составляющей напряженности вектора $\vec{H}$ не меняется:

$$H_1 \sin \alpha_1 = H_2 \sin \alpha_2, \quad (4.22)$$

Не меняются и значения нормальных составляющих вектора индукции $\vec{B}$:

$$B_1 \cos \alpha_1 = B_2 \cos \alpha_2 \Rightarrow \mu_1 H_1 \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cos \alpha_2. \quad (4.23)$$

При переходе в среду с большей магнитной проницаемостью магнитная силовая линия удаляется от нормали к границе раздела. Это приводит к концентрации магнитных силовых линий (и магнитного поля) в магнетиках с большей магнитной проницаемостью.

Если изготовить оболочку из ферромагнитного материала в виде шара или замкнутой коробки, то вследствие концентрации магнитного поля в оболочке она частично предохраняет помещенные внутри нее приборы от внешнего магнитного поля. Но оболочка не защищает внешние тела от воздействия магнитных полей токов или магнитов, помещенных внутри оболочки. Объяснение этому следующее.

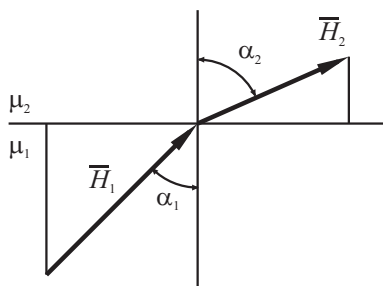


Рис. 4.2. Преломление силовой линии магнитного поля на границе раздела магнетиков ($\mu_2 > \mu_1$)

В соответствии с теоремой полного тока, циркуляция вектора магнитной индукции по любому замкнутому контуру, охватывающему провод, равна сумме токов, охватываемых контуром (4.3):

$$\oint_L B_\ell d\ell = \mu_0 \sum_{k=1}^n i_k. \quad (4.24)$$

Окружим провод с током железной трубой. Выберем снаружи трубы замкнутый контур в виде окружности с центром на оси проводника. Известно, что с таким контуром совпадает силовая линия магнитного поля, созданного током в проводнике, и вдоль такой силовой линии длиной L индукция везде одинакова. Циркуляция вектора индукции $\vec{B}_\ell$ вдоль этого контура равна:

$$\oint_L B_\ell d\ell, \quad (4.25)$$

и совпадает с левой частью выражения (4.24), т.е. равна по величине циркуляции без трубы.

Можно сделать вывод, что величина индукции магнитного поля B не зависит от магнитной проницаемости вещества, которое может располагаться между током и некоторым замкнутым контуром. Физическое обоснование такого наблюдения может быть дано с помощью рис. 4.1. В стенке трубы под действием магнитного поля, создаваемого проводником с током, возникают замкнутые микротоки. Внутри вещества молекулярные токи соседних атомов направлены взаимно противоположно и компенсируются; не скомпенсированные молекулярные токи на внутренней и внешней поверхностях трубы направлены также противоположно друг другу, и их магнитные поля также компенсируются, не давая вклада в магнитное поле в любых точках пространства вне трубы, и магнитное поле в этих точках определяется только током в проводнике.

В общем случае намагниченность магнетика, помещенного во внешнее магнитное поле, **зависит от формы магнетика**. Внутри большинства намагничивающихся тел магнитное поле неоднородно; исключением являются тела, имеющие форму эллипсоида, такие как шар, а также очень длинный и очень короткий цилиндры.

Внутри очень длинного цилиндра вектор $\vec{H}$ равен вектору внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$, если ось цилиндра ему параллельна (это следует из непрерывности тангенциальной составляющей вектора $\vec{H}$ на границе раздела двух магнетиков). Поэтому:

$$I = \chi H = \chi H_0 = (\mu - 1)H_0 = \frac{\mu - 1}{\mu_0} B_0, \quad (4.26)$$

так как во внешнем пространстве $B_0 = \mu_0 H_0$.

В случае очень короткого цилиндра вектор $\vec{B}$ равен вектору внешнего поля $\vec{B}_0$, если ось цилиндра ему параллельна (нормальная составляющая вектора $\vec{B}$ на границе непрерывна). Поэтому:

$$I = \chi H = \frac{\chi}{\mu \mu_0} B = \frac{\mu - 1}{\mu} \cdot \frac{B_0}{\mu_0}. \quad (4.27)$$

Намагниченность магнетика во внешнем поле в случае длинного цилиндра в μ раз больше, чем в случае короткого.

Для магнитного поля внутри цилиндров промежуточных размеров вводят понятие **размагничивающего поля** и **размагничивающего фактора**. Концы намагниченного цилиндра являются **магнитными полюсами**, создающими внутри цилиндра свое магнитное поле, направленное в случае парамагнетика и ферромагнетика, навстречу внешнему полю и его ослабляющему. Это внутреннее поле H_p полюсов называют **размагничивающим**.

Для результирующего поля внутри магнетика запишем:

$$H = H_0 - H_p. \quad (4.28)$$

Размагничивающее поле H_p представим в виде $H_p = N_p I$, где коэффициент N_p зависит только от формы тела и называется размагничивающим фактором.

При расчетах пользуются справочными значениями N_p для тел заданной формы.

Так, для шара $N_p = \frac{1}{3}$, а для бесконечно длинного цилиндра, ось которого перпендикулярна внешнему магнитному полю, $N_p = \frac{1}{2}$, причем значение N_p изменится при любом другом положении цилиндра.

4.3. Силы, действующие в магнитном поле на магнетики.

Магнитное поле обладает энергией.

Пусть некоторый участок намагниченной среды имеет магнитную энергию W_m . Работа внешних сил $\delta A_{\text{внешн}}$ пойдет на приращение δW_m этой энергии, если пренебречь действием этих сил на увеличение кинетической энергии или температуры данного участка среды:

$$\delta A_{\text{внешн}} = \delta W_m. \quad (4.29)$$

Магнитная энергия объема V среды, равна:

$$W_m = w_m V, \quad (4.30)$$

где w_m – плотность магнитной энергии среды:

$$w_m = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} = \frac{BH}{2}. \quad (4.31)$$

где B и H – индукция и напряженность магнитного поля в магнетике.

Работа, производимая за счет энергии W (работа внутренних сил) имеет противоположный знак:

$$\delta A^{\text{внешн}} = -\delta A^{\text{внутр}}. \quad (4.32)$$

Пусть участок среды с объемом V имеет форму цилиндра: $V = S\ell$, где S и ℓ – площадь поперечного сечения и длина цилиндра, соответственно.

При выполнении работы $F dx$ магнитная энергия уменьшилась на величину:

$$\delta W_m = w_m S dx, \quad (4.33)$$

где dx – изменение длины ℓ цилиндра.

Можно записать:

$$F dx = -w_m S dx, \quad (4.34)$$

откуда следует:

$$f_m = \frac{F}{S} = -w_m, \quad (4.35)$$

где f_m – поверхностная плотность сил на площади поперечного сечения цилиндра.

Эта формула справедлива для любых конфигураций магнетиков и означает, что поверхностная плотность сил равна объемной плотности магнитной энергии в среде.

Силы, действующие на границе двух магнетиков, всегда направлены так, чтобы потенциальная магнитная энергия системы, содержащей эти магнетики, стремилась к минимуму. Этому соответствует направление сил от магнетика с большей магнитной проницаемостью в сторону материала с меньшей проницаемостью – на рис. 4.3 при переходе из среды 1 в среду 2 плотность энергии изменяется:

$$w_1 = \frac{B_1^2}{2\mu_0\mu_1} = \mu_0\mu_1 \frac{H_1^2}{2} \Rightarrow w_2 = \frac{B_2^2}{2\mu_0\mu_2} = \mu_0\mu_2 \frac{H_2^2}{2}. \quad (4.36)$$

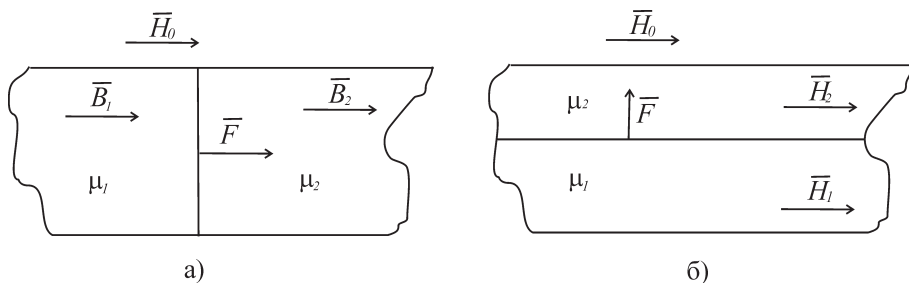


Рис. 4.3. Силы, действующие на границе раздела магнетиков ($\mu_1 > \mu_2$).

Сила f_m на границе раздела, перпендикулярной магнитному полю, на рис. 4.3, а, сдвигает границу вправо. При этом индукция магнитного поля с обеих сторон границы имеет одно и то же значение, так как при переходе через границу не изменяется нормальная составляющая индукции:

$$B_1 = B_2 = B. \quad (4.37)$$

Сила f_m на границе определяется разностью плотностей энергии по сторонам границы:

$$f_m = w_2 - w_1 = \frac{B^2}{2\mu_0} \left(\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1} \right). \quad (4.38)$$

В случае рис. 4.3, б сила F стремится сдвинуть границу вверх; по обе стороны границы, расположенной вдоль направления силовых линий поля, сохраняется одинаковое значение тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля:

$$H_1 = H_2 = H. \quad (4.39)$$

Поэтому удобно записать выражение для силы f_m на границе раздела в виде:

$$f_m = w_1 - w_2 = \frac{\mu_0 H^2}{2} (\mu_1 - \mu_2). \quad (4.40)$$

Из анализа формул (4.38) и (4.40) следует, что вдоль силовых линий магнитного поля существуют натяжения, а перпендикулярно к ним – давления. Поэтому на границах раздела возникает разность натяжений – формула (4.38), или разность давлений – формула (4.40).

Пример. Рассмотрим длинный соленоид, образованный проводом диаметром $1 \cdot 10^{-3}$ м, намотанным вплотную, виток к витку, на тонкий каркас с внутренним диаметром $D = 2 \cdot 10^{-2}$ м. Внутри соленоида вставим стержень такого же диаметра D из магнетика. Торец стержня перпендикулярен силовым линиям магнитного поля H_0 соленоида (рис. 4.3, а). Сила F , действующая на стержень, вычисляется с использованием выражения (4.38):

$$F = \frac{\pi D^2}{4} \cdot f_m = \frac{\pi D^2 B^2}{8\mu_0} \left(\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1} \right) = \frac{\pi D^2 \mu_0 i^2}{8d^2} \left(\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1} \right), \quad (4.41)$$

где i – ток в проводе соленоида, B – индукция магнитного поля соленоида вне стержня из магнетика.

Сила направлена в сторону среды, имеющей меньшую магнитную проницаемость. Если внутри соленоида воздух ($\mu_2 = 1$), а стержень изготовлен из железа ($\mu_1 = 100 \dots 1000$), то выражение упрощается:

$$F = \frac{\pi \mu_0}{8} \left(\frac{Di}{d} \right)^2. \quad (4.42)$$

Эта сила тягивает стержень внутрь соленоида, если второй конец стержня выступает наружу и располагается вне магнитного поля соленоида. При токе $i = 5$ А сила равна:

$$F = \frac{\pi \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}{8} \left(\frac{2 \cdot 10^{-2} \cdot 5}{1 \cdot 10^{-3}} \right)^2 \approx 0,001 \text{ Н.}$$

4.4. Ферромагнетики в магнитном поле.

Ферромагнетики являются сильными магнитными материалами. При обычных условиях окружающей среды и в отсутствие внешнего магнитного поля вещество ферромагнетика спонтанно намагничено практически до предела, то есть магнитные моменты атомов направлены параллельно друг другу. Ферромагнетики имеют **доменную** магнитную структуру – внутри домена у всех его атомов магнитные моменты взаимно параллельны. Размер домена составляет $10^{-6} - 10^{-4}$ м, под действием поля его размер, форма и ориентация могут изменяться. Однако в целом ферромагнитное тело может и не иметь магнитного момента, не будет намагничено, так как направления магнитных моментов доменов в отсутствие внешнего поля ориентированы в пространстве беспорядочно.

Природа ориентирующего влияния соседних атомов вещества друг на друга, которое приводит к «выстраиванию» атомов внутри домена, не связана с

взаимным влиянием атомов за счет магнитных полей магнитных атомных моментов – величина такого магнитного влияния недостаточна для взаимной ориентации атомов и меньше необходимой примерно в 10^4 раз. Ориентация происходит вследствие особого квантового эффекта – **обменного взаимодействия**, которое имеет электростатическое происхождение, зависит от взаимной ориентации спиновых моментов электронов атомов и благоприятствует атомному магнитному порядку.

Особая – доменная – магнитная структура ферромагнетика приводит к его необычному поведению во внешних магнитных полях, которое проявляется в следующем:

1. Зависимость как намагниченности I , так и индукции B от напряженности H внешнего магнитного поля является линейной только в слабых полях. При дальнейшем росте напряженности поля намагничивание увеличивается быстрее, чем растет напряженность, за счет перестраивания доменной структуры, процесса постепенной, домен за доменом, переориентации своих магнитных моментов по направлению поля. Намагниченность тела при этом растет ступенчато, «микроскачками» (эффект Баркгаузена). Когда почти все домены своими магнитными моментами оказываются ориентированы по полю, резерв роста намагниченности исчерпывается, и наступает «насыщение» зависимости намагниченности от поля – напряженность H поля растет, намагниченность – не увеличивается. Таким образом, в общем случае **зависимости намагниченности и индукции от напряженности поля нелинейны**.
2. Имеет место **магнитный гистерезис**: величины намагниченности I и индукции B различны в зависимости от того, увеличивается или уменьшается напряженность H внешнего магнитного поля. Зависимости намагниченности и индукции от напряженности поля при изменении напряженности в широком диапазоне значений имеют форму замкнутой кривой – **петли гистерезиса**.
3. Благодаря гистерезису намагничивание и перемагничивание ферромагнетика сопровождается выделением тепла, называемого **теплом гистерезиса**. Тепло гистерезиса Q пропорционально площади петли гистерезиса:

$$Q = \int_S H dB. \quad (4.43)$$

4. Для всякого ферромагнетика существует определенная температура T_K , называемая **температурой точки Кюри**, при переходе через которую вещество претерпевает фазовый переход – при нагреве превращается из ферромагнитного в парамагнитное (или совершает обратное превращение при

охлаждении). Для никеля $T_K = 360^\circ\text{C}$, для железа $T_K \approx 741^\circ\text{C}$. В точке Кюри у вещества доменная структура отсутствует и восстанавливается при охлаждении ниже этой температуры.

5. Процесс намагничивания ферромагнетиков сопровождается изменением их линейных размеров и объема. Явление называется **магнитострикция**, а величина и знак этого эффекта различны для различных материалов.

В зависимости от величины **остаточной намагниченности** ферромагнетика выделяют **магнитомягкие материалы** и **магнитотвердые материалы**.

Магнитомягкие материалы имеют узкую петлю гистерезиса и под действием довольно слабых внешних магнитных полей намагничиваются и перемагничиваются, изменяя магнитный момент на противоположный.

Магнитотвердые материалы имеют широкую петлю гистерезиса, и для их перемагничивания в противоположном направлении необходимо приложить значительное внешнее поле.

Напряженность H_c внешнего магнитного поля, необходимого для уменьшения намагниченности вещества до нуля, называется **коэрцитивной силой**; коэрцитивная сила магнитотвердых материалов большая. Коэрцитивная сила магнитомягких материалов обычно не превышает 800 А/м.

Из магнитотвердых материалов изготавливают постоянные магниты, которые используются для создания магнитного поля вместо соленоидов и электромагнитов.

Пример. Стержневой постоянный магнит, намагниченный вдоль продольной оси стержня, можно представить в виде эквивалентного соленоида. Молекулярные токи, текущие по боковой поверхности стержня, можно уподобить току в проводе соленоида. Если считать, что в соленоиде всего один виток, изготовленный из проводящего листа шириной, равной длине соленоида, то погонную плотность тока i/L в этом витке (L – длина соленоида – постоянного магнита) можно определить из выражения (4.3):

$$\frac{i}{L} = \frac{B}{\mu_0}.$$

При $B = 1$ Тл получим $i/L = 8 \cdot 10^5$ А/м. Соленоид в виде проволочной спирали с подобной громадной погонной плотностью тока практически не может быть изготовлен из-за технических сложностей. В примере, приведенном в разделе 4.2, погонная плотность тока соленоида в 160 раз меньше.

4.5. Магнитоупругие явления

К магнитоупругим явлениям относят изменение магнитной проницаемости μ ферромагнитных тел при возникновении в них механических напряжений. Количественно магнитоупругий эффект характеризуется степенью изменения μ – и обычно составляет 0,5...3 % при изменении механической напряженности на 1 МПа.

Явление магнитной упругости является эффектом, обратным магнитострикции (напомним, что прямая магнитострикция – это изменение размеров и формы тела при его намагничивании).

К магнитоупругим явлениям относят также эффект Виллари – изменение зависимости намагниченности ферромагнетика от напряженности магнитного поля, т.е. формы петли гистерезиса, под влиянием упругих напряжений.

Магнитоупругое взаимодействие обусловлено тем, что взаимодействие магнитных моментов атомов или ионов в веществе зависит от расстояния между ними. При намагничивании изменяется расстояние между частицами, вследствие чего материал деформируется (магнитострикция). При обратном – магнитоупругом – эффекте изменение расстояния между частицами при деформации образца изменяет силу взаимодействия между ними и, следовательно, их средние магнитные моменты, т.е. намагниченность образца.

Магнитоупругие свойства наиболее сильно проявляются у ферромагнетиков, что объясняется их доменной магнитной структурой. Вещество ферромагнетика внутри домена самопроизвольно намагничено до насыщения; эта намагниченность сопровождается спонтанной (самопроизвольной) деформацией кристаллической решетки. В результате расстояние между соседними узлами, в направлении спонтанного намагничивания, совпадающего с ребром кубической решетки, имеет иную величину, чем в поперечном направлении. Она больше при положительной магнитострикции (удлинении) и меньше при отрицательной. На рис. 4.4 (масштаб удлинения искажен для повышения наглядности) показано, как происходит маг-

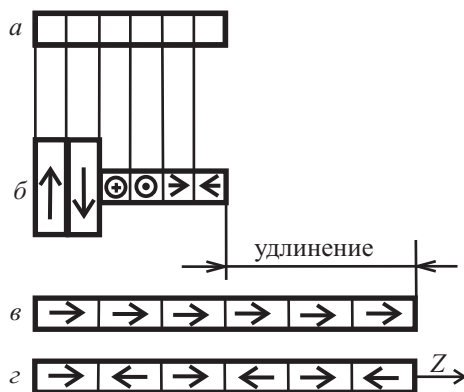


Рис. 4.4. Изменение размеров и доменной структуры ферромагнетика при изменениях температуры, напряженности магнитного поля и механической нагрузки на образец. Направления намагниченностей доменов показано стрелками.

нитострикция монокристалла, имеющего форму бруска, продольная ось которого совпадает с ребром куба элементарной ячейки. Рис. 4.4, *а* соответствует фазовому состоянию при температуре выше точки Кюри (парамагнетик), когда домены отсутствуют.

При охлаждении ниже точки Кюри отдельные части бруска (условно он разделен на шесть одинаковых кубиков), превращаются в домены, причем направление намагниченности и связанные с ними деформации решетки равномерно распределены по всем шести направлениям осей (рис. 4.4, *б*). Так как на рисунке магнитострикция принята положительной, кубы превращаются в прямоугольные параллелепипеды, растянутые в направлении намагниченности и укороченные в двух других перпендикулярных направлениях, так что их объем не изменяется. Длина бруска в целом не меняется. После намагничивания бруска до насыщения вдоль его продольной оси, все шесть областей повернутся в направлении поля и образец удлинится (рис. 4.4, *в*).

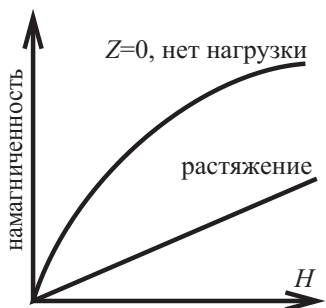


Рис. 4.5. Кривые намагничивания никеля

Рассмотрим явления, происходящие при обратной магнитострикции. При растяжении ненамагниченного тела его домены стремятся занять такую ориентацию, чтобы их векторы намагниченности были преимущественно параллельны направлению растяжения Z (рис. 4.4, *з*). Возникает удлинение, вызванное растягивающим усилием, но образец в целом, естественно, еще не намагничен, т.к. число доменов с намагниченностью, направленной вправо и влево, одинаково. Однако, намагничивание такого образца (во внешнем магнитном поле), подвергну-

того растяжению, происходит легче, чем без нагрузки, т.к. ориентация доменов в направлении поля частично уже совершилась за счет растяжения. Поэтому кривая намагничивания должна идти более круто, чем в случае отсутствия механического напряжения.

Если магнитострикция отрицательна, то поведение образца противоположно, наклон кривой намагничивания уменьшается (на рис. 4.5, показаны кривые намагничивания никеля, магнитострикция которого отрицательна).

Изменение наклона кривой намагничивания свидетельствует об изменении магнитной проницаемости вещества. Если ферромагнетик, подвергаемый воздействию механического напряжения σ , является сердечником катушки с числом витков N и если в этом сердечнике создано магнитное поле (поле подмагничивания) напряженностью H , то в катушке возникает ЭДС электромагнитной индукции:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -N \frac{d\Phi}{dt} = -NS \frac{dB}{dt}; \quad (4.44)$$

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\mu_0 NS H \frac{d\mu}{dt}; \quad (4.45)$$

$$\frac{dB}{dt} = \frac{d}{dt} (\mu_0 \mu H) = \mu_0 H \frac{d\mu}{dt}, \quad (4.46)$$

где $d\mu/dt$ – скорость изменения магнитной проницаемости сердечника под действием напряжения σ ; S – площадь сечения сердечника.

Пример. Стержень длиной $\ell = 100$ мм изготовлен из никеля, обладающего магнитострикционным эффектом, и помещен внутрь катушки с током, создающей магнитное поле напряженностью $H = 8 \cdot 10^3$ А/м. Величина магнитострикционного эффекта никеля имеет практически линейную зависимость от напряженности вплоть до 10^4 А/м. Справочные данные магнитострикционного коэффициента никеля: $\alpha_m = \frac{\Delta\ell/\ell}{H} = -2,5 \cdot 10^{-9}$ м/А. Получим величину изменения длины стержня: $\Delta\ell = -\ell\alpha_m H = 0,1 \cdot 2,5 \cdot 10^{-9} \cdot 8 \cdot 10^3 = -2 \cdot 10^{-6}$ м. Отрицательная величина означает укорочение стержня, то есть, у никеля магнитострикционный эффект отрицательный.

4.6. Гальваномагнитные эффекты.

4.6.1. Эффект Холла.

Гальваномагнитные явления возникают в находящихся в магнитном поле телах при движении в них заряженных частиц. При пропускании по пластинке, помещенной в магнитное поле, электрического тока, на ее боковых гранях возникает поперечная разность потенциалов, а также увеличивается электрическое сопротивление. Возникновение разности потенциалов названо эффектом Холла, а увеличение сопротивления – эффектом Гаусса.

Пусть ток i в пластинке обусловлен упорядоченным движением электрических зарядов q (рис. 4.6). Если их концентрация n_0 , а средняя скорость упорядоченного движения v_{cp} , то сила тока выразится формулой:

$$i = qv_{cp}n_0S = qv_{cp}n_0ab, \quad (4.47)$$

где $S = ab$ – площадь поперечного сечения пластинки.

Если заряды q положительны, их скорость v_{cp} совпадает с направлением тока i и в формуле (4.47) $v_{cp} > 0$.

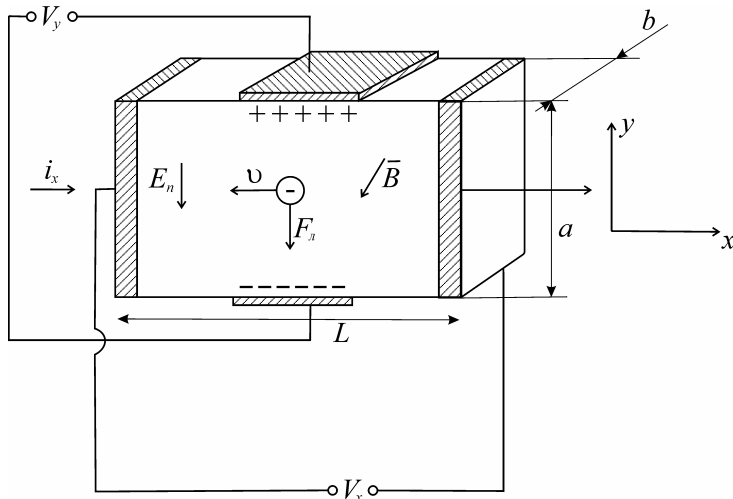


Рис. 4.6. Возникновение напряжения Холла в полупроводнике

На заряд q , движущийся в магнитном поле с индукцией $\vec{B}$, действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_L = q [\vec{v}, \vec{B}]. \quad (4.48)$$

Магнитное поле направлено перпендикулярно большой грани пластинки. Под влиянием этой силы заряды q отклоняются к верхней грани пластинки на рис. 4.6. Вблизи верхней грани будет избыток положительных зарядов q , а вблизи нижней грани – их недостаток. В результате в пластине возникнет поперечное электрическое поле E_{Π} , направленное на рисунке сверху вниз. Это поле, в свою очередь, действует на заряды с силой qE_{Π} , направленной противоположно силе Лоренца. В случае равновесного процесса прохождения тока по пластине эти силы взаимно уравновешены:

$$qE_{\Pi} = qvB. \quad (4.49)$$

Можно найти значение электрического поля E_{Π} в пластине:

$$E_{\Pi} = vB, \quad (4.50)$$

и разность потенциалов на гранях, разделенных расстоянием a :

$$U_y = E_{\Pi}a = v_{cp}Ba. \quad (4.51)$$

Заменяя $v_{\text{ср}}$ на его выражение из (4.47), найдем:

$$U_y = \frac{1}{qn_0} \cdot \frac{iB}{b} = \frac{R_x \cdot iB}{b}. \quad (4.52)$$

Величина $1/qn_0 = R_x$ имеет название постоянной Холла. Постоянная Холла обратно пропорциональна концентрации носителей тока в пластине.

Носителями тока в металлах являются электроны, а в полупроводниках к ним добавляются положительно заряженные квазичастицы – дырки.

Преобразователь Холла представляет собой четырехполосник, обычно выполняемый в виде тонкой пластинки или пленки из полупроводникового материала; особенно сильно эффект Холла проявляется в полупроводниках (кремний, германий и др.) – в них постоянная Холла больше, чем в чистых металлах, в $10^7 - 10^9$ раз. Выходная величина преобразователя Холла, как видно из (4.52), пропорциональна произведению двух входных величин – тока и магнитной индукции, то есть преобразователь может быть использован также для измерения электрического тока.

4.6.2. Магниторезистивные явления.

Сопротивление R_0 полупроводника при наличии носителей заряда двух знаков определяется выражением:

$$R_0 = \frac{\ell}{q_e S (nu_n + pu_p)}, \quad (4.53)$$

где ℓ и S – длина и сечение пластинки из полупроводника; q_e – заряд электрона; n и u_n – средняя концентрация и подвижность электронов, соответственно; p и u_p – средняя концентрация и подвижность дырок, соответственно.

При воздействии на пластинку магнитного поля ее электрическое сопротивление изменяется вследствие изменения подвижностей и концентраций носителей заряда.

В магниторезисторах изменение сопротивления (эффект Гаусса) обусловлено изменением подвижности носителей заряда. Под действием магнитного поля траектории носителей искривляются, вследствие чего скорость их движения в направлении электрического поля уменьшается. Сопротивление увеличивается в постоянном магнитном поле любой полярности (рис. 4.7, а) – это и есть магниторезистивный эффект.

Чувствительность магниторезистора также зависит от его формы – она становится больше с увеличением площади сечения образца и уменьшением его длины (рис. 4.7, б).

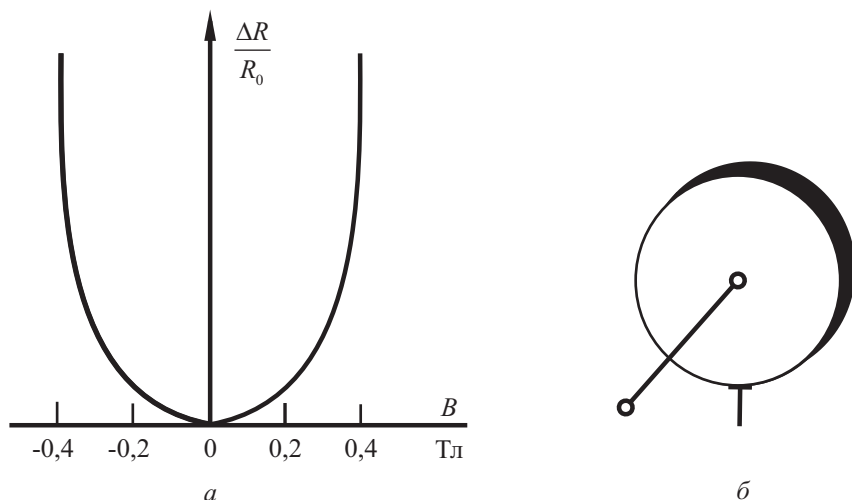


Рис. 4.7. Зависимость электрического сопротивления полупроводника, помещенного в магнитное поле, от его индукции B . $\Delta R/R_0$ – относительное изменение сопротивления магниторезистора.

Областью применения гальваномагнитных преобразователей является измерение постоянных и переменных магнитных полей. Использование таких преобразователей имеет следующие особенности:

- гальваномагнитный преобразователь, вносимый в измеряемое поле, не искажает это поле;
- частоты измеряемых магнитных полей могут достигать $10^6 \dots 10^7$ Гц;
- преобразователи обладают высокой пороговой чувствительностью, что позволяет исследовать магнитные поля с индукцией в единицы мТл.

4.7. Магнитооптические явления

4.7.1. Эффект Фарадея

Свет не взаимодействует непосредственно с магнитным или электрическим полем, распространяясь, например, в среде, где отсутствуют материальные частицы – в абсолютном вакууме. Магнитооптические эффекты наблюдаются только при прохождении света через некоторые намагниченные вещества, которые относят к магнитооптическим материалам, или при отражении света от

такого вещества.

Вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося в магнитооптическом материале параллельно вектору его намагниченности I , носит название **эффекта Фарадея** (рис. 4.8). Суть эффекта заключается в том, что показатели преломления для право – и левополяризованных по кругу (циркулярно) волн различны.

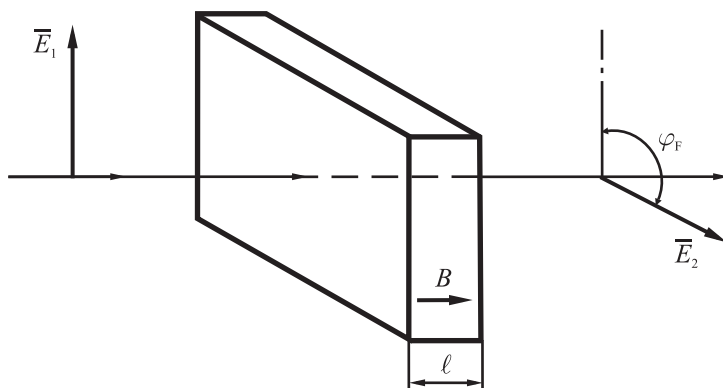


Рис. 4.8. Прохождение линейно поляризованного света через намагниченную среду. $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ – векторы поля световой волны до и после прохождения излучения через среду; $\vec{B}$ – индукция магнитного поля в среде.

Линейно поляризованный свет можно представить как сумму право- и левополяризованных по кругу волн. Из-за разных скоростей распространения этих волн в веществе по мере их прохождения «набегает» разность фаз колебаний и плоскость поляризации линейно поляризованного света поворачивается. Угол поворота φ_F пропорционален пути ℓ светового пучка в среде и индукции магнитного поля B в ней:

$$\varphi_F = R_V \ell B, \quad (4.54)$$

где коэффициент R_V – постоянная Верде (магнитная вращательная способность). Этот коэффициент зависит от рода вещества, его физического состояния и длины волны излучения.

Магнитооптические эффекты возникают вследствие взаимодействия внешнего магнитного поля с магнитным полем электронов атома вещества. В соответствии с принципом Паули значения энергии электронов в любой системе взаимодействующих электронов составляют дискретный ряд (располагаются

«на уровнях энергии»), причем на каждом уровне может быть не более двух электронов, которые имеют противоположные спины.

При помещении материала в магнитное поле каждый уровень энергии расщепляется на два близко расположенных уровня, поскольку спин электрона либо параллелен, либо антипараллелен полю (рис. 4.9, а). Спектр поглощения света веществом при этом видоизменяется: изменение энергии атома означает изменение частоты собственных колебаний электрона в атоме, а так как поглощаются только волны с частотами, равными указанным частотам колебаний электронов, то **каждая линия поглощения расщепляется на две близко расположенные линии**. Это явление называется **эффектом Зеемана**.

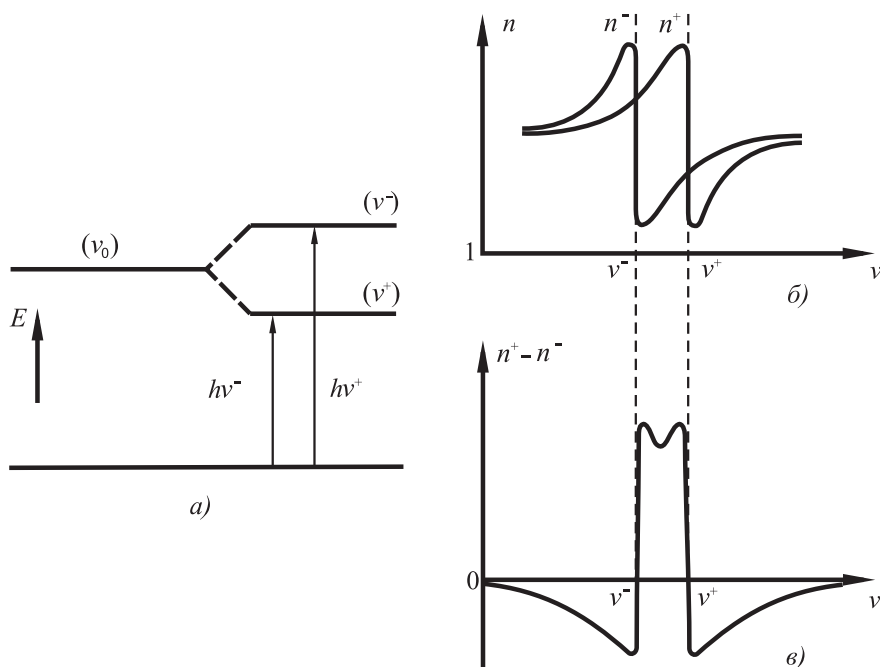


Рис. 4.9. К природе эффекта Фарадея: а – диаграмма энергетических уровней (слева – без магнитного поля, справа – в присутствии поля; б – спектральные зависимости показателей преломления n^+ и n^- для лево- и правополяризованного света; в – разность между спектрами n^+ и n^-).

В твердых телах зависимость показателя преломления от частоты света носит, как правило, монотонный характер, который в окрестностях линии поглощения нарушается. При расщеплении линии поглощения в магнитном поле

спектральные зависимости показателя преломления для лево – и правополяризованного по кругу света смещаются друг относительно друга (рис. 4.9, б).

Разность этих зависимостей показателей (рис. 4.9, в) и вызывает фарадеевское вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света на угол φ_F (рис. 4.8).

4.7.2. Эффект Зеемана

Для объяснения расщепления спектральных линий в магнитном поле (эффекта Зеемана) привлечем классическую теорию Лоренца, в соответствии с которой электрон в атоме считается движущимся по круговой орбите, сам атом является излучающим или поглощающим центром – гармоническим осциллятором, частота колебаний которого равна частоте вращения электронов.

В отсутствие магнитного поля радиус орбиты электрона определяется равновесием сил кулоновского притяжения к ядру и центробежной силы $m_e \omega_0^2 r$ (m_e – масса электрона, r – радиус орбиты, ω_0 – частота вращения электрона). В магнитном поле к ней добавляется сила Лоренца $\pm q_e v B = \pm q_e \omega r B$ (v и ω – скорость движения и частота вращения электрона в магнитном поле с индукцией B).

Новая центростремительная сила $m_e \omega^2 r$ равна:

$$m_e \omega^2 r = m_e \omega_0^2 r \pm q_e \omega r B. \quad (4.55)$$

Проведя сокращения, приходим к уравнению:

$$\omega^2 - \omega_0^2 = \pm \frac{q_e}{m_e} \omega B. \quad (4.56)$$

Так как разница между ω и ω_0 очень мала, можно записать:

$$\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0) \approx 2\omega(\omega - \omega_0). \quad (4.57)$$

Окончательно получим:

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{q_e}{2m_e} B = \omega_0 \pm \Omega; \quad \Omega = \frac{q_e}{2m_e} \cdot B, \quad (4.58)$$

где Ω – ларморовская частота.

Знак добавочного члена Ω зависит от направления вращения электрона в атоме.

Радиус r орбиты электрона в атоме после появления магнитного поля должен был бы уменьшиться, но этого не происходит – росту магнитного поля в

момент включения противодействует **вихревое электрическое поле**, возникающее в соответствии с законом индукции Фарадея, и изменяющее кинетическую энергию электрона. Когда магнитное поле становится постоянным, кинетическая энергия электрона также перестает изменяться.

Из уравнения (4.58) следует, что частота вращения электронов, двигающихся против часовой стрелки, если смотреть навстречу магнитному полю, равна:

$$\omega_1 = \omega_0 + \Omega; \quad (4.59)$$

для двигающихся по часовой стрелке:

$$\omega_2 = \omega_0 - \Omega. \quad (4.60)$$

Соответствующие электроны, как гармонические осцилляторы, излучают электромагнитные волны с частотами ω_1 и ω_2 .

При проведении своих экспериментов Зеeman помещал излучатель света (раскаленные пары металла) в магнитное поле и разлагал поток излучения, идущий вдоль магнитного поля, в спектр. При включении магнитного поля одиночная линия спектра раздваивалась, каждая новая линия приобретала свою поляризованность по кругу – становилась лево – или правополяризованной.

Пример. В поле с индукцией $B = 1$ Тл найдем ларморовскую частоту $\Omega = \frac{q_e B}{2m_e}$ (заряд электрона $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, масса электрона $m_e = 0,9 \cdot 10^{-30}$ кг). Получаем: $\Omega \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Относительное изменение частоты для спектральной линии $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$, для которой $\omega = 2\pi c/\lambda = 3,77 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, равно $\frac{\Omega}{\omega} \approx 2,7 \cdot 10^{-5}$. Для обнаружения такого расщепления линии требуются спектральные приборы высокого качества.

4.7.3. Магнитооптический эффект Керра

Под эффектом Керра понимают **изменения состояния поляризации** линейно поляризованного света, отражающегося от поверхности намагниченного вещества. Эффект проявляется только в случае магнитоупорядоченного кристалла, например, ферромагнетика.

Различают три разновидности эффекта Керра: **полярный, меридиональный, экваториальный**.

Полярный эффект Керра заключается во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при отражении линейно поляризованного

света от полярно намагниченного вещества (вектор намагниченности I перпендикулярен поверхности кристалла, но параллелен плоскости падения света, рис. 4.10, а).

Меридиональный эффект Керра по сути аналогичен полярному, но наблюдается для меридионального намагничивания (вектор I параллелен и поверхности кристалла, и плоскости падения света, рис. 4.10, б).

Экваториальный эффект Керра заключается в изменении интенсивности линейно поляризованного света и сдвиге его фазы при отражении от поглощающих материалов, имеет место при их экваториальном намагничивании (вектор I параллелен поверхности, но перпендикулярен плоскости падения света, рис. 4.10, в).

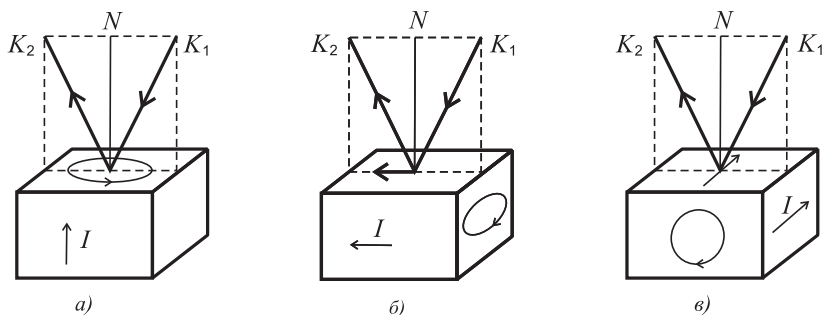


Рис. 4.10. Магнитооптические эффекты при отражении света.

а – полярный; б – меридиональный; в – экваториальный.

4.7.4. Магнитные резонансы

Как показано в пункте 4.7.2, атомы и электроны вещества, помещенного во внешнее магнитное поле, приобретают дополнительное круговое движение (движение прецессии), частота которого (ларморовская частота) –

$$\Omega = \frac{q}{2m} \cdot B \quad (4.61)$$

– зависит от рода частицы (её заряда и массы) и величины магнитного поля.

Одним из возможных следствий этого движения, как показано там же, являются магнитооптические явления: изменяются частота и поляризация света, проходящего через намагниченную среду некоторых веществ, и др.

С точки зрения классической теории феномен магнитооптических явлений объясняется взаимодействием электромагнитного поля световой волны с маг-

нитным моментом атомов и электронов вещества. При этом частота электромагнитного поля световой волны на много порядков величины превышает частоту наведенного магнитным полем движения прецессии.

Если наложить на намагниченное вещество дополнительное электромагнитное поле с гораздо меньшей, чем у светового излучения, частотой, то кратность частоты дополнительного поля и собственной частоты прецессии частиц будет приводить к усилению их движения вследствие резонанса. Это явление называется **магнитным резонансом**, так как электромагнитное поле взаимодействует с магнитными моментами частиц.

Магнитный резонанс, как следует из изложенного, наблюдается у магнетиков при воздействии на них двух полей: постоянного магнитного поля (намагничивающего) с напряженностью $\vec{H}_0$ и переменного магнитного поля с напряженностью $\vec{H}_\omega$ и частотой ω .

При магнитном резонансе поглощение электромагнитной энергии исследуемым веществом резко усиливается.

Магнитный резонанс может иметь место и без внешнего поля $\vec{H}_0$, если вещество имеет внутреннее магнитное поле, то есть, намагничено.

В зависимости от того, с каким магнитным моментом взаимодействует электромагнитное поле $\vec{H}_\omega$, выделяют две группы резонансов: **ядерные магнитные резонансы (ЯМР)** и **электронные магнитные резонансы (ЭМР)**.

В соответствии с современными представлениями в магнитном поле энергетические уровни частиц расщепляются в связи с наличием у частиц, расположенных на одном уровне, противоположно направленных спинов. Населенность уровней (количество частиц в веществе на данном уровне) различно. При нормальных условиях населенность нижнего уровня (имеющего большую потенциальную энергию) выше, чем верхнего, и при воздействии на вещество электромагнитного излучения с энергией квантов, равной разности энергий соседних (расщепленных) уровней заселенность верхних уровней увеличивается, на что расходуется мощность электромагнитного излучения и увеличивается его поглощение в веществе.

В качестве примера рассмотрим явление **электронного парамагнитного резонанса (ЭПР)**. Явление характерно для парамагнитных веществ, характеризующихся наличием у атома собственного магнитного момента вследствие нескомпенсированности спиновых и орбитальных моментов электронов атома.

Разность энергий соседних уровней атома, между которыми осуществляются переходы, составляет

$$\Delta E = 2\mu_B B, \quad (4.62)$$

где $\mu_B = \frac{h q_e}{4\pi m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ – **магнетон Бора**, h – постоянная Планка, q_e

и m_e – заряд и масса электрона.

Учитывая, что для перехода атом должен поглотить фотон электромагнитного поля с энергией $h\nu$, где ν – частота поля, можно заключить:

$$\Delta E = h\nu \Rightarrow \nu = \frac{2\mu_B B}{h} = \frac{2hq_e}{4\pi m_e h} \cdot B = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{q_e}{m_e} \cdot B, \quad (4.63)$$

$$\omega_{\text{рез}} = 2\pi\nu = \frac{q_e}{m_e} B, \quad (4.64)$$

где $\omega_{\text{рез}}$ – частота переменного магнитного поля H_ω , при которой резко увеличиваются его потери в веществе.

В поле $B \approx 1$ Тл частота резонанса $\nu = 10^{10}$ Гц, что соответствует диапазону сантиметровых волн.

Явления магнитного резонанса широко используются для анализа состава веществ, измерения магнитных полей в веществе, в биологических исследованиях и др.

Взаимодействие оптического излучения с веществом

5.1. Общие сведения об оптическом излучении

Оптическое излучение имеет двойственную природу: может проявлять себя как переменное электромагнитное поле, распространяющееся в веществе в виде волны со скоростью $v = c/n = c/\sqrt{\epsilon\mu}$, где n – показатель преломления среды, $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме, а также в виде потока квантов, каждый из которых имеет энергию $\mathcal{E} = h\nu$, где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, ν – частота излучения, и всегда движется со скоростью света в вакууме.

Волновые представления чаще используются при изучении взаимодействия оптического излучения с веществом в видимом и ИК-диапазонах спектра, квантовые – в УФ-диапазоне, а также объяснения процессов излучения света, фотоэлектронных и фотохимических явлений.

К оптическому излучению относят диапазон длин волн $\lambda = 0,001 \dots 1000$ мкм, в котором УФ-поддиапазон занимает $\lambda = 0,2 \dots 0,4$ мкм, видимый – $\lambda = 0,4 \dots 0,8$ мкм, ИК-поддиапазон $\lambda > 0,8$ мкм. Кванты видимого света – фотоны – обладают энергией 1,55...3,1 эВ.

Электромагнитная волна имеет поперечный характер; электрическое и магнитное поля ее изменяются синхронно, а векторы напряженности этих полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$ расположены в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны, перпендикулярно друг другу.

Плоская гармоническая световая волна, распространяющаяся в вакууме по направлению z , описывается двумя уравнениями – для электрической E_x и магнитной H_y компонент:

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos(\omega t - kz); \\ H_y &= H_0 \cos(\omega t - kz), \end{aligned} \quad (5.1)$$

где E_0 и H_0 – амплитудные значения напряженностей электрического и магнитного полей, $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота колебаний в волне, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, $\lambda = c \cdot T = c/\nu$ – длина волны, $T = 1/\nu$ – период колебаний.

Величина $\varphi = \omega t - kz$ называется полной фазой волны, а величина $\varphi(z) = k \cdot z$ – **набегом фазы** или **фазовым сдвигом** волны при прохождении ею пути z .

Способность электромагнитной волны переносить энергию характеризуют **интенсивностью** волны (**плотностью мощности** светового потока):

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E_m^2 v, \quad (5.2)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 – электрическая постоянная, E_m – амплитуда колебаний напряженности E электромагнитной волны.

Реальные световые потоки ограничены в пространстве, поэтому практически электромагнитные волны не являются плоскими и монохроматическими.

Световые потоки также характеризуют **поляризованностью**, **спектром частот**, **формой волнового фронта** (расходимостью), **когерентностью** (согласованностью колебаний в различных точках сечения светового пучка и по его длине), световые потоки могут быть непрерывными и импульсными.

Параметры световых потоков существенно зависят от природы излучателей света. Тепловое излучение (в том числе солнечное) не поляризовано, имеет непрерывный спектр частот с максимумом интенсивности света на длине волны, зависящей от температуры излучателя; длина когерентности $\ell = \lambda^2 / \Delta\lambda$ равна 2,5 мкм на длине волны $\lambda = 0,5$ мкм (если выделить из спектра диапазон $\Delta\lambda = 0,1$ мкм).

Яркость Солнца равна $B = 5 \cdot 10^2$ Вт/(см²·ср), спектральная яркость – $B_\lambda = 1,25$ Вт/(см²·ср·нм) на длине волны $\lambda = 0,5$ мкм.

Для сравнения приведем значения аналогичных параметров гелий–неонового лазера с мощностью непрерывного излучения около 1 мВт, используемого обычно в измерительных системах. Его излучение поляризовано (линейно или циркулярно) и является практически монохроматическим – длина волны $\lambda = 0,634$ мкм, ширина полосы излучения $\Delta\lambda = 6 \cdot 10^{-10}$ нм; частота излучения имеет высокую степень стабильности; длина когерентности превышает 10^5 м; яркость $B = 10^6$ Вт/(см²·ср) (в $2 \cdot 10^3$ раз больше солнечной), спектральная яркость B_λ больше солнечной в 10^{15} раз.

5.2. Распространение оптического излучения в однородной среде

В соответствии с электромагнитной теорией, проходящий в среде свет, расщепляется своим электрическим переменным полем на внешние («оптические») электроны в атомах. Отдавая им свою энергию, свет поглощается, однако колеблющиеся электроны сами становятся источниками вторичных световых волн.

Световое поле в среде является результатом интерференции падающего излучения и вторичных световых волн. Так как атомы расположены достаточно близко друг к другу (в сравнении с длиной волны), конденсированное вещество ведет себя как сплошная среда.

Молекулярная теория распространения света в среде (например, Ландсберг Г.С.) базируется на электромагнитной теории Максвелла, дополненной теорией взаимодействия электронов в атомах с электрическим полем световой волны. Эта теория позволяет определить, как с природой вещества связана зависимость скорости $v = c/n$ света в среде от частоты световых колебаний, т.е. дисперсия света, как показатель преломления n вещества связан со строением его атомов.

Из теории Максвелла следует, что показатель преломления n электромагнитных волн равен:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (5.3)$$

где ϵ – диэлектрическая, а μ – магнитная проницаемость среды. Для немагнитных материалов $\mu \approx 1$, поэтому можно записать:

$$n \approx \sqrt{\epsilon}. \quad (5.4)$$

В соответствии с электронной теорией молекулы и атомы диэлектрика рассматриваются как системы, в состав которых входят электроны, в отсутствие внешнего поля находящиеся в равновесии. Под влиянием электрического поля электромагнитной волны электроны смещаются на расстояние r , а атом приобретает дипольный момент $p = rq_e$, где q_e – заряд электрона. Дипольный момент P единицы объема, или поляризация среды, определяется концентрацией N атомов в среде:

$$P = Nq_e r. \quad (5.5)$$

Учитывая, что электрическая индукция среды равна:

$$D = \epsilon\epsilon_0 E = \epsilon_0 E + P, \quad (5.6)$$

где E – напряженность внешнего электрического поля, можно записать:

$$D = \epsilon_0 E + Nq_e r. \quad (5.7)$$

С некоторым приближением можно считать, что на электрон в атоме действует квазиупругая сила $-br$, пропорциональная смещению r электрона из положения равновесия, поэтому атом представляют в виде **гармонического осциллятора** с собственной круговой частотой ω_0 колебаний электрона:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{b}{m_e}}, \quad (5.8)$$

где m_e – масса электрона, b – константа, зависящая от типа атома.

Электрическое поле волны действует на электрон с силой

$$q_e E = q_e E_0 \cos \omega t, \quad (5.9)$$

где E_0 – амплитуда колебаний напряженности поля; ω – волновая частота. Эта сила возбуждает в атоме вынужденные колебания электрона с частотой ω .

Заметим, что выражение (5.9) не учитывает воздействия электрических полей близлежащих молекул, также поляризованных полем волны, что для конденсированных сред ведет к заметным ошибкам.

Уравнение вынужденных колебаний электронов можно записать в виде:

$$r = A \sin \omega t, \quad (5.10)$$

где

$$A = \frac{q_e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.11)$$

Вывод этого уравнения аналогичен выводу уравнения вынужденных механических колебаний упругой системы (за подробностями отсылаем читателя к курсу общей физики). Подставим значение A в выражение для амплитуды дипольного момента P :

$$P = Nq_e A = \frac{Nq_e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0, \quad (5.12)$$

где множитель перед E_0 является ни чем иным, как диэлектрической восприимчивостью $\chi = \epsilon - 1$ (ϵ – диэлектрическая проницаемость). Можно найти:

$$\epsilon = n^2 = 1 + \frac{Nq_e^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.13)$$

Из последнего выражения видим, что показатель преломления n зависит от частоты внешнего поля, что и означает зависимость скорости света в среде от частоты света, т.е. дисперсию.

При увеличении частоты ω от нуля до ω_0 и затем при увеличении от $\omega = \omega_0$ до $\omega = \infty$ значение n^2 возрастает; это область нормальной дисперсии. В точке $\omega = \omega_0$ имеем $n^2 = \pm\infty$, что является следствием упрощающих допущений

при решении уравнения колебаний электрона, а именно: не учтен затухающий характер колебаний, обусловленный потерями энергии колебаний электрона на излучение.

В реальных средах в точке $\omega = \omega_0$ на кривой дисперсии наблюдается локальное изменение кривой (рис. 5.1). Область $\{MN\}$ – область аномальной дисперсии, где n убывает с ростом частоты ω .

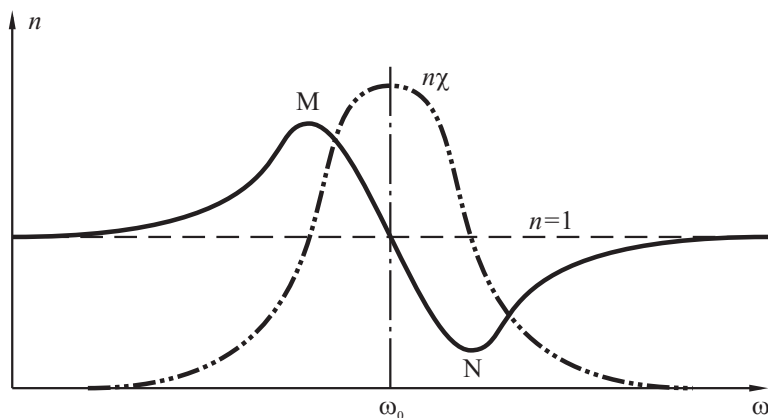


Рис. 5.1. Кривые дисперсии (сплошная линия) и поглощения света (пунктир) вблизи одиночной полосы поглощения.

При $\omega = \omega_0$ резко возрастают потери энергии электромагнитной волны на раскачивание электронов, т.е. имеет место увеличение поглощения света. Показатель поглощения $n\chi$ имеет вид узкой кривой с максимумом при $\omega = \omega_0$, т.е. при совпадении частоты вынуждающей силы с собственной частотой колебаний электрона в атоме (собственной частотой осциллятора).

Вид уравнения (5.13) указывает на комплексный характер показателя преломления при распространении в среде электромагнитной волны:

$$\tilde{n} = n + i n\chi, \quad (5.14)$$

где n – действительная часть показателя преломления, определяющая фазовый набег волны, а $n\chi$ – член, характеризующий поглощение среды, т.е. убывание амплитуды волны по мере ее распространения в среде.

5.3. Распространение света через границу двух сред

Направления распространения отраженной и преломленной на границе двух прозрачных сред волн задаются известными из курса общей физики законом отражения:

$$\alpha_1 = \alpha'_1, \quad (5.15)$$

и законом преломления:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2, \quad (5.16)$$

где α_1 – угол падения света на границу сред, α'_1 – угол отражения, α_2 – угол преломления, n_1 – показатель преломления первой среды (среды, из которой свет падает на границу), n_2 – показатель преломления второй среды. Здесь и далее индексами 1 и 2 обозначаются параметры первой и второй оптических сред, следуя по ходу луча света.

Для полного описания явлений прохождения света через границу необходимо также знать интенсивности отраженного и преломленного света, состояние его поляризации и изменения фаз колебаний световых волн.

Без вывода запишем формулы Френеля, позволяющие найти эти сведения. Представим неполяризованный свет в виде суперпозиции линейно-поляризованных составляющих, одна из которых имеет компоненту электрического вектора $E_{\perp}$, направленную перпендикулярно плоскости падения на границу раздела (составляющая S), другая – содержит компоненту $E_{\parallel}$, лежащую в плоскости падения (составляющая P). Векторы $E_{\perp}$ и $E_{\parallel}$ взаимно перпендикулярны.

Формулы Френеля дают значения амплитудных коэффициентов отражения r и пропускания t отдельно для каждой поляризованной составляющей.

Для P -составляющей:

$$r_{\parallel} = \frac{E_{1\parallel}}{E_{0\parallel}} = -\frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (5.17)$$

$$t_{\parallel} = \frac{E_{2\parallel}}{E_{0\parallel}} = \frac{2 \sin \alpha_2 \cdot \cos \alpha_1}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \cos(\alpha_1 - \alpha_2)}. \quad (5.18)$$

Для S -составляющей:

$$r_{\perp} = \frac{E_{1\perp}}{E_{0\perp}} = -\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (5.19)$$

$$t_{\perp} = \frac{E_{2\perp}}{E_{0\perp}} = \frac{2 \sin \alpha_2 \cdot \cos \alpha_1}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (5.20)$$

где $E_{0\parallel}$ и $E_{0\perp}$ – соответствующие векторы напряженностей электрического поля в падающем луче.

Отношение интенсивностей отраженных и преломленных составляющих к интенсивности падающих составляющих находят как квадраты амплитудных коэффициентов: $r_{\parallel}^2$, $r_{\perp}^2$, $t_{\parallel}^2$, $t_{\perp}^2$.

Знаки амплитудных коэффициентов отражения и преломления в формулах Френеля позволяют судить об изменениях фаз волн на границе раздела.

При любых углах падения и преломления коэффициенты $t_{\parallel}$ и $t_{\perp}$ преломления положительные, это означает, что преломленная волна сохраняет фазу падающей.

Для отраженной волны при углах $(\alpha_1 + \alpha_2) < \pi/2$ фаза противоположна фазе падающей (отличается на π), когда $n_2 > n_1$, и совпадает с фазой падающей волны при $n_2 < n_1$.

При нормальном падении света на границу раздела сред ($\alpha_1 = \alpha'_1 = \alpha_2 = 0$) исчезнет различие между составляющими S и P , тогда:

$$r^2 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2; \quad t^2 = \frac{4n_1 - n_2}{(n_2 + n_1)^2}. \quad (5.21)$$

Пример: Свет падает из воздуха ($n_1 = 1$) на поверхность стекла ($n_1 = 1,5$) по нормали. Коэффициент отражения по интенсивности равен: $r = 0,04$.

5.4. Полное внутреннее отражение

Явление полного внутреннего отражения состоит в том, что при отражении электромагнитной (световой) волны от оптически менее плотной среды ($n_2 < n_1$) при углах падения α_1 , больших некоторого предельного угла $\alpha_{\text{пр}}$ ($\alpha_1 > \alpha_{\text{пр}}$) энергия волны полностью возвращается в первую, оптически более плотную среду.

Угол $\alpha_{\text{пр}}$ вычисляется по формуле:

$$\sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (5.22)$$

которая получается из закона преломления, если принять, что угол преломления

$\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$, т.е. преломленный луч направлен вдоль границы раздела сред.

При полном внутреннем отражении происходит изменение фазы отраженной волны, причем для составляющих S и P отраженной волны эти изменения $\delta_{\perp}$ и $\delta_{\parallel}$ различны. Обозначим их разность $\delta_{\parallel} - \delta_{\perp}$ через δ , без вывода запишем:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \alpha_1 \sqrt{\sin^2 \alpha_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\sin^2 \alpha_1}. \quad (5.23)$$

Таким образом, если в падающей волне $E_{0\perp}$ и $E_{0\parallel}$ находятся в одной фазе, то в отраженном свете между ними появляется сдвиг фаз δ , зависящий от $\frac{n_2}{n_1}$ и угла падения α_1 . Падающий линейно-поляризованный свет после отражения становится эллиптически-поляризованным при всех углах падения α_1 , кроме угла полного внутреннего отражения $\alpha_{\text{пр}}$, при котором сдвига фаз δ нет. При $\alpha_1 = \alpha_{\text{пр}}$ линейно-поляризованный свет после отражения остается линейно-поляризованным.

На границе раздела сред электрическое и магнитное поля падающей волны не обрываются, а проникают на некоторую глубину во вторую среду. Их напряженности при этом убывают по экспоненциальному закону, окончательно затухая на глубине, примерно равной длине световой волны в данной среде.

Движение энергии на границе сред происходит таким образом, что в среднем поток энергии, проникающий из первой среды во вторую, равен обратному потоку энергии, причем место входа прямого и выхода обратного потоков смещены друг относительно друга вдоль границы раздела. Явление проникновения электромагнитной волны за границу раздела сред при полном внутреннем отражении называется **оптическим туннелированием**.

Это явление используется в технике световодов для каналирования оптического излучения на большие расстояния, а также при исследованиях состава сред.

5.5. Поглощение света

Прохождение света через вещество ведет к возбуждению колебаний электронов среды под действием электромагнитного поля волны и сопровождается затратами ее энергии на этот процесс. Частично эта энергия возвращается излучению в виде вторичных волн, частично переходит в другие виды энергии, в том числе тепловую. Поэтому интенсивность излучения по мере проникновения волны в вещество уменьшается согласно закона Бугера:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} e^{-\gamma_{\lambda} d} = I_{0\lambda} \exp[-\gamma_{\lambda} d], \quad (5.24)$$

где $I_{0\lambda}$ – интенсивность волны, вступающей в вещество, d – расстояние, пройденное светом, γ_λ – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны и природы вещества. Показатель поглощения $k\lambda$ в выражении (5.14) и коэффициент поглощения γ_λ связаны следующим образом:

$$\gamma_\lambda = \frac{4\pi k}{\lambda}. \quad (5.25)$$

Отношение интенсивностей прошедшего и падающего потоков света на длине волны λ называется спектральным коэффициентом пропускания τ_λ :

$$\tau_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_{0\lambda}} = e^{-\gamma_\lambda d}. \quad (5.26)$$

Зависимость коэффициента поглощения газов и паров от длины волны содержит ряд узких разделенных широкими промежутками максимумов, как на рис. 5.2.

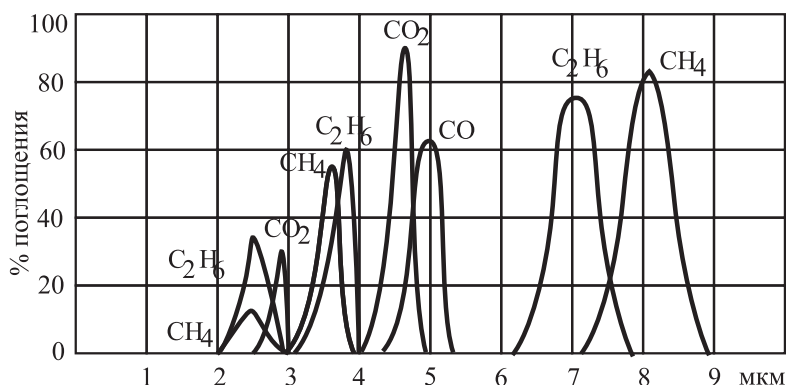


Рис. 5.2. Спектры поглощения некоторых газов в инфракрасной области

На рис. 5.2 приведены спектры поглощения некоторых газов в инфракрасной области. Из рисунка видно, что газы поглощают свет селективно, что позволяет по измерениям поглощения определять тип газов.

Положение максимумов совпадает с частотами собственных колебаний электронов в атомах в случае одноатомных молекул пара или газа, или с частотами колебательного и вращательного движения атомов в молекулах более сложных веществ.

При использовании квантового подхода для объяснения процессов поглощения и излучения атомов и молекул собственные круговые частоты колебаний этих образований задаются вторым постулатом Бора:

$$\omega_0 = \frac{2\pi\Delta\mathcal{E}}{h}, \quad (5.27)$$

где $\Delta\mathcal{E}$ – разница уровней энергий атома или молекулы, между которыми совершается переход с поглощением или испусканием кванта света с энергией $\Delta\mathcal{E} = h\nu$, то есть поглощением электромагнитной волны на частоте

$$\nu = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\Delta\mathcal{E}}{h}.$$

Обсудим физические процессы, приводящие к селективному поглощению света молекулярными газами.

Атомы, объединившиеся в молекулы, испытывают друг к другу силы притяжения. Экспериментально установлено, что силы, удерживающие атомы в молекулах, вызваны взаимодействием внешних электронов. Электроны внутренних оболочек при объединении атомов в молекулу остаются в прежних состояниях.

Рассмотрим электронную конфигурацию двухатомных молекул. В соответствии с видами связи между атомами в молекуле различают два **типа электронной конфигурации**:

- с использованием *гетерополярной (ионной) связи*: электроны в молекуле разделены на две группы, каждая из которых вращается вокруг одного ядра. Электроны распределены так, что около одного из ядер образуется избыток электронов, у другого – недостаток. Молекула как бы состоит из противоположно заряженных ионов, притягивающихся друг к другу (NaCl , HCl);
- с использованием *гомеополярной ковалентной связи*: часть электронов по сложным орбитам движется вокруг обоих ядер, на каждой орбите находится пара электронов с противоположно направленными спинами (H_2 , N_2 , CN).

Энергия молекул зависит от расстояния между ядрами. На рис. 5.3 показана зависимость энергии молекул, обусловленная ее электронной конфигурацией, от расстояния между атомами. На кривой имеется минимум, соответствующий расстоянию $R_{\min}$ между атомами молекулы в основном (невозбужденном) ее состоянии.

При данной электронной конфигурации молекулы ядра атомов могут вращаться и колебаться относительно общего центра масс. С этими видами движения связаны запасы колебательной и вращательной энергии, которые вносят свой вклад в общий баланс энергии.

Полная энергия молекулы является суммой энергий, обусловленных электронной конфигурацией $E_{\text{эл}}$, энергией колебательного движения $E_{\text{кол}}$ и энергией вращательного движения $E_{\text{вращ}}$:

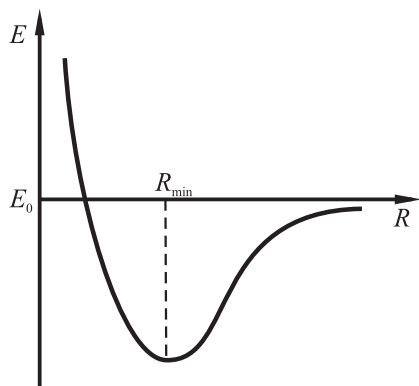


Рис. 5.3. Зависимость энергии двухатомной молекулы от расстояния между ядрами

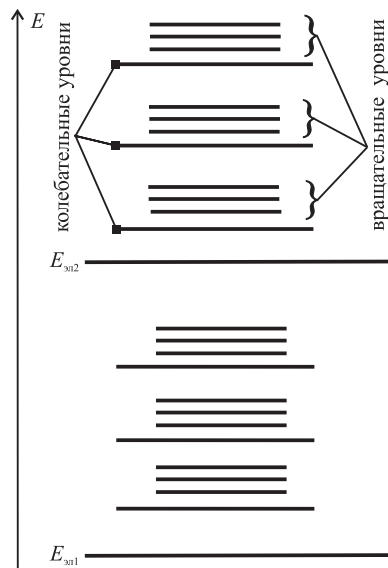


Рис. 5.4. Схема уровней энергии двухатомной молекулы

$$E = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вращ}}. \quad (5.28)$$

Каждый из видов энергий квантуется, ему соответствует набор дискретных уровней энергии.

Наибольшую долю энергии вносит электронная часть ($1 \dots 10$ эВ); меньше доля колебательного движения ($10^{-2} \dots 10^{-1}$ эВ); еще меньше – вращательного ($10^{-5} \dots 10^{-3}$ эВ), т.е. $E_{\text{эл}} \gg E_{\text{кол}} \gg E_{\text{вращ}}$.

Рассмотрим схему энергетических уровней двухатомной молекулы. На рис. 5.4 приведены только два электронных уровня из бесконечного их числа.

Вблизи каждого электронного уровня располагается группа колебательных уровней (показано только три уровня), вблизи каждого колебательного уровня располагается группа вращательных уровней (показано только по три уровня).

Молекулярные спектры возникают при квантовых переходах между уровнями энергии молекул и отражают строение молекул и свойства их энергетических уровней.

Кванты света поглощаются при переходе молекулы на более высокий уровень энергий; совокупность квантов, поглощаемых молекулами при одина-

ковых переходах, образует линию спектра поглощения. Линии расположены очень тесно, так как расстояние между энергетическими уровнями молекул небольшое, и молекулярный спектр представляется в виде полос, каждая из которых, конечно, состоит из множества линий. Спектр поэтому называют «полосатым».

Различают, в зависимости от вида квантового перехода в молекулах, *электронные, колебательные, вращательные спектры*.

Возможны и переходы с изменением всех трех видов уровней, поэтому могут возникать *электронно-колебательные и колебательно-вращательные спектры*. Спектры веществ изучаются с помощью спектрометров, в которых излучение разделяется по длинам волн, образуя картину спектра. Спектрометры – это сложные приборы, позволяющие при исследованиях охватить практически весь спектральный диапазон – от ультрафиолетовой части до дальней инфракрасной. Часто используют более простые устройства – колориметры или фотоколориметры (от английского слова *color*, в переводе – цвет), предназначенные для проведения анализа в видимой части спектра.

5.6. Рассеяние света

5.6.1. Общие сведения

Однородная среда, содержащая в своем составе различные неоднородности, называется дисперсной средой, а неоднородности носят название дисперсной фазы. Если показатели преломления таких неоднородностей и дисперсной среды отличаются, то при прохождении через неё потока света наблюдается **рассеяние света**.

Характер рассеяния в первую очередь зависит от соотношения между длиной волны света и размером неоднородностей в суспензии (взвеси в жидкости твердых частиц), эмульсии (взвеси в жидкости капелек другой жидкости) и др. Среды с ярко выраженной оптической неоднородностью носят название **мутных сред** (дымы, туман).

Поляризованный свет, рассеянный на частицах с размерами значительно меньше длины волны, поляризован полностью, а естественный свет оказывается частично поляризованным, а в направлении, перпендикулярном к пучку света, полностью поляризованным.

Физической причиной этого явления является то, что атомы и молекулы под воздействием падающего на них излучения становятся источниками вторичного излучения. Электроны в атомах совершают под действием электрического поля (излучения) вынужденные колебания, и поэтому излучают электромагнитные

волны (свет). Колебания электронов под действием первичной световой волны происходят в плоскости, перпендикулярной к пучку (рис. 5.5).

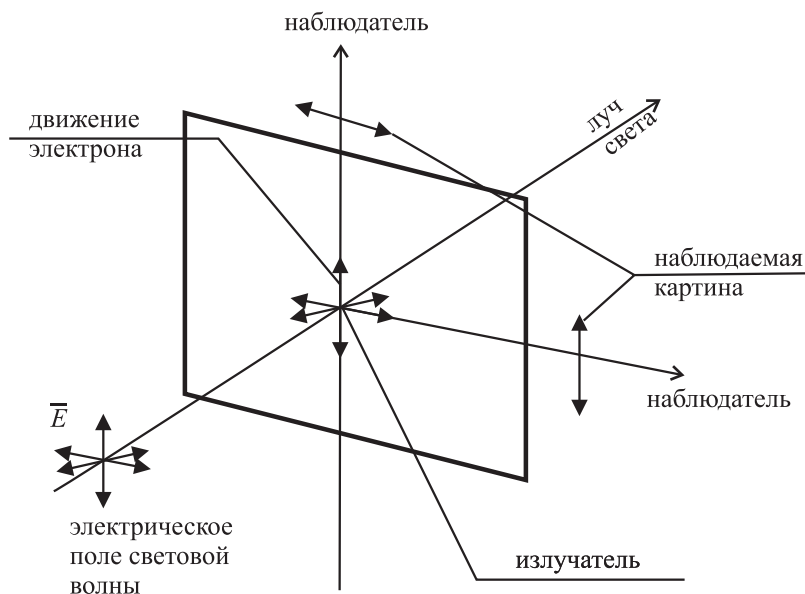


Рис. 5.5. Поляризация неполяризованного света при рассеянии на частицах

Если смотреть на колеблющийся электрон сбоку, по углом 90° к первичному пучку, мы увидим траекторию электрона в виде черточки. Колеблющийся электрон является излучателем вторичной световой волны, вектор $\vec{E}$ которой колеблется также, как возбуждающий ее электрон, т.е. вторичная волна плоско поляризована в плоскости, которая проходит через направление колебаний зарядов.

Под углом зрения, отличным от прямого, траектория электрона выглядит эллипсом, и рассеянный свет поляризован только частично.

5.6.2. Рассеяние света на аэрозолях

Наиболее полное теоретическое решение задачи рассеяния света на микрочастицах можно получить с помощью электромагнитной теории Максвелла. Впервые эту задачу решил в общем виде ученый Ми. Общее решение является достаточно сложным, и на практике ищут решение задачи для частных

случаев, используя различные упрощения. Подходы к решению зависят от отношения характерного размера a рассеивающей частицы к длине волны света в среде. Рассмотрим рассеяние света для двух диапазонов значений размеров частиц: $a \leq 0,1\lambda$ и $a \gg \lambda$.

Первый частный случай – рэлеевское рассеяние. Основой решения является представление рассеивающего центра в виде **диполя Герца**, колебания в котором возбуждаются падающим светом, а излучаемые им электромагнитные волны и являются рассеянным излучением. Рассеивающим центром является оптическая неоднородность среды в виде диэлектрического шарика, малого в сравнении с длиной волны. Электрическое поле $E_0 \sin \omega t$ падающей световой волны создает внутри шарика однородное поле напряженностью $E_{\text{ш}}$:

$$E_{\text{ш}} = \frac{3\epsilon_{\text{ср}}}{\epsilon_{\text{ш}} + 2\epsilon_{\text{ср}}} E_0 \sin \omega t = k_1 E_0 \sin \omega t, \quad (5.29)$$

где $\epsilon_{\text{ср}}$ – относительная диэлектрическая проницаемость внешней среды, $\epsilon_{\text{ш}}$ – шарика, k_1 – коэффициент пропорциональности.

Положительные и отрицательные заряды в веществе шарика под действием электрического поля $E_{\text{ш}}$ смещаются, вещество приобретает электрическую поляризованность и у шарика появляется электрический дипольный переменный во времени момент, пропорциональный объему V шарика:

$$P = k_2 V E_0 \sin \omega t, \quad (5.30)$$

где k_2 – коэффициент пропорциональности.

Изменение дипольного момента во времени с частотой, равной частоте колебаний падающей волны, приводит к излучению шариком, как колеблющимся диполем Герца, электромагнитной волны – света, рассеянного объемом V шарика.

Предположим, что падающая волна *поляризована линейно*. Тогда векторы P и E_0 (рис. 5.6) параллельны *одному неизменному направлению*.

Рассмотрим электрическое поле $E_{\text{рас}}$ рассеянной волны, создаваемой диполем, на большом расстоянии $r \gg \lambda$ от диполя (в волновой зоне) (рис. 5.6). Вектор $E_{\text{рас}}$ перпендикулярен к лучу, проведенному из центра диполя к точке наблюдения. Так как дипольный момент колеблется по величине с частотой падающей волны, то вектор $E_{\text{рас}}$ также изменяется с той же частотой, его амплитудное значение зависит от расстояния до точки наблюдения и от угла Θ между направлением радиуса-вектора и осью диполя в соответствии с выражением (учтем, что $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$):

$$E_{\text{рас}} \sim \frac{1}{r} \sin \Theta \frac{d^2 P}{dt^2} \sim \frac{V}{r} \omega^2 \sin \Theta \sin \omega t \sim \frac{V \sin \Theta}{r \lambda^2} E_0 \sin \omega t, \quad (5.31)$$

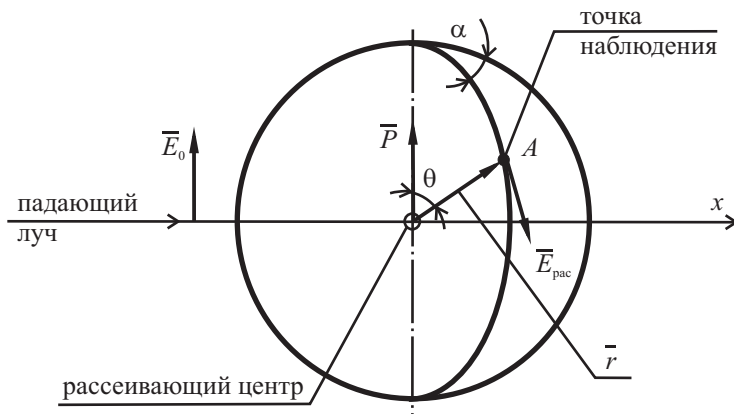


Рис. 5.6. Диаграмма пространственного расположения векторов, характеризующих рассеяние поляризованного света на малых частицах.

Из рисунка видно, что вектор $E_{\text{рас}}$ лежит в плоскости, проведенной через ось диполя и луч к точке наблюдения. Таким образом, рассеянный свет поляризован линейно. Интенсивность рассеянного света может быть определена в соответствии с выражением:

$$I_{\text{рас}} \sim |E_{\text{рас}}|^2 \sim \frac{V^2 \sin^2 \Theta}{\lambda^4 r^2} I_0. \quad (5.32)$$

где I_0 – интенсивность падающего света, V – объем рассеивающей частицы.

Закон Рэлея – интенсивность света, рассеянного на малых частицах ($a \ll 0,1\lambda$), обратно пропорциональна четвертой степени длины волны.

Из выражения (5.32) также вытекает, что интенсивность рассеянного света не зависит от угла α между направлением падающего луча и плоскостью, проведенной через рассеянный луч и ось диполя.

На рис. 5.7 показано угловое распределение интенсивности $I_{\text{рас}} \sim I_0 \sin^2 \Theta$ рассеянного излучения в случае поляризованной падающей волны – **индикатриса рассеяния света**. Распределение является аксиально симметричным относительно оси диполя. По направлению этой оси ($\Theta = 0, \pi$) излучение отсутствует. Фигура индикатрисы объемная, ее можно представить целиком, если вращать рисунок вокруг оси диполя (или вектора $\vec{P}$ на рисунке).

Индикатриса рассеяния неполяризованного света представлена на рис. 5.8. Картина аксиально симметрична относительно направления падающего луча. Луч полностью поляризован в направлении, перпендикулярном падающему лучу, в остальных – поляризация неполная.

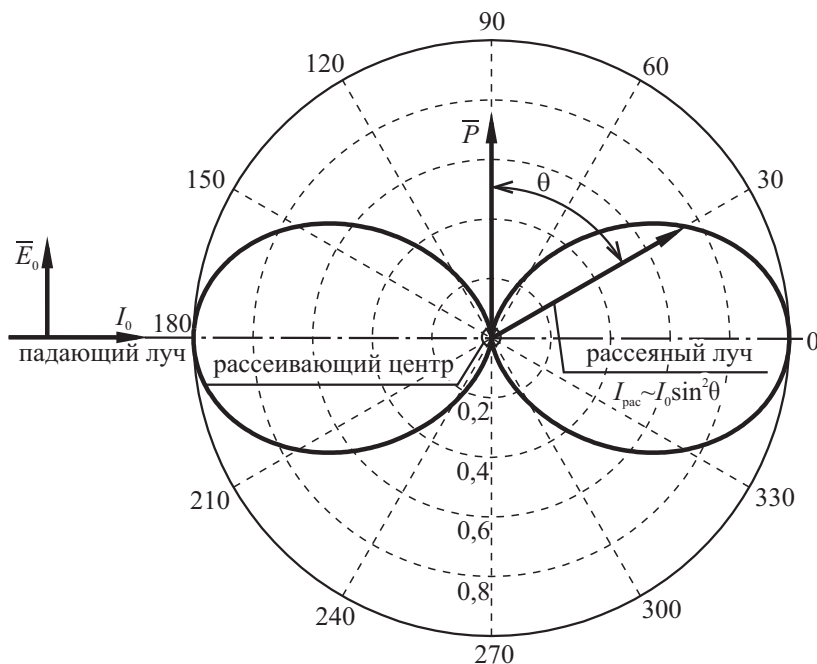


Рис. 5.7. Индикатриса рэлеевского рассеяния поляризованного света

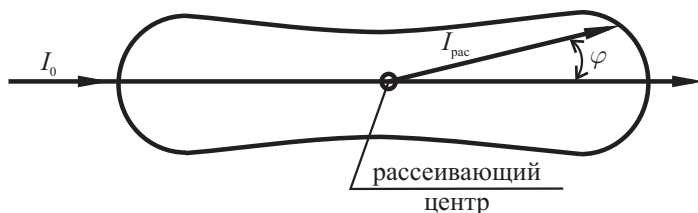


Рис. 5.8. Индикатриса рэлеевского рассеяния неполяризованного света

Законом Рэля, например, объясняется голубой цвет неба, так как к наблюдателю попадает рассеянное излучение, в котором преобладает коротковолновая часть спектра, соответствующая этому цвету.

Случай рассеяния света на частицах, поперечный размер которых значительно превышает длину волны света, был рассмотрен в теории Ми. Теория Ми учитывает размеры частиц и выражает функцию рассеяния в виде рядов,

малым параметром которых служит величина $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$ (a – радиус частицы). Причина непригодности теории Релея для случая больших частиц заключается в том, что микрообъемчики с размерами $a \ll \lambda$, на которые можно было бы разделить частицы и которые являются при рассеянии света элементарными излучателями, находятся друг от друга на расстояниях, зачастую превышающих длину волны, из чего следует, во-первых, различие степени и фазы воздействия на них со стороны падающей волны; во-вторых, возникновение разности фаз между вторичными волнами, приходящими в точку наблюдения от разных микрообъемчиков, обусловленная оптической разностью хода.

Математически теория весьма сложна. Качественно картину рассеяния можно представить как суперпозицию пучков лучей, вышедших из частицы вследствие многократного отражения и преломления на ее поверхности падающего света (рис. 5.9), и пучков лучей света, дифрагированного на контурах частицы.

Приближенная формула, описывающая форму индикатрисы, для случая рассеяния неполяризованного света большими частицами, много большими длины волны, имеет вид:

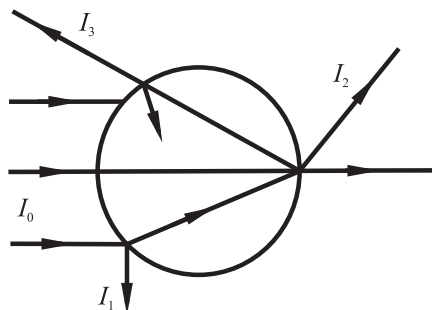


Рис. 5.9. Ход преломленных и отраженных лучей при рассеянии света на большой частице

$$I_p = \frac{1}{2} \left[\frac{\tau(\rho, \varphi)}{2} + \rho^2 (1 + \cos \varphi)^2 \frac{J_1^2(\rho \sin \varphi)}{(\rho \sin \varphi)^2} \right] P_{\text{рас}}, \quad (5.33)$$

где I_p – интенсивность рассеянного частицей света по направлению под углом наблюдения φ , $P_{\text{рас}}$ – поток энергии света, рассеянного частицей по всем направлениям, J_1 – функция Бесселя первого порядка (имеет минимум при $\rho \sin \varphi = 3,83$), $\tau(\rho, \varphi)$ – доля интенсивности, обусловленная многократными отражениями и преломлениями.

Учитывая, что $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$, найдем направление рассеяния, соответствующее первому минимуму индикатрисы:

$$\sin \varphi = \frac{3,83}{\rho} = 0,61 \frac{\lambda}{a}. \quad (5.34)$$

На рис. 5.10 показана одна из возможных форм индикатрисы рассеяния света крупной частицей.

Первый член под квадратной скобкой в выражении (5.33) описывает рассеяние вследствие отражения–преломления в



Рис. 5.10. Индикатриса рассеяния света большой частицей

частице и зависит как от фактора ρ частицы, так и от угла α наблюдения. Второй член обусловлен дифракцией световой волны на контурах частицы радиусом a .

С увеличением размера частиц появляется асимметрия рассеяния – превалирует рассеяние вперед (эффект Ми). Важной особенностью рассеяния Ми является его слабая зависимость от длины волны, если размер частиц много больше длины волны.

Поток энергии света $P_{\text{рас}}$, рассеянного крупной частицей по всем направлениям, определяется выражением:

$$P_{\text{рас}} = I_0 \sigma_p; \quad \sigma_p = \pi a^2 K_p, \quad (5.35)$$

где I_0 – интенсивность падающего света, σ_p – коэффициент рассеяния, πa^2 – сечение частицы, K_p – фактор рассеяния.

Для прозрачных крупных частиц:

$$K_p = 2 - \frac{8n^2}{\rho(n+1)^2(n-1)} \sin[2\rho(n-1)]. \quad (5.36)$$

Из выражения (5.36) следует, что при увеличении ρ , а значит и размера частицы, фактор рассеяния стремится к 2. Следовательно, предельно большие частицы рассеивают в 2 раза больше излучения, чем падает на их геометрическое сечение.

Рассеянный свет частично поляризован даже при не поляризованном падающем свете. Характер поляризации зависит от свойств частиц и направления наблюдения рассеянного света. Если падающий свет поляризован, поляризация рассеянного света зависит и от его поляризации.

Благодаря слабой зависимости рассеяния от длины волны для больших частиц (в сравнении с длиной волны), облака, состоящие в основном из относительно крупных капель воды, являются белыми.

В результате рассеяния света интенсивность пучка в направлении распространения убывает быстрее, чем в случае только поглощения. Поэтому для мут-

ного вещества в закон Бугера в показатель экспоненты необходимо добавлять коэффициент γ' , обусловленный рассеянием:

$$I = I_0 \exp [-(\gamma + \gamma') \delta]. \quad (5.37)$$

Анализаторы дисперсных сред, основанные на явлении рассеяния света и измерении рассеянного этой средой светового потока, называют **нефелометрами**. (*nephela* – облако, туман). Нефелометрия – метод определения мутности среды путем измерения интенсивности рассеяния света средой.

5.6.3. Фотолюминесценция

Фотолюминесценция – это холодное свечение вещества, возбуждаемое падающим светом. Люминесцировать могут вещества во всех агрегатных состояниях – газы и пары, растворы органических веществ, стекла, кристаллические вещества; основное условие – наличие дискретного энергетического спектра.

Вещества с непрерывным спектром (например, металлы в конденсированном состоянии) не люминесцируют, т.к. в них энергия оптического возбуждения непрерывным образом переходит в теплоту.

При фотолюминесценции процесс подчиняется правилу Стокса: длина волны люминесцентного излучения всегда больше длины волны возбуждающего света (рис. 5.11).

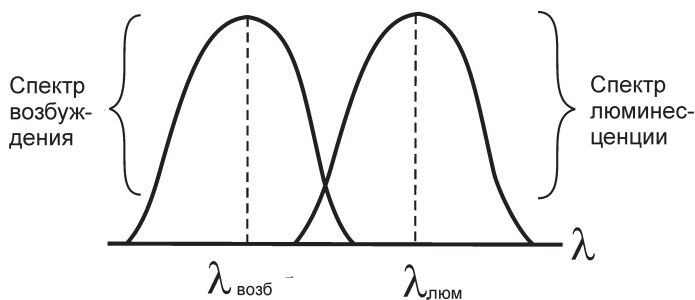


Рис. 5.11. Правило Стокса.

С квантовой точки зрения правило Стокса означает, что энергия $h\nu$ падающего фотона частично расходуется на какие-то неоптические процессы:

$$h\nu = h\nu_{\text{люм}} + \Delta E, \quad (5.38)$$

где $\nu_{\text{люм}}$ – частота света люминесценции.

Рассмотрим механизмы возникновения люминесценции в кристаллических веществах в соответствии с зонной теорией твердых тел. В запрещенной зоне диэлектрика располагаются примесные уровни A (рис. 5.12).

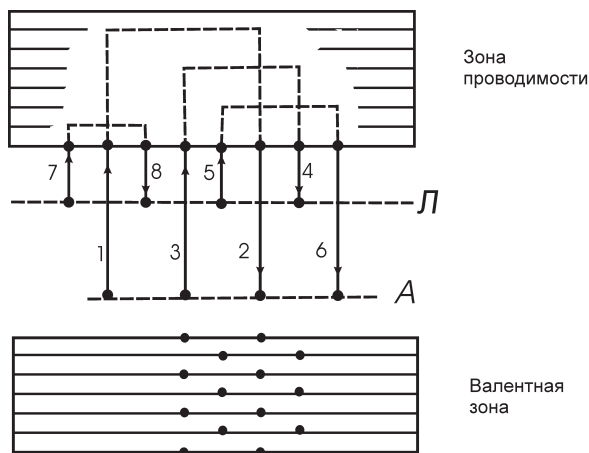


Рис. 5.12. Энергетические диаграммы фотолюминесценции.

При поглощении атомом примеси фотона с энергией $h\nu$ электрон с примесного уровня переводится в зону проводимости, свободно перемещается по кристаллу, пока не встретится с ионом примеси и не рекомбинирует с ним, перейдя вновь на примесный уровень. Рекомбинация сопровождается излучением кванта люминесцентного свечения. Время высвечивания люминофора определяется временем жизни возбужденного состояния атомов активатора ($\approx 10^{-9}$ с), поэтому свечение является кратковременным.

Существуют вещества с длительным свечением (*фосфоресценцией*). Они отличаются наличием в запрещенной зоне диэлектрика дополнительных уровней L – *центров захвата* или *ловушек* для электронов, представляющих незаполненные локальные уровни, образованные атомами другой примеси. В таких материалах электроны, находящиеся в зоне проводимости, могут захватываться ловушками и теряют свою подвижность. Освободиться из ловушек электроны могут, например, за счет энергии тепловых колебаний решетки. Освобожденный из ловушки электрон снова попадает в зону проводимости, и может быть или вновь захвачен ловушкой, или рекомбинирует при встрече с ионом примеси; при этом возникает квант люминесценции. Длительность люминесценции при этом больше, т.к. определяется временем захвата электронов ловушкой.

С течением времени интенсивность свечения люминесценции затухает – в

простейшем случае одного возбужденного состояния – по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (5.39)$$

где I и I_0 – интенсивности люминесценции в начальный момент времени и через время t ; τ – среднее время жизни возбужденного состояния.

Затухание люминесценции **кристаллофосфоров** может продолжаться от $\approx 10^{-8}$ с до нескольких часов, однако энергия фотолюминесценции не может быть больше поглощенной веществом энергии возбуждающего оптического излучения.

Явление фотолюминесценции широко используется при качественном и количественном химическом анализе. Чувствительность такого метода анализа очень высокая, метод позволяет обнаруживать примеси некоторых веществ в концентрациях до $10^{-10} \dots 10^{-11}$ г/см³; в газовой фазе удается регистрировать отдельные атомы.

Вещество в тепловых полях

6.1. Общие сведения

Теплом называют **тепловую энергию**. Тепловая энергия – это кинетическая энергия самопроизвольного беспорядочного колебательного движения атомов и молекул, из которых тело состоит; такое движение частиц называют **тепловым**. Все тела в природе имеют тепловую энергию.

Температура является мерой указанной выше кинетической энергии беспорядочного теплового движения частиц. Чем быстрее движение, тем выше температура. Так как движение атомов и молекул беспорядочное, их кинетические энергии не одинаковы, то температуру объекта определяют по средней кинетической энергии частиц тела, количество которых может быть очень большим:

$$E_K = \frac{1}{2}kT, \quad (6.1)$$

где E_K – средняя кинетическая энергия теплового движения частицы тела, приходящаяся на одну степень свободы; k постоянная Больцмана; T – термодинамическая температура тела.

Понятие температуры применимо только для характеристики тел и систем частиц, находящихся в состоянии термодинамического равновесия.

Температура тел – это такой их параметр, по которому можно судить, находятся ли два тела в состоянии термодинамического равновесия, если они соприкасаются. Если температуры тел различны, то при возникновении между ними теплового контакта будет происходить обмен энергией (теплообмен), т.е. нет равновесия; при одинаковой температуре теплообмена нет.

Температура **не аддитивна**, т.е. ее значение нельзя получить сложением температур, поэтому для измерения температур **нельзя ввести эталон**.

Наиболее общие тепловые свойства макроскопических объектов изучает **термодинамика**. В основе измерений тепловой энергии тел и их температуры лежит возможность преобразования внутренней тепловой энергии тел в механическую работу тел и обратно. Закономерности этого преобразования выражает **первое начало термодинамики**. Изменение внутренней энергии тела

dU определяется поглощенной телом теплотой dQ за вычетом механической работы тела над другими телами:

$$dU = dQ - dA. \quad (6.2)$$

Величина внутренней тепловой энергии тела не может быть измерена непосредственно, а только путем измерения работы тела над другими телами.

Для измерения температуры тел разработано множество косвенных методов, основанных на измерении параметров вещества, изменяющихся при изменении температуры:

- на тепловом расширении тел;
- на тепловом изменении электрических или магнитных свойств тел;
- на тепловом изменении давления или объема, или жидкости;
- на тепловом изменении скорости звука, и т.д.

6.2. Шкалы температур. Термодинамические шкалы

Физические свойства материалов зависят от их температуры, поэтому можно по зависимости одного из физических параметров данного материала от температуры определить шкалу, которая позволяет сравнивать температуры разных объектов и некоторым способом выявлять соотношение между двумя температурами. Однако такая шкала оказывается произвольной, применима только для данного случая, не решает проблемы измерения температуры в целом. Общее решение проблемы возможно только при использовании законов термодинамики.

Термодинамические (абсолютные) шкалы базируются на использовании свойств идеального газа.

Внутренняя энергия определенной массы идеального газа зависит только от его температуры:

$$U = \frac{im}{2M}RT, \quad (6.3)$$

где R – универсальная газовая постоянная, m – масса газа, i – число степеней свободы молекул газа, M – молярная масса.

Состояние идеального газа определяется уравнением Менделеева–Клапейрона:

$$PV = \frac{m}{M}RT. \quad (6.4)$$

Можно заключить, что и внутренняя энергия идеального газа и произведение его параметров PV однозначно зависят только от температуры.

Чтобы повторяемо определять значение температуры, нужно задать цену деления шкалы температур. Для этого договорились использовать температуру какого-либо легко различаемого и воспроизводимого явления.

Шкала Кельвина базируется на использовании температуры тройной точки воды (температуры равновесия воды, льда, пара), которой придали значение 273,16 К. Отсюда: Кельвин есть единица термодинамической температуры, равная $1/273,16$ части термодинамической температуры тройной точки воды.

Шкала Цельсия – получается из абсолютной шкалы Кельвина, если за нуль принять температуру замерзания воды; единица измерения этой шкалы – градус Цельсия ($^{\circ}\text{C}$) – равна Кельвину. Перевод значений температур из одной шкалы в другую производится по формуле:

$$T (^{\circ}\text{C}) = T (\text{K}) - 273,16.$$

Шкала Фаренгейта – использует в качестве нулевой точки температуру смеси воды, льда и поваренной соли, в качестве второй точки – «температуру крови здорового человека», которой присвоено значение 96 градусов. Для перевода значений из шкалы Цельсия в шкалу Фаренгейта используют выражение:

$$T (^{\circ}\text{F}) = 32 + [1,8 \times T (^{\circ}\text{C})].$$

Идеальным термометром был бы прибор, использующий в качестве рабочего тела идеальный газ – газовый термометр (рабочее тело – гелий, водород или азот). Однако на практике таким термометром было бы пользоваться неудобно. Им пользуются в специальных лабораториях для определения температур некоторых фазовых переходов, которые составляют набор эталонных значений или первичных реперных точек:

Некоторые значения реперных точек:

- точка плавления галлия – 302,91 К;
- точка кипения воды – 373,15 К (100°C);
- точка затвердевания олова – 505,078 К;
- точка затвердевания золота – 1337,33 К.

Для осуществления на практике точных измерений температуры без использования газового термометра выбраны три физических величины: электрическое сопротивление проводника, электродвижущая сила термопары, излучение абсолютно черного тела; эти величины являются функциями температуры, численные значения этих величин и определяются в реперных точках. В интервале температур между реперными точками используется температурная зависимость этих величин, выраженная в виде некоторой функции.

6.3. Тепловые свойства вещества

6.3.1. Тепловое расширение

При увеличении температуры тел увеличивается интенсивность колебательного теплового движения атомов и молекул, среднее расстояние между частицами растет, что приводит к расширению всего тела. Зависимость **линейного размера тела** (например, длины) от температуры определяется соотношением:

$$\ell = \ell_0 (1 + \alpha \Delta T), \quad (6.5)$$

где $\Delta T = T - T_0$ – изменение температуры тела; T_0 – начальная температура; ℓ_0 – длина тела при температуре T_0 ; α – коэффициент линейного расширения. У разных веществ значения α различны.

Объем V_0 тела при нагревании также изменяется:

$$\Delta V = 3\alpha V_0 \Delta T, \quad (6.6)$$

где ΔV – изменения объема тела.

На использовании теплового расширения жидкостей основаны ртутные и спиртовые термометры.

6.3.2. Теплоемкость

Тело, обладающее более высокой температурой, содержит и большее количество тепла:

$$\Delta Q = C \cdot \Delta T = c \cdot m \cdot \Delta T, \quad (6.7)$$

где ΔQ – изменение количества тепла (тепловой энергии), содержащейся в теле при нагревании на ΔT ; C – теплоемкость тела; c – удельная теплоемкость материала; m – масса тела.

Удельная теплоемкость является характеристикой вещества и определяет количество теплоты, поглощаемой единицей массы тела при изменении температуры на 1 градус.

При изменении температуры тела в широких пределах приходится учитывать изменение удельной теплоемкости. Теплоемкость существенно изменяется при фазовых переходах вещества – плавлении, испарении и др.

Теплоемкость зависит также от способа нагревания тела. Различают **теплоемкость C_V при постоянном объеме** тела и **теплоемкость C_p при постоянном давлении** (при нагревании принудительно поддерживается постоянным объем тела или давление). В случае твердых тел в расчеты обычно входит C_p .

6.4. Распространение тепла

Тепло свободно и самопроизвольно передается от нагретых частей системы к холодным; распространение тепла невозможно ограничить.

Тепловая энергия может быть передана от объекта к объекту тремя способами:

- теплопроводностью;
- конвекцией;
- излучением.

На рис. 6.1 показано распределение температуры в многослойной структуре, где слои выполнены из разных материалов. Картина распределения температуры стационарная, т.к. процесс передачи тепла непрерывный, тепло в источнике не иссякает.

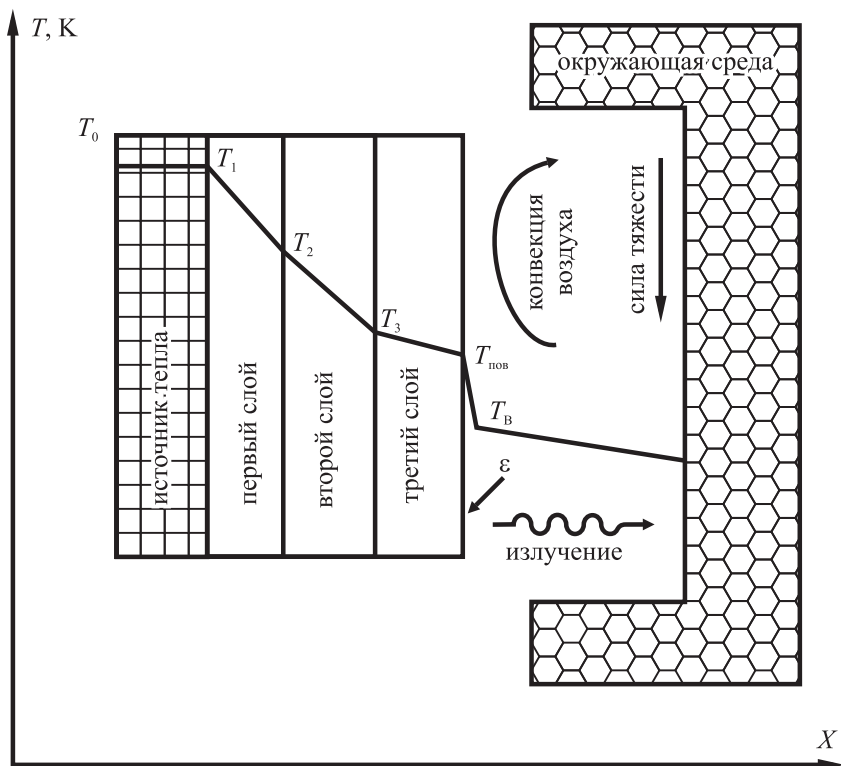


Рис. 6.1. Температурный профиль многослойной структуры.

При прохождении тепла через слои распределение температуры определяется толщиной каждого слоя и его теплопроводностью. Первый слой контактирует с источником тепла. Тепло передается от слоя к слою и внутри слоя через механизм **теплопроводности**. Последний слой граничит с воздухом, и отдает ему тепло через механизм **конвекции**, а удаленным окружающим объектам – при помощи **излучения** (ε – степень черноты поверхности). Температура поверхности последнего слоя $T_{\text{пов}}$; приповерхностный слой воздуха не участвует в конвекции, неподвижен и нагрет до температуры T_B за счет теплопроводности воздуха. Таким образом, рис. 6.1 иллюстрирует все три механизма передачи тепла.

6.4.1. Теплопроводность

Для передачи тепла через механизм теплопроводности необходим тепловой контакт между объектами.

Совершающие тепловые беспорядочные колебания атомы нагретого тела при контакте с частицами холодного тела передают им часть своей колебательной энергии, те также начинают совершать более энергичные колебания. В результате теплый объект теряет тепло, а холодный – поглощает его.

Распространение теплоты путем теплопроводности определяется законом Фурье:

$$q = -\lambda \operatorname{grad} T, \quad (6.8)$$

где q – тепловой поток, определяющий собой количество теплоты, переданной в единицу времени через единицу поверхности, Вт/м²; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); $\operatorname{grad} T$ – градиент температуры. Если рассматривается поток тепла вдоль оси X , то $\operatorname{grad} T = dT/dX$

Теплопроводность зависит от природы и физического состояния вещества. Лучшими проводниками тепла являются металлы, наименьшая теплопроводность у газов.

Если тепловые свойства среды однородны, количество тепла Q , проходящее через слой вещества площадью S , как следует из закона Фурье, равно:

$$Q = G_T \cdot \Delta T \cdot t = \frac{\Delta T}{R_T} \cdot t, \quad (6.9)$$

где G_T – тепловая проводимость среды, R_T – тепловое сопротивление среды, t – время.

Количество тепла, проходящее через стенку, пропорционально разности температур по сторонам стенки.

Передача тепла между телами зависит от геометрии области теплового контакта тел. Тепловая проводимость участка плоской стенки (рис. 6.2):

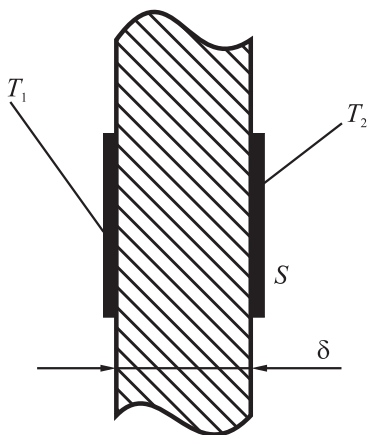


Рис. 6.2. Передача тепла через плоскую стенку.

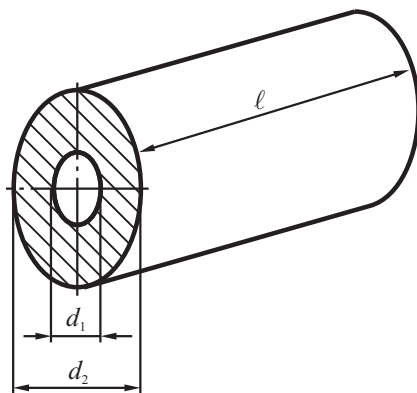


Рис. 6.3. Передача тепла цилиндрической стенкой.

$$G_T = \lambda \frac{S}{\delta}, \quad (6.10)$$

где S – площадь участка стенки, δ – ее толщина.

Тепловая проводимость цилиндрической стенки (рис. 6.3):

$$G_T = \lambda \frac{2\pi\ell}{\ln\left(\frac{d_1}{d_2}\right)}, \quad (6.11)$$

где ℓ – длина цилиндра, d_1 и d_2 – диаметры внешней и внутренней стенок цилиндра.

Общее количество тепла, проходящего через плоский слой вещества (плоскую стенку), найдем, комбинируя (6.9) и (6.10):

$$Q = \frac{\lambda S \Delta T}{\delta} \cdot t. \quad (6.12)$$

Используя последнее уравнение, можно экспериментально определить, например, коэффициент теплопроводности вещества, пропуская через его слой известное значение тепла и измеряя разность температур по сторонам слоя, или определять потери тепла через стенку, если известна теплопроводность ее вещества.

6.5. Конвективный теплообмен

Конвективный теплообмен характеризуется тем, что тепловая энергия между телами переносится перемещающимися материальными частицами среды – молекулами жидкости или газа. Среда, перемещаясь, омывает горячее тело, ее частицы сталкиваются с этим телом, отбирают его тепловую энергию, нагреваются и удаляются, передавая затем тепловую энергию другому телу.

Однако не всегда тепло жидкостью и газом переносится путем конвекции. Могут быть созданы условия, когда среда неподвижна, например, в узких зазорах между нагретыми телами, когда тело переносится газом или жидкостью за счет теплопроводности, а не конвекцией.

Количественно конвективный теплообмен между твердым телом и окружающим его газом или жидкостью характеризуется законом Ньютона:

$$Q = \alpha \cdot S \cdot \Delta T \cdot t, \quad (6.13)$$

где Q – тепло, отдаваемое всей поверхностью тела в среду, Дж; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²К); S – поверхность тела; ΔT – разность температур тела и среды.

При обтекании твердого тела жидкостью или газом всегда существует тонкий слой этой среды, непосредственно примыкающий к поверхности твердого тела (**приграничный слой**) (рис. 6.4), где скорость движения жидкости практически равна нулю, и передача тепла в этом слое происходит по законам теплопроводности.

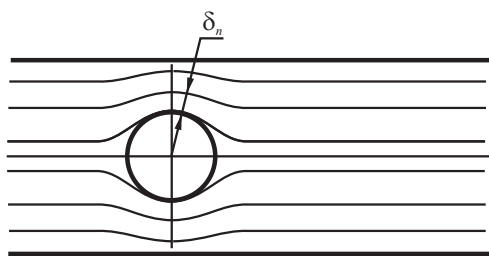


Рис. 6.4. Обтекание цилиндра потоком среды и формирование приграничного слоя.

Толщина приграничного слоя δ_n зависит как от вязкости среды, так и от скорости потока и может быть приближенно вычислена при обтекании цилиндра диаметром D по формуле:

$$\delta_n = 64 \frac{D}{\text{Re}^{0,875}}, \quad (6.14)$$

где Re – критерий Рейнольдса.

$$\text{Re} = \frac{vD}{\nu}, \quad (6.15)$$

где v – скорость потока, ν – кинематическая вязкость жидкости (газа).

При определении коэффициента α теплоотдачи поверхности тела в среду всегда необходимо учитывать наличие приграничного слоя среды. С учетом этого фактора коэффициент теплоотдачи в газовую среду равен:

$$\alpha = \frac{c\lambda}{D} \text{Re}^n, \quad (6.16)$$

где c и n – функции скорости газа и размеров цилиндра и определяются по значению Re в специальных таблицах.

Рассмотрим в качестве примера использования эффекта конвективной передачи тепла измерение скорости газового потока с помощью термоанемометра. Основой прибора является тонкая проволока, обдуваемая газовым потоком и нагреваемая пропусканием через нее электрического тока. В установившемся режиме все тепло, выделяющееся в проволоке, уносится потоком, поэтому, зная нагревающую проволоку электрическую мощность P и измерив ее температуру, можно вычислить скорость потока. Подставив (6.15) в (6.13) и используя (6.16), получим:

$$P = \frac{Q}{t} = S \Delta T \frac{v^n D^n}{\nu^n}. \quad (6.17)$$

Значение показателя степени n зависит от скорости потока и диаметра D проволоки; для тонких проволок и малых скоростей потока выведено на основе (6.17) следующее выражение:

$$v^{0,4} = \frac{P}{0,81 \cdot S \Delta T} \cdot \frac{\nu^{0,4}}{\lambda d^{-0,6}},$$

где S – поверхность проволоки; d – ее диаметр; P – электрическая мощность, нагревающая проволоку; ΔT – разность температур проволоки и газового потока.

6.6. Излучение

Теплообмен излучением между телами осуществляется дистанционно, без их соприкосновения и без участия промежуточной среды.

Нагретое тело преобразует часть своей внутренней, тепловой энергии в лучистую энергию, энергию электромагнитного излучения. Излучение на поверхности другого тела поглощается, преобразуется в его внутреннюю энергию.

Закон Кирхгофа для теплового излучения устанавливает, что способности тела излучать и поглощать взаимосвязаны:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} \quad (6.18)$$

где $\varepsilon_{\lambda,T}$ – коэффициент черноты тела на длине волны λ , то есть отношение излучательности данного тела к излучательности абсолютно черного тела на этой длине волны; $a_{\lambda,T}$ – коэффициент поглощения тела на длине волны λ , то есть доля падающего излучения на этой длине волны, поглощенная телом. Если тела серые, то есть излучающие одинаково на всех длинах волн, то $\varepsilon_T = a_T$ (нет зависимости от длины волны излучения).

Рассмотрим теплообмен излучением между одиночным телом, имеющим температуру T , и окружающей средой, состоящей из многих тел и имеющей температуру $T_{\text{ср}}$.

В соответствии с законом Стефана–Больцмана для излучения абсолютно черного тела с каждой единицы поверхности тела в единицу времени излучается энергия (называемая интегральной излучательностью):

$$R_e = \sigma T^4, \quad (6.19)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}^4)$ – постоянная величина, коэффициент Стефана–Больцмана; T – термодинамическая температура тела.

Тепловое излучение реальных тел отличается тем, что их излучательность меньше излучательности абсолютно черного тела ($\varepsilon_T < 1$) и подчиняется уравнению:

$$R_c = \varepsilon_T \sigma T^4. \quad (6.20)$$

Другая особенность реальных тел – некоторая зависимость коэффициента черноты тел от температуры. Так как окружающая среда нагрета, она также излучает. Окружающая среда полностью поглощает все падающее на нее излучение, поэтому ее можно считать абсолютно черной.

Рассмотрим случай, когда рассматриваемое тело и окружающая среда имеют одинаковые температуры $T_{\text{ср}}$, т.е. находятся в состоянии термодинамическо-

го равновесия. При этом плотность излучения в любом месте среды одинакова и определяется температурой тел среды:

$$R_{\text{ср}} = \sigma T^4, \quad (6.21)$$

Плотность поглощенного телом излучения равна:

$$A = a_T R_{\text{ср}} = a_T \sigma T_{\text{ср}} \quad (6.22)$$

Нагреем тело до температуры T . Его излучение во внешнюю среду определится выражением (6.20), а поглощение не изменится.

Результирующая энергия, теряемая единицей поверхности тела в единицу времени в результате процессов излучения и поглощения, равна:

$$R_{\Sigma} = R_c - A = \varepsilon_T \sigma T^4 - a_T \sigma T_{\text{ср}}^4 \quad (6.23)$$

Так как $\varepsilon_T = a_T$, получим

$$R_{\Sigma} = \varepsilon_T \sigma (T^4 - T_{\text{ср}}^4). \quad (6.24)$$

Тепловая мощность, теряемая телом, определится формулой:

$$P = R_{\Sigma} S = \varepsilon_T \sigma (T^4 - T_{\text{ср}}^4) S, \quad (6.25)$$

где S – площадь поверхности тела.

На использовании законов теплового излучения тел основаны методы дистанционного измерения их температуры – методы оптической пирометрии.

Упругие волны в веществе

7.1. Понятие о звуке

Окружающий нас мир пронизан звуками различного происхождения. Животные и человек пользуются звуками для получения информации как о происходящих событиях, так и о свойствах и состоянии структурных элементов этого мира.

Звуковые колебания распространяются от места возникновения в виде упругих волн в среде. Упругие волны взаимодействуют с веществом, обмениваются с частицами вещества энергией, импульсом и несут информацию о параметрах среды.

Упругие волны могут существовать в любых средах – твердых, жидких, газообразных, диэлектрических, полупроводниковых, проводящих – чем, с точки зрения получения информации выгодно отличаются от рассмотренного выше использования для этой цели электрических, магнитных полей, светового излучения.

7.2. Общие свойства бегущих волн

7.2.1. Плоская бегущая волна

Любые волны, возникающие в среде, независимо от физической природы возмущений и среды, имеют ряд общих свойств. Для описания волны вводят следующие параметры: скорость волны; частота колебаний частиц среды в волне; волновой вектор.

Проследим за распространением какого-либо возмущения в среде (рис. 7.1).

На рис. 7.1, *а*, показано смещение частиц среды от положения равновесия в некоторый момент времени t_0 в зависимости от координаты частиц x . В точке с координатой x_0 смещение равно S .

Возмущение перемещается, не изменяясь, со скоростью v по направлению оси x , и на рис. 7.1, *б*, показано новое положение возмущения спустя время t . Смещение равно прежнему значению S в точке с новой координатой

$$x = x_0 + v(t - t_0).$$

Разделим обе части полученного выражения на v и после преобразования получим:

$$t - \frac{x}{v} = t_0 - \frac{x_0}{v}. \quad (7.1)$$

В качестве математической функции $S(x, t)$, описывающей смещение частиц в волне в зависимости от их координаты и времени необходимо взять выражение, зависящее только от величины $t - (x/v)$, так как эта величина, характеризующая возмущение, как следует из (7.1), остается неизменной при перемещении возмущения:

$$S(x, t) = F\left(t - \frac{x}{v}\right). \quad (7.2)$$

В зависимости от физических причин, вызвавших возмущение, вид функции $F(t - [x/v])$ может быть самым разным.

Возмущение любого вида можно представить как суперпозицию синусоидальных колебаний. В этом случае рассмотрение распространения волны с любым характером возмущения можно заменить на рассмотрение набора отдельных бегущих синусоидальных волн.

Уравнение бегущей синусоидальной (косинусоидальной) волны имеет вид:

$$S(x, t) = A \cos(\omega t - kx), \quad (7.3)$$

где A – амплитуда колебания, ω – круговая частота колебаний в волне. Такая волна в среде носит название **нормальной** (или собственной), т.к. упругие волны в ней обусловлены упругими колебаниями среды, т.е. собственной упругостью среды.

Учтем, что $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$, где T – период колебаний, f – частота, и представим (7.3) в виде:

$$S = A \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{v}x\right). \quad (7.4)$$

Здесь $\omega/v = 2\pi/\lambda = k$ – волновое число, и можно записать:

$$S = A \cos(\omega t - kx). \quad (7.5)$$

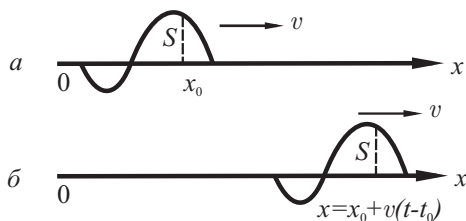


Рис. 7.1. Распространение возмущения.

Скорость распространения синусоидальной волны $v = \omega/k$ носит название **фазовой скорости**. Это скорость распространения фиксированной фазы колебаний.

Распространяясь в среде, волна захватывает все новые ее области. Граница, отделяющая возмущенную область среды от невозмущенной, называется фронтом волны; нормальный к этому фронту вектор $\vec{k}$, имеющий модуль, равный волновому числу k , называется **волновым вектором**. Волновой вектор характеризует направление и скорость волны:

$$\vec{k} = \frac{\omega}{v} \vec{n} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}, \quad (7.6)$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к волновому фронту.

7.2.2. Групповая скорость

Синусоидальные волны, рассмотренные выше, являются монохроматическими, имеют всегда постоянные, не меняющиеся со временем, частоту и амплитуду.

Такие волны не позволяют наблюдателю получать какие-либо новые сведения, новую информацию. Передача информации волной связана с введением некоторой аномалии в волну, кратковременного изменения ее параметров, например, амплитуды или фазы.

Такая (несущая информацию) волна уже не является монохроматической, но ее можно представить в виде суммы бесконечного числа монохроматических волн с различными амплитудами и частотами (в виде группы волн или волнового пакета). Смещение частиц $S(x, t)$ в волновом пакете можно получить алгебраическим суммированием смещений частиц во всех входящих в пакет волнах:

$$S(x, t) = \sum_{-\infty}^{\infty} A(k_i) \cos(\omega t - k_i x), \quad (7.7)$$

где $A(k_i)$ – амплитуда смещения на волне с волновым числом k_i .

Обычно выражение (7.7) записывают в виде интеграла:

$$S(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) \cos(\omega t - kx) dk. \quad (7.8)$$

Здесь $A(k)$ имеет смысл спектральной плотности амплитуды волнового пакета, а произведение $A(k)dk$ – амплитуды части волнового пакета в диапазоне изменений dk волнового числа.

Часто скорость распространения монохроматической волны в среде зависит от частоты ω колебаний, т.е. среда обладает **дисперсией**. Различные составляющие пакета при этом будут двигаться с разными скоростями, отставая от или обгоняя волну, имеющую среднее значение частоты.

Скорость распространения волнового пакета называется **групповой скоростью** и характеризуется скоростью распространения волны с некоторым центральным значением волнового числа k_0 :

$$v_d = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k_0}. \quad (7.9)$$

Это выражение справедливо при малых изменениях частоты составляющих волнового пакета. Выражение $d\omega/dk$ отражает дисперсию среды, «быстроту» изменения длины волны λ (т.к. $k = 2\pi/\lambda$) с изменением частоты волны ω .

Групповая скорость является скоростью переноса волной энергии информационного сигнала.

7.2.3. Поток энергии волн. Вектор Умова – Пойнтинга

Количественной характеристикой переносимой энергии является поток энергии.

Поток энергии волн – это энергия, переносимая волной через некоторую поверхность в единицу времени:

$$\Phi = \frac{dE}{dt}, \quad (7.10)$$

где E – переносимая энергия. Поток энергии измеряется в ваттах (Вт).

Построим мысленно в среде, в которой распространяется монохроматическая волна, параллелепипед с площадью основания S и длиной ребра, численно равной скорости c волны. Параллелепипед ребрами расположен вдоль направления движения волны.

За 1 с через основание S пройдет энергия волны, заключенной в объеме $(S \times c)$ параллелепипеда. Если объемная плотность энергии волн w , то поток энергии равен:

$$\Phi = wSc. \quad (7.11)$$

Энергия упругой волны складывается из потенциальной энергии среды, обусловленной ее упругой деформацией, и кинетической энергии колеблющихся частиц.

Из курса физики известно, что кинетическая энергия колеблющейся частицы массой m равна:

$$W_K = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2, \quad (7.12)$$

В волновом движении участвует множество таких частиц. Пусть они занимают некоторый объем V среды. Если обе стороны (7.12) разделить на V , то вместо энергии W_K получим плотность энергии $w_K = W/V$, а вместо массы – плотность среды: $\rho = m/V$. В результате вместо (7.12) получим:

$$w_K = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2. \quad (7.13)$$

Значения потенциальной и кинетической энергий в бегущей волне равны друг другу, поэтому плотность полной энергии бегущей волны равна удвоенному значению кинетической:

$$w = 2w_K = \rho \omega^2 A^2. \quad (7.14)$$

Плотность энергии периодически изменяется со временем с частотой 2ω в пределах от нуля до значения ρv^2 . Среднее за период значение w равно:

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2. \quad (7.15)$$

Поток энергии волн, проходящий через единицу поверхности, нормальной направлению волны, называется плотностью потока энергии U .

Учитывая (7.11) и (7.14), найдем:

$$U = \frac{\Phi}{S} = w c. \quad (7.16)$$

Вектор плотности потока энергии $\overline{U}$

$$\overline{U} = w \vec{c} \quad (7.17)$$

называется **вектором Умова–Пойнтинга**.

Скалярная величина I , равная модулю среднего значения вектора Умова–Пойнтинга, называется **интенсивностью волн**:

$$I = \left| \langle \overline{U} \rangle \right|. \quad (7.18)$$

Единица измерения интенсивности – Вт/м².

Для плоской монохроматической упругой волны, учитывая (7.17) и (7.15), запишем:

$$I = \left| \langle \bar{U} \rangle \right| = \langle w \rangle c = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 c. \quad (7.19)$$

Из этого выражения следует, что для упругой волны интенсивность и вектор Умова–Пойнтинга определяются параметрами колебательного движения среды и скоростью волны.

7.3. Упругие волны в среде

7.3.1. Распространение упругих волн в стержне

Любая локальная деформация среды вызывает образование распространяющегося в ней во всех направлениях возмущения, т.е. бегущей волны. Если деформации малы и остаточных (после предыдущего воздействия) деформаций среды нет – волна является упругой.

Рассмотрим распространение малых продольных возмущений в стержне, возникших в результате действия постоянной силы F давления на его свободный конец A (рис. 7.2).

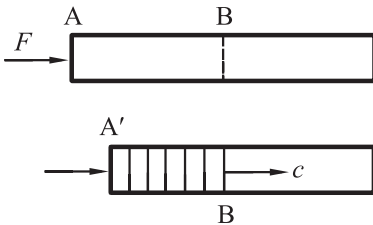


Рис. 7.2. Распространение продольных возмущений в стержне.

Момент приложения силы F считаем началом отсчета времени, т.е. нулевым. В возмущенной области стержня все вещество в любой момент времени t движется с постоянной скоростью v , сам стержень в указанной области деформирован одинаково. Если m – масса деформированной части стержня в момент t , то его импульс при этом равен mv , и, в соответствии со вторым законом Ньютона, запишем:

$$\frac{d(mv)}{dt} = F. \quad (7.20)$$

Вещество стержня левее границы B движется, а правее границы находится в состоянии покоя. Сама граница перемещается с постоянной скоростью c и за время t возмущение проходит путь $\ell = ct$, так что масса возмущенной области стержня будет $m = \rho S ct$, где S – площадь поперечного сечения стержня, ρ – его плотность. Учитывая, что $F = pS$, где p – давление в возмущенной области, из (7.20) найдем:

$$p = \rho cv. \quad (7.21)$$

Давление p внутри области стержня приводит к его сжатию на величину $\Delta\ell$; относительная деформация ε равна:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{p}{E_{\text{Ю}}}. \quad (7.22)$$

Здесь $E_{\text{Ю}}$ – модуль Юнга, а все выражение является законом Гука.

К моменту времени t правый конец сжатой области (граница **В**) не успел переместиться, а левый **А'** двигался в течение времени t со скоростью v и прошел расстояние vt , которое и равно укорочению $\Delta\ell$ стержня:

$$\Delta\ell = vt. \quad (7.23)$$

Учитывая (7.22) запишем:

$$\varepsilon = \frac{vt}{\ell} = \frac{v}{c}, \quad (7.24)$$

$$p = E_{\text{Ю}} \frac{v}{c} \quad (7.25)$$

Приравнивая правые части уравнений (7.21) и (7.25), получим значение скорости распространения продольных возмущений в стержне:

$$c = \sqrt{\frac{E_{\text{Ю}}}{\rho}}. \quad (7.26)$$

Найдем значение энергии, переносимой волной. Работа силы F за время t равна:

$$A = Fvt = pS\varepsilon\ell = p\varepsilon V, \quad (7.27)$$

где $V = S\ell$ – объем возмущенной части стержня. Работа приводит к сжатию стержня, т.е. к возникновению потенциальной энергии $W_{\text{пот}} = \frac{1}{2}\varepsilon pV$, а также приращению кинетической энергии. Видим, что только половина работы идет на увеличение потенциальной энергии; другая половина тратится на приращение кинетической.

Таким образом, **в каждый момент времени кинетическая энергия равна потенциальной**. Это свойство упругого возмущения, распространяющегося в одном направлении.

Если сила F действует кратковременно, то в стержне перемещается со скоростью c возмущенная область, ограниченная с обеих сторон. Произвольное сечение возмущенной области, состоящее из одних и тех же частиц, будет двигаться вправо (по направлению силы F) со скоростью v .

Если сила F переменная, то в возмущенной области стержня скорость v вещества не одинакова, изменяется от точки к точке. Скорость может даже изменять свое направление, если сила F меняет направление. Тем не менее, и в этом случае возмущенная область перемещается со скоростью c в прежнем направлении, как это видно из сравнения формул (7.21) и (7.25) (формула (7.26) не изменится, если знак v в них изменить на противоположный).

Распространение малых возмущений в среде подчиняется **принципу суперпозиции**: всякое возмущение в среде не влияет на распространение другого возмущения. Этот принцип справедлив и для смещений частиц (деформаций вещества), и для скоростей частиц, и для упругих напряжений в среде (так как напряжения пропорциональны деформациям).

Рассмотрим случай, когда стержень подвергается возмущению (деформируется) в некоторой средней по его длине области. Вся начальная энергия стержня будет потенциальной $W_{\text{пот}}$ (т.е. область стержня деформирована, но вещество области находится в покое). Если убрать внешние силы, создавшие начальную деформацию, то из возмущенной области вдоль стержня в противоположных направлениях побегут два возмущения, полная энергия $W_{\text{пол}}$ разделится между ними поровну, в каждом бегущем возмущении кинетическая и потенциальная энергии будут одинаковы и равны $W_{\text{пол}}$. Такой результат получится, если в деформированной в начальный момент области скорости частиц равны нулю. Если же это условие не выполняется, например, скорости всех частиц направлены в одну сторону, то возмущения, двигающиеся вправо и влево, будут уносить разные энергии, но по-прежнему в каждом из них соблюдается равенство потенциальной и кинетической энергий.

Если, как на рис. 7.2, приложенная сила F приводит к сжатию стержня, т.е. возникает бегущая **волна сжатия**, в ней частицы **двигаются в том же направлении**, в каком распространяется волна возмущения. Если сила направлена противоположно рис. 7.2, то возникает растяжение, возмущение носит характер **волны растяжения**, частицы в области возмущения **двигаются противоположно** движению возмущения.

7.3.2. Распространение продольных и поперечных возмущений в неограниченной среде

В неограниченной упругой среде возбуждение локальной области приводит к возникновению, помимо продольных возмущений, также и поперечных возмущений, в которых частицы среды смещаются перпендикулярно направлению распространения волны возмущения. Обе волны – продольная и поперечная – возникают одновременно и имеют разные скорости распространения.

Скорость продольной волны в неограниченной среде отличается от скорости такой же волны в стержне, так как в стержне сжатие по длине сопровождается увеличением его поперечных размеров, частицы движутся не совсем параллельно оси стержня. В неограниченной среде движения частиц в продольной волне поперек направления движения волны нет, поэтому неограниченная среда как бы обладает большей жесткостью, чем стержень.

В выражении (7.26) для скорости продольной волны (волны сжатия-растяжения) модуль Юнга $E_{ю}$ необходимо домножить на некоторый коэффициент, чтобы получить выражение для скорости продольной волны в неограниченной среде:

$$c_{\parallel} = \sqrt{\frac{E_{ю}}{\rho} \cdot \frac{1 - \mu}{(1 + \mu)(1 - 2\mu)}}, \quad (7.28)$$

где μ – коэффициент Пуассона.

Поперечные возмущения возникают, если вызывающая возмущение сила действует перпендикулярно распространению возмущения, при этом сила вызывает деформацию сдвига. Эта деформация сдвига распространяется в среде со скоростью $c_{\perp}$

$$c_{\perp} = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (7.29)$$

где G – модуль сдвига.

Частицы в среде двигаются со скоростью v которую можно найти из выражения, подобного выражению (7.21):

$$\tau = \rho c_{\perp} v, \quad (7.30)$$

где $\tau = F_{\tau}/S$ – касательное напряжение, F_{τ} – касательная сила, приложенная к площадке S , выделенной в среде и расположенной перпендикулярно распространению поперечного возмущения.

Скорость продольных и поперечных возмущений в неограниченной среде и скорость продольных возмущений в стержне связаны соотношением:

$$c_{\parallel} > c > c_{\perp}, \quad (7.31)$$

то есть скорость продольного возмущения больше скорости поперечного.

Если в неограниченной среде возникает возмущение, то оно разделится на продольное и поперечное, причем продольное возмущение придет в точку наблюдения быстрее поперечного. Этот физический эффект проявляет себя, например, при наблюдениях землетрясения, когда от одного и того же ударного

возмущения в обсерваторию приходят последовательно во времени два сигнала.

Пример: Вычислим скорость распространения упругих волн в железе. Из справочника найдем: $E_{ю} = 21,2 \cdot 10^{10}$ Н/м, $G = 8,2 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\mu = 0,29$, $\rho = 7,8 \cdot 10^3$ кг/м³.

Для стержня: $c = \sqrt{E_{ю}/\rho} = 5,2 \cdot 10^3$ м/с.

Для неограниченной среды: $c_{||} = c \sqrt{(1 - \mu)/[(1 + \mu)(1 - 2\mu)]} = 6 \cdot 10^3$ м/с; $c_{\perp} = \sqrt{G/\rho} = 3,24 \cdot 10^3$ м/с.

7.4. Волны в жидкостях и газах

Распространение колебательного движения в жидкости или газе называют **звуковой волной**.

Жидкости и газы обладают только объемной упругостью, но не упругостью формы. Поэтому в них могут распространяться только продольные возмущения; поперечные возмущения не распространяются. В каждом месте жидкости (или газа) в звуковой волне происходят попеременные сжатия и разрежения, поэтому найдем скорость звуковых волн, воспользовавшись результатом для твердого тела.

Продольные волны в стержне распространяются со скоростью, выражаемой формулой (7.26):

$$c = \sqrt{\frac{E_{ю}}{\rho}}. \quad (7.32)$$

Чтобы использовать эту формулу для вычисления скорости звуковых волн в газе и жидкости, необходимо понять, что в этих средах является аналогом модуля Юнга $E_{ю}$.

В случае жидкостей в качестве модуля Юнга в выражении (7.26) необходимо использовать модуль объемного сжатия $E_{об}$. Получим скорость звука в жидкости:

$$c_{ж} = \sqrt{E_{об}/\rho}. \quad (7.33)$$

В отличие от твердых тел и жидкостей газы могут существовать только под давлением, иначе они неограниченно расширились бы.

Представим газ в виде стержня, форма и размеры которого задаются отрезком трубы, один конец трубы закрыт подвижным поршнем; продольные возмущения, вызываемые колебаниями поршня, распространяются вдоль трубы.

Пусть внешняя сила действует на поршень так, что давление в газе изменится на величину Δp . При этом «газовый стержень» изменит свою длину ℓ на $\Delta \ell$, изменится объем газа и его плотность. Относительное изменение длины газового стержня приведет к такому же относительному изменению плотности ρ газа:

$$\frac{\Delta \ell}{\ell} = \frac{\Delta \rho}{\rho}. \quad (7.34)$$

В соответствии с законом Гука для твердого тела модуль Юнга равен:

$$E_{\text{ю}} = \frac{\sigma}{\Delta \ell / \ell}, \quad (7.35)$$

где σ – механическое давление, действующее на тело и приводящее к относительной деформации тела $\Delta \ell / \ell$.

Подставим в выражение (7.35) (если температура газа не изменилась, т.е. процесс сжатия газа изотермический) для модуля Юнга вместо механического давления σ изменение давления на поршень Δp , а вместо относительной деформации $\Delta \ell / \ell$ относительное изменение плотности $\Delta \rho / \rho$, найдем:

$$E_{\text{ю}} = \rho \frac{\Delta p}{\Delta \rho}. \quad (7.36)$$

Полученное выражение верно для случая изотермического процесса сжатия–разрежения газа. На самом деле звуковые колебания в газе происходят настолько быстро, что тепло, выделяющееся при сжатии локальной области газа, не успевает «рассасываться» за счет теплопроводности газа в окружающее пространство, разности температур между сгущениями и разрежениями газа в звуковой волне не успевают выравняться, так что распространение звука можно считать адиабатическим процессом. Наличие разности температур между сжатыми и разреженными областями газа повышает перепад давлений между ними, поэтому в формуле (7.36) значение Δp надо умножить на коэффициент γ :

$$\Delta p \rightarrow \gamma \Delta p, \quad (7.37)$$

где $\gamma = c_p / c_v$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме.

Учитывая (7.26), (7.36), (7.37), для скорости звука в газе получим:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{\Delta p}{\Delta \rho}}. \quad (7.38)$$

Учитывая, что давление газа связано с плотностью при неизменной температуре законом Бойля–Мариотта:

$$\frac{p}{\rho} = \text{const}, \quad (7.39)$$

можно записать:

$$\frac{\Delta p}{\Delta \rho} = \frac{p}{\rho}. \quad (7.40)$$

Окончательное выражение для скорости звука в газе получим, подставив (7.40) в (7.38):

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}. \quad (7.41)$$

Воспользовавшись уравнением состояния газа:

$$p = \frac{\rho}{M} RT, \quad (7.42)$$

где M – молярная масса газа, $R = 8,31$ Дж/моль – универсальная газовая постоянная, найдем еще один вид формулы скорости звука в газе:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}}. \quad (7.43)$$

Пример: Рассчитаем скорость звука в воздухе при нормальных условиях ($T = 290$ К). Справочные данные для воздуха: $\gamma = 1,4$; $M = 0,0288$ кг/моль. Подставим эти значения в (7.43):

$$c = \sqrt{1,4 \frac{8,31 \cdot 290}{0,0288}} = 342,3 \text{ м/с}.$$

В случае упругих волн в газе и жидкости часто измеряют не интенсивность волн, а звуковое давление, дополнительно возникающее при прохождении звуковых волн в этих средах:

$$p = p_0 + \Delta p. \quad (7.44)$$

Здесь Δp – дополнительное давление (звуковое давление); p_0 – давление среды в отсутствие волн; p – результирующее давление при прохождении волн.

В случае монохроматических волн звуковое давление изменяется во времени и пространстве в соответствии с обычным уравнением волны:

$$\Delta p = \Delta p_0 \cos(\omega t - kx), \quad (7.45)$$

где Δp_0 – амплитуда звукового давления.

От звукового давления, существующего в каждой точке среды, следует отличать давление звука (давление звукового луча) на преграду. Давление звука – малый эффект в сравнении со звуковым давлением.

Звуковое давление в среде связано со скоростью частиц в среде и фазовой скоростью c волны:

$$\Delta p = v \rho c. \quad (7.46)$$

Связь между звуковым давлением Δp и интенсивностью волны найдем следующим образом. В формуле для интенсивности волны (7.19):

$$I = \frac{1}{2} \rho (\omega A)^2 c \quad (7.47)$$

элемент ωA является амплитудным значением скорости v частиц среды. Получим:

$$I = \frac{1}{2} \rho v^2 c. \quad (7.48)$$

Найдем из (7.43) значение скорости v и подставим полученное выражение в формулу (7.48) для интенсивности волны:

$$I = \frac{1}{2} \cdot \frac{(\Delta p_0)^2}{\rho c}, \quad (7.49)$$

где Δp_0 – амплитуда звукового давления.

Пример: Диффузор громкоговорителя имеет площадь $S = 10^{-2} \text{ м}^2$, излучает звуковую мощность $P = 10 \text{ Вт}$. Найдем звуковое давление в воздухе вблизи диффузора. Интенсивность звука $I = P/S = 100 \text{ Вт/м}^2$; плотность воздуха $\rho = 1,2 \text{ кг/м}^3$; скорость звука $c = 342 \text{ м/с}$. Подставим эти величины в (7.49), получим ответ: $\Delta p_0 = 286,5 \text{ Па}$.

7.5. Волноводное распространение упругих волн

Распространением упругих волн в средах можно управлять, заключая их в волноводы. Волновод – участок среды, ограниченный в одном или двух направлениях стенками или другими средами, при этом уменьшается расхождение волн в стороны.

Искусственные волноводы – трубы со звуконепроницаемыми стенками в случае газообразных или жидких сред или стержни и пластины в случае твердых сред.

В волноводах могут распространяться упругие волны любых типов: продольные, поперечные, изгибные, поверхностные и т.д.

Единственный вид волн, распространяющихся в волноводах с сохранением своей структуры, которую волна имеет в неограниченной среде, – это **нормальные** (синусоидальные) волны. Если волновод прямоугольного сечения, то нормальная волна в нем представляет бегущую монохроматическую волну вдоль волновода и синусоидальную стоячую волну в поперечном направлении. На данной частоте в волноводе может существовать бесконечный дискретный набор волн, отличающихся фазовой скоростью и числом узловых линий звукового поля в поперечном направлении. В области узловых линий в упругой волне в волноводе отсутствует деформация среды, частички среды неподвижны. Каждой нормальной волне приписывают номер, равный числу этих линий.

Почти для каждой нормальной волны имеется критическая частота, при частотах ниже которой волна не распространяется. Исключением является нормальная волна с нулевым номером, она распространяется при любой частоте.

Искусственные волноводы могут быть элементами измерительных преобразователей, передающих акустическую информацию от места ее возникновения к приемникам упругих волн.

Существуют в природе естественные волноводы, обычно это – слоистые среды: например, в океане скорость звука зависит от солености и температуры воды, и существуют такие глубины, на которых скорость звука в морской воде меньше, чем на меньшей или большей глубине. Образуется **подводный звуковой канал**. Звуковые волны в канале могут распространяться на расстояние до тысяч км.

7.6. Поверхностные акустические волны

Особым видом упругих волн в твердом теле являются волны, распространяющиеся вблизи поверхности твердого тела и не проникающие в глубь вещества. Они называются **поверхностные акустические волны (ПАВ)**. Рассмотрим кратко свойства таких волн.

Волна Рэлея распространяется на поверхности полубесконечной среды, является **сложной** волной, т.к. содержит продольную и поперечную компоненты, сдвинутые по фазе на $\pi/2$ и лежащие в сагиттальной плоскости, определяемой волновым вектором и нормалью к поверхности (рис. 7.3, а и б).

Каждая из компонент убывает с глубиной по разному. Частица среды в волне Рэлея, смещаясь из положения равновесия, движется по эллипсу, плоскость которого лежит в сагиттальной плоскости. Продольная компонента примерно на глубине $0,2\lambda$ проходит через нуль, при этом смещение частиц стано-

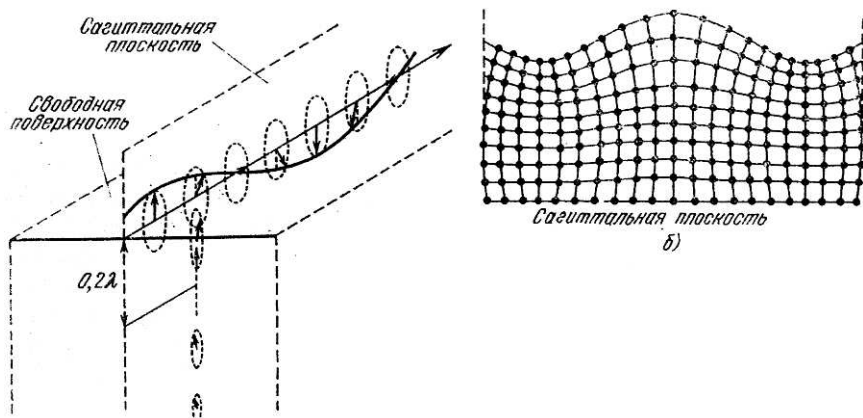


Рис. 7.3. Волна Рэлея: а) пунктиром показаны траектории частиц среды, участвующих в волновом движении; б) искривление поверхности волной.

вится чисто поперечным, на большей глубине смещение опять становится эллиптическим. Смещение частиц становится равным нулю, начиная с глубины порядка 2λ . Из рис. 7.3, б видно, что волна вызывает искривление поверхности среды. Скорость волны Рэлея $c_{Р_3}$ меньше скоростей продольной и поперечной волн в неограниченной среде и составляет примерно 0,9 долей скорости поперечной волны в твердом теле:

$$c_{Р_3} \approx 0,9c_{\perp}. \quad (7.50)$$

Если среда ограничена двумя параллельными плоскостями, волны Рэлея распространяются на каждой из этих плоскостей, пока расстояние между ними велико в сравнении с длиной волны λ . Если это расстояние порядка λ , возникают **волны Лэмба**, симметричные или антисимметричные (рис. 7.4).

В случае симметричных волн по обе стороны средней плоскости поперечные компоненты смещений имеют противоположные направления, в случае антисимметричных – одинаковые. Деформация среды в случае антисимметричных волн принимает изгибный характер.

Если на полубесконечной подложке располагается тонкий слой твердого вещества, вдоль поверхностей раздела могут распространяться **волны Лява** (рис. 7.5).

Волны Лява – поперечные, захватывают тонкий слой (пленку) на поверхности подложки и подложку на глубину от долей λ до многих λ в зависимости от толщины слоя и убывают экспоненциально в глубину. Колебания частиц среды

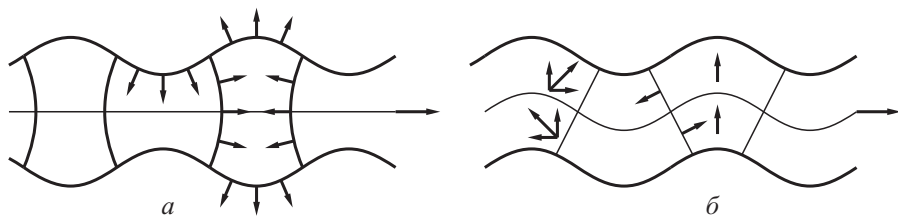


Рис. 7.4. Волны Лэмба: *а* – симметричные волны; *б* – антисимметричные волны. Стрелками показаны направления продольных и поперечных компонент смещений частиц среды.

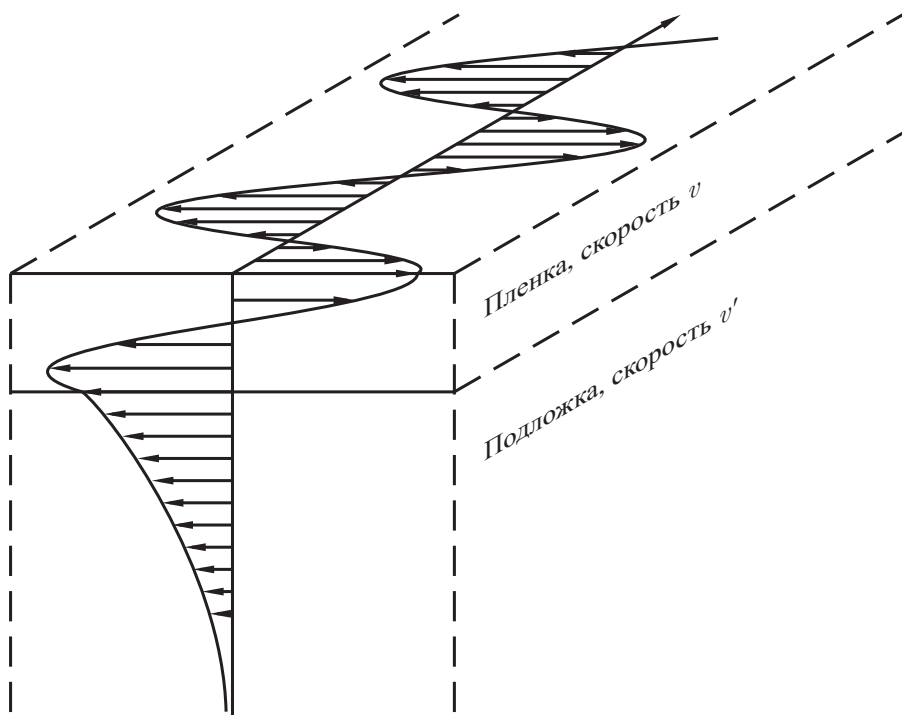


Рис. 7.5. Волны Лява.

происходит в плоскостях, параллельных поверхностям раздела.

Фазовая скорость c_L волн Лява заключена в пределах между фазовыми скоростями поперечных волн в слое и полупространстве:

$$c_{\perp 1} < c_{\parallel} < c_{\perp 2}. \quad (7.51)$$

Волны Лява существуют, только если скорость поперечной волны в тонком слое меньше скорости поперечной волны в подложке.

7.7. Влияние атомарной структуры среды на распространение упругих волн

Упругие волны неразрывно связаны с материальной средой, они обусловлены смещениями частиц вещества и могут существовать только в вещественных средах. Распространение упругих волн подчиняется законам механики Ньютона.

Рассмотрим вначале случай упругой волны в газе или жидкости. Такая среда только условно считается сплошной, она представляет собой совокупность свободно двигающихся атомов или молекул, не связанных между собой. Между атомами существует пустое пространство, и атомы между столкновениями друг с другом пролетают некоторый путь, среднее значение которого называется длиной свободного пробега ℓ_m .

Волна может распространяться лишь в случае, когда расстояние между последовательными сгущениями и разрежениями велико по сравнению с длиной свободного пробега. В противном случае молекулы за один пробег успевают переместиться из области с повышенной их концентрацией в области с пониженной концентрацией молекул, и связанное с волной возмущение рассеивается. Таким образом, для распространения волны в газе или жидкости должно выполняться условие:

$$\lambda \gg \ell_m, \quad (7.52)$$

или

$$f \ll \frac{c}{\lambda_m}, \quad (7.53)$$

где f – частота колебаний в волне.

Пример. Для воздуха при 290 К скорость звука $c = 342$ м/с, длина свободного пробега $\ell_m = 4,9 \cdot 10^{-2}$ м при нормальном давлении. Распространяющаяся звуковая волна в таком разреженном воздухе должна иметь частоту:

$$f < \frac{342}{4,9 \cdot 10^{-2}} = 6980 \text{ Гц.}$$

В твердом кристаллическом теле равновесные положения атомов фиксированы, атомы расположены в узлах правильной трехмерной решетки. Рассмотрим распространение продольного возмущения в цепочке атомов, мысленно выделенной в таком теле (рис. 7.6).

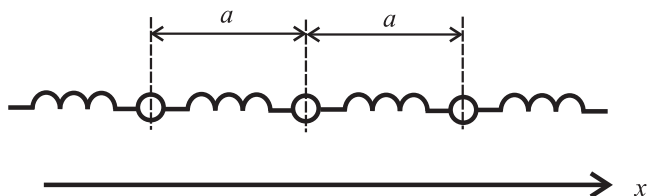


Рис. 7.6. Распространение продольного возмущения в цепочке атомов.

Пружинки на рисунке изображают силы связи между атомами; расстояние между атомами равно a .

Волна, распространяясь в цепочке атомов, последовательно приводит в движение атом за атомом. Если один атом смещается, он приводит в движение, благодаря силам связи, последующий атом и т.д. Можно считать, что каждый атом совершает гармоническое колебание:

$$U = A \cos(\omega t + \varphi_n), \quad (7.54)$$

где A – амплитуда колебания, U – смещение атома из положения равновесия, ω – круговая частота колебаний, φ_n – начальная фаза колебаний. Колебания атомов отличаются только фазой колебаний φ_n . Если расстояние между атомами одинаково и равно a , то разность фаз $\Delta\varphi$ колебаний двух соседних атомов равна:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} a, \quad (7.55)$$

где $2\pi/\lambda$ – волновое число.

Если возбуждать продольную волну на все более высоких частотах, т.е. со все более короткой длиной волны λ , наступит момент, когда соседние атомы будут колебаться в противофазе, т.е. $\Delta\varphi = \pi$. Соответствующая длина волны равна:

$$\lambda = 2a, \quad (7.56)$$

при этом частота колебаний равна:

$$f_{\text{пред}} = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2a}. \quad (7.57)$$

Здесь c – скорость продольной волны.

В условиях, когда соседние атомы колеблются в противофазе, бегущая волна не может распространяться, поэтому частота $f_{\text{пред}}$ – это предельная частота волнового движения в твердом теле.

Пример. Скорость упругих волн в твердом теле имеет значение порядка $5 \cdot 10^3$ м/с, расстояние между атомами $a \approx 5 \text{ \AA} = 5 \cdot 10^{-10}$ м. Предельная частота равна:

$$f_{\text{пред}} = \frac{5 \cdot 10^3}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-10}} = 5 \cdot 10^{12} \text{ Гц.}$$

Технические устройства, использующие упругие волны, работают на частотах $\approx 5 \cdot 10^9$ Гц и менее.

7.8. Импеданс среды. Отражение и преломление упругих волн

Выше показано (7.21), что давление в среде, возникающее под влиянием волны, зависит от свойств среды:

$$p = \rho cv = zv. \quad (7.58)$$

Произведение $\rho c = z$ называют **удельным акустическим импедансом** или **волновым сопротивлением среды**.

Волновое сопротивление определяет реакцию среды на возмущения, возбуждающие упругие волны, а также условия отражения и преломления упругих волн на границе сред.

При попадании волны на границу раздела двух сред часть волны отражается, часть – преломляется. Преломленная волна может поглотиться во второй среде или выйти из нее.

Отраженная волна в общем случае изменяет свой вид, например, если падающая волна продольная и падает под острым углом, то отраженная волна содержит компоненты как продольной, так и поперечной волн.

Рассмотрим самый простой случай, когда плоская волна падает нормально на границу раздела.

Коэффициент преломления звуковой волны можно определить как отношение интенсивности I_2 прошедшей волны к интенсивности I_1 падающей:

$$\beta = \frac{I_2}{I_1}. \quad (7.59)$$

Рэлей нашел выражение для коэффициента преломления в этом случае:

$$\beta = 4 \cdot \frac{\frac{z_1}{z_2}}{\left(\frac{z_1}{z_2} + 1\right)^2}. \quad (7.60)$$

Из уравнения видно, что если волновые сопротивления сред одинаковы, т.е. $z_1 = z_2$, то $\beta = 1$, проникновение полное. Если $z_1/z_2 \ll 1$, то

$$\beta \approx 4 \frac{z_1}{z_2}. \quad (7.61)$$

Пример. Рассчитаем коэффициент проникновения звуковой волны из воздуха в бетон и в воду.

Справочные данные: для бетона $z = \rho c = 4800000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$, для воды $z = \rho c = 1400000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$, для воздуха $z = \rho c = 400 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$.

По уравнению (7.61) находим:

для границы воздух–бетон $\beta = 0,037 \%$;

для границы воздух–вода $\beta = 0,122 \%$.

Видим, что только малая часть энергии звука из воздуха проходит в бетон и воду.

7.9. Рассеяние звука неоднородностями среды

При рассеянии звука часть энергии упругой волны, проходящей области с пространственно-временными флуктуациями плотности и упругости, уходит по направлениям, отличным от первоначального направления. С расстоянием наблюдается экспоненциальное ослабление интенсивности звука.

Таковыми рассеивающими центрами в среде могут быть дискретные неоднородности – воздушные пузырьки в жидкости, твердые взвешенные частицы в жидкости или газе, рыба и планктон в океане, капли дождя в воздухе, точечные дефекты в кристаллах.

Рассеивающую способность неоднородностей характеризуют **поперечным сечением рассеяния** σ_S , равным отношению акустической мощности W_S , рассеянной во все стороны, к интенсивности I_i падающей волны:

$$\sigma_S = \frac{W_S}{I_i}. \quad (7.62)$$

Значение σ_S зависит от частоты, размеров и конфигурации неоднородностей, их акустических характеристик. Если длина волны звука меньше размера

неоднородности, то сечение рассеяния σ_S близко к площади поперечного размера неоднородности.

Для малых рассеивающих центров справедлив закон Рэлея:

$$\sigma_S \sim \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4, \quad (7.63)$$

где a – поперечник центра.

Эффективными рассеивателями являются «резонансные» пузырьки газа в жидкости, у которых частота собственных колебаний совпадает с частотой волны. При этом σ_S во много раз превышает геометрическое сечение пузырьков. Так, для воздушного пузырька в воде это превышение может составлять 20000 раз.

Рассеяние звука имеет место также на неровностях поверхности среды, например, при волнении поверхности океана, на неровностях дна.

Если параметры центров рассеяния изменяются во времени, это приводит к расширению частотного спектра рассеянных волн.

Анализ характеристик рассеянного звукового поля позволяет определять свойства рассеивателей и среды, их содержащей. Например, выявляют параметры турбулентной неоднородности воздуха по обратному рассеянию звука; определяют дефектность твердых тел.

7.10. Поглощение, дифракция и дисперсия упругих волн

7.10.1. Поглощение

Проходя среду, упругая волна затухает, затрачивая энергию механических колебаний частиц среды на потери вследствие вязкости, теплопроводности (из областей сжатия-разрежения), теплоемкости среды. В конечном итоге энергия волны нагревает среду. Интенсивность волны уменьшается по мере прохождения в среде по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \exp^{-2\alpha x}, \quad (7.64)$$

где I_0 и I – интенсивность падающей волны и прошедшей расстояние x ; α – амплитудный коэффициент поглощения звука средой. Каждая среда имеет свое значение этого коэффициента; он также зависит от температуры среды, частоты колебаний, плотности. Выражение для коэффициента поглощения упругой волны в газе имеет вид:

$$\alpha_{\Gamma} = \frac{\omega}{2\rho_0 c^2} \left[\frac{4}{3}\eta + \eta_V + \chi \left(\frac{1}{c_V} - \frac{1}{c_P} \right) \right], \quad (7.65)$$

где η и η_V – коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости, χ – коэффициент теплопроводности.

Коэффициент поглощения волны жидкой средой следующий:

$$\alpha_{\text{ж}} = \frac{\omega}{2\rho_0 c^2} \frac{4}{3}\eta. \quad (7.66)$$

Поглощение звука средой приводит к затуханию возникших в среде колебаний с течением времени (изменению добротности Q) и появлению фазового сдвига φ между напряжением и деформацией:

$$\alpha\lambda = \pi Q^{-1} = \pi \operatorname{tg} \varphi. \quad (7.67)$$

Указанная зависимость позволяет экспериментально определять параметры материалов.

7.10.2. Дифракция

Упругая волна, распространяясь в среде, огибает препятствия, испытывает дифракцию, подобно дифракции световых волн на препятствиях. Наблюдается отклонение от законов геометрической акустики, предполагающей распространение звука, подобное распространению прямолинейных лучей. Если препятствие или поперечник плоского излучателя волны (мембраны телефона) имеет размер больше длины волны, степень отклонения от геометрической картины зависит от значения волнового параметра P :

$$P = \sqrt{\frac{\lambda r}{D}}, \quad (7.68)$$

где D – поперечник объекта, r – расстояние точки наблюдения от этого объекта.

Вблизи поверхности излучателя ($P \ll 1$) волна имеет плоский характер; по мере удаления от излучателя дифракция усиливается, и при $P \approx 1$ звуковое поле теряет характер плоской волны; на еще больших расстояниях ($P \gg 1$) ($P \gg 1$) пучок волн превращается в сферическую волну с интенсивностью, убывающей обратно пропорционально квадрату расстояния r («дальняя зона»).

В ряде случаев (при $P \gg 1$), когда можно пренебречь явлениями дифракции, звуковое поле представляют в виде лучевой картины, не зависящей от длины волны; можно использовать понятия геометрической оптики. Возможна фокусировка звука с помощью акустической линзы или акустического зеркала

(рис. 7.7). Эти элементы, как в оптике, изменяют акустическую длину пути kL ($k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, L – геометрическая длина пути) таким образом, что плоский или расходящийся фронт преобразуют в сходящийся. Точка, где концентрация энергии звуковых волн достигает максимальной величины, называется волновым фокусом, в фокусе образуется фокальное пятно. Для длиннофокусных фронтов радиус фокального пятна:

$$r_0 = \frac{0,61\lambda}{R}, \quad (7.69)$$

где R – радиус акустической линзы, f – фокусное расстояние.

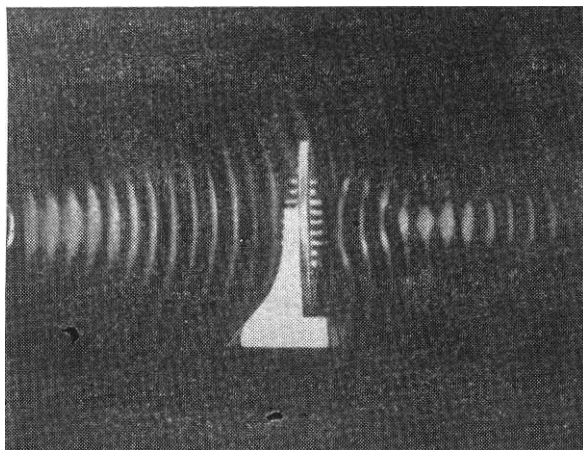


Рис. 7.7. Картина прохождения сферических звуковых волн через акустическую линзу (белые полосы – поверхности равных фаз колебаний в волне, отстоящие друг от друга на $\lambda/2$).

Для акустических линз характерным является наличие больших аберраций, т.е. искажение волновых фронтов.

Фокусировка звука используется в акустическом микроскопе, для получения звукового изображения при звуковидении, при формировании диаграмм направленности электроакустических излучателей (в гидро- и рыболокаторах), и др.

7.10.3. Дисперсия звука

Зависимость фазовой скорости монохроматических звуковых волн от частоты называется дисперсией.

Различают два вида дисперсии звука: **релаксационную**, обусловленную физическими факторами, например, эффектами упругого последствия в веществе, и **дисперсию нормальных волн**, обусловленную **волноводным характером их распространения**, т.е. геометрическими факторами.

Релаксационная дисперсия всегда сопровождается повышенным поглощением звука в веществе. Такая дисперсия характерна для однородных сред, в которых поглощение обусловлено релаксационными процессами на молекулярном уровне.

Дисперсия, обусловленная волноводным характером распространения, имеет место при распространении звука в стержнях, пластинах и т.д. На рис. 7.8 показан график экспериментальной зависимости скорости звука в стержне от отношения длины волны к диаметру.

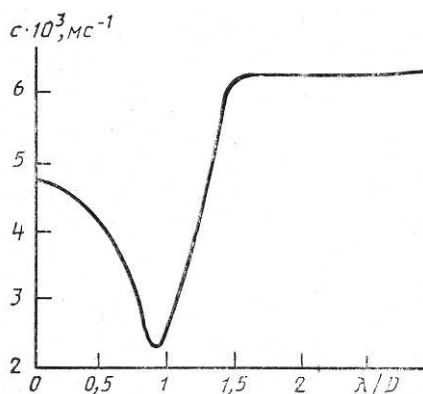


Рис. 7.8. График дисперсии звука в стержне.

Сильно выраженная дисперсия имеет место в области $0,5 < (\lambda/D) < 1,5$. При $D < \lambda$ геометрическая дисперсия отсутствует.

Дисперсия упругих волн обуславливает различие между фазовой и групповой скоростями звука, а также приводит к изменению формы акустического импульса при его распространении на большие расстояния.

Часть II

Физические эффекты и явления, используемые для получения информации. Измерительные преобразователи

Возможности органов чувств человека

Развитие техники измерений позволяет создать такие измерительные установки, что органы чувств человека – слух, обоняние, зрение – все меньше используются для целей измерения. Из всех возможностей человека только зрение может конкурировать с искусственными измерительными устройствами.

Человеческий глаз по чувствительности превосходит многие другие оптические детекторы. Так, чувствительность глаза, адаптированного к темноте (для этого наблюдатель должен пробыть в темном помещении 30 мин), составляет $2 \cdot 10^{-15}$ Дж/с (на длине волны 507 нм, соответствующей максимальной чувствительности глаза). Такая чувствительность соответствует примерно 5 квантам света, которые должны попасть на одно место сетчатки глаза за одну миллисекунду; квантовый выход аналогичного по чувствительности фотокатода равен 20 %; т.е. чувствительность глаза соответствует чувствительности самых лучших приборов.

Относительная спектральная чувствительность глаза сильно различается у разных людей. Поэтому принят международный стандарт, который определяет идеализированную кривую спектральной чувствительности для усредненного наблюдателя (рис. 8.1)

Функция $V(\lambda)$ спектральной чувствительности глаза на графике нормирована в максимуме на 1.

Разрешающая способность невооруженного глаза при наблюдении мелких объектов не очень высока. Наименьший угол зрения, под которым можно уверенно различать соседние точки на объекте, зависит от структуры глаза, от размеров чувствительных клеток глаза, и составляет примерно $\alpha = 1' = 2,9 \cdot 10^{-4}$ рад (рис. 8.2).

При расстоянии $H = 20$ см от глаза до объекта глаз в состоянии различить объекты размером d :

$$d = \alpha H \approx 60 \text{ мкм.}$$

Очевидно, что человек не в состоянии увидеть без использования оптических приборов такие объекты окружающего мира, как атомы и молекулы, клетки организмов, микробы и вирусы и т.д.

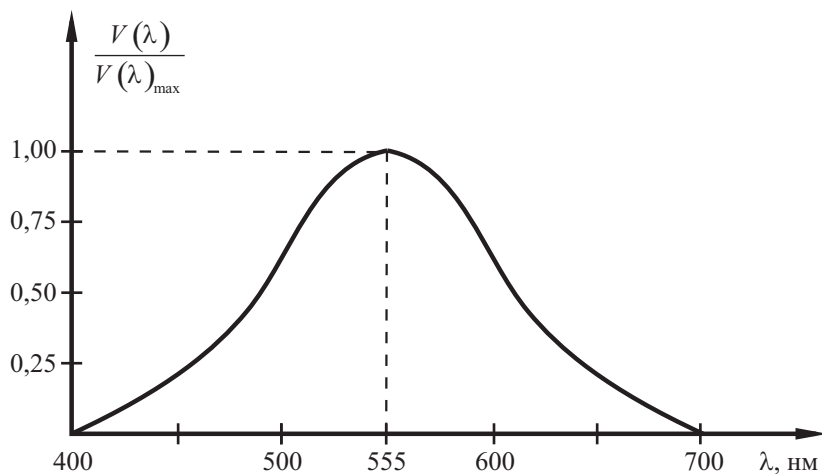


Рис. 8.1. Спектральная чувствительность глаза

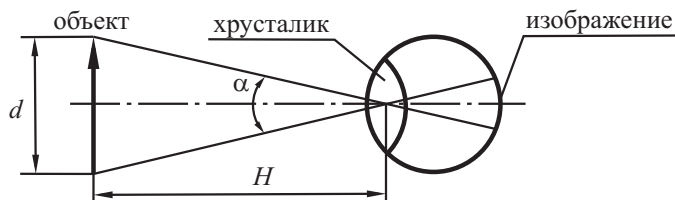


Рис. 8.2. Образование изображения глазом

Для определения многих параметров окружающей среды у человека просто нет соответствующих органов чувств, например, для непосредственного обнаружения электрических, магнитных, гравитационных полей и т.д.

Преобразования физических величин, основанные на упругих свойствах вещества

9.1. Общие сведения

Входной величиной измерительных упругих преобразователей физических величин может быть сосредоточенная сила, крутящий момент (пара сил), давление.

Указанная величина воздействует на упругий элемент и вызывает его **деформацию**. Эта деформация воспринимается или непосредственно наблюдателем, или дополнительным измерительным преобразователем, который реагирует на перемещения или скорость перемещения области упругого преобразователя.

Деформация может быть **упругой**, если после прекращения действия силы она исчезает. Деформация может быть **пластической**, если она сохраняется после прекращения воздействия.

При действии на тело внешней деформирующей силы расстояние между атомами вещества изменяется.

При упругой деформации тело оказывает «противодействие» стремлению изменить форму или размер тела. Причиной противодействия является наличие между атомами вещества сил притяжения и отталкивания, баланс между которыми изменяется, когда изменяются расстояния между атомами. На рис. 9.1 показана зависимость потенциальной энергии U взаимодействия между атомами вещества от расстояния r между ними.

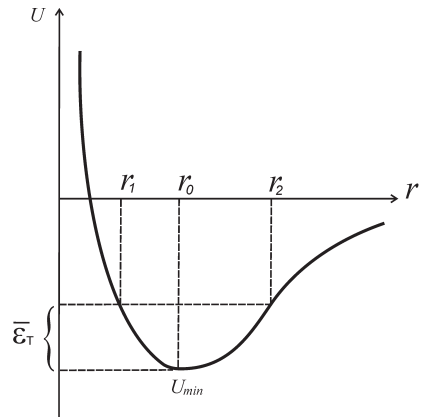


Рис. 9.1. Изменение потенциальной энергии взаимодействия атомов с расстоянием между ними.

При некотором расстоянии $r = r_0$ потенциальная энергия имеет минимальное значение $U_{\min}$, а силы притяжения и отталкивания атомов уравниваются друг друга. Сила отталкивания превышает силу притяжения при сближении атомов, когда $r < r_0$, и наоборот – когда атомы удаляются. Вследствие теплового движения атомы колеблются, и расстояние между ними изменяется между значениями r_1 и r_2 . Средняя энергия колебательного движения и есть энергия теплового движения и обозначена на рис. 9.1 как $\bar{\epsilon}_t$.

Мысленно рассечем некоторое тело плоскостью. По обе стороны этой плоскости окажутся атомы, и если начнем разделять тело, стремясь удалить «половинки» друг от друга, увеличение расстояний между атомами приведет к увеличению сил притяжения между ними. Сила притяжения «половинок» и есть упругая сила, препятствующая деформации тел. Ее величина:

$$F_{\text{упр}} = f n_0 S, \quad (9.1)$$

где n_0 – число атомов в единице поверхности сечения тела; S – площадь сечения тела, f – сила притяжения двух атомов. Величина этой силы при малых изменениях расстояния между атомами линейно зависит от изменения расстояния Δr :

$$f = -k \Delta r, \quad (9.2)$$

где k – коэффициент пропорциональности.

9.2. Растяжение и сжатие стержней

Возьмем в качестве модели тело, имеющее форму длинного цилиндра (рис. 9.2) – величина упругой деформации тела под действием приложенных сил определяется **законом Гука**:

$$\sigma = E_{\text{ю}} \frac{\Delta \ell}{\ell} = E_{\text{ю}} \epsilon_{\ell}; \quad \epsilon_{\ell} = \frac{\Delta \ell}{\ell}, \quad (9.3)$$

где $\sigma = F/S$ – величина силы на единицу площади сечения цилиндра; $\Delta \ell / \ell$ – относительное удлинение (укорочение) тела длиной ℓ , $E_{\text{ю}}$ – модуль Юнга, коэффициент, отражающий своеобразие атомного состава и структуры вещества и целиком определяющийся межатомными силами, ϵ_{ℓ} – относительная продольная деформация.

Величина σ носит название **напряжения (механического напряжения)**.

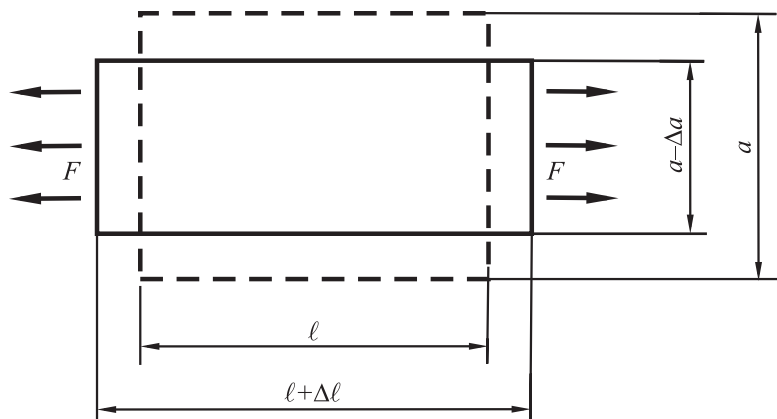


Рис. 9.2. Деформации тела при растяжении. Первоначальная форма тела (до приложения растягивающих сил F) показана пунктиром

При **растяжении** цилиндр должен **сжиматься** в поперечном направлении. Уменьшение Δa его поперечного размера a пропорционально относительному удлинению:

$$\frac{\Delta a}{a} = \varepsilon_{\perp} = -\mu \frac{\Delta l}{l} = -\mu \varepsilon_l, \quad (9.4)$$

где μ – коэффициент Пуассона, положительное число, по величине меньше $1/2$, обычно близко к $0,3$; $\varepsilon_{\perp}$ – относительная поперечная деформация.

Если на тело одновременно действует несколько сил, то результирующая деформация находится векторным суммированием деформаций, получающихся при независимом действии сил, то есть действие деформирующих тело сил подчиняется **принципу суперпозиции**.

Закону Гука подчиняются только малые деформации. Если увеличивать деформации, прикладывая все большие усилия, расстояние между атомами увеличится (рис. 9.1) и силы межатомного притяжения ослабнут. После прекращения действия сил останется остаточная деформация тела. На рис. 9.3 показана экспериментальная кривая растяжения. Участок **ОА** соответ-

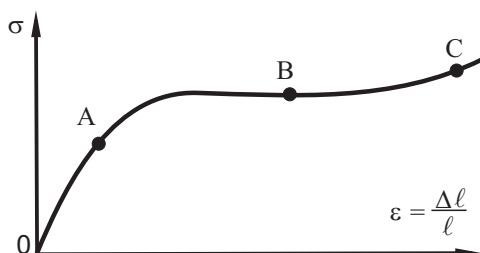


Рис. 9.3. Экспериментальная кривая растяжения.

ствует **упругим** деформациям. Горизонтальный участок в области точки **В** соответствует **пределу текучести**, напряжению, начиная с которого деформация возрастает без увеличения напряжения. При дальнейшем увеличении напряжения тело разрушается, в точке **С** напряжение соответствует **пределу прочности**.

Напряженный (упруго деформированный) стержень обладает свободной (потенциальной) энергией, так как для его деформирования внешними силами F была совершена работа. Величина объемной плотности этой энергии равна:

$$\Pi = \frac{p^2}{2E_{\text{ю}}}, \quad (9.5)$$

где $p = F/S$ – давление внешних сил на стержень.

9.3. Деформация сдвига

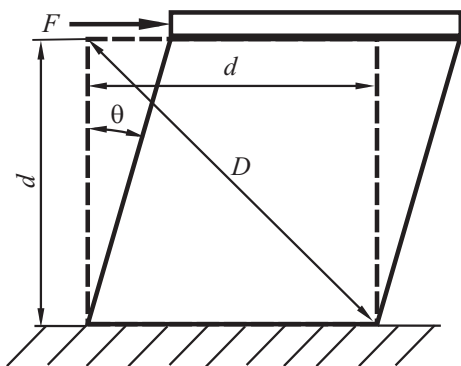


Рис. 9.4. Деформации тела при сдвиге. Первоначальная форма тела (до приложения силы сдвига F) показана пунктиром.

На рис. 9.4 показана деформация кубика при приложении силы вдоль поверхности. Кубик «перекашивается», деформация называется **сдвиговой**. Выражение для вычисления такой деформации следующее:

$$\frac{F}{S} = \tau = G \cdot \theta, \quad (9.6)$$

где τ – тангенциальное (касательное) напряжение (напряжение сдвига);

θ – угол «искажения» кубика; G – модуль сдвига.

Это выражение является законом Гука для деформации сдвига. Обратим внимание на то, что сдвиговую деформацию можно представить как сумму двух взаимноперпендикулярных деформаций диагоналей кубика: диагональ D сжимается, перпендикулярная ей диагональ растягивается (рис. 9.4).

Если учесть принцип суперпозиции, можно заключить, что тангенциальное напряжение τ складывается из двух – растягивающего и сжимающего – взаимно перпендикулярных напряжений, из чего также следует наличие однозначной связи между двумя модулями упругости $E_{\text{ю}}$ и G (приводим без вывода):

$$G = \frac{E_{\text{ю}}}{2(1 + \mu)}. \quad (9.7)$$

Объемная плотность упругой деформации сдвига выражается формулой:

$$\Pi = \frac{\tau^2}{2G}. \quad (9.8)$$

9.4. Кручение стержней

Деформация кручения заключается в том, что в стержне, остающемся прямым, каждое поперечное сечение поворачивается относительно предыдущих вокруг общей оси на некоторый угол. Образующие боковой поверхности стержня, параллельные его оси, приобретают при кручении винтовую форму (рис. 9.5).

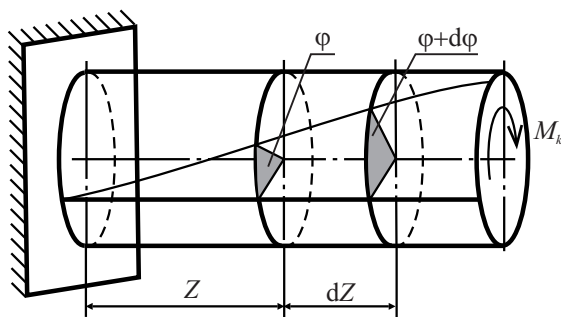


Рис. 9.5. Деформация кручения.

Силовым фактором, приводящим к кручению, является крутящий момент $M_{\text{кр}}$. Из рис. 9.5 видно, что угол поворота φ сечения, находящегося на расстоянии Z от места заделки стержня, будет тем больше, чем больше Z и крутящий момент $M_{\text{кр}}$.

На рис. 9.6 показано, что деформация любого элементарного участка стержня является деформацией сдвига. Угол $\gamma_{\text{кр}}$ изгиба образующей цилиндрической поверхности стержня равен:

$$\gamma_{\text{кр}} = \frac{b'b}{ab'} = \frac{r \, d\varphi}{dZ} = \theta r, \quad (9.9)$$

где r – радиус стержня; $d\varphi / dZ = \theta$ – относительный угол закручивания.

Учитывая закон Гука для деформации сдвига (9.6), получим для касательных напряжений τ_ρ в точках сечения стержня с радиальной координатой ρ :

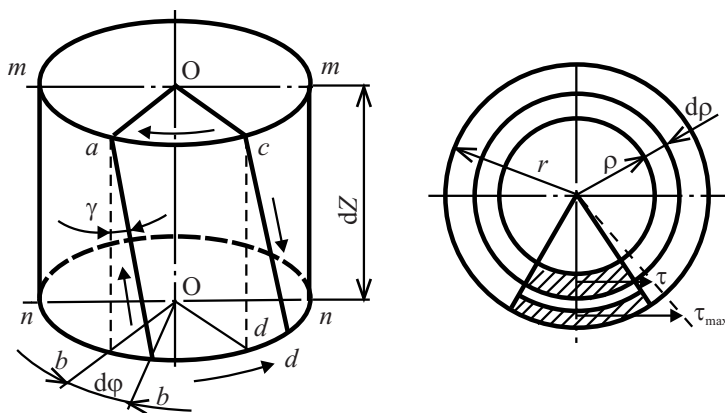


Рис. 9.6. Деформация сдвига элементарного участка стержня длиной dZ .

$$\tau_\rho = G\theta\rho. \quad (9.10)$$

В соответствии с третьим законом Ньютона величина крутящего момента $M_{кр}$, создаваемого внешними силами, должна быть равна равнодействующему моменту касательных напряжений τ_ρ , возникающих во всех элементарных площадках сечения S :

$$M_{кр} = \int_S \rho \tau_\rho dS. \quad (9.11)$$

Подставим (9.10), получим:

$$M_{кр} = G\theta \int_S \rho^2 dS = G\theta I_p. \quad (9.12)$$

Здесь $I_p = \int_S \rho^2 dS$ – полярный момент инерции сечения.

В отличие от момента инерции тела момент инерции сечения не включает массу тела, а отражает форму сечения и его размеры.

Значения I_p приводятся в справочниках. Для сечения в виде круга:

$$I_p = \frac{\pi d^4}{32}, \quad (9.13)$$

где d – диаметр круга.

Полный угол закручивания вала длиной ℓ равен:

$$\varphi = \theta \ell. \quad (9.14)$$

Подставим значение θ , найденное из (9.12), получим:

$$\varphi = \frac{M_{кр} \ell}{GI_p}. \quad (9.15)$$

Видим, что деформация кручения стержня пропорциональна крутящему моменту $M_{кр}$ и длине ℓ стержня.

9.5. Изгиб однородной пластины

Рассмотрим изгиб однородной пластины, которая до изгиба имела прямолинейную форму. Мысленно вырежем из пластины двумя сечениями, перпендикулярными оси пластины, бесконечно малый элемент длиной ℓ_0 (рис. 9.7, а) и изогнем его (рис. 9.7, б).

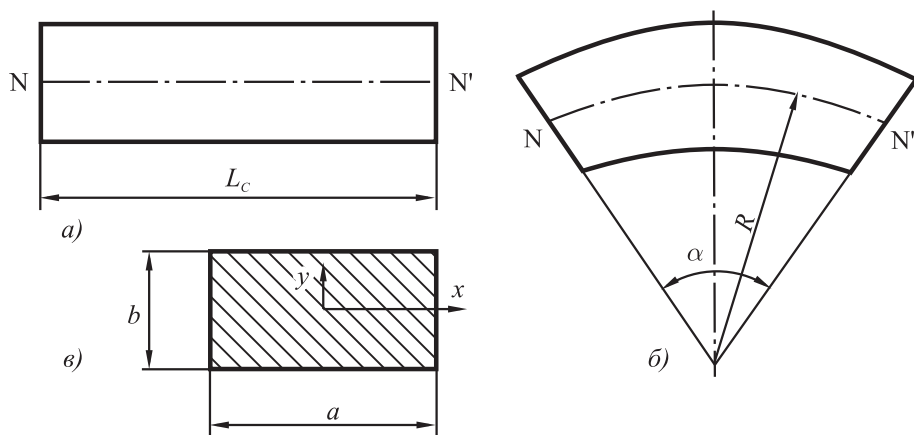


Рис. 9.7. Изгибная деформация.

В результате изгиба все прямые – NN' и им параллельные – перейдут в дуги окружностей с центрами, лежащими на оси O , перпендикулярной плоскости рисунка. Эта ось называется осью изгиба. Наружные волокна пластины, лежащие выше линии NN' , при изгибе удлиняются, внутренние волокна (ниже линии NN') – укорачиваются. Длина линии NN' остается неизменной – это

нейтральная линия. Таким образом, все наружные волокна растянуты, все внутренние – сжаты. Длина ℓ_0 нейтральной линии равна:

$$\ell_0 = R\alpha, \quad (9.16)$$

где R – радиус кривизны нейтральной линии, α – центральный угол, опирающийся на дугу NN' .

Волокно пластины, находящееся на расстоянии ξ от нейтральной линии, имеет длину:

$$\ell = (R + \xi)\alpha, \quad (9.17)$$

а его удлинение $\Delta\ell = \ell - \ell_0 = \xi\alpha$. Найдем напряжение растяжения волокна:

$$\sigma = E_{\text{ю}} \frac{\Delta\ell}{\ell_0} = E_{\text{ю}} \xi \frac{\alpha}{\ell_0} \Rightarrow \sigma = E_{\text{ю}} \frac{\xi}{R}. \quad (9.18)$$

Напряжение меняется линейно с расстоянием ξ , ниже нейтральной линии оно отрицательное, т.е. является сжатием. Вследствие симметричности напряжений растяжения и сжатия в сечении пластины сумма всех напряжений, действующих в каждом сечении пластины, равна нулю.

Отыщем момент сил напряжений, действующих в сечении относительно оси, проходящей через точку N плоскости рисунка.

Момент dM , создаваемый силами напряжений на участке сечения dS , равен:

$$dM = \xi\sigma dS, \quad (9.19)$$

где ξ – плечо силы σ .

Полный момент M_0 по сечению равен:

$$M_0 = \int_S dM = \int_S \xi\sigma dS. \quad (9.20)$$

После учета (9.18) получим

$$M_0 = \frac{E_{\text{ю}}}{R} \int_S \xi^2 dS = \frac{E_{\text{ю}}}{R} I_x, \quad (9.21)$$

где $I_x = \int_S \xi^2 dS$ – **момент инерции** поперечного сечения пластины относительно оси x (рис. 9.7, в).

В этом выражении вместо массы тела m (как в случае момента инерции тела) содержится площадь поперечного сечения S .

Для сечения в виде прямоугольника с шириной a и высотой b (рис. 9.7, в):

$$I_x = \frac{ab^3}{12}. \quad (9.22)$$

В соответствии с (9.21), деформация пластины под действием изгибающего момента M_0 характеризуется радиусом кривизны пластины. Это уравнение позволяет также рассчитать изгибную деформацию в более сложных конструкциях, рассмотренных ниже.

9.6. Разновидности упругих преобразователей

В измерительных приборах используется множество конструкций упругих преобразователей. На рис. 9.8 показаны некоторые из конструкций. Стрелки F и M означают приложенную силу или вращающий момент; направление деформаций в определенном месте конструкций обозначается стрелками ϵ , причем знак «+» указывает на деформацию растяжения, знак «-» – на сжатие. Угол поворота при деформации кручения обозначен φ . Величина деформации должна быть измерена, например тензометрически, магнитострикционным методом и т.д. Подробнее эти методы изучаются в следующих разделах данного учебного пособия.

Сплошной стержень, работающий на сжатие (рис. 9.8, а) используется в динамометрах, рассчитанных на измерение больших усилий (10 кН и более). При измерении меньших усилий используется динамометр в виде упругого кольца (рис. 9.8, б), по диаметру которого может быть размещен часовой индикатор, измеряющий малые перемещения. Малые усилия – от тысячных долей до единиц ньютонов – можно измерять, используя конструкцию в виде консолю закрепленной пластины (рис. 9.8, в), в которой возникает деформация изгиба. Конструкция в виде упругой спирали (рис. 9.8, г) применяется, например, в стрелочных электроизмерительных приборах. Здесь входной измеряемой величиной является крутящий момент M , создаваемый измеряемыми электрическими токами, а угол поворота φ отмечается скрепленной с осью стрелкой по шкале измерительного прибора.

Конструкция на рис. 9.8, д применяется для измерения крутящего момента M , который преобразуется в угол поворота φ .

Рассмотрим подробно в качестве примера изгиб балки, закрепленной консолю (только одним концом). Балка изгибается под действием силы F (рис. 9.8, в). Изгибающий момент в сечении балки на расстоянии z от ее свободного конца равен:

$$M(z) = -F \cdot z. \quad (9.23)$$

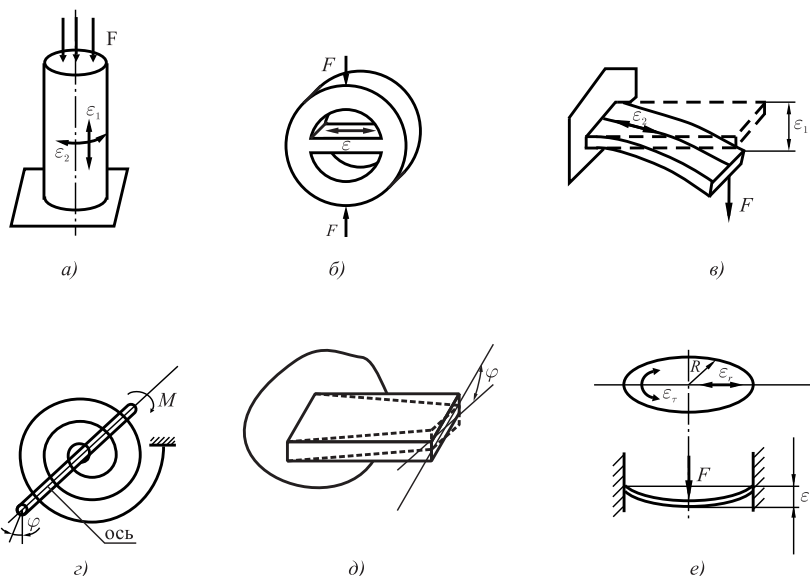


Рис. 9.8. Схемы упругих преобразователей.

Учитывая выражение (9.21), найдем радиус кривизны R_z средней линии балки в сечении z :

$$R_z = \frac{E_{\text{ю}} I_x}{Fz}. \quad (9.24)$$

Полагая в (9.18), что $\xi = b/2$, можно получить выражение для нормального к сечению напряжения σ_z на поверхности балки на расстоянии z от ее свободного конца:

$$\sigma_z = \frac{bFz}{2I_x}. \quad (9.25)$$

Для балки прямоугольного сечения (рис. 9.7, в), с учетом (9.22), получим:

$$\sigma_z = \frac{6zF}{ab^2}. \quad (9.26)$$

Прогиб конца балки ε_1 можно найти по формуле:

$$\varepsilon_1 = \frac{FL_c^3}{3E_{\text{ю}} I_x}, \quad (9.27)$$

Для измерений давления часто используют мембранные конструкции (рис. 9.8, *е*). Упругая тонкая мембрана жестко закрепляется своими краями. При возникновении перепада давления по обе ее стороны она прогибается, ее деформация прогиба или деформации растяжения фольги мембраны измеряются.

Для получения больших угловых или линейных перемещений при измерении давления газа или жидкости используются разнообразные трубки Бурдона (рис. 9.9). В варианте рис. 9.9, *а* при увеличении давления внутри герметичной тонкостенной трубки, выполненной из упругого металла, происходит перемещение верхнего закрытого конца; спиральная трубка на рис. 9.9, *б* позволяет получить большие угловые перемещения ее конца. На рис. 9.9, *в* сама трубка имеет винтовую форму и при увеличении давления в ней раскручивается.

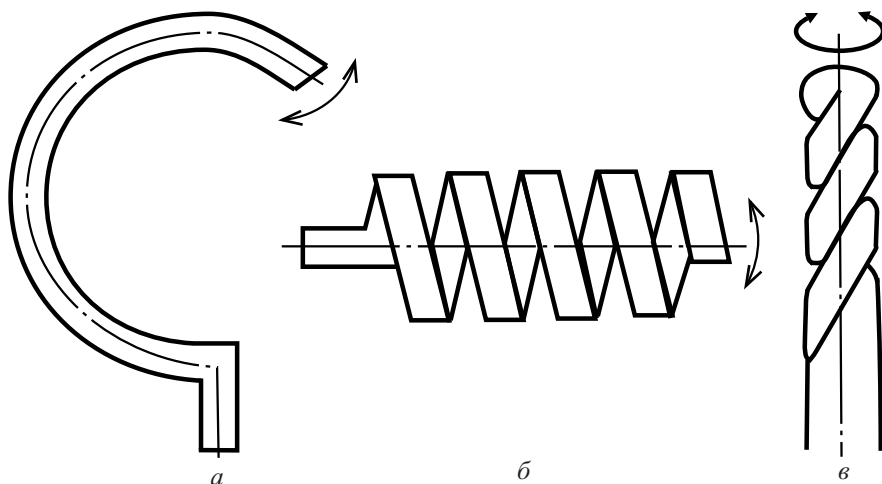


Рис. 9.9. Формы трубок Бурдона.

Использование электрофизических эффектов

10.1. Изменение электрической проводимости вещества

10.1.1. Электропроводность металлов и полупроводников

Одним из наиболее распространенных видов измерительных преобразователей являются такие, которые используют в качестве чувствительного элемента вещество, способное изменять электрическую проводимость под влиянием внешних воздействий.

Электропроводность – способность вещества проводить электрические токи, возникающие под действием электрического поля в веществе. Электропроводность как физическая величина является коэффициентом пропорциональности в законе Ома:

$$j = \gamma E, \quad (10.1)$$

где j – плотность электрического тока, γ – электропроводность, E – напряженность электрического поля.

Электрический ток в веществе является потоком заряженных частиц – носителей тока, двигающихся направленно.

Величина, обратная электропроводности, называется удельным электрическим сопротивлением ρ :

$$\rho = \frac{1}{\gamma}. \quad (10.2)$$

Электрическое сопротивление – это величина, характеризующая противодействие проводника протеканию электрического тока.

Если бы противодействия току не было, то электропроводность вещества была бы бесконечно большой, как бесконечно большой была бы величина электрических токов.

Движение электронов в веществе является хаотичным и беспорядочным, частицы испытывают столкновения друг с другом и атомами вещества, меняя при этом направление своего движения. Это движение является тепловым движением. Суммарная энергия теплового движения электронов и теплового движения атомов является внутренней энергией тела. Электрическое поле E создает направленность в движении электронов, и под действием поля возникает электрический ток. Плотность тока, как плотность потока зарядов, определяется формулой:

$$j = q_e n v_{др}, \quad (10.3)$$

где q_e – заряд электрона, n – концентрация носителей тока, $v_{др}$ – средняя скорость направленного движения электронов, которое имеет вид дрейфового движения с постоянной скоростью.

Если бы кристаллическая решетка вещества была идеальной, электроны проводимости не испытывали бы при своем движении никакого сопротивления, и движение электронов было бы равномерно ускоренным действием силы $q_e E$ со стороны поля. Однако строгая периодичность расположения атомов в веществе нарушена наличием примесей других элементов и тепловыми колебаниями атомов в узлах решетки. Электроны подвергаются рассеянию на неоднородностях решетки, изменяют направление движения, что и приводит к возникновению электросопротивления. Это явление ограничивает величину дрейфовой скорости в выражении (10.3).

Постоянство значения дрейфовой скорости электронов в веществе, несмотря на наличие постоянно действующей силы $q_e E$, означает существование такой же по величине силы $F_{тр}$ (силы «трения»), направленной противоположно:

$$F_{тр} = r v_{др} \quad (10.4)$$

и пропорциональной скорости дрейфа (r – коэффициент пропорциональности).

Если электрическое поле убрать, дрейфовая скорость электронов убывает за время τ за счет продолжающегося взаимодействия электрона с окружающими частицами вещества. Можно найти, что

$$\tau = \frac{m^*}{r}, \quad (10.5)$$

где m^* – эффективная масса электрона. Это кажущаяся масса электрона, отличающаяся от истинной массы за счет взаимодействия электрона с окружающими частицами. Если на электрон действует сила, его ускоряющая, придут в движение и окружающие частицы, что уменьшит ускорение электрона так, как будто его масса изменена.

Время τ называется временем релаксации, временем установления равновесия между электроном и решеткой. С ростом температуры τ уменьшается.

Так как указанные две силы равны:

$$-q_e E = r v_{\text{др}} = \frac{m^*}{\tau} v_{\text{др}}, \quad (10.6)$$

найдем дрейфовую скорость:

$$v_{\text{др}} = -\frac{q_e E \tau}{m^*}, \quad (10.7)$$

которая, как и τ , уменьшается с ростом температуры.

Для плотности тока получим:

$$j = q_e n \frac{q_e E \tau}{m^*} = \frac{n q_e^2 \tau}{m^*} E. \quad (10.8)$$

Удельная проводимость γ равна:

$$\gamma = \frac{j}{E} = \frac{n q_e^2 \tau}{m^*}. \quad (10.9)$$

Время релаксации обратно пропорционально температуре T , поэтому и проводимость прямо пропорциональна концентрации носителей тока и обратно пропорциональна температуре:

$$\gamma \sim \frac{n}{T}. \quad (10.10)$$

Для определения концентрации n носителей тока в веществе рассмотрим зонные диаграммы металлов, полупроводников и диэлектриков (рис. 10.1). Диаграммы показывают распределение электронов по энергетическим уровням вещества.

В случае металла валентная зона заполнена частично, в ней имеются вакантные уровни энергии. Электрон, расположенный на верхнем из занятых уровней, получив даже малую добавку энергии (за счет теплового движения или под действием поля), перейдет на соседний уровень той же зоны и станет свободным, может участвовать в создании проводимости. Количество таких свободных электронов в металлах практически не зависит от температуры вещества.

Как следует из (10.3) и (10.7), изменение проводимости металлов с изменением температуры зависит только от изменения дрейфовой скорости носителей тока, которая линейно уменьшается с ростом температуры, поэтому проводимость металлов уменьшается с ростом температуры.

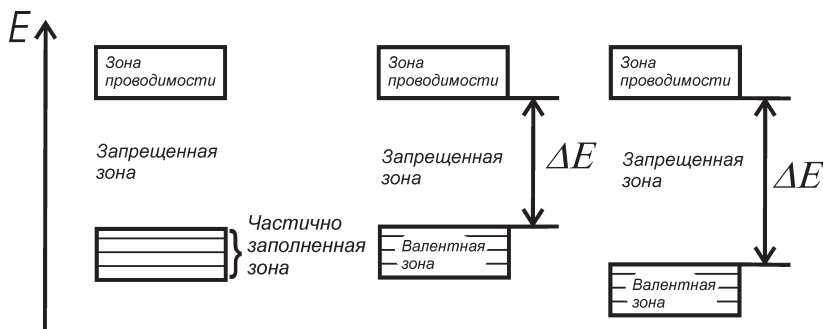


Рис. 10.1. Зонные диаграммы металлов, полупроводников и диэлектриков.

В случае полупроводников без примесей и диэлектриков валентная зона занята электронами полностью, и в отсутствие теплового движения (при температуре абсолютного нуля) эти вещества являются изоляторами.

При комнатной температуре в случае полупроводников, имеющих меньшую ширину ΔE запрещенной зоны, чем диэлектрики, энергия теплового движения может быть достаточной для придания некоторым электронам валентной зоны энергии, соответствующей уровням зоны проводимости, эти электроны становятся свободными, участвуют в создании проводимости вещества.

Распределение электронов по уровням валентной зоны и зоны проводимости описывается функцией Ферми-Дирака. Уровень Ферми, характеризующий наивысшую энергию, которую в случае металла может иметь электрон при абсолютном нуле температуры, в собственных полупроводниках представляет собой уровень энергии, при превышении которого происходит возбуждение электронов и дырок. Уровень Ферми в собственных полупроводниках лежит в середине запрещенной зоны. Для полупроводников, находящихся в нормальных условиях, распределение Ферми-Дирака имеет вид:

$$\langle n_1 \rangle \approx \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (10.11)$$

где $\langle n_1 \rangle$ – среднее число электронов, находящихся на уровне дна зоны проводимости, то есть на расстоянии $\Delta E/2$ от уровня Ферми.

Проводимость γ пропорциональна числу носителей и их дрейфовой скорости. Для полупроводника число носителей тока от температуры зависит очень резко, экспоненциально, и поэтому проводимость зависит от температуры по закону, аналогичному для числа носителей:

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right). \quad (10.12)$$

Здесь γ_0 – константа.

Из этого уравнения следует, что проводимость полупроводников, в отличие от проводимости металлов, растет с ростом температуры.

С точки зрения зонной теории ширина запрещенной зоны полупроводника – это энергия разрыва связей электронов с атомом, и она равна для кремния $\Delta E_{Si} = 1,1$ эВ, для германия $\Delta E_{Ge} = 0,72$ эВ.

Увеличение проводимости полупроводников с повышением температуры является их характерной особенностью.

10.1.2. Металлические терморезисторы

Явление зависимости электрического сопротивления от степени нагрева или охлаждения вещества можно использовать для измерения температуры. В качестве датчиков при этом обычно используют терморезисторы.

В качестве материалов металлических терморезисторов выбирают такие, которые имеют линейную зависимость сопротивления от температуры и отличаются инертностью к воздействиям окружающей среды. Часто используют платину, медь, вольфрам, никель.

Конструктивно терморезисторы выполняют из проволоки или в виде тонкой пленки, нанесенной на керамическое основание.

Платиновые терморезисторы применяют для измерения температуры более 1000°C , однако у таких резисторов нет строгой линейности температурной зависимости в широком диапазоне температур.

Температурная зависимость сопротивления медных терморезисторов имеет более линейный характер и описывается следующей формулой:

$$R_T = R_0 (1 + \alpha T^\circ\text{C}) \quad (10.13)$$

где R_0 – сопротивление при 0°C , R_T – сопротивление при температуре T , α – температурный коэффициент сопротивления.

Для меди $\alpha = 4,26 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Медный терморезистор можно применять в диапазоне температур не выше 200°C в сухой атмосфере.

График температурной зависимости сопротивления медного терморезистора – практически прямая линия (рис. 10.2). При изменении температуры от 20 до 120°C сопротивление меди изменяется на 40% .

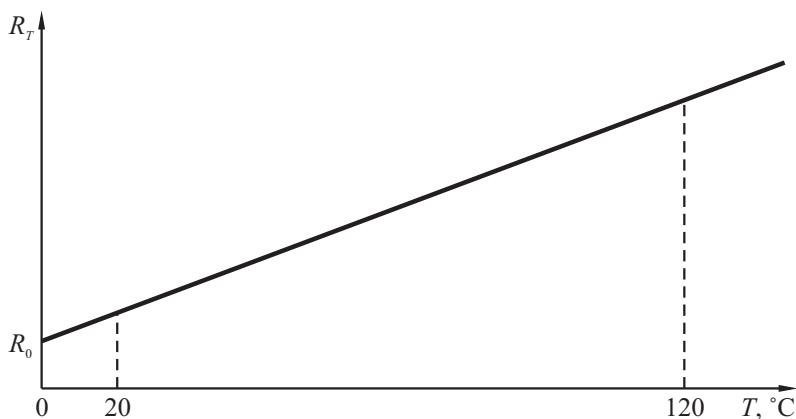


Рис. 10.2. Температурная зависимость сопротивления металлов

10.1.3. Полупроводниковые терморезисторы

В качестве материалов полупроводниковых терморезисторов используют смеси оксидов металлов (MgO , Fe_3O_4 , NiO и др.). Порошки оксидов спекают при температуре около 1000°C .

Эти материалы обладают гораздо большим, чем металлы, значением температурного коэффициента сопротивления (ТКС), однако их материалу нельзя приписать однозначную величину ширины запрещенной зоны, при различных температурах она разная. ТКС для полупроводников отрицателен и изменяется обратно пропорционально квадрату абсолютной температуры:

$$\alpha = \frac{B}{T^2}. \quad (10.14)$$

Температурная зависимость сопротивления полупроводниковых резисторов (рис. 10.3) описывается формулой:

$$R_T = R_0 \exp \left[B \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (10.15)$$

где T – абсолютная температура, R_0 – сопротивление резистора при температуре T_0 , B – постоянный коэффициент.

Если известны сопротивления R_1 и R_2 при температурах T_1 и T_2 , коэффициент B находят по формуле:

$$B = \frac{T_2 T_1}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2}. \quad (10.16)$$

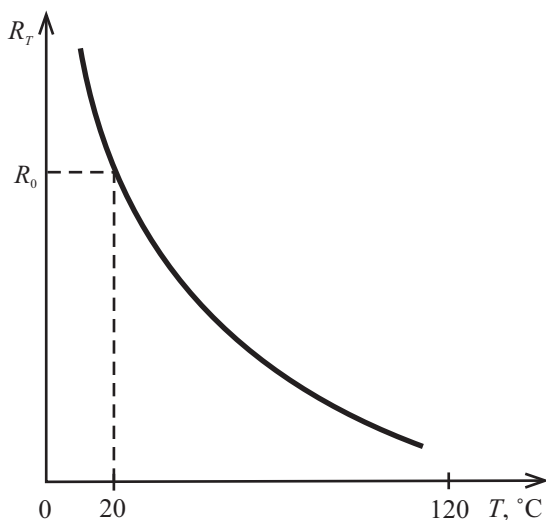


Рис. 10.3. Температурная зависимость сопротивления полупроводников

Главные недостатки полупроводниковых терморезисторов – нелинейность зависимости сопротивления от температуры, разброс от образца к образцу как сопротивления, так и коэффициента B .

10.1.4. Измерительные цепи терморезисторов

Для получения выходного сигнала U через терморезистор пропускают электрический ток и измеряют падение напряжения на нем.

Схема имеет название потенциометрической (рис. 10.4, а). Для такой схемы

$$U = i \cdot R_C = \frac{U_S}{R_1 + R_C} R_C. \quad (10.17)$$

Измерив напряжение U и считая ток неизменным (необходимо, чтобы $R_1 \gg R_C$), можно по закону Ома вычислить сопротивление:

$$R_C = \frac{U}{i} \quad (10.18)$$

Недостатком такой схемы является наличие в выходном сигнале U постоянной составляющей, не содержащей полезной информации:

$$U = i(R_0 + \Delta R_C) = iR_0 + i\Delta R_C = U_0 + \Delta U. \quad (10.19)$$

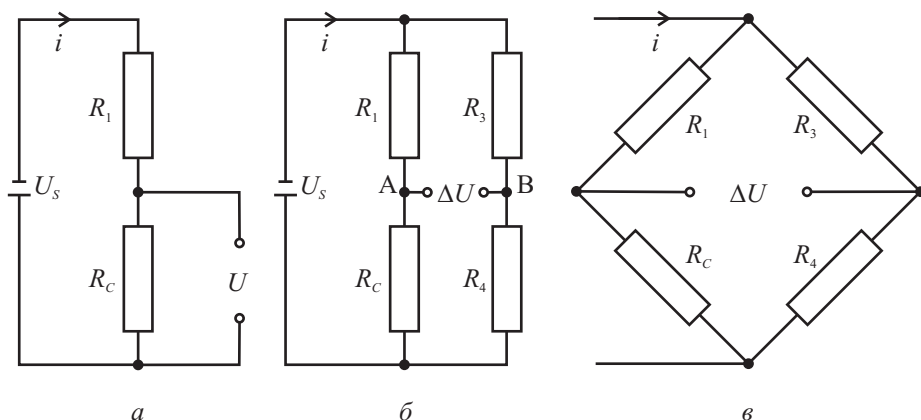


Рис. 10.4. Измерительные цепи терморезисторов: *а* – потенциометрическая схема измерения; *б* – двойная потенциометрическая схема; *в* – мост Уитстона. R_C – терморезистор, R_1, R_3, R_4 – вспомогательные резисторы, U_s – напряжение на зажимах батареи.

Полезная информация – это изменение ΔR_C величины R_C

$$R_C = R_0 + \Delta R_C. \quad (10.20)$$

где R_0 – начальное сопротивление терморезистора, поэтому полезная часть выходного сигнала: $\Delta U = i \Delta R_C$.

Для устранения постоянной составляющей используют двойную потенциометрическую схему (рис. 10.4, *б*): параллельно цепочке из резисторов R_1 и R_C включают R_3 и R_4 . Их сопротивления выбирают так, чтобы потенциалы в точках А и В были равны между собой при начальной температуре терморезистора, когда его сопротивление равно R_{C0} . Для этого необходимо, чтобы отношения сопротивлений в цепочках R_1 – R_{C0} и R_3 – R_4 были одинаковы:

$$\frac{R_1}{R_{C0}} = \frac{R_3}{R_4} \quad (10.21)$$

При изменении температуры изменится величина R_C , она станет отличаться от R_{C0} , появится разность потенциалов ΔU между точками А и В схемы. Эта разность потенциалов будет выходным сигналом, не содержащим постоянной составляющей.

Двойная потенциометрическая схема имеет название **моста Уитстона** и графически изображается в виде ромба (рис. 10.4, *в*): мост находится в равновесии, т.е. $\Delta U = 0$ и потенциалы точек А и В равны, если выполняется соотношение:

$$R_1 R_4 = R_C R_3. \quad (10.22)$$

Чувствительность моста к изменениям R_C наибольшая, когда все сопротивления между собой равны $R_1 = R_C = R_3 = R_4$.

Если изменения сопротивления R_C малы при изменении температуры, т.е. $\Delta R_C \ll R_{C0}$, то выходное напряжение моста, снимаемое с его горизонтальной диагонали при равенстве всех плеч моста между собой, равно:

$$\Delta U = \frac{U_S \Delta R_C}{4R_{C0}}. \quad (10.23)$$

10.2. Тензорезистивный эффект

10.2.1. Природа тензорезистивного эффекта. Тензорезисторы

Тензорезистивный эффект – изменение сопротивления (проводимости) твердых тел (проводников и полупроводников) под действием упругого сжатия или растяжения.

Качественно объяснить изменение величины удельного сопротивления металлов при упругой деформации можно следующим образом. Амплитуда тепловых колебаний атомов в узлах кристаллической решетки при упругом сжатии металла и уменьшении его объема уменьшится вследствие уменьшения расстояния между атомами, поэтому уменьшится и удельное сопротивление. В соответствии с формулой Бриджмена:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = C \frac{\Delta V}{V}, \quad (10.24)$$

где C – константа Бриджмена, $\Delta \rho / \rho$ и $\Delta V / V$ – относительные изменения удельного сопротивления и объема металла.

Значение константы Бриджмена близко к единице: $C \approx 1$.

В случае полупроводников их упругая деформация также приводит к изменению электропроводности, но причины здесь другие. При сжатии полупроводника увеличивается концентрация носителей заряда вследствие изменения (уменьшения) энергии ионизации атомов полупроводника, более легким отрывом электронов от атомов и превращением их в носители тока. Эффект влияния упругой деформации на проводимость в случае полупроводников на два порядка величины больше, чем у металлов.

Тензорезисторы – это датчики, использующие тензорезистивный эффект для измерения механических напряжений в телах и деформаций тел.

Тензорезисторы могут быть как металлическими, так и полупроводниковыми.

Относительное изменение ε_R сопротивления $R = (\rho\ell)/S$ при деформации резистора определяется формулой:

$$\varepsilon_R = \frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \ell}{\ell} - \frac{\Delta S}{S}, \quad (10.25)$$

т.е. зависит от изменения $\Delta \rho$ удельного сопротивления, а также изменений геометрических размеров $\Delta \ell$ и ΔS – длины ℓ и площади поперечного сечения S резистора (рис. 9.2).

В твердом теле продольная деформация приводит к изменению его поперечных размеров – сторон a и b в случае прямоугольного сечения; поперечная деформация пропорциональна продольной, взятой с обратным знаком; учитывая (9.4), запишем:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta b}{b} = \varepsilon_{\perp} = -\mu \varepsilon_{\ell}, \quad (10.26)$$

где Δa и Δb – изменения сторон сечения S резистора.

Учитывая, что $\Delta S/S = \Delta a/a + \Delta b/b$, выражение для ε_R представим в виде:

$$\varepsilon_R = \frac{\Delta \rho}{\rho} + (1 + 2\mu) \varepsilon_{\ell}. \quad (10.27)$$

Рассмотрим вклад, который вносит в изменение сопротивления резистора относительное изменение $\Delta \rho/\rho$ его удельного сопротивления.

Относительное изменение удельного сопротивления металла пропорционально величине приложенного к образцу механического напряжения σ :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \pi_m \sigma = \pi_m E_{\text{ю}} \varepsilon_{\ell}, \quad (10.28)$$

где π_m – коэффициент пропорциональности, тензорезистивный коэффициент металла.

Подставим выражения (10.28) в (10.27):

$$\varepsilon_R = (\pi_m E_{\text{ю}} + 1 + 2\mu) \varepsilon_{\ell} = k_T \varepsilon_{\ell}. \quad (10.29)$$

Величина

$$k_T = \frac{\varepsilon_R}{\varepsilon_{\ell}} = \pi_m E_{\text{ю}} + 1 + 2\mu \quad (10.30)$$

– коэффициент тензочувствительности. Здесь первый член суммы определяется изменением удельного сопротивления, два последующих – изменением геометрии тела, его удлинением и уменьшением поперечного сечения.

Для многих металлов (константан, никром, медноникелевые сплавы) $k_T \approx 2$. Это означает, что для них причиной тензоэффекта примерно на 80 % является изменение геометрии образца, а оставшиеся 20 % приходятся на изменение удельного сопротивления.

Выражение (10.30) справедливо также для полупроводниковых датчиков. Для изготовления тензорезистивных датчиков из полупроводниковых материалов часто используют кремний. Кремний – анизотропный материал, и его тензорезистивный коэффициент π_m зависит как от кристаллографической ориентации вырезанных из него тензорезистивных полосок, так и от типа проводимости (p или n) и концентрации примесей.

В случае использования кремния значение коэффициента тензочувствительности k_T резистора почти целиком определяется зависимостью удельного сопротивления тензорезистора от механических напряжений. Для кремния n -типа при указанных условиях $k_T \approx 100$.

10.2.2. Температурные погрешности тензорезисторов

Изменение температуры приводит к изменению как начального сопротивления тензорезистора, так и коэффициента его тензочувствительности k_T . Таким образом, для тензорезисторов характерна температурная погрешность нуля и температурная погрешность чувствительности. Изменение начального сопротивления тензорезистора приводит к «кажущейся» деформации детали, напряжения в которой измеряются, и необходимы специальные меры по компенсации этой ошибки.

Температурный коэффициент чувствительности (ТКЧ) определяется изменением коэффициентов тензочувствительности под действием температуры. Для ряда металлов, например, для константановых тензорезисторов, ТКЧ очень мал и составляет $\gamma_s = -3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, для полупроводниковых тензорезисторов из кремния этот коэффициент намного больше $\gamma_s = -1,6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

10.2.3. Конструкции и технические характеристики дискретных тензорезисторов

Конструктивно наибольшее распространение получили наклеиваемые проволочные тензорезисторы (рис. 10.5). На полоску тонкой бумаги или лаковую пленку наклеивают «змейку» из зигзагообразно уложенной тонкой проволоки

диаметром 0,02...0,05 мм. Проволока снабжена более толстыми медными выводными концами. Такой преобразователь приклеивается к исследуемой детали и воспринимает через слой клея деформацию ее поверхностного слоя. Измерительной базой преобразователя является часть длины детали, занимаемая проволокой.

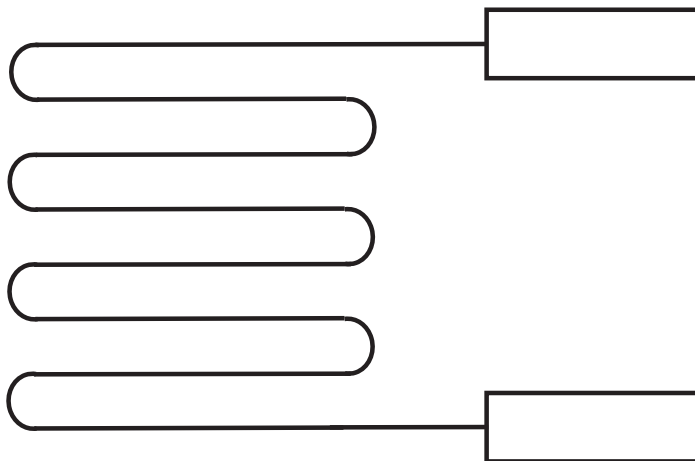


Рис. 10.5. Конструкция проволоочного тензорезистора

Используют также фольговые преобразователи, где «змейка» выполнена вытравливанием участков металлической фольги, имеющей толщину 4...12 мкм; изготавливают также пленочные тензорезисторы, проводящий рисунок которых изготовлен напылением металла в виде тонкой пленки толщиной менее 1 мкм на диэлектрической подложке.

Важной частью подготовки измерительного эксперимента по измерению деформаций и напряжений в деталях и конструкциях является плотное присоединение тензорезистора к поверхности детали. От качества приклеивания существенно зависит значение погрешности измерения.

Дискретные полупроводниковые тензорезисторы изготавливают в виде тонких полосок, вырезанных из монокристалла в определенном направлении; концы полосок снабжают контактными площадками, к которым припаивают выводы.

Вследствие больших температурных погрешностей дискретные полупроводниковые тензорезисторы находят применение только для измерения очень малых динамических деформаций, где решающим фактором является большая величина коэффициента тензочувствительности.

Разрабатываются и применяются также интегральные полупроводниковые тензорезисторы, которые в одном корпусе могут содержать несколько тензорезисторов, часто образующих мостовую схему, и полупроводниковые усилители. Интегральные тензорезисторы изготавливают методом диффузионного внедрения примесей в монокристаллическую пластинку (рис. 10.6). Образующийся при этом слой, обогащенный веществом примеси (на рис. 10.6 – слой Si-p), является тензорезистором.

Как показано выше, металлический тензорезистор имеет форму «змейки» из тонкой проволоки. Общая длина «змейки» складывается из длин продольных участков зигзага, которые должны располагаться при наклеивании на испытываемую деталь вдоль направления измеряемых механических напряжений детали, и поперечных участков. На продольных участках механические напряжения σ направлены вдоль проволоки, на поперечных – поперек. Для поперечных участков характерен другой коэффициент тензочувствительности, он имеет название поперечного коэффициента k_t . Для металлических датчиков $k_t \approx 2 \cdot 10^{-2} k_T$.

Общее сопротивление преобразователя $R = R_\ell + R_t$ где R_ℓ и R_t – суммарные сопротивления, соответственно, продольных и поперечных участков.

С учетом сказанного, относительное изменение общего сопротивления выражается формулой:

$$\varepsilon_R = \frac{\Delta R}{R} = k_T \frac{\Delta \ell}{\ell} + k_t \frac{\Delta \ell_t}{\ell_t} = k_T \varepsilon_\ell + k_t \varepsilon_{\ell_t}, \quad (10.31)$$

где $\Delta \ell$ и ℓ – деформация и общая длина продольных участков; $\Delta \ell_t$ и ℓ_t – деформация и общая длина поперечных участков зигзагообразного тензорезистора; ε_ℓ и ε_{ℓ_t} – относительные деформации продольных и поперечных участков.

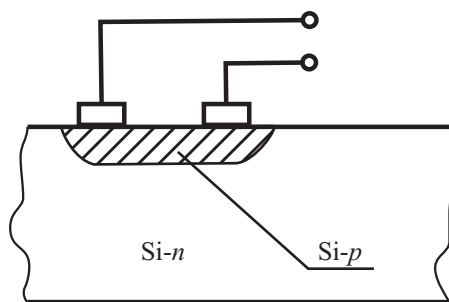


Рис. 10.6. Интегральный полупроводниковый тензорезистор

10.3. Термоэлектрические эффекты

10.3.1. Природа термоэлектричества

При соприкосновении двух различных металлов между ними возникает разность потенциалов, называемая контактной разностью потенциалов (КРП). Яв-

ление открыто Вольтой в 1797 г. Вольта расположил металлы в ряд по степени увеличения потенциала от одного члена ряда к другому: Al, Zn, Sn, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd. Вольта установил также, что если несколько разных металлов привести в контакт друг с другом, образовав последовательность, то разность потенциалов $\varphi_n - \varphi_1$ между крайними металлами ряда не зависит от того, какими промежуточными металлами они разделены (если температуры всех контактов одинаковы), и равна КРП этих крайних металлов. Это **закон последовательных контактов** Вольта.

Если из нескольких металлов образовать кольцо (рис. 10.7), то из закона сохранения энергии следует, что тока в кольце быть не может, т. е. результирующая ЭДС в кольце равна нулю.

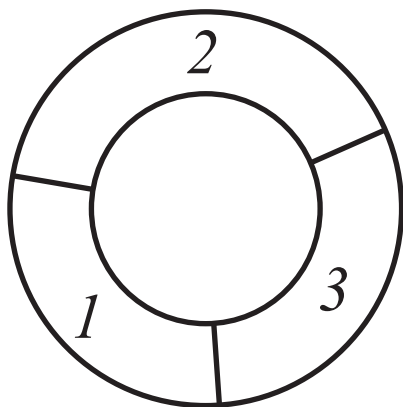


Рис. 10.7. Цепь из трех разных металлов

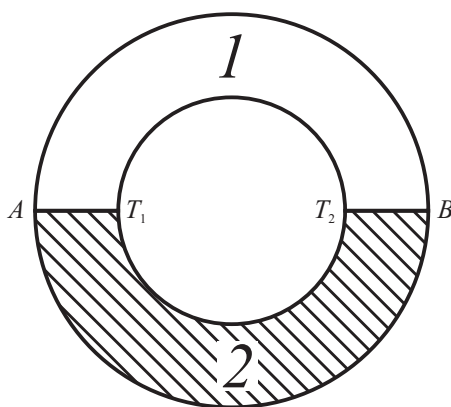


Рис. 10.8. Возникновение термо-ЭДС (1 и 2 – разные металлы)

Контактная разность потенциалов для различных пар металлов меняется от нескольких десятых вольт до нескольких вольт и зависит только от химического состава и температуры соприкасающихся металлов.

В соответствии с классической электронной теорией металлов, возникновение КРП и его закономерности определяются двумя основными причинами: существованием работы выхода электронов из металла и разницей в концентрациях свободных электронов в металлах.

Работа выхода – работа, которую нужно затратить для удаления электрона из твердого тела в вакуум. Тот факт, что свободные электроны не покидают металл, является подтверждением существования работы выхода.

Причина возникновения работы выхода следующая: Если электрон удаля-

ется на некоторое расстояние от поверхности металла, участвуя в тепловом движении, то в том месте, которое электрон покинул, возникает индуцированный избыточный положительный заряд, и кулоновские силы притяжения между этим зарядом и электроном возвращают электрон в металл (если скорость теплового движения электрона мала).

Совокупность временно удалившихся от поверхности электронов образует вблизи металла постоянно существующее облако электронов, а под ним на поверхности возникает слой положительных ионов металла. Облако электронов (отрицательное) и слой ионов (положительный) образуют **двойной электрический слой**, его толщина составляет нескольких межатомных расстояний. Электрическое поле внутри слоя направлено так, что препятствует выходу свободных электронов из металла в окружающее пространство. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ в двойном электрическом слое называется **поверхностным скачком потенциала** и зависит от работы выхода A :

$$\Delta\varphi = \frac{A}{q_e}. \quad (10.32)$$

где q_e – заряд электрона.

Если считать, что потенциал среды, окружающей металл, равен нулю, то металл заряжен положительно, потенциальная энергия электрона внутри металла равна $-q_e\Delta\varphi$ и является относительно среды отрицательной (так как заряд электрона отрицательный). Весь объем металла для электронов проводимости представляет потенциальную яму, глубина которой равна работе выхода A .

При соприкосновении двух металлов с работами выхода A_1 и A_2 , причем $A_2 > A_1$, их электроны вследствие теплового движения пересекают границу между металлами в обе стороны, но преимущественно в металл, для которого работа выхода больше, т.е. в металл 2, он будет заряжаться отрицательно, а металл 1 положительно. По мере перехода электронов в металл 2 разность потенциалов между ними увеличивается и увеличивается обратный переход электронов. Потоки электронов из металла 1 в металл 2 и обратно уравниваются, когда работа по перемещению электрона за счет контактной разности потенциалов станет равной разности работ выхода:

$$q_e \cdot (\varphi'_1 - \varphi'_2) = A_2 - A_1 \Rightarrow \varphi'_1 - \varphi'_2 = -\frac{A_1 - A_2}{q_e} \quad (10.33)$$

На величину КРП влияет также разность концентраций электронов n_1 и n_2 в металлах. Если $n_1 > n_2$, то начнется диффузионный перенос электронов из металла 1 в металл 2, в результате металл 1 зарядится положительно относительно металла 2. Между металлами возникнет дополнительная разность

потенциалов:

$$\varphi_1'' - \varphi_2'' = \frac{kT}{q_e} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (10.34)$$

Обе причины возникновения КРП действуют одновременно, и контактная разность потенциалов, обусловленная ими, равна:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{q_e} + \frac{kT}{q_e} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (10.35)$$

Если в замкнутом кольце из разнородных металлов увеличить температуру одного из контактов, то в цепи появится электрический ток. Этот ток называется **термоэлектрическим**. Само явление возбуждения термоэлектрического тока было открыто Зеебеком.

На рис. 10.8 – кольцо из двух металлов 1 и 2, А и В – контакты между ними, T_1 и T_2 – температуры контактов. Если температуры не равны, $T_1 > T_2$, то разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ в контактах также не равны, и в цепи кольца возникает электродвижущая сила $\mathcal{E}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= (\varphi_1 - \varphi_2)_A + (\varphi_2 - \varphi_1)_B = \frac{kT_1}{q_e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_2}{q_e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \\ &= \frac{kT_1}{q_e} \ln \frac{n_1}{n_2} - \frac{kT_2}{q_e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \frac{k}{q_e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_1}{n_2}. \end{aligned} \quad (10.36)$$

Здесь составляющие КРП, обусловленные работами выхода на контактах А и В, друг друга гасят и потому не учитываются.

Эта ЭДС возникает в замкнутой цепи, она пропорциональна разности температур контактов и называется **термоэлектродвижущей силой**.

Изменение знака у разности температур приведет к изменению направления тока в цепи. Для металлов термоЭДС очень мала, например, для пары медь–константан она составляет 4,25 мВ для разности температур 100°.

10.3.2. Термоэлектрические преобразователи

В термоэлектрических преобразователях для измерения температуры используется термоэлектрический эффект. Такие преобразователи обычно называют термопарами. На рис. 10.9 показаны возможные схемы включения термопар в измерительную цепь. Здесь А и В – термоэлектроды, изготовленные из разных металлов. Их место контакта D находится при температуре T_1 . Цепь замыкается через измерительный прибор mV с помощью проводников С.

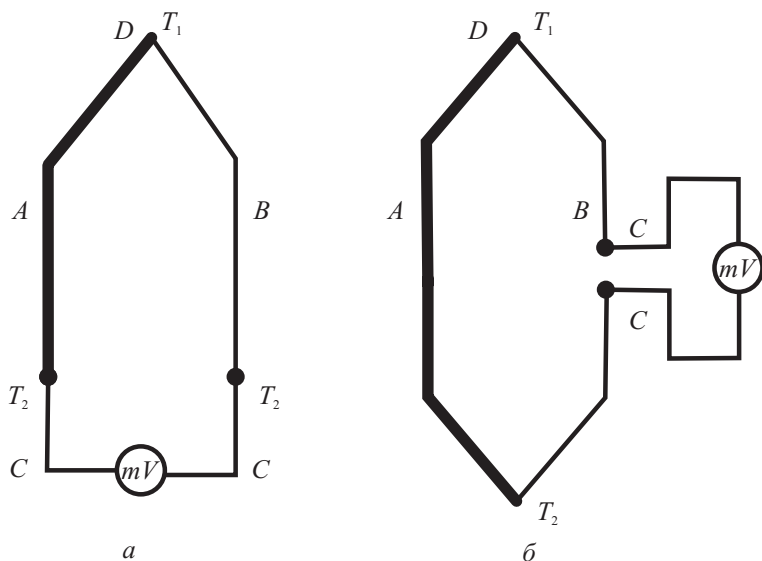


Рис. 10.9. Схема включения термопар

В обоих случаях термоЭДС $\mathcal{E}$, измеряемая прибором, будет одна и та же:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{T_1} - \mathcal{E}_{T_2}, \quad (10.37)$$

где $\mathcal{E}_{T_1}$ и $\mathcal{E}_{T_2}$ – КРП в точках с температурами T_1 и T_2 . Влияние проводника С не сказывается, т.к. термоЭДС его контактов с термоэлектродами А и В друг друга взаимно нейтрализуют.

Термопары широко используются для измерения температур. Для этого один их спай приводят в соприкосновение с контролируемым объектом, другой оставляют при температуре окружающей среды. Генерируемая термоЭДС будет пропорциональна разности температур спаев:

$$\mathcal{E} = S_T(T_2 - T_1), \quad (10.38)$$

где S_T – **термоэлектрическая способность** термопары.

ЭДС термопары в широком диапазоне температур нелинейно зависит от температуры (рис. 10.10), однако при измерениях в узком диапазоне температур эту зависимость приближенно можно считать линейной. Для измерений в разных диапазонах температур применяют различные пары металлов. Для измерений при $T = 1000 \dots 3000$ К применяют тугоплавкие пары (например, вольфрам/рений 55 % – вольфрам/рений 26 %).

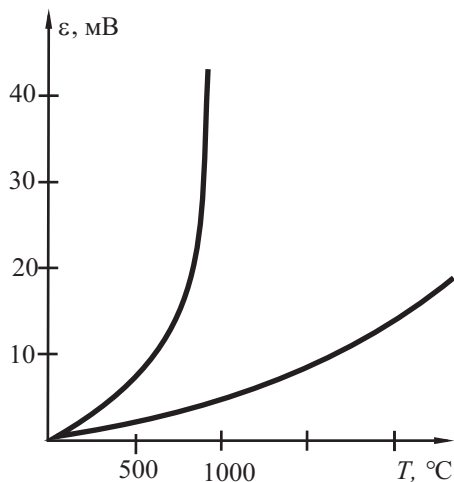


Рис. 10.10. Зависимость термо-ЭДС от температуры

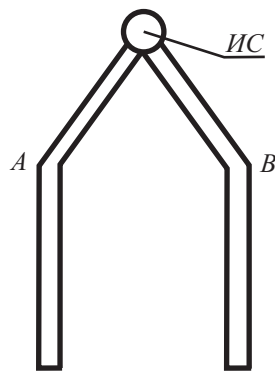


Рис. 10.11. Конструкция термопары: ИС – измерительный спай

Чувствительность термопар к температуре (термоэлектрическая способность S_T) зависит от температуры, выражается в мкВ/°С. Для термопары железо–константан $S = 52,9$ мкВ/°С при $T = 0$ °С, $S_T = 63,8$ мкВ/°С при $T = 700$ °С; Для термопары платина–платинородий $S_T = 6,4$ мкВ/°С при $T = 0$ °С, $S_T = 11,93$ мкВ/°С при $T = 1400$ °С. Чувствительность термопар существенно ниже чувствительности терморезисторов.

10.3.3. Конструкции и использование термопар

Обычно термопары изготавливают из проволок, концы которых для получения контакта соединяют пайкой или сваркой (рис. 10.11). За пределами измерительного спая проволоки изолируют друг от друга во избежание замыканий. Часто используют изоляторы в виде керамических трубочек. ЭДС термопары зависит одновременно от температуры измерительного спая, и от температуры ее контактов с внешней измерительной схемой, которая часто находится при температуре окружающей среды.

Это приводит к ошибкам в измерениях температуры. Для уменьшения ошибок необходимо вводить принудительное охлаждение мест контактов до фиксированной температуры.

сированной температуры (рис. 10.12, а).

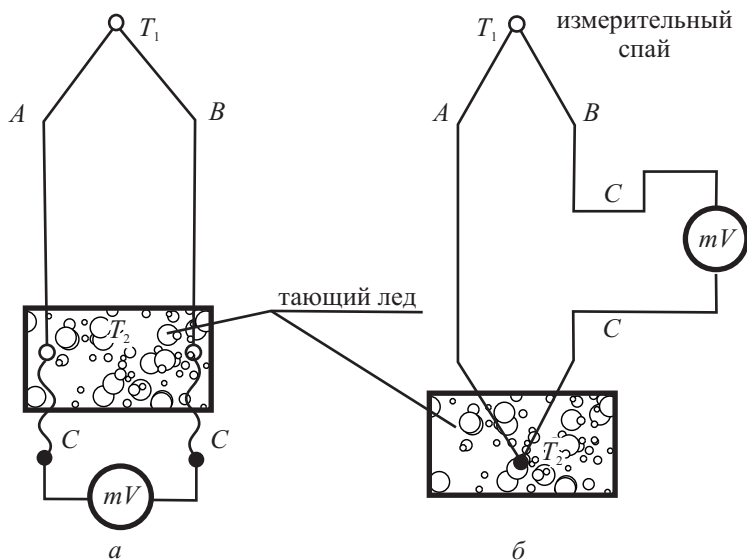


Рис. 10.12. Стабилизация температуры T_2 опорного спая термопары

Например, опорный спай можно погрузить в тающий лед и его температура T_2 при этом всегда будет равна 0°C (рис. 10.12, б). Обычно температура измерительного спая термопары и температура измеряемого объекта не совпадают из-за теплоотвода от спая по проволокам. Для уменьшения погрешностей проволоочки термопары выбирают как можно тоньше, и спай вводят внутрь объекта, например, высверливают в нем отверстие.

10.4. Тепловые флуктуационные явления как источник информации

10.4.1. Тепловой шум

Неупорядоченное тепловое движение заряженных атомных частиц вызывает статистические колебания плотности заряда в проводнике. Поэтому между концами проводника возникает быстофлуктуирующее напряжение U_R – **напряжение шума** (рис. 10.13)

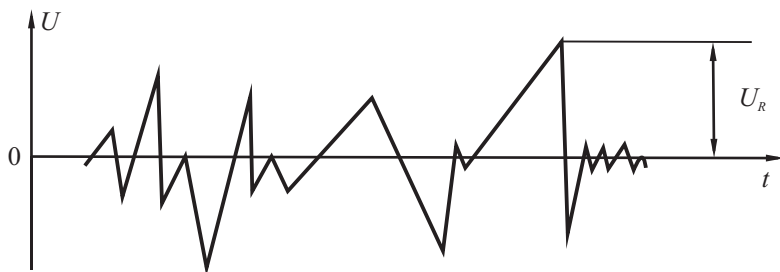


Рис. 10.13. Тепловые флуктуации электрического напряжения между выводами проводника

Найдем значение эффективного напряжения шума $U_{R\text{ф}}$, возникающего между концами проводника. Учитывая флуктуирующий характер напряжения шума, эффективное напряжение шума, то есть напряжение, которое вызывает в проводнике такой же тепловой эффект, как переменное флуктуирующее, определяется усреднением по времени квадрата напряжения:

$$U_{R\text{ф}}^2 = \overline{U_R^2}. \quad (10.39)$$

Рассмотрим проводник большой длины L с нулевым сопротивлением, к которому с двух концов подсоединены резисторы R , равные по величине характеристическому (волновому) сопротивлению Z_0 проводника (рис. 10.14)

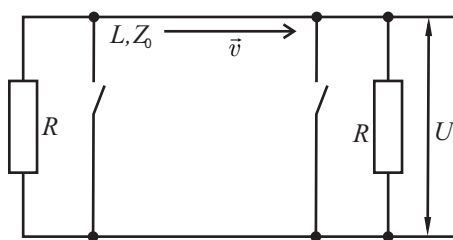


Рис. 10.14. Схема к доказательству теоремы Найквиста

При этом электромагнитная шумовая энергия, генерируемая каждым резистором, распространяется к противоположному резистору без потерь таким образом, что в проводнике имеет место бегущая электромагнитная волна. Вся система находится при температуре T в термодинамическом равновесии со своим окружением. Скорость перемещения волны равна v и, достигнув противоположного

конца линии, энергия волны поглощается полностью: каждый из концов проводника служит для приходящих к нему электромагнитных волн подобием абсолютно черного тела. Беспорядочность теплового движения носителей тока в резисторах приводит к тому, что волна переносит электромагнитные колебания всех возможных частот. Обозначим спектральную плотность мощности электромагнитной волны шума (мощность на единицу полосы частот) P_ν ,

тогда мощность P_0 теплового шума в диапазоне частот $\Delta\nu$ равна:

$$P_0 = P_v \Delta\nu \quad (10.40)$$

Каждый из двух источников шумовой волны (т.е. R) за время $t = L/v$ прохождения волной проводника выделяет $P_0 t = P_v \Delta\nu L/v$ энергии; поэтому общая энергия волны E_0 в частотном интервале $\Delta\nu$ по всей длине проводника равна удвоенному значению энергии, выделяемой одним резистором:

$$E_0 = 2P_v \Delta\nu \frac{L}{v}. \quad (10.41)$$

Замкнем накоротко оба резистора.

При отсутствии потерь энергия электромагнитных волн окажется «запертой» в проводнике, будет оставаться постоянной. Так как волны будут отражаться от замкнутых концов, в проводнике установятся стоячие электромагнитные волны. У стоячей волны должно укладываться по длине проводника целое число полуволин. Из множества частот шумовых колебаний в диапазоне $\Delta\nu$ только некоторые частоты ν_n смогут удовлетворить этому условию:

$$n \frac{\lambda_n}{2} = n \frac{v}{2\nu_n} = L, \quad \text{где } n = 1, 2, 3 \dots \quad (10.42)$$

Для каждого значения n будет существовать своя волна с частотой ν_n . Найдём ее из предшествующего выражения:

$$\nu_n = n \frac{v}{2L}. \quad (10.43)$$

Между соседними частотами, на которых возникли в проводнике стоячие волны, существует частотный промежуток

$$\nu_{n+1} - \nu_n = \frac{v}{2L}. \quad (10.44)$$

В диапазоне частот $\Delta\nu$ стоячих волн окажется

$$\Delta n = \frac{\Delta\nu}{\nu_{n+1} - \nu_n} = \frac{2L}{v} \Delta\nu. \quad (10.45)$$

Вся шумовая энергия E_0 электромагнитных волн, «запертая» в проводнике, распределится поровну между стоячими волнами, каждая стоячая волна имеет энергию E_n . Энергия всех стоячих волн равна:

$$E_0 = E_n \Delta n = E_n \frac{2L}{v} \Delta\nu. \quad (10.46)$$

В соответствии с принципом равнораспределения энергии теплового движения атомных частиц между степенями свободы энергия E_i , приходящаяся на одну степень свободы, равна:

$$E_i = \frac{1}{2} kT. \quad (10.47)$$

Каждая стоячая волна имеет две степени свободы (имеет потенциальную и кинетическую энергию), поэтому:

$$E_n = 2E_i = kT. \quad (10.48)$$

Приравнявая (10.41) и (10.46) с учетом (10.48), получим:

$$E_0 = 2P_v \Delta\nu \frac{L}{v} = kT \frac{2L}{v} \Delta\nu. \quad (10.49)$$

После сокращения:

$$P_v = kT, \quad (10.50)$$

т.е. мощность шума, приходящаяся на единицу полосы частот, равна kT .

Полученное выражение справедливо только для случаев, когда частота мала и энергия кванта электромагнитной волны $h\nu \ll kT$, что на практике всегда выполняется.

Для мощности шума в частотном диапазоне $\Delta\nu$ получим

$$P_0 = P_v \Delta\nu = kT \Delta\nu. \quad (10.51)$$

Последнее выражение является одной из форм **теоремы Найквиста**.

Мы видим, что мощность теплового шума в диапазоне частот не зависит от электрических характеристик самой цепи, от величины резистора R .

Член $P_v = kT$ имеет смысл спектральной плотности шумовой мощности, обусловленной тепловым шумом.

Эффективное напряжение шума $U_{R_{эф}}$ на одном резисторе рисунка вызывает в замкнутой цепи, состоящей из двух резисторов R , эффективный шумовой ток $I_{R_{эф}}$:

$$I_{R_{эф}} = \frac{U_{R_{эф}}}{R + R}. \quad (10.52)$$

По закону Джоуля–Ленца мощность, выделяющаяся на резисторе R при прохождении тока, равна:

$$P_0 = I_{R_{эф}}^2 R = U_{R_{эф}}^2 / 4R = kT \Delta\nu, \quad (10.53)$$

напряжение шума вычисляется по уравнению:

$$U_{R_{\text{эф}}}^2 = 4kTR\Delta\nu \quad (h\nu \ll kT), \quad (10.54)$$

где $\Delta\nu$ – полоса пропускания частот измерительной аппаратурой.

Выражение носит название **формулы Найквиста**.

Величина эффективного значения напряжения очень мала. Так, при полосе частот усилителя $\Delta\nu = 10^6$ Гц, сопротивлении $R = 10^6$ Ом и при комнатной температуре величина напряжения $U_{R_{\text{эф}}} = 0,13$ мВ. Усиление такого малого напряжения требует высококачественного усилителя.

Измеряя эффективное значение напряжения шума $\sqrt{U_{R_{\text{эф}}}^2}$ на резисторе с известным сопротивлением R , можно определить температуру резистора.

10.5. Электростатические преобразователи

10.5.1. Принцип действия и области применения

Принцип действия электростатических преобразователей основан на использовании явлений электростатической индукции и электрической поляризации диэлектриков под действием механических напряжений (прямой пьезоэффект). Простейший электростатический преобразователь содержит два электрода, разделенных по всей своей площади S тонкой диэлектрической прослойкой толщиной δ_0 . По сути преобразователь устроен как электрический конденсатор (рис. 10.15, а), поэтому для анализа его работы воспользуемся известными из курса физики соотношениями: запасенный заряд $Q = CU$, где U – разность потенциалов между обкладками, C – электрическая емкость, для плоского конденсатора равная:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\delta_0}, \quad (10.55)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость прослойки (зазора).

Мгновенное значение тока в цепи $i = dQ/dt$, энергия электрического поля $W_3 = QU/2 = CU^2/2$.

Если одна из пластин (или диэлектрик между ними) при работе преобразователя переместится под действием силы F , то будет совершена работа $dA = F dx$, за счет чего энергия, запасенная в конденсаторе, изменится на величину $dW_3 = dA$. В соответствии с третьим законом Ньютона, $|F| = |F_{\text{эс}}|$, где $F_{\text{эс}}$ – сила электростатического притяжения пластин. Поэтому:

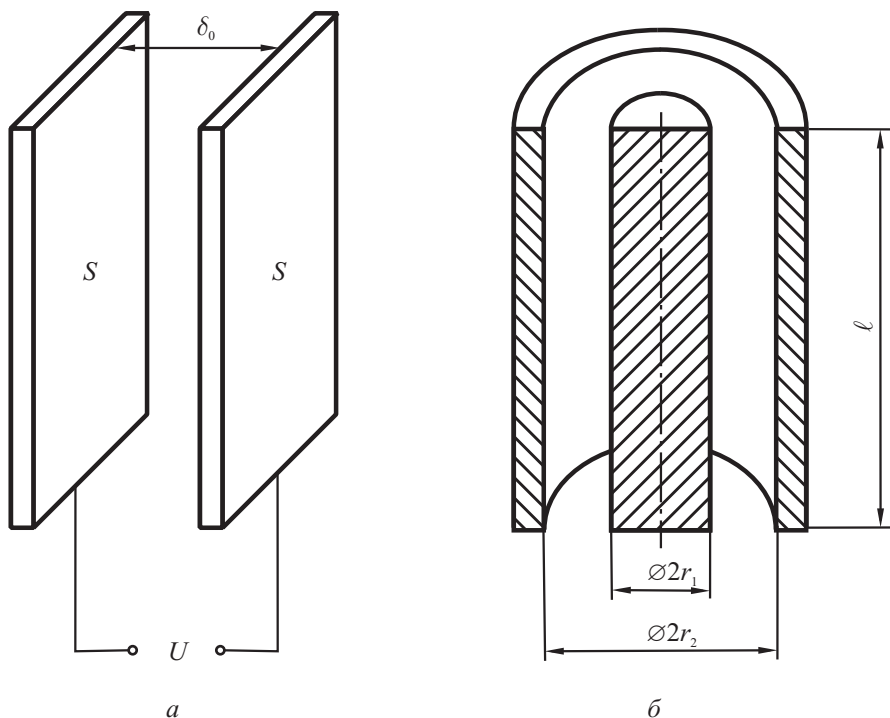


Рис. 10.15. Электростатические преобразователи на основе: *a* – плоского конденсатора; *б* – цилиндрического конденсатора

$$F_{\text{эс}} = \frac{dW_{\text{э}}}{dx} = \frac{CU^2}{2} \frac{1}{\delta_0} = \frac{CU}{2} \frac{U}{\delta_0} = \frac{CUE}{2}, \quad (10.56)$$

где E – напряженность электрического поля между пластинами.

Электростатические преобразователи позволяют производить преобразование механического перемещения в электрический сигнал (ток или напряжение) за счет изменения емкости преобразователя, вызванного этим перемещением, или за счет изменения напряжения между обкладками заряженного конденсатора. Если одна пластина конденсатора закреплена упруго с жесткостью k , то преобразователь позволяет измерять внешнюю силу, приложенную к пластине и вызвавшую ее перемещение на dx в соответствии с формулой $F = k \cdot dx$.

Электростатические преобразователи замечательны своей простотой, что позволяет создавать прочные и надежные конструкции.

В случае использования в качестве преобразователя плоского конденсатора, перемещение обкладки может происходить либо в собственной плоскости (S – переменная, δ_0 – постоянная), либо перпендикулярно своей плоскости (S – постоянная, δ_0 – переменная).

Кроме плоских конденсаторов в качестве преобразователей используют также цилиндрические конденсаторы, емкость которых выражается формулой

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0\ell}{\lg\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}. \quad (10.57)$$

где r_1 и r_2 – радиусы внутреннего и внешнего цилиндра; ℓ – длина конденсатора (рис. 10.15, б).

10.5.2. Конденсатор с переменной площадью обкладок.

На рис. 10.16, а показан плоский конденсатор с вращающейся обкладкой, на рис. 10.16, б – цилиндрический конденсатор с одной из обкладок, перемещающейся вдоль оси симметрии.

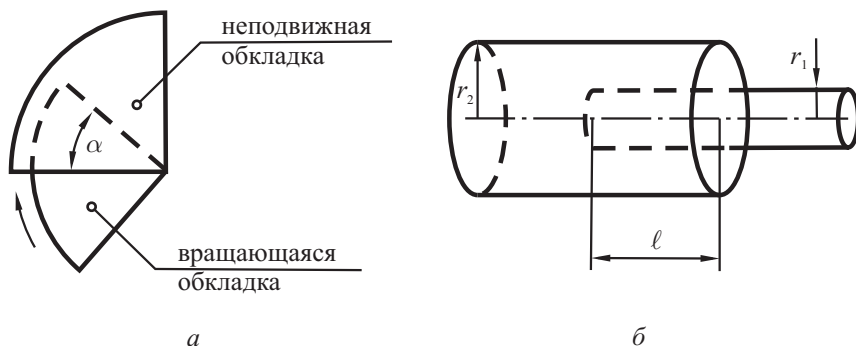


Рис. 10.16. Конденсатор с переменной площадью обкладок

В обоих случаях емкость меняется линейно в зависимости от перемещения и функция её изменения имеет вид:

для плоского $- C(\alpha) = k_{\Pi}\alpha, k_{\Pi} = \frac{\varepsilon_0 r^2}{\delta_0};$

для цилиндрического $- C(\ell) = k_{\text{Ц}}\ell, k_{\text{Ц}} = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\lg(r_2/r_1)}.$

10.5.3. Конденсатор с переменным зазором между обкладками

Преобразователь – конденсатор с переменным зазором между обкладками – показан на рис. 10.17. Обозначая через x изменение первоначального зазора δ_0 между обкладками, получим:

$$\Delta C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{\delta_0} - \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{\delta_0 + x} = \varepsilon\varepsilon_0 S \cdot \frac{x}{\delta_0(\delta_0 + x)}. \quad (10.58)$$

При больших перемещениях x , когда $x \approx \delta_0$, изменение емкости ΔC нелинейно зависит от перемещения. Если перемещение мало, и $x \ll \delta_0$, величиной x в скобке можно пренебречь, и приходим к выражению:

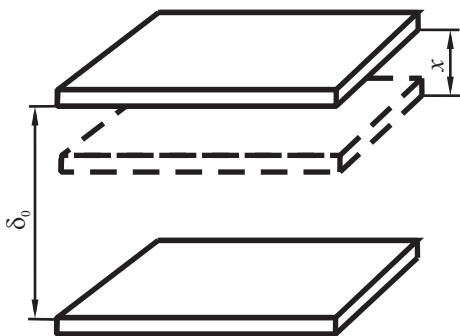


Рис. 10.17. Конденсатор с меняющимся зазором

$$\Delta C = \frac{C_0 x}{\delta_0}, \quad (10.59)$$

где $C_0 = \varepsilon\varepsilon_0 S / \delta_0$ – первоначальная емкость конденсатора.

Таким образом, изменение емкости является линейной функцией перемещения обкладки только тогда, когда это перемещение мало в сравнении с начальным расстоянием между обкладками.

10.5.4. Динамические емкостные вибрационные преобразователи (динамические конденсаторы)

Вибрационные емкостные преобразователи применяются как при измерении постоянных электрических полей, так и поверхностной плотности элек-

трических зарядов, расположенных на диэлектрических поверхностях. Особенностью подобных измерений является использование явления электростатической индукции, при которой измеряемые поля и заряды индуцируют на пластине измерительного конденсатора заряд противоположного измеряемому заряду знака; при этом измеряемый заряд не меняет своей величины, то есть нет электрического тока проводимости между объектом измерения и измерительной схемой.

Конструкция динамического конденсатора схематически показана на рис. 10.18. При вибрации одной из обкладок по закону $x = A \cos \omega t$, где x – отклонение обкладки от начального положения (расстояние до второй обкладки равно δ_0), A – амплитуда, ω – круговая частота вибрационных колебаний. Емкость конденсатора при этом также периодически изменяется по закону:

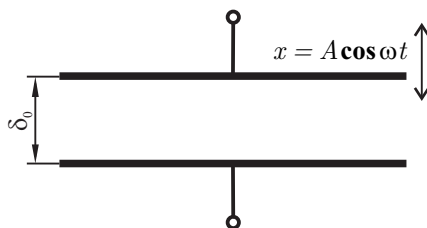


Рис. 10.18. Динамический конденсатор

$$\Delta C = C_0 \frac{x}{\delta_0} = C_0 \frac{A \cos \omega t}{\delta_0}, \quad (10.60)$$

где ΔC – изменение емкости; $A \ll \delta_0$.

Рассмотрим два режима работы динамического конденсатора в качестве преобразователя (рис. 10.19).

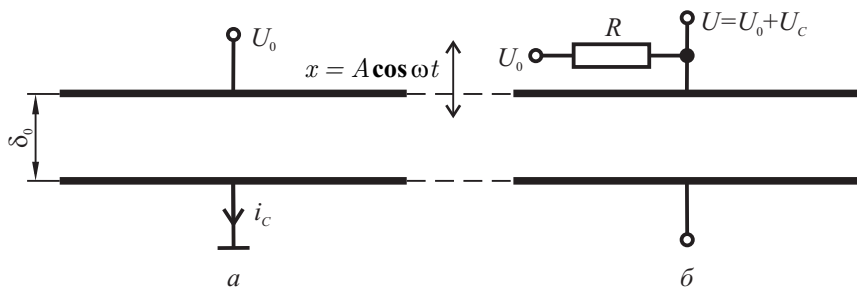


Рис. 10.19. Динамический конденсатор в режиме: а – постоянного напряжения; б – не изменяющегося заряда

1) Напряжение на конденсаторе постоянно (рис. 10.19, а), т.е. $U = \text{const}$. На нижней обкладке индуцируется некоторый заряд Q , противоположный по знаку заряду на верхней обкладке, следовательно, заряд конденсатора также равен

Q . При вибрации верхней обкладки величина индуцированного заряда изменяется, что возможно только при наличии перемещения зарядов, следовательно, в электрической цепи нижней обкладки течет ток i_c , величина которого равна $i_c = dQ/dt$, причем:

$$Q = U_0 C = U_0 (C_0 + \Delta C) = U_0 C_0 \left(1 + \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t \right), \quad (10.61)$$

где $C = C_0 + \Delta C$ – емкость конденсатора в данный момент, C_0 – начальная емкость конденсатора.

Проведём дифференцирование:

$$i_c = \frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \left[U_0 C_0 \left(1 + \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t \right) \right] = \frac{U_0 C_0 A \omega}{\delta_0} \sin \omega t = i_0 \sin \omega t, \quad (10.62)$$

где i_0 – амплитуда переменного тока в измерительной цепи. Ток i_c в измерительной цепи играет роль выходного сигнала преобразователя. Видно, что ток выходного сигнала пропорционален напряжению на верхней обкладке U_0 , а именно эту физическую величину и надо измерить.

2) Заряд конденсатора при вибрации не изменяется: $Q = \text{const}$ (рис. 10.19, б).

Электрическое сопротивление резистора R должно быть настолько большим, чтобы можно было пренебречь током i_c , возникающим при вибрации обкладки.

В отсутствие вибраций:

$$Q = U_0 C_0. \quad (10.63)$$

При вибрациях:

$$Q = U (C_0 + \Delta C) = U C_0 \left(1 + \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t \right) \quad (10.64)$$

Получим:

$$U_0 C_0 = U C_0 \left(1 + \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t \right). \quad (10.65)$$

После преобразования:

$$U = \frac{U_0}{\left(1 + \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t \right)}. \quad (10.66)$$

При выполнении условия $1 \ll A/\delta_0$ справедливым будет следующее упрощение:

$$\frac{1}{1 + \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t} = 1 - \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t. \quad (10.67)$$

Получим:

$$U = U_0 \left(1 - \frac{A}{\delta_0} \cos \omega t \right), \quad (10.68)$$

где U – напряжение выходного сигнала. Его переменная часть:

$$U_c = \frac{U_0 A}{\delta_0} \cos \omega t \quad (10.69)$$

несет информацию о величине напряжения U_0 , которое является измеряемой физической величиной. Видно, что в рассматриваемом случае измерения проводятся таким образом, чтобы через источники измеряемого напряжения U_0 ток не проходил, т.е. энергия этого источника ЭДС не расходуется.

Как в первом, так и во втором режимах работы конденсатора, энергия выходного сигнала является результатом преобразования механической энергии устройства, заставляющего вибрировать обкладку конденсатора, а энергия входной (измеряемой) величины не расходуется.

10.5.5. Пьезоэлектрические преобразователи

Преобразователи с прямым пьезоэффектом используются в приборах, предназначенных для измерения силы, давления, ускорения, малых масс.

Преобразователи, где используется обратный пьезоэффект, применяются в качестве излучателей ультразвуковых колебаний, а также преобразователей напряжение–деформация, таких, как дефлекторы с колеблющимися зеркалами и т.п.

Преобразователи, в которых используются одновременно прямой и обратный пьезоэффекты – пьезорезонаторы и узкополосные фильтры электрических колебаний.

Пьезоэлектрический преобразователь является электрическим конденсатором, между обкладками которого располагается слой пьезодиэлектрика. Электрическое состояние пьезодиэлектрика зависит от схемы подключения конденсатора.

Электрическое состояние пьезодиэлектрика определяется:

- поляризацией P , обусловленной связанными зарядами вещества;
- макроскопическим полем E , обусловленным свободными зарядами.

В пьезодиэлектрике поляризация P возникает или изменяется под действием поля E или в результате механических либо термических воздействий. Как для любого диэлектрика, справедливо уравнение:

$$D = \varepsilon_0 E + P, \quad (10.70)$$

где E – напряженность, D – электрическая индукция (электрическое смещение), которые описывают электрическое поле, созданное только свободными зарядами с учетом их распределения, обусловленного наличием диэлектрика.

Рассмотрим плоский конденсатор с пьезодиэлектриком в качестве изолятора, подвергнутый механическому сжатию (рис. 10.20).

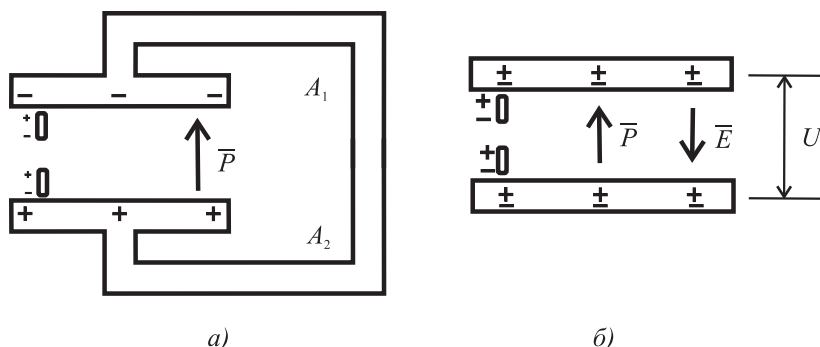


Рис. 10.20. Электрическое состояние пьезодиэлектрика. Между обкладками условно изображены по 2 диполя вещества диэлектрика.

При замкнутых обкладках конденсатора (рис. 10.20, а) и при воздействии механических напряжений сжатия поляризация P приводит к появления наведенных зарядов на обкладках и переходу электронов от обкладки A_1 к обкладке A_2 . Эти электроны компенсируют заряд поверхностей диэлектрика, вызванный связанными зарядами диполей, поэтому поле в диэлектрике равно нулю, и $D = P$. Поверхностная плотность свободных зарядов на каждой обкладке равна $q = \pm D$. Величина тока электронов, текущих по проводнику между обкладками при воздействии механического напряжения σ_j равна:

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} (d_{ij} \sigma_j). \quad (10.71)$$

При разомкнутых обкладках (рис. 10.20, б) при воздействии механических напряжений на поверхности диэлектрика также возникнут заряды той же вели-

чины. Как видно из рисунка, суммарный заряд каждой обкладки равен нулю, так как электронам нет возможности перейти с обкладки на обкладку, и поле в диэлектрике обусловлено только полем диполей вещества: $E = P/\epsilon_0$. Вектор электрической индукции $D = 0$, так как он вызывается полем свободных зарядов, которое равно нулю. Возникает напряжение U между обкладками, оно вызвано только полем диполей вещества и равно $E \cdot h$, где h – расстояние между обкладками, поэтому:

$$U_i = Eh = \frac{P_i h}{\epsilon_0} = \frac{d_{ij} \sigma_j h}{\epsilon_0}. \quad (10.72)$$

На рис. 10.21 приведены схемы устройства некоторых пьезоэлектрических преобразователей.

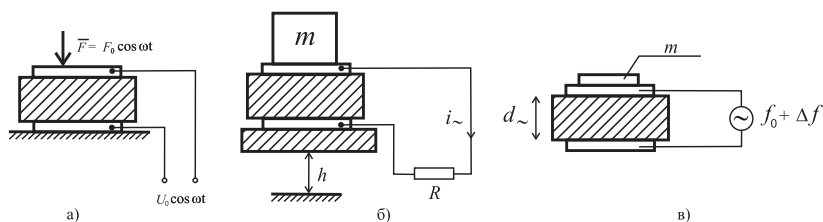


Рис. 10.21. Пьезоэлектрические преобразователи

Особенностью использования пьезопреобразователей является необходимость учета того, что заряды, возникшие на обкладках, очень быстро нейтрализуются ионами воздуха или стекают по проводникам в виде короткого импульса тока, поэтому измеряемые величины не могут быть постоянными.

На рис. 10.21, а, показан преобразователь переменной силы $F_{\sim} = F_0 \cos \omega t$ в переменное напряжение между обкладками $U_{\sim} = U_0 \cos \omega t$.

На рис. 10.21, б, показан преобразователь ускорения, испытываемого пьезодатчиком, совершающим колебательное движение $h_{\sim} = h_0 \cos \omega t$. Нижней стороной пьезопреобразователь жестко закреплен на вибрирующей платформе, на верхней стороне также жестко крепится груз массой m , являющийся инерционной массой. Груз вместе с преобразователем колеблется, испытывает ускорение a , которое обеспечивает воздействие груза на преобразователь силой, амплитуда которой равна $F_0 = ma_0$, которая и вызывает образование переменного заряда на обкладках и переменного тока $i_{\sim}$ в нагрузочном резисторе. Ток является выходным сигналом.

На рис. 10.21, в, показан масс-чувствительный резонансный пьезопреобразователь. На его обкладки подается переменное напряжение, имеющее частоту

f , совпадающую с собственной частотой механических колебаний пьезоэлектрической пластины, то есть, обеспечивающее резонансные колебания. Если на преобразователь нанести слой вещества с массой m , резонансная частота изменится на величину Δf :

$$\frac{m}{M} = -\frac{\Delta f}{f}, \quad (10.73)$$

где M – собственная масса пьезопреобразователя вместе с обкладками. Измеряя изменение частоты, можно вычислить затем массу нанесенного дополнительно слоя. Достижима чувствительность к приращению массы $10^{-7} \dots 10^{-9}$ г/см².

10.6. Использование электромагнитных явлений для измерения физических величин

10.6.1. Предварительные сведения

Работа измерительных преобразователей электромагнитного принципа действия основана на использовании взаимодействия электрического тока и магнитного поля.

Рассмотрим основные закономерности, связанные с магнитным полем.

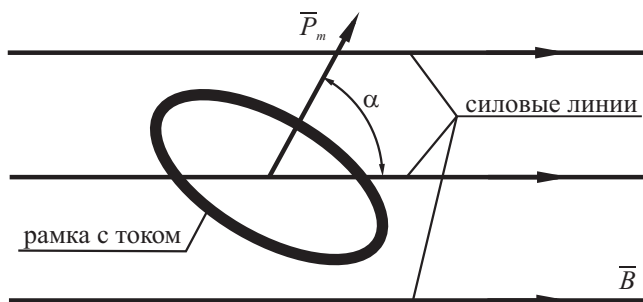


Рис. 10.22. Рамка с током в магнитном поле

Источниками магнитного поля являются электрические токи в проводниках и постоянные магниты. Силовой характеристикой магнитного поля является **вектор магнитной индукции B** . Магнитное поле оказывает ориентирующее действие на объекты, имеющие свое магнитное поле. Величина вектора B определяет значение механического момента, вращающего рамку с током в маг-

нитном поле. Магнитное поле имеет вихревой характер, и его силовые линии всегда замкнуты сами на себя.

Вращающий момент, действующий на рамку с током i (рис. 10.22), равен:

$$M_B = iBS \sin \alpha, \quad (10.74)$$

где S – площадь рамки, α – угол между нормалью к плоскости рамки и направлением вектора $\vec{B}$. Под действием момента M_B рамка стремится занять положение, при котором $\alpha = 0$, т.е. поперек силовых линий.

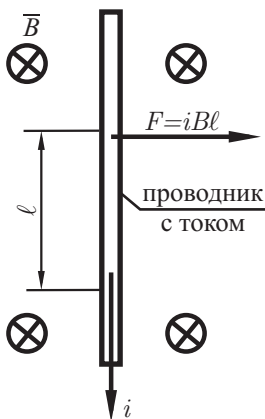


Рис. 10.23. Проводник с током в магнитном поле

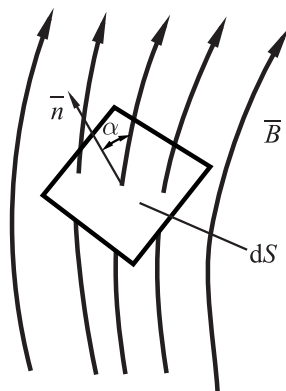


Рис. 10.24. Магнитный поток через площадку в однородном поле

На прямолинейный проводник с током i в магнитном поле действует сила Ампера F , которая направлена всегда поперек силовых линий поля (рис. 10.23):

$$F = i\ell B \sin \alpha, \quad (10.75)$$

где ℓ – длина проводника, α – угол между направлениями тока и магнитного поля.

Магнитный поток $d\Phi$ определяют как число силовых линий, проходящих через заданную площадку dS (рис. 10.24):

$$d\Phi = \vec{B} d\vec{S} = B_n dS. \quad (10.76)$$

где dS – элемент поверхности, $B_n = B \cos \alpha$ – проекция вектора B на нормаль к площадке dS , α – угол между нормалью к dS и силовыми линиями.

Если ферромагнетик поместить в магнитное поле, то все его домены стремятся ориентироваться по полю, вещество намагничивается. Магнитный момент I единицы объема называется **намагниченностью**:

$$\bar{I} = \frac{\sum \bar{P}_a}{V}, \quad (10.77)$$

где V – объем образца, $\bar{P}_a$ – магнитный момент его малого элемента, например, домена.

Вектор напряженности магнитного поля $\bar{H}$ описывает магнитное поле **макродотоков**, например, катушек с током. Индукция B магнитного поля определяется напряженностью H и внутри вещества может в случае ферромагнетиков усиливаться за счет поля **микродотоков**:

$$B = \mu\mu_0 H, \quad (10.78)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, μ – магнитная проницаемость вещества, безразмерная константа, определяющая усиление магнитного поля.

В СИ единицей магнитной индукции является **тесла** (Тл), магнитного потока – **вебер** (Вб), напряженности магнитного поля – **А/м**.

Магнитное поле, необходимое для работы электромагнитного устройства, создается в его магнитной системе с помощью **возбудителя** (катушки с током или постоянного магнита) и локализуется в заданном объеме за счет применения **магнитопровода**, являющегося элементом **магнитной цепи**.

На рис. 10.25 показана магнитная цепь, включающая возбудитель (катушку с током) и магнитопровод. Магнитопровод на рисунке имеет постоянную площадь S своего поперечного сечения.

В соответствии с законом полного тока циркуляция вектора напряженности магнитного поля по замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов, охватываемых контуром:

$$\oint_{\ell} \bar{H} d\bar{\ell} = \sum i_k. \quad (10.79)$$

На рис. 10.25 проведем замкнутый контур по средней силовой линии магнитопровода. Эта линия проходит сквозь катушку и охватывает ее витки: $\sum i_k = Ni$, где N – число витков катушки, i – ток через катушку. Получим:

$$\oint_{\ell} \bar{H} d\bar{\ell} = Ni. \quad (10.80)$$

Из рис. 10.25 видно, что средняя силовая линия проходит в двух средах: участок ее в ферромагнитном сердечнике имеет длину ℓ_ϕ , участок в воздушном зазоре – ℓ_b .

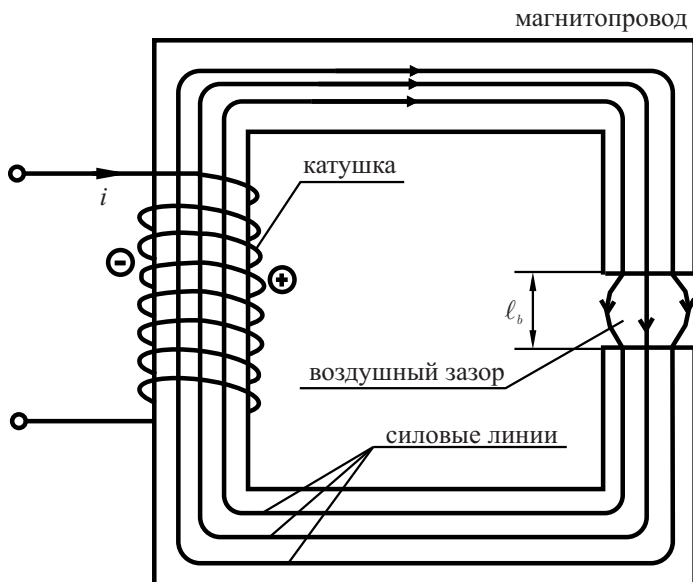


Рис. 10.25. Магнитная цепь

Напряженность H магнитного поля вдоль участков магнитной цепи, если ее сечение постоянное, и вещество одно и то же, не меняется, поэтому интеграл легко вычисляется:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = H_\phi \ell_\phi + H_b \ell_b \quad (10.81)$$

Индукция магнитного поля B_b в зазоре равна:

$$B_b = \frac{\Phi}{S}, \quad (10.82)$$

где S – площадь поперечного сечения как зазора, так и магнитопровода, Φ – магнитный поток в магнитной цепи. Так как силовые линии замкнуты на себя и проходят внутри магнитопровода, то магнитный поток везде, в том числе в зазоре и магнитопровode, имеет одно значение.

Учитывая, что напряженности поля в магнитопроводе и зазоре описываются выражениями:

$$H_{\Phi} = \frac{B_{\Phi}}{\mu\mu_0}; \quad H_B = \frac{B_B}{\mu_0}, \quad (10.83)$$

где μ – магнитная проницаемость магнитопровода, закон полного тока перепишем в виде:

$$iN = \oint_{\ell} \vec{H} d\vec{\ell} = H_{\Phi}\ell_{\Phi} + H_B\ell_B = \frac{B_{\Phi}\ell_{\Phi}}{\mu\mu_0} + \frac{B_B\ell_B}{\mu_0}. \quad (10.84)$$

Так как $B_{\Phi} = B_B$ (магнитный поток Φ вдоль магнитной цепи не меняется, и сечение магнитной цепи постоянное), получим:

$$Ni = \frac{B_B}{\mu_0} \left(\frac{\ell_{\Phi}}{\mu} + \ell_B \right). \quad (10.85)$$

Часто $\mu \gg 1$, и первым членом в скобке пренебрегают:

$$Ni \approx \frac{B_B\ell_B}{\mu_0} \Rightarrow B_B = \frac{iN\mu_0}{\ell_B}. \quad (10.86)$$

Величину Ni называют часто **магнитодвижущей силой** (МДС) магнитной цепи.

Измерительные преобразователи электромагнитного принципа действия составляют три большие группы.

Преобразователи механического перемещения в электрический сигнал
При этом в перемещение, которое предполагается измерить, вовлекается один из элементов магнитной цепи, вследствие чего изменяется магнитный поток через измерительную обмотку и появляется соответствующий электрический сигнал или изменяется параметр (например, индуктивность) обмотки. Применяются для измерения параметров движения.

Преобразователи электрического тока в механическую силу или момент силы, в которых изменение тока приводит к изменению величины магнитного потока и возникновению неуравновешенных механических усилий, перемещающих элементы магнитной цепи (например, в стрелочных измерительных приборах).

Магнитоупругие преобразователи, в которых используется зависимость магнитной проницаемости ферромагнитных материалов от механических напряжений в материале. Применяются для измерения механических сил и давлений.

10.6.2. Индуктивные преобразователи.

Индуктивные преобразователи используют явление самоиндукции, заключающееся в возникновении ЭДС индукции в проводящем контуре при изменении в нем силы тока:

$$\mathcal{E}_s = -L \frac{di}{dt}, \quad (10.87)$$

где L – индуктивность контура, измеряемая в **генри** (Гн).

Обычно в таких преобразователях измеряемая физическая величина изменяет индуктивность контура, роль которого выполняет катушка из проволоки, через которую пропускается переменный ток. Индуктивность длинной катушки можно приблизительно рассчитывать по формуле индуктивности длинного соленоида:

$$L = \mu_0 \mu n^2 S_0 \ell, \quad (10.88)$$

где μ – магнитная проницаемость среды внутри соленоида, $n = N/\ell$ – число витков катушки на единице ее длины, N – полное число витков, ℓ и S_0 – длина и площадь поперечного сечения катушки.

На рис. 10.26, а показан индуктивный преобразователь, который изменяет свою индуктивность L при погружении ферромагнитного сердечника с большим значением магнитной проницаемости внутрь обмотки. Входной величиной является линейное перемещение.

Индуктивность L_0 заполненной воздухом части катушки длиной ℓ_0 равна:

$$L_0 = \mu_0 S_0 \ell_0 \left(\frac{N}{\ell} \right)^2, \quad (10.89)$$

а заполненной сердечником с магнитной проницаемостью μ и той же, как у катушки, площадью сечения S_0 :

$$L_f = \mu \mu_0 S_0 \ell_f \left(\frac{N}{\ell} \right)^2. \quad (10.90)$$

Полная индуктивность катушки L с частично вставленным сердечником равна:

$$L = L_0 + L_f + 2M; \quad M = k(L_0 L_f)^{1/2} \quad (10.91)$$

где M – взаимная индуктивность участков катушки ℓ_0 и ℓ_f , k – коэффициент связи между этими участками (как отдельными катушками), предполагаемый постоянным ($0 < k < 1$).

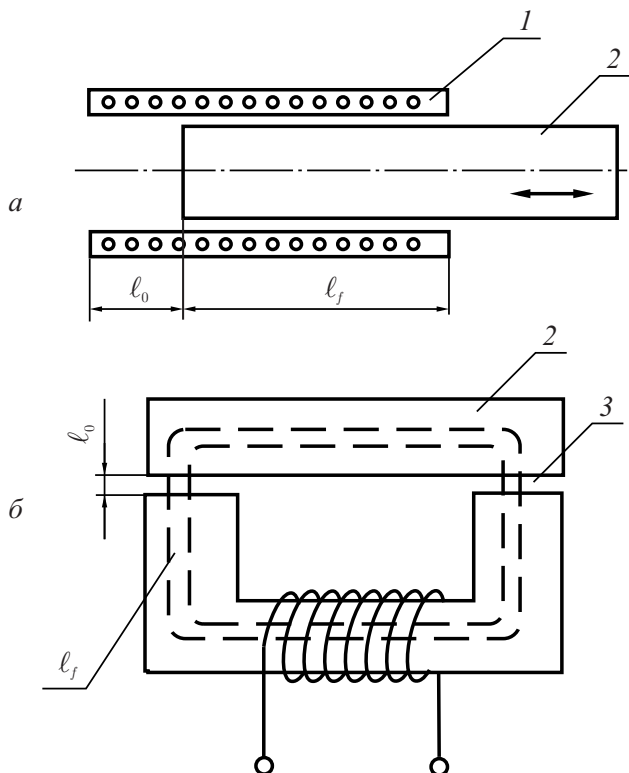


Рис. 10.26. Принципиальная схема индуктивного преобразователя: *а* – с подвижным сердечником; *б* – с изменяющимся зазором. 1 – катушка, 2 – сердечник, 3 – зазор

На рис. 10.26, *б*, показан индуктивный преобразователь с изменяемым воздушным зазором в ферромагнитной цепи. Индуктивность такого преобразователя зависит от величины зазора ℓ_0 , уменьшаясь с его увеличением:

$$L_0 = \frac{\mu_0 N^2 S}{\left(\ell_0 + \frac{\ell_f}{\mu} \right)} \quad (10.92)$$

где N и S – число витков катушки и площадь ее сечения; ℓ_f – длина средней силовой линии магнитной цепи на участке магнитопровода.

Для точного измерения угла поворота применяют индуктивные преобра-

зователи – круговые индуктосины, имеющие печатные обмотки (рис. 10.27). Принцип их действия основан на явлении **взаимной индукции**, благодаря которому возникает ЭДС индукции в одном контуре при изменении силы тока в другом, близко расположенном:

$$\mathcal{E}_{1,2} = -M_{1,2} \frac{di_2}{dt}, \quad (10.93)$$

где $\mathcal{E}_{1,2}$ – ЭДС, наводимая в первом контуре при изменении тока i_2 во втором контуре, $M_{1,2}$ – взаимная индуктивность контуров.

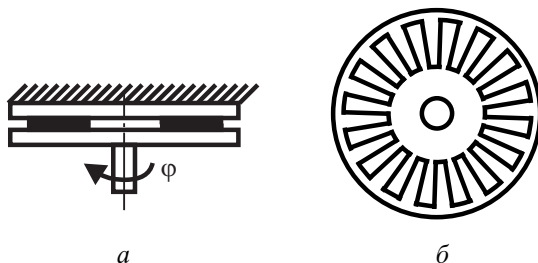


Рис. 10.27. Устройство индуктосина

При повороте одной печатной обмотки относительно другой изменяется взаимная индуктивность обмоток. На торцевых поверхностях обращенных друг к другу и разделенных малым воздушным зазором двух дисковых электродов – ротора и статора – нанесены печатные обмотки, имеющие вид радиального раstra (рис. 10.27). На обмотку статора (верхний электрод на рис. 10.27, *a*) подается напряжение питания высокой частоты; токи, проходя по этой обмотке, создают переменный магнитный поток, часть которого проходит сквозь область обмотки ротора (нижний электрод на рис. 10.27, *a*), в котором, в соответствии с законом Фарадея, наводятся переменные индукционные токи. Максимальная ЭДС наводится в обмотке ротора, когда ее витки находятся против витков статора; при смещении обмотки на угловой шаг витков фаза индуцированной ЭДС изменяется на π рад. При малых углах поворота фаза изменяется на небольшую величину, пропорциональную углу поворота.

Индуктосины – очень точные приборы, суммарная погрешность измерения углов с их помощью составляет $3 \dots 10$ угловых секунд, линейные перемещения (с помощью линейных индуктосинов) можно измерять с точностью до $0,1$ мкм.

10.6.3. Магнитоупругие преобразователи

Работа магнитоупругих преобразователей основана на явлении изменения магнитной проницаемости μ ферромагнитных тел под действием возникающих в них механических напряжений.

Магнитоупругие датчики применяются для измерения сил, давления, крутящих моментов, причем, в отличие от пьезоэлектрических датчиков, измеряемые величины могут иметь как постоянные, так и переменные значения. Типы магнитоупругих преобразователей можно разделить на три основные группы.

Преобразователи первой группы используют направление магнитного потока, совпадающее с линией действия усилия (рис. 10.28).

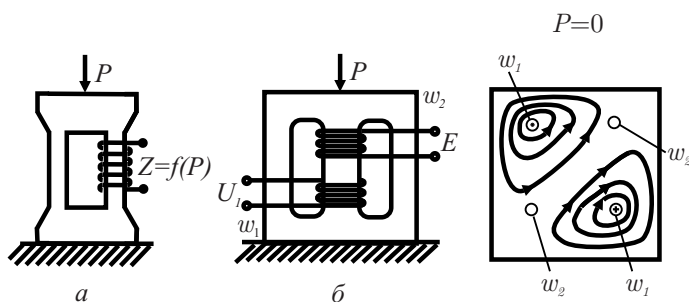


Рис. 10.28. Магнитный поток совпадает с линией действия силы

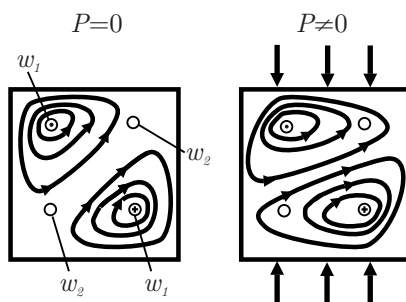


Рис. 10.29. Преобразователь с изменением степени взаимной индукции входной и выходной обмоток

Преобразователи второй группы используют направление магнитного потока под углом 45° к линии действия силы, при этом, вследствие наведенной приложенной силой P магнитной анизотропии материала, магнитная проницаемость изменяется по двум взаимно перпендикулярным направлениям (рис. 10.29).

Такие преобразователи имеют две обмотки – w_1 и w_2 . На первичную обмотку w_1 подается переменное напряжение амплитудой U_0 . В отсутствие механической нагрузки магнитный поток первичной обмотки не пересекает вторичную обмотку w_2 , так как плоскости обмоток взаимно перпендикулярны. После приложения механической нагрузки вследствие возникшей анизотропии магнитной проницаемости изменяется распределение линии магнитной индукции, наступает перераспределение магнитных потоков, они сцепляются со вторичной обмоткой w_2 , на выходе которой появляется ЭДС, зависящая от величины нагрузки P .

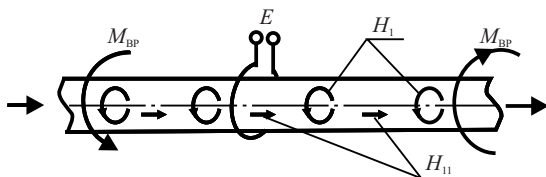


Рис. 10.30. Возникновение продольного магнитного поля при скручивании стержня с током

Анизотропия магнитной проницаемости возникает вследствие того, что приложение силы уменьшает проницаемость в направлении сжимающей силы и увеличивает в поперечном направлении.

Преобразователи третьей группы используют магнитоупругий эффект, возникающий при скручивании ферромагнитных тел – эффект Видемана. Он заключается в том, что при прохождении тока i через стержень, на который воздействует крутящий механический момент $M_{вр}$, в стержне, кроме кругового магнитного потока (линии магнитной индукции прямого тока имеют вид окружностей с центрами на оси тока) возникает продольный магнитный поток, наводящий в катушке, намотанной на стержень (рис. 10.30), ЭДС, зависящую от скручивающего момента. Причиной явления можно считать возникновение винтовой анизотропии магнитной проницаемости при механическом упругом скручивании стержня.

10.6.4. Вихретоковые индуктивные преобразователи.

В вихретоковых индуктивных преобразователях используется эффект возникновения в металлах, помещенных в электромагнитное поле, вихревых переменных токов. В результате поле, проходя через слой металла, ослабляется. Кроме того, изменяются индуктивность и добротность катушек, возбуждающих поле, при их приближении к поверхности металла. При проникновении переменного магнитного поля в проводник в области, занятой этим полем, возникает ЭДС электромагнитной индукции, под действием которой начинают упорядоченно двигаться свободные электроны, то есть создается электронный ток. Магнитное поле тока направлено навстречу магнитному полю катушки и вычитается из него, ослабляя его тем больше, чем на большую глубину магнитное поле катушки проникло. Таким образом, электромагнитная энергия поля, создаваемого переменным током катушек, проникает в материал проводящего тела только на глубину «скин-слоя»:

$$X_{0,05} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\mu\gamma}}, \quad (10.94)$$

где $X_{0,05}$ – расстояние от поверхности внутри тела, где мощность поля достигает 0,05 от мощности на поверхности; ω – круговая частота электромагнитных колебаний; μ и γ – магнитная проницаемость и удельная проводимость материала.

Для меди и алюминия на частоте $f = \omega/(2\pi) = 50$ Гц $X_{0,05} \approx 10$ мм; на частоте 500 кГц глубина проникновения уменьшается до 0,1 мм. На рис. 10.31 показано как искажается первоначальная картина поля (рис. 10.31, а) при приближении к катушке пластины (рис. 10.31, б).

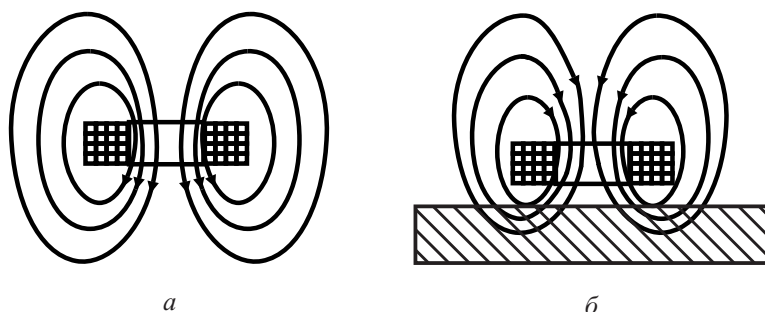


Рис. 10.31. Искажение картины переменного магнитного поля катушки с током у поверхности проводника

В результате действия расположенного близко к катушке проводящего тела уменьшается магнитный поток катушки, который связан с током через нее выражением: $\Phi = Li$. Так как магнитный поток уменьшается при неизменном токе i , можно сделать вывод, что уменьшается индуктивность L катушки. Это изменение и является выходным сигналом преобразователя.

Вихретоковые преобразователи находят широкое применение в качестве датчиков близости, для бесконтактного контроля линейных размеров тонких пластин, толщины покрытий, наличия трещин и дефектов на поверхности. На рис. 10.32 показана конструкция вихретокового датчика диаметра тонкой проволоки. При изменении диаметра проволоки, протягиваемой через зазор датчика, изменяется индуктивность датчика и его индуктивное сопротивление переменному току, пропускаемому через катушку датчика. Величина этого сопротивления и является мерой диаметра проволоки.

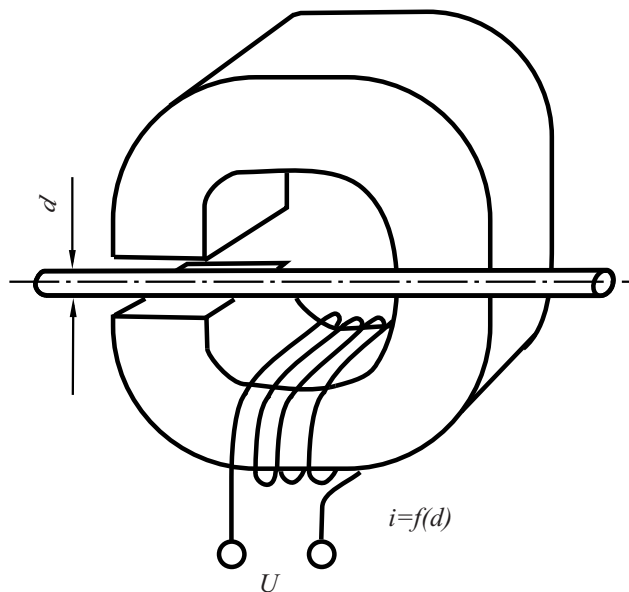


Рис. 10.32. Конструкция вихретокового датчика

10.6.5. Индукционные преобразователи

10.6.5.1. Предварительные сведения

Принцип действия индукционных преобразователей основан на использовании явления электромагнитной индукции. В замкнутом проводочном витке, находящемся в переменном магнитном поле, возникает электродвижущая сила (ЭДС) электромагнитной индукции и протекает электрический ток (индукционный ток). ЭДС $\mathcal{E}_i$ пропорциональна скорости изменения магнитного потока Φ_M сквозь поверхность, ограниченную этим витком:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi_M}{dt} \quad (10.95)$$

Входной измеряемой величиной является скорость изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную витком, выходной величиной – ЭДС, наводимая в витке.

10.6.5.2. Индукционные преобразователи для измерения параметров магнитных полей.

Индукционные преобразователи могут измерять как переменные, так и постоянные магнитные поля. На рис. 10.33 показан преобразователь, предназначенный для измерения переменного магнитного поля.

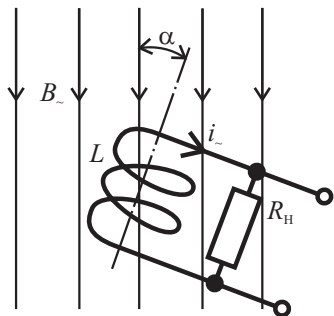


Рис. 10.33. Изменение индукции переменного магнитного поля индукционным преобразователем

Измерительная катушка с индуктивностью L помещена в переменное исследуемое магнитное поле $B_{\sim}$ своей осью под углом α к направлению поля. Переменный магнитный поток, пересекающий суммарную площадь всех витков S , можно охарактеризовать потокоцеплением Ψ :

$$\Psi = B_{\sim} S \cos \alpha = B_0 S \cos \alpha \cos \omega t, \quad (10.96)$$

где $B_{\sim} = B_0 \cos \omega t$ – индукция переменного магнитного поля, B_0 и ω – его амплитуда и круговая частота, $S = NS_0$ (N – число витков катушки, S_0 – площадь одного ее витка).

В катушке возникает ЭДС:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d}{dt}(B_0 S \cos \alpha \cos \omega t) = B_0 S \omega \cos \alpha \sin \omega t. \quad (10.97)$$

В измерительной цепи проходит переменный ток $i_{\sim}$:

$$i_{\sim} = \frac{\mathcal{E}}{R_n + \omega L} = \frac{B_0 S \omega \cos \alpha}{R_n + \omega L} \cdot \sin \omega t, \quad (10.98)$$

здесь R_n – суммарное активное сопротивление измерительной цепи, включая катушку; ωL – индуктивное сопротивление катушки.

Амплитуда тока в цепи:

$$i_0 = \frac{\omega B_0 S \cos \alpha}{R_n + \omega L}. \quad (10.99)$$

Обычно активное сопротивление цепи мало в сравнении с индуктивным:

$$R_n \ll \omega L. \quad (10.100)$$

Как видно из уравнения (10.99), показания преобразователя зависят от его углового положения относительно силовых линий поля.

Пример конструкции индукционного преобразователя для измерения постоянного магнитного поля с вибрирующим чувствительным элементом показан на рис. 10.34. В измеряемое магнитное поле с индукцией B помещают пьезокерамический цилиндр 2, в котором возбуждают напряжением U_n , подавая его между обкладками 1 и 3, радиальные колебания. Обкладка 1 на наружной поверхности цилиндра является короткозамкнутым витком, в котором возникает индуцированный ток при вибрации цилиндра, т.к. при этом изменяются площадь сечения витка и магнитный поток, охватываемый витком.

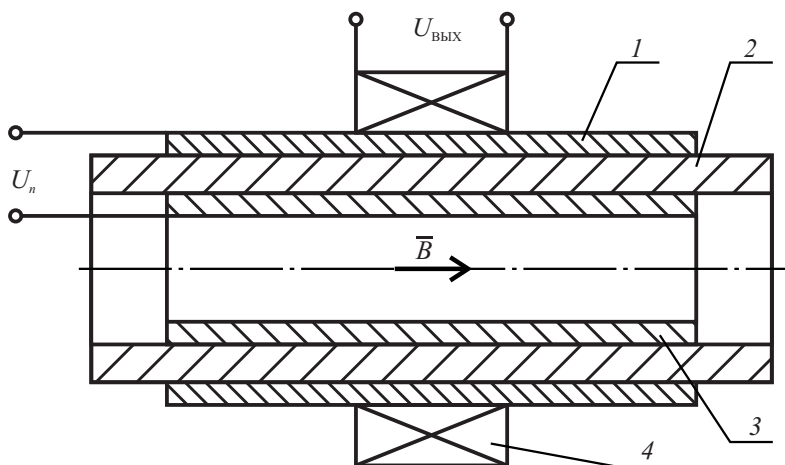


Рис. 10.34. Индукционный преобразователь с вибрирующим чувствительным элементом

Поверх витка намотана многovitковая катушка 4, являющаяся вторичной обмоткой; на выводах катушки появляется выходной переменный сигнал, амплитуда которого пропорциональна магнитной индукции B .

10.6.5.3. Индукционные преобразователи для измерения частоты вращения.

Одна из возможных конструкций преобразователя показана на рис. 10.35. Деталь, скорость вращения которой необходимо контролировать, снабжена зубцами. Преобразователь содержит постоянный магнит S–N, магнитный поток которого замыкается через магнитную цепь преобразователя, деталь и воздушные зазоры.

На полюсах 1 и 2 преобразователя имеются обмотки, в которых индуцируется выходной импульсный сигнал при прохождении зубцов вращающейся

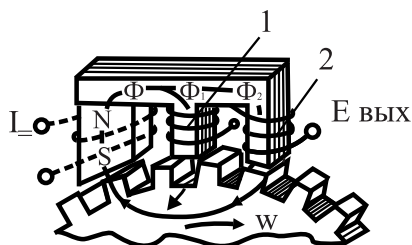


Рис. 10.35. Конструкция преобразователя для измерения частоты вращения

детали под полюсами преобразователя. При вращении детали магнитный поток через постоянный магнит остается неизменным, т.к. магнитная цепь замыкается то через один полюс, то через другой, но остается всегда замкнутой.

В качестве выходной величины используется частота выходного сигнала

$$U_{\text{вых}} = f_c \Delta \Phi N; \quad f_c = n f, \quad (10.101)$$

где f – частота вращения детали; n – число зубцов на ней; $\Delta \Phi$ – изменение магнитного потока через обмотки при перемещении зубцов под полюсами; N – число витков катушки.

10.6.5.4. Электромагнитные преобразователи измерительных механизмов электромеханических приборов.

В аналоговых электроизмерительных приборах прямого преобразования используются электромеханические измерительные преобразователи, входной величиной которых является электрический ток, а выходной – перемещения указателя отсчетного устройства.

В магнитоэлектрических приборах рамка, через которую проходит измеряемый ток $i_{\text{изм}}$, помещается в магнитное поле сильного подковообразного магнита S–N (рис. 10.36). Рамка состоит из нескольких витков тонкой проволоки и подвешена двумя пружинками в цилиндрическом зазоре между полюсными наконечниками магнита S и N и сплошным железным цилиндром. Силовые линии магнитного поля в зазоре направлены радиально, а численное значение индукции B постоянно.

При пропускании через рамку измеряемого тока $i_{\text{изм}}$ на нее действует вращающий момент, равный:

$$M = i_{\text{изм}} S N B, \quad (10.102)$$

где N и S – число витков провода в рамке и площадь рамки.

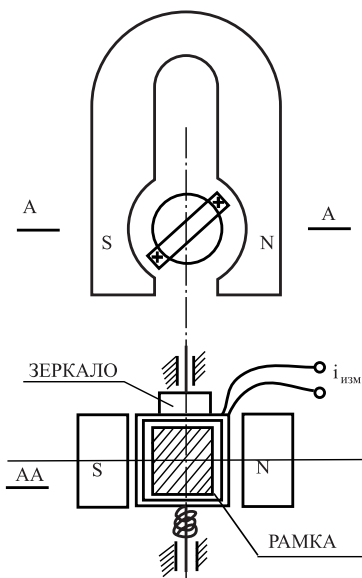


Рис. 10.36. Устройство магнитоэлектрического измерительного прибора

Под действием момента M рамка поворачивается, закручивая пружины на угол φ :

$$\varphi = k_y M, \quad (10.103)$$

где k_y – коэффициент упругости пружин.

Таким образом, угол поворота пропорционален току в рамке:

$$\varphi = k_y S N B i_{\text{изм}}. \quad (10.104)$$

Кручение рамки регистрируется по смещению светового луча, отраженного от зеркальца, скрепленного с рамкой. Приборы такого типа пригодны только для измерения постоянных токов и напряжений.

В электродинамических приборах магнитное поле, действующее на рамку с током, создается соленоидом. Рамка помещается внутри соленоида, причем в отсутствии тока ее плоскость параллельна оси соленоида, а ось вращения перпендикулярна оси. По соленоиду и рамке проходит измеряемый ток, рамка и соленоид включены последовательно (рис. 10.37).

Имея в виду в формуле (10.102) под значением индукции B индукцию $B_{\text{сол}}$, создаваемую соленоидом, получим:

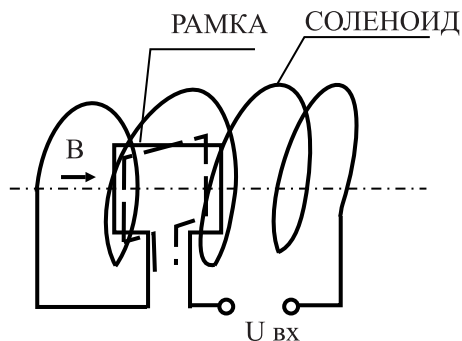


Рис. 10.37. Принцип действия электродинамического прибора

$$M = i_{\text{изм}} S N B_{\text{сол}} \cos \varphi, \quad (10.105)$$

где φ – угол поворота рамки из положения равновесия в новое положение, на рис. 10.37 показанное пунктиром.

Учитывая, что индукция поля соленоида дается выражением: $B_{\text{сол}} = \mu_0 n i$, можно найти:

$$M = S N \cos \varphi \mu_0 n i_{\text{изм}}^2, \quad (10.106)$$

где n – число витков в соленоиде на единицу длины,

При малых углах отклонения $\cos \varphi \approx 1$, поэтому;

$$\varphi = \gamma i_{\text{изм}}^2, \quad (10.107)$$

где γ – коэффициент пропорциональности.

Как видно из формулы, зависимость угла поворота рамки от измеряемого тока квадратичная, т.е. шкала прибора нелинейна. Зато прибор универсален – он пригоден для измерения как постоянных, так и переменных токов. Действительно, при изменении направления тока в рамке одновременно изменяется на противоположное и направление магнитного поля соленоида. Поэтому направление отклонения рамки сохраняется.

Кроме рассмотренных типов механизмов электромагнитных преобразователей используются также: – электромагнитные приборы, основанные на втягивании ферромагнитного сердечника в неподвижную катушку, втягивание происходит за счет магнитного поля, создаваемого в катушке измеряемым током; – ферродинамические, близкие по принципу действия к электродинамическим, конструктивно отличающиеся от них тем, что магнитное поле сосредоточено

преимущественно в ферромагнитных материалах. В результате момент вращения рамки в этих приборах увеличен, что позволяет использовать их для перемещения пера в самопишущих приборах.

10.7. Основы оптико-электронного получения первичной информации

10.7.1. Общие сведения

Световой поток, проходя вещество или отражаясь от поверхности, становится носителем информации о многих параметрах пройденной среды. Эти параметры в световом пучке «кодируются» путем изменения его направления, поляризации, частотного спектра потока излучения, фазы или частоты световых волн, степени когерентности, интенсивности, расходимости и др.

Для светового потока характерным является практически мгновенное восприятие информации о параметрах среды, отсутствие ощутимых воздействий на среду, которые могли бы изменить состояние измеряемого макрообъекта в процессе измерений, возможность дистанционного измерения параметров среды или объекта.

Измерительные преобразователи, основанные на использовании оптических излучений для получения информации, называются оптико-электронными преобразователями.

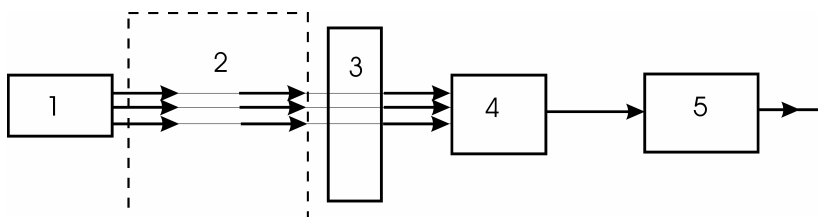


Рис. 10.38. Структурная схема оптико-электронного измерительного преобразователя

Обобщенная структурная схема оптико-электронного преобразователя, показанная на рис. 10.38, содержит источник излучения 1, генерирующий световой поток, проходящий затем через исследуемую среду или объект 2; преобразователь 3 информационного сигнала, содержащегося в световом потоке после прохождения среды 2, выделяющий «кодированную» измеряемой физической величиной часть потока, приемник излучения 4, преобразующий световой

сигнал в электрический; устройство 5 обработки, преобразования и усиления электрического сигнала.

Во многих случаях световой поток модулируется по интенсивности самой измеряемой физической величиной объекта 2, и необходимости в преобразователе 3 нет. Сам исследуемый объект может оказаться источником излучения, и оптико-электронному преобразователю в этом случае не требуется специальный источник излучения.

10.7.2. Источники излучения

Наиболее употребительны в оптико-электронных устройствах источники излучения следующих типов: лампы накаливания, газоразрядные лампы, светодиоды и лазеры. Выбор конкретного излучателя диктуется решаемой с помощью оптико-электронного преобразователя задачей.

Лампы накаливания являются тепловыми источниками света, в качестве излучающего элемента в них используется вольфрамовая тонкая проволока, свитая в спираль и нагреваемая электрическим током. Спираль размещается в вакуумированной стеклянной прозрачной колбе. Широкое применение нашли галогенные лампы накаливания, имеющие повышенную температуру нити накала (около 3000 К) и более высокую эффективность преобразования энергии электрического тока в световую энергию, что достигается введением в колбу паров йода, которые создают условия для длительной работы вольфрамовой накаливающей нити при высоких температурах.

Интегральная излучательность нагретого до температуры T тела определяется законом Стефана–Больцмана: $R = a\sigma T^4$, где σ – постоянная Стефана–Больцмана; a – степень черноты тела.

Спектр теплового излучения сплошной (рис. 10.39), охватывает УФ–видимую и ИК–области. В диапазон $\lambda = 0,5 \dots 1,6$ мкм попадает примерно 60 % всего излучения галогенной лампы.

Свет излучается в телесный угол 4π рад, т.е. излучение ненаправленное. Длина когерентности излучения не более микрометра. Для формирования направленного светового потока с заданным спектральным составом необходимы оптическая коллимирующая система и оптические фильтры. Мощность излучения миниатюрных галогенных ламп составляет 20...100 Вт.

В **газоразрядных лампах** излучающей субстанцией является плазма электрического тлеющего или дугового разряда, возбуждаемого в парах металла или в газе внутри кварцевой колбы лампы.

Спектр излучения характеризуется наличием участков сплошного спектра и многолинейчатых областей, причем существенная доля энергии излучается в УФ–области, в которой тепловые излучатели малоэффективны (рис. 10.40)

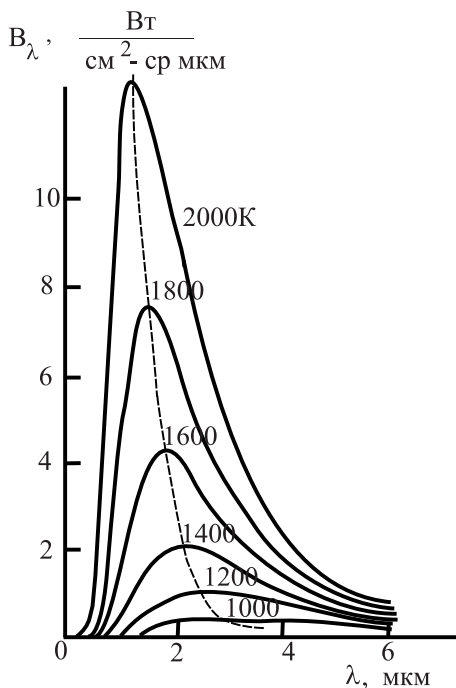


Рис. 10.39. Спектр теплового излучения абсолютно черного тела

Спектр излучения газоразрядных ламп зависит от элемента, в парах которого зажигается плазма.

Плазма излучает неколлимированный свет. Излучение необходимой линии спектра выделяется светофильтрами и может иметь малую спектральную ширину $0,001 \div 0,005 \text{ нм}$.

Наиболее высокую яркость имеют разрядные лампы с дуговым разрядом, зажигаемым в парах или газе высокого давления ($8 \div 30 \text{ атм}$). К ним относятся, например, ртутные шаровые лампы (ДРШ). Такие лампы имеют мощность $50 \div 500 \text{ Вт}$ и являются практически точечными источниками света.

Светодиод – светоизлучающий полупроводниковый диод – представляет собой включенный в прямом направлении p - n переход, в котором происходит излучательная рекомбинация электронов и дырок как в области объемного заряда, так и по обе стороны от этой области на расстоянии диффузионной длины распространения электронов в p -области и дырок в n -области (рис. 10.41)

Такой светодиод называют также **инжекционным**, так как внешнее напря-

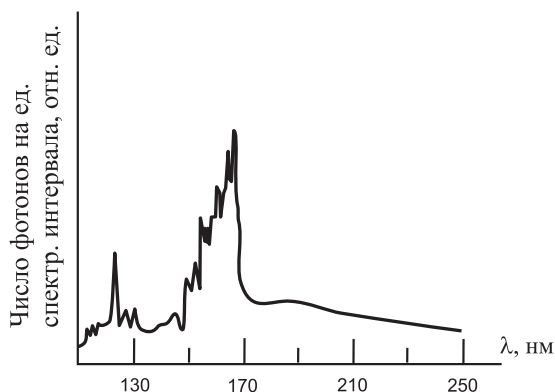


Рис. 10.40. Спектр излучения водородной лампы в УФ-области

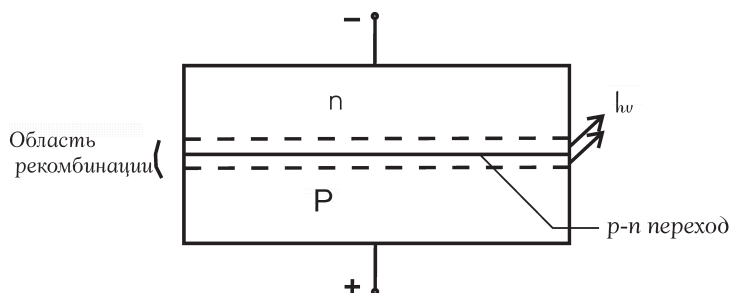


Рис. 10.41. Структура инжекционного светодиода с торцевым излучением

жение понижает потенциальный барьер на границе p - и n -областей и создает условия для инжекции электронов и дырок в области рекомбинации.

Различают светодиоды для оптической связи, для целей индикации, а также для получения значительных световых потоков в свободном пространстве. Вывод излучения может быть торцевым, как на рис. 10.41, так и поверхностным, сквозь слой полупроводника по направлению, перпендикулярному плоскости p - n перехода.

Оптическое излучение светодиода является проявлением катодolumинесценции и в момент возникновения его можно считать изотропным, то есть подчиняющимся закону Ламберта:

$$I \sim I_0 \cos \theta, \quad (10.108)$$

где θ – угол между нормалью к излучающей поверхности и направлением лу-

ча с интенсивностью I . Только малая часть этого излучения выйдет наружу из полупроводникового кристалла, так как отразится от внешней поверхности кристалла внутрь в связи с явлением полного внутреннего отражения (угол полного отражения 17° , теоретическое значение эффективности выхода излучения не более 3 %).

Ширина спектральной полосы излучения в светодиодах зависит от температуры кристалла линейно и на длине волны излучения 1,3 мкм составляет 100...110 нм, на длине волны 0,85 мкм – 30...45 нм.

Перекрываемый светодиодами диапазон длин волн излучения зависит от состава полупроводника. В настоящее время используются светодиоды голубого свечения с длиной волны $\lambda = 456...490$ нм, зеленого – $\lambda = 565$ нм, желтого – $\lambda = 590$ нм, красного – $\lambda = 650...700$ нм, инфракрасного – $\lambda = 800...1300$ нм.

Светодиоды позволяют получить импульсное излучение путем модуляции тока инжекции с длительного импульса $10^{-6}...10^{-8}$ с.

Размер излучающей области у светодиодов для оптической связи достигает 50 мкм, для светодиодов, излучающих в пространство – 1 мм. Мощность излучения в видимой области спектра от десятков мкВт в голубой до милливатт – в красной области. В ИК-области мощность излучения – сотни мВт.

Лазерные источники излучения – это оптические квантовые генераторы, основанные на **вынужденном излучении** световых квантов атомами вещества, переходящими с возбужденных энергетических уровней на более низкие уровни. Для перевода атомов на возбужденные уровни используется процесс «**накачки**».

В газовых лазерах накачка осуществляется электрическим разрядом в активном веществе – газе, наполняющем герметичную колбу, в полупроводниковых лазерах – путем инжекции носителей заряд в p - n переходах. В твердотельных лазерах применяется оптическое облучение активного вещества, роль которого играют цилиндрические стержни из прозрачных кристаллических диэлектриков (рубин, алюмоиттриевый гранат) или стекол с примесями активаторов – редкоземельных элементов, атомы или ионы которых играют активную роль в излучении.

Важнейшее качество лазерного излучения – направленность (расходимость луча $\approx 10^{-4}$ рад для газовых или твердотельных лазеров), что достигается использованием **оптических резонаторов**, которые обычно представляют собой два зеркала с высоким коэффициентом отражения, между которыми располагается рабочее вещество лазера.

Излучающей поверхностью полупроводниковых лазеров служит узкая полоска на торцевой поверхности p - n перехода длиной 5-20 мкм и шириной менее длины волны излучения лазера, поэтому вследствие дифракции света на такой полоске световой пучок имеет форму сплюснутого расходящегося конуса

с углами при вершине $\approx 3^\circ$ и $\approx 25^\circ$. Газовые и твердотельные лазеры испускают цилиндрический луч света.

Лазерное излучение характеризуется высокой **монохроматичностью**, **когерентностью**, **малой расходимостью**, высокой **спектральной плотностью** световой мощности (яркостью), очень большой **световой мощностью** (до МВт в импульсе у мощных лазеров).

Полупроводниковые лазеры выгодно отличаются от других малыми размерами, малой потребляемой мощностью, высоким к.п.д. преобразования электрической энергии в световую – 50...60 %, низкими питающими напряжениями – несколько вольт, возможностью модуляции интенсивности излучения с постоянной времени 10^{-9} с.

Однако это сравнительно маломощные излучатели (мощность излучения единичного p - n перехода в непрерывном режиме от единиц до сотен мВт), расходимость их излучения существенно больше, чем света других типов лазеров.

Наименьшей расходимостью ($\leq 10^{-4}$ рад) обладают газовые лазеры.

10.7.3. Приемники оптического излучения

Назначение приемника излучения – преобразование светового сигнала в электрический, то есть преобразование падающего на приемник светового потока в электрический ток или напряжение на выходных выводах приемника.

Приемники излучения характеризуются следующими основными параметрами:

Спектральная чувствительность S_λ приемника – отношение изменения электрического тока Δi через приемник, то есть тока выходного сигнала, к вызвавшему этот эффект изменению светового потока $\Delta \Phi_\lambda$ на длине волны λ :

$$S_\lambda = \frac{\Delta i}{\Delta \Phi_\lambda} \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right]. \quad (10.109)$$

Постоянная времени τ – время нарастания тока выходного сигнала до полного значения. Этот параметр определяет быстродействие приемника, предельную полосу частот $\Delta f_{\text{пред}}$ изменения светового потока, которую воспримет приемник:

$$\Delta f_{\text{пред}} \sim \frac{1}{\tau}. \quad (10.110)$$

В настоящее время используется несколько типов приемников, так как нет одного, способного обеспечить прием световых сигналов во всем возможном частотном спектре с наилучшей чувствительностью.

В диапазоне длин волн $0,2 \div 1,0$ мкм (от УФ- до ближней ИК-области спектра) применяют вакуумные фотоприемники типа фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Функционирование приборов основано на использовании внешнего фотоэффекта – фотоэмиссии электронов в вакуум.

Чувствительным к свету элементом в них является фотокатод, нанесенный на внутреннюю поверхность прозрачного входного окна вакуумированного корпуса ФЭУ в виде тонкой металлической или полупроводниковой полупрозрачной пленки.

Фотоэмиссия электронов из металлов может быть представлена как результат трех последовательных процессов:

- 1) фотон, попадающий в металл, поглощается свободным электроном (входящим в состав электронного газа), энергия движения электрона увеличивается в сравнении с энергией его теплового движения;
- 2) электрон движется в случайном направлении, сталкиваясь с другими электронами, теряет энергию. Часть электронов достигает поверхности металла;
- 3) электрон выходит в вакуум через потенциальный барьер на границе раздела с металлом.

Квантовый выход фотоэлектронов из металлов обычно меньше 10^{-3} электрон/фотон. Высота упомянутого потенциального барьера определяется работой выхода электронов в вакуум. Уравнение внешнего фотоэффекта получено А.Эйнштейном:

$$h\nu = h\nu_0 + \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (10.111)$$

где $h\nu$ – энергия фотона, $h\nu_0$ – работа выхода металла, $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ – кинетическая энергия электронов (наиболее энергичных), покинувших металл.

Из уравнения (10.111) следует, что если $h\nu < h\nu_0$, фотоэмиссия электронов прекращается ($\frac{mv_{\max}^2}{2} \leq 0$). Работа выхода чистых металлов не бывает меньше 1 эВ, что ограничивает спектральный диапазон чувствительности металлических фотокатодов ближней ИК-области ($\lambda \leq 1,0$ мкм).

Важной особенностью приборов с фотокатодами является тот факт, что металлы при комнатной температуре самопроизвольно не излучают электроны, их термоэмиссия пренебрежимо мала, поэтому исключительно малы собственные шумы, создаваемые фотокатодом (помехи приему слабых сигналов). Благодаря этому некоторые виды фотоэмиссионных приемников обладают способностью обнаруживать единичные фотоны.

ФЭУ обладают большим внутренним усилением полезного сигнала и находятся вне конкуренции при приеме слабых сигналов в указанном диапазоне.

В ИК-диапазоне ($\lambda \geq 0,8$ мкм) более эффективными являются полупроводниковые фотоэлектрические приборы (фотодиоды, фоторезисторы, фототранзисторы) и тепловые приемники (болометры, термоэлектрические, пирозлектрические, оптоакустические приемники).

В ФЭУ используется умножение потока электронов, вылетевших из фотокатода, с помощью ряда вторичных электронных эмиттеров (динодов), размещенных внутри общего с фотокатодом вакуумированного корпуса. Схема устройства ФЭУ показана на рис. 10.42.

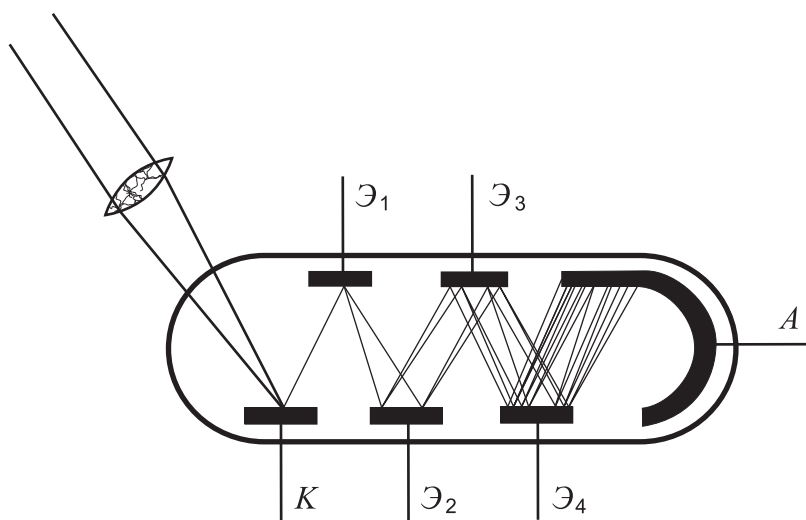


Рис. 10.42. Устройство ФЭУ

Между фотокатодом К и первым динодом $\mathcal{E}_1$, а также между всеми динодами $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots$ создано приложением электрического напряжения электрическое поле, ускоряющее электроны, вылетевшие из левого (рис. 10.42) электрода к ближайшему правому.

На анод А попадает умноженный многократно поток электронов. Число динодов $10 \div 14$, общий коэффициент умножения достигает $G = 10^6 \div 10^8$ раз.

Для примера на рис. 10.43 показаны функции спектральной чувствительности нескольких ФЭУ.

Чувствительность ФЭУ определяется формулой:

$$S_\lambda = S_{\lambda k} G, \quad (10.112)$$

где $S_{\lambda k}$ – чувствительность фотокатода.

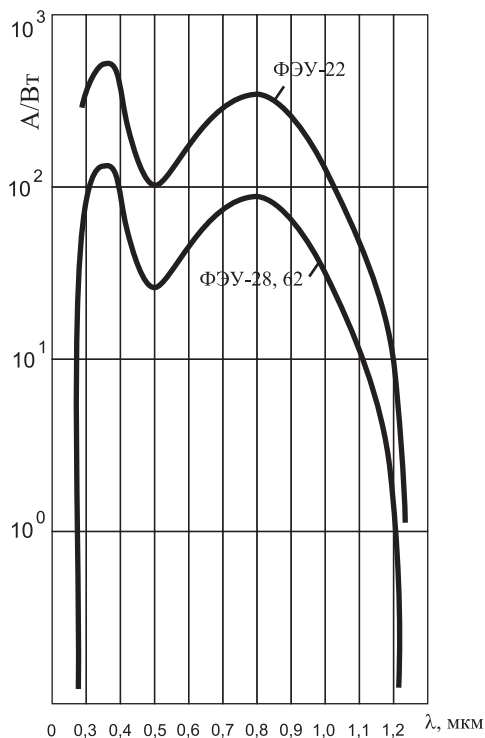


Рис. 10.43. Спектральная чувствительность ФЭУ

Фотоэлектрические полупроводниковые приборы используют внутренний фотоэффект, при котором под действием фотонов падающего света, проникающего в полупроводник, возникают дополнительные носители заряда, движение которых приводит к возникновению фототока и фото-ЭДС (в зависимости от включения прибора во внешнюю цепь и от типа приемника). Спектральный диапазон чувствительности фотоэлектрических приборов определяется шириной запрещенной зоны (в случае собственных полупроводников) или глубиной залегания энергетических уровней примесей в примесных полупроводниках.

На рис. 10.44 показаны спектральные кривые обнаружительной способности полупроводниковых приемников излучения

Фоторезисторы представляют собой пластинки или пленки фотопроводящего полупроводника, снабженные двумя невыпрямляющими контактами. При подаче между контактами напряжения в отсутствие освещения в цепи фоторезистора течет ток, называемый **темновым**. При освещении фоторезистора ток в

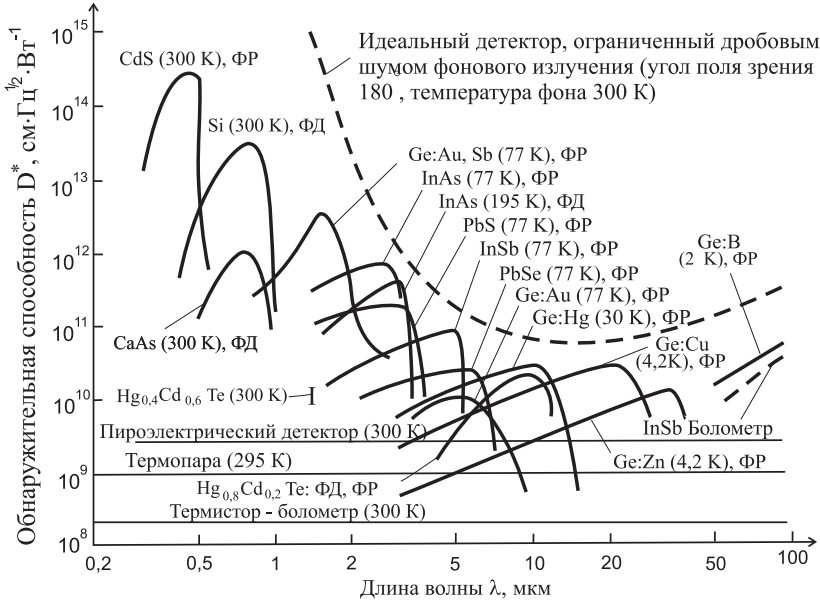


Рис. 10.44. Спектральные кривые обнаружительной способности высокочувствительных фотодиодов (ФД), фоторезисторов (ФР) и тепловых приемников

цепи изменяется, так как увеличивается проводимость материала. Приращение тока и является фототоком.

Рассмотрим причины, обуславливающие величину фототока фоторезисторов. При попадании на поверхность полупроводника светового потока Φ_λ его часть R отражается (R – коэффициент отражения света от поверхности). Число фотонов с энергией $h\nu$ каждый, проникающих внутрь полупроводника за секунду, равно $\Phi_\lambda (1 - R) / h\nu$. Каждый фотон вызовет образование (генерацию) такого же числа пар носителей заряда (электронов и дырок) в случае собственного полупроводника:

$$N_q = \frac{\Phi_\lambda (1 - R)}{h\nu}. \quad (10.113)$$

Одновременно с генерацией пар носителей заряда идет их рекомбинация с постоянной времени рекомбинации τ . Если между электродами фоторезистора подать напряжение, то между ними внутри полупроводника пойдет электрический ток основных носителей заряда, движение этих носителей имеет характер дрейфа, то есть их средняя скорость постоянна, при этом источником электро-

нов является один из электродов. Время T дрейфа (время пролета) носителей заряда между электродами зависит от скорости дрейфа и расстояния между электродами.

Если время T в G раз меньше времени τ рекомбинации, то через фоторезистор в расчете на каждый фотозлектрон пройдет в G раз больше электронов, вышедших из электрода, т.е.:

$$G = \frac{\tau}{T} \quad (10.114)$$

является коэффициентом усиления фоторезистора.

Величина фототока через фоторезистор равна:

$$\Delta i = q_e N_q G = q_e G \frac{\Phi_\lambda (1 - R)}{h\nu}, \quad (10.115)$$

где q_e – заряд электрона; h – постоянная Планка; ν – частота света.

Полученное выражение имеет приблизительный характер, т.к. в нем не учтено, что не все фотоны, попавшие внутрь полупроводника, поглощены, и что не все поглощенные фотоны образовали электронно-дырочные пары.

Коэффициент усиления G зависит от приложенного напряжения, материала полупроводника и конструкции фоторезистора и может иметь большое значение. Для фоторезисторов из сульфида кадмия возможен коэффициент усиления $G = 10^5$.

Фоторезисторы имеют тем большее время фотоотклика τ_0 , которое примерно равно или больше времени τ рекомбинации, чем выше коэффициент G .

Характерные значения времени фотоотклика составляют для фоторезисторов $\tau_0 = 10^{-2} \dots 10^{-6}$ с. Варианты спектральных характеристик приведены на рис. 10.44.

Для улучшения характеристик фоторезисторов, применяемых в ИК-области спектра при $\lambda \approx 5 \div 10$ мкм их охлаждают до криогенных температур, при этом их обнаружительная способность D_λ^* может на длине волны $\lambda = 5$ мкм достигать значения $D_\lambda^* = 10^{11}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹ (для фоторезистора PbSe при температуре жидкого азота).

Фотодиоды используют внутренний фотоэффект в p - n структурах полупроводников. Их темновой ток (ток в отсутствие засветки) значительно меньше, а быстродействие существенно выше, чем имеют фоторезисторы.

При освещении фотодиода на нем возникает собственное напряжение (так называемый гальванический режим); если к фотодиоду прикладывают внешнее напряжение в запорном направлении, чувствительность и быстродействие возрастают. Чувствительность фотодиодов меньше, чем у фоторезисторов. Наибольшую чувствительность и быстродействие в спектральной области $\lambda =$

0,6 ÷ 1,2 мкм имеют **лавинные фотодиоды**, обладающие, подобно ФЭУ, внутренним усилением (порядка 10^3).

Спектральные характеристики фотодиодов, изготовленных из различных полупроводников, показаны на рис 10.44.

Широко используются **тепловые приемники излучения**.

Болометры являются терморезисторами, то есть изменяют свое электрическое сопротивление при нагревании световым потоком. Для обеспечения высокой чувствительности таких терморезисторов их необходимо очень хорошо термоизолировать от окружающих деталей и уменьшить массу для уменьшения теплоемкости, что позволит увеличить быстродействие. Охлаждение болометров до криогенных температур также увеличивает их чувствительность к измерению слабых световых потоков.

Пирозлектрические приемники излучения используют пирозлектрический эффект – возникновение при нагревании, вызванном освещением, разности потенциалов между противоположными сторонами пластины из диэлектрика, обладающего пирозэффектом (триглицинсульфата, титаната бария и др.). Преобразователь представляет собой конденсатор, обкладки которого нанесены на те стороны диэлектрика, где при нагревании образуется **пирозаряд**; эти обкладки являются выводами полезного сигнала.

Обнаружительные способности болометров и пирозлектрических приемников существенно хуже, чем у фотоэлектрических приемников (см. рис. 10.44), однако их положительные качества – возможность работать без охлаждения, слабая зависимость чувствительности от длины волны в диапазоне спектра от ультрафиолета до длин волн $\lambda = 50 \dots 100$ мкм – находят им широкое применение в оптоэлектронике.

Фотоакустические приемники излучения используют явление возникновения акустических волн в среде под действием оптического излучения. Существует несколько эффектов, приводящих к возникновению звуковых волн, среди которых широко используется нагрев вещества в результате поглощения света. Если интенсивность излучения модулирована, то в среде возникают **температурные (тепловые) волны**, распространяющиеся от точки выделения тепла. Нагрев вызывает изменение плотности вещества или термоупругие напряжения, возбуждающие, в свою очередь, акустические волны в среде.

Регистрация звуковых волн и термической деформации образцов позволяет получать информацию о процессах превращения энергии света в тепло, о наличии неоднородностей в объеме поглощающих свет объектов. Поглощение света в газах имеет спектрально-селективный характер, поэтому, если определить по увеличивающемуся тепловыделению, сопровождающемуся ростом давления газа, длину волны поглощаемого излучения, можно создать высокочувствительный метод газового анализа.

Приемники излучения, основанные на регистрации изменения давления в газовой ячейке при поглощении в ней световой энергии, называются **оптико–акустическими**. Обнаружительная способность и спектральный диапазон приема оптико–акустических датчиков сопоставимы с болометрами и пироэлектрическими приемниками. Они также не требуют для своей работы охлаждения до низких температур.

Быстродействие тепловых приемников излучения на порядки величины уступает быстродействию фотоэлектронных приемников.

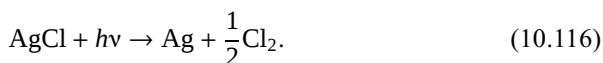
10.7.4. Фотографический способ получения и регистрации информации

Сведениями об объекте (информацией) являются не только данные о его отдельных характеристиках (параметрах), но и сведения о распределении этих параметров по объекту, например, распределении температуры, рельефе поверхности, распределении цвета и т.д. Такое распределение представляет собой некоторую картину. Важнейшим способом получения информации является регистрация изображений таких картин распределения параметров, примером чему является фотографирование объекта.

Для получения фотографии в плоскости оптического изображения объекта, создаваемого оптической системой, располагают и экспонируют подложку, покрытую тонким слоем фоточувствительного вещества, способного преобразовываться под действием света с изменением своего состава. В этом слое создается скрытое изображение; скрытое изображение может быть визуализировано последующими химическими обработками слоя.

Материалом для фотографической регистрации изображений служит взвесь микрокристаллов галогенидов серебра в прозрачной полимерной матрице связующего вещества, например, в желатине. Этот материал принято называть **фотоэмульсией** (более правильно **фотосуспензия**). Частицы микрокристаллов имеют упорядоченную форму (кубическую и др.), размеры $0,01 \div 1,0$ мкм, обладают ионной кристаллической решеткой, являются полупроводниками.

При освещении слоя с микрокристаллами происходит **фотофизическое** их изменение: некоторые молекулы галогенида распадаются на металл и галоген, например:



Здесь $h\nu$ – фотон. Квантовый выход реакции равен единице, т.е. на один поглощенный молекулой фотон выделяется один атом серебра. Реакция носит название фотолитической.

Последующие химические обработки фотослоя (проявление) приводят к преобразованию (распаду) всех молекул микрокристалла, содержащего от 10^6 до 10^{10} молекул, даже если первичному преобразованию подверглось 5–10 молекул; тем самым первичная картина, полученная в фотослое, усиливается до 10^9 раз. Следующая операция – фиксирование – заключается в удалении из слоя нефотолизованных частиц AgCl .

В соответствии с зонной теорией полупроводника, поглощенный микрокристаллом фотон передает энергию электрону валентной зоны, происходит переход электрона в зону проводимости. Это значит, что электрон получил энергию, достаточную для отрыва от отрицательного иона Cl^- , ион стал нейтральным атомом, ионная молекула AgCl распадается по уравнению (10.116).

Область спектральной чувствительности фотослоев определяется их составом; в слоях могут использоваться другие галогениды: AgBr , AgI , их смеси. Получены фотослои, чувствительные от γ -области спектра, рентгеновского излучения до длин волн $\lambda \approx 1, 3$ мкм (ближняя инфракрасная область).

Особенностью фотографического процесса является его **интегрирующий** характер: результат фотолиза **накапливается**, т.е. один и тот же эффект засветки можно получить за короткое время интенсивного облучения или за длительное время облучения сверхслабыми световыми потоками. Важным является не освещенность (плотность мощности светового потока), а энергия светового потока. Поэтому по чувствительности к сверхслабым световым потокам фотографическая регистрация изображений превосходит любые другие способы.

Информационная емкость фотографических изображений превосходит в настоящее время возможности других устройств, например, фотоэлектрических матриц «смотрящего типа».

Существенным недостатком метода фотографии является необходимость дополнительных химических обработок слоя, что приводит к существенной временной задержке получения изображения. Другой недостаток – изображение регистрируется на «твердом носителе», не в электронном виде, требует для извлечения информации из фотографии дополнительной обработки изображений: измерений плотности почернений, измерений размеров различных элементов картинки.

10.7.5. Преобразования оптического информационного сигнала

Световой поток после взаимодействия с исследуемой средой или объектом содержит информацию об объекте. В зависимости от характера объекта, информация может быть, например, в виде изменений фазы световой волны, в

виде изменений поляризации света, частотного спектра, изменений расходимости и др. Так как приемники излучения реагируют только на изменение суммарной интенсивности светового потока во всей полосе спектра, рабочей для приемника, необходимо выделить из общего светового потока и пропустить к приемнику излучения только составляющую, несущую полезную информацию.

При изменении объектом степени поляризации светового потока преобразователем, выделяющим информационный сигнал, может быть поляризационный **анализатор**. В соответствии с законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (10.117)$$

где I и I_0 – интенсивности линейно-поляризованного света на выходе и входе в анализатор; φ – угол между плоскостью поляризации падающего светового потока и плоскостью пропускания анализатора. Анализатор устанавливают под углом $\varphi = \pi/2$ по отношению к нежелательной составляющей общего светового потока, при этом $\cos^2 \varphi = 0$, и составляющая поглощается анализатором.

При изменении объектом фазы световой волны необходимо на приемник направить информационную составляющую потока и опорную волну. Уравнения колебаний электрического поля, вызываемых на приемнике, следующие:

$$\begin{aligned} E_{\text{инф}} &= E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi); \\ E_{\text{опор}} &= E_0 \cos \omega_0 t, \end{aligned} \quad (10.118)$$

где $E_{\text{инф}}$ и $E_{\text{опор}}$ – напряженности электрического поля информационной и опорной волн, φ – фаза информационной волны.

При интерференции этих волн результирующие колебания поля определяются выражениями:

$$E_{\text{рез}}^2 = E_0^2 + E_0^2 + 2E_0^2 \cos \varphi, \quad (10.119)$$

$$I_{\text{рез}} = 2I_0 (1 + \cos \varphi), \quad (10.120)$$

где $E_{\text{рез}}$ и $I_{\text{рез}}$ – напряженность поля, и интенсивность результирующего колебания.

Из последнего выражения видно, что интенсивность волны, попадающей в приемник излучения, зависит от значения фазы φ информационной волны.

В случае изменений спектра частот оптического излучения, проходящего через исследуемый объект, для выделения участка или линии спектра с измененной частотой используют диспергирующие устройства типа светофильтров, монохроматоров, задерживающих не несущую полезной информации часть светового потока.

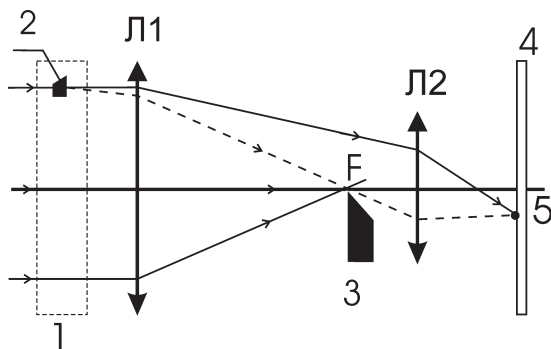


Рис. 10.45. Оптическая схема теневого метода обнаружения оптических неоднородностей в прозрачных средах

Если **изменяется расхожимость или направление** светового потока, например, при рассеянии света на частицах или шероховатой поверхности, применяют **коллиматоры**, позволяющие выделить часть светового потока, распространяющегося в пределах некоторого пространственного угла, или экранирующие маски, выполняющие ту же функцию.

Если объект или среда имеют большой объем и световой поток, соответственно, должен иметь большое поперечное сечение, то для выявления малых локальных изменений направления световых лучей в качестве преобразователя распределения локальных углов в распределение локальных интенсивностей светового потока используют теньевую оптику (рис. 10.45), предложенную Фуко.

В соответствии с теньевым методом параллельный поток света проходит сквозь исследуемый объект – прозрачную пластину 1 с оптической неоднородностью 2, далее линзой Л1 собирается в точку в фокусе F . В этой точке помещают непрозрачную преграду 3 с острой кромкой – нож Фуко. Если в объекте нет преломляющих свет неоднородностей, то все идущие от него лучи задерживаются преградой, и экран оказывается неосвещенным.

При наличии неоднородности 2 лучи ею рассеиваются, и часть их пройдет выше преграды. С помощью линзы Л2 можно на экране 4 получить изображение 5 неоднородностей.

10.7.6. Оптико-электронное определение химического состава газов и жидкостей

Метод оптико-электронного определения химического состава различных сред основан на факте наличия у веществ индивидуальных спектров поглоще-

ния света. Если используется свет видимого диапазона, простейшим прибором–анализатором является фотоколориметр. В нем часть спектра, специфическая для данного вещества, выделяется с помощью светофильтров (схема простейшего фотоколориметра показана на рис. 10.46).

Излучатель и коллиматор формируют параллельный пучок света, проходящий вдоль оси устройства к фотоприемнику. Сразу после источника установлена кассета со светофильтрами, и светофильтры по одиночке могут устанавливаться на пути светового пучка, вырезая из сплошного спектра узкую часть. Далее по ходу пучка установлены две кюветы с прозрачными окнами, которые по очереди могут занимать место на пути пучка. Одна кювета содержит исследуемую жидкость, например, растворитель, в котором находится некоторое вещество с неизвестной концентрацией; другая кювета – калибровочная, содержит только растворитель.

Вначале устанавливают кювету с растворителем, и фотоприемник регистрирует излучение $I_{0\lambda}$, формируемое светофильтром, т.е. падающее излучение; затем кюветы переключением меняют местами; свет, проходя кювету с исследуемым веществом, ослабляется, измеряется величина I_{λ} . Отношение интенсивностей позволяет измерить оптическую плотность D_{λ} раствора с веществом и по уравнению

$$C = \frac{2,3D_{\lambda}}{\epsilon_{\lambda}\delta} \quad (10.121)$$

рассчитать концентрацию C вещества, растворенного в растворителе. Здесь δ – толщина слоя жидкости в кювете между ее окнами, ϵ_{λ} – коэффициент поглощения света раствором.

Если необходимо анализировать газы, состоящие из молекул сложного состава, используют излучение инфракрасного диапазона длин волн.

Причина лежит в энергетическом спектре поглощения молекул – чтобы отличить один тип молекулы от другого необходимо изучать их колебательные и

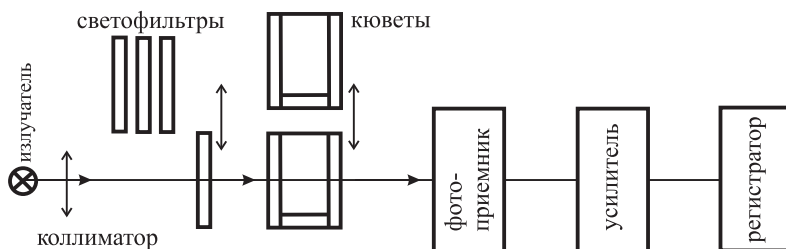


Рис. 10.46. Структурная схема простого фотоколориметра

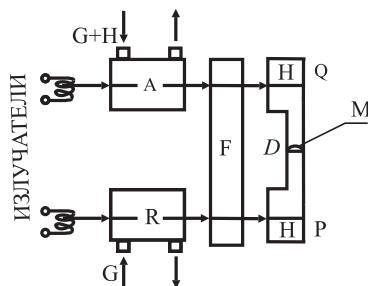


Рис. 10.47. Оптическая схема бездисперсионного двухлучевого спектрометра

вращательные спектры, которые лежат в ИК-диапазоне светового излучения.

Рассмотрим принципиальную схему инфракрасного двухлучевого спектрометра (рис. 10.47).

Источниками ИК-излучения являются два излучателя, обычно в виде накаливаемых нихромовых проволочек, их температура $700 \dots 800^\circ\text{C}$, при этом спектр излучения перекрывает весь ИК-диапазон. Излучатели формируют два пучка, каждый из которых проходит через проточные кюветы с прозрачными входным и выходным окном. Через кювету А, которая расположена на пути верхнего луча, продувают анализируемую смесь $G + H$. Газ H поглощает в ИК-спектре и его концентрация является измеряемой величиной, газ G - не поглощает. Вторая кювета R , через которую проходит нижний пучок, является кюветой сравнения, через нее проходит газ G , не поглощающий излучения.

Детектор D имеет две герметичные камеры Q и P , заполненные поглощающим газом H и имеющие входные прозрачные окна. На общей стенке между камерами имеется отверстие, перекрытое тонкой мембраной M .

Газ H в камере P поглощает не ослабленное в кювете R ИК-излучение и нагревается; тот же газ H в камере Q поглощает ослабленное в кювете A излучение и потому нагревается излучением в меньшей степени. Нагревание газа будет сопровождаться увеличением давлений в камерах детектора. Давление в камере P окажется больше, и мембрана прогнется в сторону камеры Q . Прогиб мембраны измеряется и служит мерой концентрации газа H в кювете A .

Детектор D называется **оптико-акустическим**, так как мембрана M может колебаться со звуковой частотой, если излучение перед входом в детектор модулировать по интенсивности, периодически прерывая прохождение пучков. Положение мембраны можно измерять электрическим способом, если сделать ее подвижной обкладкой конденсатора; при этом при прогибе мембраны изменяется электрическая емкость конденсатора; это изменение измеряется.

Анализируемая смесь может содержать газы, которые оказывают мешающее

влияние, если их полосы поглощения перекрываются с полосами анализируемого газа Н. Этими мешающими газами заполняют компенсационную кювету F, через которую до детектора проходят оба пучка. Излучение, соответствующее полосам поглощения мешающих газов, ослабляется в кювете F и концентрация этих газов не влияет на измерения.

Газоанализаторы являются бездисперсионными, не содержат призм, дифракционных решеток, т.е. дисперсионных элементов.

Акустические эффекты, используемые для получения информации

11.1. Акустическая эмиссия материала

Акустическая эмиссия – излучение упругих волн, возникающее в процессе перестройки внутренней структуры твердых тел. Эмиссия появляется при пластической деформации материалов, при образовании и развитии в них дефектов типа трещин, при фазовых превращениях, связанных с перестройкой кристаллической решетки. При деформации тела в нем возникают локальные микроскопические участки механических напряжений, внезапно разрушающиеся, и акустическая эмиссия имеет «взрывной», импульсный характер. Длительность импульса может составлять $10^{-8} \dots 10^{-4}$ с, энергия импульса $10^{-9} \dots 10^{-5}$ Дж. Выходя на поверхность тела, акустическая волна проявляется в виде колебания поверхности.

Акустическая эмиссия используется для получения информации о процессах внутри вещества, для обнаружения дефектов в деталях и конструкциях.

11.2. Эффект Доплера в акустике

Эффектом Доплера называется изменение частоты волн, регистрируемой приемником, вследствие относительного движения источника волн и приемника.

В неподвижной среде упругая волна движется всегда с одной и той же скоростью c , независимо от того, перемещаются ли относительно среды приемник и источник волн.

Если приемник перемещать навстречу волне, то в приемник попадает за один и тот же промежуток времени больше волн, чем при отсутствии движения, то есть воспринимаемая приемником частота больше частоты волн в среде.

Частота волн f , попадающих в неподвижный приемник равна:

$$f = \frac{v}{\lambda}, \quad (11.1)$$

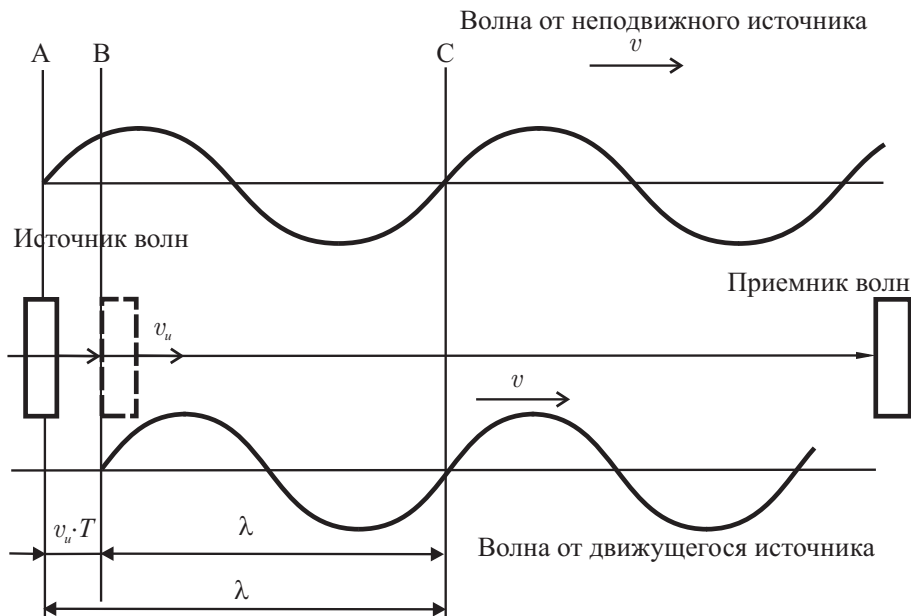


Рис. 11.1. Эффект Доплера.

где v – скорость волны. При перемещении приемника навстречу волне со скоростью v_n скорости волны и приемника складываются: $v + v_n$. Подставим в (11.1) эту сумму вместо v , получим частоту волн, воспринимаемых приемником:

$$f' = \frac{v + v_n}{\lambda}. \quad (11.2)$$

Пусть вслед за испускаемой волной со скоростью v_u движется источник волн (рис. 11.1).

За время периода T колебаний волна, двигаясь со скоростью v , переместится на расстояние λ от точки **A**, где она была испущена (верхняя синусоида), и окажется в точке **C**, а источник переместится на расстояние $v_u T$. Фаза испущенной в этот момент волны (нижняя синусоида) источником (на рис. показан пунктиром), находящемся в точке **B**, будет отличаться от фазы волны, испущенной период назад и пришедшей в точку **C**, на 2π рад. Это означает, что промежуток **BC** равен новой длине волны λ' . Его длина равна:

$$\lambda' = |BC| = \lambda - v_u T. \quad (11.3)$$

Подставим в это уравнение значение λ , получим

$$\lambda' = vT - v_{\text{и}} = (v - v_{\text{и}}) T = \frac{v - v_{\text{и}}}{f}. \quad (11.4)$$

Таким образом, движущийся вслед за волной источник волн испускает волны укороченной длины, но скорость их остается прежней и равна v . Поэтому в приемник волны попадают с большей частотой f'' :

$$f'' = \frac{v}{\lambda'} = \frac{v}{v - v_{\text{и}}} \cdot f. \quad (11.5)$$

Если при этом навстречу источнику двигается и приемник, то под частотой f в (11.5) следует подразумевать частоту f' из уравнения (11.2). Получим окончательное выражение:

$$f'' = \frac{v}{v - v_{\text{и}}} \cdot \frac{v + v_{\text{п}}}{v} \cdot f = \frac{v + v_{\text{п}}}{v - v_{\text{и}}} \cdot f, \quad (11.6)$$

где f – частота волн, испускаемых источником.

Если источник и приемник удаляются друг от друга, то знаки у $v_{\text{п}}$ и $v_{\text{и}}$ нужно поменять на противоположные, и можно записать общую формулу:

$$f'' = \frac{v \pm v_{\text{п}}}{v \mp v_{\text{и}}} \cdot f, \quad (11.7)$$

где верхние знаки относятся к сближению, а нижние – к удалению приемника и источника друг от друга.

Эффект Доплера позволяет определять скорости движения тел в среде.

11.3. Взаимодействие упругих волн со светом. Элементы акустооптики

Причина взаимодействия упругих волн со светом – изменение показателя преломления среды или деформация поверхности тела под действием упругих волн.

Под влиянием механических напряжений, создаваемых упругой волной, возникает пространственная модуляция оптических свойств среды, обусловленная фотоупругим эффектом – изменением показателя преломления среды, вызванным механическим напряжением. Оптические свойства среды меняются с частотой упругих волн.

Вдоль упругой волны в среде ее распространения возникают локальные области с увеличенным показателем преломления (рис. 11.2)

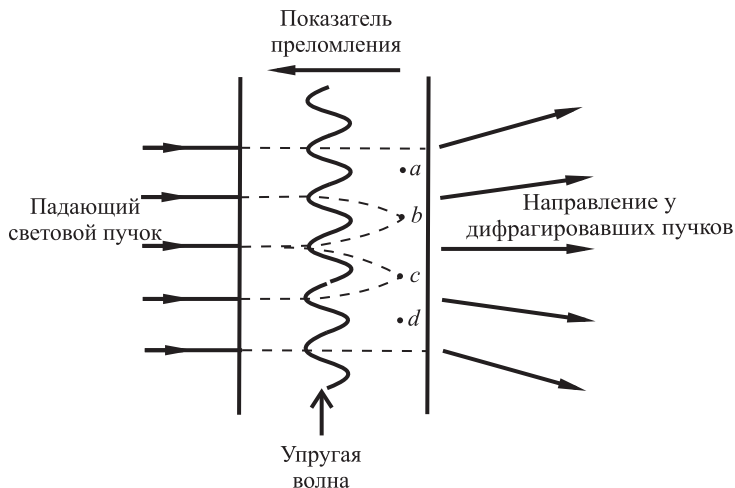


Рис. 11.2. Эффект дифракционной решетки.

Если ширина светового пучка велика в сравнении с длиной волны звука в среде, то падающий свет дифрагирует на упругой волне на чередовании локальных участков с увеличенным показателем преломления, как на фазовой дифракционной решетке. Эффект имеет место в случае продольной упругой волны, т.к. только в этой волне возникают сжатия-разрежения среды. Сжатия расположены в волне на расстояниях, равных длине волны.

В результате дифракции монохроматический световой луч после прохождения упругой волны распадается на несколько лучей, идущих по различным направлениям под углами θ_m . Эти углы находим по обычной формуле для дифракционной решетки:

$$\sin \theta_m = \pm m \frac{\Lambda}{\lambda}, \quad (11.8)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок спектра дифракции, λ – длина волны звука, Λ – длина световой волны в среде.

Пример: упругая волна с частотой $f = 200$ МГц распространяется в волноводе из плавленого кварца. Используется свет гелий-неонового лазера с длиной волны $\Lambda_0 = 0,63$ мкм.

При скорости упругой волны в кварце $c = 5,96 \cdot 10^3$ м/с получим

$$\lambda = \frac{c}{f} = 30 \text{ мкм.}$$

Длина волны Λ света в среде изменится в сравнении с длиной Λ_0 в воздухе:

$$\Lambda = \frac{\Lambda_0}{n}, \quad (11.9)$$

где n – показатель преломления среды волновода. Для плавленого кварца $n = 1,46$. Получим $\Lambda = 0,63/1,46 = 0,433$ мкм.

Для первого дифракционного порядка получим угол отклонения от первоначального направления

$$\sin \theta_1 \approx \theta_1 = 1,45 \cdot 10^{-2} \text{ рад} = 0^\circ 50'.$$

Если световой луч имеет ширину, меньшую расстояния между соседними неоднородностями показателя преломления в среде, то он может периодически отклоняться под действием звуковой волны.

Таким образом, световой луч играет роль зонда, проникающего внутрь твердого тела, позволяющего, благодаря акусто-оптическому эффекту, измерять количественные характеристики потоков упругих волн (однородности, затухания, пространственного распределения).

Среди технических приложений эффектов взаимодействия упругих волн со светом следует выделить созданные устройства обработки информации, в частности устройства для спектрального анализа сигналов.

11.4. Оптикоакустические эффекты

Под **оптоакустическими** или **фотоакустическими** явлениями понимается возникновение упругих волн в среде под действием оптического излучения. Основные механизмы оптикоакустических явлений:

- фототермический эффект;
- электронно-деформационный эффект;
- обратный пьезоэффект;
- электрострикция под действием электрического поля светового излучения, которая при увеличении световой мощности сопровождается вынужденным рассеянием света Мандельштама-Бриллюэна;
- другие эффекты.

Фототермический эффект (термооптический) – нагревание вещества поглощаемым светом. Если свет модулирован по интенсивности, то степень нагревания также модулирована, и, вследствие термического расширения вещества, в среде возникают изменяющиеся во времени термоупругие напряжения, которые возбуждают упругую волну, распространяющуюся в среде от места поглощения света

Если импульс светового излучения падает из воздуха на поверхность непрозрачного тела, то часть энергии света поглощается, превращается в тепло Q . Поглощение происходит в поверхностном слое тела, например, в случае металла этот слой имеет толщину порядка 10^{-8} м, а тепло из поверхностного слоя распространяется вглубь тела теплопроводностью. За каждый импульс светового излучения в единице поверхности поверхностного слоя тела накапливается количество тепла Q :

$$Q = I_{\text{св}} t A, \quad (11.10)$$

где $I_{\text{св}}$ – интенсивность света, t – длительность светового импульса, A – коэффициент поглощения света.

По мере распространения тепла вглубь тела объем нагретой области увеличивается, ее граница отодвигается от поверхности, процесс носит название тепловой или температурной волны. С течением времени после окончания светового импульса температура этой области падает. Тепловая волна характеризуется длиной тепловой волны ℓ_T – расстоянием от поверхности, где температура отличается от поверхностной в e раз ($e = 2,72$):

$$\ell_T = \sqrt{a_T t}, \quad (11.11)$$

где $a_T = k_T / \rho c_{\text{уд}}$ – температуропроводность вещества тела, k_T – теплопроводность тела, ρ – плотность, $c_{\text{уд}}$ – удельная теплоемкость тела.

Максимальное увеличение температуры поверхности тела за время импульса равно:

$$\Delta T_{\text{макс}} = \frac{A I_{\text{св}} t^{1/2}}{(\sqrt{2} k_T \rho c_{\text{уд}})^{1/2}}. \quad (11.12)$$

Если коротким импульсом света на поверхности тела облучается небольшое пятно радиусом r_0 , то это пятно «выпучивается» на величину δ :

$$\delta = 2(1 + \mu) \frac{\alpha_T Q a_T}{k_T}, \quad (11.13)$$

где α_T – коэффициент линейного расширения для материала тела, μ – коэффициент Пуассона этого материала ($\mu \approx 0, 3$).

Вдоль поверхности тела от этого пятна побегут поверхностные упругие продольные и поперечные волны, что вызвано термоупругими напряжениями тела.

Возникнет также продольная волна, распространяющаяся вглубь тела от освещенного пятна. Ее интенсивность определяется «импульсом отдачи» выпученного участка поверхности. По закону сохранения импульса, такой же им-

пульс, но противоположной направленности, приведет в движение в виде упругой волны вещество тела. Интенсивность этой волны существенно увеличивается, если интенсивность светового потока такова, что поверхностный слой тела испаряется за время импульса.

Импульсный световой поток, поглощаясь и выделяя тепло, может вызывать упругую волну также в жидких и газообразных средах.

Важной стороной оптоакустических эффектов является избирательность (селективность) поглощения света рядом неметаллических сред: поглощается излучение только с такой длиной волны, которая соответствует линиям спектра поглощения сред.

Если среда содержит различные компоненты, из которых только одна поглощает свет определенной длины волны, то при пропускании импульсного светового потока через такую среду среда нагревается до температуры, зависящей от содержания поглощающей компоненты. В среде возникает избыточное давление и распространяется упругая волна.

Рассматриваемый эффект широко используется в фотоакустической спектроскопии газообразных и жидких сред (см. раздел 10.7.6), в чувствительных фотоприемниках, основанных на использовании поглощения излучения в газовой ячейке, в твердотельных термоупругих приемниках излучения.

Электронно-деформационный эффект обусловлен тем, что в твердых телах электроны (как валентные, так и свободные) в значительной мере определяют силы взаимодействия между атомами. При облучении полупроводника светом определенной длины волны ковалентные связи в атомах могут разрываться и валентный электрон переходит в свободное состояние (на зонной диаграмме электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости), изменяются межатомные силы и в полупроводнике возникают механические напряжения нетепловой природы. Если облучение импульсное, эти напряжения создают упругие волны.

Электронно-деформационный эффект в наибольшей степени проявляется в полупроводниках с большим временем жизни носителей заряда.

Электрострикция – деформация прозрачного диэлектрика, пропорциональная квадрату приложенного электрического поля. Электрострикция в постоянных электрических полях не может быть значительной из-за электрических пробоев диэлектрика в высоких полях, но в быстропеременных электромагнитных полях световых волн электрическая прочность диэлектриков выше. Мощный импульсный световой пучок в прозрачном диэлектрике вследствие электрострикции вызывает возникновение упругой волны, с которой падающее световое излучение взаимодействует и рассеивается. Последний эффект – рассеяние света на вызванной им самой упругой волне – называется эффектом вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Взаимодействие света с

упругой волной при этом приводит к изменению частоты рассеянного света.

Для наблюдения эффекта используют высокие уровни интенсивности лазерного излучения – порядка 10^8 Вт/см².

Вынужденное комбинационное рассеяние света используется для целей спектроскопии поверхностей.

11.5. Механические воздействия упругих волн

Рассмотрим механические проявления энергии упругих волн в газообразных и жидких средах.

Плоская упругая монохроматическая волна, распространяясь в среде, приводит частицы среды в колебательное движение со скоростью:

$$v = v_0 \cos(\omega t - kx), \quad (11.14)$$

где $v_0 = A\omega$ – амплитуда скорости колебаний, A – амплитуда колебаний.

В каждой точке среды при этом возникает добавочное давление:

$$\Delta p = \rho cv. \quad (11.15)$$

Это давление, как и скорость v частиц, зависит от времени t , изменяясь с частотой ω .

Величина Δp называется давлением звука. В жидкостях при интенсивности звука $I \approx 1$ Вт/см², $\Delta p = 10^6$ Па.

11.5.1. Давление на поверхности пластины

Если поместить в среде с упругой волной пластину, то упругая волна, падая на поверхность пластины, создает переменное давление на пластину. Давление на поверхности пластины отличается от давления в падающей волне. Давление на закрепленной, т.е. неподвижной поверхности пластины равно сумме давлений падающей и отраженной волн:

$$p_{\text{пл}} = \Delta p_{\text{пад}} + \Delta p_{\text{отр}}. \quad (11.16)$$

Давление отраженной волны пропорционально давлению в падающей:

$$\Delta p_{\text{отр}} = a \Delta p_{\text{пад}}. \quad (11.17)$$

Для давления на поверхности получим:

$$p_{\text{пл}} = (1 + a) \Delta p_{\text{пад}}. \quad (11.18)$$

Здесь величина $(1 + a)$ больше единицы, ее можно рассматривать как коэффициент усиления по давлению.

11.5.2. Давление звукового излучения (радиационное давление)

В звуковых полях возникают также постоянные во времени силы, они пропорциональны плотности энергии световой волны ρv^2 . Их величина существенно меньше сил звукового давления.

В жидкостях при интенсивности звука 1 Вт/см^2 давление, вызываемое этими силами, составляет $\approx 10 \text{ Па}$.

Эти силы приводят к таким эффектам, как выпучивание границ раздела сред, появление акустических течений.

11.5.3. Деформация поверхности жидкости, вызванная радиационным давлением

Под воздействием звуковых колебаний поверхность жидкости деформируется в соответствии с распределением на ней интенсивности звукового поля; эта деформация стационарна и может быть визуализирована с помощью световых волн при отражении света от поверхности (рис. 11.3).

Упругие волны возбуждаются пьезоэлектрическим излучателем 1 и проходят сквозь исследуемый объект 2, содержащий дефекты типа поглощающих звук включений.

Далее упругая волна проходит кювету 3 с жидкостью, на поверхности которой образуется стационарная рельефная картина, отражающая расположение дефектов в детали 2. Рельеф визуализируется за счет рассеяния света на неровности поверхности.

Пороговая интенсивность упругой волны, позволяющая наблюдать рельеф на поверхности жидкости, составляет $2 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$, частота колебаний в волне $0,3 \dots 10 \text{ МГц}$, время образования картины $\approx 0,1 \text{ с}$.

Звуковое течение (акустический ветер) – регулярные течения среды, возникающие в звуковом поле большой интенсивности. Акустическое течение проявляется в средах, обладающих большим поглощением упругой волны, скорость течения пропорциональна коэффициенту поглощения упругой волны в среде. На рис. 11.4 показана схема течения, вызванная пучком звука. На этом рисунке

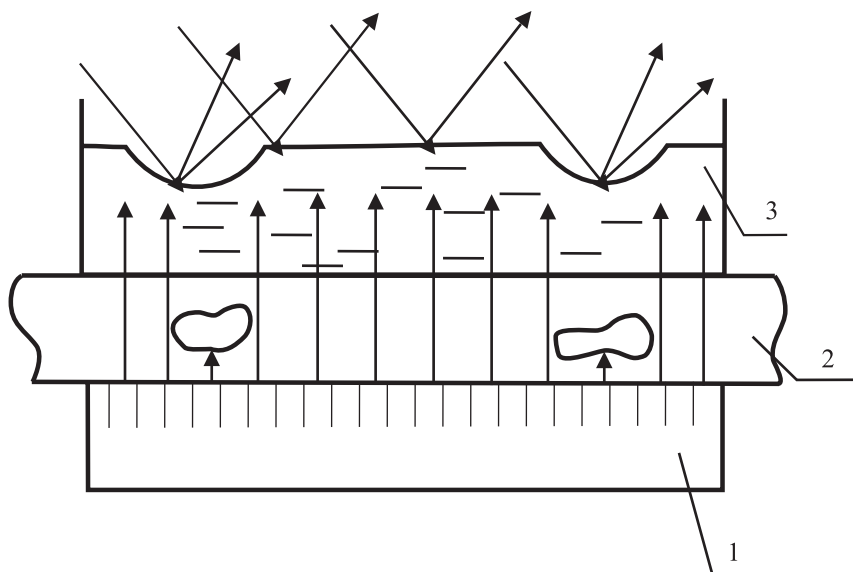


Рис. 11.3. Схема получения звукового изображения с использованием деформации поверхности жидкости радиационным давлением.

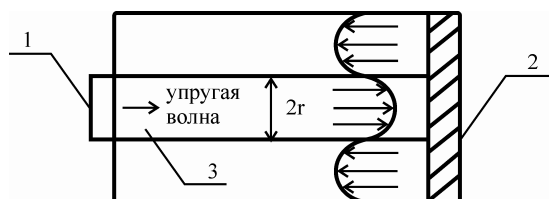


Рис. 11.4. Схема течения, вызванная ограниченным пучком звуковых волн.

1 – излучатель, 2 – поглотитель звука, необходимый для исключения отражения волн с тем, чтобы в звуковом пучке 3 установился режим бегущих в одном направлении волн. Скорость акустического течения мала в сравнении со скоростью колебательного движения частиц среды в волне.

Характер акустического течения всегда вихревой. На рис. 11.4 стрелками показано направление акустического течения в пределах акустического пучка и вне его.

Колебательное движение частиц в волне может приводить к возникновению вращающих моментов, способных поворачивать тела. Примером эффекта

является поведение диска Рэлея в звуковых полях.

Диск Рэлея – устройство, позволяющее проводить абсолютные измерения колебательной скорости частиц в акустических волнах, распространяющихся в газах и жидкостях. Обычно это тонкая круглая пластинка, подвешенная на упругой нити. Диск стремится установиться перпендикулярно направлению распространения упругой волны под действием колебательного движения молекул среды. Это движение сообщает диску вращающий момент M , заставляющий его поворачиваться, если начальное положение не является уравновешенным. Угол поворота ограничен крутильной жесткостью τ нити подвеса. Колебательную скорость частиц в упругой волне можно вычислить по формуле:

$$v = \sqrt{\frac{3\tau\theta}{4\rho r^3 \sin(2\theta_0)}}, \quad (11.19)$$

где θ – угол поворота диска под действием молекул; ρ – плотность среды; θ_0 – угол между нормалью к диску до включения звука и направлением колебательной скорости молекул; r – радиус диска, который должен быть много меньше длины волны звука.

С помощью диска Рэлея можно определять значения колебательной скорости $v \approx 0,1$ см/с; диск используется также для измерения давления звука Δp и интенсивности звука.

11.6. Акустические измерительные преобразователи

11.6.1. Общее рассмотрение

Акустические преобразователи позволяют преобразовывать звуковые сигналы в электрические.

Мы будем рассматривать преобразователи, в которых энергия механических колебаний среды, переносимая звуковой волной, создает в преобразователе электрический ток или электрическое напряжение, т.е. преобразуется в форму электрической энергии.

Задачи преобразования звуковых колебаний в газе или жидкости и преобразования звуковых колебаний твердого тела решаются разными способами. В случае газа и жидкости преобразователь содержит тонкую мембрану, которая колеблется в такт со звуковыми колебаниями под действием звукового давления, что вызывает электрический сигнал. Преобразование является комбинаци-

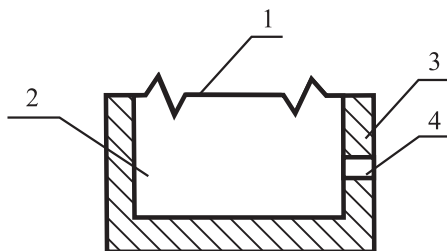


Рис. 11.5. Схема микрофона, чувствительного к звуковому давлению.

ей акустомеханического и механоэлектрического процессов. Сами преобразователи называются **микрофонами**.

При измерении звуковых колебаний в твердом теле часто используются пьезоэлектрические преобразователи, присоединенные к поверхности объекта так, чтобы между телом и преобразователем не было воздушной прослойки. Прослойка вызовет отражение звука вглубь тела от поверхности. Звуковая волна, прошедшая в пьезоэлектрик, возбуждает в нем переменные механические напряжения, и на обкладках пьезопреобразователя вследствие пьезоэффекта возникает переменное электрическое напряжение, амплитуда которого пропорциональна амплитуде звуковой волны.

11.6.2. Микрофоны

Микрофоны предназначены для измерения параметров звуковой волны в газе или жидкости, их необходимым элементом является тонкая мембрана. В главе 6 было показано, что звуковое давление Δp , т.е. давление сжатия-разряжения в точках пространства, охваченных звуковой волной, много больше давления звуковой волны на препятствие (давление звука), поэтому микрофоны измеряют именно звуковое давление.

Однако если подвесить мембрану в поле звуковой волны, на обе ее стороны будет действовать одно и то же звуковое давление Δp , мембрана останется неподвижной. Необходимо защитить одну из сторон мембраны от действия звука (рис. 11.5).

Мембрану 1 закрепляют краями над полостью 2 в корпусе 3 и звуковое давление действует только на одну – внешнюю – сторону мембраны. Отверстие 4 служит для выравнивания давления газа в полости с атмосферным, звук через это отверстие в полость практически не проникает. На мембрану действует распределенная сила, поверхностная плотность f которой равна:

$$f \approx \Delta p. \quad (11.20)$$

Общая сила F , деформирующая мембрану, равна:

$$F = f \cdot S \approx \Delta p \cdot S, \quad (11.21)$$

где S – поверхность мембраны.

Звуковое давление Δp связано с интенсивностью I звуковой волны выражением:

$$I = \frac{1}{2} \frac{\overline{(\Delta p)^2}}{\rho c_{\text{зв}}} \quad (11.22)$$

где ρ – плотность атмосферы, $c_{\text{зв}}$ – скорость звука в атмосфере, $\overline{(\Delta p)^2}$ – усредненное по времени значение звукового давления. Это выражение отличается от (7.49) введением усреднения.

Интенсивность I звуковой волны измеряется в системе СИ в Вт/м², звуковое давление Δp – в Н/м². В акустике используется также внесистемная единица **децибел**. В децибелах измеряется уровень звукового давления относительно условно нулевого уровня $\Delta p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Н/м²:

$$20 \lg \left(\frac{\overline{\Delta p}}{\Delta p_0} \right). \quad (11.23)$$

На практике используют микрофоны, чувствительные к градиенту давления, т.е. к скорости изменения давления с расстоянием. Для этой цели могут быть применены две мембраны, разнесенные в пространстве.

По виду преобразования механических колебаний мембраны в электрические сигналы различают **электродинамические**, **электрические (конденсаторные)**, **пьезоэлектрические** и **магнитострикционные** микрофоны.

11.6.3. Конденсаторные микрофоны

Среди всех микрофонов, используемых в настоящее время, наиболее перспективными считаются конденсаторные (рис. 11.6).

Гибкая и тонкая металлическая мембрана 1 (толщиной 10÷20 мкм) является обкладкой конденсатора; другая обкладка 2 (неподвижная) имеет отверстия 3; через эти отверстия при движении мембраны протекает воздух. Капиллярный канал 4 позволяет выравнивать среднее давление по обе стороны мембраны. Изолятор 5 фиксирует положение неподвижной обкладки.

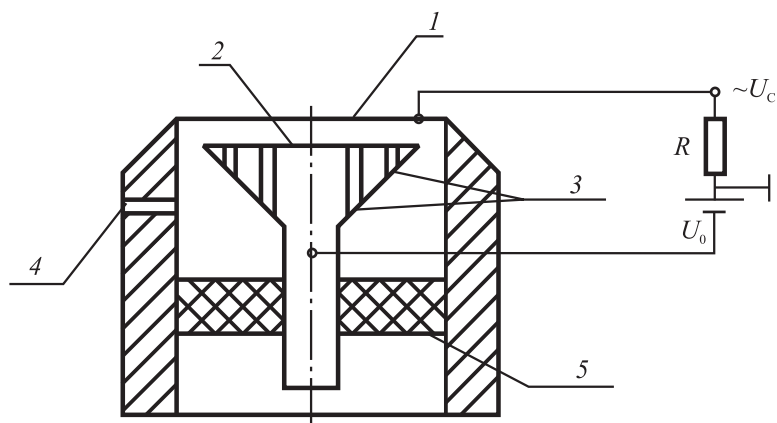


Рис. 11.6. Схема устройства и электрическая схема включения конденсаторного микрофона

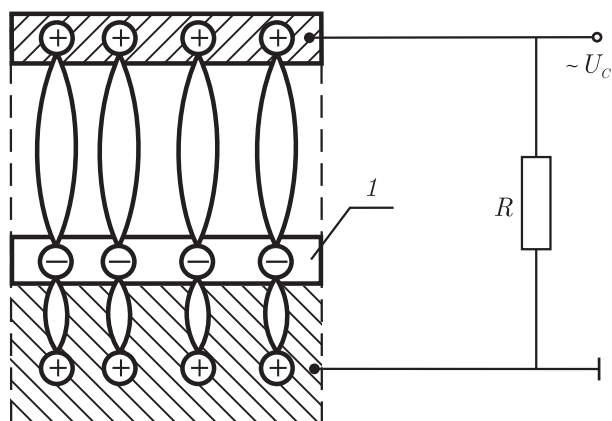


Рис. 11.7. Распределение зарядов в электретном микрофоне

Источник питания создает электрическое напряжение U_0 между обкладками. При колебаниях мембраны под влиянием звукового давления изменяется электрическая емкость C между обкладками, и через сопротивление R протекает емкостной ток i , создающий на нем падение напряжения, которое является полезным сигналом U_c . Обычно сопротивление R выбирают таким большим, чтобы конденсатор не успевал перезаряжаться за время периода колебаний мембраны, поэтому:

$$\frac{U_c}{U_0} = -\frac{\Delta C}{C_T}, \quad (11.24)$$

где ΔC – изменение емкости C , C_T – суммарная емкость всех деталей, включающая емкость C между обкладками конденсатора и емкость соединительных проводов и входной цепи усилителя.

Разновидностью конденсаторного является **электретный** микрофон. **Электрет** – диэлектрик с постоянной поляризацией. Если тонкий слой электрета расположить в конденсаторном микрофоне на неподвижной обкладке или на внутренней поверхности мембраны, то электрическое поле между обкладками создается без внешнего источника питания. На рис. 11.7 показано распределение зарядов в электретном микрофоне.

Слой 1 электрета заряжают, еще в процессе изготовления слоя, внедряя в его толщину электроны путем облучения ускоренным пучком электронов или помещая слой в коронный разряд. В микрофоне этот слой индуцирует в мембране и неподвижной обкладке заряды противоположного знака, т.е. положительные заряды, и в воздушном зазоре между обкладками создается электрическое поле, (силовые линии показаны на рисунке). В зазоре поле такое же, какое создавалось и внешним источником напряжения. При колебаниях мембраны ее емкость изменяется, а заряд остается постоянным, что приводит к протеканию в резисторе переменного тока i и возникновению напряжения сигнала U_c .

11.6.4. Электродинамические микрофоны

В электродинамическом микрофоне движение мембраны преобразуется в электрический сигнал в результате перемещения в магнитном поле проводника, скрепленного с этой диафрагмой (рис. 11.8).

На рисунке проводник выполнен в виде цилиндрической легкой катушки, магнитное поле создается кольцевым постоянным магнитом с полюсами S-N; магнитное поле между кольцевыми полюсами имеет радиальный характер, и силовые линии пересекают витки катушки.

При колебаниях мембраны катушка движется так, что ее проводник пересекает силовые линии, на выводах катушки возникает ЭДС:

$$\mathcal{E} = B \cdot \ell \cdot U, \quad (11.25)$$

где B – индукция магнитного поля в зазоре; ℓ – длина проводника в катушке; U – скорость движения мембраны.

К электродинамическим можно отнести ленточные микрофоны, в которых роль мембраны и проводника играет легкая очень тонкая гофрированная ленточка, расположенная между полюсами сильного магнита, выполненными в

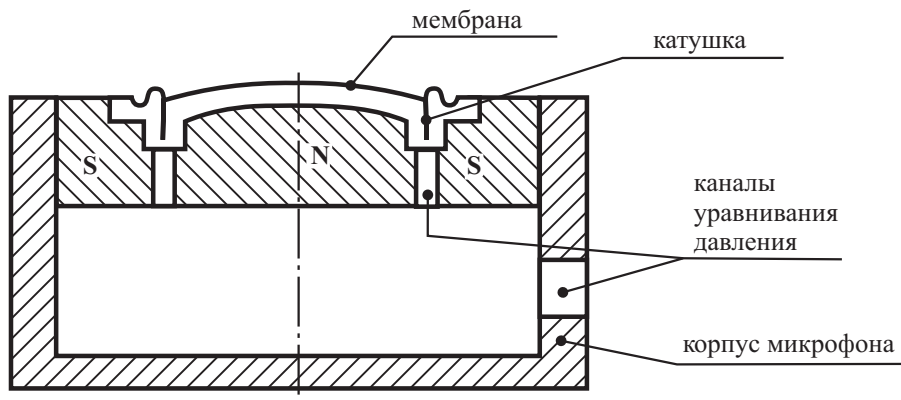


Рис. 11.8. Электродинамический микрофон.

виде ножей. При колебаниях ленточки на ее концах возникает ЭДС, которую можно вычислить с помощью выражения (11.25).

11.6.5. Направленность акустических приемников

Для улучшения качества приема акустических волн от нужного объекта на фоне звуковых излучений других объектов необходимы микрофоны направленного действия, т.е. принимающие звуковые сигналы только из нужной области пространства. Направленность приема характеризуют **диаграммой направленности (индикатрисой)**.

В полярных координатах диаграмма направленности выглядит в виде одного или нескольких лепестков, вытянутых в направлении оси симметрии микрофона (рис. 11.9).

Микрофон имеет мембрану в форме квадрата со стороной $d = 2\lambda$ (λ – длина звуковой волны), мембрана расположена в отверстии бесконечного экрана.

Радиус-вектор R контура лепестка равен отношению амплитуды принятого сигнала (звукового давления, напряжения сигнала) по направлению радиус-вектора, к сигналу, принятому по направлению оси симметрии.

Угловой растрор центрального лепестка определяется тем, сколько раз длина волны λ звука укладывается по мембране, т.е. определяется отношением d/λ :

$$R(\theta) = \frac{\sin Z}{Z}, \quad (11.26)$$

где

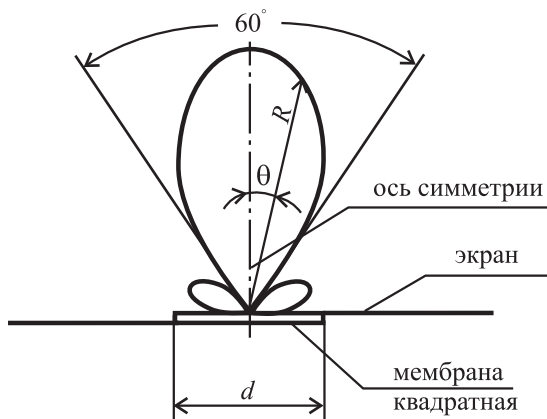


Рис. 11.9. Диаграмма направленности микрофона с мембраной в виде квадрата, расположенной в отверстии бесконечного экрана.

$$Z = \frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin \theta, \quad (11.27)$$

θ – угол между направлением прихода звука и осью симметрии микрофона (рис. 11.9).

Для улучшения направленности приема звуковых волн микрофоном его снабжают **рупором**.

Акустический рупор – отрезок трубы с монотонно изменяющимся поперечным сечением. В узком конце рупора размещают мембрану, а через широкий волна излучается в пространство. Желательно, чтобы поперечное сечение мало изменялось на расстоянии, равном длине волны, тогда диаграмма направленности рупора определяется отношением D/λ , где D – поперечный размер выходного отверстия рупора, и оказываются применимы уравнения (11.26) и (11.27).

Волоконно-оптические измерительные преобразования физических величин

12.1. Волоконно-оптические измерительные преобразователи

В технике связи, наряду с электрическими линиями передачи сигналов, широко распространены оптико-волоконные линии связи, в которых носителем информации является световой поток. Существуют виды связи, например, связь внутри городов, между компьютерами, глобальные линии связи с большой пропускной способностью между странами, где оптическая передача сигнала показала более высокое качество в сравнении с электрической.

В технике измерительных преобразователей также используются преобразования физических измеряемых величин в изменения параметров светового потока, передаваемого к месту измерения и от него по световодной линии.

Волоконно-оптические измерительные преобразователи можно разделить на два вида:

- преобразователи, в которых измеряемые физические эффекты изменяют прохождение светового потока по световоду (рис. 12.1, *а*);
- преобразователи с внешней модуляцией, в которых модуляция светового потока осуществляется в промежутке между торцами двух световодов, один из которых подводит световой поток с нужному месту, другой – отводит (рис. 12.1, *б*).

Необходимым элементом измерительных ВОП являются оптико-волоконные (световодные) линии связи.

Световоды – направляющие световодные системы, использующие для направления света в узком пространственном канале явление многократного полного внутреннего отражения.

Световоды делят на две группы в зависимости от отношения размера поперечного сечения к длине волны передаваемого светового излучения.

Если диаметр сечения много больше длины волны ($D \gg \lambda$), то распространение света в них происходит по законам геометрической оптики, т.е. прохож-

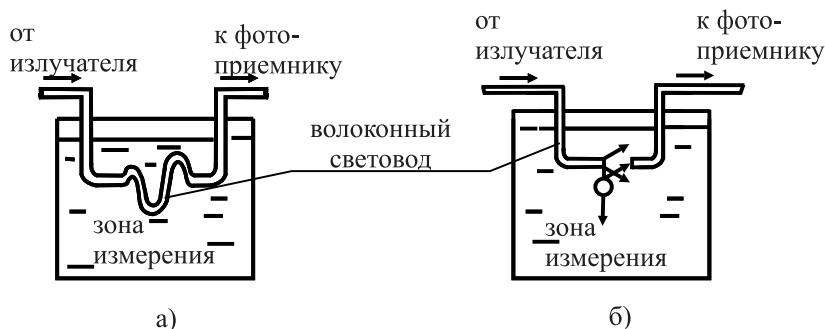


Рис. 12.1. Схемы волоконно-оптических измерительных преобразователей

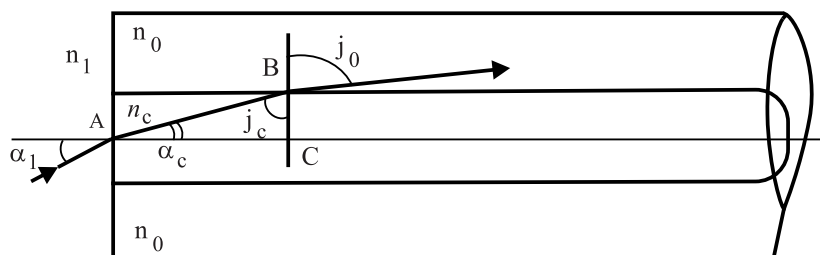


Рис. 12.2. К определению входной апертуры световода

дение света можно описывать как прохождение лучей.

Если $D \approx \lambda$, то прохождение света рассматривается в соответствии с волновой электромагнитной теорией Максвелла.

12.2. Лучевая теория прохождения света в световодной линии

Рассмотрим прохождение света в оптическом волокне, диаметр сечения центральной жилы которого много больше длины волны света (рис. 12.2).

Показатель преломления центральной жилы – n_c , оболочки – n_0 , окружающей среды – n_1 . Через жилу световода могут распространяться не все световые пучки, падающие на ее торец, а только те, которые сосредоточены внутри некоторого телесного угла. Найдем значение предельного угла падения лучей на торец, при котором свет распространяется в световоде.

Луч света, падающий на входной торец под углом α_1 , испытывает на нем преломление по закону:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_c \sin \alpha_c \quad (12.1)$$

где α_1 – угол преломления. Преломленный луч, распространяясь в световоде, упадет на границу раздела сердцевина/оболочка, где вновь испытает преломление:

$$n_c \sin j_c = n_0 \sin j_0 \quad (12.2)$$

Чтобы свет не ушел за пределы световода, необходимо, чтобы угол преломления $j_0 = \pi/2$. Найдем угол падения $j_{c\text{крит}}$, при котором это условие выполняется

$$\sin j_{c\text{крит}} = \left(\frac{n_0}{n_c} \right) \cdot \sin \frac{\pi}{2} = \frac{n_0}{n_c}. \quad (12.3)$$

Угол $j_{c\text{крит}}$ – угол полного внутреннего отражения, а явление непрохождения света через границу раздела двух сред с различными показателями преломления называется явлением полного внутреннего отражения. Все лучи, у которых $j_c > j_{c\text{крит}}$, отразятся от границы раздела вовнутрь, остальные выйдут за пределы световода и будут потеряны.

Из $\triangle ABC$ следует, что $\alpha_c = (\pi/2) - j_c$, поэтому

$$\cos \alpha_c = \cos \left(\frac{\pi}{2} - j_c \right) = \sin j_c \quad (12.4)$$

$$\cos \alpha_{c\text{крит}} = \sin j_{c\text{крит}} = \frac{n_0}{n_c} \quad (12.5)$$

Используя тригонометрические преобразования, найдем:

$$\sin \alpha_{c\text{крит}} = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha_{c\text{крит}}} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_0^2}{n_c^2} \right)} = \frac{(n_c^2 - n_0^2)^{\frac{1}{2}}}{n_c}. \quad (12.6)$$

Из закона преломления для границы раздела торца световода с воздушной средой:

$$A = n_1 \sin \alpha_{1\text{крит}} = n_c \sin \alpha_{c\text{крит}} = \sqrt{n_c^2 - n_0^2}. \quad (12.7)$$

Полученное выражение называется **числовой апертурой оптико-волоконной системы**. Числовая апертура определяет максимальный телесный угол $\alpha_{1\text{крит}}$ конуса лучей, пропускаемых оптической системой.

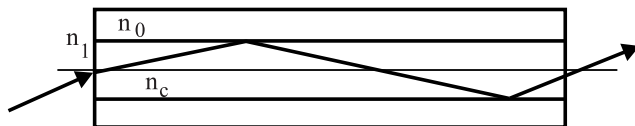


Рис. 12.3. Прохождение света в волоконном световоде

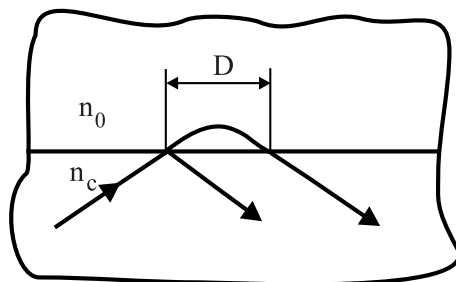


Рис. 12.4. Оптическое туннелирование в световоде

Из уравнения видно, что числовая апертура цилиндрического световода с оболочкой определяется величинами показателей преломления материала сердцевины и оболочки. Чем больше показатель преломления сердцевины и чем меньше показатель оболочки, тем больше числовая апертура, и конический пучок с большим телесным углом пройдет через световод.

Если световод не имеет оболочки и окружающая его среда – воздух, то $n_0 = 1$ и $A = \sqrt{n_c^2 - 1}$.

Такой световод будет обладать наибольшим значением числовой апертуры.

Световоды без оболочки используются редко из-за очень малой механической прочности, а также из-за возможного попадания света из одного световода в другой при их соприкосновениях в кабеле, состоящем из многих световодов.

Лучи, падающие на световод под углом меньше критического, многократно отражаясь от границы сердцевина – оболочка, доходят до выхода из световода (рис. 12.3)

Рассмотрим явления, происходящие в месте падения луча, испытывающего полное внутреннее отражение (рис. 12.4).

Падающий на границу раздела луч не отражается в точке падения, а входит в среду оболочки, которая является оптически менее плотной, чем среда сердцевины, на некоторую глубину и проходит в среде оболочки некоторое расстояние D вдоль оси волокна.

Явление это называется **оптическим туннелированием**, свет луча входит

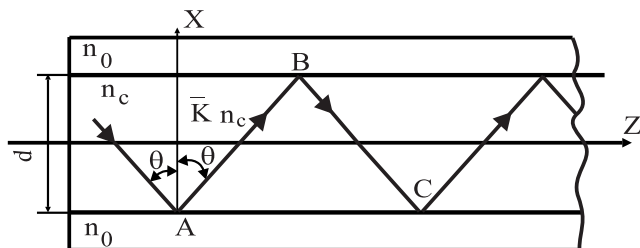


Рис. 12.5. К определению условия самосогласования волны в световоде

внутри среды оболочки на глубину нескольких длин волн света. Поэтому место падения луча на границу раздела сред и место выхода отраженного луча смещены вдоль световода на расстояние D .

12.3. Предпочтительные лучевые направления.

При рассмотрении прохождения света в световоде с помощью модели лучей предполагалось, что в световоде могут проходить лучи любого направления в пределах конуса, определяемого числовой апертурой. Однако явление интерференции в лучах света приводит к возможности прохождения света только в некоторых предпочтительных направлениях среди тех, которые определяются числовой апертурой. Рассмотрим участок траектории луча в световоде (рис. 12.5). Фактически луч является плоской электромагнитной волной, которая внутри световода движется по зигзагообразному пути. Волна занимает некоторый объем, и ее соседние колена занимают частично общее пространство. Если фазы колебаний волн в соседних коленах будут противоположны, то вследствие интерференции колебания погасят друг друга, и прохождения света по световоду не будет.

Свет проходит, если для колебаний выполняется условие интерференционного максимума: разность фаз $\Delta\varphi$ двух интерферирующих волн должна быть кратна целому числу 2π радиан:

$$\Delta\varphi = 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (12.8)$$

Если смотреть вдоль световода, то волна, перемещаясь по зигзагообразному пути вдоль оси Z , колеблется между противоположными сторонами.

Волновой вектор $\vec{k} n_c$ направлен вдоль траектории; численное значение вектора $k = 2\pi/\lambda$, где λ – длина волны света в воздухе.

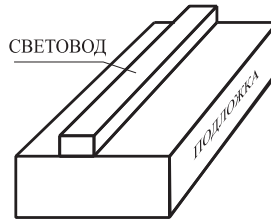


Рис. 12.6. Полосковый световод

Разность фаз, которую световая волна получает, перемещаясь на расстояние d (поперек световода), равна:

$$\Delta\varphi = k_x n_c d, \quad (12.9)$$

где k_x – проекция волнового вектора $\vec{k}$ на ось x :

$$k_x = k \cos \theta. \quad (12.10)$$

Поэтому $\Delta\varphi = kn_c d \cos \theta$.

Полный цикл зигзагообразного пути волна совершит, дважды пройдя расстояние d и дважды отразившись от границы раздела.

На каждой границе раздела волна получает дополнительный фазовый сдвиг Φ_{co} , поэтому суммарный (за два прохода и два отражения) сдвиг фаз волны равен:

$$\sum \Delta\varphi = 2kn_c d \cos \theta + 2\Phi_{co} = 2\pi m, \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (12.11)$$

Это условие **самосогласования** волны (условие поперечного резонанса). Только при выполнении этого условия волна в световоде может распространяться. Мы видим, что угол θ колен зигзагообразной траектории с осью световода не может быть любым, его величина зависит от целого числа m .

Число m – номер типа траектории луча в световоде, номер моды световода. Таким образом световые волны не заполняют непрерывно, сплошным образом, пространство конуса, характеризуемого числовой апертурой, а имеют предпочтительные направления, определяемые в световоде углом θ , т.е. свет распространяется в световоде так, как разрешают моды световода.

Кроме волоконных световодов применяются волноводы в виде узкой полоски тонкой диэлектрической пленки, лежащей на прозрачной подложке с меньшим, чем у пленки, показателем преломления (рис. 12.6). Над пленкой находится среда, обычно газовая, с показателем преломления $n_1 = 1$.

Полоска пленки и является световодом. Свет в ней распространяется в виде плоской волны по зигзагообразной траектории внутри пленки. Условия распространения световой волны в пленке находятся также, как в случае волоконного световода.

Обычно подложка – это пластина из стекла. Пленку световода можно изготавливать также из стекла, но с большим, чем у подложки, показателем преломления, или из полимерного материала.

12.4. Измерительные преобразователи световодного типа

Существуют измерительные преобразователи двух типов:

- в виде участка световодной линии, на котором внешняя среда может контактировать с поверхностью световедущей части (жилы);
- в виде двух световодов, между торцами которых имеется промежуток, заполненный исследуемой средой.

При использовании преобразователя в виде участка световодной линии чаще применяют пленочные световоды на подложке, и действие внешней среды на прохождение света в световоде сказывается путем нарушения полного внутреннего отражения на граничной поверхности световода. Распространенное сокращенное название этого явления – НПВО (нарушение полного внутреннего отражения)

На рис. 12.7 – световод с показателем преломления n_c расположенный на подложке с показателем преломления n_0 , причем $n_c > n_0$, иначе свет не будет испытывать полного отражения на подложке. Световая мощность $P_{\text{вх}}$ от источника излучения ИИ входит в световод с одного его конца и выходит из другого конца.

Вышедший световой поток с мощностью $P_{\text{вых}}$ измеряется фотоприемником. Внешняя среда оказывает влияние на прохождение света, если ее показатель преломления n_1 приближается к значению показателя световода или имеет большее значение $n_1 \approx n_0$. При этом часть энергии лучей, как показано на рис. 12.7, в местах падения их внутри световода на границу раздела с внешней средой, не отражается в световод, а с преломленным лучом выходит наружу, уменьшая световой поток внутри световода. Изменение показателя преломления внешней среды может быть осуществлено в результате теплового, химического, электрического, магнитного воздействий, или в результате замены вещества внешней среды, поэтому использование световода в качестве измерительного преобразователя дает возможность измерять все перечисленные воздействия и реагировать на замену вещества.

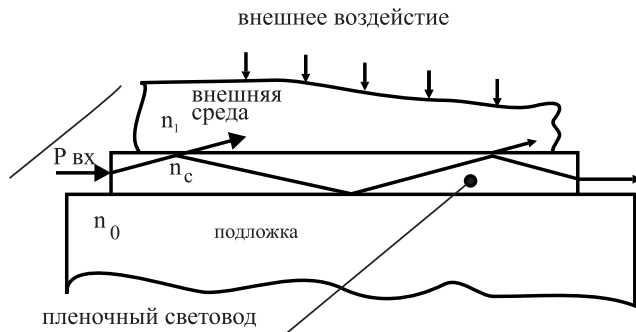


Рис. 12.7. Влияние внешней среды на прохождение света в полосковом волноводе

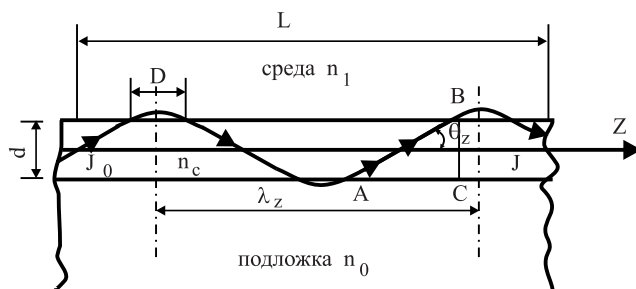


Рис. 12.8. Объяснение поглощения во внешней среде света, проходящего по световоду

Существует три варианта конструкций измерительных преобразователей в виде участка световодной линии:

- с изменением показателя преломления среды на границе со световодом (термодатчики, индикаторы вида жидкости, измерители электрических и магнитных полей);
- с изменением площади оптического контакта внешнего тела со световодом (преобразователи перемещения, давления, наличия росы, наличия касания);
- с изменением микрозазора между поверхностью световода и наружной пластиной (если наружное тело оказывается в области оптического туннелирования при полном внутреннем отражении).

Найдем зависимость ослабления света, проходящего по световоду, граничащему с поглощающей свет средой.

На рис. 12.8 показано прохождение луча света внутри пленочного световода на подложке. Луч распространяется под углом к направлению распространения Z , на входе в световод его интенсивность I_0 , на выходе – I . Толщина световода d . Один раз за шаг зигзага луч в месте падения на границу с внешней средой испытывает полное отражение, выходит при этом благодаря явлению оптического туннелирования во внешнюю среду и проходит в ней путь D . При этом луч ослабляется, уменьшая свою интенсивность в α_0 раз. Следуя закону Бугера, получим:

$$\alpha_0 = e^{-\alpha D}, \quad (12.12)$$

где α – показатель поглощения света в среде.

Из $\triangle ABC$ видно, что длина шага зигзага $z \approx 2d/\operatorname{tg} \theta$ (если считать, что $D \ll z$). Тогда на пути L число попаданий луча на границу с внешней средой равно:

$$N = \frac{L}{z}. \quad (12.13)$$

Общее ослабление луча на пути L складывается из ослаблений в местах падений луча на границу:

$$I = I_0 \alpha_0^N = I_0 (e^{-\alpha D})^N = I_0 \exp \left[-\frac{\alpha D L}{z} \right]. \quad (12.14)$$

Из уравнения видно, что ослабление света экспоненциально зависит от коэффициента α поглощения света во внешней среде, хотя свет распространяется внутри световода. Таким образом, световод можно использовать для измерения коэффициента поглощения света некоторой средой. Увеличивая длину L чувствительного участка световода, чувствительность измерительного преобразователя можно многократно увеличивать.

Полученная формула пригодна не только для преобразователей типа плоских пленочных световодов, но и для преобразователей на основе волоконных световодов с цилиндрической световедущей сердцевиной.

12.5. Световодный преобразователь измерения микроперемещений.

На подложке с показателем преломления n_0 расположен плоский световод с показателем преломления n_c . Над световодом, на расстоянии от него d , параллельно световоду, закреплена подвижная стеклянная пластинка с показателем преломления n_n (рис. 12.9)

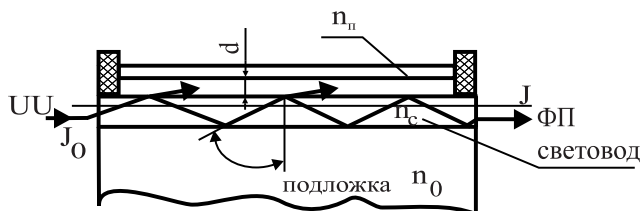


Рис. 12.9. Схема световодного измерения микроперемещений

В преобразователе используется туннельный оптический эффект. Если пластину приближать к световоду, то при попадании пластины в область вблизи границы световода, где вследствие туннелирования световые волны выходят из световода, часть световой волны световода попадет в пластину и будет в ней распространяться. Интенсивность световых волн в световоде уменьшится. Необходимым условием является такое соотношение оптических плотностей, чтобы показатель преломления пластины $n_{\text{п}}$ был не меньше показателя преломления световода:

$$n_{\text{п}} \geq n_{\text{с}} \quad (12.15)$$

Если подвижную пластину изготовить в виде мембраны с малой жесткостью, описанный преобразователь пригоден для измерений давления газа, т.к. при изменении давления мембрана будет изменять свое расстояние до границы световода.

12.6. Измерительные преобразователи, использующие изменение фазы распространяющегося в световоде излучения

Изменение фазы распространяющегося излучения связано с длиной оптического пути, который зависит от показателя преломления $n_{\text{с}}$ сердечника и длины L сердечника:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{с}} L, \quad (12.16)$$

где λ – длина волны света в вакууме.

Все измеряемые физические величины, под действием которых могут изменяться показатель $n_{\text{с}}$ сердечника или ее длина L , будут вызывать изменение

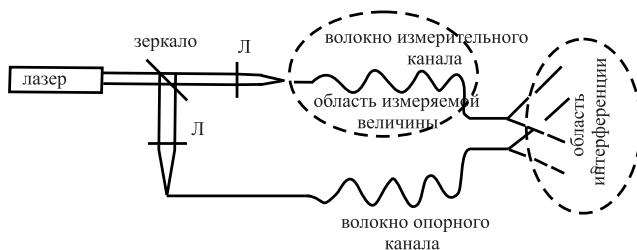


Рис. 12.10. Использование интерференции для измерения физических величин, воздействующих на фазу волны в волноводе

сдвига фаз $\Delta\varphi$. Такое воздействие могут оказывать температура, давление, деформации.

Измерение фазового сдвига осуществляется интерференционным методом с помощью двух одномодовых волокон первоначально одинаковой длины (рис. 12.10).

Одно из волокон, не подвергающееся воздействию измеряемой величины, пропускает опорное излучение; колебания световой волны на его выходном конце описываются выражением $A_1 = A_0 \cos \omega t$, где ω – круговая частота излучения; другое – измерительное волокно, пропускает излучение, колебания которого после прохождения волокна зависят от измеряемой величины:

$$A_2 = A_0 \cos [\omega t + \Delta\varphi], \quad (12.17)$$

где $\Delta\varphi$ – изменение фазы, вызванное действием измеряемой величины.

Исходное излучение генерируется лазером, затем оно распределяется полупрозрачным зеркалом по двум каналам; в каждом канале есть линза L , которая фокусирует излучение на вход волоконного световода.

Лучи, выходящие из обоих волокон, интерферируют и на фотоприемник поступает световой поток, получающийся в результате интерференции:

$$A = A_1 + A_2 = A_0 \cos \omega t + A_0 \cos [\omega t + \Delta\varphi]. \quad (12.18)$$

Интенсивность света $I \sim A^2$; можно найти, что

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \Delta\varphi \quad (12.19)$$

Если под влиянием изменений измеряемой величины разность фаз $\Delta\varphi$ изменяется от 0 до π , значение $\cos \Delta\varphi$ изменяется от +1 до -1, и значение результирующей интенсивности изменяется от максимального до минимального значения. Если $I_1 = I_2$, то минимальное значение $I = 0$.

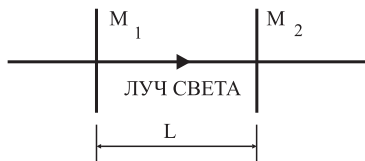


Рис. 12.11. Распространение световой волны между зеркалами

Чувствительность интерферометрического волоконного преобразователя определяют по изменению фазы, которое возникает на 1 м длины измерительного световода под действием измеряемой физической величины. Характерные значения чувствительности следующие:

- чувствительность к температуре $s_{\text{темр}} = 107 \text{ рад}/(^{\circ}\text{C} \cdot \text{м})$, т.е. показания интерферометра изменяются от нуля до максимума при изменении температуры на $\pi/107 = 0,03^{\circ}$;
- чувствительность к давлению $s_{\text{давл}} = -4 \cdot 10^{-5} \text{ рад}/(\text{Па} \cdot \text{м})$, т.е. показания изменяются от нуля до максимума при изменении давления на $1,57 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ($\approx 1,5 \text{ атм.}$);
- чувствительность к деформации $s_{\text{деф}} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ рад}/\text{м}$ (соответствует относительной деформации $\Delta\ell/\ell = 5 \cdot 10^{-7}$).

12.7. Оптическое измерение угловой скорости вращения (гироскоп)

Когда световая волна распространяется в движущейся среде, преодолеваемое ею расстояние зависит от того, происходит распространение в направлении движения или в противоположном.

Пусть между двумя зеркалами M_1 и M_2 , расположенными на расстоянии L друг от друга, распространяется световая волна (рис. 12.11).

Если зеркала расположены неподвижно в неподвижной среде, то преодолеваемое волной расстояние d_{12} от M_1 до M_2 равно пути d_{21} волны от M_2 до M_1 :

$$d_{12} = d_{21} = L \quad (12.20)$$

Когда оба зеркала перемещаются вместе со средой, как целое, со скоростью v , направленной, например, от M_1 к M_2 , то для неподвижного наблюдателя (в лабораторной системе координат):

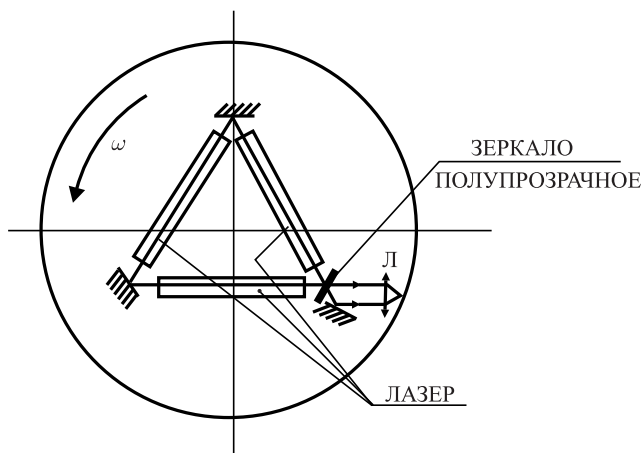


Рис. 12.12. Распространение света в кольцевом вращающемся лазере

1. Для волны, на рис. 12.11 идущей вправо, путь d_{12} увеличивается, потому что M_2 удаляется от фронта волны:

$$d_{12} = L + \Delta L, \quad (12.21)$$

где $\Delta L = vt = vL/c$; c – скорость света, получим:

$$d_{12} = L \left(1 + \frac{v}{c} \right) \quad (12.22)$$

2. Для волны, на рис. 12.11 идущей влево, путь d_{21} уменьшается, т.к. M_2 движется навстречу фронту волны:

$$d_{21} = L \left(1 - \frac{v}{c} \right) \quad (12.23)$$

Разность путей: $d_{12} - d_{21} = 2Lv/c$ – пропорциональна скорости движения зеркала.

Если среда вращается и вместе с ней вращается кольцевой резонатор лазера (рис. 12.12), то две волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют разную оптическую длину их хода, и в лазере возникают два пучка с разной частотой. Суперпозиция этих пучков порождает биения волн, частота $\Delta f = f_{12} - f_{21}$ биений пропорциональна скорости вращения $\omega_{\text{вр}}$:

$$\Delta f = \frac{4A\omega_{\text{вр}}}{L\lambda}, \quad (12.24)$$

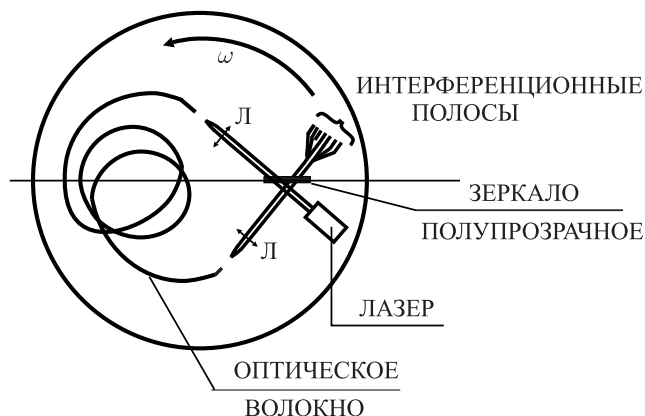


Рис. 12.13. Распространение света в кольцевой вращающейся волоконно-оптической линии

где A – площадь, охватываемая кольцевым резонатором, L – его периметр, λ – средняя длина волны излучения.

Рассматриваемый прибор является лазерным гироскопом с чувствительностью к изменению угловой скорости порядка 10^{-2} град/час.

На основе использования волоконно-оптических линий разработаны более чувствительные гироскопы (рис. 12.13). Здесь лазерный пучок полупрозрачным зеркалом разделяется на два, которые вводятся в противоположные концы отрезка световодной линии с помощью линз L , проходят по линии навстречу друг другу и тем же зеркалом смешиваются. Возникнет интерференционная картина в виде системы интерференционных полос. Сдвиг полос пропорционален угловой скорости вращения всего устройства. Подсчет числа ΔZ смещенных полос позволяет измерить скорость вращения:

$$\Delta Z = \frac{2Lr\omega_{\text{вр}}}{\lambda c}. \quad (12.25)$$

Здесь L – длина волокна, r – радиус кольцевой волоконной линии, λ – длина волны излучения лазера, $\omega_{\text{вр}}$ – измеряемая угловая скорость. Благодаря возможности многовитковой намотки длину L можно многократно увеличивать и измерять угловые скорости примерно в 100 раз меньше, чем измеряемые лазерным гироскопом.

Электрохимические процессы, используемые для получения информации

13.1. Общие сведения

Электрохимический преобразователь представляет собой проводник электрического тока, который использует ионную электропроводимость исследуемой среды. Обычно он состоит из заполненной электролитом ячейки и системы электродов, помещенных в электролит и включенных в измерительную цепь. Процессы в электролите и между электролитом и электродами характеризуются возникновением при определенных условиях и переносом заряженных частиц.

При изменении внешних условий меняются параметры электролитической ячейки: изменяется генерируемая ячейкой ЭДС, электрическое сопротивление ячейки, переносимый ток в ячейке электрический заряд, величина тока.

Работа электрохимических преобразователей основана на электрохимических процессах, исследованных Фарадеем.

Рассмотрим основные понятия, связанные с электрохимическими процессами.

13.2. Диссоциация

При растворении солей, кислот, оснований в воде и некоторых других жидкостях – растворителях происходит диссоциация – расщепление молекул на положительные ионы (катионы) и отрицательные ионы (анионы).

Раствор становится электропроводящим, т.к. ионы перемещаются под действием приложенного электрического поля. Такой раствор называется электролитом. Электролитами могут быть также твердые вещества и расплавленные соли.

Причиной диссоциации молекул растворенного вещества является влияние молекул растворителя.

Атомы внутри молекулы совершают беспорядочные тепловые движения. Обычно этой энергии не достаточно, чтобы преодолеть силы притяжения, удерживающие атомы в молекуле.

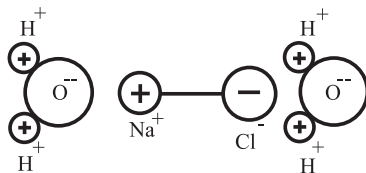


Рис. 13.1. Расположение молекул NaCl в растворе при диссоциации

живающие вместе противоположно-заряженные части молекул. В растворах под действием растворителя силы притяжения ослабевают, и молекула **диссоциирует**, т.е. расщепляется на ионы.

Рассмотрим возникновение диссоциации на примере молекулы NaCl (рис. 13.1). Это полярная молекула, состоит из иона натрия Na^+ и иона хлора Cl^- . Молекулы воды тоже полярные и обладают большими дипольными моментами.

Когда молекула NaCl оказывается между двумя молекулами воды, как на рисунке, то эти три полярные молекулы стремятся ориентироваться так, что оказываются обращенными друг к другу разноименно заряженными концами. Молекулы воды своим притяжением ослабят связь между Na^+ и Cl^- , и энергии теплового движения оказывается достаточно, чтобы молекула NaCl распалась на ионы. После этого между ионами оказывается водная среда, которая ослабляет силу притяжения ионов за счет своей большой диэлектрической проницаемости.

Степенью диссоциации α называется отношение числа диссоциировавших молекул к общему числу молекул растворенного вещества. Величина α зависит от концентрации растворенного вещества.

Пусть n – концентрация молекул растворенного вещества. Из этого числа $n\alpha$ – диссоциированы, а остальные $n(1 - \alpha)$ – не диссоциированы.

Одновременно с диссоциацией идет обратный процесс: диссоциированные молекулы могут рекомбинировать. Среднее число процессов рекомбинации в единицу времени в единице объема пропорционально произведению концентраций ионов разных знаков, как при химической реакции: $(n\alpha) \cdot (n\alpha) = (n\alpha)^2$ и это число можно представить в виде: $A(n\alpha)^2$, где A – постоянный безразмерный коэффициент.

Среднее число актов диссоциации пропорционально числу недиссоциированных молекул $n(1 - \alpha)$ и представляется выражением:

$$Bn(1 - \alpha). \quad (13.1)$$

В установившемся состоянии число прямых процессов в среднем должно

равняться числу обратных процессов:

$$A(n\alpha)^2 = Bn(1 - \alpha), \quad (13.2)$$

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{B}{An} = \frac{K}{n}. \quad (13.3)$$

Коэффициент $K = B/A$ зависит от температуры и давления раствора.

Если концентрация молекул растворенного вещества мала, то ионы являются независимыми не взаимодействующими частицами, подобно молекулам идеального газа. При этом коэффициент K не зависит от концентрации n , поэтому справедливо выражение:

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \equiv \frac{1}{n}. \quad (13.4)$$

Отсюда вытекает **закон разведения Освальда**: когда $n \rightarrow 0$, $\alpha^2/(1 - \alpha) \rightarrow \infty$, $\alpha \rightarrow 1$; таким образом, в бесконечно разбавленных растворах все молекулы растворенного вещества диссоциированы.

13.3. Перемещение ионов и электропроводность электролитов

При движении в электролите ион испытывает сопротивление, которое пропорционально скорости иона; при постоянной напряженности E электрического поля средняя скорость иона постоянна, т. е. движение является **дрейфовым**:

$$v = bE, \quad (13.5)$$

где b – **подвижность** иона, v – скорость иона.

Количества положительных и отрицательных ионов в электролите одинаковы, поэтому электролит остается электрически нейтральным.

Электропроводность электролита γ определяется концентрацией ионов, которая, в свою очередь, зависит от концентрации растворенного вещества c и коэффициента химической активности f :

$$\gamma = cf\lambda = a\lambda, \quad (13.6)$$

где $a = cf$ – активность растворенного вещества; λ – эквивалентная электропроводность, т.е. электропроводность раствора, концентрация которого равна единице.

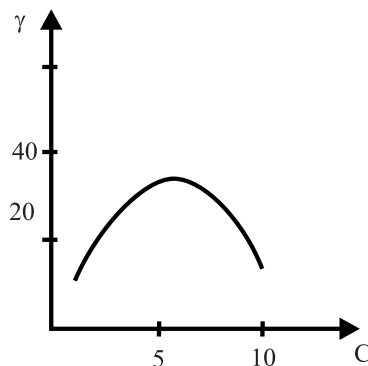


Рис. 13.2. Зависимость электропроводности раствора от концентрации растворенного вещества

Коэффициент f меньше единицы и отражает тот факт, что электростатические силы взаимодействия между ионами уменьшают их «активность» в создании тока в электролите.

Электропроводность зависит от концентрации нелинейно (рис. 13.2). Зависимость проводимости электролита от значения химической активности позволяет создавать измерительные преобразователи для контроля параметров химико-технологических процессов.

Проводимость электролитов зависит от температуры, т. к. при увеличении температуры сильно увеличивается подвижность ионов. При небольших концентрациях температурная зависимость проводимости водных растворов дается выражением:

$$\gamma_T = \gamma_0 [1 + (T - T_0) \beta], \quad (13.7)$$

где β – температурный коэффициент проводимости (для кислот $\beta = 0,016 \text{ K}^{-1}$, для солей $\beta = 0,024 \text{ K}^{-1}$), γ_T – проводимость при температуре T , γ_0 – проводимость при температуре T_0 .

Электрический ток в электролитах подчиняется закону Ома: $j = \gamma E$, где j – плотность тока.

Перемещение ионов в электролите может происходить не только под действием электрического поля, но и за счет **диффузии**, обусловленной различной концентрацией ионов в разных частях электролита; за счет **конвекции** – переноса ионов вместе с потоком движущейся жидкости.

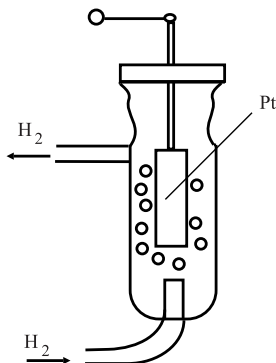


Рис. 13.3. Устройство водородного электрода

13.4. Электродные и граничные потенциалы

Между двумя электродами, опущенными в электролит, возникает разность потенциалов, т. е. электролитическая ячейка является источником гальванической ЭДС. Возникновение ЭДС между металлом электрода и раствором объясняется тем, что металл частично растворяется и в раствор переходят положительно заряженные ионы металла; раствор заряжается положительно. На электроде остаются избыточные электроны, и электрод заряжается отрицательно относительно раствора.

Потенциал электрода относительно раствора называется **электродным потенциалом**. Абсолютные значения электродных потенциалов не могут быть измерены, измеряют разности потенциалов различных пар электродов. В электрохимии договорились за начало отсчета (условный нуль) принять потенциал «водородного электрода» относительно раствора с нормальной активностью ($a = 1$ г-экв/л) водородных ионов, где г-экв (грамм-эквивалент) – количество вещества, масса которого в граммах равна атомному (в случае химического соединения – молекулярному) весу $A(M)$, деленному на валентность ионов. Водородный электрод выполняется в виде пластинки из губчатой платины, которая погружается в раствор, содержащий ионы H^+ и через который непрерывно пропускается газообразный водород. На платиновом электроде происходит реакция $H_2 = 2H^+ + 2e$ (рис. 13.3).

Платина электрода в реакции не участвует и является лишь проводником электронов и носителем водорода, который хорошо адсорбируется на поверхности платины. Значения электродных потенциалов различных веществ, отсчитанные относительно водородного электрода, лежат в пределах ± 3 В.

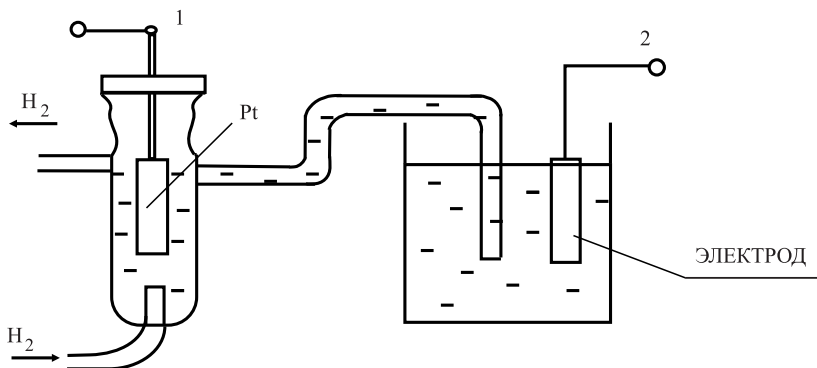


Рис. 13.4. Измерение разности потенциалов между водородным электродом и исследуемым электродом

Для измерения разности потенциалов между водородным электродом и другим электродом, опущенным в свой электролит, электролиты должны между собой сообщаться, их соединяют трубочкой, заполненной электролитом (рис. 13.4).

Зависимость между электродным потенциалом и концентрацией раствора определяется уравнением Нернста:

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{RT}{\nu F} \ln(fc), \quad (13.8)$$

где φ_0 – электродный потенциал электрода, опущенного в раствор с нормальной активностью. R – универсальная газовая постоянная, ν – валентность ионов, $F = 9,65 \cdot 10^4$ Кл/моль – постоянная Фарадея, c – концентрация ионов, f – коэффициент активности ионов.

Электролитическая ячейка может содержать электроды из разных материалов, помещенные в разные растворы. Каждая половина ячейки называется **полуэлементом**. ЭДС между полуэлементами определяется выражением:

$$\varphi_{12} = \varphi_{01} + \frac{RT \ln(f_1 c_1)}{\nu F} - \varphi_{02} - \frac{RT \ln(f_2 c_2)}{\nu F} = \varphi_{01} - \varphi_{02} + \frac{RT}{\nu F} \ln\left(\frac{f_1 c_1}{f_2 c_2}\right). \quad (13.9)$$

На рис. 13.4 приведена схема ячейки для определения электродного потенциала. Разность потенциалов между выводами 1 и 2 равна электродному потенциалу электрода.

Если используемые электроды одинаковы и погружены в растворы одинаковых ионов, отличающихся только концентрацией, то $\varphi_{01} = \varphi_{02}$ и получим концентрационную ЭДС такой цепи:

$$\varphi = \frac{RT}{\nu F} \ln \frac{f_1 c_1}{f_2 c_2}. \quad (13.10)$$

Данная разность потенциалов возникает на границе двух растворов.

Если имеет место разная скорость диффузионного движения ионов на границе, то возникает диффузионная ЭДС, которая может быть от единиц до десятков мВ. Граничная ЭДС возникает также на границе двух растворов, разделенных полупроницаемой мембраной, которая пропускает одни ионы и задерживает другие. Мембранные ЭДС имеют место в животных и растительных тканях.

13.5. Электролиз, поляризация, потенциалы выделения

Прохождение электрического тока через электролиты сопровождается **электролизом** – химическими превращениями и выделением вещества из раствора.

Пусть m – масса вещества, выделившегося на электроде, m_a – масса атома этого вещества. Тогда число осевших на электрод ионов $n = m/m_a$, и общий заряд, который эти ионы перенесли $q = \nu n q_e$ (где ν – валентность иона).

Получим:

$$m = n m_a = m_a \frac{q}{\nu q_e} = \frac{A}{N_A} \frac{q}{\nu q_e}, \quad (13.11)$$

где A – атомная масса, N_A – число Авогадро. Произведение $N_A q_e = F$ – число Фарадея.

Таким образом, число Фарадея – **заряд, переносимый при электролизе одним молем осаждающегося вещества, если ионы вещества – одновалентные**.

При прохождении через электролит некоторого количества электричества всегда на одном электроде выделяется, на другом растворяется одно и тоже количество вещества. В результате концентрация ионов вблизи и на самой поверхности электродов оказывается не такой, как в остальном растворе, и при прохождении через ячейку тока возникает дополнительное падение напряжения на приэлектродном слое электролита и на поверхности электрода, которое называется напряжением поляризации электрода.

Явление поляризации: изменения электродных потенциалов при пропускании через ячейку электрического тока вследствие изменения приэлектродной концентрации ионов.

Поэтому внешнее напряжение, прикладываемое к ячейке, определяется, кроме падения напряжения $U_{эл}$ на столбе электролита, еще и суммой потенциалов поляризации электродов (рис. 13.5). Величина напряжения поляризации ΔU определяется плотностью тока на электродах и различна для различных сочетаний растворов и электродов.

Общая закономерность: напряжение поляризации ΔU быстро возрастает при очень малых плотностях тока, затем остается почти постоянным, слабо изменяясь при росте тока. При большой плотности тока ΔU практически не зависит от плотности тока, определяется только материалами электродов и электролита.

Рассмотрим явления, происходящие при значительном увеличении тока. Величина тока в электролите определяется потоком ионов, и при малых токах можно учитывать только дрейфовое направленное движение ионов под действием электрического поля в жидкости, электропроводность подчиняется закону Ома. При увеличении плотности тока на электрод, достигаемом увеличением приложенного к ячейке электрического напряжения, рост тока уменьшится за счет уменьшения концентрации ионов в области вблизи электрода, станет преобладать диффузионный механизм перемещения ионов. Закон Ома при этом перестанет выполняться. Предельный ток $i_{пред}$ диффузии зависит от коэффициента диффузии D :

$$i_{пред} = \frac{\nu F D S c_0}{\delta}, \quad (13.12)$$

где D – коэффициент диффузии; c_0 – концентрация ионов вдали от электрода; S – площадь электрода; δ – толщина диффузионного слоя; ν – валентность иона.

Соответствующий предельному току данных ионов потенциал на электроде называется **потенциалом выделения** данного иона. При этом в процесс электролиза вступает основная масса ионов данного вида. Если в растворе содержатся разные виды ионов, то зависимость тока через электрод от потенциала имеет форму ступенчатой кривой (рис. 13.6). На рисунке напряжения U_1 , U_2 , U_3 – потенциалы выделения – соответствуют ионам разных химических элементов.

Потенциал выделения, при котором начинается очередной рост тока, зависит от вида иона, а высота ступеней тока пропорциональна концентрации этих ионов. На использовании этого явления основан **полярографический** метод качественного и количественного анализа растворов.

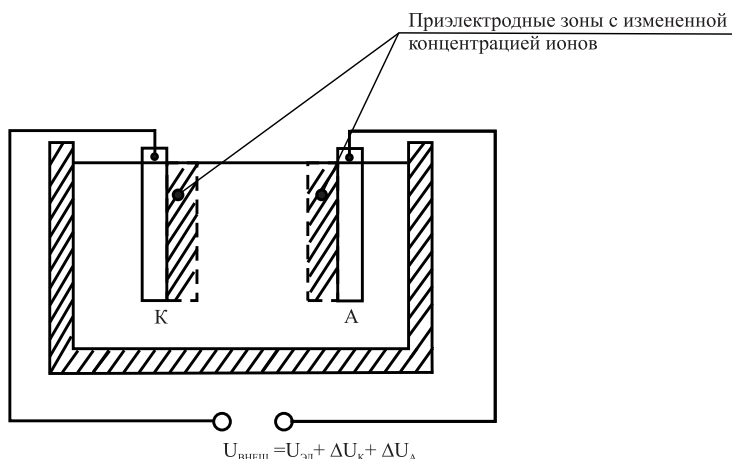


Рис. 13.5. Схема происхождения поляризации электродов

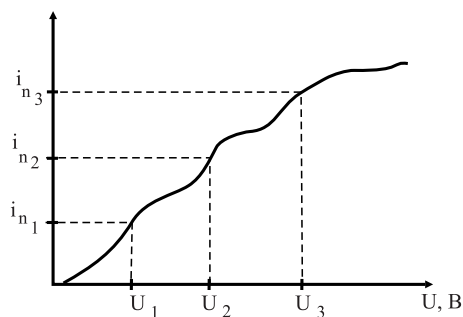


Рис. 13.6. Ступенчатая зависимость тока в электролите от напряжения при наличии в электролите ионов разной природы

13.6. Электрокинетические явления

13.6.1. Виды электрокинетических явлений

К электрокинетическим явлениям относят движение электролита в системах, содержащих капилляры и мембраны, размещенные в электролите, при наложении электрического поля, а также обратные эффекты – возникновение электрического поля при движении электролита.

Рассмотрим следующие явления:

- электроосмос** – течение жидкости в капиллярных системах под действием внешнего электрического поля;
- потенциал течения** – появление электрической разности потенциалов на торцах капилляров или по сторонам мембраны при течении через них жидкости;
- электрофорез** – движение заряженных частиц, взвешенных в электролите, при наложении электрического поля;
- эффект Дорна** – возникновение разности потенциалов в электролите при оседании частиц в электролите (при седиментации) – эффект, обратный электрофорезу.

13.6.2. Электроосмос

На поверхности диэлектрического капилляра, размещенного в электролите, всегда адсорбируются и закреплены неподвижно ионы одного знака, например, отрицательные; ионы другого знака способны диффузионно перемещаться в электролите. В результате на границе поверхность-жидкость образуется двойной **электрический слой** (рис. 13.7), состоящий из двух пространственно разделенных ионных слоев – положительного и отрицательного. Приложим внешнее электрическое поле напряженностью E вдоль поверхности. При этом вдоль поверхности, каждый вид в свою сторону, двигаются ионы, имеющиеся в электролите. Плотность заряда в электролите вблизи поверхности меняется с удалением от поверхности, поэтому изменяется и электрический потенциал φ электролита вблизи поверхности. Вдали от поверхности этот потенциал равен нулю: $\varphi = 0$, так как там количества положительных и отрицательных ионов равны и уравнивают друг друга.

Под действием внешнего электрического поля E слои жидкости у поверхности, находящиеся на разном удалении от нее и имеющие разные потенциалы, движутся с разными скоростями v_x :

$$v_x(x) = -\frac{\varepsilon E}{4\pi\eta} [\zeta - \varphi(x)], \quad (13.13)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость жидкости; η – вязкость жидкости, ζ – (дзета- потенциал, электрокинетический потенциал) – потенциал электролита на некотором расстоянии от поверхности, где скорость электролита обращается в нуль (на **плоскости скольжения**).

На рис. 13.8 показано распределение потенциала в электролите вблизи поверхности. На этом рисунке x – расстояние от поверхности тела; $\varphi(x)$ – потенциал электролита на расстоянии x от поверхности; δ – расстояние плоскости скольжения в электролите от поверхности тела.

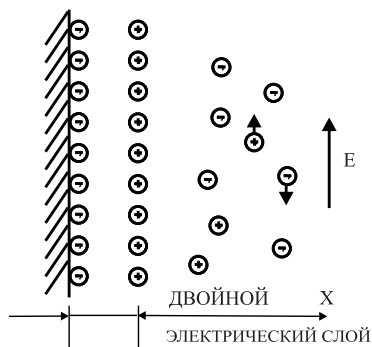


Рис. 13.7. Образование двойного электрического слоя в жидкости у поверхности диэлектрического тела

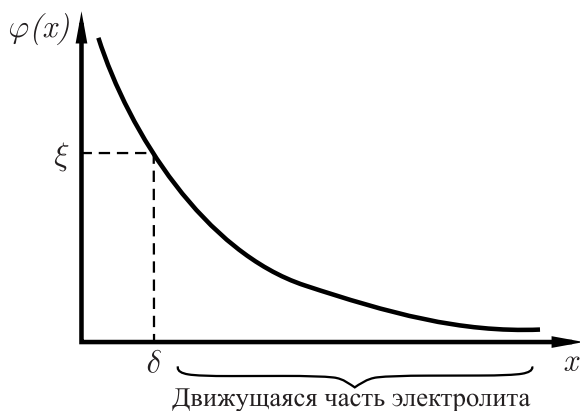


Рис. 13.8. Распределение потенциала в электролите вблизи поверхности тела

На больших расстояниях от поверхности $\varphi(x) = 0$, и скорость течения:

$$v_s = -\frac{\varepsilon E}{4\pi\eta}\zeta. \quad (13.14)$$

Эта скорость носит название скорости электроосмотического скольжения.

Мы видим, что дзета-потенциал – основная характеристика, определяющая электрокинетические явления. Этот параметр зависит от электролита, рода поверхности, адсорбции на поверхности ионов. Для малых частиц и пузырьков воздуха в воде $\zeta \approx 0,03 \dots 0,06$ В.

13.6.3. Потенциал течения

Пусть проницаемая диэлектрическая мембрана, содержащая множество сквозных пор, разделяет резервуары с электролитом. По сторонам мембраны существует разность давлений ΔP , поэтому имеет место течение электролита через мембрану. В порах мембраны на их стенках образуется двойной электрический слой. Часть ионов диффузной области этого слоя (т.е. расположенных в электролите в удалении от стенки) увлекается течением, что приводит к появлению разности потенциалов между резервуарами и вызывает появление электрического тока ионов в направлении, противоположном переносу зарядов течением. В установившемся режиме эти два тока частично компенсируются, устанавливается разность потенциалов $\Delta\varphi$, называемая **потенциалом течения**.

Объем V переносимой через мембрану жидкости, сила электрического тока i , перепад давления ΔP и разность потенциалов $\Delta\varphi$ по сторонам мембраны связаны двумя уравнениями:

$$V = L_{11}\Delta P + L_{21}\Delta\varphi \quad (13.15)$$

$$i = L_{21}\Delta P + L_{22}\Delta\varphi \quad (13.16)$$

где L_{11} , L_{12} , L_{21} , L_{22} – кинетические коэффициенты, характеризующие:

L_{11} – гидродинамическую проницаемость мембраны,

L_{12} – скорость осмотического движения,

L_{21} – поток течения жидкости,

L_{22} – электропроводность электролита.

Расчет кинетических коэффициентов представляет собой сложную задачу. Для простого случая тонкого двойного электрического слоя найдено следующее уравнение:

$$\left(\frac{V}{i}\right)_{\Delta P=0} = \frac{\varepsilon E}{4\pi\eta\gamma}, \quad (13.17)$$

где γ – удельная электропроводность электролита, η – вязкость электролита, E – напряженность электрического поля внутри мембраны, создаваемая потоком, $E = \Delta\varphi/d$, где d – толщина мембраны.

13.6.4. Электрофорез

При электрофорезе взвешенные в электролите макроскопические частицы движутся в созданном в электролите электрическом поле в неподвижной жидкости. На поверхности частицы образуется двойной электрический слой, внеш-

нее электрическое поле действует на ионы этого слоя, расположенные в электролите, стремясь их переместить в одну сторону, а на адсорбированные на частице ионы – перемещая их в другую сторону. В результате частица перемещается относительно неподвижного электролита. Если частица – диэлектрик, то в первом приближении скорость ее перемещения совпадает со скоростью электроосмотического скольжения v_s , которую мы обсуждали раньше, но противоположна по направлению.

Электрохимические преобразователи

14.1. Кондуктометрические электрохимические преобразователи

Преобразователи позволяют измерять электропроводность растворов. Действие преобразователей основано на зависимости сопротивления преобразователя от его формы и размеров и от состава и концентрации электролита.

Различают **контактные** преобразователи, электроды которых помещают в контролируемый раствор, и **бесконтактные**.

Пример контактного преобразователя показан на рис. 14.1. Основой преобразователя является обтекаемый стеклянный корпус 1 и платиновые электроды 2 и 3. Центральный электрод 2 имеет диаметр кончика 20...500 мкм, что позволяет сконцентрировать 90 % измеряемого сопротивления в очень малом объеме электролита вблизи электрода и измерять локальные неоднородности поля электропроводности. Объем измеряемой зоны электролита, где проводимость усредняется, составляет 1...3 мм³.

Величина измеренного сопротивления R_{Π} определяется формулой:

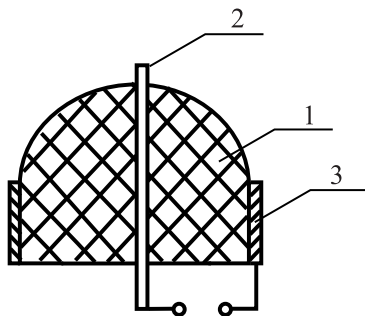


Рис. 14.1. Измерительный зонд локальной электропроводности электролита

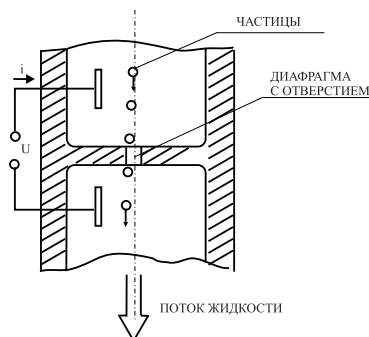


Рис. 14.2. Измерительный преобразователь концентрации частиц в электролите

$$R_{\Pi} = \frac{K_{\text{геом}}}{\gamma}, \quad (14.1)$$

где $K_{\text{геом}}$ – коэффициент преобразования, зависящий от геометрических размеров устройства, γ – удельная электропроводимость электролита.

Недостаток преобразователя – невысокая чувствительность и влияние на измерение загрязнений микроэлектрода.

Для измерения числа частиц в жидкости и их размеров, например, эритроцитов в крови, используют **проточные** контактные преобразователи (рис. 14.2). Частицы, взвешенные в электролите, проходят через небольшое круглое отверстие в диафрагме. Между разделенными диафрагмой объемами электролита через отверстие протекает постоянный электрический ток i за счет приложения между этими объемами напряжения U . В момент, когда частица проходит через отверстие в диафрагме, электрическое сопротивление отверстия увеличивается на ΔR , если частица диэлектрическая или состоит из материала с низкой электропроводностью.

Между сторонами диафрагмы возникает импульсный скачок напряжения:

$$\Delta U = i\Delta R. \quad (14.2)$$

Импульс напряжения усиливается и измеряется, число импульсов подсчитывается. Каждый импульс соответствует одной частице, проходящей через отверстие, а амплитуда импульса примерно пропорциональна объему V частиц. Зная амплитуду, можно вычислить объем частиц:

$$V = A^2 \alpha \frac{\Delta U}{\rho i} \quad (14.3)$$

где A – площадь поперечного сечения отверстия, ρ – удельное сопротивление электролита, α – поправочный коэффициент, учитывающий форму и электропроводность частиц и геометрию отверстия в диафрагме. Диаметр частиц должен составлять не более 5...50 % от диаметра отверстия в диафрагме.

14.2. Гальванические преобразователи

Рассматриваемые преобразователи применяют в приборах для измерения концентрации жидких растворов.

Гальванические преобразователи основаны на использовании зависимости ЭДС гальванической цепи от концентрации ионов в электролите и от хода окислительно-восстановительных процессов на электродах. Наиболее широко распространены преобразователи типа pH -метров – приборы для измерения концентрации (активности) водородных ионов.

Можно показать, что концентрация любого жидкого раствора выражается в функции концентрации водородных ионов в растворе, которую определяют по потенциалу электродов, опущенных в раствор.

Молекулы воды частично диссоциированы по схеме:



В чистой воде активности ионов H^+ и OH^- между собой равны. Произведение активностей этих ионов в воде и любых водных растворах при одной и той же температуре – величина постоянная и равна $a_{H^+} \cdot a_{OH^-} = 10^{-14}$ (г-ион/л)² (при $T = 22^\circ C$)

Если в воде растворить кислоту, то ионов H^+ станет больше, а ионов OH^- – меньше (за счет воссоединения ионов в молекулу воды), но произведение активностей $a_{H^+} \cdot a_{OH^-}$ останется равным значению для воды.

У кислых растворов $a_{H^+} > a_{OH^-}$

У щелочных растворов $a_{H^+} < a_{OH^-}$.

Таким образом для характеристики раствора достаточно знать активность a_{H^+} водородных ионов. Для удобства ее характеризуют отрицательным логарифмом активности ионов водорода – водородным показателем pH :

$$pH = -\lg a_{H^+} = -\lg(f_{H^+} C_{H^+}), \quad (14.5)$$

где $f_{H^+} C_{H^+}$ – произведение коэффициента активности на концентрацию ионов.

Приборы для измерения этого показателя – pH -метры. Диапазон изменения pH водных растворов составляет 0...14 ед. При $pH = 7$ раствор нейтральный, т.е. ионы водорода и гидроксиды OH^- в растворе образуются в равном количестве, если $pH < 7$ – кислотный, при $pH > 7$ – щелочной.

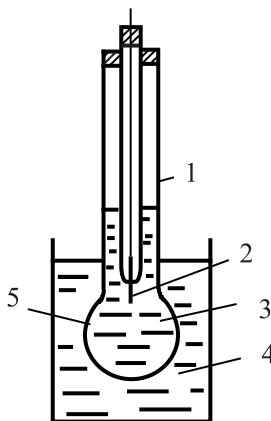


Рис. 14.3. Измерительный электрод pH -метра: 1 – стеклянная трубка с мембраной 5; 2 – внутренний электрод; 3, 4 – внутренний и внешний (исследуемый) растворы

Метод измерения pH основан на определении разности электродных потенциалов образцового (опорного) электрода и измерительного электрода, помещаемых в исследуемый раствор. Измеряемой величиной pH -метров является концентрация водородных ионов, а выходной сигнал – разность электродных потенциалов. Знание концентрации водородных ионов позволяет определить концентрацию искомого компонента раствора.

Преобразователь состоит из двух полуэлементов: **измерительного** электрода, помещенного в исследуемый раствор, и **вспомогательного (опорного)** полуэлемента, потенциал которого должен оставаться постоянным, не зависящим от концентрации ионов.

Рассмотрим устройство широко распространенного измерительного электрода pH -метра (рис. 14.3) – стеклянного электрода. Стеклянный электрод представляет собой стеклянную трубку с тонкостенной (0,05...0,1 мм) колбой 5 (мембраной), выдуваемой на конце трубки 1 из особого проводящего стекла. Внутри колбы находится образцовый раствор 3 с известным pH . При помещении колбы во внешний раствор 4 на границе раствор – стекло появляется разность потенциалов, зависящая от активности ионов водорода в растворах. Это объясняется тем, что щелочные ионы Na и Li стекла переходят в раствор, их место занимают ионы водорода из раствора; поверхностный слой стекла насыщается водородными ионами и стеклянный электрод приобретает свойства водородного электрода.

Внутренняя поверхность колбы также насыщается ионами водорода из рас-

твора 3, и эти поверхности колбы нужно рассматривать как два водородных электрода, один из которых – внутренний – должен иметь постоянный потенциал. Слой стекла между электродами является высокоомным проводником между электродами.

Для измерения потенциала на внутренней и внешней поверхностях стеклянного электрода используют два вспомогательных полуэлемента, одним из которых является образцовый раствор с известным значением pH_N внутри стеклянного электрода, с которым контактирует хлорсеребряный электрод 2, а вторым – исследуемый раствор с опорным (образцовым), вспомогательным электродом (как на рис. 13.4).

ЭДС на выводах преобразователя является алгебраической суммой потенциалов полуэлементов 2 и 3 и внутренней и наружной поверхностей стеклянного электрода. При изменении pH_x исследуемого раствора изменяется только потенциал наружной поверхности стеклянного электрода, все остальные составляющие ЭДС остаются неизменными.

14.3. Кулонометрические преобразователи

Кулонометрические преобразователи применяются для интегрирования токов и напряжений, а также в качестве счетчиков времени работы различных электротехнических устройств (счетчиков машинного времени).

Кулонометрические преобразователи основаны на явлении электролиза, при котором прохождение заряда через преобразователь приводит к выделению на электроде вещества. Величина прошедшего заряда Q связана с массой m выделившегося вещества выражением:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} i \, dt = \frac{vF}{M} \int_{t_1}^{t_2} m_t \, dt = \frac{mvF}{M}, \quad (14.6)$$

где Q – приносимый заряд; i – электрический ток через преобразователь, v – валентность иона, F – число Фарадея, M – молярная масса выделившегося вещества, A – масса выделившегося вещества, m_t – масса вещества, выделившегося в единицу времени.

На рис. 14.4 показан ртутно–капиллярный кулонометрический преобразователь. Состоит из капиллярной трубки 1 диаметром 0,2...0,3 мм, заполненной двумя столбиками ртути 2 и 3, разделенными каплей раствора 4 из солей ртути (например, HgI_4). При прохождении через преобразователь тока происходит электролиз, в результате на аноде ртуть растворяется (окисляется):

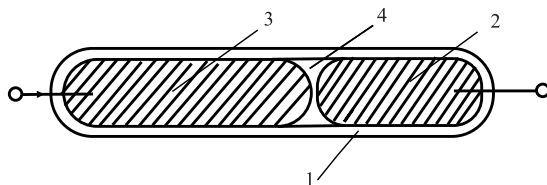


Рис. 14.4. Ртутно-капиллярный преобразователь-интегратор тока



на катоде – восстанавливается:



В результате электролиза ртуть с анода переносится на катод, что приводит к перемещению капли электролита вдоль капилляра на длину $\Delta\ell$, пропорциональную интегралу тока за время интегрирования. Состав электролита остается неизменным.

Значение тока через преобразователь обычно составляет 0,001...50 мкА. Время интегрирования может быть 100...5000 час. Считывание показаний производится визуально по мениску капли или при помощи оптоэлектронных или емкостных считывающих устройств.

14.4. Полярографические преобразователи

Полярографические преобразователи позволяют исследовать химический состав растворов.

Действие полярографических преобразователей основано на явлении поляризации электрода электролитической ячейки при электролизе исследуемого вещества. Преобразователь представляет собой ячейку, заполненную раствором исследуемого вещества, имеющую два электрода, к которым подводится медленно нарастающее напряжение U от внешнего источника питания.

Ток через ячейку определяется выражением:

$$i = \frac{[U - (\varphi_a - \varphi_k)]}{R}, \quad (14.9)$$

где R – сопротивление ячейки, φ_a – потенциал анода, φ_k – потенциал катода.

Чтобы поляризация происходила только на одном электроде, его площадь выбирают в несколько сотен раз меньше площади другого электрода.

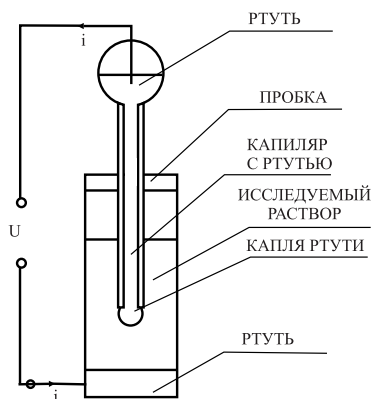


Рис. 14.5. Схема устройства полярографического преобразователя

При этом можно пренебречь потенциалом неполяризующегося электрода, например, анода, и принять $\varphi_a \approx 0$. Падение напряжения на электролите также мало, поэтому $\varphi_k \approx U$, т.е. потенциал поляризации катода примерно равен напряжению U внешнего источника питания.

Необходимо обеспечить такие условия, чтобы поверхность поляризующегося электрода была всегда чистой от загрязнений продуктами электролиза. Этого добиваются, выполняя ее непрерывно обновляющейся: электрод имеет вид капли ртути, которая образуется на конце капиллярной трубки, заполняемой ртутью из резервуара. Под действием тяжести капля ртути отрывается, падает на дно, затем образуется следующая капля, и т. д. Период существования капли 1...6 с (рис. 14.5).

На рис. 14.6 показаны вольтамперные характеристики – полярограммы, измеренные при восстановлении одних и тех же ионов и при различных концентрациях их в растворе: $C_3 > C_2 > C_1$. Из рис. 14.6 видно, что потенциал, при котором выделяются ионы, зависит от концентрации. Не зависит от концентрации потенциал, соответствующий середине участка повышения тока – потенциал «полуволны», поэтому для анализа и используют указанную характерную точку графиков.

Если в растворе содержатся ионы разных видов, то каждый вид ионов дает свой потенциал полуволны. Потенциалы полуволн различных элементов образуют так называемый **полярографический спектр**, значения соответствующих потенциалов указаны в специальных таблицах. Сравнивая потенциалы полуволн, полученные при исследовании неизвестного раствора, с табличными данными, можно установить химический состав исследуемого раствора.

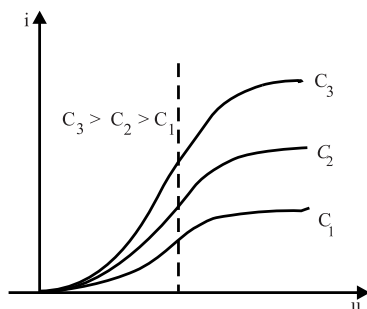


Рис. 14.6. Полярограммы нескольких растворов одного и того же иона при разных его концентрациях

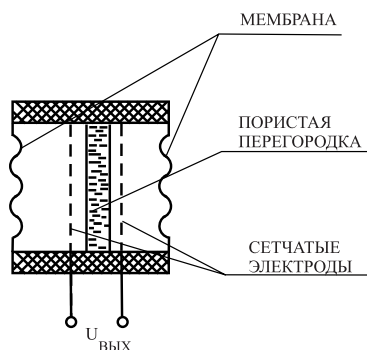


Рис. 14.7. Преобразователь изменения давления, основанный на измерении потенциала течения

Недостатком ртутного электрода является ядовитость ртути, невозможность исследовать расплавленные соли, поэтому созданы полярографические преобразователи с твердыми электродами из благородных металлов.

14.5. Электрокинетические преобразователи

Электрокинетические преобразователи позволяют изучать течение жидкостей, изменение давления в них и основаны на измерении разностей потенциалов, возникающих при протекании полярной жидкости через пористую перегородку, или при деформации границы раздела двух жидкостей, отличающихся физическими свойствами.

На рис. 14.7 показан преобразователь, реагирующий на изменение давления. Внутри герметичного корпуса, закрытого по торцам гибкими мембранами, имеется изолирующая пористая перегородка со сквозными порами диаметром пор 10...100 мкм, перегораживающая весь внутренний объем преобразователя. По бокам перегородки расположены сетчатые электроды. Внутренний объем заполняется полярной жидкостью (водой, спиртом, ацетоном). При изменении наружного давления полярная жидкость перетекает из одной стороны объема в другую сквозь пористую перегородку, вызывая образование на сетчатых электродах **потенциала течения**. Разность потенциалов сеток является напряжением $U_{\text{вых}}$ выходного сигнала. Преобразователь может измерять давление в диапазоне от 0,1 Па до 1 МПа.

Радиационные (ионизирующие) преобразователи

15.1. Общие сведения

Ионизирующие измерительные преобразователи используют для получения информации о взаимодействии с веществом ионизирующих излучений, к которым относят потоки α и β частиц, имеющих значительные скорости и возникающих при ядерных реакциях; потоки нейтронов – нейтральных ядерных частиц; γ и рентгеновское излучения – кванты электромагнитного поля с длиной волны менее 10^{-8} м.

Одна из основных особенностей перечисленных видов излучений – способность ионизовать вещество, в результате чего появляются заряженные частицы, также имеющие значительные энергии и оказывающие влияние на среду, в которой они возникли.

Особенностью взаимодействия нейтронного излучения с веществом является его способность вызывать ядерные реакции, что используется при активационном анализе, когда о составе вещества судят по возникающим радиоактивным изотопам и их ионизирующим излучениям.

Измерение физических величин с помощью ионизирующих излучений основывается на эффектах прохождения, поглощения, отражения радиации и зависимости этих эффектов как от вида излучения, так и от энергии составляющих его частиц или квантов.

15.2. Источники ионизирующего излучения

15.2.1. Получение рентгеновского излучения

Рентгеновское излучение – это электромагнитные волны с длиной волны от 10 нм до 10^{-3} нм. Обычно рентгеновское излучение получают с помощью рентгеновских трубок и в ускорителях частиц – синхротронное излучение вращающихся в магнитном поле ускоренных частиц лежит в рентгеновском диапазоне длин волн.

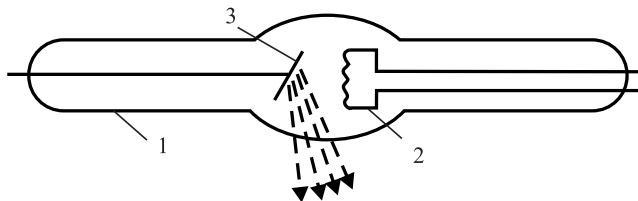


Рис. 15.1. Рентгеновская трубка

Рентгеновская трубка – двухэлектродный вакуумный прибор (рис. 15.1).

Подогреваемый катод 2 испускает электроны, которые ускоряются, проходя разность потенциалов между анодом 3 и катодом и фокусируются в точку на поверхности анода. Энергия электронов на аноде частично превращается в тепловую, частично преобразуется в электромагнитные волны – рентгеновское излучение. Анод и катод размещены в вакуумированном корпусе 1.

Существует два механизма взаимодействия электронов с веществом анода (мишени): – торможение ускоренных электронов при их взаимодействии с электронным газом мишени; – торможение ускоренных электронов при их взаимодействии с внутренними электронами атомов.

В первом случае вследствие случайности столкновений возникает множество рентгеновских фотонов, имеющих разную энергию и длину волны, и спектр рентгеновского излучения оказывается непрерывным; такое излучение называется тормозным.

Спектр ограничен со стороны коротких длин волн длиной волны $\lambda_{\min}$. Этой длине волны соответствует случай полной передачи всей энергии, которой обладает ускоренный электрон, одному фотону:

$$q_e U = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}}; \quad \lambda_{\min} = \frac{hc}{q_e U}, \quad (15.1)$$

где U – напряжение анод–катод, q_e – заряд электрона, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме.

Интенсивность рентгеновского излучения пропорциональна электронному току i , квадрату напряжения на рентгеновской трубке, порядковому номеру элемента Z :

$$J = kiU^2Z, \quad (15.2)$$

где $k = 10^{-9} \text{ В}^{-1}$ – коэффициент пропорциональности.

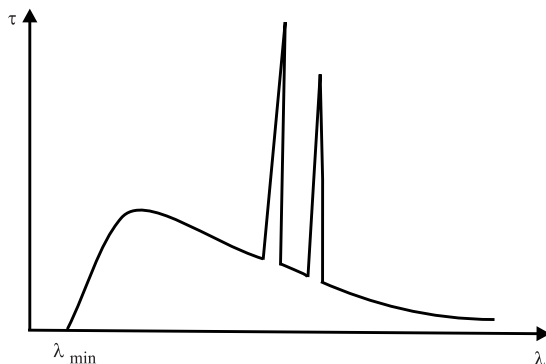


Рис. 15.2. Тормозное и характеристическое рентгеновское излучение

15.2.2. Характеристическое рентгеновское излучение. Атомные рентгеновские спектры.

При увеличении напряжения на рентгеновской трубке на фоне сплошного тормозного рентгеновского спектра появляются пики линейного спектра, соответствующего **характеристическому излучению**. Энергия квантов излучения может достигать величин в диапазоне от 0,5 кэВ до 1 МэВ. Спектр тормозного и характеристического излучения показаны на рис. 15.2.

Это характеристическое излучение возникает вследствие того, что ускоренные электроны взаимодействуют с внутренними электронами атомов. Если ускоренный электрон выбивает из атома электрон, находящийся на нижнем энергетическом уровне, то на свободное место переходит электрон с одного из верхних уровней; при этом излучается фотон рентгеновского излучения с энергией, равной разности энергии электрона на этих уровнях:

$$h\nu = E_1 - E_2. \quad (15.3)$$

Освободившееся место на верхнем уровне занимают электроны еще более высоких уровней; при этом также излучаются рентгеновские фотоны. Таким образом, при взаимодействии одного ускоренного электрона с атомом возникает серия рентгеновских фотонов, имеющих разную энергию и линейчатый спектр энергий и длин волн. Серии имеют буквенные обозначения, соответствующие обозначениям электронных уровней в атомах.

15.2.3. Источники радиоактивного излучения.

Источниками ионизирующего излучения являются радиоактивные изотопы. Например, изотоп кобальт-60 имеет период полураспада 5,25 года, энергию квантов 1,17 и 1,33 Мэв; энергетический спектр излучения изотопов линейчатый.

Радиоактивное излучение было обнаружено французским физиком Беккерелем в конце 19-го века. Это излучение действует на фотопластинки, ионизует воздух, проникает сквозь тонкие слои металла, вызывает люминесценцию ряда веществ.

Радиоактивное излучение появляется при самопроизвольном превращении некоторых атомных ядер в другие ядра, имеет сложный состав:

1. α -излучение состоит из α -частиц, обладающих положительным зарядом; эти частицы отклоняются электрическим и магнитным полями, обладают высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью (поглощаются слоем алюминия толщиной 50 мкм, т.е. толщиной волос); α -частицы – это ядра гелия; их заряд равен $+2q_e$, масса совпадает с массой ядра изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$.
2. β -излучение состоит из β -частиц, имеющих отрицательный заряд; частицы отклоняются электрическим и магнитным полями, причем магнитное поле действует сильнее, чем на α -частицы; ионизирующая способность меньше, а проникающая гораздо больше, чем у α -частиц (проходят сквозь слой алюминия толщиной менее 2 мм); β -частицы – это быстрые электроны.
3. γ -излучение – поток электромагнитных γ -квантов высокой энергии, поэтому обладает ярко выраженными корпускулярными свойствами; не отклоняется электрическими и магнитным полями, имеет слабую ионизирующую и большую проникающую способность (проходит через слой свинца толщиной 5 см).

Ниже рассмотрим подробнее свойства γ -излучения. γ -излучение возникает всегда одновременно с α - и β -излучениями при радиоактивном распаде ядер; γ -спектр (распределение числа γ -квантов по энергиям) имеет линейчатый характер, что является следствием дискретности энергетических состояний ядер.

15.2.4. Прохождение γ -излучения сквозь вещество

Проходя сквозь вещество, γ -кванты не могут в нем замедляться, т.к. всегда движутся со скоростью света; в результате столкновений с ядрами и электронами рассеиваются и поглощаются, интенсивность пучка γ -излучения при этом ослабляется, изменение интенсивности для широкого пучка описывается экспоненциальным законом Бугера, на который накладывается в случае точечного

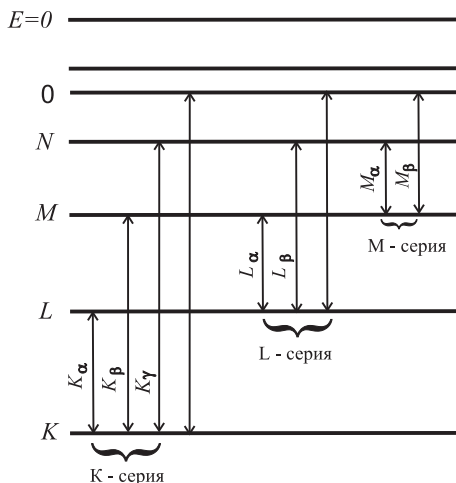


Рис. 15.3. Схема возникновения характеристического рентгеновского излучения

источника ослабление интенсивности с расстоянием, обратно пропорциональное квадрату расстояния x :

$$J = J_0 x^{-2} e^{-\mu \rho x}, \quad (15.4)$$

где μ – массовый коэффициент ослабления, ρ – плотность вещества. Массовый коэффициент ослабления зависит от энергии кванта и типа элемента.

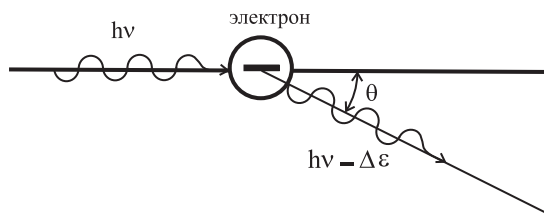
Среди основных процессов, проходящих при столкновениях γ -квантов с частицами вещества, можно назвать:

- фотоэффект;
- комптоновское рассеяние;
- образование электрон-позитронных пар.

Фотоэффект – процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон (из внутренней оболочки атома). Освободившееся место в ходе каскадного процесса заполняется электронами из вышележащих оболочек и возникает характеристическое рентгеновского излучение. Фотоэффект характерен в области малых энергий γ -квантов.

При удалении внутреннего электрона на его место перемещается электрон из более внешней оболочки, излучая рентгеновский квант.

Схема возникновения серий рентгеновского спектра показана на рис. 15.3. Серии носят названия по имени той внутренней электронной оболочки, откуда удален первичный электрон – серии K, L, M, N, O.

Рис. 15.4. Взаимодействие γ -кванта с электроном

Пусть вылетит электрон из оболочки К. На его место могут перейти электроны с оболочек L, M, N, ..., испуская рентгеновские кванты; возникают линии K_α (при переходах $L \rightarrow K$); K_β ($M \rightarrow K$); K_γ ($N \rightarrow K$) и т.д. Самая длинноволновая линия – K_α .

Совокупность этих линий называется К-серией. Одновременно обязательно возникают серии L, M, N, ..., т.к. при уходе электронов из соответствующих оболочек возникают вакансии, заполняемые электронами с более внешних оболочек атома.

При увеличении энергии γ -квантов ($E \approx 0,5$ МэВ) основной механизм их взаимодействия с веществом – **комптоновское рассеяние** – упругое рассеяние γ -квантов на свободных электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны γ -излучения (рис. 15.4). При столкновении γ -квант передает электрону часть своей энергии и импульса в соответствии с законами сохранения, поэтому его энергия $h\nu$ уменьшается, длина волны излучения увеличивается на величину $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (15.5)$$

где $\lambda_c = 2,42$ пм – константа, комптоновская длина волны; θ – угол рассеяния (угол между первоначальным и отклоненным направлениями движения γ -кванта).

При дальнейшем увеличении энергии γ -кванта ($E > 1,02$ МэВ = $2m_e c^2$, m_e – масса электрона) образуются электрон-позитронные пары при пролете γ -квантов в электрических полях ядер. При $E = 10$ МэВ – это основной механизм взаимодействия γ -излучения с веществом.

Большая проникающая способность γ -излучения используется в γ -дефектоскопии, основанной на различном поглощении γ -излучения в различных веществах.

15.2.5. Физические величины, характеризующие взаимодействие ионизирующих излучений с веществом

Воздействие γ -излучения и других ионизирующих излучений на вещество характеризуется дозой ионизирующего излучения. Используются следующие параметры:

поглощенная доза излучения – физическая величина, равная отношению поглощенной энергии излучения к массе облучаемого вещества. Единица поглощенной дозы излучения – грей (Гр), $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$ – доза, при которой облученному веществу массой 1 кг передается энергия любого ионизирующего излучения в 1 Дж. Мощность дозы – Гр/с; внесистемная единица рад = 10^{-2} Гр; единица мощности – рад/с.

экспозиционная доза излучения – физическая величина, равная отношению суммы электрических зарядов всех ионов одного знака, созданных излучением в облученном воздухе, к массе этого воздуха является мерой ионизирующей способности излучения. Единица экспозиционной дозы – Кл/кг; внесистемная единица – рентген (Р): $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

биологическая доза – величина, определяющая воздействие излучения на организм. Единица биологической дозы – Зиверт (Зв), ее производная – биологический эквивалент рентгена (бэр): 1 бэр – доза ионизирующего излучения, производящая такое же биологическое действие, как и доза γ -излучения в 1Р ($1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Дж/кг} = 10^{-2} \text{ Зв}$).

мощность дозы излучения – величина, равная отношению дозы излучения ко времени облучения.

Естественные радиоактивные источники (космические лучи, радиоактивность недр, воды, самого тела человека) создают фон – доза $\approx 125 \text{ мбэр/год}$. Предельно допустимая доза для человека равна 5 бэр/год, смертельная доза – 600 бэр/год.

15.3. Методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений и частиц

15.3.1. Общие сведения

Непосредственное обнаружение частиц радиоактивного излучения невозможно, т.к. их заряд очень мал – порядка заряда электрона. Обнаружение производится по вторичным признакам.

Практически все методы обнаружения и регистрации радиоактивных излучений основаны на их способности производить ионизацию и возбуждение ато-

мов среды. Используются и другие сопутствующие эффекты: вспышки света, потемнение фотопластинки, которые позволяют регистрировать пролетающие частицы, считать и отличать их друг от друга.

Приборы регистрации радиоактивных излучений могут быть двух типов:

- регистрирующие прохождение частицы через определенный участок пространства, т.е. имеющие локальный характер. Они позволяют также определять энергию частицы в потоке излучения;
- позволяющие наблюдать следы (треки) частиц в веществе.

15.3.2. Сцинтилляционные (люминесцентные) детекторы

Сцинтилляции – вспышки света при попадании быстрых частиц на флуоресцирующий экран; физическая природа процессов излучения света – люминесценция вещества, вызванная попавшей в вещество частицей. Вспышки от каждой частицы можно наблюдать визуально, но для количественных измерений разработаны сцинтилляционные счетчики, преобразующие световые вспышки в электрические импульсы с помощью фотоприемников и подсчитывающие число импульсов.

Кванты возбуждающего излучения вырывают из атомов сцинтилятора (люминофора) электроны, передавая им свою энергию; электроны, в свою очередь, возбуждают катодолуминесценцию, световое излучение. Квантовый выход такой рентгеновской люминесценции $\eta \gg 1$, на один рентгеновский квант приходится до тысяч возникающих фотонов света.

Люминесцентные детекторы часто выполняют в виде рентгеновских экранов – слоя люминофора, нанесенного на бумажную или пластмассовую подложку. Такие экраны позволяют визуализировать изображения в рентгеновских лучах.

15.3.3. Ионизационные детекторы

Ионизационная камера обнаруживает попавшие в нее частицы по ионизации газа этими частицами. Внутри камеры, являющейся отрицательным электродом 1, расположен положительный электрод 2 (рис. 15.5, б), камера заполнена газом; на электроды подано постоянное напряжение. Регистрируемые частицы, попадая в пространство между электродами, ионизуют газ; образовавшиеся пары электрон-ион собираются электродами. Зависимость тока через камеру от напряжения показана на рис. 15.5, а. Ток разряда через камеру при повышении напряжения U вначале нарастает быстро, затем наступает участок насыщения 1 (при напряжении около 200 В).

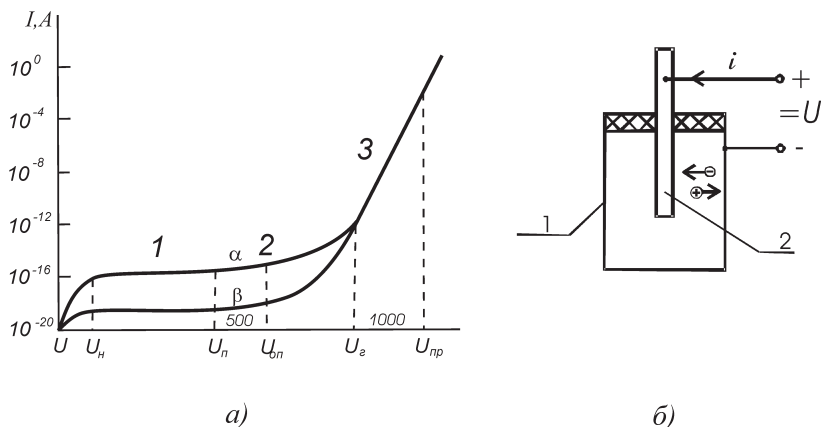


Рис. 15.5. Устройство и характеристики ионизационного детектора.

В диапазоне напряжений между U_n и U_{Π} ионизационный детектор является ионизационной камерой, электрический ток которой определяется числом образовавшихся при ионизации ионов. Если увеличивать напряжение выше $U_{\Pi} = 500$ В, область кривой 2, детектор работает в режиме пропорционального счетчика, когда имеет место газовое усиление: электроны, выбитые из атомов при ионизации, ускоряются полем анода и вызывают вторичную ионизацию. При этом сохраняется пропорциональность тока интенсивности ионизирующего фактора, усиление достигает $10^3 \dots 10^4$ раз. Ионизирующая способность у α -частиц больше, чем у β -частиц, так как заряд α -частиц больше, поэтому по амплитуде импульса тока, возникшего при попадании частиц в камеру, можно определить вид излучения (рис. 15.5, а).

Счетчики Гейгера-Мюллера работают в области 3 (рис. 15.5, а) при напряжении 800...900 В, когда при попадании ионизирующей частицы в камеру в ней возникает лавинообразное размножение пар электрон-ион, следствием чего является возникновение самостоятельного (непрекращающегося без выключения питания) разряда. Коэффициент усиления счетчиков до 10^8 раз.

15.3.4. Полупроводниковый счетчик

Основным элементом является полупроводниковый диод, он является детектором частиц.

15.3.5. Камера Вильсона

Трековый детектор, позволяет визуализировать траекторию пролета частицы. Выполняется обычно в виде стеклянного цилиндра с плотно прилегающим поршнем. Цилиндр наполняется нейтральным газом, насыщенным парами воды или этилового спирта. При резком, т.е. адиабатическом расширении газа пар становится пересыщенным и на траекториях частиц, пролетевших через камеру, образуются треки из тумана (капелек жидкости). Треки фотографируют. По характеру и геометрии треков можно судить о типе прошедших через камеру частиц (α -частица оставляет жирный след, β -частица – тонкий). Если камера Вильсона помещается в сильное магнитное поле, траектории частиц изгибаются, что позволяет по кривизне траектории определить заряд и массу частицы.

Часть III

Общая характеристика методов измерений и измерительных систем

Физические ограничения достижимой точности измерений

16.1. Прямые и косвенные измерения

Характерной чертой большинства измерений физических величин является косвенный характер измерений.

При косвенных измерениях результат получается путем комбинирования прямых измерений, например, измерение расстояния между атомами в кристалле можно выполнить, измеряя параметры полученной дифракционной картины рассеяния рентгеновских лучей. Для косвенных измерений характерно то, что мы измеряем одно, а хотим получить сведения о совершенно другом. Так, при измерении расстояния между атомами измеряют фактически расстояние между следами на фотографической пластинке, полученные при действии на неё дифрагировавших на кристалле рентгеновских лучей.

Использование косвенных измерений является неизбежным и отражает тот факт, что органы чувств человека ограничены по своим возможностям. В процессе развития цивилизации человек создал разнообразные приборы, с помощью которых изучаемая особенность какого-либо объекта переводится в такие проявления, которые человек воспринимает с помощью органов чувств.

Возникает вопрос: как можно быть уверенным в правильности результатов, полученных при косвенных измерениях, если измерения не имеют непосредственного характера? Очевидно, необходимо располагать сведениями о связи параметров объекта с их проявлениями при эксперименте, т.е. иметь *теорию процесса измерения, связывающую свойства объекта измерений и наблюдаемые проявления*, основанную на физических знаниях; необходим предварительный качественно-теоретический анализ.

16.2. Пределы достижимой точности измерений

Важнейшая особенность любых измерений – принципиальная невозможность получения результатов измерений, в точности равных истинному значению измеряемой величины – является следствием невозможности абсолютного

познания мира. Важнейшими, фундаментальными причинами указанной невозможности являются следующие:

- самопроизвольные изменения во времени и пространстве измеряемых величин, вызванные самодвижением материи;
- вероятностный характер проявления ряда свойств микрочастиц (атомных и элементарных частиц);
- при измерениях исследователь неизбежно изменяет измеряемый объект, воздействуя на него средствами измерения.

Самопроизвольные изменения измеряемых физических величин, вызванные постоянными изменениями окружающего мира, его «самодвижением», приводят к невозможности абсолютно точного измерения характеристик наблюдаемого объекта или области среды. Одна причина этого состоит в том, что для измерения требуется промежуток времени, но за этот промежуток объект несколько изменится, и в начале процесса измерения и в конце процесса измеряемая характеристика будет иметь разные значения.

Другая причина – измерения всегда захватывают некоторый объем пространства. Так как измерительное устройство не может быть бесконечно малым, самодвижение материи приводит к тому, что в пределах этого объема в разных его точках значение измеряемой характеристики также различно. Результатом измерения может быть только некоторое усредненное по мерительному объему значение характеристики. Точно такого значения этой характеристики может и не быть ни в одной точке объема.

Вероятностный характер проявления свойств микрочастиц, с точки зрения квантовой теории, обусловлен тем, что само состояние микрочастиц имеет вероятностный характер, их параметры – координата, импульс, энергия и др. – могут не иметь точного значения, частица, например, находится одновременно в разных точках пространства, но с разной вероятностью. Такие свойства микрочастиц приводят, в частности, к расширению линий в спектрах излучений и поглощений и невозможности точно определять частоты излучений при спектральном анализе, другим нежелательным последствиям.

Воздействие средства измерения на измеряемый объект очевидно, при механических измерениях, когда вследствие касания объект измерения может упруго или неупруго деформироваться; однако даже при измерениях с помощью светового луча световые фотоны, имеющие энергию и импульс, изменяют координату, импульс или энергию атомных микрочастиц.

16.3. Помехи

Помехи – нежелательные сигналы, которые могут улавливаться системой измерения вместе с полезным сигналом и вносить ошибки в результат измерений.

Существуют два вида помех:

1. Наводки.

Измерительное устройство всегда находится под воздействием внешних переменных электромагнитных полей естественного или искусственного происхождения, например, создаваемых сетевой проводкой в помещениях, электродвигателями, и т.д. Эти поля индуцируют в проводниках измерительных преобразователей паразитную ЭДС – наводку, неотличимую от полезной ЭДС. Для исключения наводок прибегают к электростатическому экранированию измерителя заземленным металлическим экраном, другим мерам.

2. Случайные шумовые помехи (случайные шумы).

К шумам относят статистические флуктуации измеряемых величин возле среднего значения, которые имеют место даже в равновесных условиях.

Причинами появления шумов являются:

- тепловые колебания в нагретых телах;
- корпускулярная, дискретная природа вещества и электричества;
- дискретная, квантовая природа излучений.

Тепловой шум (шум Джонсона). Неупорядоченное тепловое движение атомных заряженных частиц вызывает статистические колебания плотности заряда в электрических проводниках. Поэтому между концами любого проводника возникает быстофлуктуирующее напряжение U_R – *напряжение теплового шума*. Это электрическое напряжение накладывается на напряжение полезного сигнала и не позволяет точно измерить его величину (рис. 16.1).

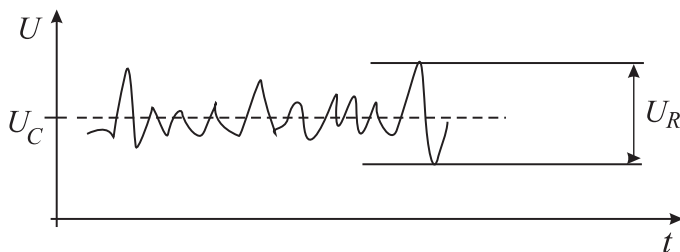


Рис. 16.1. 1.1. Флуктуирующее напряжение шума U_R и напряжение сигнала U_C

Напряжение минимального полезного сигнала U_c , которое удастся измерить, должно быть не менее величины напряжения шума.

Мощность шума, генерируемого резистором, входящим в состав любого измерителя электрических величин, в частотном диапазоне $\Delta\nu$ равна:

$$P_0 = kT\Delta\nu \quad (16.1)$$

Среднее квадратичное значение напряжения теплового шума:

$$(U_R^2)_{\text{эф}} = 4kTR\Delta\nu, \quad (16.2)$$

где k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура резистора, R – сопротивление резистора. Спектр шума равномерный и непрерывный во всем радиочастотном диапазоне, поэтому тепловой шум называют *белым шумом*.

Дробовой шум. Дискретность заряда носителей тока приводит при прохождении тока через потенциальный барьер (например, через $p-n$ переход) к появлению флуктуаций тока в электрической цепи. Только в среднем число носителей заряда, протекающее в цепи в единицу времени, постоянно, но в разные равные промежутки времени их число случайно изменяется. Явление называется *дробовым эффектом* по аналогии с ударами дроби, падающей на металлическую пластину. Среднее квадратичное значение шумового тока вычисляется по формуле Шоттки:

$$(i^2)_{\text{эф}} = 2q_e i_a \Delta\nu, \quad (16.3)$$

где q_e – заряд электрона, i_a – ток через потенциальный барьер.

Квантовый (фотонный) шум. Электромагнитное излучение является потоком квантов. Кванты распределены в потоке случайно, движутся независимо друг от друга, поэтому количество квантов, приходящих в единицу времени на чувствительную площадку фотоприемника, испытывает случайные флуктуации. Мощность этих случайных флуктуаций (мощность квантового шума) равна:

$$(P_R)_{\text{эф}} = 2h\nu\Delta\nu \quad (16.4)$$

где $(P_R)_{\text{эф}}$ – мощность шума потока излучения на детекторе, $\Delta\nu$ – полоса усиливаемых сигналов, $h\nu$ – энергия фотона. Отличием квантового шума от рассмотренных выше является тот факт, что шум содержится в самом носителе полезного сигнала – электромагнитной волне.

16.4. Принцип неопределенности

Принцип неопределенности Гейзенберга налагает фундаментальные ограничения на предельную точность, с которой можно определить ряд параметров микроскопической системы – координату, импульс, энергию и другие. Анализируя мысленный эксперимент по определению положения и величины импульса электрона с помощью потока фотонов, Гейзенберг пришел к выводу, что при точном определении положения электрона необходимо использовать фотоны с малой длиной волны, т.е., большой энергией и импульсом; однако это в процессе столкновения фотона с электроном изменит значение импульса электрона, значение импульса электрона поэтому не определится. Одновременное точное определение и положения, и импульса электрона невозможно.

Существует и другое, более глубокое толкование ограничений достижимой точности измерений квантовых объектов. При этом учитывается также корпускулярно-волновой дуализм квантовых объектов, их особое внутреннее свойство, отражающее неразделимое сочетание волновых и корпускулярных свойств. Положение микрочастицы в пространстве не может быть определено точно не потому, что измерения не точны, а потому, что точного положения частицы не существует. Частица находится в точке рассматриваемой области с вероятностью, не равной 100 %, и эта вероятность равна квадрату некоторой функции от координаты и времени – волновой функции. Точно также и импульс частицы не определен однозначно, имеет вероятностный характер.

Эти вероятностные свойства микрочастиц математически отображаются соотношениями неопределенностей; одно из которых – по одному из возможных направлений в пространстве – имеет вид:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (16.5)$$

где Δx – неопределенность координаты частицы на оси X ; Δp_x – неопределенность проекции ее импульса на эту ось координат; $\hbar$ – постоянная Планка.

В соответствии с соотношением неопределенностей микрочастица не может иметь одновременно точные значения координаты и компоненты импульса по этому же направлению.

Для пары величин – энергия и время – форма соотношения неопределенностей следующая:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (16.6)$$

Это соотношение означает, что определение энергии микрочастицы с точностью ΔE должно занять интервал времени, равный $\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E}$.

В атомной физике ΔE – неопределенность значения энергии E квантовой системы, меняющейся во времени и приобретаемой за время Δt .

Рассмотрим, используя соотношение неопределенностей, вопрос: почему одинаковые атомы испускают свет, отличающийся по частоте.

Пусть при спонтанном излучении возбужденный атом испускает квант света с энергией $E = h\nu$. Время жизни τ атома в возбужденном состоянии (время, за которое число атомов, находящихся в возбужденном состоянии, уменьшается в e раз) связано с неопределенностью энергии ΔE атома в возбужденном состоянии соотношением неопределенностей:

$$\Delta E \cdot \tau \geq \hbar. \quad (16.7)$$

В результате энергии квантов, излученных системой одинаковых атомов, отличаются на ΔE

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\tau}. \quad (16.8)$$

Неоднозначность энергий испускаемых квантов говорит о том, что соответствующие частоты излучения атомов также не одинаковы, находятся в диапазоне частот:

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h}. \quad (16.9)$$

Таким образом, спектральная линия излучения имеет определенную ширину $\Delta \nu$. Выразим ширину линии через время жизни τ атома в возбужденном состоянии:

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\hbar}{h\tau} = \frac{1}{2\pi\tau}; \quad (16.10)$$

здесь учтена зависимость $\hbar = 2\pi\hbar$.

Эта ширина $\Delta \nu$ линии спектра называется *естественной шириной линии*.

Для атомов газа время $\tau \approx 10^{-8} - 10^{-9}$ с; ширина линии, выраженная в единицах длины, равна $\delta\lambda_0 = c \frac{\Delta \nu}{\nu^2} \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ Å (здесь c – скорость света).

Общая характеристика средств и методов измерений

17.1. Эталоны

При измерениях исследуемая физическая величина сравнивается с единицей такой же физической величины, выполняющей роль эталона сравнения.

В метрологии для обеспечения точности измерений разработана и используется система *эталонов* основных измеряемых величин.

Эталон – измерительное устройство, предназначенное и утвержденное для воспроизведения и (или) хранения и передачи шкалы измерений или размера единицы измерения средствам измерений.

Первые эталоны (длины, массы) появились одновременно с древними цивилизациями (в Древнем Египте, Ассирии, Вавилонии). Современные эталоны начали создаваться с 1799 г., когда были изготовлены эталоны метра (платиновый стержень) и эталоны массы (платиновый цилиндр). Эти эталоны хранились в архиве Французской республики.

Первые эталоны, представляющие собой объекты макромира, уже не удовлетворяют современным требованиям точности измерений. Принятая сейчас система эталонов базируется, в основном, на квантовых явлениях, ее основной элемент – эталон времени- частоты; с применением этого эталона разрабатываются почти все другие эталоны.

В настоящее время создан комплекс эталонов, утвержденный Международными соглашениями. Существует семь *первичных эталонов* и два дополнительных.

Первичные эталоны:

1. *Масса*. Килограмм – масса цилиндра из сплава платины и иридия, хранится во Франции.
2. *Длина*. Метр – расстояние, проходимое в вакууме плоской электромагнитной волной за долю секунды, равную $1/\text{скорость света}$. Единица длины стала, таким образом, связанной с единицей времени.
3. *Время*. Секунда – интервал времени, в течении которого совершается 9192631 периодов волны излучения, соответствующего переходу меж-

ду уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома изотопа цезия-133 в отсутствие возмущения полями.

4. *Ток*. Ампер определяется как сила тока, который, проходя по двум параллельным проводникам бесконечной длины, расположенным на расстоянии 1 метра друг от друга в вакууме, вызвал бы между проводниками силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на метр длины.
5. *Температура*. Кельвин (К) определяется температурой тройной точки воды, которая равна 273,16 К.
6. *Сила света*. Кандела (свеча) определяется как сила света, излучаемого в данном направлении от источника, испускающего монохроматическое излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц и мощностью излучения 1/683 Вт на одинстерадиан телесного угла.
7. *Количество вещества*. Мера количества вещества – моль. В моле содержится такое количество частиц, какое находится в 0,012 кг изотопа углерода-12.

Дополнительные эталоны определяют единицы радиана истерадиана.

Первичные эталоны используются при определении **национальных** эталонов, которые, в свою очередь, используются для определения **образцовых** мер

17.2. Методы измерения

17.2.1. Классификация методов измерения

Существует множество различных методов измерений физических величин. Из них необходимо выделить:

- измерения физических величин объектов по моделям объектов;
- изучение физических процессов по их аналогам;
- измерения физических величин с помощью измерительных устройств (классические измерения), чтобы получить *численные значения* нужной физической величины.

17.2.2. Изучение объектов по их физическим моделям и теории подобия

Если непосредственное изучение физических явлений и процессов затруднительно, то измерения проводятся на уменьшенной или увеличенной масштабной модели исследуемого объекта. Необходимо быть уверенным, что модель явления или изучаемой системы подобна этому явлению или системе. *Теория подобия и изучает условия подобия физических явлений, устанавливает критерии подобия различных физических явлений.*

Физические явления, процессы или системы подобны, если они подчиняются одним и тем же физическим законам, и все физические величины, характеризующие один процесс, можно преобразовать в величины другого простым умножением на постоянные коэффициенты – коэффициенты подобия (или пропорциональности). Физическое подобие является обобщением геометрического (пространственного) подобия, при котором существует пропорциональность сходственных геометрических элементов подобных фигур.

При физическом подобии двух систем одноименные физические величины этих систем подобны в пространстве и времени, то есть подобны пространственные картины распределения физических величин и подобны их изменения во времени. Примерами физического подобия являются: – *кинематическое подобие*, когда существует подобие полей (распределения значений в пространстве) скорости для двух рассматриваемых явлений, например, падений тела на Земле и на Луне; – при *динамическом подобии* реализуется подобие систем действующих сил или силовых полей различной физической природы (сил тяжести, сил давления, сил вязкости); – *механическое подобие* (подобие двух потоков жидкости или газа, например, двух фонтанов разной мощности, и др.) предполагает наличие геометрического, кинематического и динамического подобий и т.д.

Сравниваемые явления или процессы являются подобными, если равны их критерии подобия

Критерий подобия – это математическое выражение в виде безразмерной комбинации определяющих (важнейших) параметров процесса. Для разных физических явлений эти критерии разные.

Рассмотрим, например, движение тела в несжимаемой вязкой жидкости (движение самолета, подводной лодки) и возможность изучения движения тела с помощью его модели. Экспериментально было установлено, что характер обтекания тела жидкостью зависит, в основном, от характерного размера тела l (м), скорости тела v (м/с), кинематического коэффициента вязкости ν (м²/с). Видим, что размерность вязкости выражается через размерности размера и скорости тела, т.е. из трёх размерностей определяющих параметров лишь две независимы. В случае двух независимых величин можно составить лишь один безразмерный критерий подобия – Рейнольдса число $Re = vl/\nu$.

Если мы хотим с помощью уменьшенной модели изучать движение самолёта, обтекание его газом, сопротивление движению или подъемную силу, необходимо, чтобы значения критерия подобия (число Рейнольдса) для самолёта и для модели были равны друг другу. Причина такого требования в том, что определенному характеру течения жидкости соответствует определенное значение числа Рейнольдса. При малых значениях числа ($Re \leq 1000$) наблюдается ламинарное течение, при $Re \geq 2300$ – турбулентное.

Если критерии подобия для модели и для натурального объекта равны, движения среды вблизи модели и вблизи натурального объекта будут подобны, и к параметрам модели от параметров объекта можно перейти масштабным пересчетом, т.е. с помощью *коэффициента пропорциональности*. При этом различные физические параметры, входящие в критерии подобия, могут иметь для модели и объекта различающиеся значения.

Теория подобия – основа для правильной постановки экспериментов и обработки их результатов.

17.2.3. Измерения при помощи аналогий. Аналогия между потенциальными полями, между физическими процессами

При изучении физических процессов с использованием моделей физические явления в натурном процессе и при моделировании одни и те же. Однако, возможно проведения измерений путем сравнения физических явлений разной природы. Физические явления, которые имеют разную природу, но описываются одними и теми же дифференциальными уравнениями (при соответствующих начальных и граничных условиях), называют *аналоговыми*. Аналогия между физическими явлениями различного типа позволяет изучать сложные физические системы и явления в них с помощью других явлений, более удобных для экспериментатора. Характерный пример – аналогия между потенциальными электрическими полями в диэлектрике и потенциальными электрическими полями в проводящей среде; другой пример – аналогия между процессами переноса (процессами теплопроводности, диффузии, переноса зарядов).

Пространственные распределения основных физических величин в таких полях подобны. Подтвердим это, рассмотрев распределение электрического поля в диэлектрической среде и поля в проводящей среде при одинаковой конфигурации электродов, создающих поля.

Если в проводящей среде создать с помощью электродов, на которые поданы электрические потенциалы, электрическое поле $\vec{E}$, то в среде потечет электрический ток с плотностью $\vec{j} = \gamma \vec{E}$ (закон Ома в дифференциальной форме). Здесь γ – проводимость среды. Из формулы видно, что векторы $\vec{j}$ и $\vec{E}$ имеют одинаковое направление и по величине отличаются постоянным коэффициентом γ . Так как закон справедлив в любой точке среды, то и распределение физических величин, отражаемых векторами, одинаково не зависит от значения γ вплоть до ее очень малых величин, соответствующих диэлектрику.

Можно сделать вывод, что картины распределения электрических полей в диэлектрике и проводящей среде подобны, и мы можем изучать распределение

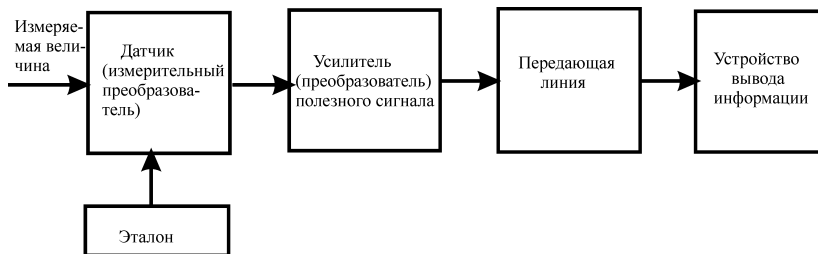


Рис. 17.1. Блок-схема измерительного устройства

поля в диэлектрической среде, что сделать непосредственно технически сложно, по распределению электрического поля в проводящей среде. Необходимо только обеспечить геометрическое подобие электродов, на которые подаются электрические потенциалы.

На рассмотренной аналогии полей основан метод «электролитической ванны».

В ванну с проводящей жидкостью помещают электроды, геометрически подобные электродам изучаемого технического устройства. На электроды подают электрические напряжения, и изучают картину распределения электрических потенциалов в жидкости, по этой картине восстанавливают картину электрического поля между электродами, руководствуясь известным из электростатики положением о перпендикулярности эквипотенциальных поверхностей и линий напряженности электрического поля.

Ниже более подробно будут рассмотрены также аналогии между механическими, акустическими и электрическими физическими величинами, между тепловыми и электрическими величинами. На этих аналогиях основаны методы математического моделирования исследуемых объектов.

17.2.4. Непосредственное измерение физических величин

При любых методах экспериментальных исследований необходимо измерение численных значений физической величины. Для проведения измерений обычно используют приборы и передаточные элементы, которые вместе образуют *измерительное устройство*. В этом устройстве элементом, реагирующим на воздействие измеряемой физической величины, является измерительный преобразователь.

Измеряемая величина поступает на вход измерительного преобразователя. Назначение преобразователя – преобразовать измеряемую величину, природа

которой может быть самой различной – механической, химической, электрической – в более удобный для использования вид, например, в электрический её аналог, так как электрический сигнал удобнее использовать в измерительной системе в дальнейшем. Измерительный преобразователь, подвергаясь воздействию физической измеряемой величины m , то есть, получая входной сигнал, выдает эквивалентный ему выходной сигнал $s = G(m)$.

Преобразование проводится с одновременным сравнением измеряемой величины с единицей измерения с помощью эталона единицы измерения. Выходной сигнал преобразователя сравнивается с эталонным сигналом, такой сигнал, например, в стрелочных приборах, создается упругими элементами. Генерация эталонного сигнала, таким образом, может быть заложена в конструкцию самого преобразователя. Эталонном в стрелочном приборе можно считать шкалу прибора, выходным сигналом – отклонение стрелки, выраженное в делениях шкалы.

Если сигнал после преобразователя имеет электрическую форму, он далее усиливается в усилителе и может быть преобразован в форму, удобную для передачи с помощью передающей линии в устройство вывода информации, (показывающее цифровое табло, монитор, стрелочный прибор и др.).

17.3. Измерительные преобразователи

17.3.1. Основные характеристики измерительных преобразователей

К основным параметрам датчиков, характеризующим их способность воспринимать информацию о количественном значении измеряемой физической величины и пригодность датчика для использования в измерительных системах, обычно относят *чувствительность, динамические характеристики, выходной импеданс*, и некоторые другие. Эти параметры характеризуют любой измерительный преобразователь независимо от принципа действия, числа ступеней, - как единое целое, как отдельное функциональное устройство.

17.3.2. Чувствительность

Чувствительностью преобразователя является отношение изменения выходного сигнала Δs к изменению измеряемой величины Δm :

$$S = \frac{\Delta s}{\Delta m}. \quad (17.1)$$

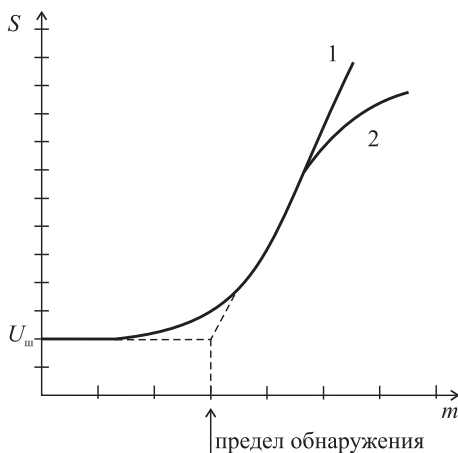


Рис. 17.2. Изменение выходного сигнала в случае линейной передаточной функции (1) и функции с насыщением (2).

Единицы, в которых выражается S , зависят от принципа работы датчика и от природы измеряемой физической величины; например, при измерении температуры чувствительность выражается в Ом/°С для терморезистора и в мкВ/°С для термопары.

Чувствительность датчика может зависеть от многих параметров, в том числе, от условий окружающей среды.

Часто отношение величины выходного сигнала к входному не является одинаковым во всем диапазоне при изменении входной величины, а является функцией $G(m) = s/m$ входной величины. Отношение выходной величины к входной называется *передаточной функцией датчика*. Примеры передаточной функции показаны на рис. 17.2. Линии 1 и 2 – зависимости выходного сигнала от измеряемой величины, передаточные функции. В случае линейной передаточной функции (прямая 1), ее можно представить в виде выражения:

$$s = U_{\text{ш}} + a \cdot m = G(m) \cdot m. \quad (17.2)$$

Здесь $G(m)$ – значение передаточной функции, когда измеряемая величина равна m ; $U_{\text{ш}}$ – значение выходного сигнала при нулевом значении измеряемой величины, которым может быть как постоянная составляющая выходного сигнала, так и напряжение собственного шума датчика; a – наклон линейного участка. Этот наклон в данном случае и является чувствительностью S датчика:

$$a = S = \frac{dS}{dm}. \quad (17.3)$$

Вид передаточной функции не обязательно линейный. На рис. 17.2 кривая 2 показывает вид передаточной функции с насыщением. Конкретный вид функции определяется физическими эффектами, используемыми в датчике.

В случаях, когда на выходной сигнал датчика оказывают влияние несколько внешних воздействий, его передаточная функция становится *многомерной*. Примером датчика с *двумерной* передаточной функцией является тензорезистивный датчик механических напряжений. Его электрическое сопротивление R_T зависит как от измеряемого механического напряжения σ образца, так и от температуры T образца:

$$R_T = f(\sigma, T). \quad (17.4)$$

При измерениях механического напряжения зависимость от температуры создает помеху точным измерениям и требует знания передаточных функций и терморезистивной, и тензорезистивной. Двумерная передаточная функция изображается некоторой поверхностью.

При приеме слабых сигналов важно знать предельное значение, различимое на фоне шумов, мешающих сигналов. Анализ этого вопроса важен, например, в случае датчиков оптического излучения. Предельно малую мощность различимого полезного сигнала называют *мощностью, эквивалентной шуму (NEP)* – это такая мощность падающего на датчик – детектор оптического излучения, при которой датчик генерирует полезный выходной сигнал, равный среднеквадратичному значению шума на выходе датчика. При таком сигнале *отношение сигнал/шум равно единице*. На рис. 17.2 значение предельно – малой измеряемой величины показано стрелкой. Значение **NEP** выражается формулой:

$$\text{NEP} = \frac{U_{\text{Спред}}}{S_\lambda}, \quad (17.5)$$

где $U_{\text{Спред}} = \sqrt{U_{\text{швых}}^2}$ – мощность предельно малого сигнала на выходе; S_λ – чувствительность детектора на длине волны λ (спектральная чувствительность).

Обнаружительная способность – это величина, обратная **NEP**:

$$D = \frac{1}{\text{NEP}}. \quad (17.6)$$

И **NEP**, и обнаружительная способность датчика оптического излучения зависят от площади A чувствительной площадки датчика.

Чтобы можно было сравнивать датчики с разной поверхностью чувствительной площадки, введено понятие *нормированной обнаружительной способности* D^* , где зависимость от величины поверхности исключена:

$$D^* = \frac{(A \cdot \Delta f)^{1/2}}{NEP} = \frac{S_\lambda (A \cdot \Delta f)^{1/2}}{\sqrt{U_{швых}^2}}. \quad (17.7)$$

17.3.3. Динамические характеристики

В стационарных условиях датчик описывается передаточной функцией, которая относится к измерениям в установившемся режиме, когда объект измерения и датчик оказываются в равновесном состоянии и все процессы обмена энергией между датчиком и объектом измерения закончились. Однако часто измеряемая физическая величина изменяется со временем, и равновесное состояние не успевает установиться в связи с инерционностью процессов. Поэтому параметры любого датчика зависят от продолжительности измерения. Зависимости параметров датчика от изменений во времени измеряемых величин называются *динамическими характеристиками*. Передаточная функция датчика также оказывается зависящей от времени.

Если время установления равновесного состояния системы датчик – измеряемый объект мало, и можно также пренебречь влиянием шумов датчика, то выходной сигнал датчика описывается выражением:

$$s(t) \approx G \cdot m, \quad (17.8)$$

т.е. динамическая и статическая передаточные характеристики совпадают. Такие датчики называются датчиками *нулевого порядка*.

Существуют и другие датчики, в состав которых входят элементы, способные накапливать энергию. Если в состав датчика входит один такой *энергонакопительный* элемент, поведение датчика при измерении физической величины описывается дифференциальным уравнением первого порядка:

$$A \cdot \frac{ds(t)}{dt} + Bs(t) = m, \quad (17.9)$$

где A и B – константы; $\frac{ds(t)}{dt}$ – скорость изменения выходного сигнала.

При резком, внезапном изменении сигнала на входе (при скачкообразном изменении), изменение выходного сигнала во времени (решение уравнения (17.9)) может быть представлено в виде:

$$s(t) = \frac{m}{B} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (17.10)$$

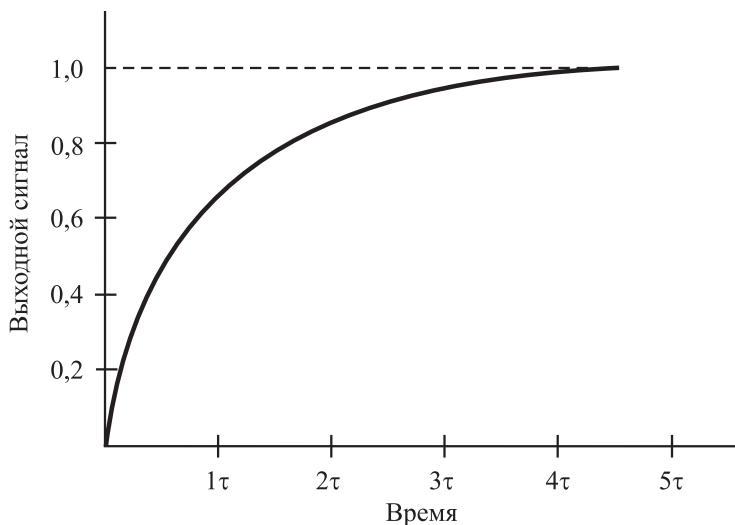


Рис. 17.3. Реакция системы первого порядка на скачок на входе

где $\tau = \frac{A}{B}$ называется постоянной времени; $\frac{m}{B} = s_m$ — установившееся значение выходного сигнала. Используя последнее обозначение, перепишем (17.10) в виде:

$$s(t) = s_m(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (17.11)$$

Постоянная времени является мерой инерционности датчика. Если энергонакопительный элемент — электрический конденсатор емкостью C , то $\tau = CR$, где R — сопротивление цепи, по которой заряжается конденсатор; если датчик измеряет тепловые величины, то под C понимают теплоемкость чувствительного элемента датчика, а под R — тепловое сопротивление пути теплообмена между измеряемым объектом и датчиком.

Изменение выходного сигнала с течением времени при скачкообразном изменении входного сигнала в датчике, описываемом уравнением первого порядка (с одним энергонакопительным элементом), показано на рис. 17.3

Через промежуток времени, равный τ , выходной сигнал станет равным $0,63s_m$, через промежуток 2τ станет равным $0,87s_m$, через 3τ — $0,95s_m$, через 5τ — $0,99s_m$.

Примером измерительной системы первого порядка может служить термометр.

В реальных датчиках, имеющих сложную структуру, в которых могут иметь-

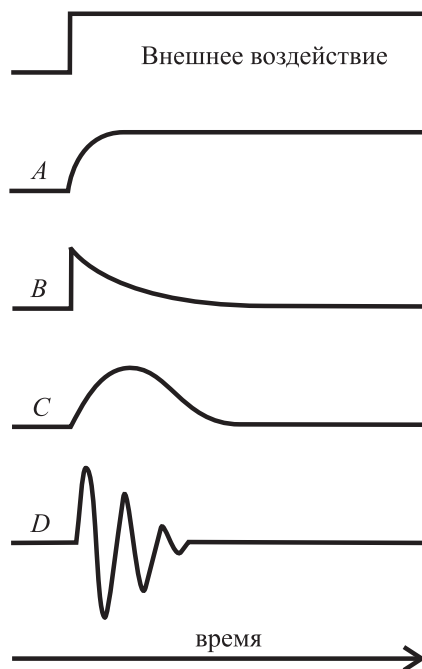


Рис. 17.4. Варианты выходных сигналов. А, В и С – системы первого порядка; D – система второго порядка.

ся два и более энергонакопительных элементов, для анализа процессов используют дифференциальное уравнение второго порядка, и изменения выходного сигнала при скачкообразном изменении входного могут быть более сложными (рис. 17.4).

17.3.4. Частотная характеристика

Если измеряемая величина m является периодической функцией времени, то выходной сигнал $s(t)$ имеет ту же периодичность.

Изменяя частоту измеряемой величины и определяя значение выходного сигнала, можно определить *амплитудно-частотную характеристику* датчика, которая в полной мере характеризует динамические свойства датчика.

Пусть измеряемая величина описывается выражением:

$$m(t) = m_0 + m_1 \cos \omega t, \quad (17.12)$$

где m_0 – постоянная составляющая; m_1 – амплитуда переменной составляющей, изменяющейся с частотой $\omega = 2\pi f$.

Выходной сигнал приобретает форму

$$s(t) = s_0 + s_1 \cos(\omega t + \varphi), \quad (17.13)$$

где s_0 – постоянная составляющая, соответствующая величине m_0 ; s_1 – амплитуда переменной составляющей выходного сигнала; φ – сдвиг фазы между колебаниями на выходе и входе.

Отношения постоянных составляющих s_0/m_0 и переменных s_1/m_1 , являющихся чувствительностями датчика в статическом и динамическом режимах, между собой не равны, что обусловлено механической, тепловой или электрической инерцией датчика, которая мешает тому, чтобы сигнал мгновенно следовал за измеряемой величиной, и чем выше частота, тем сильнее инерция сказывается.

При этом связь между выходной s и входной m величинами представляет собой дифференциальное уравнение (17.9):

$$A \cdot \frac{ds(t)}{dt} + Bs(t) = m. \quad (17.14)$$

Воспользуемся известным решением этого уравнения для случая, когда входная величина – гармоническая функция времени. При этом переменная часть выходного сигнала $s_{\sim}$ также гармоническая функция:

$$s_{\sim} = s_1 \cos(\omega t + \varphi). \quad (17.15)$$

Амплитуда s_1 и фаза φ выходного сигнала определяются выражениями:

$$s_1 = \frac{m_1}{B} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_c)^2}}, \quad (17.16)$$

$$\varphi = -\arctg(f/f_c). \quad (17.17)$$

Здесь

$$f_c = \frac{B}{2\pi A} \quad (17.18)$$

– граничная частота; f – частота изменения входной величины.

Выражение для чувствительности датчика в зависимости от частоты входной величины запишется в виде:

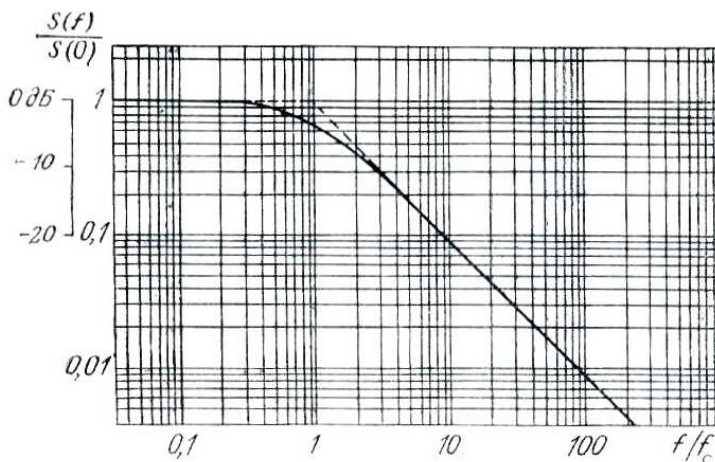


Рис. 17.5. Амплитудно-частотная характеристика системы первого порядка.

$$S(f) = \frac{s_1}{m_1} = \frac{1}{B} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_c)^2}}. \quad (17.19)$$

Здесь $\frac{1}{B} = S(0)$ – чувствительность датчика в статическом режиме. Поэтому выражение амплитудно-частотной характеристики запишем в виде:

$$S(f) = S(0) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_c)^2}}. \quad (17.20)$$

В графическом виде и двойном логарифмическом масштабе это выражение представлено на рис. 17.5.

Мы видим, что датчик на частотах входной величины, существенно больших граничной частоты $f/f_c \gg 1$, значительно уменьшает свою чувствительность, становится неработоспособным. Поэтому граничную частоту называют еще *частотой среза*. На частоте сигнала, равной граничной, $f = f_c$ и чувствительность, как видно из (17.19), уменьшается в $\sqrt{2}$ раз (на 3 дБ).

Вводится понятие – *полоса пропускания* Δf , под которой понимается диапазон частот, в котором чувствительность уменьшается относительно максимального значения не более, чем на 3 дБ. Для системы первого порядка:

$$\Delta f = f_c. \quad (17.21)$$

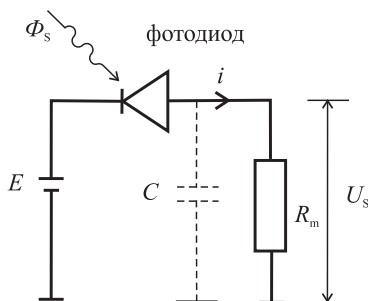


Рис. 17.6. Фотодиодный датчик оптического сигнала – система первого порядка.

Постоянная времени τ датчика и граничная частота f_c между собой связаны уравнением:

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (17.22)$$

Рассмотрим в качестве примера амплитудно-частотную характеристику датчика оптического сигнала – фотодиода. Схема фотодиодного датчика показана на рис. 17.6.

Входная величина – световой поток Φ_S – попадает на фотодиод и в статическом режиме вызывает появление фототока i

$$i = S(0) \cdot \Phi_S. \quad (17.23)$$

Фототок заряжает емкость C до напряжения U_S – напряжения выходного сигнала. Емкость C складывается из собственной емкости между электродами фотодиода, емкости соединительных проводников и емкости устройства, измеряющего выходной сигнал (не показано на рисунке).

По окончании кратковременного светового импульса засветки фотодиода емкость C разряжается через резистор R_m и напряжение U_S уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону. Постоянная времени этого процесса равна:

$$\tau = C \cdot R_m. \quad (17.24)$$

Если входной световой поток модулирован по интенсивности переменным синусоидальным сигналом, то полоса пропускания фотодиодного датчика равна:

$$\Delta f = f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi C \cdot R_m}. \quad (17.25)$$

Так, при типичных значениях $C = 100$ пф, $R_m = 100$ Ом получим: $\Delta f \approx 2 \cdot 10^7$ Гц, $\tau = 10^{-8}$ с. Задний фронт импульса сигнала растянется, и за время τ напряжение U_s упадет до уровня 37 % от того значения, которое было при засветке фотодиода (см. рис. 17.3 и формулу (17.11)).

Измерительные системы и измерительные комплексы

18.1. Общие сведения

Функциональное назначение измерительной системы – проведение измерения путем сравнения измеряемой величины с единицей измеряемой величины и представление полученной информации пользователю в удобном виде.

В случае необходимости измерения многих физических величин измерительная система объединяет много разных датчиков, преобразователей сигналов, сигнальных процессоров, запоминающих устройств и др., является измерительным комплексом.

На рис. 18.1 в качестве примера показана блок-схема автоматизированного измерительного комплекса, состоящего из системы сбора данных и управляющего устройства.

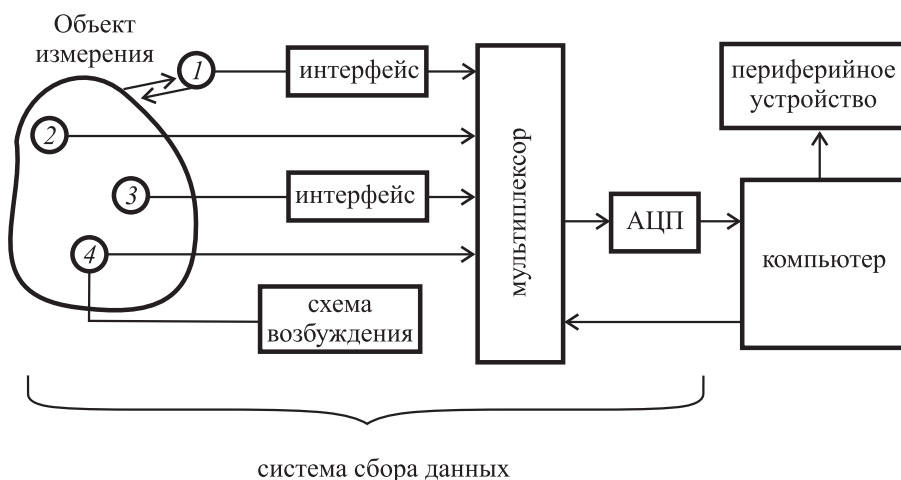


Рис. 18.1. Автоматизированный измерительный комплекс.

Данные об измеряемом объекте собираются при помощи датчиков, часть из которых (2, 3 и 4) располагается на поверхности или внутри объекта. Датчик 1 является *бесконтактным*, он не имеет непосредственной связи с объектом (например, им может быть детектор излучений). Датчики 1 и 3 не могут быть напрямую подсоединены к стандартным электронным схемам из-за несоответствия форматов выходных сигналов, для их подключения требуются специальные преобразователи сигналов – *интерфейсы*.

Датчики 1, 2 и 3 – генераторные (пассивные), источником энергии их выходных сигналов является энергия входной величины. Датчик 4 параметрический (активный), для обеспечения его работы требуется электрическая энергия от внешнего источника (от схемы возбуждения). Этот датчик модулирует сигнал схемы возбуждения в соответствии с изменением измеряемого параметра.

Электрические сигналы с выходов датчиков и интерфейсных устройств поступают на мультиплексор, выполняющий роль переключателя. Если сигналы аналоговые, они поступают на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), где преобразуются в форму цифрового кода, затем – на компьютер, который синхронизирует работу мультиплексора и АЦП. В состав измерительного комплекса могут входить периферийные устройства (память, дисплеи, сигнализаторы и т.д.).

18.2. Согласование измерительного преобразователя с устройством обработки данных. Интерфейсные устройства

18.2.1. Общая характеристика

Электрический сигнал на выходе измерительного преобразователя зачастую бывает или очень слабым, или зашумленным, или содержит нежелательные составляющие. В дополнение к этому, формат сигнала (аналоговый или цифровой) может не соответствовать формату системы приема данных. Поэтому для подключения датчика к системе приема данных требуется промежуточное согласующее устройство, которое преобразует выходной сигнал датчика к определенному виду. Схема преобразования (согласования) сигналов называется *интерфейсом* между датчиком и последующими устройствами. Входные схемотехнические характеристики интерфейса должны быть совместимы с выходными параметрами датчика, а выходные – с входным параметром последующих устройств.

Чтобы передать в последующие устройства оптимальную мощность сиг-

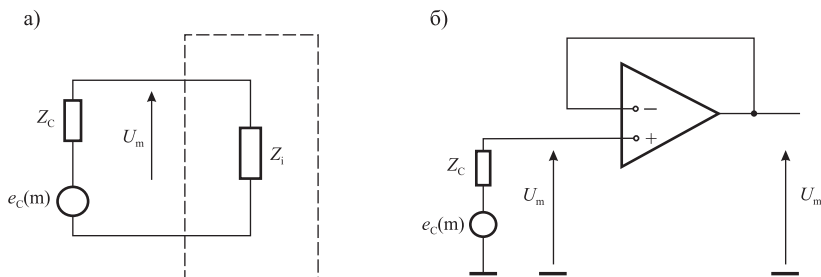


Рис. 18.2. Эквивалентная схема согласования по напряжению датчика с измерительной схемой.

нала, обеспечить оптимальную чувствительность датчика, нужно *согласовать выходной импеданс преобразователя с входным импедансом интерфейса*.

Импеданс устройства образуется совокупностью емкости, индуктивности, омического сопротивления устройства.

Датчик в электрическом смысле можно представить в виде *эквивалентного генератора* сигнала, обладающего *своим выходным импедансом*.

Рассмотрим три распространенных случая, соответствующих каждый определенному типу выходных параметров датчика.

На рис. 18.2 показана эквивалентная схема *согласования по напряжению* датчика с последующей измерительной схемой.

Эквивалентный генератор является источником э.д.с., имеет выходной импеданс Z_c ; Z_i – входной импеданс согласующей цепи. Источник э.д.с. и оба импеданса включены последовательно друг с другом. Измеряемое напряжение U_m на входе в измерительную цепь равно:

$$U_m = e_c \frac{Z_i}{Z_i + Z_c}. \quad (18.1)$$

Чтобы свести к минимуму влияние на измеряемое напряжение U_m изменений Z_c , необходимо, чтобы выполнялось условие $Z_i \gg Z_c$, и при этом получается:

$$U_m \approx e_c. \quad (18.2)$$

Таким образом, согласующее устройство должно обладать высоким входным импедансом Z_i . Этому условию удовлетворяют операционные усилители с отрицательной обратной связью, включаемые, например, по схеме повторителя напряжения (рис. 18.2, б).

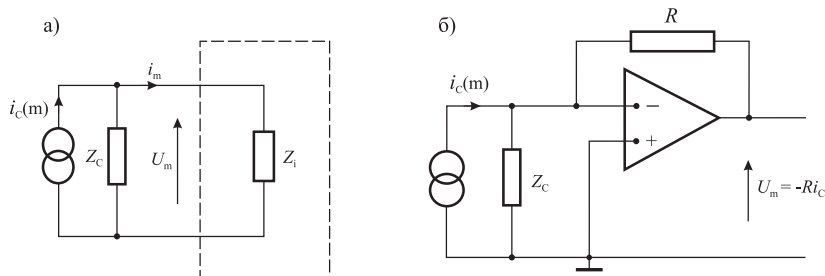


Рис. 18.3. Эквивалентная схема согласования по току датчика с измерительной цепью.

Если эквивалентный генератор датчика является источником тока $i_c(m)$ с внутренним импедансом Z_c (например, фотодиод или фотумножитель) (рис. 18.3, а), требуется *согласование по току*.

Ток i_m в измерительной цепи равен

$$i_m = i_c(m) \frac{Z_c}{Z_i + Z_c}. \quad (18.3)$$

Необходимо, чтобы импеданс Z_i нагрузки (входа измерительной цепи) был много меньше импеданса Z_c ($Z_i \ll Z_c$). При этом $i_m \approx i_c(m)$.

Падение напряжения U_m на нагрузке может оказаться очень малым; необходимо использовать преобразователь ток-напряжение (рис. 18.3, б), что позволит на его выходе получить усиленное напряжение

$$U_m = -R \cdot i_c. \quad (18.4)$$

Если эквивалентный генератор является источником заряда, импеданс C_c которого имеет емкостный характер (рис. 18.4, а), например, кристалл пьезоэлектрика, то необходимо согласование по переносу заряда и к выходу датчика подключают усилитель с возможно большим входным сопротивлением.

На рис. 18.4, б показано использование зарядового усилителя, выходное напряжение которого пропорционально количеству заряда на входе:

$$U_m = \frac{q_c(m)}{C_r}. \quad (18.5)$$

Здесь C_r – емкость конденсатора обратной связи усилителя.

Для иллюстрации роли согласования рассмотрим работу схемы измерения формы импульса тока, создаваемого датчиком, являющимся генератором тока.

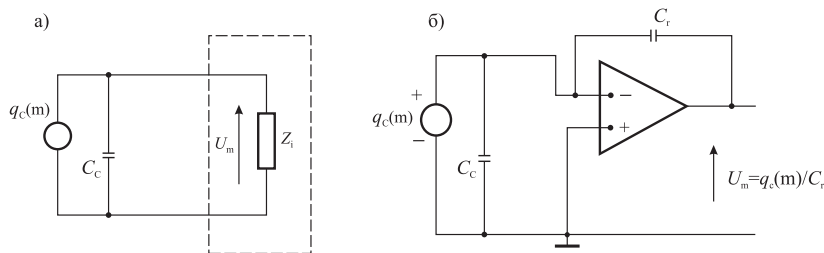


Рис. 18.4. Эквивалентная схема согласования с измерительной цепью датчика, являющегося источником заряда.

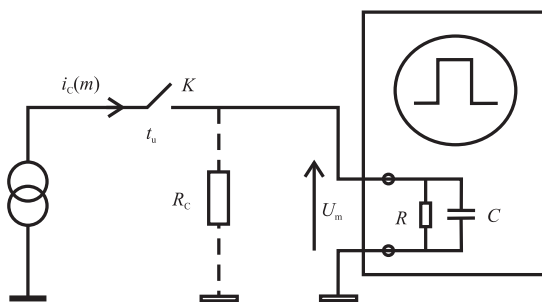


Рис. 18.5. Схема измерения параметров импульса тока.

Измерение формы импульса производится с помощью осциллографа, схема измерения показана на рис. 18.5.

Входной импеданс осциллографа характеризуется параллельно включенными сопротивлением R и емкостью C .

Датчик генерирует сигнал в виде одиночного прямоугольного импульса тока $i_c(m)$ амплитудой i_0 и длительностью t_n . Импульс формируется замыканием ключа K на время t_n . Формы импульсов тока $i_c(m)$, а также напряжения U_m на входе осциллографа показаны на рис. 18.6.

Импульс напряжения не повторяет по форме импульс тока. Его передняя нарастающая часть имеет длительность t_n импульса тока: во время действия тока конденсатор C заряжается до величины напряжения

$$U_0 = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int_0^{t_n} i_c dt, \quad (18.6)$$

где i_c – ток через конденсатор с емкостью C ; q – заряд конденсатора.

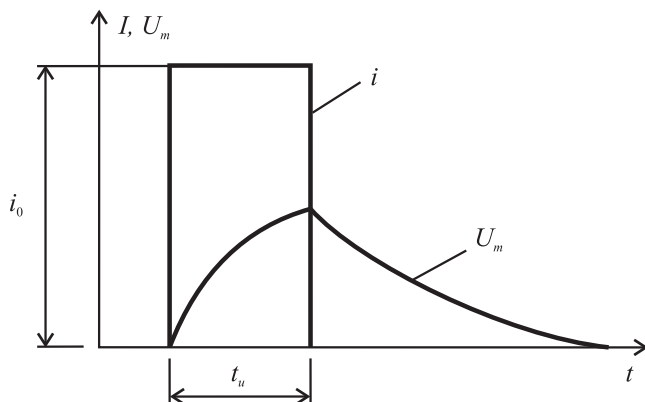


Рис. 18.6. Форма импульса напряжения на выходе согласующего устройства.

После окончания импульса тока (ключ K размыкается) конденсатор разряжается через резистор R , напряжение на нем падает по закону

$$U = U_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (18.7)$$

где $\tau = RC$ – постоянная времени разряда $R - C$ цепочки.

Типичные значения входных сопротивления и емкости осциллографа: $R = 10^6$ Ом, $C = 30$ пф; постоянная времени $\tau = RC = 3 \cdot 10^{-5}$ с. Вычисленное в соответствии с (18.7) время $t_{\text{сп}}$ спада напряжения заднего фронта импульса напряжения до 0,1 от амплитудного значения составляет $t_{\text{сп}} \sim 6,9 \cdot 10^{-5}$ с. При исследовании импульсных процессов такой спад будет вносить существенное погрешности при длительностях импульсов порядка 10^{-4} с и менее.

Для согласования датчика с осциллографом применяют согласующее устройство в виде резистора R_c , включаемого параллельно входу осциллографа. С учетом этого резистора постоянная времени спада заднего фронта импульса напряжения U_m равна:

$$\tau_c = \frac{R \cdot R_c}{R + R_c} \cdot C. \quad (18.8)$$

Если согласующее сопротивление $R_c = 100$ Ом, получим время спада импульса до уровня $0,1U_m$ $t_{\text{сп}} \approx 6,9 \cdot 10^{-9}$ с, и теперь осциллограф позволит исследовать и импульсные процессы с длительностью до 10^{-8} с. Согласующий резистор увеличит быстродействие измерений в $\sim 10^4$ раз. Недостатком такого способа согласования является уменьшение в такое же число раз величины напряжения, поступающего на вход осциллографа.

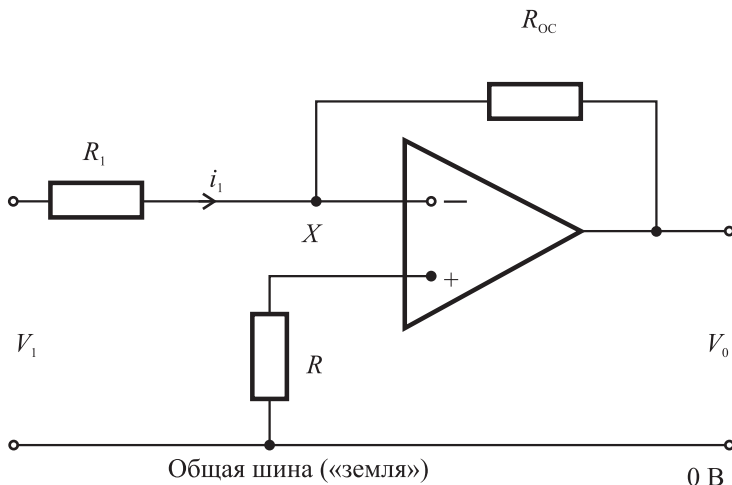


Рис. 18.7. Инвертирующий усилитель

18.2.2. Усиление сигналов

У большинства пассивных датчиков выходные сигналы очень малы, могут иметь значение порядка микровольт и микроампер. Эти величины много меньше требующихся для стандартных электронных устройств типа АЦП, мультиплексоров значений входных сигналов – порядка вольта или миллиампера. Поэтому выходные сигналы датчиков требуют усиления – по напряжению до 10^4 раз, по току – до 10^6 раз.

В настоящее время основой для создания усилительных схем являются *операционные усилители (ОУ)*.

Современный ОУ – это микросхема, выполненная в металлическом или пластмассовом корпусе с выводами в виде штырьков для подсоединения к остальным элементам усилительной схемы. В состав ОУ могут входить сотни транзисторов, резисторов и конденсаторов.

На основе ОУ строят специализированные усилители, предназначенные для подключения различных датчиков.

Операционный усилитель. На рис. 18.7 показано включение операционного усилителя по схеме *инвертирующего усилителя*.

Операционный усилитель имеет очень высокую величину передаточной функции – более 100000. Через резистор R_{oc} отрицательной обратной связи выходное напряжение V_0 подается в точку X .

При обычном значении выходного напряжения $V_0 \approx \pm 10$ В напряжение V_X ,

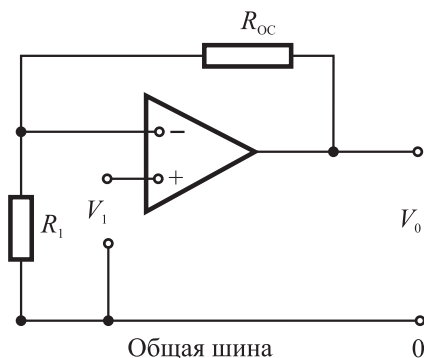


Рис. 18.8. Неинвертирующий усилитель

приложенное к усилителю в точке X , оказывается равным $\pm \frac{10}{100000} = \pm 10^{-4}$ В, т.е. близким к нулю. Точка X , таким образом, имеет фактически потенциал общей шины. Разность потенциалов на резисторе R_1 равна поэтому входному потенциалу V_1 . Ток i_1 , протекающий по резистору R_1 , равен:

$$i_1 = \frac{V_1}{R_1}. \quad (18.9)$$

Так как входной импеданс операционного усилителя очень велик, ток в усилитель из точки X отсутствует, весь ток i_1 течет только через резистор R_{oc} . Разность потенциалов на резисторе R_{oc} равна $(V_X - V_0)$, т.е., фактически, равна V_0 . Поэтому:

$$-V_0 = i_1 \cdot R_{oc}. \quad (18.10)$$

Можно вычислить передаточную функцию G_{yc} :

$$G_{yc} = \frac{V_0}{V_1} = -\frac{R_{oc}}{R_1}. \quad (18.11)$$

Отрицательный знак означает, что выходной сигнал перевернут на 180° по фазе по отношению к входному сигналу (инвертирован).

Неинвертирующий усилитель показан на рис. 18.8.

Для такой схемы передаточная функция:

$$G = 1 + \frac{R_{oc}}{R_1}. \quad (18.12)$$

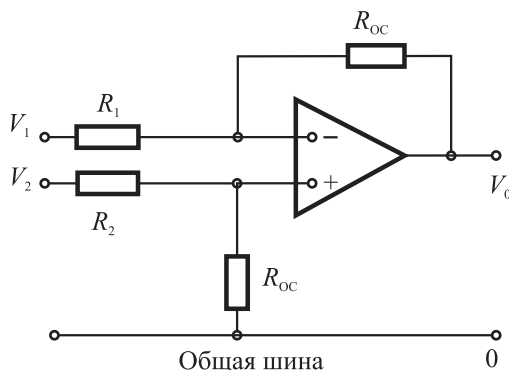


Рис. 18.9. Дифференциальный усилитель

На рис. 18.9 показан усилитель с двумя входами для усиления двух разных сигналов и одним выходом; такой усилитель называется *дифференциальным*. Основная функция усилителя – формирование выходного сигнала, пропорционального разности напряжений на его входах:

$$V_0 = G(V_2 - V_1) = G \cdot \Delta V. \quad (18.13)$$

Передаточная функция такого усилителя:

$$G_{\text{диф}} = \frac{R_{\text{OC}}}{R_1}. \quad (18.14)$$

Такой усилитель используется часто в мостовых схемах для усиления разности потенциалов выходного разбаланса напряжений (на диагонали моста).

Для дифференциального ОУ выходной сигнал должен зависеть только от разности напряжений ΔV сигналов, приложенных к его входам, но не должен зависеть от самой величины сигналов на входах.

Но на практике одновременное и согласованное изменение напряжений на входах ОУ (*синфазное напряжение* V_{CM}) приводит к возникновению выходного сигнала, оказывающего мешающее действие. Этот эффект оценивается *коэффициентом ослабления синфазного сигнала (КОСС)*:

$$\text{КОСС} = \frac{G_{\text{диф}}(V_{\text{CM}} = 0)}{G_{\text{CM}}(V_{\text{CM}} = V_1 = V_2)}, \quad (18.15)$$

где $G_{\text{диф}}(V_{\text{CM}} = 0)$ – дифференциальная передаточная функция при синфазном напряжении, равном нулю; $G_{\text{CM}}(V_{\text{CM}} = V_1 = V_2)$ – передаточная функция син-

фазного сигнала при синфазном напряжении, равном потенциалу $V_1 \approx V_2$ входного сигнала относительно общей шины.

Величина **КОСС** обычно выражается в децибелах:

$$\text{КОСС} = 20 \lg \frac{G_{\text{диф}}}{G_{\text{СМ}}}. \quad (18.16)$$

Типичной величиной **КОСС** является 90 дБ ($\frac{G_{\text{диф}}}{G_{\text{СМ}}} = 3,16 \cdot 10^4$). Если дифференциальный усилитель используется для измерения напряжения рассогласования U_C измерительного моста, и средний потенциал входов усилителя относительно общей шины равен $V_{\text{отн}} \approx 1\text{В}$, то выходной сигнал усилителя окажется таким, как будто между входами возникла разность потенциалов $\Delta V = \frac{V_{\text{отн}}}{\text{КОСС}} = \frac{1}{3,16 \cdot 10^4} = 36 \text{ мкВ}$.

Если на дифференциальный усилитель попадет полезный сигнал ΔV меньше, чем 36 мкВ, он окажется незаметным на фоне синфазного сигнала.

Для преобразования в напряжение сигналов от емкостных датчиков, пироэлектрических чувствительных элементов и др. устройств, имеющих в качестве выходной величины малые электрические заряды (порядка пКл – пикокулон) или малые электрические токи (порядка пикоампер – пА), используются *усилители заряда*. Усилитель заряда является фактически преобразователем заряда в напряжение. Его схема показана на рис. 18.10.

Усилитель заряда называют также интегрирующим усилителем. В цепи обратной связи ОУ стоит конденсатор $C_{\text{ОС}}$, имеющий сопротивление утечки r . Разность потенциалов на нем равна $(V_- - V_0)$ (V_- – потенциал инвертирующего входа ОУ), где V_- – потенциал, фактически равный потенциалу общей шины, т.е. нулю. Следовательно, заряд конденсатора равен $-C_{\text{ОС}} \cdot V_0$. Сопротивление утечки r должно быть возможно большим.

Заряд возникает в результате действия входной величины – входного тока – и является входным зарядом Q . В случае очень малых токов утечки по сопротивлению r можно записать:

$$V_0 = -\frac{Q}{C_{\text{ОС}}}. \quad (18.17)$$

Передаточную функцию усилителя заряда можно представить в виде:

$$G = \frac{V_0}{Q} = -\frac{1}{C_{\text{ОС}}}, \quad (18.18)$$

её размерность В/Кл.

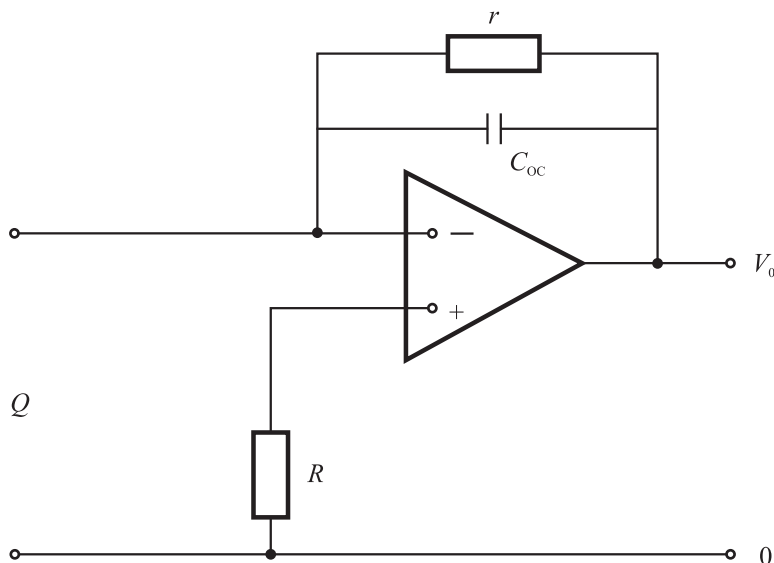


Рис. 18.10. Зарядовый усилитель.

18.2.3. Измерение отношений сигналов

При построении интерфейсных схем хорошим способом улучшения точности измерений является *измерение отношений*. Метод измерения отношений предполагает использование в измерительной системе двух датчиков, один из которых является рабочим, т.е. измеряющим интересующее нас внешнее воздействие, другой – компенсационным, который выполнен не реагирующим на воздействие измеряемой физической величины. Остальные внешние факторы воздействуют на оба датчика одинаково, изменяя их параметры. Разница выходных сигналов от обоих датчиков определится только воздействием нужной измеряемой величины, явится полезным выходным сигналом, «очищенным» от влияния мешающих факторов внешней среды.

Следует отметить, что метод работает, только когда источники погрешностей имеют *мультипликативную*, а не аддитивную природу. Это значит, что таким образом нельзя снизить тепловой шум, но можно уменьшить влияние на чувствительность датчиков таких факторов, как нестабильность источников питания, окружающая температура, влажность, старение и т.д.

Для измерения отношений часто используется мостовая схема Уитстона.

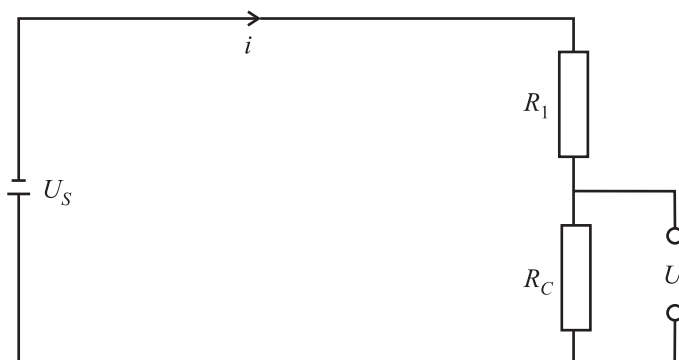


Рис. 18.11. Потенциометрическая схема измерения

18.2.4. Мостовые схемы

Рассмотрим схему, используемую при измерении температуры с помощью терморезистора, являющимся измерительным преобразователем.

Для получения выходного сигнала U через терморезистор пропускают электрический ток и измеряют падение напряжения на нем (рис. 18.11).

Схема имеет название потенциометрической.

Здесь R_C – терморезистор, R_1 – вспомогательный резистор, U_S – напряжение на зажимах батареи.

Для такой схемы напряжение выходного сигнала равно:

$$U = i \cdot R_C = \frac{U_S}{R_1 + R_C} R_C. \quad (18.19)$$

Измерив напряжение U , можно по закону Ома вычислить сопротивление:

$$R_C = \frac{U}{i}. \quad (18.20)$$

Недостатком схемы является наличие в выходном сигнале U постоянной составляющей U_0 , но не содержащей полезной информации:

$$U = i(R_0 + \Delta R_C) = iR_0 + i\Delta R_C = U_0 + \Delta U. \quad (18.21)$$

Полезная информация – это изменение ΔR_C величины R_C

$$R_C = R_0 + \Delta R_C. \quad (18.22)$$

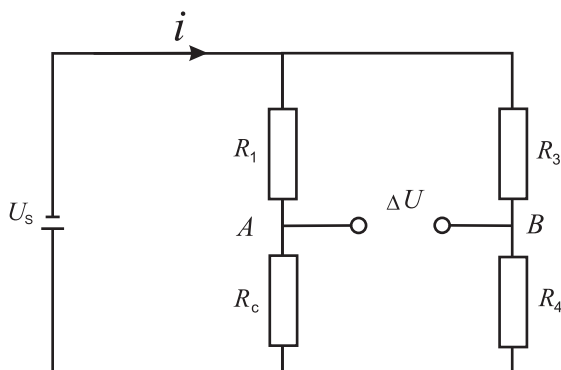


Рис. 18.12. Двойная потенциометрическая схема измерений

где R_0 – начальное сопротивление терморезистора, поэтому полезная часть напряжения выходного сигнала:

$$\Delta U = i \Delta R_c. \quad (18.23)$$

Для устранения постоянной составляющей U_0 используют двойную потенциальную схему (рис. 18.12): параллельно цепочке из резисторов R_1 и R_c включают R_3 и R_4 . Их сопротивления выбирают так, чтобы потенциалы в точках А и В были равны между собой при начальной температуре терморезистора, когда его сопротивление равно R_{C0} . Для этого необходимо, чтобы отношения сопротивлений в цепочках $R_1 - R_{C0}$ и $R_3 - R_4$ были одинаковы:

$$\frac{R_1}{R_{C0}} = \frac{R_3}{R_4}. \quad (18.24)$$

При изменении температуры изменится величина R_c , она станет отличаться от R_{C0} , появится разность потенциалов ΔU между точками А и В схемы. Эта разность потенциалов будет выходным сигналом, сигнал не содержит постоянной составляющей. Двойная потенциометрическая схема имеет название моста Уитстона и графически изображается в виде ромба (рис. 18.13): мост находится в равновесии, т. е. $\Delta U = 0$ и потенциалы точек А и В одинаковы, если выполняется соотношение:

$$R_1 R_4 = R_c R_3. \quad (18.25)$$

Чувствительность моста к изменениям R_c наибольшая, когда все сопротивления между собой равны $R_1 = R_c = R_3 = R_4$.

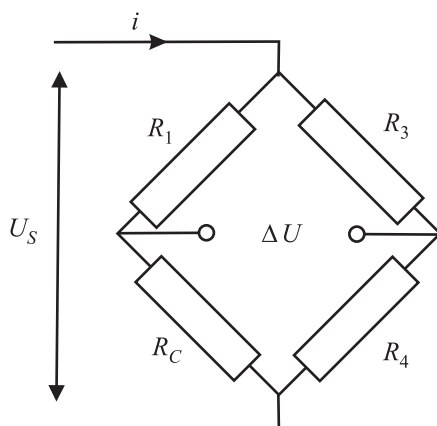


Рис. 18.13. Мостовая схема измерений

Если изменения сопротивления R_C малы при изменении температуры, т. е. $\Delta R_C \ll R_{C0}$, то выходное напряжение моста, снимаемое с его горизонтальной диагонали при равенстве всех плеч моста между собой, равно:

$$\Delta U = \frac{U_S \Delta R_C}{4R_{C0}}. \quad (18.26)$$

Часть IV

Методы измерения физических величин

Измерение температуры

19.1. Контактное измерение температуры

Возможны контактное и дистанционное измерения температуры объектов. В качестве датчиков температуры при контактных измерениях могут использоваться термопарные или терморезистивные преобразователи с электрическим выходным сигналом, описываемые в Части 1 настоящего учебного пособия. При измерении температуры твердых тел существенное влияние на точность измерения оказывают условия теплового контакта между чувствительной площадкой преобразователя и поверхностью объекта.

Измерительный преобразователь (датчик) одним своим концом соприкасается с объектом, а другой конец проводниками подсоединен к внешней электрической схеме, имеющей температуру среды, отличающуюся от температуры объекта; имеет место поток тепла через датчик от объекта к внешней среде (или обратный поток), что приводит к погрешности в измерении температуры объекта.

Рассмотрим расположение элементов измерительной схемы при измерениях температуры (рис. 19.1) с помощью термодатчика. Термодатчик имеет измерительную головку 1, держатель 2, закрепленный верхним концом на элементе конструкции 4, имеющем температуру T_2 внешней среды. Измерительная часть 1 датчика расположена в полости объекта 3, температуру которого T_X необходимо измерить. Тепловой поток проходит от объекта через поверхность измерительной головки 1, погруженной в углубление, по держателю 2 головки и направлен из объекта 3 к элементу 4, если $T_2 < T_X$, или из элемента 4 к объекту 3, если $T_2 > T_X$.

Если пренебречь потерями тепла боковыми поверхностями держателя 2, то эквивалентная схема потоков тепла в устройстве будет следующая (рис. 19.1).

Здесь Q – поток тепла, идущий из объекта 3; R_{T1} – тепловое сопротивление зазора между измерительной головкой 1 и объектом 3; R_{T2} – тепловое сопротивление держателя 2;

T_X , T_1 и T_2 – температуры объекта, измерительной головки и среды, соответственно.

Из анализа схемы вытекает:

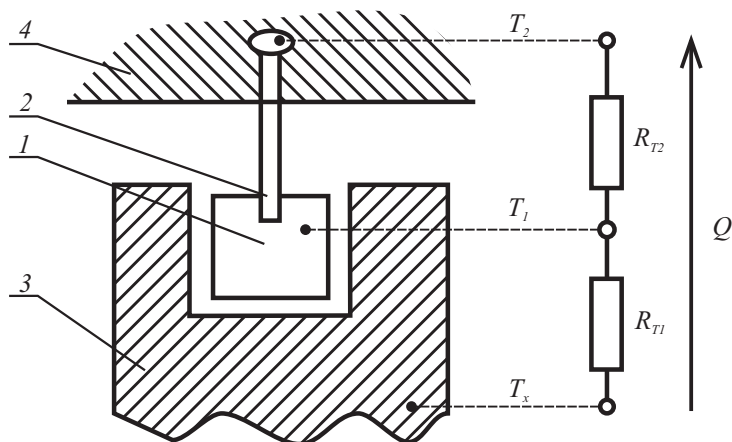


Рис. 19.1. Взаимное расположение объекта и измерительного преобразователя и соответствующая эквивалентная схема потоков тепла при контактном измерении температуры объекта

$$Q = \frac{T_1 - T_x}{R_{T_1}} = \frac{T_2 - T_1}{R_{T_2}}, \quad (19.1)$$

$$T_1 - T_x = \frac{R_{T_1}}{R_{T_2}}(T_2 - T_1) \quad (19.2)$$

Здесь $T_1 - T_x$ – отличие температуры измерительной головки от температуры объекта, т. е. погрешность измерения температуры объекта. Очевидно, что для уменьшения ошибки измерения надо увеличивать тепловое сопротивление R_{T_2} держателя и уменьшать тепловое сопротивление R_{T_1} между измерительной головкой датчика и объектом измерения.

19.2. Дистанционное измерение температуры

На использовании законов теплового излучения тел основаны методы дистанционного измерения их температуры – методы оптической пирометрии. В оптических пирометрах измеряется одна из характеристик теплового излучения тела. В радиационных пирометрах измеряется интегральная излучательность тела; в яркостных – измеряется яркость излучения путем сравнения с яркостью тела, температура которого заранее известна; в цветовых – изменение спектра излучения с температурой.

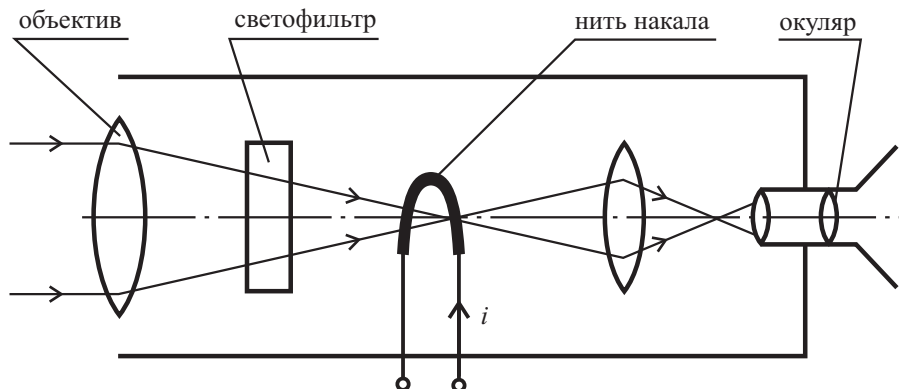


Рис. 19.2. Яркостный пирометр (пирометр с исчезающей нитью).

Яркостный пирометр. Рассмотрим принцип работы яркостного пирометра – пирометра с исчезающей нитью (схема его устройства показана на рис. 19.2).

Эталоном телом, яркость которого сравнивают с яркостью объекта, рассматриваемого через пирометр, является накаливаемая электрическим током проволоочная нить (нить накала).

Изображение вольфрамовой нити накала, сформированное окуляром, накладывается на изображение объекта, полученное в месте расположения нити с помощью объектива. Ток i , нагревающий нить, устанавливается таким, чтобы яркость нити была равна яркости объекта в узком спектральном диапазоне, обычно вблизи длины волны $\lambda = 0,66$ мкм; при этом оба изображения кажутся слившимися, их границы на участках наложения не различимы. Спектральный диапазон наблюдения устанавливается с помощью светофильтра. Необходима предварительная градуировка прибора по нагретой модели абсолютно черного тела и учет отличия коэффициента черноты ε_T реального тела от черноты абсолютно черного тела. Незнание точного значения коэффициента черноты – главный источник погрешности в оптической пирометрии.

Температура тела, измеряемая яркостным пирометром, называется яркостной, и она всегда меньше истинной температуры.

Истинная температура T объекта связана с его яркостной температурой $T_{\text{я}}$ с помощью соотношения:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{я}}} = \frac{\lambda \ln \varepsilon_T}{C_2}, \quad (19.3)$$

где λ – длина волны светофильтра, мм; $C_2 = 1.4388 \cdot 10^{-2}$ м·К.

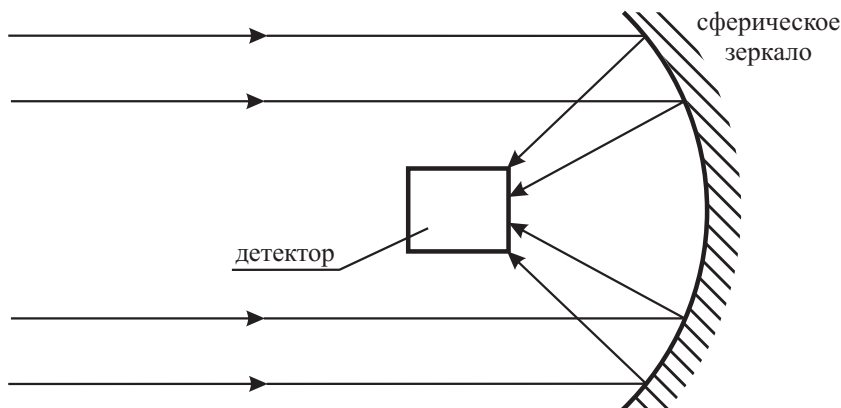


Рис. 19.3. Радиационный пирометр.

Радиационный пирометр. В данном пирометре (рис. 19.3) тепловое излучение объекта фокусируется сферическим зеркалом на тепловой приемник излучения типа термопарного или пирозлектрического, который преобразует воспринимаемую в широком диапазоне длин волн тепловую энергию в электрический сигнал. Величина сигнала пропорциональна интегральной излучательности объекта.

Интегральная излучательность абсолютно черного тела равна:

$$R_{Тч} = \sigma T_{\text{черн}}^4, \quad (19.4)$$

где $T_{\text{черн}}$ – термодинамическая температура абсолютно черного тела, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ – постоянная Больцмана. При градуировке прибора излучательности реального тела и эталона – абсолютно черного тела приравняются:

$$R_T = R_{Тч} \Rightarrow \varepsilon_T \sigma T^4 = \sigma T_{\text{черн}}^4 \Rightarrow \frac{T_{\text{черн}}}{T} = \sqrt[4]{\varepsilon_T} \Rightarrow T_{\text{черн}} = \sqrt[4]{\varepsilon_T} \cdot T. \quad (19.5)$$

Здесь T – истинная температура объекта; ε_T – коэффициент черноты объекта.

Выходной сигнал прибора соответствует такой температуре объекта, как если бы объект был абсолютно черным, то есть температуре $T_{\text{черн}}$. Эта температура называется *радиационной* температурой объекта. Так как коэффициент черноты $\varepsilon_T < 1$, то радиационная температура тела всегда меньше истинной температуры T . Ошибка измерения тем больше, чем меньше коэффициент черноты. Так, если $\varepsilon_T = 0,5$, то ошибка ΔT измерения равна:

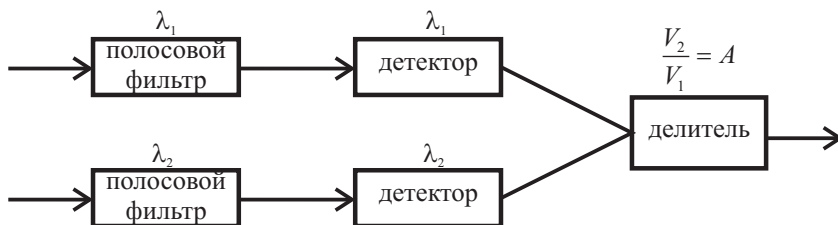


Рис. 19.4. Функциональная схема цветowego пирометра.

$$\Delta T = T - T_{\text{черн}} = T - \sqrt[4]{\epsilon_T} \cdot T = T(1 - \sqrt[4]{\epsilon_T}) \Rightarrow \frac{\Delta T}{T} = 1 - \sqrt[4]{\epsilon_T} = 0,16 \quad (19.6)$$

При условии градуировки, учитывающей степень черноты объекта, точность радиационного пирометра может достигать $\pm 0,5\%$, диапазон измеряемых температур – до 3300 К и выше.

Цветовой пирометр. Это наиболее точный пирометр, так как не требует знания степени черноты объекта, и на его показания не влияет возможное поглощение излучения средой. Из приходящего от объекта излучения (рис. 19.4) с помощью полосовых оптических фильтров выделяются две спектральных узких полосы с длинами волн λ_1 и λ_2 , интенсивность излучения в каждой полосе измеряется детекторами: отношение A полученных интенсивностей является мерой истинной температуры T объекта в соответствии с выражением:

$$A = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \exp \frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \quad (19.7)$$

Точность таких пирометров $\pm 0,5\%$, результаты не зависят от степени черноты объектов измерения.

Измерение магнитных полей

Переменные магнитные поля промышленного происхождения создаются электропроводкой, работающими электродвигателями и т.д. и заполняют собой пространство жилых и промышленных зданий, имеют значительную величину в обычных городских условиях. Измерение переменных магнитных полей важно, например, при анализе помехозащищенности чувствительных приемников сигналов, при поисковых работах по обнаружению металлосодержащих объектов, при поиске обрывов в линиях электропередач или месторасположения этих линий, и т.д.

Измерение переменного магнитного поля основано на использовании закона электромагнитной индукции – закона Фарадея-Ленца:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\psi}{dt}, \quad (20.1)$$

где $\mathcal{E}$ – электродвижущая сила, возникающая в витке из проволоки или в катушке, когда в области, охватываемой катушкой, возникает переменный магнитный поток; ψ – потокосцепление всех витков катушек и с измеряемым магнитным полем

На рис. 20.1 показано расположение катушки в переменном измеряемом магнитном поле с индукцией $B_{\sim} = B_0 \cos \omega t$, где ω – круговая частота поля. Распределение поля в пространстве характеризуется силовыми линиями. Ось катушки образует с направлением поля угол α ; индуктивность катушки L , сопротивление нагрузки R_H .

Потокосцепление катушки с полем равно:

$$\psi = B_{\sim} \cdot S_K \cdot \cos \alpha = B_0 \cdot S_K \cdot \cos \alpha \cdot \cos \omega t, \quad (20.2)$$

где S_K – суммарная площадь, охватываемая всеми витками катушки (равна площади, охватываемой одним витком, умноженной на число витков).

В катушке возникнет ЭДС:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d}{dt}(B_0 S_K \cos \alpha \cos \omega t) = B_0 S_K \omega \cos \alpha \sin \omega t. \quad (20.3)$$

В измерительной цепи катушки проходит переменный ток $i_{\sim}$:

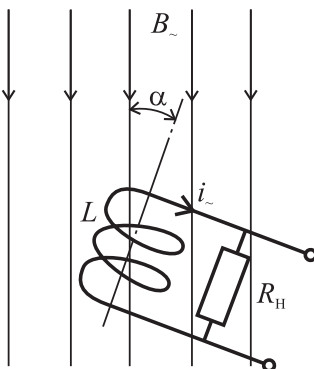


Рис. 20.1. Измерение индукции переменного магнитного поля индукционным преобразователем

$$i_{\sim} = \frac{\mathcal{E}}{Z}, \quad (20.4)$$

где $Z = R_H + \omega L$ – полное сопротивление измерительной цепи, являющейся суммой омического R_H и индуктивного ωL сопротивлений цепи.

Подставим значение Z и (20.3) в (20.4), получим:

$$i_{\sim} = \frac{\mathcal{E}}{R_H + \omega L} = \frac{B_0 S_K \cdot \omega \cdot \cos \alpha}{R_H + \omega L} \cdot \sin \omega t. \quad (20.5)$$

Амплитуда i_0 переменного тока в цепи, как видно из (20.5), равна:

$$i_0 = \frac{B_0 S_K \omega \cos \alpha}{R_H + \omega L}. \quad (20.6)$$

Мы видим, что амплитуда тока, являющегося выходным сигналом измерительного преобразователя, зависит от частоты измеряемого магнитного поля. Эту зависимость можно исключить, если для знаменателя принять условие:

$$R_H \ll \omega L. \quad (20.7)$$

Тогда после сокращений вместо (20.6) получим:

$$i_0 = \frac{B_0 S_K}{L} \cos \alpha. \quad (20.8)$$

Из (20.8) следует, что, если поворачивать измерительную катушку при измерениях, изменяя угол α , то можно найти направление силовых линий магнитного поля в точке расположения катушки – при совпадении направления

оси катушки с силовой линией $\alpha = 0$, и амплитуда тока максимальна. При таком положении катушки амплитуда тока является мерой амплитуды индукции измеряемого поля.

Измерительная катушка позволяет, таким образом, измерять как амплитуду, так и направление индукции магнитного поля.

Для увеличения чувствительности преобразователя часто катушку снабжают сердечником из магнитомягкого материала с большой величиной магнитной проницаемости μ , играющим роль «магнитной антенны». В качестве материала выбирают феррит, который является диэлектриком, что исключает потери в нем на токи Фуко при перемагничивании сердечника в быстропеременных магнитных полях. Величина μ может достигать $1000 \div 2000$, что приводит к увеличению индукции в антенне в соответствующее число раз. Индуктивность катушки также возрастает в такое же число раз, и, как видно из (20.8), величина токового сигнала в случае преобразователя с большой индуктивностью катушки останется прежней, выигрыша использование магнитной антенны не принесет. При необходимости увеличить чувствительность преобразователя за счет использования магнитной антенны необходимо использовать катушку с малой индуктивностью, чтобы выполнялось условие:

$$\omega L \ll R_H. \quad (20.9)$$

и вместо (20.6) получим:

$$i_0 = \frac{\mu B_0 S_K \omega \cos \alpha}{R_H} \quad (20.10)$$

При условии (20.9) целесообразно в качестве выходного сигнала иметь напряжение на нагрузочном сопротивлении, амплитуда U_0 напряжения определяется уравнением:

$$U_0 = i_0 \cdot R_H = \mu \cdot B_0 \cdot S_K \cdot \omega \cdot \cos \alpha. \quad (20.11)$$

Напряжение и ток сигнала при использовании магнитной антенны с малой индуктивностью пропорциональны частоте измеряемого поля.

Выходной сигнал измерительной катушки усиливается электронной схемой и измеряется.

Измерительный индукционный преобразователь может быть применен для измерения магнитных полей, окружающих проводники с переменным током. Такие магнитные поля можно назвать полями рассеяния.

Бесконечно длинный прямолинейный проводник с током i создает вблизи себя в немагнитной среде магнитное поле, индукция B которого равна:

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi r}, \quad (20.12)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ А/м – магнитная постоянная; r – расстояние от проводника до точки A измерения поля.

Вектор B направлен по касательной к силовой линии поля, которая в случае прямолинейного проводника имеет форму окружности, лежащей в плоскости, перпендикулярной оси проводника, на которой расположен также центр окружности.

Для измерения индукции B в произвольной точке поля необходимо поместить в эту точку измерительную катушку так, чтобы ее сердечник своей продольной осью был направлен по касательной к силовой линии поля. В этом случае ток, индуцированный переменным магнитным полем в катушке, будет наибольшим из всех положений катушки и его значение будет пропорционально величине индукции B в данной точке. Если катушку поворачивать в плоскости, перпендикулярной проводнику, то можно найти такое ее положение, что ток в ней будет минимально-возможным, при этом ось катушки укажет на проводник с током.

Для калибровки чувствительности измерительного преобразователя к магнитным полям магнитную антенну перед измерениями необходимо поместить в магнитное «калибровочное» переменное поле известной величины $B_{\text{кал}}$ и измерить величину выходного сигнала $U_{\text{кал}}$ преобразователя. Отношение этих величин является чувствительностью S измерительного преобразователя:

$$S = \frac{U_{\text{кал}}}{B_{\text{кал}}} (\text{В/Тл}) \quad (20.13)$$

При измерениях рассеянного магнитного поля помещают магнитную антенну измерительного преобразователя в нужную точку пространства, и, поворачивая антенну, находят ее положение, при котором напряжение сигнала $U_{\text{сигн}}$ на выходе преобразователя максимально. Индукция B магнитного поля в этой точке пространства вычисляется по формуле, аналогичной (20.12):

$$B = \frac{U_{\text{сигн}}}{S} (\text{Тл}) \quad (20.14)$$

Измерение влажности газов

21.1. Физико-химические эффекты, вызванные влажностью газовых сред

Влажность – содержание влаги (воды) в пористом теле, порошке, газе. Содержащаяся в среде вода может быть свободной, удерживаемой в порах тела механически, или связанной молекулярными силами (адсорбцией), капиллярно или осмотически. Содержание химически связанной воды (в кристаллогидратах) не входит в понятие влажности.

Знание влажности воздуха и прочих газов необходимо для контроля различных технологических и биологических процессов. В различных случаях к влажности газов предъявляются разные требования.

Например, при бытовом кондиционировании воздуха учитывается, что человеку для ощущения комфорта необходима относительная влажность воздуха – 35 – 70 %. При влажности ниже 35 % могут возникать раздражения дыхательных путей, а выше 70 % – происходит опасное для организма ослабление кожных дыхания и потовыделения.

Требования к влажности воздуха в промышленности различны в различных типах производств: в текстильной промышленности требуется постоянно одинаковая влажность, так как изменение влажности приводит к изменению характеристик волокна (механического напряжения, электрического сопротивления и т.д.), что может повлиять на работу станков; в пищевой промышленности повышение влажности может привести к появлению плесени, снижение влажности – к потере массы в результате испарения; в химической промышленности влага может привести к побочным реакциям; требуется отсутствие влаги в ряде технологических процессов в микроэлектронике, ядерной энергетике, металлургии и т.д.

В природе главным источником влажности воздуха является испарение воды с поверхности океанов, морей, водоемов, влажной почвы, растений. Водяной пар атмосферы, конденсируясь, образует туманы, облака, осадки и т.д.

Во всех этих случаях необходимо измерять влажность воздуха.

Количественно влажность газов характеризуется несколькими физическими величинами.

Абсолютная влажность (массовое отношение влаги) – отношение массы водяного пара m_v к массе m_a сухого воздуха, с которым в смеси находится водяной пар:

$$r = \frac{m_v}{m_a}. \quad (21.1)$$

Давление насыщенного пара P_s , Па – давление пара, находящегося в равновесии с водой при данной температуре T . Это максимальное значение парциального давления пара. Попытка увеличить давление пара, находящегося в состоянии насыщения, в сосуде, например, сжатием сосуда, приводит только к конденсации пара; давление пара не увеличивается.

Относительная влажность U , % – отношение веса водяного пара в единице объема смеси к максимально возможному весу водяного пара в том же объеме (т.е. насыщенному пару) при данной температуре. Относительную влажность определяют как отношение парциального давления пара при температуре T к давлению насыщенного пара при этой температуре:

$$U = \left(\frac{P_v}{P_s} \right) \cdot 100, \%. \quad (21.2)$$

Температура точки росы – температура, до которой необходимо охладить влажный воздух, чтобы достичь насыщения водяного пара в воздухе. При температуре точки росы $P_v = P_s$, на гладких поверхностях начинают появляться капельки воды.

Температура влажного термометра T_h , °C – температура испарения воды с увлажненной поверхности в воздух в случае, когда необходимая для испарения теплота поступает только из воздуха. При этом увлажненная поверхность тела охлаждается вследствие испарения с нее воды и имеет температуру меньше температуры окружающей среды.

В более сухом воздухе охлаждение больше. Эффект охлаждения называется психрометрическим. Измерение влажности газа психрометром заключается в определении разности температур двух термометров: сухого и увлажненного.

21.2. Измерение влажности

21.2.1. Гигрометры

Устройства для измерения влажности газов называются *гигрометрами*.

Гигрометры можно разделить на две группы:

- приборы, основанные на использовании физического закона, позволяющего непосредственно определять влажность – конденсационные гигрометры, психрометры, сорбционные гигрометры;
- приборы, основанные на измерении свойств тела, зависящих от влажности воздуха, например, на измерении изменений электрического сопротивления специального резистора или емкости конденсатора.

Различные по принципу действия гигрометры измеряют разные параметры влажного газа. Между величинами, характеризующими влажность, существует связь, однако из-за неточностей в измерении параметров их расчет приводит к значительным ошибкам. Поэтому на практике сначала выделяют параметр влажности, который важен для данной технологии или биологического процесса, затем выбирают тип гигрометра, измеряющий именно этот параметр.

21.2.2. Конденсационный гигрометр

Тело, температуру которого непрерывно измеряют, постепенно охлаждают до появления росы или инея на его поверхности. Измеряемая при этом температура – точка росы T_d . Определив точку росы T_d , по таблицам находят давление насыщенного пара воды P_s при температуре точки росы, которое и равно парциальному давлению P_v пара в неохлажденном газе.

Основными элементами гигрометра являются: зеркало, на котором при охлаждении очень хорошо заметно запотевание, образующиеся капли воды; датчик для измерения температуры зеркала; система охлаждения зеркала. Зеркало охлаждают, например, сухим льдом до появления росы, при этом свет рассеивается на микрокаплях росы, рассеянный свет начинает падать на оптический детектор. К обратной стороне металлического зеркала прикреплен датчик температуры зеркала.

Конденсационный гигрометр – единственный, рабочий диапазон которого достаточно широк: от -70 до $+100$ °C и выше. Время запаздывания прибора составляет несколько минут и определяется временем охлаждения зеркала.

21.2.3. Психрометры

Этот гигрометр состоит из двух термометров, продуваемых воздухом, влажность которого хотят измерить (рис. 21.1).

Чувствительный элемент одного термометра обернут марлей, увлажняемой дистиллированной водой. Показания этого термометра дают «температуру влажного термометра». Другой термометр измеряет «температуру сухого термометра».

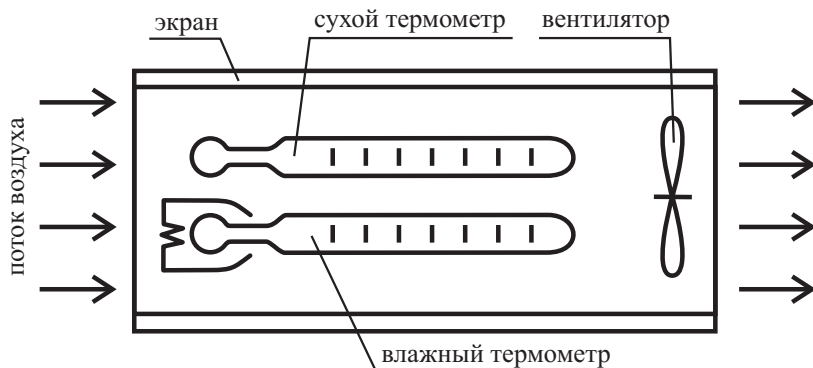


Рис. 21.1. Устройство психрометра

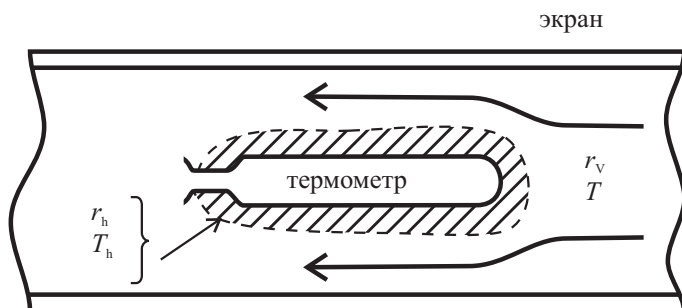


Рис. 21.2. Параметры сред вблизи влажного термометра психрометра

Уравнение идеального психрометра. На рис. 21.2 показан схематически влажный термометр, снабженный противорадиационным экраном, предотвращающим поступление тепла извне. Исследуемый воздух продувается вдоль влажного фитиля с малой скоростью, чтобы температура фитиля зависела только от температуры и влажности воздуха.

В пограничном слое у поверхности влажного фитиля, отмеченном на рис. 21.2 штриховкой, воздух неподвижен и насыщен при температуре T_h влажного фитиля.

Абсолютная влажность этого слоя воздуха:

$$r_h = \frac{m_h}{m_a}, \quad (21.3)$$

m_h – масса водяного пара в массе m_a абсолютно сухого воздуха.

К фитилю подходит воздух, в котором есть влага массой m_v , поэтому для насыщения водяного пара в пограничном слое, в который приносится с воздухом масса влаги m_v , необходимо в слой из фитиля ввести дополнительно количество влаги $m_h - m_v$. Эта влага $m_h - m_v$ испарится из фитиля, на испарение необходимо затратить количество тепла $Q_1 = (m_h - m_v)L_{th}$, где L_{th} – удельная теплота испарения воды.

Так как в установившемся режиме температура фитиля неизменна, фитиль не может быть источником теплоты испарения, то тепло для компенсации затраченной фитилем для испарения теплоты передается ему потоком исходного исследуемого воздуха, в котором имеется сухая часть с массой m_a и влага с массой m_v . Отдавая тепло, воздух охлаждается на температуру ΔT :

$$\Delta T = T - T_h, \quad (21.4)$$

где T – температура исследуемого воздуха. T_h – температура фитиля.

Переданное фитилю тепло:

$$Q_2 = (C_{pa} \cdot m_a + C_{pv} \cdot m_v)(T - T_h). \quad (21.5)$$

Здесь C_{pa} и C_{pv} – удельные теплоемкости сухого воздуха и воды в исследуемом воздухе.

Так как $Q_1 = Q_2$, то:

$$(C_{pa} \cdot m_a + C_{pv} \cdot m_v)(T - T_h) = (m_h - m_v)L_{th}. \quad (21.6)$$

Перейдем к относительным единицам; разделим все на массу m_a сухой части исследуемого воздуха.

$$\frac{(C_{pa} \cdot m_a + C_{pv} \cdot m_v)(T - T_h)}{m_a} = \frac{(m_h - m_v)}{m_a}L_{th}. \quad (21.7)$$

Получим:

$$(C_{pa} + rC_{pv})(T - T_h) = (r_h - r)L_{th}. \quad (21.8)$$

Здесь $r = m_v/m_a$, – искомая величина, абсолютная влажность (массовое отношение) исследуемого воздуха; $r_h = m_h/m_a$ – абсолютная влажность воздуха, увлажненного фитилем до состояния насыщения пара при температуре влажного термометра.

Величина $T - T_h$ – разница показаний сухого и влажного термометров.

Все величины в формуле, кроме r и $T - T_h$ справочные, поэтому r можно вычислить.

На практике пользуются уравнением, полученным из найденного:

$$P_v = P_{st} - A \cdot p(T - T_h), \quad (21.9)$$

где P_{st} – давление насыщенного пара воды при температуре T_h ; p – давление окружающей атмосферы, A – постоянный коэффициент психрометра, P_v – парциальное давление водяного пара в исследуемом воздухе.

21.2.4. Сорбционно-деформационные гигрометры

Основаны на использовании зависимости размеров чувствительного элемента от влажности окружающей среды.

Существуют материалы органической природы, которые способны поглощать влагу из влажного воздуха и при этом изменяют свои размеры – происходит их набухание. При набухании молекулы жидкости или пара диффундируют в промежутки между структурными элементами твердого тела и, взаимодействуя с ними, раздвигают и растягивают их. К набуханию способны тела, построенные из достаточно гибких, тонких и длинных нитей (целлюлоза, коллаген, каучук, поливинилхлорид, обезжиренный волос, нейлон, капрон и др.). Чувствительный элемент таких приборов имеет форму нити, нить натянута пружиной и соединена со стрелкой-указателем. При увеличении влажности атмосферы нить удлиняется и стрелка отклоняется в новое положение на показывающей шкале (рис. 21.3)

Гигрометры такого типа имеют диапазон измерения влажности 0-100%, погрешность 5-10%. Применяются в метеорологии и в быту.

21.2.5. Резистивные гигрометры на основе изменения электрической проводимости

Основой гигрометра является чувствительный элемент, состоящий из гигроскопического вещества, электрическая проводимость которого изменяется при изменении влажности окружающей среды. Зависимость сопротивления R твердых тел от собственной влажности выражается показательной функцией:

$$R = \frac{A}{W^n}, \quad (21.10)$$

где A – постоянная, характеризующая размеры объема и содержание в нем солей; W – влажность материала в % к весу сухого вещества; показатель степени n зависит от структуры и природы вещества, имеет значение 5-15.

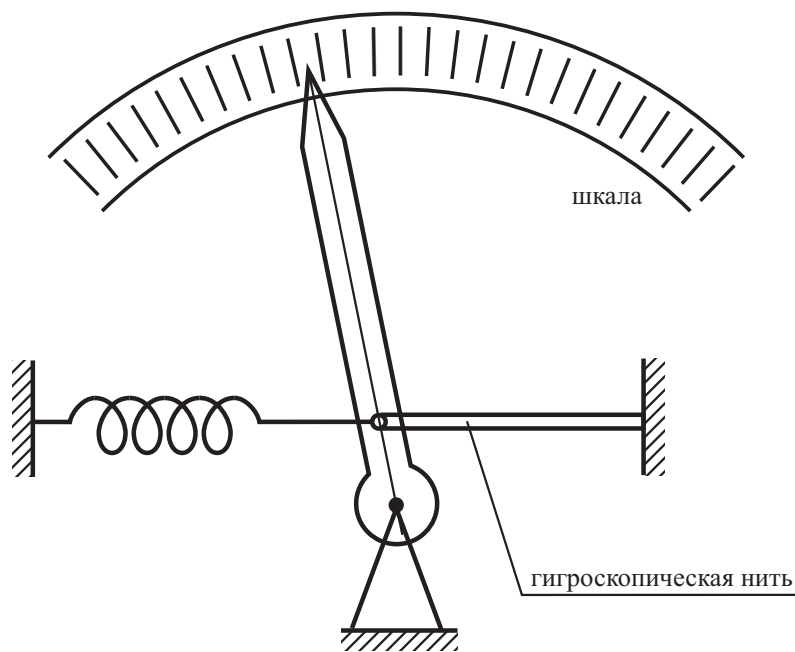


Рис. 21.3. Схема устройства сорбционно-деформационного гигрометра

В гигрометре резистивного типа тонкий слой гигроскопичного вещества наносится на диэлектрическую подложку между двумя расположенными на поверхности электродами из коррозионно-стойкого металла. Электрическое сопротивление между этими электродами зависит от температуры и содержания влаги в гигроскопичном веществе. Зависимость сопротивления от содержания воды U_w показана на рис. 21.4.

В действительности сопротивление R_m зависит также одновременно и от температуры. Зависимость от температуры можно компенсировать с помощью потенциометрической схемы измерения (рис. 21.5)

Схема содержит делитель напряжения, резисторы R_T и R_A которого одинаково изменяют свою величину при изменении температуры, поэтому падение напряжения на резисторе R_A не зависит от температуры. Один из резисторов изменяет свою величину при изменении содержания влаги в атмосфере; выходное напряжение U зависит только от относительной влажности воздуха. Постоянная времени датчика 10 – 20 с.

Датчики этого типа позволяют измерять относительную влажность в диапа-

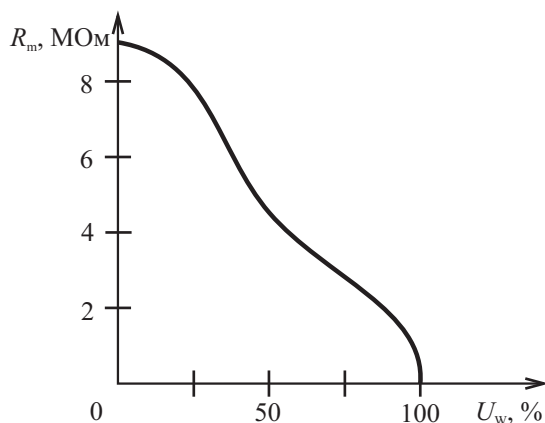


Рис. 21.4. Зависимость сопротивления резистивных гигрометров от относительной влажности воздуха

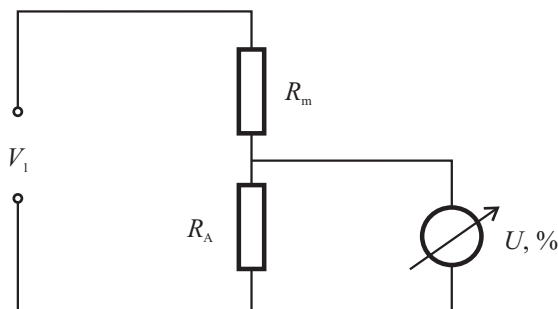


Рис. 21.5. Потенциометрическая схема измерения влажности

зоне 5–95 %.

21.2.6. Емкостной гигрометр

Рассмотрим один из известных типов емкостных гигрометров, в котором используется в качестве диэлектрического слоя между обкладками конденсатора тонкая пленка оксида алюминия Al_2O_3 (рис. 21.6).

Одну обкладку конденсатора представляет алюминиевая пластинка; слой диэлектрика на пластинке получают путем электрохимического окисления алюминия. При этом на поверхности обкладки образуется тонкий слой оксида алю-



Рис. 21.6. Схематическое изображение емкостного гигрометра

миния Al_2O_3 толщиной $\leq 0,3$ мкм. Слой пористый: содержит на 1 см^2 до $7,7 \cdot 10^{10}$ пор диаметром от 100 до $300 \text{ \AA}$. Общая площадь стенок пор составляет $0,2 \text{ м}^2$ при площади слоя 1 см^2 .

Поверх пористого слоя наносят вторую обкладку конденсатора в виде очень тонкой пористой пленки металла.

Когда датчик попадает во влажную атмосферу и охлаждается до температуры точки росы, на стенках пор в слое диэлектрика адсорбируются молекулы воды, образуется слой влаги. Вода в сравнении с окисью алюминия имеет высокий коэффициент диэлектрической проницаемости, поэтому возрастают диэлектрическая проницаемость всего слоя диэлектрика и емкость конденсатора. Можно записать:

$$\Delta C = \frac{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon S}{d}, \quad (21.11)$$

где S – площадь обкладки конденсатора; $\Delta \varepsilon$ – изменение диэлектрической проницаемости пористого слоя; ΔC – изменение емкости конденсатора; d – толщина слоя диэлектрика.

В таком диэлектрике изменение емкости зависит только от парциального давления пара в измеряемой воздушной среде и не зависит от температуры.

Гигрометр такого типа позволяет определять температуру точки росы в широком диапазоне температур от -80 до $+70$ °C; постоянная времени датчика очень мала и составляет всего несколько секунд.

Подобные гигрометры могут измерять влажность как газов, так и жидкостей, датчики можно использовать в воздушных потоках до 50 м/с , можно применять при любых давлениях от вакуума до сотен атмосфер.

21.2.7. Градуировка гигрометров

Рассмотренные электрические гигрометры при измерениях влажности вырабатывают сигнал в электрической форме, и для определения чувствительности приборов нужна их градуировка путем проведения измерений в среде с известной влажностью.

Для определения абсолютной влажности разделяют определенную массу влажного воздуха с помощью системы обезвоживания на сухой воздух и водяной пара и измеряют по отдельности массу собранной воды m_v и массу сухого воздуха m_a . Разделение позволяет непосредственно определять абсолютную влажность воздуха, и метод градуирования является первичным методом.

Возможны также методы градуировки, основанные на приготовлении влажного пара путем смешивания известных количеств сухого воздуха и воды.

Измерение давления газа

22.1. Введение

Давление – это физическая величина, определяемая значением силы, действующей на единицу поверхности по нормали к ней:

$$p = \frac{dF}{dS}. \quad (22.1)$$

Единица измерения – Паскаль (Па). $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н} / 1 \text{ м}^2$.

Давление газа обусловлено ударами молекул газа о стенки сосуда, в который газ заключен. Давление пропорционально значениям концентрации молекул и температуры газа, не зависит от рода газа:

$$p = nkT. \quad (22.2)$$

Условно значения давлений газов разделяют на два диапазона: высокое давление (выше атмосферного) и низкое давление (ниже атмосферного). В диапазоне высоких давлений и в диапазоне низких давлений выше 100 Па для измерения величины давления используют механическое действие газа, т.е. измеряют силу, с которой газ действует на стенки сосуда. При очень низких давлениях механическое действие оказывается слабым, и для датчиков давления газа применяют другие принципы.

22.2. Измерение высокого давления газа

Для измерения высокого давления газа разработано множество конструкций датчиков давления – манометров. Рассмотрим датчики с трубкой Бурдона и мембранные датчики.

На рис. 22.1 – датчик с трубкой Бурдона. Трубка Бурдона – упругая изогнутая металлическая или кварцевая трубка, заглушенная с одного конца; с другого конца она заполняется измеряемым газом. Трубка одним концом закреплена на основании, другой конец трубки – свободный.

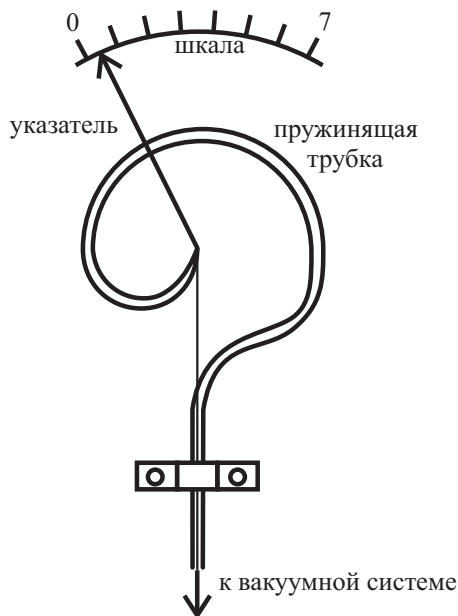


Рис. 22.1. Манометр с трубкой Бурдона

При увеличении давления газа трубка упруго разгибается, деформация трубки Бурдона передается подвижной стрелке – указателю на шкале давления. Для получения электрического отсчета о деформации трубки применяют тензодатчики – между неподвижным основанием и свободным концом трубки крепится упругая металлическая пластинка с тензодатчиками на своей поверхности. Тензодатчики формируют электрический выходной сигнал, являющийся мерой давления газа в трубке. Давление измеряется в сравнении с атмосферным.

Существуют также мембранные датчики давления, в которых (рис. 22.2) в герметичном корпусе содержится упругая мембрана, которая под действием давления газа прогибается, при этом изменяется расстояние между обкладками конденсатора и его емкость. Величина емкости измеряется и является мерой давления газа. Давление измеряется в сравнении с известным давлением газа, поддерживаемым в корпусе по другую сторону мембраны.

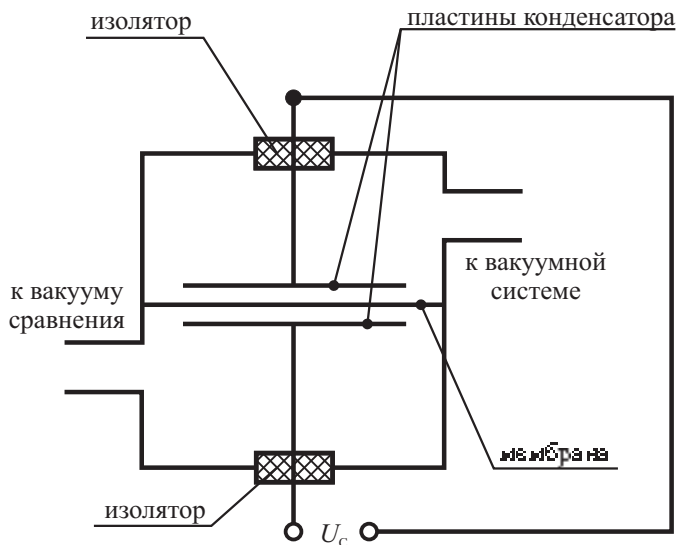


Рис. 22.2. Конденсаторный мембранный манометр

22.3. Измерение вакуума

22.3.1. Физические свойства разреженных газов

Диапазон низких давлений разделяют на четыре области вакуума, т.е. четыре диапазона давления. В каждой из областей некоторые характеристики газа измеряются по-разному (табл. 22.1), чем определяются выбираемые для измерения давления в этой области физические принципы.

Важным параметром, характеризующим свойства разреженных газов, является длина свободного пробега λ_0 молекул в газе – это среднее расстояние, пробегаемое молекулой между двумя соударениями:

$$\lambda_0 = 1/\pi d^2 n, \quad (22.3)$$

где d – расстояние между центрами двух молекул при самом близком расстоянии между ними, n – концентрация молекул в газе.

Например, при нормальных условиях, т.е. при атмосферном давлении, длина свободного пробега молекул кислорода составляет $600 \text{ \AA}$.

Для измерения давления газа в областях форвакуума (табл. 22.1) и промежуточного вакуума могут использоваться деформационные датчики, например, с использованием трубки Бурдона и мембранные, а также датчики, основанные

Таблица 22.1

Таблица 7.1 Характеристика различных областей вакуума

	Форвакуум	Промежуточный	Высокий	Сверхвысокий
Давление, Па	$10^2 - 10^5$	$10^{-1} - 10^2$	$10^{-5} - 10^{-1}$	$< 10^{-5}$
Число молекул в 1 см^3	$10^{16} - 10^{19}$	$10^{13} - 10^{16}$	$10^9 - 10^{13}$	$< 10^9$
Средняя длина свободного пробега λ_0 , см	$10^{-6} - 10^{-3}$	$10^{-3} - 1$	$1 - 10^4$	$> 10^4$

на измерении теплопроводности газа. Рассмотрим работу термпарного датчика давления, использующего изменение теплопроводности газа с изменением давления в диапазоне $10^{-3} - 10^{-1}$ Па.

22.3.2. Теплоперенос в разреженном газе

Перенос тепла от горячего тела к холодному в газе осуществляется через соударения молекул газа с поверхностями тел, поэтому важным является соотношение между средней длиной свободного пробега молекул λ_0 и расстоянием l между телами.

При соударении между собой и с телами молекула передает или получает кинетическую энергию.

Если длина свободного пробега молекулы много меньше расстояния l ($\lambda \ll l$), то молекула, столкнувшись с горячим телом, и получив от него энергию, столкнется с соседними молекулами, передает им часть энергии, они в свою очередь также обмениваются энергией с другими молекулами. Процесс передачи энергии происходит при многократных столкновениях молекул путем диффузионного переноса состояния ускоренного движения молекул от горячей зоны к холодной. Количество передаваемой энергии и теплопроводность не зависят от давления газа.

Если длина свободного пробега молекул ближе к значению l ($\lambda \cong l$), молекулы перемещаются между телами, почти не испытывая соударений с другими молекулами газа, т.е. обмен энергией между телами происходит почти непо-

средственно. Количество передаваемой при этом тепловой энергии пропорционально числу молекул, участвующих в столкновениях, т.е. давлению.

Если длина свободного пробега молекул больше значения l ($\lambda \gg l$), то число молекул, передающих тепловую энергию от тела к телу, становится малым, и передача тепла за счет теплопроводности газа становится пренебрежимо малой в сравнении с другими путями передачи тепла, например, теплоизлучением тел.

Для вычисления потока тепла Q в некоторой среде, переносимого за счет теплопроводности по направлению x с градиентом температуры в среде dT/dx используют формулу:

$$Q = -K \left(\frac{dT}{dx} \right), \quad (22.4)$$

где K – коэффициент теплопроводности газа. Если $\lambda \ll l$, то K не зависит от давления. Если $\lambda \approx (10^{-3} - 10^{-2})l$ (давление в несколько килопаскалей) K уменьшается с ростом давления по довольно сложному закону. Если $\lambda \sim l$, между K и давлением p наблюдается почти прямая пропорциональность.

В целом во всем диапазоне измеряемых давлений зависимость коэффициента теплопроводности K от давления газа нелинейная; коэффициент зависит также от материала и конструкции деталей датчика, поэтому датчики нуждаются в градуировке.

22.3.3. Принцип действия термопарного измерительного преобразователя давления

Давление измеряется путем измерения потерь тепла нагретым телом в исследуемой среде.

Горячим телом преобразователя является отрезок металлической нити, накаливаемой электрическим током до температуры 100 – 200 °С. Устройство преобразователя показано на рис. 22.3.

Накаливаемая проволока, согнутая в виде шпильки со сторонами 1 и 2, размещена в откачиваемой колбе. Холодным телом датчика является колба, теплоотвод от горячего тела к холодному осуществляется через слой газа между проволочками и колбой. К месту изгиба шпильки через каплю 5 изолирующего стекла присоединены проволочки 3 и 4 термопары, которая измеряет температуру накаливаемой нити. Напряжение, генерируемое термопарой, является выходным напряжением датчика. Температура накаливаемой нити зависит, в основном, от тепловых потерь, обусловленных теплопроводностью газа, которые тем больше, чем выше давление. Таким образом, измерение температуры нити позволяет определить давление газа.

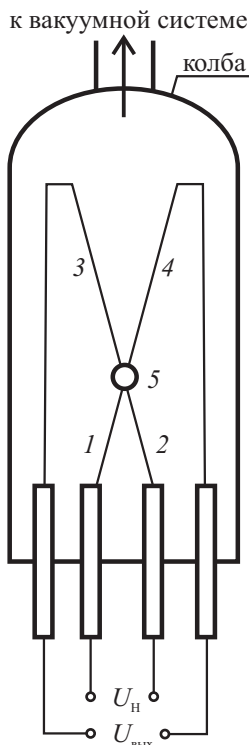


Рис. 22.3. Термопарный измерительный преобразователь давления газа

Электрическая мощность P_0 , подаваемая от источника питания для накаливания нити расходуется по трем направлениям:

- путем теплопроводности в газе (P_{Γ}) передается холодной колбе;
- в результате теплопроводности держателей нити накала ($P_{\text{д}}$) – передается держателям;
- теряется путем излучения ($P_{\text{рад}}$) в окружающую среду.

Составим уравнение энергетического баланса датчика.

$$P_0 = P_{\Gamma} + P_{\text{д}} + P_{\text{рад}}. \quad (22.5)$$

Мощность, теряемая за счет теплопроводности газа, определяется разностью температур между нитью и корпусом датчика, свойствами газа в объеме (давлением p и молярной массой M), процессом отбора тепла молекулами газа от нити, который определяется площадью нити и тем, насколько эффективно

каждая столкнувшаяся с нитью молекула взаимодействует с нитью, какую долю максимально возможной энергии успевает приобрести. Мощность, теряемая за счет теплопроводности газа, равна:

$$P_r = a' \left(\frac{P}{\sqrt{M}} \right) \Delta T, \quad (22.6)$$

где a' – коэффициент, определяемый процессом отбора тепла молекулами от нити; ΔT – разность температур между нитью и колбой.

Мощность, теряемая через держатели нити, определяется следующим образом. Температура нити постоянна почти по всей длине, исключая более холодные короткие концы; потери тепла происходят за счет теплопроводности по этим концам проволоки:

$$P_d = b K_2 \Delta T, \quad (22.7)$$

где b – коэффициент, зависящий от конструкции нитей и держателя; K_2 – коэффициент теплопроводности нити; ΔT – перепад температур по концам нити.

Излучаемая мощность определяется законом Стефана-Больцмана:

$$P_{\text{рад}} = s \sigma \epsilon_T (T_{\text{нити}}^4 - T_0^4), \quad (22.8)$$

где s – площадь нити, ϵ_T – коэффициент черноты нити, σ – коэффициент Стефана-Больцмана, $T_{\text{нити}}$ – температура нити, T_0 – температура окружающей среды.

Полезным тепловым потоком, зависящим от измеряемого давления газа, является только поток, проходящий по газу за счет теплопроводности, поэтому, чтобы избежать потерь на излучение, температуру нити не поднимают выше 100 – 200°С, а саму нить делают тонкой – уменьшаются потери по холодным концам нити.

22.3.4. Использование ионизации газа для измерения вакуума

Атом газа, находящийся в основном энергетическом состоянии, при попадании на него кванта света или быстрой частицы может перейти в возбужденное состояние или, если энергия частицы велика, атом может потерять электрон, превратившись в положительный ион. Соответствующая энергия частицы называется энергией ионизации атома, она зависит от природы атома.

При неупругом соударении между электроном с энергией E и изолированным атомом, находящимся в основном (невозбужденном) состоянии, часть

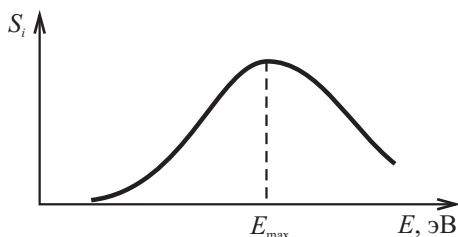


Рис. 22.4. Зависимость коэффициента ионизации газа от энергии ионизирующих электронов

энергии электрона поглощается атомом, атом ионизуется за счет вырывания из него собственного электрона. Другая часть энергии столкнувшегося с атомом электрона преобразуется в кинетическую энергию образующейся пары ион-электрон. Условие ионизации: $E_i < E$, где E_i – энергия ионизации атома. Однако эффективность ионизации атомов при столкновениях с электронами не абсолютная, часто столкновение может привести только к возбуждению, а не к ионизации атома.

Вероятность образования положительных ионов зависит от природы газа и от энергии первичных электронов, а также от вероятности столкновения электронов с атомами. Вероятность образования ионов называется коэффициентом ионизации. Зависимость коэффициента ионизации от энергии первичных электронов показана на рис. 22.4. При увеличении энергии от низких значений до E_{max} коэффициент ионизации растет, проходит через максимум а затем уменьшается. Обычно $E_{max} = 50 - 100$ эВ, эта величина зависит от природы газа, от величины давления в газе. При высоком давлении образующиеся вторичные электроны, ускоряясь электрическим полем, могут сами вызывать ионизацию атомов, теряется пропорциональность между числом образующихся ионов и первичным электронным потоком; может даже возникнуть режим самостоятельного (самоподдерживающегося) газового разряда.

22.3.5. Ионизационный измерительный преобразователь давления с накаливаемым катодом

Датчик размещается в стеклянной колбе, соединяемой с объемом, давление которого измеряется (рис. 22.5). По оси датчика проходит металлическая накаливаемая током нить, являющаяся катодом – источником первичных электронов. Положительное напряжение, ускоряющее электроны, подано на сетчатый электрод, являющийся анодом. Электроны, вылетев с катода, ускоряются полем

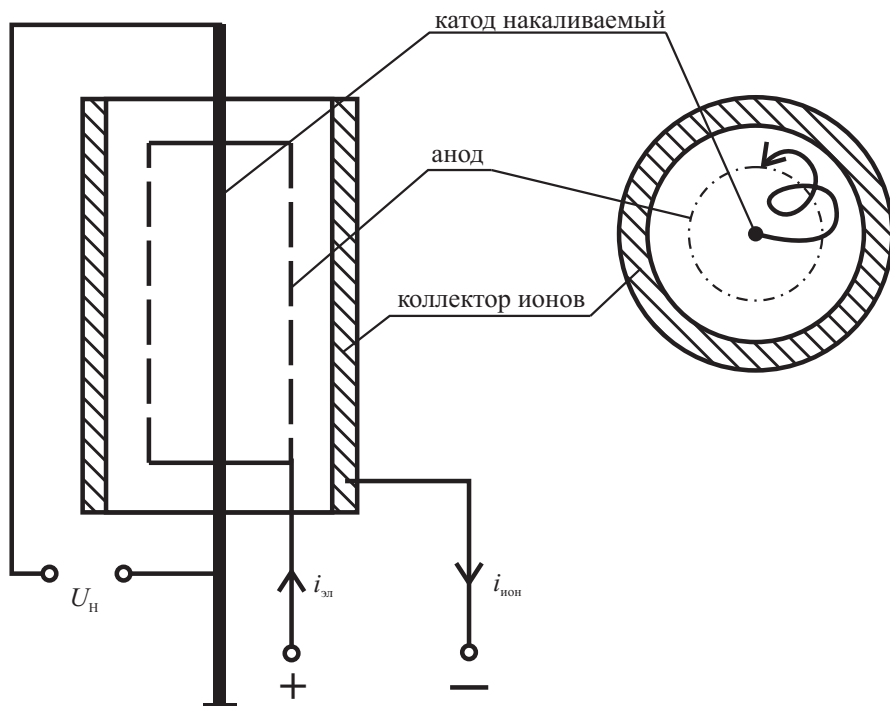


Рис. 22.5. Устройство ионизационного преобразователя

сетки, но так как у сетки промежутки между витками большие, большинство электронов проскакивают сетку и попадают в пространство между сеткой и внешним металлическим цилиндром, являющимся коллектором ионов и заряженным отрицательно.

Электроны в этом пространстве тормозятся, возвращаются к сетке, проскакивают ее, тормозятся полем катода и совершают, таким образом, несколько колебательных движений. При этом увеличивается длина траектории электрона в газе и вероятность ионизации. Образующиеся ионы анализируемого газа собираются коллектором, ток коллектора является мерой давления газа.

Ток коллектора равен:

$$i_i = S i_e p, \quad (22.9)$$

где p – давление газа, i_e – электронный ток, S – чувствительность датчика.

Измерение давления жидкостей

23.1. Общие сведения

Отличием жидких и газообразных сред является отсутствие у них *формы*, они принимают форму сосуда, в котором находятся. Механическое действие жидкостей и газов на стенки сосудов проявляется в виде *давления*.

Давление – один из основных параметров, характеризующих поведение жидких сред. Твердые тела, помещенные в жидкость или ограничивающие ее объемы (трубы, резервуары), испытывают действие давления и могут быть повреждены при избыточном значении давления. Знание давления является необходимым при исследованиях в области термодинамики, аэродинамики, акустики, гидромеханики, геофизики и т.д.

Давление p – это сила F , действующая на единицу поверхности A тела:

$$p = \frac{F}{A}. \quad (23.1)$$

В земных условиях давление в некоторой области жидкости зависит от веса столба жидкости над этой областью и атмосферного давления:

$$p = p_0 + \rho gh, \quad (23.2)$$

где p_0 – давление атмосферы; ρ – плотность жидкости; g – ускорение свободного падения; h – высота столба жидкости.

Давление в жидкости и газе действует на поверхности тела одинаково при любых ориентациях поверхности. Давление измеряется в паскалях (Па). Один паскаль равен силе в 1 Н, действующей на 1 м²

$$1\text{Па} = \frac{1\text{Н}}{1\text{м}^2}. \quad (23.3)$$

Измерение давления сводится к измерению силы, действующей на чувствительную поверхность датчика давления. Измеряемое в этих датчиках проявление силы – деформация элементов датчика.

Для измерения деформации могут быть использованы различные типы преобразователей *перемещение – электрический сигнал*.

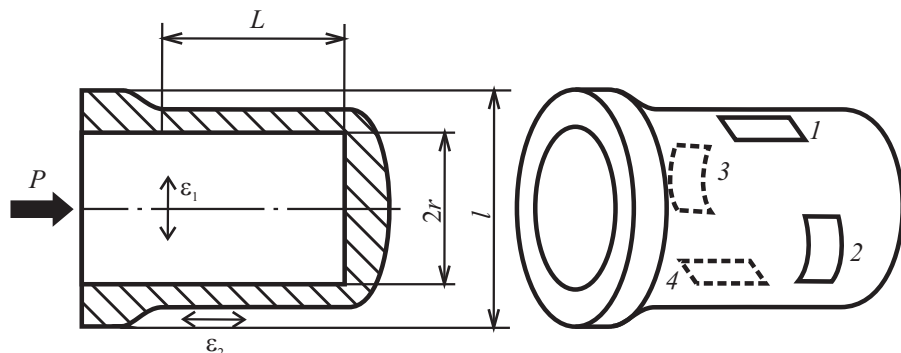


Рис. 23.1. Преобразователь давления в деформацию в виде трубки, закрытой с одного конца. ε_1 и ε_2 – радиальное и осевое относительные деформации стенок трубки 1, 2, 3, 4 – датчики деформаций.

Таким образом, измерение давления является двухступенчатым процессом.

23.2. Преобразование давления в деформацию

Наиболее распространены две схемы преобразования давления в деформацию:

- с использованием упругих трубчатых элементов, когда приложенное давление вызывает в них радиальное растяжение или, если трубка заглушена по концам, одновременно с радиальным растяжением возникает осевое удлинение;
- с использованием упругих закрепленных краями мембран, деформация которых под действием приложенного с одной стороны давления придает мембране форму купола.

На рис. 23.1 схематически показан трубчатый преобразователь давления в деформацию. Измерение деформаций стенок трубки проводится с использованием наклеенных тензорезистивных датчиков.

Датчики 1 и 4 наклеены на противоположных внешних поверхностях трубки и ориентированы чувствительной осью вдоль оси трубки, предназначены для измерения удлинения ε_2 . Датчики 2 и 3 измеряют деформацию радиального растяжения ε_1 и ориентированы перпендикулярно оси трубки.

Вычисление относительных деформаций, возникающих под воздействием внутреннего давления p , проводят по формулам (для случая длинных трубок ($L \gg r$)):

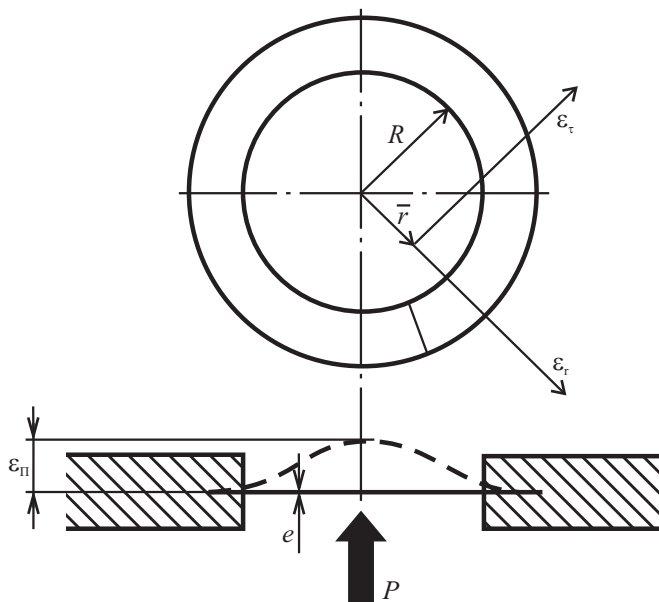


Рис. 23.2. Деформация закрепленной краями мембраны под действием давления, приложенного с одной стороны

$$\varepsilon_1 \approx 0,85 \frac{p}{E_{\text{Ю}}} \cdot \frac{r}{L}; \quad (23.4)$$

$$\varepsilon_2 \approx 0,2 \frac{p}{E_{\text{Ю}}} \cdot \frac{r}{L}; \quad (23.5)$$

где $E_{\text{Ю}}$ – модуль Юнга материала трубы, остальные обозначения показаны на рис. 23.1.

Деформация закрепленной краями мембраны показана на рис. 23.2.

Расчет деформаций проводят по формулам:
максимальный прогиб мембраны ε_{Π} (в центре):

$$\varepsilon_{\Pi} = \frac{3}{9} (1 - \nu^2) \frac{p}{E_{\text{Ю}}} \cdot \frac{R^4}{2e^3}, \quad (23.6)$$

относительная радиальная деформация в точке с радиус-вектором r :

$$\varepsilon_r = \frac{3}{8} (1 - \nu^2) \frac{p}{E_{\text{Ю}}} \cdot \frac{R^2 - 3r^2}{e^2}, \quad (23.7)$$

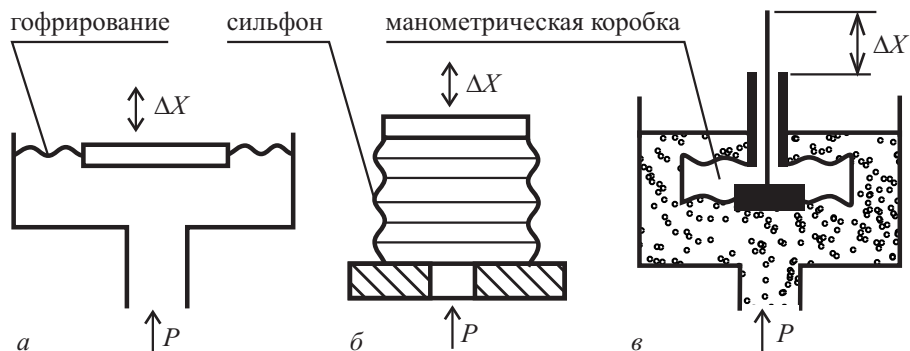


Рис. 23.3. Варианты конструкций мембранных преобразователей: а – мембрана с гофрированными краями; б – сильфон; в – манометрическая коробка

относительная тангенциальная деформация в точке с радиус-вектором $\vec{r}$:

$$\varepsilon_{\tau} = \frac{3}{8} (1 - \nu^2) \frac{p}{E_{\text{Ю}}} \cdot \frac{R^2 - r^2}{e^2}, \quad (23.8)$$

основная собственная частота колебаний мембраны (при малых колебаниях):

$$f_0 = 0,47 \frac{e}{R^2} \cdot \sqrt{\frac{E_{\text{Ю}}}{\rho (1 - \nu^2)}}, \quad (23.9)$$

где ρ – плотность; ν – коэффициент Пуассона материала мембраны, e – толщина мембраны; R – радиус свободной области мембраны.

Мембраны, изображенные на рис.8.2, при расчетах разделяют на пластины и плёнки. Выше приведены формулы для мембран-пластин, сопротивляющихся изгибу благодаря собственной жесткости.

Мембраны с малой толщиной называют плёночными, и упругость им придает предварительное натяжение внешними силами.

Для плёночной мембраны прогиб под действием давления p в точке с радиус-вектором $\vec{r}$ равен:

$$l(r) = \frac{pR^2}{4e\sigma_0} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (23.10)$$

где σ_0 – предварительный натяг мембраны приложением радиально направленных сил по всему ее периметру.

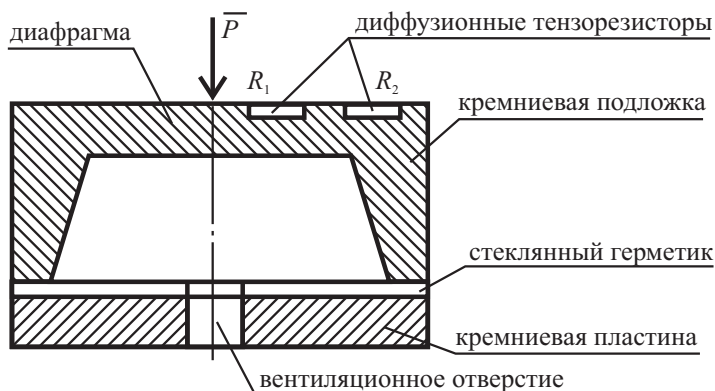


Рис. 23.4. Конструкция датчика давления с кремниевой мембраной.

При использовании мембраны для преобразования ее деформаций в электрический сигнал применяют различные устройства: наклеиваемые и/или формируемые в ее толще тензорезисторы, пьезоэлементы, струнные датчики, емкостные датчики, электромагнитные датчики, оптические датчики и др.

Существует множество конструкций преобразователей «давление → деформация», несущих в своей основе мембранный принцип преобразования: жесткие в центре мембраны с гофром по краям, сильфоны, манометрические коробы (рис. 23.3).

23.3. Измерение давления с использованием тензорезисторных датчиков

Тензорезисторные датчики, наклеиваемые на упругие элементы, деформируемые давлением, имеют ограниченный ресурс работы из-за старения клеев и их текучести.

Поэтому созданы методы нанесения тензорезисторов в виде слоев непосредственно на чувствительный элемент.

Нашли широкое распространение такие тензодатчики, получаемые в самом упругом элементе, например, мембране, диффузионным внедрением примеси. На рис. 23.4 показано расположение диффузионных тензорезисторов на кремниевой диафрагме.

Тензорезисторы R_1 и R_2 включают в измерительную цепь по схеме моста Уитстона. Датчики давления бывают трех типов – позволяющие измерять аб-

солютное, дифференциальное разностное и манометрическое давления. Абсолютное давление измеряется относительно давления в эталонной вакуумной камере. В этом случае вентиляционное отверстие в конструкции на рис. 8.4 не делается и в полости под мембраной обеспечивается при изготовлении датчика вакуум. Дифференциальное давление можно измерить, если внутри полости одна среда, а вне датчика – другая среда, обе с разными давлениями.

Манометрическое давление измеряется обычно относительно атмосферного. Например, давление крови в кровеносной системе измеряется относительно атмосферного давления.

Часто датчик размещают в корпусе, заполненном силиконовым вязким гелем, который обеспечивает защиту от воздействия вредных условий окружающей среды, но позволяет давлению воздействовать на диафрагму.

23.4. Использование оптоэлектронных датчиков давления

Определенным недостатком мембранных преобразователей является тот факт, что линейная зависимость деформации от давления имеет место только, если деформация много меньше толщины мембраны. Поэтому чувствительность тензорезистивного метода может оказаться недостаточной для измерения малых прогибов мембраны.

Оптические интерференционные методы имеют лучшую чувствительность, высокую точность, малую зависимость от температурных явлений. На рис. 23.5 показана схема оптического датчика давления, использующего перестраиваемый резонатор Фабри-Перо. В качестве мембраны здесь используется диафрагма, вытравленная в кремниевой подложке.

Два зеркала, нанесенные на поверхности стеклянной пластины и кремниевой диафрагмы, образуют собой резонатор Фабри-Перо с переменной величиной воздушного зазора. При изменении давления p кремниевая диафрагма прогибается, и значение зазора изменяется. Величина зазора определяет длину волны оптического излучения, проходящего резонатор без ослабления, или интенсивность прошедшего излучения – на фиксированной длине волны.

Резонатор работает следующим образом. Падающий луч, образуемый светодиодом (СИД), проходит внутрь сквозь верхнее полупрозрачное зеркало и испытывает многократные отражения между зеркалами. При каждом отражении часть энергии луча выходит наружу, образуя световой поток, состоящий из множества электромагнитных волн, отличающихся друг от друга по фазе колебаний. Волны интерферируют между собой; интенсивность интерференции максимальна, когда фазы равны. Условия равенства фаз (условие резонанса)

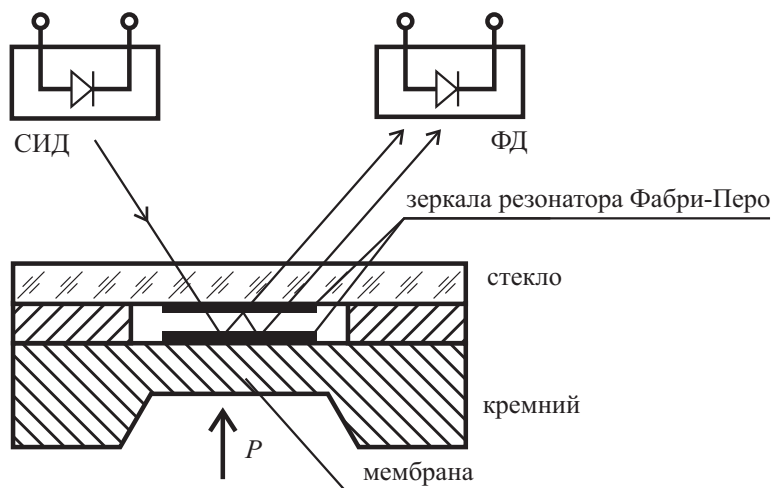


Рис. 23.5. Схема интерференционного датчика давления, использующего перестраиваемый резонатор Фабри-Перо.

достигается, когда оптическая разность хода Δ соседних лучей, вышедших из резонатора, кратна длине волны света:

$$\Delta = \lambda \cdot n, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (23.11)$$

Интенсивность отраженного светового потока измеряется фотодиодом ФД. Электрический выходной сигнал пропорционален приложенному давлению только при небольших его значениях. При необходимости измерять давление в широком диапазоне значений требуется дополнительная электронная обработка сигнала, так как величина сигнала с изменением давления изменяется периодически с периодом, определяемым соотношением (23.11).

23.5. Емкостные датчики

Емкостные датчики также могут быть реализованы на основе кремниевых диафрагм. В таких датчиках перемещение диафрагмы относительно опорной пластины меняет электрическую емкость между ними.

В качестве упрощенного примера конструкции емкостного датчика можно рассматривать рис. 23.5, в котором следует предусмотреть выводы для измерения емкости между зеркалами и устранить СИД и ФД.

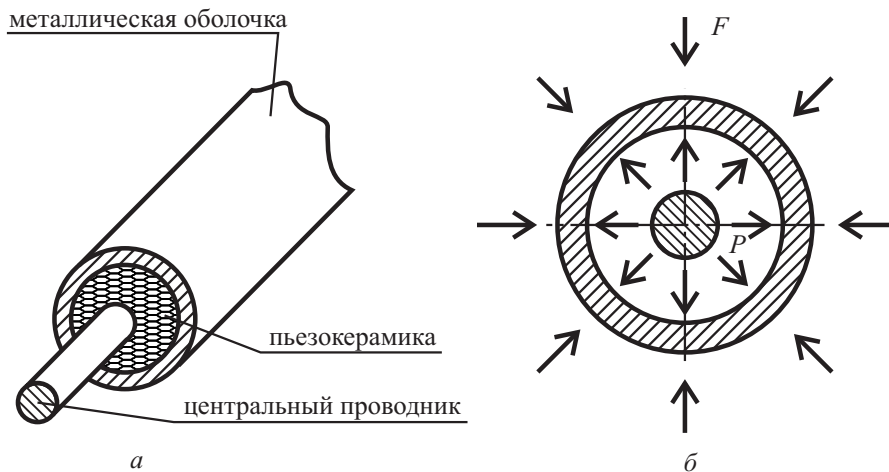


Рис. 23.6. Конструкция пьезоэлектрического кабеля: *а* – элементы устройства кабеля; *б* – поляризация P пьезокерамики и направления внешнего давления.

23.6. Измерение давления с использованием пьезоэлектрического эффекта

Пьезоэлектрическая пластинка обеспечивает непосредственное преобразование механических напряжений, появляющихся при приложении к ней давления, в электрический сигнал (прямой пьезоэффект, часть 1 настоящего учебного пособия). Площадь пластинок или колец из пьезоэлектрика определяется в зависимости от максимального допустимого механического напряжения.

Применяются также трубчатые конструкции преобразователей. Разработаны трубчатые конструкции пьезоэлектрических датчиков в виде бронированного коаксиального кабеля диаметром $1 \div 3$ мм, сердечник и металлическая оболочка которых разделены пьезокерамическим материалом, поляризованным в радиальном направлении (рис. 23.6).

Под действием внешнего давления кабель генерирует заряд q , пропорциональный давлению. Кабель можно использовать для измерения малых изменений давления в среде с высоким давлением; кабель может быть проложен под дорогой, и служить датчиком для систем управления движением транспорта.

Измерение потоков

24.1. Закономерности движения жидкости и газа

В настоящем разделе рассматривается измерение параметров потоков газов и жидкостей. Хотя свойства указанных сред во многом отличаются, однако многие механические явления их поведения описываются одинаковыми уравнениями. Это позволяет изучать равновесие и движение газов и жидкостей, используя единый подход. Законы движения газов и жидкостей рассматриваются разделом механики – *гидродинамикой*.

В рамках этой науки жидкости и газы рассматриваются как *сплошные*, не учитывается молекулярное строение вещества. Во многих случаях жидкости и газы можно считать *несжимаемыми*, т.е. не изменяющими свой объем под действием давления. Плотность газов на самом деле существенно зависит от давления в них, но в потоках, движущихся со скоростью меньше скорости звука, газы ведут себя как *несжимаемые жидкости*.

Движение жидкостей называется *течением*, а совокупность частиц движущейся жидкости – *потоком*. Траектория движения частицы жидкости является *линией тока*. Часть жидкости, ограниченную поверхностью, состоящей из линий тока, называют *трубкой тока* (трубкой потока). Если течение жидкости установившееся, *стационарное*, то форма и расположение линий тока и скорости частиц в каждой точке с течением времени не изменяются. На рис. 24.1 показаны линии тока и трубка тока.

Вектор скорости v в каждой точке жидкости совпадает с касательной к линии тока.

Жидкость не может вытекать за границы трубки тока, поэтому объем $S_1 \cdot v_1 \cdot dt$ втекающей в трубку жидкости равен объему $S_2 \cdot v_2 \cdot dt$ вытекающей за то же время жидкости:

$$S_1 \cdot v_1 = S_2 \cdot v_2 = \text{const.} \quad (24.1)$$

Это соотношение постоянно вдоль всей трубки тока и называется уравнением неразрывности несжимаемой жидкости.

Если трубка тока расположена горизонтально и влиянием гравитации на движение жидкости можно пренебречь, то причиной движения жидкости может

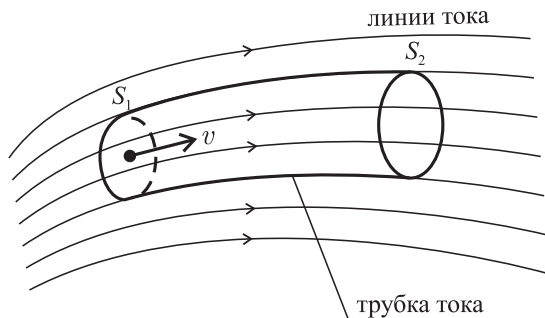


Рис. 24.1. Линии тока и трубка тока.

быть только разность давлений $p_1 - p_2$ жидкости на входе в трубку (в сечении S_1) и на выходе (в сечении S_2); (знак «минус» перед p_2 говорит о том, что это давление препятствует движению).

Будем условно считать, что жидкость идеальная в том смысле, что можно пренебречь ее вязкостью и представить жидкость совокупностью частиц, обладающих массой и движущихся без взаимодействия друг с другом.

Как следствие закона сохранения энергии можно найти следующее уравнение (уравнение Бернулли) для движения идеальной жидкости в отсутствие влияния гравитации:

$$\frac{\rho \cdot v^2}{2} + p = p_0 = \text{const.} \quad (24.2)$$

Здесь ρ и v – плотность и скорость жидкости в некотором сечении; p – давление в этом сечении; p_0 – носит название полного давления.

Реальная жидкость обладает вязкостью.

Вязкость – это сила внутреннего трения между соседними слоями жидкости, если они движутся с разными скоростями. Наличие вязкости обуславливает существование двух режимов течения жидкости. При *ламинарном* (слоистом) течении соседние слои жидкости скользят друг по другу, не перемешиваясь. Если вязкость высока и относительные скорости соседних слоев велики, происходит интенсивное вихреобразование и перемешивание жидкости. Течение становится *турбулентным* (вихревым).

При движении потока в некоторой трубе ближайший к стенке слой жидкости неподвижен, как бы прилипает к ней. С приближением к осевой части трубы скорость потока увеличивается. Распределение значения скорости по поперечнику трубы имеет параболический профиль (рис. 24.2).

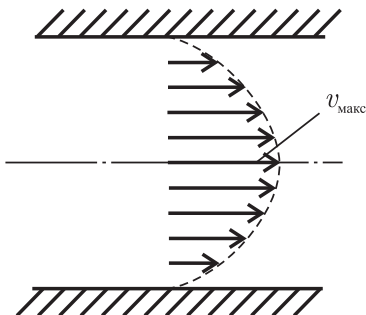


Рис. 24.2. Распределение скоростей слоев жидкости по сечению трубы при ламинарном течении.

При измерении скорости потока жидкости в трубе используют среднее значение скорости $v_{\text{ср}} = \frac{1}{2} v_{\text{макс}}$, где $v_{\text{макс}}$ – максимальное значение скорости на оси трубы. На практике чаще определяют не скорость, а расход вещества через определенное сечение. **Расход** – это произведение средней скорости потока на площадь поперечного сечения $S v_{\text{ср}}$, т.е. объем жидкости, проходящей через сечение в секунду.

Характер течения можно предсказать, вычислив число Рейнольдса:

$$Re = \frac{v_{\text{ср}} \cdot d}{\nu}, \quad (24.3)$$

где $v_{\text{ср}}$ – средняя скорость; d – характерный размер, например, диаметр трубы; ν – кинематическая вязкость жидкости. Число Рейнольдса – это один из критериев подобия, безразмерная величина.

Течение ламинарное при малых числах Рейнольдса ($Re \leq 1000$), при $Re \geq 2000$ – течение турбулентное.

Измерение параметров потоков базируется на рассмотренных закономерностях. Существуют следующие основные методы измерения расхода потока:

- по перепаду давления в потоке;
- по механическому воздействию потока;
- по магнитогидродинамическим эффектам;
- использующие распространение ультразвука в жидкости;
- по тепловым эффектам.

Существуют также методы измерения мгновенной скорости потока в некоторой его области:

- трубки Пито;
- с использованием термоанемометра.

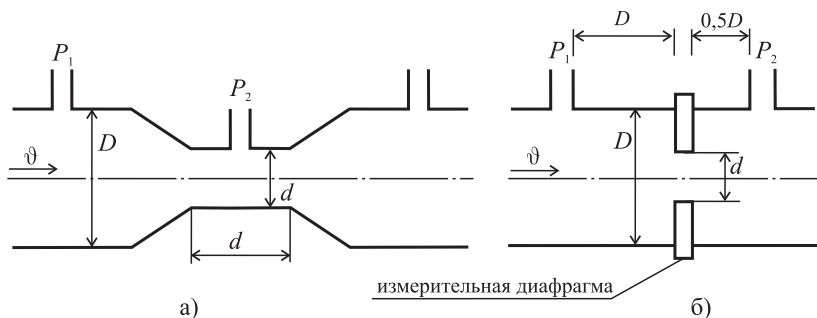


Рис. 24.3. Схема измерения расхода по перепаду давления: а – трубка Вентури; б – измерительная диафрагма.

24.2. Измерение расхода по перепаду давления

24.2.1. Использование постоянного сужения

Перепад давления в трубке создают, вводя в поток препятствие – локальное сужение трубы или диафрагму с малым отверстием (рис. 24.3).

В случае трубки Вентури (рис. 24.3, а) для определения расхода Q жидкости измеряют давление p_1 до сужения и p_2 в области сужения. Для получения расчетной формулы необходимо использовать уравнение Бернулли (24.2) и уравнение неразрывности (24.1):

$$Q = \frac{c \cdot S_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{S_2}{S_1}\right)^2}} \sqrt{\frac{2(P_1 - P_2)}{\rho}}, \quad (24.4)$$

где S_1 и S_2 – площадь сечения в широком и узком местах трубки Вентури; ρ – плотность жидкости; c – *согласующий коэффициент*, необходимость в котором вызвано тем, что выражение (24.4) является приближенным. Потери давления в трубке после сужения составляют 10–15 %.

В случае измерительной диафрагмы (рис. 24.3, б) давления p_1 и p_2 – до и после диафрагмы. Важно патрубки для измерения давлений установить на расстоянии D от диафрагмы вверх по течению и на расстоянии $0,5D$ вниз по течению.

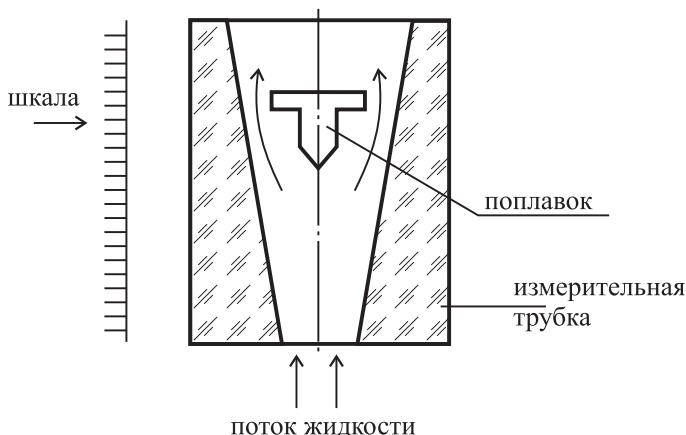


Рис. 24.4. Ротаметр.

24.2.2. Использование ротаметра

Ротаметр является измерителем расхода, в котором перепад давлений остается постоянным при изменении расхода за счет постепенного изменения площади сужения (рис. 24.4).

Ротаметр содержит коническую вертикальную измерительную трубку, в которой поток жидкости направлен вверх. Поплавок устанавливается автоматически в том месте, где его вес уравновешен суммой силы Архимеда и силы давления потока жидкости. При увеличении расхода растет сила давления на поплавок, поплавок смещается вверх и увеличивается зазор между поплавком и стенками трубы, давление возвращается к прежнему значению. Шкала рядом с поплавком проградуирована в единицах расхода жидкости.

Существуют такие расходомеры, в которых положение поплавка устанавливается специальной пружиной, и расходомер может быть размещен горизонтально.

24.3. Измерение расхода по механическому действию потока

Механическое действие потока используют, вводя в поток мишень в виде диска или миниатюрную турбинку с многолопастным ротором. Для определения расхода необходимо измерить силу, действующую на введенный в поток

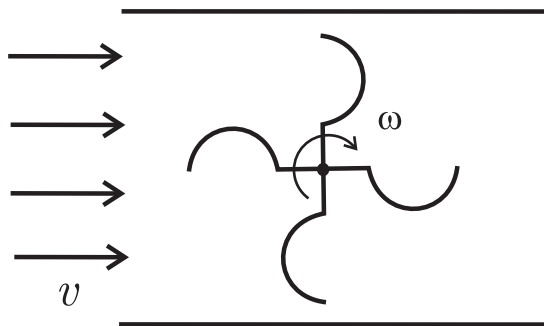


Рис. 24.5. Турбинный метод измерения скорости движения.

диск, или измерить скорость вращения ротора.

Турбинный метод измерения скорости движения тела иллюстрируются на рис. 24.5

На движущемся теле закрепляется турбинка. На оси вращения закреплена крыльчатка с чашеобразными лопастями; под действием набегающего потока крыльчатка вращается со скоростью ω , пропорциональной скорости v потока:

$$\omega = \alpha_T \cdot v, \quad (24.5)$$

где α_T – постоянная турбинки, зависящая от радиуса турбинки и аэродинамических параметров лопастей.

24.4. Магнитогидродинамическое измерение расхода

Если жидкость потока электропроводящая, то в поперечном относительно потока магнитном поле $\vec{B}$ в жидкости возникает поперечное электрическое поле $\vec{E}$ (рис. 24.6).

Между электродами, расположенными по сторонам потока, возникает ЭДС, разность потенциалов.

Эффект возникновения ЭДС объясняется явлением *электромагнитной индукции*: в проводнике, пересекающем силовые линии магнитного поля, возникает ЭДС, пропорциональная магнитному потоку, пересеченному проводником в единицу времени:

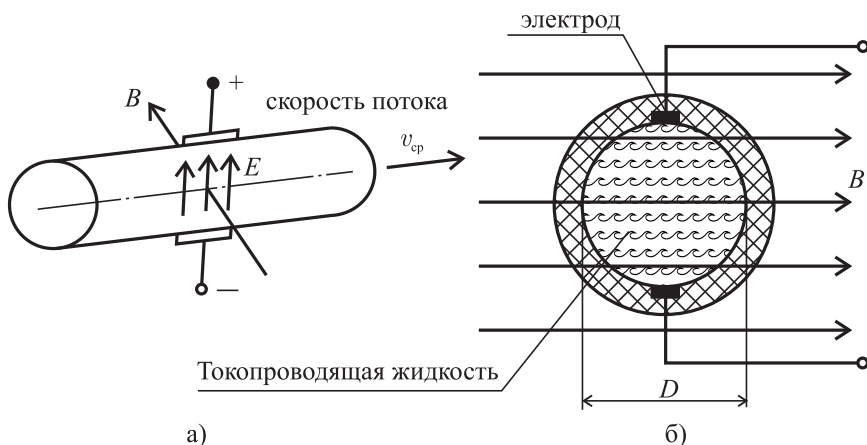


Рис. 24.6. Возникновение электрического поля в проводящем потоке, движущемся в магнитном поле.

$$\mathcal{E}ДС = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(B \cdot v_{cp} \cdot D \cdot dt)}{dt} = B \cdot v_{cp} \cdot D. \quad (24.6)$$

Здесь D – внутренний диаметр трубы; $\Phi = B \cdot v_{cp} \cdot D \cdot dt$ – магнитный поток, пересекаемый линией диаметра D , движущейся с потоком жидкости, за время dt ; B – индукция магнитного поля.

Учитывая, что в трубе круглого сечения диаметром D расход $Q = \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) \cdot v_{cp}$, получим связь между ЭДС и расходом:

$$\mathcal{E}ДС = \frac{4BQ}{\pi D}. \quad (24.7)$$

На практике используют пульсирующее магнитное поле $B_{\sim}$, создаваемой парой катушек с током, расположенных на противоположных сторонах трубы. Использование постоянного магнитного поля приводило бы к эффекту электрохимической поляризации электродов, контактирующих с жидкостью потока.

Рассматриваемый метод нечувствителен к изменениям температуры, давления, вязкости, плотности, проводимости потока, необходимо лишь, чтобы проводимость была выше некоторого предела. Точность измерения расхода достаточно высока, составляет $\pm 1\%$.

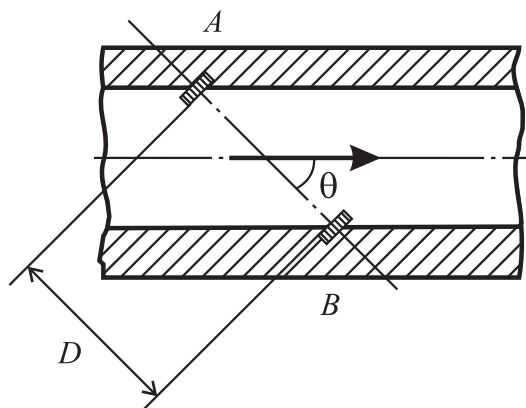


Рис. 24.7. Ультразвуковой расходомер

24.5. Измерение расхода по распространению ультразвука в потоке

Ультразвуковое измерение расхода реализуется либо по эффекту сложения скоростей потока и ультразвуковой волны в потоке, либо по эффектам, возникающим при рассеянии ультразвука на посторонних частицах, плывущих вместе с потоком.

24.5.1. Использование сложения скоростей

Эффективная скорость звука в подвижной среде равна скорости звука в этой среде плюс скорость среды относительно неподвижного источника звука. Распространения звука против потока приведет к уменьшению эффективной скорости звука, по потоку – к увеличению. Разность между этими эффективными значениями равна удвоенной скорости потока.

Для определения эффективных скоростей два ультразвуковых генератора (пьезокерамических) располагают на противоположных сторонах трубы, как показано на рис. 24.7. Каждый генератор может работать и как передатчик, и как приемник (как «микрофон»).

Генераторы A и B расположены на расстоянии D друг от друга так, что линия излучения волн направлена под углом θ к потоку.

Время T распространения звука между кристаллами равно:

$$T = \frac{D}{c_{зв} \pm v'_{ср} \cdot \cos \theta}, \quad (24.8)$$

где $c_{зв}$ – скорость звука в покоящейся среде; $v'_{ср}$ – скорость потока, усредненная вдоль пути распространения звука. Установлено, что для ламинарного потока $v'_{ср} = \frac{4}{3}v_{ср}$. Обычно излучатели работают не непрерывно, а в течение короткого импульса.

Если приход волны к приемнику использовать для включения его как передатчика, то частоты импульсов излучений в каждом из направлений будут отличаться на величину Δf :

$$\Delta f = \frac{1}{T_{(+)}} - \frac{1}{T_{(-)}} = \pm \frac{2v'_{ср} \cdot \cos \theta}{D}, \quad (24.9)$$

где $T_{(+)}$ и $T_{(-)}$ – значения времени прохождения звуком расстояния D против потока и по потоку, вычисляемые по (24.8).

Разница частот измеряется и используется для определения скорости потока.

24.5.2. Использование эффекта Доплера при рассеянии света на частицах подвижной среды

При прохождении ультразвуковой волны в жидкости всегда имеет место рассеяние волны на пузырьках, частицах, завихрениях,двигающихся вместе с потоком. Часть энергии звука от этих неоднородностей отражается, причем, в соответствии с эффектом Доплера, частоты волны, посланной излучателем и принятой приемником после отражения от движущихся частиц не равны друг другу. Их разность можно определить по формуле:

$$\Delta f \approx \pm \frac{2f \cos \theta}{c_{зв}}, \quad (24.10)$$

где f – частота излучателя; $c_{зв}$ – скорость звука в среде.

Схема проведения измерений показана на рис. 24.8

В качестве передатчиков и приемников ультразвука используют пьезокерамические диски.

Точность доплеровского измерения скорости не высока, достигает $\pm 5\%$, поэтому такие устройства чаще используются для индикации появления потока.

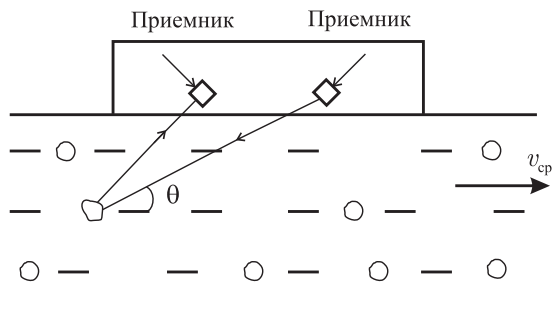


Рис. 24.8. Схема доплеровского измерения скорости потока.

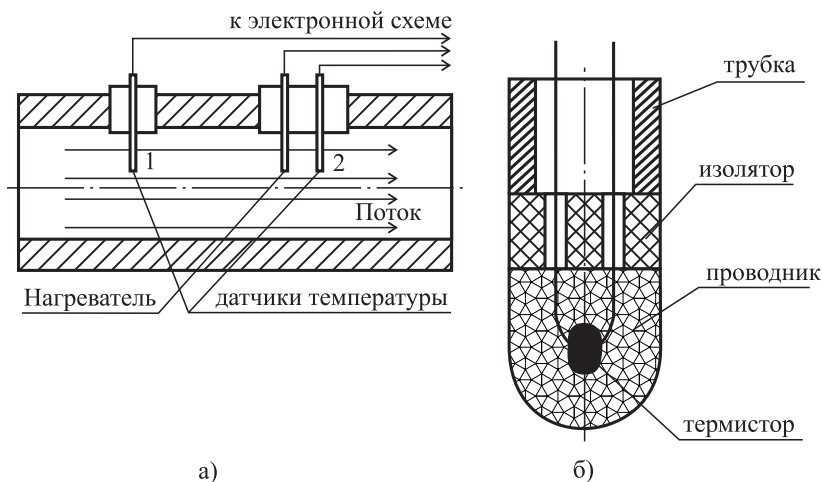


Рис. 24.9. Измерение расхода по переносу тепла: а) расположение детекторов в потоке; б) устройство датчика температуры потока

24.5.3. Измерение расхода по измерению переноса потоком нагретой зоны жидкости

Для измерений расхода используют своеобразный термоанемометр (рис. 24.9).

Нагреватель и два датчика температуры выполнены в виде трех трубочек и заделаны в боковую стенку трубы последовательно друг за другом по направлению потока (рис. 24.9, а). Нагреватель расположен между датчиками. В

качестве датчика можно использовать термистор (рис. 24.9, б).

Первый по ходу потока датчик 1 измеряет исходную температуру потока, нагреватель повышает температуру жидкости, а второй датчик 2 измеряет результирующую температуру потока, значение которой определяется теплопередачей за счет вынужденной конвекции. При увеличении скорости потока температура, регистрируемая вторым датчиком, уменьшается, так как тепло, выделяемое нагревателем, распределяется по большему объему жидкости. Для формирования электрического сигнала термисторы включаются по мостовой схеме. Напряжение разбаланса моста является мерой разности температур и, следовательно, расхода жидкости.

Точность измерений расхода может достигать $\pm 1\%$.

24.6. Измерение локальной мгновенной скорости потока

Рассмотрим в качестве примера использования эффекта конвективной передачи тепла (см. ч.1 настоящего пособия) измерение скорости газового потока с помощью термоанемометра. Основой прибора является тонкая проволока, обдуваемая газовым потоком и нагреваемая пропусканием через нее электрического тока. В установившемся режиме все тепло, выделяющееся в проволоке, уносится потоком, поэтому, зная нагревающую проволоку электрическую мощность P и измерив ее температуру, можно вычислить скорость потока.

В ч.1 настоящего учебного пособия для тонких проволок и малых скоростей v потока представлено следующее выражение:

$$v^{0,4} = \frac{P}{0,81 \cdot S \Delta T} \cdot \frac{v^{0,4}}{\lambda d^{-0,6}}, \quad (24.11)$$

где S – поверхность проволоки; d – ее диаметр; P – электрическая мощность, нагревающая проволоку; ΔT – разность температур проволоки и газового потока; λ – коэффициент теплопроводности газа.

Измерение положения и геометрических характеристик твердых тел

25.1. Общие сведения

Полную информацию о положении объекта в пространстве дают его координаты. В технике часто положение тела характеризуют расстоянием от него до чувствительного элемента контролирующего устройства - датчика положения. Изменение сигнала чувствительного элемента отражает изменение положения тела, т.е. его перемещение.

Возможны два вида сигналов о перемещении объекта.

В первом методе величина сигнала является функцией положения тела и изменяется непрерывно с изменением положения; сигнал является аналоговым.

Во втором методе датчик генерирует единичный импульс при каждом элементарном перемещении тела; положение и перемещение определяются подсчетом суммы или разности единичных импульсов; таким образом, во втором методе определяются приращения расстояния до тела.

Если измеряются малые перемещения тела, то чувствительный элемент датчика положения может иметь механический контакт с телом, например, с помощью измерительного наконечника (щупа).

Распространены также бесконтактные датчики, не обладающие механической связью с объектом; измерения расстояния до объекта осуществляется посредством магнитных, электромагнитных, электростатических, звуковых полей или световых пучков.

Геометрические характеристики твердых тел – это длины, углы, площади, объемы, кривизны линий и поверхностей, шероховатость поверхностей. Эти величины могут измеряться как контактными, так и бесконтактными методами.

25.2. Контактные методы измерения положения тел и их размеров

На рис. 25.1 показаны схемы измерения размера тела контактным способом.

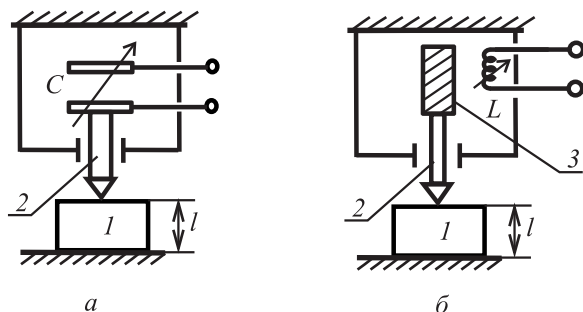


Рис. 25.1. Схемы измерения размеров тела контактным способом. *а* – с помощью емкостного датчика; *б* – с помощью индуктивного датчика.

Контролируемой детали *1* касается своим наконечником измерительный щуп *2*, второй конец щупа присоединен к перемещаемому элементу детали измерительного преобразователя (на рис. 25.1, *а* – емкостного, на рис. 25.1, *б* – индуктивного). Величина измеряемого размера *l* детали *1* определяет положение щупа (входной сигнал преобразователя) и величину зазора между обкладками конденсатора *С* (рис. 25.1, *а*) или положение ферромагнитного сердечника *3* относительно катушки *Л* (рис. 25.1, *б*). Значения емкости конденсатора *С* или индуктивности катушки *Л* являются выходными сигналами преобразователей.

Перед началом измерений на месте измеряемого объекта *1* располагают установочную меру с известным размером, который можно принять за «нулевой» при измерениях.

При контактных методах измерения основные погрешности обусловлены следующими причинами:

- отклонения измеряемого объекта от правильной геометрической формы и шероховатость его поверхности (иначе говоря, объект не имеет однозначного измеряемого параметра);
- температурные изменения размера щупа при контакте с нагретым объектом;
- деформации в месте соприкосновения объекта и наконечника щупа, вызванные усилием прижима щупа к объекту.

При измерениях размеров движущихся деталей щуп из-за своей инерционности может не успевать следовать за выступами шероховатости, «отскакивать» от выступов при большой скорости движения, что приводит к дополнительной динамической погрешности измерений.

Сами измерительные индуктивные и емкостные преобразователи имеют высокую надежность и чувствительность, достигающую долей микрометра, и их

доля в погрешностях измерений мала.

25.3. Бесконтактные методы измерения положения

25.3.1. Виды бесконтактных измерений

Бесконтактные методы измерения положения тела основаны на использовании взаимодействия физических полей (электрических, магнитных, радиоволновых, световых, акустических волн и т.д.) или физических сред (газовых или жидкостных потоков) с объектом измерения. При этом положение или размер тела определяется или по времени распространения поля до объекта, и поле в этом случае выполняет роль щупа, или по интенсивности поля, или по фазе колебаний при волновом характере поля, или по параметрам физической среды (скорости, давления в потоке).

25.3.2. Измерения, основанные на определении времени прохождения волны

Время прохождения волны от излучателя до приемника зависит от длины ее пути, то есть от геометрических размеров объекта и скорости волны в среде распространения.

На рис. 25.2 показана схема метода определения расстояний до объекта или его размеров по времени прохождения волны. Здесь M – модулятор, выдающий электрический импульс, модулирующий колебания источника волн I . Волна проходит расстояние l и попадает в приемник P , преобразующий ее энергию в электрический сигнал, усиливаемый усилителем U (рис. 25.2, *a*). Усиленный импульсный сигнал сравнивают с импульсом модулятора M в специальном устройстве, которое выполняет функцию измерения времени Δt прохождения волны.

На рис. 25.2 роль этого устройства выполняет осциллограф. В момент прихода импульса модулятора M запускается развертка осциллографа. Когда несколько позже на вход осциллографа приходит сигнал от приемника P , на экране высвечивается соответствующий ему импульс, и по расстоянию его на экране от начала развертки определяется время Δt .

Для расположения излучателя и приемника по разные стороны объекта (рис. 25.2, *a*) его размер определяют по формуле:

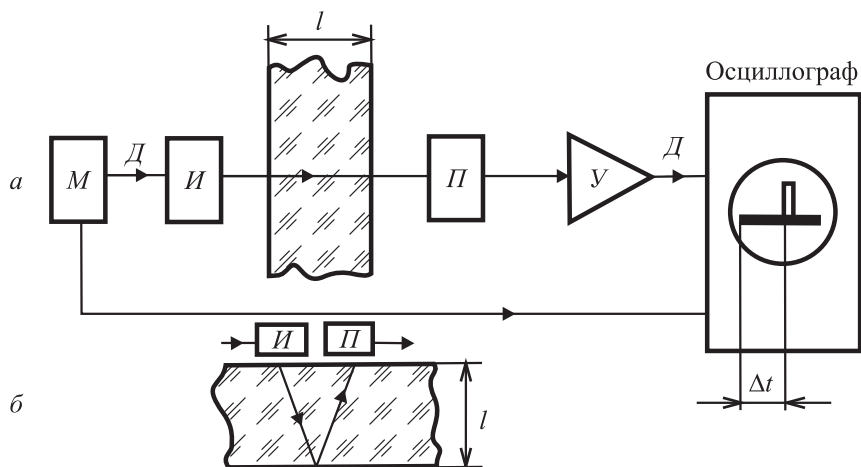


Рис. 25.2. Определение расстояний и размеров по времени прохождения волны от излучателя до приемника: *а* – волна проходит сквозь объект, *б* – волна отражается от границы объекта.

$$l = c_{зв} \cdot \Delta t, \quad (25.1)$$

где $c_{зв}$ – скорость волны в среде объекта.

Если излучатель и приемник располагаются с одной стороны объекта (рис. 25.2, *б*), и на приемник попадает отраженная волна, путь волны примерно удваивается, и размер объекта определяется формулой:

$$l \approx \frac{1}{2} c_{зв} \cdot \Delta t. \quad (25.2)$$

При измерении расстояний до объекта используется схема рис. 25.2, *б*, при этом l – это расстояние до объекта, и метод измерения расстояния называется эхо-локацией.

В качестве носителей сигналов может использоваться упругая (звуковая) волна, радиоволны, оптические излучения. Измеряются размеры от единиц миллиметров до миллионов километров (при использовании оптических излучений и радиоволн).

Так, проведена радио- и оптическая локация Луны и ближайших планет Солнечной системы. Звуковые волны позволяют измерять, например, толщины стенок сосудов, глубину водоемов, проводить локацию подводных лодок и скоплений рыбы и т.д.

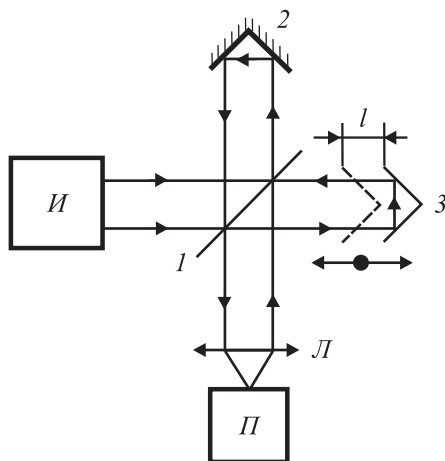


Рис. 25.3. Схема интерференционного измерения расстояний.

Относительные погрешности измерения размеров и расстояний описанными методами составляют $1 \div 5$ %. Источники погрешностей – неточность измерения временного промежутка Δt , зависимость скорости волн в среде от ее температуры, состава, плотности.

25.3.3. Интерференционные методы измерения расстояний и размеров (толщин)

Интерференционные методы применяются для измерений расстояний от долей мкм до десятка метров. В этих методах сравниваются фазы колебаний отраженной от объекта волны (световой, упругой, радиоволны) и опорной волны, испускаемой источником. При изменении расстояния от источника до объекта фаза отраженной волны также изменяется, так как волне приходится проходить другое расстояние. На рис. 25.3 показана схема интерферометра Майкельсона, используемая для определения расстояний с помощью когерентного оптического излучения.

Когерентное оптическое излучение лазера U в виде параллельного пучка попадает на полупрозрачное плоское зеркало 1, частично отражается к неподвижному уголкового отражателю 2, частично проходит к подвижному уголкового отражателю 3, закрепленному на объекте измерений.

Угловые отражатели обладают свойством отражать свет точно по направлению падающего светового пучка, и отраженное от них излучение попадает

на линзу L и фокусируется на поверхность фотоприемника P . Опорный луч, отраженный от неподвижного отражателя 2, интерферирует на фотоприемнике с лучом, несущим информацию о расположении объекта и отраженным от отражателя 3. Каждый из интерферирующих лучей проходит полупрозрачное зеркало 1 дважды и в результате ослабляется по интенсивности в ≈ 4 раза. Результирующая интенсивность I света на фотоприемнике зависит от разности фаз φ опорного и объектного лучей:

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cdot (1 + \cos \varphi), \quad (25.3)$$

где I_0 – интенсивность излучения источника.

Не абсолютная когерентность излучения источника приводит к уменьшению максимального значения результирующей интенсивности.

Если отражатель 3 перемещается в новое положение, показанное пунктиром, смещаясь на расстояние l , оптическая разность хода Δ лучей изменится на $\Delta = 2nl$, (так как расстояние l свет проходит дважды) где n – показатель преломления среды в области объекта. Соответствующее изменение разности фаз φ интерферирующих лучей равно:

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}, \quad (25.4)$$

где λ – длина волны света в среде перед фотоприемником.

Максимум результирующей интенсивности I наблюдается при $\varphi = \pi/2$, как следует из (10.3).

Максимумы повторяются по мере изменения расстояния l при каждом изменении фазы на $\varphi = 2\pi$, то есть при изменении оптической разности хода Δ на величину, равную длине волны λ .

При этом смещение l отражателя 3 равно:

$$l = k \cdot \frac{\lambda}{2n} + a, \quad (25.5)$$

где $a < \frac{\lambda}{2n}$ – «остаток» величины смещения, возникающий, если на всем смещении не укладывается целое число длин полуволен в среде; k – число наблюдений максимума интенсивности при смещении объекта на расстояние l . Подсчитывая это число при перемещении объекта, можно определить перемещение объекта с точностью до величины a .

Таким образом, величина $\frac{\lambda}{2n}$ является единичным (элементарным) приращением, которому соответствует возникновение максимума (импульса) интенсивности света и электрического импульса на выходе фотоприемника, которые подсчитываются счетчиком и являются мерилем расстояния l .

Недостатком метода является необходимость перемещения объекта только в одном направлении. Для учета изменения направления движения объекта приведенную схему усложняют, вводя в нее дополнительные фотоприемники.

Другой существенный недостаток – нельзя измерить расстояние до объекта, если заранее не известно, сколько длин полуволн укладывается на этом расстоянии.

25.3.4. Измерения, основанные на принципе амплитудной модуляции светового луча гармонической функцией

Как уже сказано, интерференционный метод измерения расстояний не дает однозначного результата, если это расстояние больше длины волны света. Эта проблема решается, если световой пучок модулировать по амплитуде гармонической функцией с частотой, много меньшей частоты света. На рис. 25.4, *а–в*, показаны картины мгновенного распределения вдоль измеряемого расстояния напряженности поля электромагнитной (световой) волны.

При измерении расстояния по времени прохождения волны, как показано на рис. 25.4, *а*, световая энергия сосредоточена в коротком импульсе, который перемещается со скоростью v света в среде.

При интерференционном методе световой луч обладает вдоль всего пути одинаковой интенсивностью, волна напряженности имеет синусоидальный характер (рис. 25.4, *б*), и также движется к объекту со скоростью v света в среде.

При модуляционном методе (рис. 25.4, *в*) амплитуда поля в разных точках расстояния разная, огибающая всех амплитуд является гармонической функцией. Пространственный период модуляционной картины назовем длиной модуляционной волны λ_M ; картина движется к объекту со скоростью v света в среде. Для частоты модуляции F_M справедливо соотношение:

$$F_M = \frac{v}{\lambda_M}. \quad (25.6)$$

Изменение фазы модуляционной волны, вызванное прохождением волной расстояния x , выражается обычной для бегущей волны формулой:

$$\varphi_M = \frac{2\pi}{\lambda_M} x. \quad (25.7)$$

Схема модуляционного метода измерений расстояний такая же, как на рис. 25.2, *а*, но вместо осциллографа необходимо использовать измеритель разности фаз φ_M между сигналом модулятора M и модуляционной волной.

Используя (25.6) и (25.7), для расстояния до объекта получим выражение:

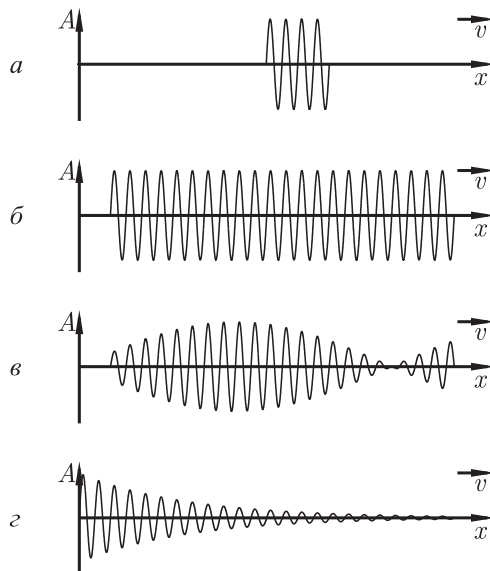


Рис. 25.4. «Мгновенные» распределения напряженности поля электромагнитной (световой) волны вдоль трассы измерения расстояний: *a* – в методе однократного светового импульса; *б* – в интерференционном методе; *в* – в методе амплитудной гармонической модуляции; *г* – в методе, основанном на поглощении излучения.

$$x_a = \frac{c \cdot \varphi_M}{2\pi F_M \cdot n}. \quad (25.8)$$

Здесь $\frac{c}{n} = v$ – скорость света в среде.

Для схемы измерений рис. 25.2, *б* расстояние уменьшаем в 2 раза:

$$x_b = \frac{c \cdot \varphi_M}{4\pi F_M \cdot n}. \quad (25.9)$$

Погрешность измерения расстояния Δx зависит от погрешности измерения модуляционной фазы $\Delta \varphi_M$:

$$\Delta x_b = \frac{\Delta \varphi_M \cdot c}{4\pi F_M \cdot n}. \quad (25.10)$$

Для уменьшения погрешности целесообразно увеличивать частоту F_M модуляции, что ведет к уменьшению длины волны λ_M .

Формулы (25.8) и (25.9) применимы, если расстояние, которое проходит волна в среде до приемника, меньше половины модуляционной длины волны. Если расстояние больше указанной величины, то вновь, как и в интерференционном методе, возможна неоднозначность результата измерений.

На увеличение частоты модуляции можно пойти, если известно приближенное значение расстояния до объекта.

Абсолютная погрешность измерения, достижимая модуляционным методом, может составлять единицы миллиметров при расстояниях около 1000 м, относительная погрешность измерения $10^{-5} \div 10^{-6}$.

25.3.5. Измерения положения тела, основанные на муаровых полосах

Такие измерения используются в точных станках или измерительных микроскопах для отслеживания положения или перемещения каретки с закрепленным на ней резцом или измеряемой деталью.

Муаровые полосы возникают, когда луч света проходит через две наложенные друг на друга своими плоскостями решетки *I* и *II*, штрихи которых имеют небольшой наклон друг к другу (рис. 25.5). Совокупность мест скрещений решеток образует непрозрачные полосы – муаровые полосы, расстояние между которыми *a* равно:

$$a = \frac{d}{\sin \alpha}, \quad (25.11)$$

где *d* – шаг наложенных решеток, α – угол между штрихами разных решеток.

Если угол α мал, то можно записать:

$$a \approx d/\alpha. \quad (25.12)$$

Если перемещать решетку *II* по направлению оси *x* вправо, то муаровые полосы перемещаются вниз по рисунку. Смещение вправо на расстояние *x* приведет к смещению муаровых полос по *y* на расстояние:

$$y = x/\alpha. \quad (25.13)$$

Это расстояние при малых значениях α может быть в $100 \div 1000$ раз больше смещения решетки.

Имеет место *оптическое увеличение* перемещения.

Обычно подсчет числа прошедших через точку наблюдения муаровых полос проводится автоматически при помощи фотоприемника. Смещение каретки

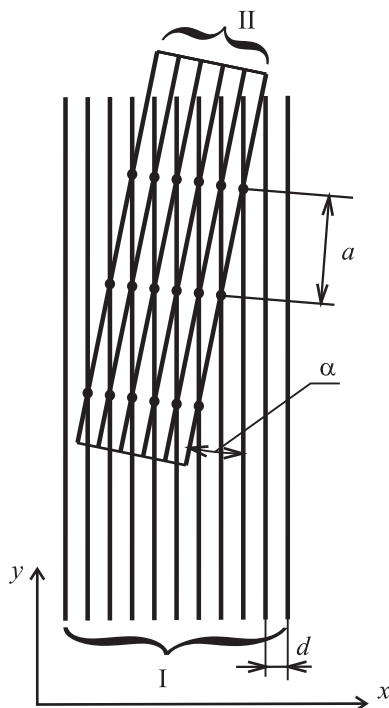


Рис. 25.5. Метод муаровых полос.

с закрепленной на ней решеткой будет равно числу прошедших полос, умноженному на шаг решетки.

Метод позволяет измерять перемещения до метров с точностью до долей микрометра. При этом общая длина решетки I должна быть не меньше измеряемого перемещения.

25.4. Дифракционные лазерные методы измерения размеров тел

Дифракция света – огибание световыми лучами границы непрозрачных тел, проникновение света в область геометрической тени; явление дифракции имеет место во всех случаях, когда возникает локальное амплитудное или фазовое нарушение волнового фронта.

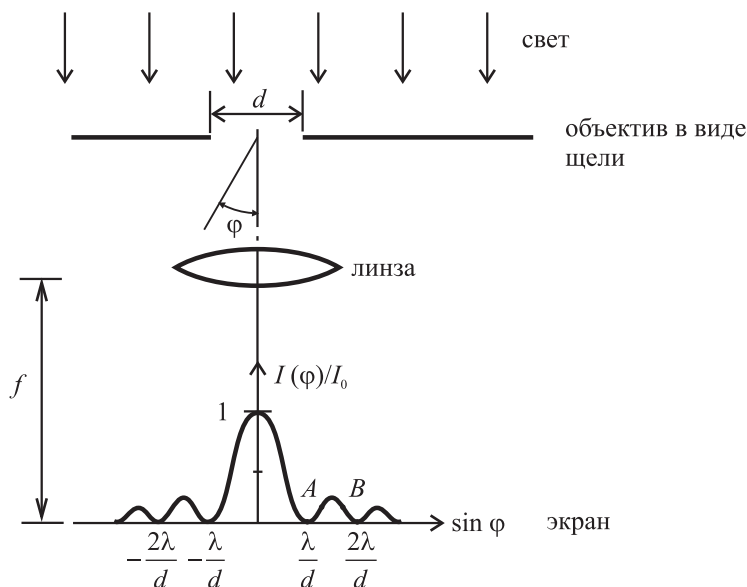


Рис. 25.6. Дифракция Фраунгофера

Математическое точное решение задач дифракции является сложным, поэтому применение находят приближенные методы решения.

Приближение Френеля – используется при изучении дифракции сферических волн, в ближней зоне наблюдения.

Приближение Фраунгофера – используется при дифракции плоских волн, т.е. в дальней зоне наблюдения. Расстояние H от объекта, на котором происходит дифракция, до наблюдателя, соответствующее дальней зоне, зависит от размера D объекта и длины волны света:

$$H \gg \frac{D^2}{\lambda}. \quad (25.14)$$

В настоящее время практическое применение в измерительных системах находит дифракция Фраунгофера (рис. 25.6). Здесь объектом является узкая щель в непрозрачной преграде. На щель падают параллельные лучи света (световая волна плоская).

В фокальной плоскости линзы установлен экран. Распределение интенсивности света в плоскости экрана является чередованием светлых и темных полос, причем в центре (на оптической оси линзы) располагается наиболее яркая

полоса. Если смещать щель относительно оптической оси линзы вправо или влево, световая картина на экране не смещается, т.е. дифракционное распределение освещенности инвариантно относительно пространственного смещения объекта. Угловое распределение интенсивности в дифракционной картине описывается выражением:

$$I(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin \varphi \right]}{\left[\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin \varphi \right]^2}, \quad (25.15)$$

где φ – угол наблюдения; I_0 – интенсивность света в центре дифракционной картины; $I_0 = I' \cdot d$, где I' – величина, пропорциональная плотности мощности излучателя.

Вид распределения интенсивности дифракции Фраунгофера на щели показан на рис. 25.6.

Относительные величины максимумов интенсивности, начиная с центрального, составляют ряд: 1; 0,045; 0,016... Если размер d изменяется, то изменяется и $I_0 = I' \cdot d$, изменяется интенсивность в максимумах I_φ . Это позволяет, измеряя интенсивность, определять геометрические параметры объекта (в рассматриваемом случае, ширину d щели).

Дифракционные измерения в зависимости от вида регистрируемых при измерениях параметров, делят на две большие группы:

- способы, основанные на регистрации интенсивности в фиксированных точках дифракционного распределения (А и В на рис. 25.6);
- способы, основанные на регистрации характеристических размеров дифракционного распределения (например, расстояния между соседними максимумами или соседними минимумами дифракционной картины).

На рис. 25.6 показаны угловые координаты минимумов и видно, что их значения зависят от размера d щели.

Если использовать первый способ, то можно размещать датчик интенсивности света или в точке А, или два датчика – в точках А и В.

Если размер объекта изменяется, то интенсивность в этих точках изменяется как на рис. 25.7, зависимости которого рассчитаны для размеров щели от 40 до 60 мкм.

Если используется один датчик в точке А, то сильное влияние оказывает нестабильность мощности лазера и неравномерность распределения интенсивности в поперечном сечении пучка, проявляющаяся при поперечном смещении объекта.

Более совершенной можно считать дифференциальную схему измерения, при которой используется разностный сигнал от двух датчиков, размещенных в точках А и В (кривая С на рис. 25.7).

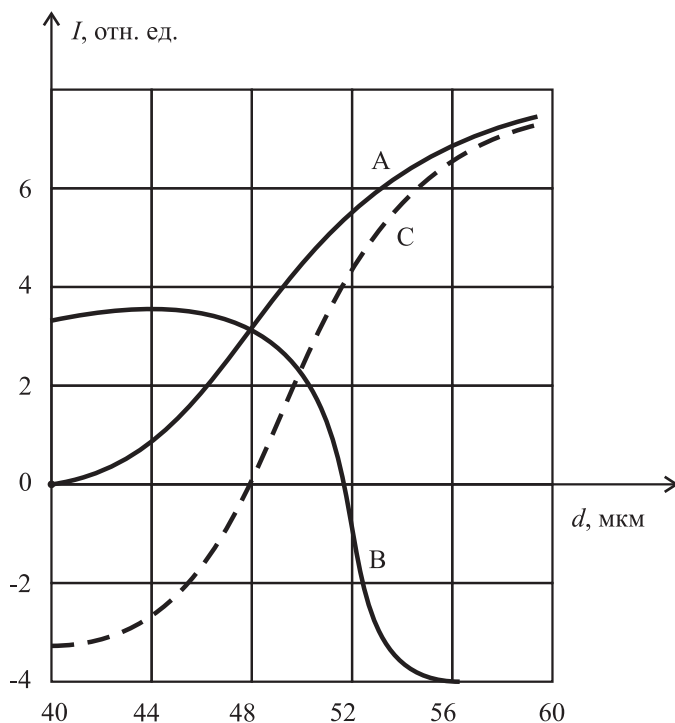


Рис. 25.7. Зависимости изменения сигнала в точках A и B и разностного сигнала (кривая C) от изменения размера при дифференциальной схеме регистрации

Второй способ (регистрация характеристических размеров дифракционного распределения) не критичен к изменениям мощности.

Угловой размер, соответствующий расстоянию между минимумами распределения, выражается формулой:

$$\varphi_{m,n} = \left| \arcsin \frac{m\lambda}{d} - \arcsin \frac{n\lambda}{d} \right|, \quad (25.16)$$

где m и n – номера минимумов, целые числа. При использовании этого метода измерений точность может быть повышена, если для измерений используют не два, а большее число значений характерных точек дифракционного распределения. Результат не критичен к поперечным смещениям объекта даже при неравномерном в сечении световом пучке.

Если углы φ наблюдения малы, формула (3) упрощается

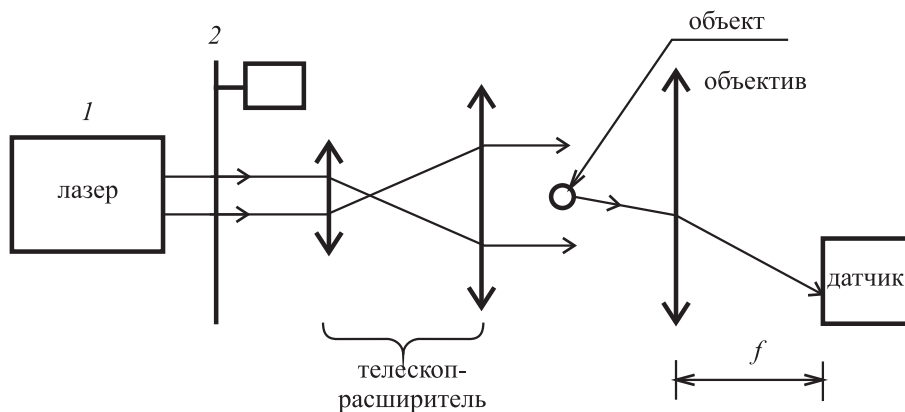


Рис. 25.8. Оптическая схема дифракционного измерения размера.

$$\varphi_{m,n} \approx (m - n) \lambda / d. \quad (25.17)$$

На рис. 25.8 показана оптическая схема дифракционного измерения размеров малого объекта.

Излучение лазера 1 модулируется по интенсивности прерывателем 2, пучок расширяется, проходя телескоп, при этом уменьшается его расходимость. Дифрагировавшее на объекте излучение фокусируется объективом, в фокальной плоскости которого размещается датчик – позиционно-чувствительный фотоприемник.

В соответствии с принципом Бабино, дифракционные картины от узких щелей или узких преград одинаковы, поэтому дифракционный способ применим также для измерения диаметров тонких проволок, узких лент и т.д.

При использовании первого способа фотоприемником может быть фотодиод с разделенной на две части фоточувствительной площадкой.

При втором способе в качестве фотоприемника используют фотодиодную линейку, диоды которой опрашиваются (сканируются) встроенной в датчик электронной схемой.

Измерение параметров движения тел

26.1. Общие сведения

Механическое движение тел характеризуют *перемещением, скоростью и ускорением*. Эти параметры взаимосвязаны:

$$v = \frac{dS}{dt}; \quad a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2S}{dt^2}. \quad (26.1)$$

Скорость v является производной по времени от пути S , ускорение a является производной по времени от скорости. Это значит, что возможно как прямое измерение перемещения, скорости и ускорения, так и измерение зависимости от времени одного из этих параметров с последующим пересчетом в другие параметры.

Методы измерения параметров движения зависят также от характера движения, которое может быть поступательным, вращательным, колебательным (вибрацией).

Перемещение тела – это изменение его положения, поэтому, повторяя измерения положения, можно тем самым находить и перемещение. Методы измерения положения описаны в предыдущем разделе; в данном разделе мы рассмотрим непосредственное измерение скорости перемещающихся тел.

26.2. Методы измерения линейных скоростей

Измерение скоростей тел всегда относительное.

Одна группа методов измерения позволяет находить скорость движения объекта относительно других тел, которые условно принимаются за неподвижные; другая группа методов позволяет измерять скорость относительно среды, также считающейся неподвижной.

Из методов измерения скорости объекта относительно среды рассмотрим аэродинамический, термодинамический, турбинный методы.

Из группы методов измерения скорости относительного движения тел рассмотрим корреляционный и доплеровский методы.

26.2.1. Измерение скорости тел относительно среды

С точки зрения законов физики рассмотрение движения тела в неподвижной среде можно заменить рассмотрением движения среды относительно неподвижного тела – результат не изменится.

Картину движения газа или жидкости можно представить, как показано выше в разделе 9, в виде картины линий тока, которые при стационарном движении совпадают с траекториями частиц среды, и трубок тока – струй среды, ограниченных поверхностями, каждая линия которых является линией тока.

Во многих практически важных случаях измерений можно пренебречь вязкостью среды, считая ее идеальной. Для такой среды справедливо уравнение Бернулли, которое фактически является одним из выражений закона сохранения энергии. Для условий, при которых при движении жидкости (газа) возможно изменение внутренней энергии среды, например, за счет перехода кинетической энергии в тепловую, уравнение имеет вид:

$$U + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = \text{const}, \quad (26.2)$$

где U – внутренняя энергия среды, приходящаяся на единицу массы; p – давление среды; ρ – ее плотность; v – скорость среды относительно неподвижной системы координат (совмещенной с телом).

Выражение (26.2) справедливо для любой точки линии тока. На рис. 26.1 показано распределение линий тока среды, обтекающей неподвижное тело.

В точке А скорость жидкости, двигающейся по линии ВА, обращается в нуль. Вдали от тела, в точке В, скорость равна v . Применим уравнение (26.2) Бернулли к линии АВ; будем считать, что жидкость несжимаема, при этом ее внутренняя энергия U неизменна. Считаем также, что движение среды горизонтальное, что позволяет не учитывать гравитацию. Получим уравнение, идентичное (26.2):

$$p_0 = p + \frac{1}{2}\rho v^2, \quad (26.3)$$

где левая часть получается из уравнения Бернулли в точке А, где $v = 0$ а давление равно p_0 , правая часть – из уравнения Бернулли в точке В, где давление среды p , а скорость равна v .

Величина $p + \frac{1}{2}\rho v^2$ – *полный напор* жидкости по рассматриваемой линии тока, а величина $\frac{1}{2}\rho v^2$ – *скоростной* или *динамический напор*. Полный напор можно измерить с помощью трубки Пито (рис. 26.2). Она обращена открытым концом навстречу потоку. Высота столба жидкости является мерой полного напора.

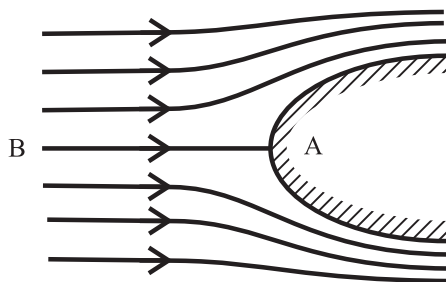


Рис. 26.1. Обтекание газом или жидкостью твердого тела.

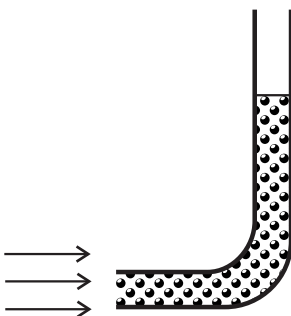


Рис. 26.2. Трубка Пито.

Скорость v можно вычислить, если отдельно измерить давление среды p и вычесть его из значения полного напора. На рис. 26.3 показана трубка Прандтля, в которой такое вычитание можно произвести автоматически.

В наружной стенке внешней трубки имеются небольшие отверстия. Поток

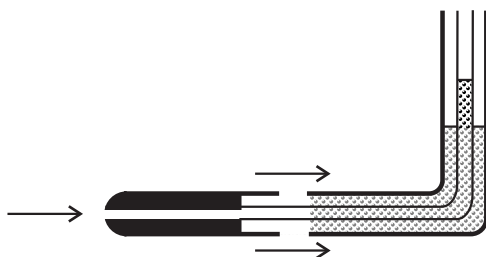


Рис. 26.3. Трубка Прандтля.

обтекает боковую внешнюю поверхность трубки, не затормаживаясь, и давление во внешней трубке и в жидкости одинаковые и равны давлению p . Давление измеряется манометрически, как и давление p_0 в центральной трубке; их разность пропорциональна скоростному напору $\frac{1}{2}\rho v^2$.

Реальные газы обладают конечной сжимаемостью, поэтому при обтекании тел внутренняя энергия на единицу массы U среды при изменении скорости v в выражении (26.2) изменяется.

Величина внутренней энергии определяется температурой среды:

$$U = c_p \cdot T, \quad (26.4)$$

где T – температура среды; c_p – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении.

Для точки А на рис. 26.1, где $v = 0$, из уравнения Бернулли (26.2) можно найти:

$$U + \frac{p}{\rho} = c_p \cdot T_A + \frac{p}{\rho} = const, \quad (26.5)$$

где T_A – температура среды в точке А.

В точке В справедливо выражение:

$$c_p T_0 + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = const, \quad (26.6)$$

где T_0 – температура окружающей среды вдали от тела.

Приравнявая (26.5) и (26.6), получим:

$$c_p T_A = c_p T_0 + \frac{v^2}{2}, \quad (26.7)$$

откуда найдем температуру среды вблизи поверхности движущегося тела:

$$T_A = T_0 \left(1 + \frac{v^2}{2T_0 c_p} \right). \quad (26.8)$$

Метод измерения скорости тела по измерению температуры заторможенного потока называется термодинамическим методом. Удобный вид формула (26.8) приобретает, если ввести в нее число Маха $M = v/c_{зв}$, где $c_{зв}$ – скорость звука в среде, и учесть, что $c_p = \frac{c_p}{\mu}$ (μ – молярная масса):

$$T_A = T_0 \left[1 + \frac{1}{2} M^2 (\gamma - 1) \right], \quad (26.9)$$

где $\gamma = C_p/C_v$, C_p и C_v – молярные теплоемкости среды при постоянном давлении и постоянном объеме, соответственно.

Пример 1. Тело движется по поверхности воды со скоростью 50 км/час (14 м/с). Найдем величину динамического напора. По формуле (26.3) динамический напор равен $\frac{1}{2}\rho v^2$. Для воды $\rho = 10^3$ кг/м³. Получим $\frac{1}{2} \cdot 10^3 \cdot 14^2 = 9,65 \cdot 10^4$ Па ≈ 1 атм.

Пример 2. Самолет летит со скоростью 800 км/час (число Маха $\approx 0,67$, т.к. скорость звука $c_{зв} = 1200$ км/час). По формуле (26.9), принимая $\gamma = 5$ для воздуха и считая температуру воздушной среды $T_0 = 300$ К, получим:

$$T_A = 300 \left[1 + \frac{0,67^2 (5 - 1)}{2} \right] \approx 570 \text{ К}.$$

Увеличение температуры ΔT воздуха в результате полного торможения потока (и перехода кинетической энергии движения в тепловую) составляет $\Delta T = T_A - T_0 = 270$ К.

26.2.2. Измерения относительной скорости движения тел

Корреляционный метод определения относительной скорости объектов заключается в сравнении случайных последовательностей сигналов, характеризующих один и тот же участок поверхности одного объекта, записанных с помощью датчиков другого, размещенных по ходу движения на некотором фиксированном расстоянии друг от друга.

Корреляция – это вероятностная или статистическая зависимость событий или величин. При сравнении необходимо выявить коррелированные последовательности сигналов разных датчиков; знание временного промежутка, разделяющего прием датчиками этих коррелированных последовательностей, позволяет определить скорость объекта $v_{об}$.

На рис. 26.4 изображена принципиальная схема корреляционного метода. Тело 3 движется со скоростью $v_{об}$, его поверхность облучается световым потоком 4; отраженный от поверхности свет воспринимается неподвижными приемниками 1 и 2, расположенными друг от друга на расстоянии l .

Сигналы приемников $f_1(t)$ и $f_2\left(t - \frac{l}{v_{об}}\right)$ отражают особенности поверхности объекта 3, которые имеют случайный характер, у обоих приемников они одинаковы по форме, но сдвинуты во времени на величину $l/v_{об}$. На рис. 26.4 временная зависимость этих сигналов изображена условно в виде последовательностей импульсов, причем сигнал приемника 2 сдвинут относительно сигнала приемника 1 по времени на величину:

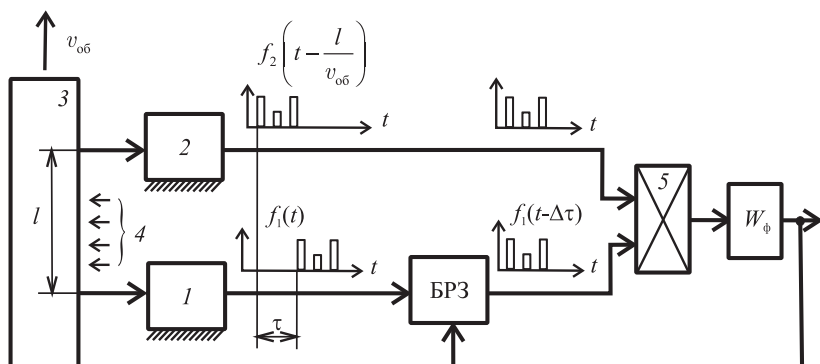


Рис. 26.4. Принципиальная схема корреляционного метода определения скорости тел. 1 и 2 – приемники сигналов, характеризующих поверхность объекта 3; 4 – световой поток, падающий на поверхность; БРЗ – блок регулируемой задержки сигнала; 5 – перемножитель сигналов; W_ϕ – фильтр.

$$\tau = \frac{l}{v_{об}}. \quad (26.10)$$

В блоке регулируемой задержки БРЗ сигнал приемника 1 может перемещаться по временной шкале на задаваемое время Δt . Сигналы $f_2\left(t - \frac{l}{v_{об}}\right)$ и $f_1(t - \Delta t)$ перемножаются в блоке 5. Совпадающие по времени импульсы в сигнале, полученном при перемножении, сохраняются, не совпадающие – исчезают (так как при этом величина умножается на ноль). Результирующий сигнал в блоке W_ϕ усредняющего фильтра интегрируется и усредняется по времени. При изменении задержки Δt величина сигнала после блока фильтра изменяется по величине и становится наибольшей при наилучшем совпадении во времени сравниваемых функций, то есть когда:

$$\Delta t = \tau = \frac{l}{v_{об}} \quad (26.11)$$

Зная задаваемую величину Δt , находим скорость объекта:

$$v_{об} = \frac{l}{\Delta t}. \quad (26.12)$$

Корреляционный принцип используется при измерении скорости кораблей и подводных лодок, при этом роль объекта 3 на рис. 26.4 выполняет морское дно, в качестве приемников 1 и 2 и излучателя 4 – ультразвуковые приемники и излучатели.

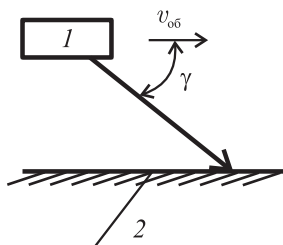


Рис. 26.5. Доплеровское измерение скорости. 1 – движущийся объект, на котором установлена приемно-передающая система; $v_{об}$ – скорость объекта, γ – угол наклона луча относительно неподвижной поверхности 2.

Доплеровский метод измерения скорости основан на эффекте изменения частоты движущихся приемника и излучателя волн (на эффекте Доплера), рассмотренном для звука в разделе 7.10.3 первой части учебника. В одном из вариантов метода излучатель и приемник устанавливают на движущемся объекте 1 (рис. 26.5).

Излучение может быть как звуковым, так и электромагнитным. Часть энергии излученной волны, рассеянной неподвижной поверхностью 2 принимается приемником, расположенным на движущемся объекте.

Частота отраженного сигнала равна:

$$f_1 = f + 2f_D, \quad (26.13)$$

где f – частота излученной волны,

$$f_D = \frac{v_{об} \cdot f}{c \cdot \cos \gamma}. \quad (26.14)$$

Здесь c – скорость волны излучения в среде.

Подставим (26.14) в (26.13):

$$f_1 = f \left(1 + \frac{2v_{об}}{c \cdot \cos \gamma} \right). \quad (26.15)$$

Измерив частоту f_1 отраженного сигнала, по (26.15) вычисляют скорость объекта.

Принципиальная неточность измерения скорости доплеровским методом обусловлена тем, что волна излучается в конечном телесном угле, и, т.к. для разных лучей угол γ различен, отраженный сигнал состоит из компонент, частоты которых несколько отличаются от частоты f_1 , задаваемой уравнением (26.15).

Для уменьшения погрешности целесообразно использовать много-лучевые системы, излучатели которых формируют несколько – от 2-х до 4-х – лучей.

В этом случае скорость может определяться с точностью до 0,1 %.

Измерение деформаций и механических напряжений

27.1. Измерение теплового расширения тел

Совокупность методов измерения теплового расширения тел называется *дилатометрией*. Существуют оптические, механические и электрические методы измерения теплового расширения.

Схема оптического интерференционного метода показана на рис. 27.1.

Исследуемый образец 1 размещается между плоскими пластинками 2. С помощью точно полированного кварцевого кольца 3 между верхней полированной плоскостью образца и нижней поверхностью прозрачной пластины 2

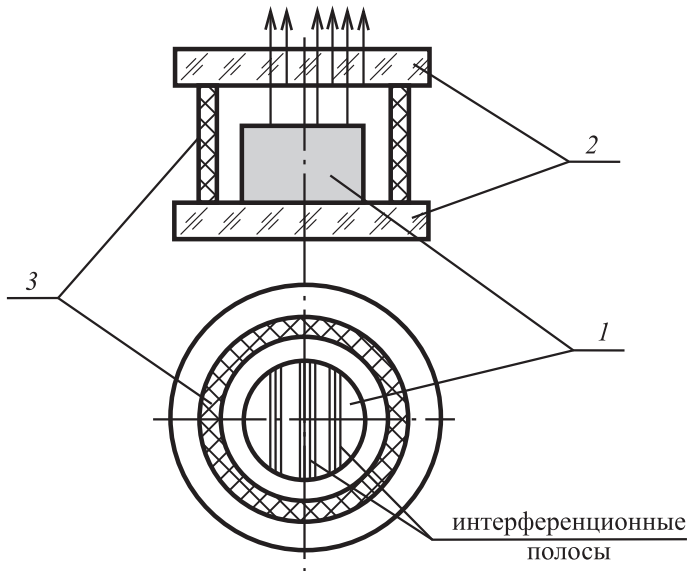


Рис. 27.1. Схема интерференционного измерения тепловой деформации тела.

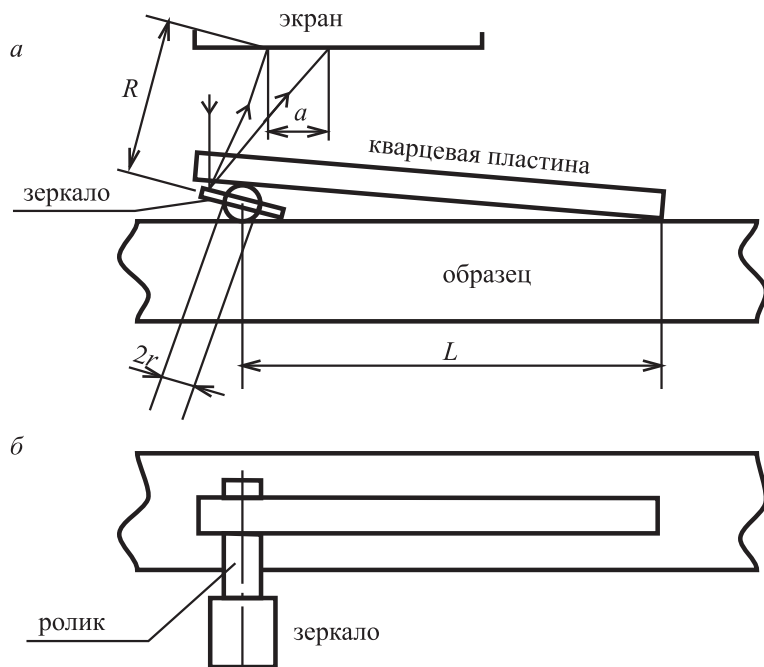


Рис. 27.2. Схема оптико-механического увеличения перемещения при деформации образца: *а* – вид сбоку; *б* – вид сверху; стрелками обозначен ход лучей, падающих на зеркало и отраженных на экран.

устанавливается воздушный зазор. Лучи, отраженные от образца и от нижней поверхности верхней пластины интерферируют, картина интерференции имеет вид полос. При термическом удлинении образца полосы сдвигаются, что позволяет измерять абсолютное удлинение с погрешностью до $0,02 - 0,03$ мкм.

Удлинение образца на схеме рис. 27.1 можно определять и электрическим путем, измеряя изменение электрической емкости между образцом и верхней пластиной.

Механический способ измерения малых термических деформаций основан на возможности с помощью особой рычажной системы увеличить деформационные перемещения поверхности образца в тысячи раз. На рис. 27.2 показана схема такого измерения деформации.

На плоском образце, удлиняющемся при увеличении температуры, располагают кварцевую пластину длиной L , обладающую почти нулевым термическим расширением. Между одним концом пластины и образцом свободно уклады-

вают ролик радиусом r с закрепленным на его конце зеркальцем. Плоскость зеркала должна быть параллельна оси ролика. При удлинении образца ролик катится без скольжения и зеркало на его конце поворачивается. Отраженный от зеркала луч на экране смещается на расстояние a , которое зависит от температурного удлинения Δl по формуле:

$$a = \Delta l \frac{R}{2r}. \quad (27.1)$$

Усиление перемещения $\frac{R}{2r}$ может достигать нескольких тысяч.

27.2. Измерение механических деформаций и напряжений

Механические конструкции при их эксплуатации испытывают действие механических нагрузок – внешних сил. Под их действием конструкции деформируются – изменяют свои размеры. При этом внутри элементов конструкций возникает противодействие деформациям – внутренние механические напряжения. По мере увеличения внешних нагрузок увеличиваются и внутренние напряжения. Конструкция разрушается, если величина внутренних напряжений достигла некоторого предельного значения, своего для разных материалов. Отсюда видна важность знания возникающих в конструкциях механических напряжений.

Обычно измеряются деформации, а напряжение рассчитывается из них.

Напряжения σ и деформации Δl тела связаны законом Гука:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\sigma}{E_{\text{Ю}}}, \quad (27.2)$$

где l – длина деформируемого образца; $E_{\text{Ю}}$ – модуль Юнга материала образца.

27.2.1. Тензорезистивные измерения

Механические измерители деформаций обеспечивают высокое усиление изменения длины образца, но при этом выходной сигнал имеет неэлектрическую природу.

Ниже рассматриваются методы измерения деформаций, позволяющие получать выходной сигнал в электрической форме. В качестве датчика деформаций часто используют тензорезистор. Его приклеивают к поверхности испытуемого образца так, что при деформации поверхности датчик подвергается той же деформации. Обозначим относительное изменение $\varepsilon_R = \frac{\Delta R}{R}$ при деформации

сопротивления терморезистора, относительную деформацию $\epsilon_i = \frac{\Delta l}{l}$. Для тензоэффекта справедливо выражение

$$\epsilon_R = K_T \cdot \epsilon_l, \quad (27.3)$$

где K_T – коэффициент тензочувствительности. Для металлических тензорезисторов $K_T \approx 2$. В случае точных измерений партию тензорезисторов после изготовления калибруют с целью определения K_T .

Необходимо учитывать, что если при изменениях напряжений изменяется температура, то изменяется сопротивление тензорезистора, что вносит ошибку в результаты. В этом случае используют, кроме измерительного, еще один – эталонный – датчик. Эталонный датчик располагают так, чтобы он имел ту же температуру, что и рабочий, но не подвергался деформациям. Датчики включают в соседние плечи измерительного моста Уитстона, и эффекты температурных изменений датчиков компенсируются.

Тензорезисторы обладают чувствительностью так же и к деформациям, направленным поперек датчика в его плоскости. Коэффициент поперечной тензочувствительности $K_{\perp} \approx 0,02K_T$, что может приводить к ошибкам при измерениях, если деформации образца двухосные, имеют место в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. В этом случае необходимо устанавливать два тензорезистора под прямым углом друг к другу, ориентируя их по направлениям главных деформаций (напряжений) в образце.

При расчете напряжений по одному из направлений учитываются показания датчика, установленного по другому направлению.

27.2.2. Измерение деформаций с помощью вибрирующей струны

Тензорезистивные измерения напряжений являются локальными, малопригодными при измерениях крупногабаритных элементов конструкций, например, в строительстве плотин, мостов и др. Для измерений в перечисленных случаях используют стальную струну, натянутую между двумя зажимами, закрепленными в изучаемой конструкции. Изменение механического натяжения струны при деформации конструкции приводит к изменению резонансной частоты f ее колебаний. На рис. 27.3 показано схематически измерение деформаций с помощью струны.

Вибрация струны возбуждается катушкой с ферромагнитным сердечником, на которую подается переменный ток. Амплитуда колебаний измеряется такой же приемной катушкой по ЭДС, возбуждаемой в ней. Внешняя электронная схема обеспечивает совпадение частоты переменного тока с собственной частотой

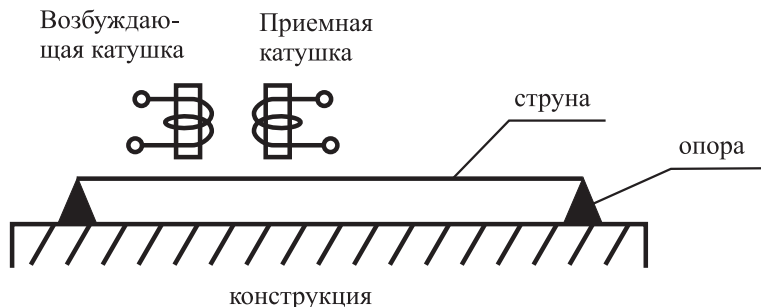


Рис. 27.3. Измерение деформаций с помощью вибрирующей струны.

струны, т.е. резонанс, даже если собственная частота струны изменяется.

Частота собственных колебаний струны определяется выражением:

$$f = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{T}{m}}, \quad (27.4)$$

где L – длина струны; T – сила натяжения струны; m – ее масса на единицу длины. При деформации конструкции, на которой закреплена на опорах струна, длина L струны изменится и изменится ее натяжение T , изменится и частота.

Относительная деформация конструкции связана с изменением частоты собственных колебаний струны формулой:

$$\frac{\Delta l}{l} = K (f_1^2 - f_0^2), \quad (27.5)$$

где K – калибровочный коэффициент; f_0 и f_1 – частоты колебаний струны в отсутствие деформации и в результате появления деформации.

Рассмотренный метод позволяет определять деформации величиной до 1 мкм при длине струны в десятки сантиметров и точностью 1 – 2 % диапазона измерений. Выходным сигналом при струнных измерениях деформаций является изменение частоты колебаний. Достоинствами метода измерений являются устойчивость против неблагоприятных воздействий окружающей среды – влажности, радиации, прочность элементов датчика.

27.3. Измерение полей механических деформаций

Поля деформаций в образце визуализируют и исследуют, используя эффект фотоупругости некоторых прозрачных материалов – неорганического стекла,

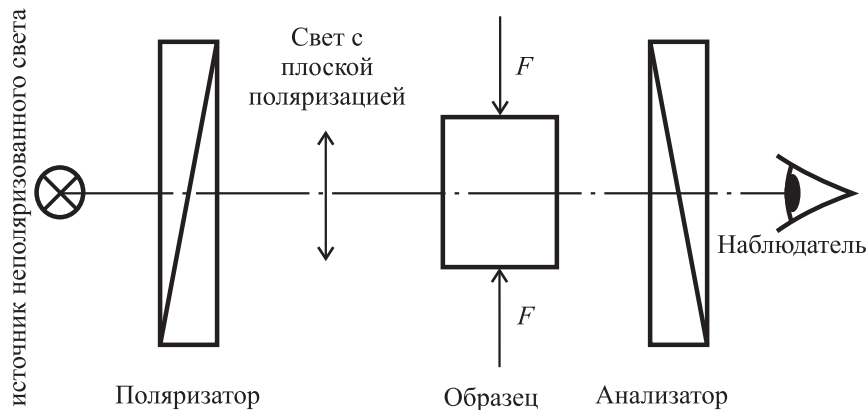


Рис. 27.4. Схема измерений распределения механических напряжений в прозрачном образце методом фотоупругости.

оргстекла и др. Фотоупругость – возникновение в веществе под действием механических напряжений двойного лучепреломления света, когда световой поток расщепляется на две плоскополяризованные составляющие – обыкновенный и необыкновенный электромагнитные волны, распространяющиеся с разными скоростями. Плоскости поляризации волн взаимноперпендикулярны; после прохождения через механически напряженный материал волны приобретают сдвиг фаз колебаний, зависящий от величины напряжений.

Для визуализации распределения напряжений в прозрачном образце его необходимо освещать плоскополяризованным световым потоком большого сечения (рис. 27.4).

Обыкновенный и необыкновенный лучи, возникнув в образце, проходят через него по одной траектории, не распадаясь пространственно. Анализатор преобразует обыкновенный и необыкновенный лучи, выделяя из каждого составляющие, поляризованные в одной плоскости; колебания в этих составляющих происходят по одному направлению, и составляющие могут интерферировать. Если образец рассматривать через анализатор, то на фоне образца видны цветные полосы и пятна, цвет которых несет информацию о механических напряжениях в соответствующей области образца. Деформации образца и механические напряжения больше в той области, где интерференционные полосы располагаются теснее.

Рассматриваемый метод используется, например, в стекольном и оптическом производствах, позволяя исследовать механические напряжения в стеклянных деталях. Другое важное применение – определение распределения ме-

механических напряжений в непрозрачных конструкциях с помощью масштабной модели этой конструкции из оргстекла.

Измерения силы и веса

28.1. Методы измерения силы

Измерение неизвестной силы производится следующими основными методами:

- уравниванием силой тяжести известной массы или компенсацией электромагнитной силой;
- измерением деформации упругого элемента измерительной системы, вызванной неизвестной силой.

Существуют и другие методы измерения силы. При измерениях обычно не происходит преобразования силы непосредственно в электрический сигнал, измерительные преобразователи являются составными устройствами.

Вес тела – это сила, действующая на тело в поле тяжести Земли:

$$P = Mg, \quad (28.1)$$

где P – сила; M – масса тела; g – ускорение свободного падения. Ускорение свободного падения зависит от места на земном шаре, где производятся измерения, точнее, от его широты. На экваторе $g_0 = 9,78049 \text{ м/с}^2$.

В современных измерительных устройствах наиболее часто используется метод измерения неизвестной силы по вызываемой ею упругой деформации. Упругая деформация, т.е. перемещение, измеряется датчиком перемещения, выходной сигнал которого электрический.

28.2. Измерение силы с использованием индуктивного преобразователя

Как показано на рис. 28.1, деформация спиральной пружины измеряется индуктивным преобразователем «перемещение – электрическое напряжение», выполненным в виде дифференциального трансформатора.

Приложение силы F вызывает деформацию X пружины:

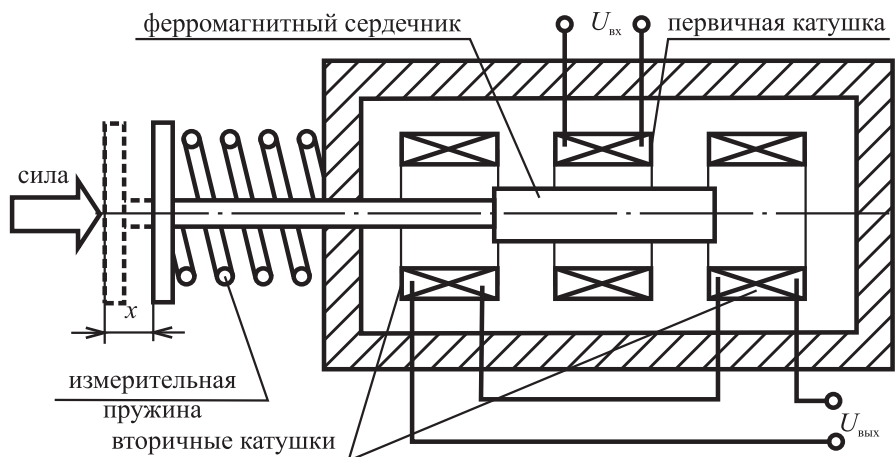


Рис. 28.1. Измерение силы индуктивным преобразователем с пружинным деформируемым элементом и дифференциальным трансформатором.

$$X = K \cdot F, \quad (28.2)$$

где K – упругость пружины. Шток с закрепленным ферромагнитным сердечником перемещается на величину этой деформации в отверстиях катушек трансформатора. Центральная катушка – первичная, на ее вход подается синусоидальное напряжение постоянной амплитуды. Вторичные катушки включены в противофазе. Когда сердечник расположен в центре трансформатора, выходные сигналы вторичных катушек взаимно нейтрализуют друг друга, а выходное напряжение $U_{\text{вых}}$ равно нулю. Перемещение сердечника в сторону приводит к неравенству магнитных потоков во вторичных катушках и возникновению выходного напряжения. Выходное напряжение является мерой перемещения сердечника; зависимость напряжения от перемещения линейная. Частота входного напряжения должна быть на порядок больше частоты изменения измеряемой силы.

Точность измерения силы этим методом во многом зависит от стабильности работы электронной схемы, обеспечивающей входное напряжение и измерение и обработку выходного напряжения, и степени линейности преобразования перемещения дифференциальным трансформатором.

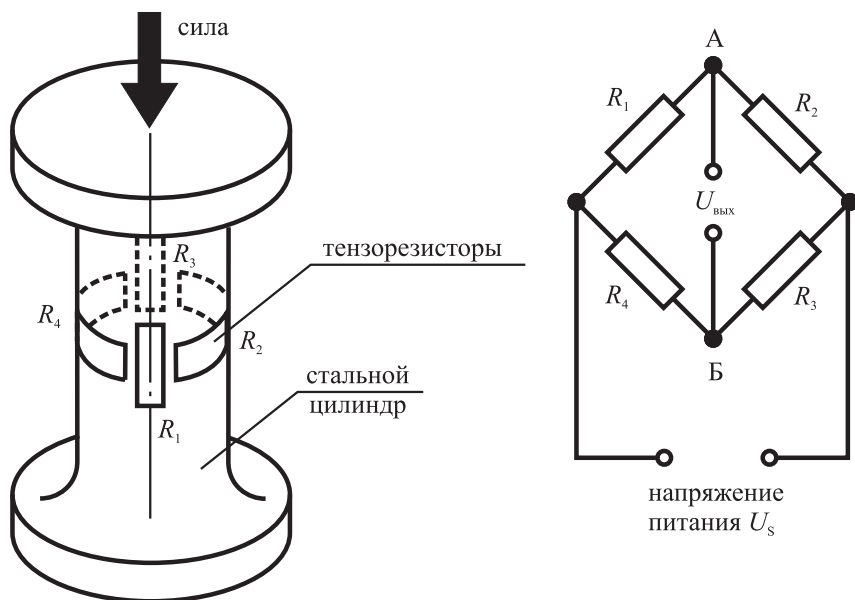


Рис. 28.2. Устройство динамометрического элемента.

28.3. Использование тензорезистивных преобразователей деформаций

Практически любой упругий преобразователь сила – перемещение (деформация) в сочетании с тензорезистором может быть измерительным преобразователем сила – электрическое напряжение. Упругие элементы могут представлять собой полые или сплошные цилиндры, кольца, консольные балочки, диафрагмы (см. Часть 1 настоящего учебного пособия). Для примера рассмотрим измерение силы с помощью динамометрического элемента в виде цилиндра с наклеенными тензорезисторами (рис. 28.2).

Под действием силы F цилиндр деформируется – укорачивается и увеличивается в диаметре. На боковую поверхность наклеены 4 тензорезистора таким образом, что два из них – R_2 и R_4 – ориентированы своим измерительным направлением по окружности, другие два (R_3 и R_1) – по оси цилиндра. При укорочении цилиндра тензорезисторы R_1 и R_3 сжимаются, тензорезисторы R_2 и R_4 удлиняются. Изменения ΔR сопротивления каждого резистора определяются формулой

$$\frac{\Delta R}{R} = \pm K_T \cdot \frac{\Delta l}{l}, \quad (28.3)$$

где R – начальное значение сопротивления; Δl – деформация тензорезистора; l – его длина; K_T – коэффициент тензочувствительности.

Знак перед второй частью зависит от вида деформации – удлинения (+) или сжатия (–). Деформация тензорезистора равна деформации области цилиндра, к которой датчик приклеен. Продольная деформация цилиндра в соответствии с законом Гука определится выражением:

$$\frac{\Delta l_{\parallel}}{l} = \frac{F}{S E_{\text{Ю}}}, \quad (28.4)$$

где S – площадь сечения цилиндра; $E_{\text{Ю}}$ – модуль Юнга его материала.

Поперечная деформация определяется выражением:

$$\frac{\Delta l_{\perp}}{l} = \nu \frac{F}{S E_{\text{Ю}}}, \quad (28.5)$$

где $\nu \approx 0,3 \div 0,4$ – коэффициент Пуассона.

Сопротивления R_1 и R_3 равны и изменяются на величину

$$\Delta R_{\parallel} = \pm K_T \frac{R_1 \cdot F}{S \cdot E_{\text{Ю}}}. \quad (28.6)$$

Сопротивления R_2 и R_4 также равны между собой и изменяются на

$$\Delta R_{\perp} = \pm \nu \cdot K_T \frac{R_2 \cdot F}{S \cdot E_{\text{Ю}}}. \quad (28.7)$$

Как видно из рис. 28.2, тензорезисторы включены по схеме измерительного моста Уитстона.

В отсутствие силы F мост сбалансирован, все сопротивления его плеч равны между собой, напряжение на диагонали моста $U_{\text{вых}}$ равно нулю.

При воздействии силы наступает разбаланс, разность потенциалов разбалансировки является напряжением выходного сигнала $U_{\text{вых}}$:

$$U_{\text{вых}} = U_S K_T (1 + \nu) \frac{F}{2S E_{\text{Ю}}}. \quad (28.8)$$

Здесь U_S – напряжение питания моста.

Применение четырех идентичных тензорезисторов устраняет влияние температуры, т.к. каждое плечо моста подвергается одинаковым температурным изменениям при колебаниях температуры окружающей среды.

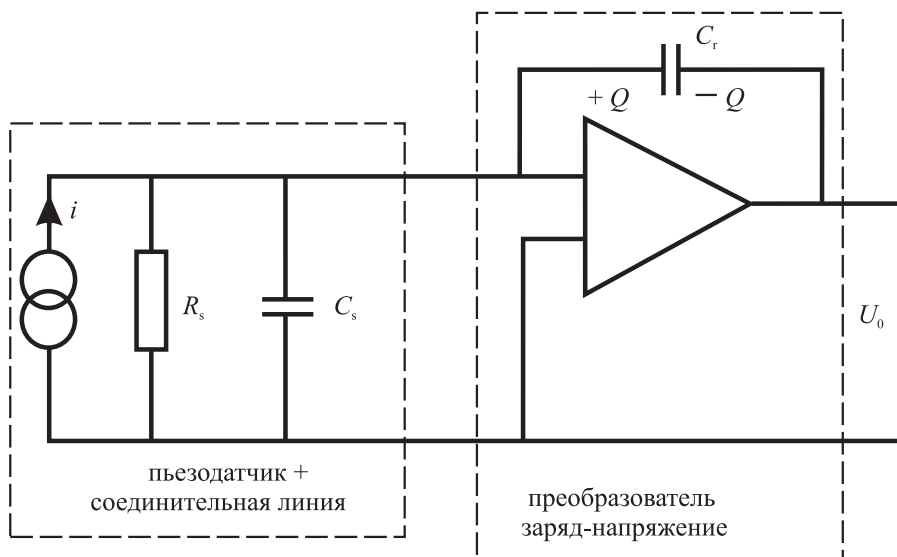


Рис. 28.3. Схема подключения пьезодатчика к преобразователю заряд-напряжение (усилителю заряда)

28.4. Измерение сил с использованием пьезоэлектрических преобразователей

Пьезоэлектрические датчики, используемые для измерения силы, представляют собой пластинки из поляризованной пьезокерамики, металлизированные с двух противоположных сторон, то есть являются электрическими конденсаторами. Под действием измеряемой силы на металлических слоях (электродах) индуцируется электрический заряд (*прямой пьезоэффект*):

$$Q = d_{ij} \cdot F, \quad (28.9)$$

где d_{ij} – пьезоэлектрический коэффициент керамики.

Для различных пьезоэлектрических материалов пьезокоэффициент составляет 2÷250 пКл/Н. Эквивалентная схема пьезодатчика может быть представлена в виде генератора тока с параллельно включенным конденсатором (рис. 28.3).

В момент приложения силы F заряд Q преобразователя изменяется от нуля к максимальному значению, в преобразователе генерируется ток i (рис. 28.3)

$$i = \frac{dQ}{dt}. \quad (28.10)$$

На рисунке эквивалентной схемы R_s – сопротивление изоляции пьезоэлектрического материала; C_s – емкость пьезодатчика. Выходным сигналом пьезодатчика может быть электрическое напряжение между его обкладками, и для усиления сигнала используют усилитель напряжения – усилитель с высоким входным сопротивлением.

Выходным сигналом могут быть также ток i – тогда для усиления используют усилитель тока, или заряд Q , передаваемый усилительной схеме при разряде емкости пьезодатчика. В последнем случае используют усилитель в виде преобразователя заряд-напряжение (рис. 28.3). На этом рисунке R_s и C_s – сопротивление и емкость пьезодатчика вместе с соединительной линией, связывающей его с входом усилителя. Зарядовый преобразователь (правая обведенная пунктиром область на рисунке) как бы замыкает пьезоконденсатор, заставляя его разряжаться полностью. Входной импеданс идеального зарядового преобразователя равен нулю. Заряд переносится в конденсатор постоянной емкости C_r , где он накапливается, напряжение между его обкладками равно выходному напряжению U_0 усилителя. Поэтому коэффициент преобразования зарядового преобразователя равен:

$$\frac{U_0}{Q} = -\frac{1}{C_r}. \quad (28.11)$$

В широком диапазоне изменений входной величины – силы – преобразования являются линейными. Верхнее значение диапазона линейности определяется нагрузками, близкими к пределу разрушения пьезокерамики, нижнее значение ограничивается шумами, может иметь значение $\approx 10^{-3}$ Н.

Рассматриваемый метод измерения имеет ограничения при силовых воздействиях с низкой и высокой частотами.

Метод не пригоден для измерения постоянной или медленно изменяющейся силы вследствие саморазряда пьезодатчика (компенсации заряда за счет электрических утечек по пьезокерамике).

Ограничения на высокие частоты силовых воздействий возникают из-за механического резонанса пьезокерамической пластинки. Поперек пластины в ней распространяется упругая (звуковая) волна. Условие резонанса при колебаниях толщины l пластинки – в ней должно укладываться целое число полуволн:

$$l = n \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (28.12)$$

откуда можно найти значение резонансной частоты:

$$f_{\text{рез}} = n \frac{C_{\text{зв}}}{l}, \quad (28.13)$$

где $C_{\text{зв}}$ – скорость звука в пластинке.

Особо высокочастотные пьезопреобразователи изготавливают в виде керамических плёнок толщиной $\sim 0,5 \div 1$ мкм. Скорость звука в них может составлять ~ 3 км/с, а резонансная частота $\sim 3 \div 6$ ГГц. Рабочий диапазон частот лежит ниже резонансной частоты. Такие плёночные датчики используются, например, для определения величины сил, возникающих при воздействии на объекты лазерных тепловых импульсов, ударов микрочастиц, например, микрометеоритов, и др.

При измерениях переменных сил и деформаций, возникающих в твердых средах, с помощью накладываемых пьезокерамических датчиков проблемой является передача механической энергии через воздушный зазор между средой и датчиком. Зазор образуется из-за неровностей поверхностей, наличия посторонних частиц и др. Деформация поверхности исследуемой среды не может передаться датчику через воздух. При подобных измерениях воздух из зазора устраняют заполнением зазора вязкой жидкостью.

28.5. Измерение малых усилий с использованием полимерных пьезоэлектрических плёнок

Необходимость измерения малых усилий в современной технике возникает, например, при создании сенсорных дисплеев, в клавиатурах и др., где необходимо реагировать на физическое прикосновение. Используемые при таких измерениях преобразователи называются тактильными датчиками.

В тактильных датчиках применяют пьезоэлектрическую плёнку из полифторида винилидена (PVDF).

PVDF – это полукристаллический полимер, степень кристаллизации которого составляет 50 %. Молекула этого полимера состоит из повторяющихся звеньев $\text{CF}_2\text{--CH}_2$; молярная масса $M \approx 10^5$, что соответствует примерно 2000 звеньев. Плёнка прозрачна в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра, это механически прочный и гибкий материал. Толщина плёнки может быть $10 \div 100$ мкм. Пьезоэлектрическая чувствительность по заряду составляет ~ 30 пКл/Н.

Рассмотрим устройство чувствительного элемента, реагирующего на нажим пальцем руки и способного выполнять роль клавиши или кнопки включения-выключения (рис. 28.4).

На поверхности массивного основания расположена трехслойная структура: пьезоплёнка – упругая плёнка – пьезоплёнка. На всех поверхностях слоев

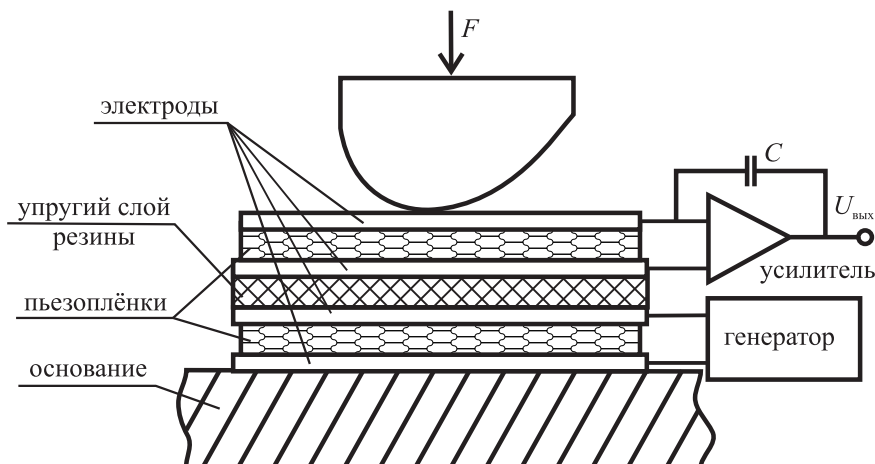


Рис. 28.4. Устройство тактильного элемента.

пьезоплёнки сформированы металлические покрытия, играющие роль электродов пьезоэлементов. Общая толщина пакета слоев не более 200 мкм. Нижний пьезоэлемент подключен к генератору переменного напряжения и плёнка периодически сжимается – колеблется по толщине (обратный пьезоэффект). Через слой резины эти колебания попадают в верхний пьезоэлемент, где благодаря прямому пьезоэффекту на электродах возникают электрические заряды, которые с помощью зарядового усилителя преобразуются в переменный выходной сигнал $U_{\text{вых}}$. Когда к верхнему слою прикладывается внешняя сила F , механические характеристики трехслойной структуры изменяются, что отражается на фазе и амплитуде выходного сигнала, имеющего частоту, равную частоте генератора..

В этом датчике преодолен недостаток пьезоэлектрического метода измерений – невозможность измерения постоянных, не меняющихся во времени сил. Здесь внешняя сила управляет передачей механических колебаний от одного пьезодатчика к другому, и выходной сигнал является функцией величины силы и в том случае, когда сила постоянна.

Измерение ускорений

29.1. Основные понятия

Ускорение тела – физическая величина, характеризующая изменение скорости тела по величине и направлению:

$$\bar{a} = \frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{d^2\bar{S}}{dt^2}. \quad (29.1)$$

Здесь S и v – перемещение и скорость тела.

Причиной возникновения ускорения тел является действие на них сил (второй закон Ньютона):

$$\bar{F} = m\bar{a}, \quad (29.2)$$

где m – масса тела; $\bar{a}$ – его ускорение.

Уравнение (29.2) связывает значение ускорения с величиной силы непосредственно (без необходимости проведения вычислений), однако эта связь не может быть положена в основу измерений ускорений, так как нет в принципе способа независимого измерения силы; сила измеряется по тем перемещениям и деформациям тел, которые она вызывает. Поэтому для измерения ускорений используются только косвенные методы, основанные на использовании (29.1): измеряется или зависимость перемещения $S(t)$ от времени, или зависимость $v(t)$ скорости тела от времени, и затем вычисляется ускорение.

Необходимость в измерении ускорений вызвана тем, что при ускоренном движении не только увеличивается или уменьшается скорость тела, но и появляется ряд новых физических, химических или биологических эффектов. Например, при ускоренном движении в организме человека могут возникать биофизические эффекты, отрицательно влияющие на жизнедеятельность.

Движение деталей механизмов в ряде случаев имеет характер колебаний с некоторой частотой. Такое движение включает в себе фазы ускорений и торможений (отрицательных ускорений). Ускорения при высокой частоте колебаний даже при малом размахе колебаний могут быть такими значительными, что возникающие деформации элементов конструкций приводят к разрушениям. Поэтому при измерении ускорений важным является возможность измерительных

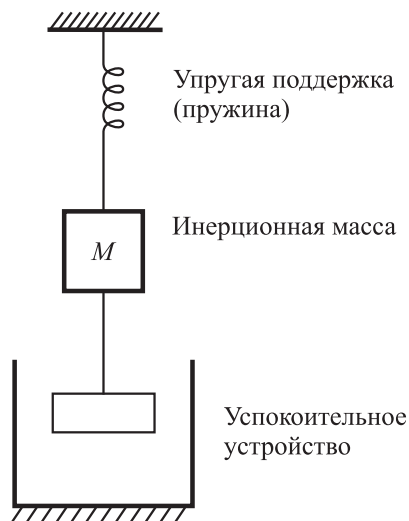


Рис. 29.1. Принципиальная схема акселерометра.

устройств работать в широком диапазоне частот колебаний. Датчики ускорений носят название акселерометры.

Акселерометр размещается в составе устройства, ускорение которого необходимо измерять. Измерение ускорения проводится путем измерения параметров относительного движения особого элемента – инерционной массы, которая не имеет жесткой связи с корпусом акселерометром. Инерционная масса поэтому движется по инерции, сохраняя постоянным состояние движения в течение некоторого времени после изменения движения объекта измерения. Акселерометр, таким образом, измеряет перемещение своего корпуса относительно инерционной массы. Необходимыми элементами акселерометра являются, кроме инерционной массы, упругая поддерживающая система (пружина) и успокоительное устройство, обеспечивающее затухание колебаний инерционной массы (рис. 29.1).

Акселерометр является двухступенчатым измерительным преобразователем. Вначале происходит преобразование входной величины – ускорения – в перемещение корпуса относительно инерционной массы, затем перемещение измеряется таким способом, чтобы выходной сигнал имел электрическую форму.

Частотная зависимость чувствительности первой – механической – ступени преобразования определяется формулой:

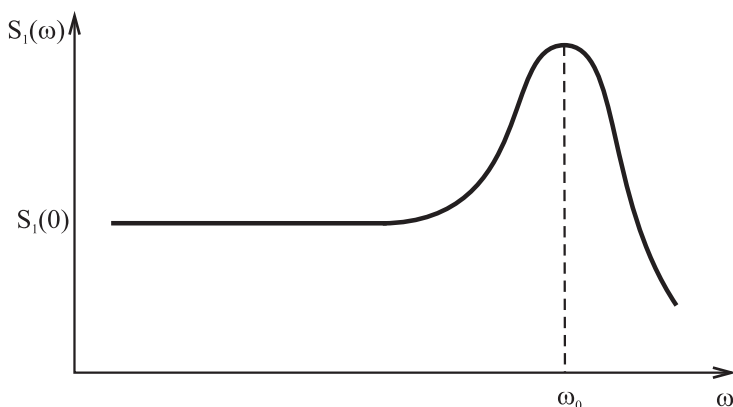


Рис. 29.2. Частотная характеристика акселерометра. ω_0 – резонансная частота.

$$S_1(\omega) = \frac{S_1(\omega = 0)}{\sqrt{[1 - \omega^2/\omega_0^2]^2 + [2\xi(\omega/\omega_0)]^2}}, \quad (29.3)$$

где $S_1(\omega = 0)$ – чувствительность на нулевой частоте; ω – реальная частота колебаний объекта; ξ – коэффициент демпфирования; $\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{K_y/M}$, K_y – коэффициент упругости пружины; M – инерционная масса. Здесь f_0 – резонансная частота колебаний инерционной массы на пружине в отсутствие демпфирования (успокоения колебаний).

Общая чувствительность обеих ступеней преобразования является произведением чувствительностей каждой ступени:

$$S = S_1 \cdot S_2, \quad (29.4)$$

где S_2 – чувствительность второй ступени преобразователя датчика перемещений, определяется типом этого датчика.

Частотная характеристика акселерометра показана на рис. 29.2. Пик чувствительности области резонансной частоты определяется величиной коэффициента демпфирования ξ и с ростом этого коэффициента пик уменьшается.

29.2. Пьезоэлектрические акселерометры

В пьезоэлектрических акселерометрах инерционная масса закреплена на пьезоэлементе. Пьезоэлемент выполняет функции пружины и одновременно

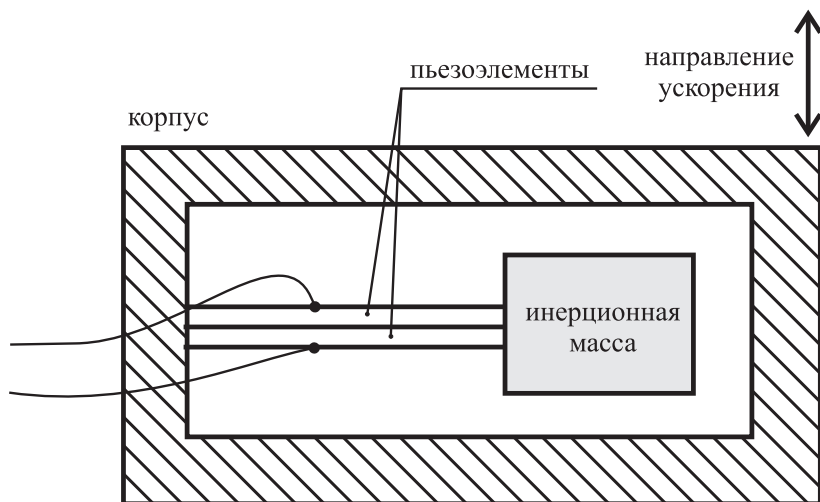


Рис. 29.3. Пьезоэлектрический акселерометр консольной схемы.

датчика перемещения, при измерении ускорения он генерирует электрический заряд, пропорциональный перемещению инерционной массы относительно корпуса акселерометра.

На рис. 29.3 показано устройство пьезоэлектрического акселерометра консольной схемы, обладающего повышенной чувствительностью.

В таком акселерометре используется изгиб пары тонких, склеенных между собой пьезопластинок, на конце которых закреплена инерционная масса. Датчик измеряет ускорение, направленное перпендикулярно плоскости пьезопластинок (показано стрелкой). При изгибе консоли одна из пластинок сжимается, другая – расширяется. Их поляризации направлены навстречу друг другу, поэтому выходной сигнал пары пластинок является суммой сигналов пластинок.

Диапазон измерений ускорения в пьезоакселерометрах ограничен:

- со стороны малых ускорений – электрическими шумами и вторичными эффектами, например, пьезоэлектрической генерацией зарядов при изменении температуры; могут быть измерены ускорения до $\approx 10^{-3}g$ (g – ускорение свободного падения);
- со стороны больших ускорений – недостаточной механической прочностью датчика.

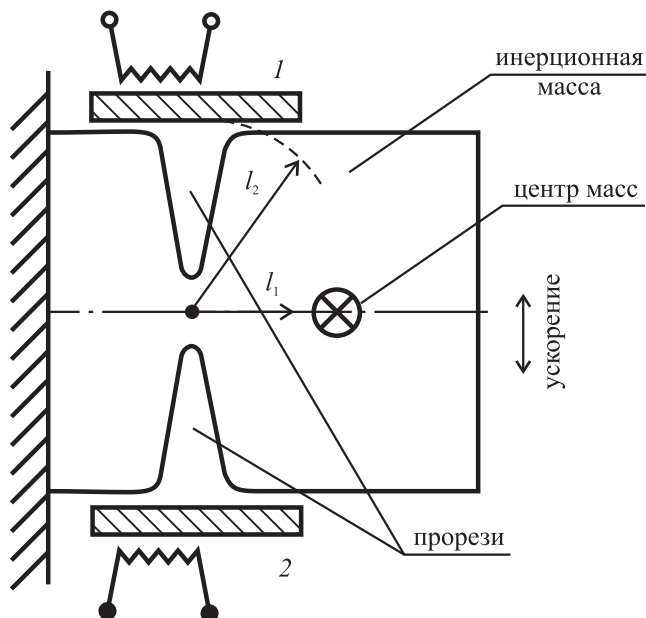


Рис. 29.4. Тензорезистивный акселерометр с механическим усилением деформации.

29.3. Тензорезистивные акселерометры

В таких устройствах перемещение инерционной массы определяется по деформациям пружин, поддерживающих массу. Так, пьезорезистивный акселерометр, показанный на рис. 29.3, можно преобразовать в тензорезистивный, если на пластинки сверху и снизу наклеить проволоочные тензорезистивные датчики.

Чувствительность тензорезистивных датчиков увеличивается при увеличении деформации. На рис. 29.4 показан принцип действия тензорезистивного акселерометра с механическим усилением деформации в $5 \div 10$ раз.

Инерционная масса прорезями отделена от основания акселерометра. Тензорезистивные датчики 1 и 2 приклеены поверх прорезей (концами к краям прорезей). При возникновении ускорения (направление ускорений показано стрелкой) инерционная масса поворачивается вокруг узкого перешейка между концами прорезей, как вокруг оси вращения, на угол α .

Центр инерционной массы смещается на величину αl_1 , края прорезей расходятся (или сходятся) на αl_2 . Усиление перемещения равно l_2/l_1 . Тензорезисторы 1 и 2 изменяют свое сопротивление на величину, пропорциональную l_2 ,

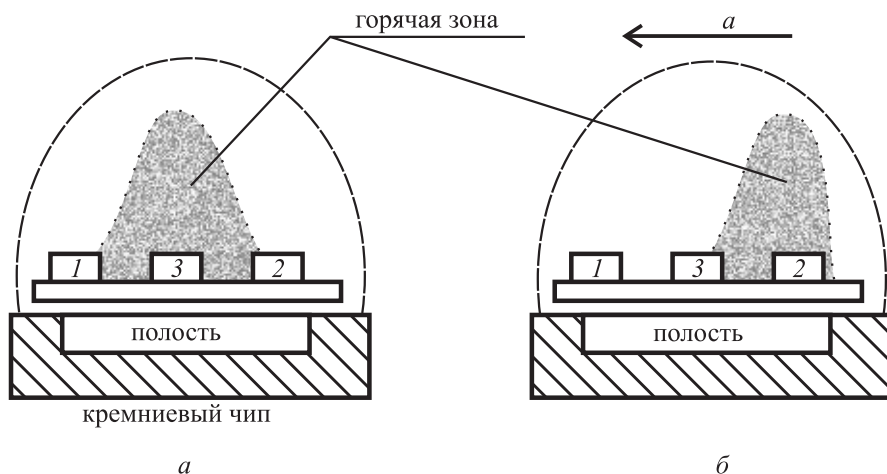


Рис. 29.5. Принцип работы акселерометра с использованием нагретого газа в качестве инерционной массы. *а* – в отсутствие ускорения; *б* – при наличии ускорения; 1 и 2 – датчики температуры; 3 – электрический нагреватель; *а* – направление ускорения.

соответствующий электрический сигнал пропорционален увеличенному перемещению l_2 .

29.4. Акселерометры с нагреваемым газом

Стремление к миниатюризации акселерометров приводит к поиску все новых и новых принципов их работы. Фирма *MEMSIC Corporation* разработала акселерометр, в котором в качестве инерционной массы используется нагретая область газа. Этот акселерометр выполнен конструктивно в виде чипа кремниевой микросхемы (рис. 29.5).

Над полостью в кремниевой пластине (чипе) на тонкой плёнке – держателе закреплены: в центре – нагреватель 3; по краям – датчики температуры, например, терморезисторы. Устройство расположено в герметичном корпусе, заполненном газом. При включенном нагревателе газ над пластиной с датчиками нагрет неравномерно, наибольшая температура – над нагревателем, в области датчиков она меньше за счет охлаждения газа холодными стенками корпуса.

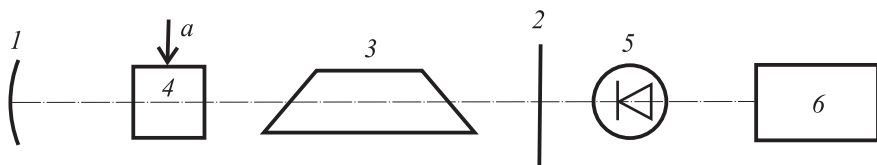


Рис. 29.6. Функциональная схема лазерного акселерометра с фотоупругим элементом.

При возникновении ускорения a пластина под горячей зоной смещается влево, горячая область из-за инерции газа оказывается над правым датчиком температуры 2. Разница температур $\Delta T = T_2 - T_1$, измеряемых правым и левым датчиками, является мерой ускорения. Температура нагревания газа $\approx 200^\circ\text{C}$.

Подобный акселерометр обладает устойчивостью к разрушению при действии больших ускорений, т.к. в нем нет пружинного элемента.

Пороговое обнаруживаемое ускорение менее $10^{-3}g$ при малых частотах (не выше 30 Гц).

29.5. Лазерный акселерометр

29.5.1. Лазерные акселерометры с фотоупругим элементом

Фотоупругость – возникновение искусственной оптической анизотропии в твердом теле под воздействием упругих напряжений.

В основу лазерного акселерометра с фотоупругим элементом положено измерение изменений оптических свойств элемента, вызванных механическими напряжениями, возникшими под влиянием ускорений.

Фотоупругое изотропное вещество под действием напряжений может стать двулучепреломляющим, и у проходящего слой такого вещества света изменяется поляризация, показатель преломления, скорость распространения, фаза выходящего светового луча. На рис. 29.6 показана схема лазерного акселерометра, в котором фотоупругий элемент помещен в лазерный резонатор.

Между зеркалами 1 и 2 лазерного резонатора помещены активный элемент лазера 3, фотоупругий элемент 4. Пройдя зеркало 2, излучение лазера воспринимается фотоприемником 5 и усиливается в блоке 6.

При воздействии на элемент ускорения в элементе появляется анизотропия оптических свойств, возникает необыкновенный луч, скорость которого отличается от скорости обыкновенного, и частота излучения лазера изменяется пропорционально ускорению. На фотоприемник необходимо подавать излу-

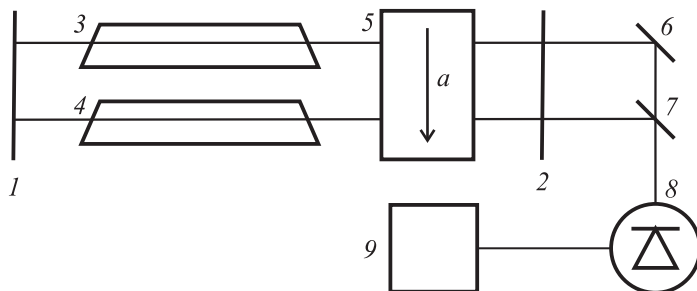


Рис. 29.7. Функциональная схема дифференциального газового лазерного акселератора.

чение второго, опорного лазера, это позволяет получить сигнал, содержащий составляющие с разностной частотой, т.е. частотой, обусловленной действием измеряемого ускорения.

29.5.2. Лазерный акселерометр с газовым чувствительным элементом

Чувствительным элементом является сосуд с газом (рис. 29.7). Под действием ускорения распределение давления в сосуде по направлению ускорения a изменяется, изменяется и распределение показателя преломления.

В верхней и нижней частях сосуда 5 с газом под действием ускорения давление изменяется в противоположные стороны, поэтому частоты излучения лазеров, активные элементы которых 3 и 4 помещены между одними и теми же зеркалами 1 и 2 резонатора, изменяются также противоположно. С помощью зеркал 6 и 7 оба лазерных луча смешиваются в фотодиоде 8. Сигнал фотодиода имеет составляющие с разностной частотой, пропорциональной измеряемому ускорению.

Чувствительность такого акселерометра достигает $\sim 10^{-8}g$, несколько хуже, чем чувствительность акселерометра с фотоупругим элементом.

29.5.3. Лазерный гравиметр

При измерении вариаций напряженности гравитационного поля Земли в разных местах Земной поверхности (напряженность этого поля численно равна ускорению свободного падения) нашли применение лазерные акселерометры. В

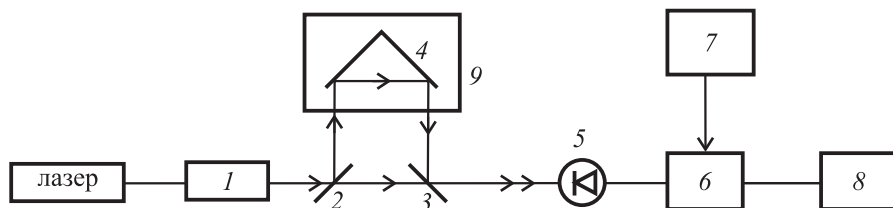


Рис. 29.8. Функциональная схема лазерного гравиметра.

этих устройствах нет пружинного элемента, обеспечивающего возвратное движение инерционной массы; измеряется время или скорость свободного падения этой массы. Такой метод измерения называется баллистическим.

Устройство для измерения ускорения свободного падения тел в поле тяжести Земли называется гравиметром.

Основу лазерного гравиметра составляет двухлучевой интерферометр (рис. 29.8).

Лазерное излучение формируется телескопической системой 1, которая уменьшает его расходимость, и зеркалом 2 делится на два луча. Один отражается к уголкового отражателю 4, который выполняет функцию свободно падающего тела. Возвращенный отражателем луч попадает на следующее светоделительное зеркало 3, на котором смешивается с опорным лучом, прошедшим зеркало 2 и интерферирует с лучом. Фотодиод 5 измеряет результирующий световой поток, который при падении отражателя 4 в результате интерференции промодулирован по интенсивности. Счетчик 6 подсчитывает интерференционные минимумы, произошедшие за интервал времени t , задаваемый стандартом частоты 7. Далее сигнал попадает в блок обработки информации 8. Свободно падающий уголкового отражатель помещен в вакуумную камеру 9.

В процессе падения за временный интервал t отражатель проходит некоторый путь L , изменение оптического пути равно $2L$, при этом фотоприемник регистрирует N интерференционных минимумов:

$$2L \cos \theta = N\lambda. \quad (29.5)$$

Здесь θ – угол между волновым вектором и вектором силы тяжести.

Дифференцируя (29.5) дважды, можно получить уравнение, содержащее ускорение:

$$g = \frac{\lambda}{2 \cos \theta} \cdot \frac{N_2 - N_1}{t(t + \tau)}, \quad (29.6)$$

где N_2 – число подсчетов за временной интервал t , N_1 – число подсчетов за такой же по длительности интервал времени, но взятый на более позднем отрезке пути падения; τ – временной сдвиг отрезков пути, на которых велся подсчет интерференционных минимумов.

Этот сдвиг τ и временные интервалы t задаются стандартом частоты 7, требования к стабильности отсчета времени высокие.

Перемещение уголкового отражателя при измерениях не задается механическими ограничителями его перемещения, а определяется необходимым числом N минимумов, т.е. устройство счета времени запускается, например, семьдесят седьмым минимумом в сигнале и останавливается на минимуме $N + 77$.

Как видно из выражения (29.6), погрешность измерения ускорения определяется стабильностью значения длины волны λ лазера. В гравиметрах принимаются особые меры по пассивной и активной стабилизациям частоты излучения, которая и определяет длину волны.

В геофизике ускорение определяется в Галах: $1 \text{ Гал} = 1 \text{ см/с}^2$. Достигнута точность измерения $30 \text{ мкГал} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см/с}^2 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м/с}^2$. Считается, что лазерные гравиметры могут обеспечить относительную погрешность измерений до 10^{-11} .

Методы определения концентрации газов в смеси

30.1. Введение

В промышленности и при решении экологических проблем существует ряд задач, требующих определения состава газовой смеси. Примером является контроль за процессами горения, в ходе которых необходимо анализировать газовый состав горючих смесей или продуктов сгорания; при этом определяют содержание газов O_2 , CO , H_2O , SO_2 , SO_5 , NO_x и т.д. Результаты контроля позволяют следить за загрязнениями окружающей среды и принимать меры по их уменьшению в химической промышленности, металлургии, сельском хозяйстве, медицине, биологии.

При контроле газовых сред в химических производствах определяют содержание таких газов, как Cl_2 , SO_2 , HCl , H_2S , H_2 и т.д.

Для определения состава смеси газов используются самые различные физические и химические свойства газов: теплопроводность, адсорбционные свойства, способность диффундировать сквозь пористые материалы, магнитные и диэлектрические свойства, оптические и ионизационные свойства и др.

Наиболее распространенные датчики состава смеси газов можно классифицировать по их принципу действия:

- электрохимические датчики на основе твердых электролитов;
- электрические датчики;
- катарометры;
- парамагнитные датчики;
- оптические датчики.

30.2. Физические принципы работы датчиков на основе твердых электролитов

Твердый электролит – это твердое вещество, физически не проницаемое для газов и являющееся ионным проводником для ионов анализируемого газа.

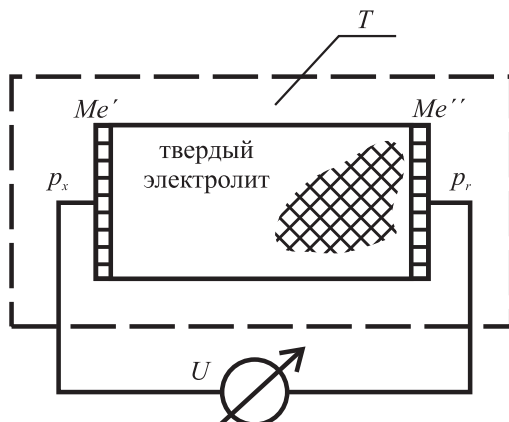


Рис. 30.1. Схема измерительного преобразователя с твердым электролитом

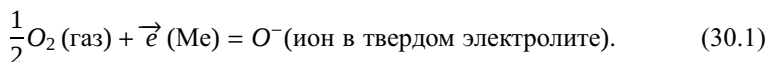
Схема устройства датчика, использующего твердый электролит, показана на рис. 30.1. Работа датчика основана на возникновении ЭДС (разности потенциалов) между металлическими тонкослойными обкладками, нанесенными на твердый электролит, при нагревании датчика.

В контакте с электролитом находятся электроды Me' и Me'' , изготовленные из проводящих материалов с электронным типом проводимости, например, из металлов или тугоплавких окислов. Электроды должны быть химически инертными и изготовленными из одного и того же материала. Анализируемый газ с неизвестным парциальным давлением p_x находится в области одного электрода (Me') с одной стороны твердого электролита; другой электрод (Me'') находится под воздействием такого же газа, но с известным парциальным давлением p_r .

Преобразователь на основе твердого электролита должен быть всегда нагрет до высокой температуры T .

Рассмотрим случай определения парциального давления кислорода в смеси газов.

На металлическом электроде происходит реакция образования иона кислорода:



Здесь $\vec{e}$ – электрон, поставляемый металлическим электродом для реакции.

На каждом электроде вследствие перехода ионов от электрода в электролит возникнет относительно электролита свой электродный потенциал, пропорци-

ональный концентрации n молекул кислорода у электрода, то есть пропорциональный парциальному давлению кислорода:

$$p = nkT. \quad (30.2)$$

Так как у электродов разные парциальные давления кислорода, то между ними возникнет разность потенциалов U , или ЭДС, подчиняющаяся закону Нернста:

$$U = \left(\frac{RT}{2n_e F} \right) \ln \left(\frac{p_x}{p_r} \right), \quad (30.3)$$

где R – универсальная газовая постоянная, F – постоянная Фарадея ($F = 96500$ Кл), n_e – число электронов, участвующих в единичном акте реакции (в случае кислорода $n_e = 1$), T – абсолютная температура элемента.

Если эталонное парциальное давление p_r известно, то, зная разность потенциалов, можно найти неизвестное парциальное давление p_x кислорода.

Таким образом, преобразователь является концентрационным электрохимическим элементом.

Величина ЭДС, возникающей в элементе, составляет десятки – сотни мВ. Температура T элемента обычно более 500 К.

В случае кислородных датчиков в качестве газа сравнения используется обычно воздух, т.к. содержание кислорода в нем (22,95 % по объему) сохраняется повсюду постоянным.

Датчики на основе твердых электролитов являются *активными датчиками* газового состава, т.к. сами вырабатывают электрическую энергию выходного сигнала. В случае анализа кислородсодержащих газов материал электродов – серебро, платина; при анализе галогенов электроды делают из графита, диоксида рутения RuO_2 .

Датчики не требуют градуировки, т.к. основаны на использовании не эмпирической зависимости, а теоретического закона.

Время установления показаний – секунды.

Кислородные датчики используются, например, для контроля выхлопных газов двигателей внутреннего сгорания.

Датчики без изменений могут быть применены и для анализа содержания кислорода в вакууме.

На рис. 30.2 – конструкция трубчатого кислородного датчика.

Трубка изготовлена из двуокиси циркония ZrO_2 , который здесь является твердым электролитом, внутри нее пропускают анализируемый газ. Газом сравнения служит окружающий воздух (снаружи трубки).

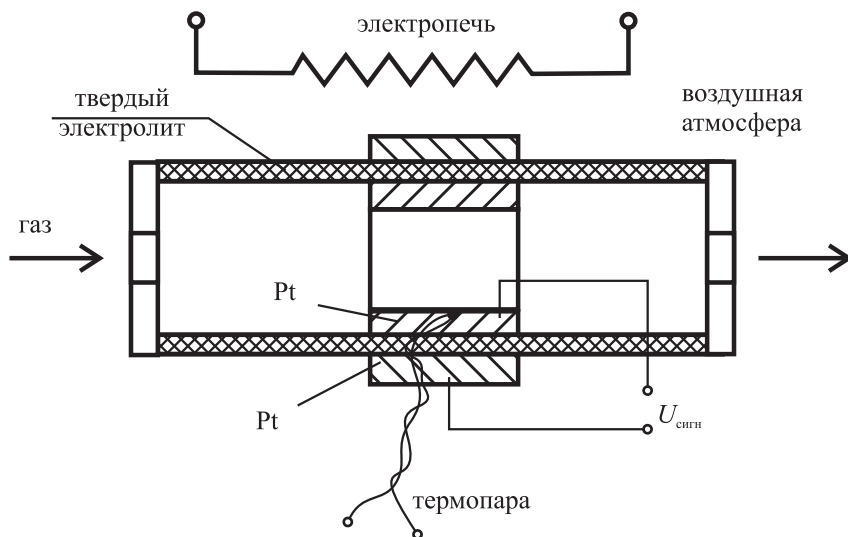


Рис. 30.2. Схема устройства трубчатого кислородного преобразователя с твердым электролитом.

Электродами являются два платиновых кольца внутри и снаружи трубки. Температура измеряется термопарой, весь датчик нагревается электродпечью до $500\text{ }^{\circ}\text{C}$.

30.3. Изменение электрической проводимости полупроводниковых пленок при адсорбции газов

При адсорбции молекул газов на поверхности полупроводника изменяется его поверхностная электрическая проводимость в связи с изменением концентрации носителей тока в полупроводнике. На рис. 30.3 показана схема преобразователя, где пленка полупроводниковой окиси ZnO нанесена на диэлектрическую пластину; металлические электроды являются электрическими контактами, соединяющими пленку с внешней схемой, с помощью которой измеряют ее электрическое сопротивление, изменяющееся при изменении концентрации анализируемой компоненты газа в среде.

Преобразователь помещают в герметичный корпус, сквозь который проду-

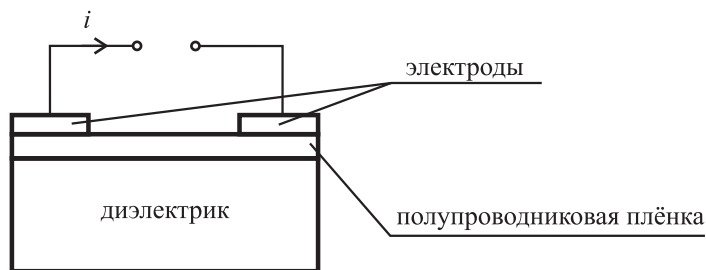


Рис. 30.3. Устройство чувствительного элемента измерителя газового состава с полупроводниковой пленкой

вают исследуемую смесь газов.

Попадая на поверхность пленки, молекулы газа хемосорбируются. Вещества, обладающие донорными свойствами, адсорбируясь, увеличивают электропроводимость пленки, а вещества-акцепторы – уменьшают. Для работы датчик нагревают до 200 – 400 °С.

Селективность чувствительности к определенному газу повышают, подбирая температуру и вводя в состав пленки вещества, обладающие металлическими свойствами – Pd, Cu, Ni, Pt.

Основные детектируемые газы – CO, CH₄, H₂S, и др.

30.4. Полупроводниковые триодные анализаторы газов

В полупроводниковых полевых транзисторах электрическая проводимость между электродами стока и истока создается за счет существования у поверхности полупроводника, покрытой тонкой пленкой диэлектрика, канала электрической проводимости, отличающегося по типу проводимости от остальной части полупроводниковой пластины. Носителями тока в канале являются неосновные носители заряда. В транзисторах шириной канала и током в канале управляют с помощью управляющего электрода – затвора, расположенного поверх пленки диэлектрика.

Подобная структура используется в триодных анализаторах газа. Затвор в этой структуре отсутствует, его функции выполняют молекулы газа, адсорбируемые на поверхности диэлектрической пленки (рис. 30.4) или непосредственно на поверхности полупроводника, в последнем случае нет необходимости в диэлектрике.

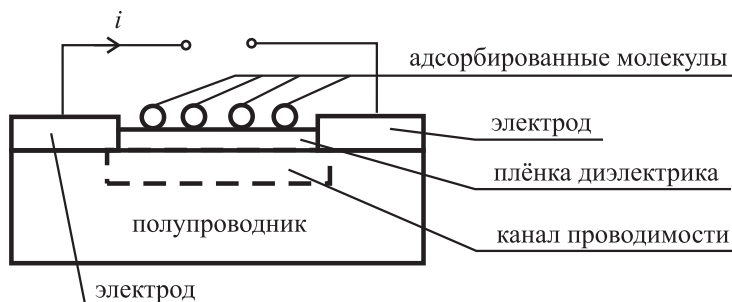


Рис. 30.4. Схема устройства триодного измерительного преобразователя газового состава

При адсорбции молекул на поверхности они обмениваются с полупроводником своими зарядами. Молекулы оказываются носителями связанного заряда и своими электростатическими полями воздействуют на поверхностный канал, изменяя его ширину и электрическую проводимость. Адсорбированные молекулы управляют током i канала подобно затвору полевого транзистора.

30.5. Кварцевый пьезоэлектрический анализатор газа

Основой преобразователя является кварцевый пьезоэлектрический резонатор – плоский электрический конденсатор, в качестве диэлектрика в котором используется тонкая полированная пластинка, вырезанная из монокристалла кварца и обладающая пьезоэлектрическими свойствами. Когда частота электрического напряжения, приложенного к обкладкам конденсатора, равна частоте собственного механического резонанса кварцевой пластины, амплитуда напряжения может вырасти в тысячи раз.

Частота механического резонанса измеряется. Если масса кварцевого резонатора изменится, то изменится и частота колебаний резонатора, т.е. кварцевый резонатор может использоваться для измерений малых масс.

В датчике состава газа на поверхность кварцевого резонатора наносят тонкое пленочное покрытие, способное избирательно адсорбировать необходимый газ. При адсорбции газа за счет изменения массы резонатора частота его колебаний изменяется на ΔF :

$$\Delta F = K \cdot C, \quad (30.4)$$

где C – концентрация анализируемого вещества, K – постоянная, характерная для кристалла резонатора.

В состав анализатора вместе с датчиком входит измеритель частоты колебаний; частота измеряется в точности до 1 Гц при значении частоты в несколько МГц.

Основная трудность состоит в выборе селективно адсорбирующей нужные газы пленки. Созданы датчики, измеряющие концентрации H_2 , NO_2 , NH_3 и др., а также влаги в газах.

30.6. Термокондуктометрические датчики (катарометры)

Принцип работы датчиков основан на процессе теплопереноса в газах под действием градиента температур.

Как показано в разделах 6.4. и 6.5. (часть 1), теплоперенос в газах обусловлен действием двух механизмов – теплопроводности, то есть передачей тепла движущимися молекулами среды без перемещения самой среды, и конвективным теплообменом, который реализуется за счет перемещения вещества из горячих областей к холодным.

Термокондуктометрические датчики – это устройства, в которых измеряется теплопроводность слоя газа между терморезистором и стенками камеры, в которой размещен терморезистор. Терморезистор нагревается электрическим током до температуры, величина которой зависит от теплопроводности слоя газа.

Датчики конструируют таким образом, чтобы теплоперенос в газе происходил преимущественно за счет теплопроводности.

Теплопроводность газов пропорциональна произведению длины свободного пробега λ молекул на их концентрацию:

$$K_{\text{газ}} = \lambda \cdot n. \quad (30.5)$$

В катарометрах используется такой диапазон давления газа, при котором теплопроводность не зависит от давления, так как в какой мере, например, увеличивается концентрация молекул, то в такой же мере уменьшается длина свободного пробега λ .

Термокондуктометрические датчики используют тот факт, что теплопроводности разных газов существенно отличаются:

Газ	H_2	CH_4	N_2	NO_2	CO_2
$K_{\text{газ}}, \frac{\text{Дж}}{\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}}$	174,1	30,1	24,3	24,7	14,2

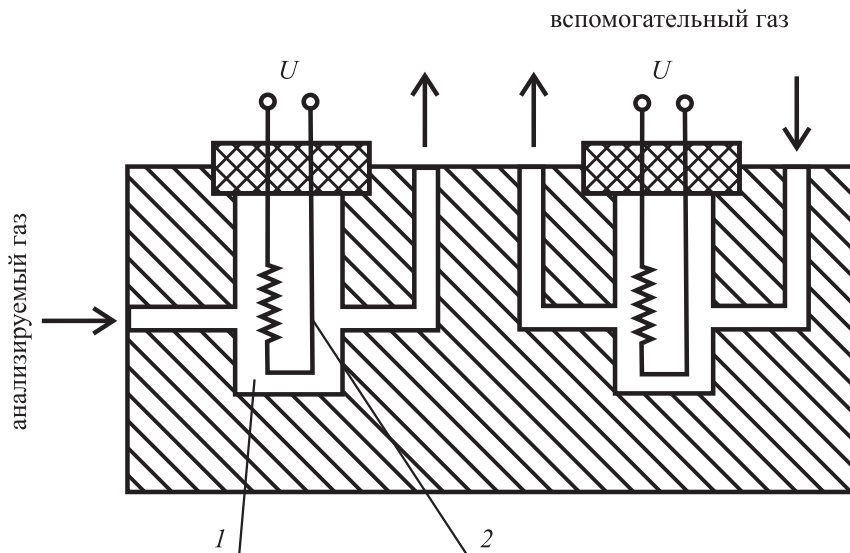


Рис. 30.5. Схема устройства катарометра

В случае анализа смесей, состоящих из двух газов (бинарных смесей), используется линейная зависимость теплопроводности смеси от состава. Метод измерения концентрации заключается в сопоставлении концентрации анализируемой смеси и входящих в смесь газов, взятых отдельно.

Датчик (рис. 30.5) содержит в корпусе камеру с двумя полостями. Через полость 1 пропускают анализируемый газ. Внутри полостей размещают металлические нити 2 из Pt, W и т.п. Если к концам нити приложить постоянное напряжение U , то температура нити будет зависеть от того, с какой скоростью тепло, выделяемое в нити за счет эффекта Джоуля-Ленца, будет передаваться теплопроводностью через слоя анализируемого газа к холодным стенкам полости.

В установившемся режиме тепловая мощность $P_{\text{нагр}}$, выделяющаяся в нити: $P_{\text{нагр}} = U^2/R$, где R – сопротивление нити, U – приложенное к нити электрическое напряжение, равна тепловой мощности P , проходящей через слой газа:

$$P_{\text{нагр}} = \frac{U^2}{R} = \frac{\Delta T}{R_T} \Rightarrow R = \frac{U^2 R_T}{\Delta T}, \quad (30.6)$$

где ΔT – разность температур нити и стенки камеры; R_T – тепловое сопротивление слоя газа; R – электрическое сопротивление. Величина электрического

сопротивления нити измеряется, является полезным сигналом о концентрации в полости 1.

Обычно в состав анализатора входят два одинаковых датчика (на рис. 30.5 – левый и правый); через второй пропускают газ сравнения – один из тех газов, которые входят в состав анализируемой смеси. Температуры нитей достигают 50 – 100 °С и в разных камерах отличаются, поэтому отличаются и величины сопротивлений этих нитей и токов, текущих через нити. Сравнивая величины токов с помощью мостовой схемы, можно определить концентрацию нужного газа в смеси.

Метод используется при определении концентраций бинарных смесей газов H_2 , He, CO_2 , SO_2 и др.; диапазон измерений от 0 до 1% и от 0 до 100%; время реакции 60 – 120 с.

30.7. Магнитные газоанализаторы

В основу работы этих приборов положено различие магнитных свойств анализируемых газов.

Парамагнитные газы втягиваются в магнитное поле, диамагнитные газы – выталкиваются. Магнитные свойства газов характеризуются их магнитной восприимчивостью χ , которая зависит от величины магнитного момента атомов и молекул газа. Магнитная восприимчивость парамагнитных газов является положительной величиной, диамагнитных газов – отрицательной. Парамагнитными свойствами обладают только кислород и оксиды азота NO и NO_2 . Остальные газы диамагнитны, причем по абсолютному значению магнитная восприимчивость кислорода и оксидов азота в 100 раз и более превосходит магнитную восприимчивость других газов и паров.

Существует несколько конструкций магнитных газоанализаторов, измеряющих концентрацию кислорода в смесях газов. Рассмотрим термомагнитные приборы. Приборы основаны на термомагнитной конвекции газов: при нагреве магнитная восприимчивость кислорода уменьшается, при некоторой температуре он становится диамагнитным. Если кислород находится в неоднородном магнитном поле, став диамагнитным, он выталкивается из области магнитного поля; образуется движение газовой смеси – «магнитный ветер», скорость которого измеряется.

Основой датчика (рис. 30.6) является кольцевая камера; по диаметру камеры установлена тонкостенная стеклянная трубка с намотанными на нее проволоочными терморезисторами R_1 и R_2 .

Если в анализируемом газе есть кислород, он втягивается в магнитное поле, создаваемое полюсными наконечниками S и N у левого конца диаметральной

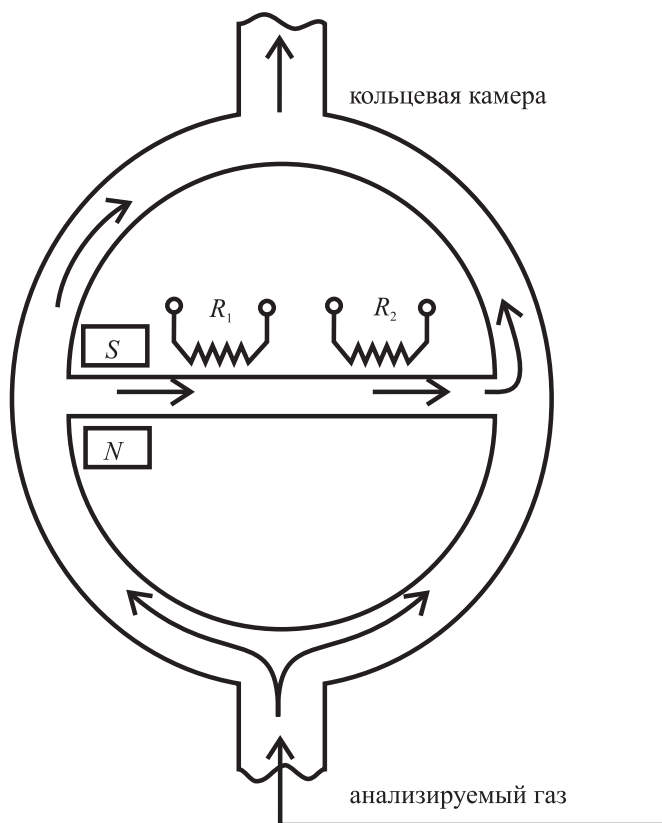


Рис. 30.6. Магнитный газоанализатор.

трубки и входит внутри трубки. Затем он нагревается терморезистором R_1 до температуры выше точки Кюри ($\approx 80^\circ\text{C}$), теряет свои парамагнитные свойства, становится диамагнитным и выталкивается из магнитного поля (по стрелке внутри трубки). Возникает поток газа – «магнитный ветер» – протекающий по трубе. Терморезистор R_2 нагревается потоком газа. Оба резистора включены по схеме измерительного моста, и при наличии потока возникает разбаланс моста, пропорциональный концентрации кислорода в газе и скорости потока газа.

Диапазон измерений термомагнитного газоанализатора 0–100%, точность до 2%, время реакции 120 с.

Физические методы химического анализа веществ

31.1. Методы оптического спектрального анализа

Химический анализ позволяет определять элементный и молекулярный состав неизвестных веществ, что отличает этот анализ от рассмотренного в разделе 8 метода анализа концентрации веществ в смесях известных веществ.

Спектральный анализ – совокупность методов определения элементного и молекулярного состава и строения веществ по их спектрам. С помощью спектрального анализа определяют как основные компоненты вещества, составляющие проценты и десятки процентов анализируемых объектов, так и незначительные примеси в них (относительное содержание $10^{-5} \div 10^{-8}$ и менее).

Основа спектрального анализа (СА) – спектроскопия атомов и молекул.

В *атомном* СА определяют элементный состав образцов по атомным (ионным) спектрам испускания и поглощения; в *молекулярном* СА – молекулярный состав вещества (химический состав) по молекулярным спектрам поглощения, испускания, отражения, люминесценции и рекомбинационного рассеяния света.

В основе всех спектральных методов определения состава вещества лежат два положения:

- атомы каждого элемента и молекулы каждого химического соединения характеризуются определенным индивидуальным набором спектральных линий (в спектрах испускания или поглощения);
- интенсивность каждой линии зависит от концентрации атомов или молекул материала в изучаемом веществе.

31.2. Атомный спектральный анализ

Существуют два основных варианта атомного спектрального анализа: *атомно-эмиссионный* и *атомно-абсорбционный*.

Атомно-эмиссионный СА основан на зависимости интенсивности спектральной линии испускания определяемого элемента от его концентрации в

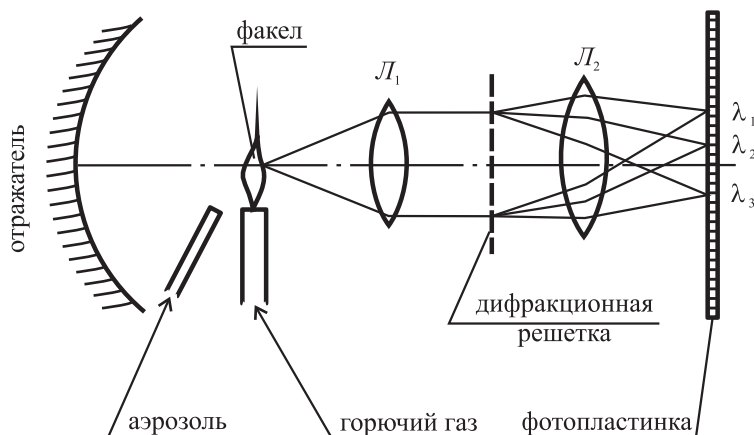


Рис. 31.1. Принципиальная схема атомно-эмиссионного спектрального анализа:
 $P_{из}$ и L_2 – объективы.

анализируемом объекте. Исследуемое вещество должно находиться в состоянии атомного газа. Атомы нагреванием переводят в возбужденное состояние. При спонтанных переходах из возбужденного состояния в основное атомы излучают фотоны, совокупность излучения всех атомов и образует спектральную линию, ее интенсивность определяется числом возбуждаемых атомов.

Излучаемый свет направляется с помощью системы линз на диспергирующее устройство (призму или дифракционную решетку), где разлагается в спектр (рис. 31.1). Каждая линия спектра соответствует определенной частоте излучения, т.е. определенной энергии квантового перехода в атоме. Спектр изучается визуально или регистрируется с помощью фотопластинки или фотоприемника.

Обычно атомизация и возбуждение атомов исследуемого вещества осуществляются одновременно – в источниках света. В качестве источников возбуждающего света используют: дуговой или искровой разряд; пламя газовой горелки; безэлектродную плазму.

Исследуемое вещество вводят в источник света в виде порошка или вдувают в виде аэрозоля.

Структура спектров однозначно связана с энергетической структурой электронных уровней атомов; диапазон длин волн лежит в УФ, видимой и ближней ИК-области спектра. Использование атомно-эмиссионного СА для анализа молекул затруднено, т.к. в источниках света молекулы обычно разрушаются на атомы.

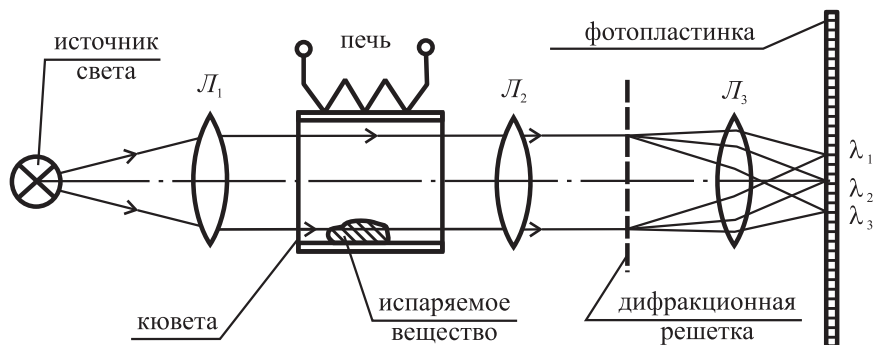


Рис. 31.2. Принципиальная схема атомно-абсорбционного спектрального анализа: L_1 , L_2 и L_3 – объективы.

31.3. Атомно-абсорбционный анализ

Основан на поглощении атомами анализируемого вещества, находящимися в основном состоянии, света от специального источника и переходе атомов в возбужденное состояние. Свет, проходя сквозь атомный газ, ослабляется на тех длинах волн, которые соответствуют квантовым переходам в атомах, и в спектре прошедшего света появляются *линии поглощения*. Исследуемое вещество превращается в атомный газ нагреванием в атомизаторах, в качестве которых используют пламя газовых горелок, или в нагреваемых электрической печью кюветках (рис. 31.2). Спектр поглощения наблюдается в виде темных линий или полос на ярком фоне сплошного спектра источника света.

Ослабление света описывается законом Бугера:

$$I = I_0 \exp(-k_\lambda \cdot l \cdot n), \quad (31.1)$$

где I и I_0 – интенсивности спектральной линии с длиной волны λ на выходе из атомного газа и на входе в него; k_λ – коэффициент поглощения на длине волн λ ; l – длина светового пути в области поглощения; n – концентрация атомов анализируемого элемента в атомном газе.

Полученный спектр с линиями поглощения регистрируется обычным образом.

Оба рассмотренных метода СА предназначены для элементного анализа вещества; в основе методов лежит использование электронного энергетического спектра атомов.

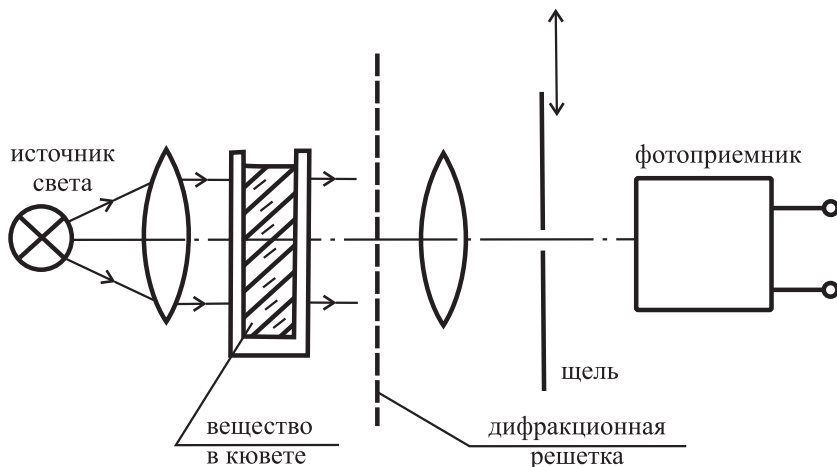


Рис. 31.3. Принципиальная схема молекулярного спектрального анализа.

31.4. Молекулярный спектральный анализ

С помощью данного вида анализа осуществляют определение индивидуальных химических соединений или этих веществ в смесях. Метод основан на сравнении измеренных молекулярных спектров исследуемого образца со стандартными спектрами индивидуальных веществ. При этом используются все виды молекулярных спектров – спектры поглощения, испускания, рассеяния и др.

При молекулярном абсорбционном анализе используют спектры поглощения, когда фотоны поглощаются и инициируют *электронно-колебательные, колебательные* или *колебательно-вращательные* переходы в энергетическом спектре молекулы. Соответствующие частоты занимают диапазон спектра от ультрафиолетового до дальнего инфракрасного диапазона. Используют также *вращательные спектры*, частоты которых лежат в *микроволновой области* (длина волны порядка мм и см). При абсорбционном анализе чаще всего имеют дело с конденсированным состоянием вещества: растворами, жидкими смесями и твердыми телами. В связи с сильным влиянием атомов и молекул в конденсированном состоянии их спектры поглощения имеют характер набора полос, причем определенное неудобство при анализе представляет возможность перекрытия этих полос. Возможность перекрытия особенно велика при использовании электронно-колебательных переходов молекулы (видимый диапазон спектра), поэтому необходимо использовать колебательно-вращательный переход (ИК-область).

Принципиальная схема молекулярного спектрального анализа показана на рис. 31.3. Точечный источник света имеет сплошной спектр излучения. Световой поток коллимируется первой линзой, проходит через исследуемое вещество в прозрачной кювете, затем разлагается в спектр диспергирующим элементом (в данном случае дифракционной решеткой). Вторая линза формирует картинку спектра в плоскости щели, которая вырезает из спектра узкую часть и пропускает ее к фотоприемнику. Щель перемещают поперек светового потока, пропуская к фотоприемнику различные участки спектра.

31.5. Поглощение света в газах и анализаторы газового состава

Спектры веществ изучаются с помощью спектрометров, в которых излучение разделяется по длинам волн, образуя картину спектра. Спектрометры – это сложные приборы, охватывающие часто весь спектр – от ультрафиолетовой части до дальней инфракрасной. Часто используют более простые устройства – колориметры или фотоколориметры (color – цвет), предназначенные для анализа в видимой части спектра.

Структура спектра поглощения аналогична структуре спектра излучения, но картина спектра выглядит в виде темных линий и полос на световом фоне. При поглощении падающего света молекула переходит на более высокий энергетический уровень.

Свет разных длин волн по разному поглощается веществом; длина волны поглощенного света является характерной для данного вещества, поэтому в колориметрах можно использовать не весь диапазон длин волн света, излучаемого источником света, а выделять часть спектра, специфическую для данного вещества, с помощью светофильтров. Схема простейшего фотоколориметра показана на рис. 31.4.

Источник света, включающий излучатель и коллиматор, формирует параллельный пучок света, проходящий вдоль оси устройства к фотоприемнику. Сразу после источника установлена кассета со светофильтрами, и светофильтры по одиночке могут устанавливаться на пути светового пучка, вырезая из сплошного спектра узкую часть. Далее по ходу пучка установлены две кюветы с прозрачными окнами, которые по очереди могут занимать место на пути пучка. Одна кювета содержит исследуемую жидкость, например, растворитель с растворенным в нем исследуемым веществом; другая кювета – калибровочная, содержит только растворитель. Использование калибровочной кюветы позволяет автоматически вычесть из результата измерений ее части, которые обусловлены конструкцией кюветы и оптическими свойствами растворителя.

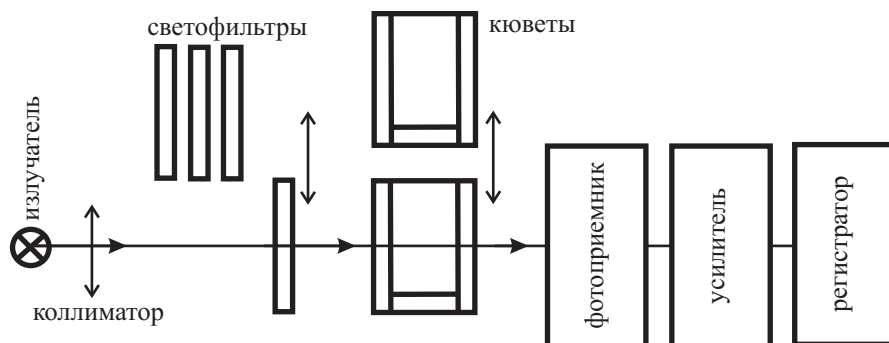


Рис. 31.4. Структурная схема простого фотоколориметра

Вначале устанавливают калибровочную кювету, и фотоприемник регистрирует излучение $I_{0\lambda}$, формируемое светофильтром, т.е. падающее излучение; затем кюветы переключением меняют местами; свет, проходя кювету с исследуемым веществом, ослабляется, измеряется величина I_{λ} . Отношение интенсивностей позволяет измерить оптическую плотность D_{λ} раствора с веществом $D_{\lambda} = \lg \left(\frac{I_{0\lambda}}{I_{\lambda}} \right)$ и по уравнению

$$C = \frac{2,3D_{\lambda}}{\epsilon_{\lambda}\delta} \quad (31.2)$$

рассчитать концентрацию C вещества, растворенного в растворителе. Здесь δ – толщина слоя жидкости в кювете между ее окнами; ϵ_{λ} – спектральный коэффициент поглощения излучения веществом.

Если необходимо анализировать газы, состоящие из молекул сложного состава, используют излучение инфракрасного диапазона длин волн.

Причина – в энергетическом спектре поглощения молекул; чтобы отличить один тип молекулы от другого необходимо изучать их колебательные и вращательные спектры, которые лежат в ИК-диапазоне светового излучения.

На рис. 31.5 приведены спектры поглощения некоторых газов в ИК-области. Газы поглощают свет селективно, что позволяет по измерениям поглощения определять тип газов.

Рассмотрим принципиальную схему инфракрасного двухлучевого спектрометра (рис. 31.6).

Источниками ИК-излучения являются два излучателя, обычно в виде накаливаемых нихромовых проволочек, их температура 700–800 °С, при этом спектр излучения перекрывает весь ИК-диапазон. Излучатели формируют два

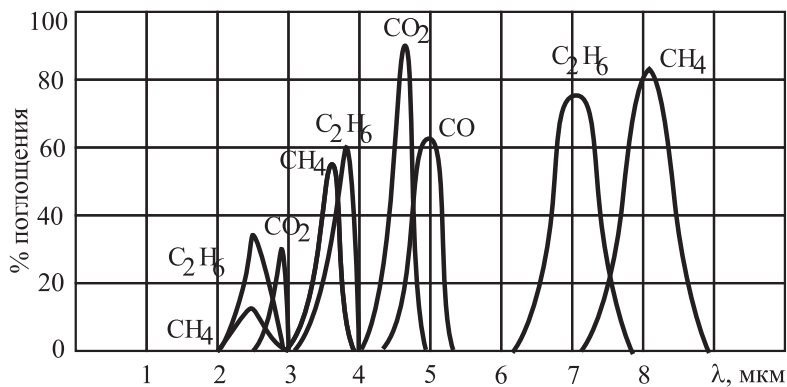


Рис. 31.5. Спектры поглощения некоторых газов в ИК-области

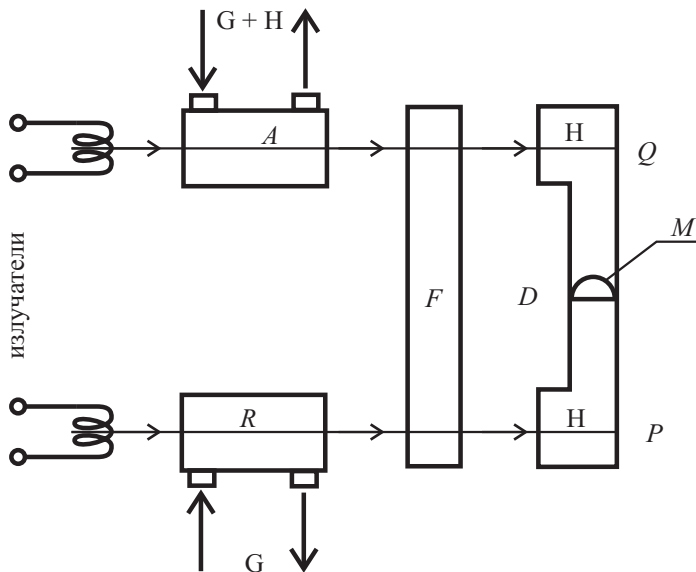


Рис. 31.6. Оптическая схема бездисперсионного двухлучевого спектрометра

пучка, каждый из которых проходит через проточные кюветы с прозрачными входным и выходным окнами. Через кювету *A*, которая расположена на пути верхнего луча, продувают анализируемую смесь *G + H*. Газ *H* поглощает в ИК-спектре, газ *G* – не поглощает. Вторая кювета *R*, через которую прохо-

дит нижний пучок, является кюветой сравнения, через нее проходит газ G , не поглощающий излучения.

Детектор D имеет две герметичные камеры Q и P , заполненные поглощающим газом H и имеющие входные прозрачные окна. На общей стенке между камерами имеется отверстие, перекрытое тонкой мембраной M .

Газ H в камере P поглощает не ослабленное в кювете R ИК-излучение и нагревается; тот же газ H в камере Q поглощает ослабленное в кювете A излучение и потому нагревается излучением в меньшей степени. Нагревание газа будет сопровождаться увеличением давлений в камерах детектора. Давление в камере P окажется больше, и мембрана прогнется в сторону камеры Q . Прогиб мембраны измеряется и служит мерой концентрации газа H в кювете A .

Детектор D называется *оптико-акустическим*, так как мембрана M может колебаться со звуковой частотой, если излучение перед входом в детектор модулировать по интенсивности, периодически прерывая прохождение пучков. Положение мембраны можно измерять электрическим способом, если сделать ее подвижной обкладкой конденсатора; при прогибе мембраны изменяется электрическая емкость конденсатора; это изменение измеряется.

Анализируемая смесь может содержать газы, которые оказывают мешающее влияние, если их полосы поглощения перекрываются с полосами анализируемого газа H . Этими мешающими газами заполняют компенсационную кювету F , через которую до детектора проходят оба пучка. Излучение, соответствующее полосам поглощения мешающих газов, ослабляется в кювете F и концентрация этих газов не влияет на измерения.

Газоанализаторы являются бездисперсионными, не содержат призм, дифракционных решеток, т.е. дисперсионных элементов.

31.6. Анализ дисперсных сред

Уменьшение пропускания исследуемой среды может быть вызвано не только поглощением света, но также и рассеянием света на частицах среды. Анализаторы дисперсных сред, основанные на использовании рассеяния света и измерении рассеянного анализируемой средой светового потока, называют *нефелометрами*. (perhele – облако, туман). Нефелометрия – метод определения мутности среды путем измерения интенсивности рассеяния света средой.

В связи с тем, что явление рассеяния зависит от показателей преломления частиц, которые различны на разных длинах волн, в нефелометрах используют спектральные фильтры, позволяющие использовать ту часть спектра, где измерения оказываются наиболее чувствительными и точными.

Конструкции нефелометров близки к конструкциям колориметров

(рис. 31.4).

Рассмотрим закономерности прохождения света через исследуемую среду в нефелометрах, обусловленные рассеянием света на частицах среды.

Независимо от механизма, вызывающего непрозрачность среды, ослабление света описывается уравнением Бугера. Интенсивность излучения в веществе уменьшается по закону:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp \left[- (\gamma_{\lambda} + \gamma'_{\lambda}) \delta \right], \quad (31.3)$$

где I_{λ} – интенсивность волны, вступающей в вещество, δ – толщина слоя, γ_{λ} – коэффициент поглощения и γ'_{λ} – коэффициент рассеяния среды, зависящие от длины волны и природы вещества.

Если показатель преломления частиц мало отличается от показателя преломления среды, то для коэффициента рассеяния γ' в предыдущем уравнении существует выражение:

$$\gamma' = \pi a^2 \left\{ \frac{3}{4\pi} \left[\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 + 2n_2^2} \right] \right\}^2 F(z), \quad (31.4)$$

где величина z связана с радиусом a частицы соотношением:

$$z = \frac{8\pi a}{\lambda_{\text{среды}}}, \quad (31.5)$$

где $\lambda_{\text{среды}} = \lambda_0/n_2$ – длина волны в среде, n_1 и n_2 – показатели преломления частицы и среды, λ_0 – длина волны излучения в воздухе. Здесь функция $F(z)$ имеет сложный вид и табулирована как для релеевских частиц, так и для несколько более крупных.

Величина γ' связана с оптической плотностью рассеивающей среды, измеряемой с помощью нефелометра, соотношением:

$$D = \lg \frac{I_0}{I} = \lg e^{\gamma' \delta} = \frac{1}{2,3} \gamma' \delta, \quad (31.6)$$

где δ – расстояние, проходимое светом в среде.

В случае нефелометрических измерений можно также использовать эмпирическое соотношение для оптической плотности рассеивающей среды:

$$D = \frac{C}{\lambda^x}, \quad (31.7)$$

где C – некоторая константа, x – показатель степени при длине волны, не зависящий от длины волны, но зависящий от размера частиц: величина x может изменяться от 4 (релеевское рассеяние) до 2 при частицах с радиусом $a \cong \lambda$.

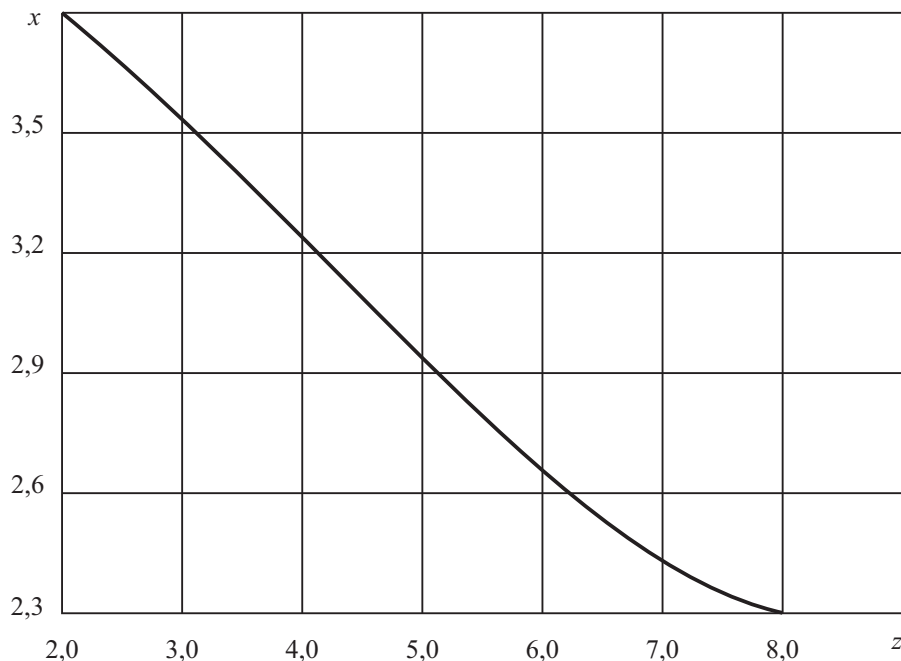


Рис. 31.7. Вид функции $z = f(x)$ при определении размера рассеивающих частиц

Логарифмируем данное выражение, получим:

$$\lg D = \lg C - x \lg \lambda_{\text{среды}}, \quad (31.8)$$

здесь $\lg C$ – постоянная величина. Если построить кривую $\lg D = f(\lg \lambda)$, изменяя значение длины волны и измеряя D , то тангенс угла α наклона этой кривой равен:

$$x = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\lg D_2 - \lg D_1}{\lg \lambda_2 - \lg \lambda_1}. \quad (31.9)$$

Вид функции известен (рис. 31.7) и, определив из эксперимента величину x , находим z и по уравнению (31.5) радиус a частицы.

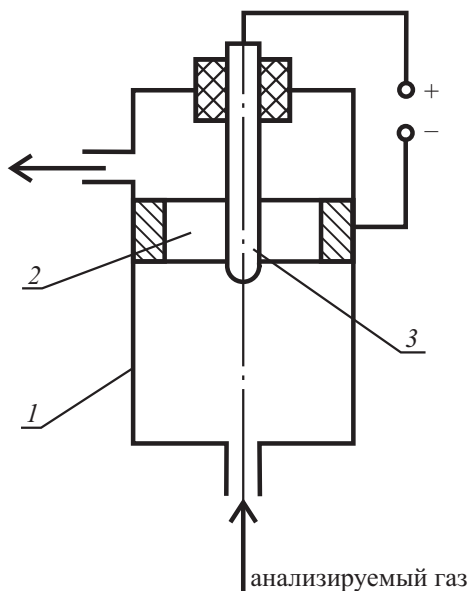


Рис. 31.8. Схематическое изображение радиоактивного газоанализатора

31.7. Ионизационные измерительные преобразователи состава и плотности газа

Принцип действия преобразователей: ионизация анализируемого газа и измерение ионного тока. При ионизации нейтральные атомы газа лишаются электрона; атомы становятся ионами. Энергия, требующаяся для ионизации атома, у разных веществ различная, что и позволяет определять состав газа.

В преобразователях используются несколько методов ионизации: радиоактивными излучениями, потоком фотонов (фотоионизация), ионизация в ходе химической реакции на поверхности нагретого тела (поверхностная ионизация).

Рассмотрим принцип действия радиоактивного газоанализатора (рис. 31.8). Анализируемый газ поступает в камеру 1. Под действием источника 2 излучения α - или β -лучей молекулы анализируемой смеси из двух газов ионизируются. В пространстве между радиоактивным источником 2 и анодом 3 проходит ионный ток, он измеряется и служит мерой концентрации газа. Величина тока зависит от концентрации газа следующим образом:

$$i = k \cdot c \cdot \theta, \quad (31.10)$$

где k – постоянный коэффициент, c – концентрация газа в смеси, θ – сечение ионизации молекулы данного газа (сечение ионизации – величина, характеризующая вероятность ионизации молекулы при попадании α - или β -частицы в геометрическое сечение молекулы, имеет размерность площади).

Чаще всего в радиоактивных газоанализаторах используют источники β -излучения, такие как стронций-90, празеодим-147.

Радиоактивные ионизационные газоанализаторы могут работать в генераторном режиме – без внесения источника энергии вырабатывать ионный ток, зависящий от концентрации газа.

Рассмотрим еще газоанализатор, использующий явление поверхностной ионизации (рис. 31.9). Анализируемый газ поступает в камеру анализатора, в которой размещен керамический пористый цилиндр, насыщенный щелочью КОН. На цилиндр намотана платиновая проволока, которая нагревает цилиндр до 800–1000 °С. Пары калия осаждаются на поверхность нагретой проволоки, ионизируются, взаимодействуя с платиной, и испаряются с ее поверхности в виде положительных ионов. В цепи платинового цилиндра течет ток i – ток ионов

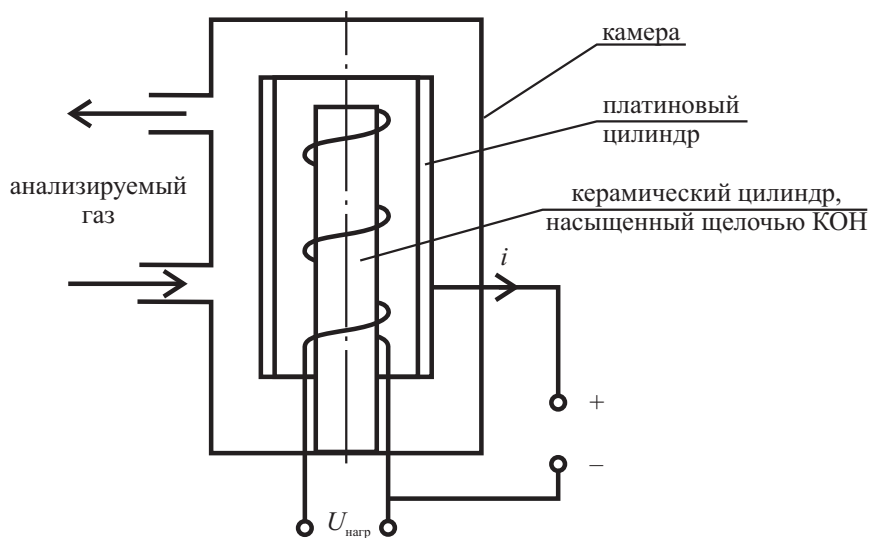


Рис. 31.9. Схема измерительного преобразователя, основанного на поверхностной ионизации газа

калия. Если в составе анализируемого газа имеются галогеносодержащие соединения (соединения фтора, хлора), ионный ток возрастает.

Газоанализатор используется для измерения малых концентраций галогенов в газах.

31.8. Принципы хроматографического анализа химического состава газообразных и жидких сред

Хроматография – метод разделения смесей веществ на составные части, заключающийся в пропускании газовых смесей или растворов через слои пористых сорбирующих материалов.

В 1903 году физик Цвет проделал следующий опыт: пропускал через трубку с порошком мела раствор хлорофилла, постепенно разбавляя его растворителем. Через некоторое время в столбике мела стали видны колечки, окрашенные компонентами хлорофилла в разные цвета. Разрезав столбик на диски, ученый сумел провести анализ каждого отдельного компонента хлорофилла.

Хроматография основана на сорбционном процессе, осуществляющемся в условиях направленного движения газов или жидкостей через пористые сорбирующие среды (сорбенты). *Сорбция* – поглощение газа или жидкости телами. Чем меньше сорбируемость компонента, тем с большей скоростью он перемещается вдоль колонки сорбента в направлении потока подвижной фазы. В результате возникает распределение компонентов в виде зон – *хроматограмма*, позволяющая выделить и проанализировать отдельные вещества смеси.

Для получения хроматограмм применяют цилиндрические сосуды, заполненные сорбентом в виде зерен – *хроматографические колонки* (рис. 31.10). Длина колонки может достигать сотни метров, при этом ее сворачивают в спираль. По виду среды, в которой производится разделение, различают газовую и жидкостную хроматографии.

Хроматографический процесс состоит из ряда последовательных операций.

Вначале фильтруют через слой сорбента исходную смесь веществ – проводят фронтальную хроматографию. При этом в колонке образуется серия независимых частично перекрывающихся зон. Затем наступает стадия элютивной хроматографии – промывают колонку сорбента потоком чистого растворителя (элюента). В процессе промывания каждая зона перемещается независимо от других зон и на некоторой стадии промывания выделяются неперекрывающиеся зоны чистых веществ.

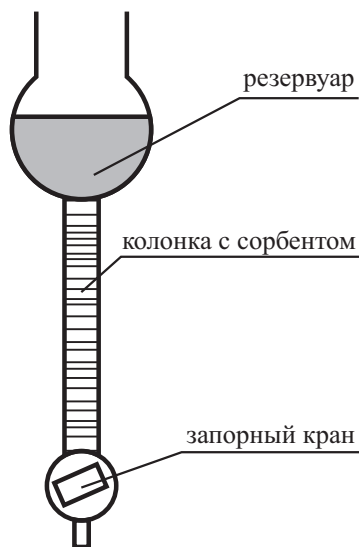


Рис. 31.10. Хроматографическая колонка

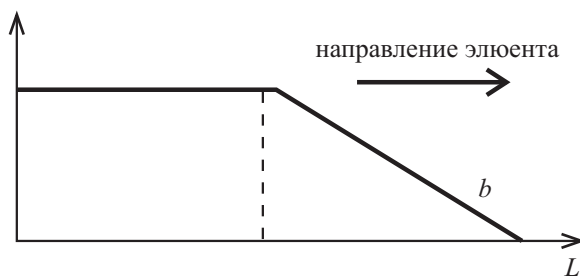


Рис. 31.11. Распределение анализируемого вещества в колонке хроматографа

Конечная операция хроматографии – проведение анализа разделенных веществ, определения их количества и состава. При этом могут использоваться химические, оптические, электрохимические и другие методы.

Во время прохождения анализируемого вещества вдоль трубки – колонки распределение веществ в ней не равномерное (рис. 31.11). На рисунке L – расстояние вдоль колонки; по вертикальной оси отложено количество анализируемого вещества в данном месте колонки.

Передняя часть потока вещества называется фронтом (b на рис. 31.11), кон-

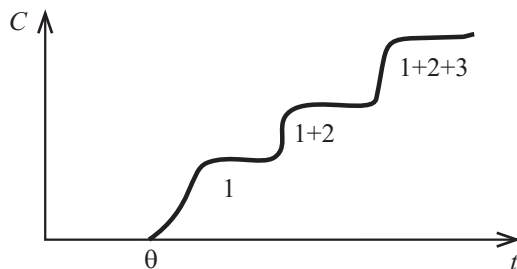


Рис. 31.12. Форма фронтальной кривой концентрации смеси вещества в колонке

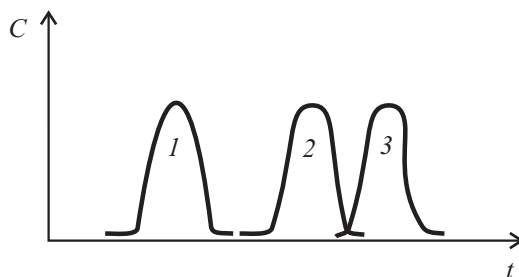


Рис. 31.13. Разделение зон различных веществ смеси на выходе колонки. 1, 2, 3, – пики концентраций различных веществ

центрация в нем описывается фронтальной кривой. Эта кривая по мере движения потока перемещается параллельно самой себе. Когда фронт потока вещества достигает конца колонки, то концентрация вещества на выходе постепенно нарастает. На рис. 31.12 $t = \theta$ – время запаздывания – определяется временем движения вещества в колонке. C – концентрация вышедшего из колонки вещества.

Если анализируется смесь веществ, то на выходе наблюдается ступенчатая форма фронтальной кривой. Первая ступень содержит чистый компонент, наиболее плохо сорбируемый в колонке; вторая содержит смесь 1 и 2 компонентов; третья – смесь 1, 2, 3 компонентов и т.д. (рис. 31.12).

Под действием промывания элюентом происходит полное разделение зон (рис. 31.13).

Выходная кривая представляет собой ряд отдельных колоколообразных кривых – «пиков». Величина площади «пика» пропорциональна относительному содержанию соответствующей компоненты смеси.

Для анализа вещества данным методом достаточно 10^{-3} г, обнаружить мож-

но компоненты массой до пикограмм (10^{-12} г).

Современные газовые хроматографы имеют настолько высокую чувствительность, что с их помощью обнаруживают в атмосфере запахи взрывчатки, наркотиков и др.; может вестись в боевых условиях поиск пластиковых мин, которые невозможно обнаружить обычными электромагнитными способами.

31.9. Принципы масс-спектрометрии

Масс-спектрометрия – метод исследования вещества путем определения отношения массы иона к заряду m/e и учета относительного количества разных ионов, образующихся в веществе.

Исследуемое вещество испаряют при высокой температуре и превращают в поток ускоренных ионов. Магнитное поле заворачивает траекторию иона тем сильнее, чем меньше отношение m/e , что позволяет разделить ионы по «сортам» и измерить интенсивность каждого вида ионов отдельно.

Измерение масс ионов осуществляется обычно с помощью *масс-спектрометров*.

Масс-спектрометр – это вакуумный прибор, и все процессы анализа проводятся в вакууме. Прибор разделяет с помощью электрического и магнитного полей пучок заряженных частиц (обычно ионов) с разным отношением массы частицы к ее заряду.

Масс-спектрометр обычно включает:

- ионный источник, в котором происходит ионизация исследуемого вещества и формирование коллимированного ионного пучка;
- анализатор, разделяющий пучок ионов на ряд пучков, различающихся значением отношения m/e ;
- приемное устройство – коллектор ионов.

Масс-спектрометр содержит также натекаТЕЛЬ для ввода в вакуумный объем исследуемых газообразных веществ и вакуумные насосы.

На рис. 31.14 показана схема устройства масс-спектрометра с однородным секторным поперечным магнитным полем. В области магнитного поля на движущийся со скоростью v ион действует сила Лоренца $F = evB$, где B – индукция магнитного поля. Траектория иона под действием силы Лоренца приобретает кривизну; радиус кривизны $R = \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{B}$. Ионы с разным значением отношения m/e двигаются по разным траекториям. Регулируя величину магнитного поля, создаваемого электромагнитом, можно направлять в щель коллектора ионов ионные пучки с разным значением отношения m/e . Таким образом, спектр масс ионов фиксируется как зависимость ионного тока от индукции магнитного поля в магнитном анализаторе (генераторе).

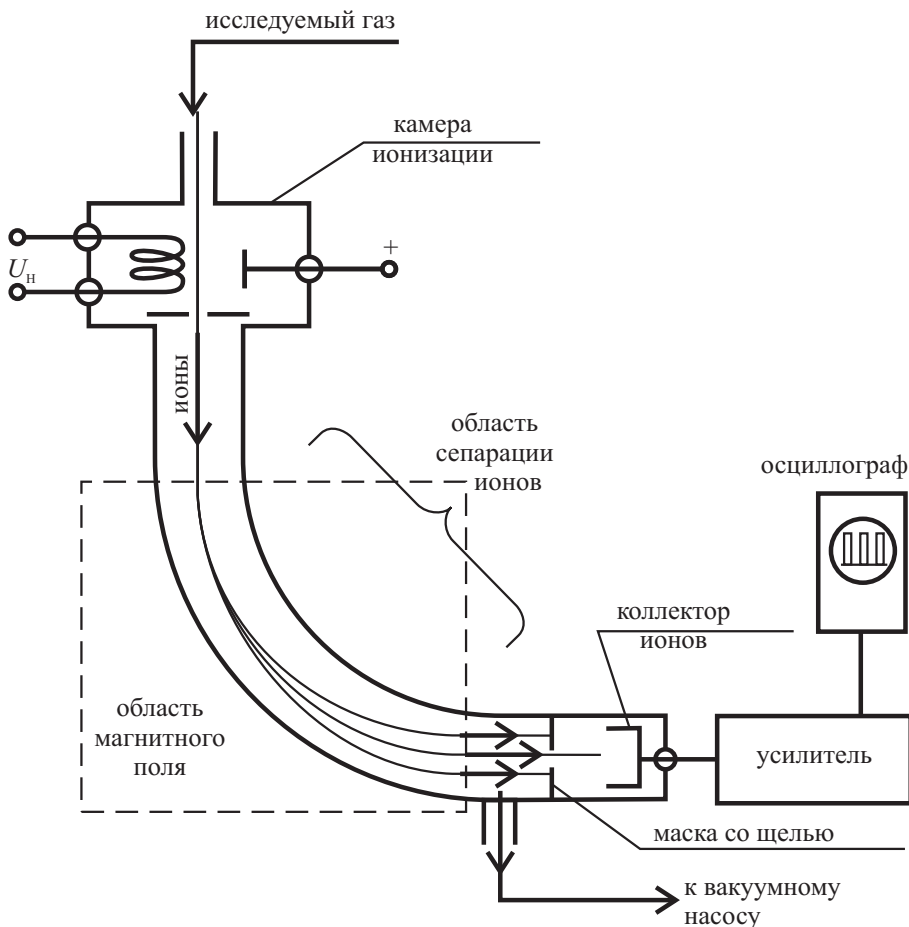


Рис. 31.14. Устройство масс-спектрометра с разделением ионов по массам в магнитном поле

Основные характеристики масс-спектрометров:

- дисперсия по массам ионов $D_m = \frac{m}{e} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta m}$, где Δx – изменение положения ионного пучка на выходе из магнитного анализатора при изменении массы ионов пучка на Δm ;
- разрешающая сила $A = \frac{m}{\Delta m}$ характеризует относительную разность масс ионов, при которой две близкие массы регистрируются прибором как различные;

- чувствительность – минимальное количество вещества, которое может быть зарегистрировано прибором. Чувствительность масс-спектрометра может достигать 10^{-14} г.

С помощью данного метода проанализируют состав твердых, жидких веществ и газов. Наиболее просто устроены масс-спектрометры – анализаторы газов. Анализу подвергается обычно многокомпонентная газовая смесь, содержащаяся в баллоне; с помощью системы напуска, включающей натекаль газа, смесь вводится в область ионного источника. В спектре ионного тока коллектора при изменении индукции магнитного поля возникают пики, соответствующие ионам различных масс смеси. Величина пика пропорциональна парциальному давлению данной компоненты газа:

$$I_k = C_k p_k, \quad (31.11)$$

где I_k – ионный ток в пике спектра, p_k – парциальное давление соответствующей компоненты, C_k – коэффициент пропорциональности, свой для каждой компоненты.

Значения коэффициентов пропорциональности определяются градуировкой по чистым веществам.

Ионизация вещества в ионном источнике производится электронным пучком с энергией в несколько десятков электрон-вольт (эВ). Если анализируются молекулярные газы типа многоатомных органических соединений, то под ударами электронов могут образовываться не только ионы исходных молекул, но и ионы-осколки этих молекул. Набор образовавшихся ионов представляет собой молекулярный масс-спектр исходной молекулы. Например, масс-спектр метана CH_4 состоит из ионов CH_4 (48 %), CH_3 (39 %), CH_2 (7 %), CH (4,5 %), C^+ (1,5 %). Масс-спектр вещества является его характеристикой и несет информацию о молекулярной массе и структуре исходной молекулы.

Существуют библиотеки масс-спектров, содержащие молекулярные масс-спектры около 10^5 веществ. Такими библиотеками снабжены системы ЭВМ, входящие в состав масс-спектрометров, что позволяет автоматически определять вещество, сопоставляя его масс-спектр с каталожным.

Лазерное дистанционное зондирование атмосферы

Существующие системы лазерного дистанционного зондирования атмосферы можно разделить на два основных класса: системы для измерения метеорологических параметров и системы для определения концентрации химических компонент атмосферы.

32.1. Измерение концентрации химических загрязнений в атмосфере

Измерение концентрации загрязнений в воздухе производится по поглощению лазерного излучения, измерения можно выполнять как вдоль заданного пути луча в атмосфере (рис. 32.1), так и локально в отдельной точке (рис. 32.2).

Необходимая длина пути обеспечивается многократными отражениями от зеркала внутри кюветы.

При использовании лазера на CO_2 , с длиной волны $\lambda \approx 10$ мкм обнаруживаются в атмосфере компоненты: этилен, бензол, аммиак, двуокись серы и др.

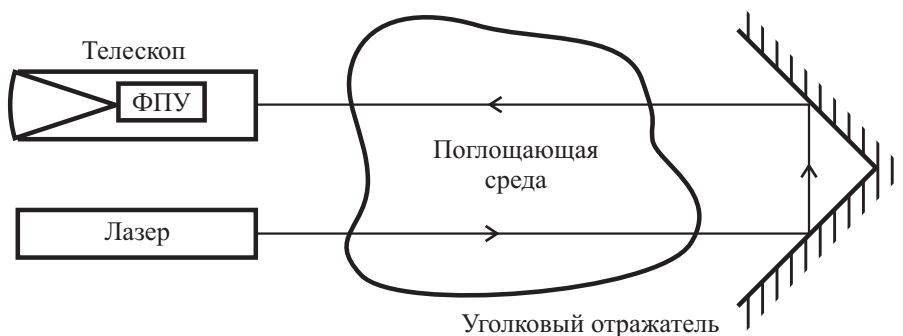


Рис. 32.1. Схема хода лучей при измерениях вдоль трассы луча

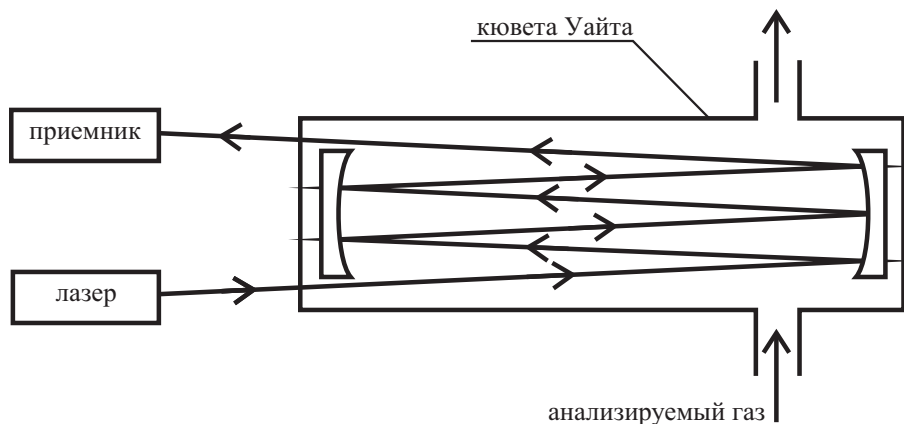


Рис. 32.2. Ход лучей при локальных измерениях

с концентрацией $10^{-7} - 10^{-4} \text{ \%}/\text{км}$.

Дистанционное измерение загрязнений атмосферы проводится с помощью особых лазерных устройств – лидаров.

32.2. Лидар

Лидар – лазерный локатор (аббревиатура английской фразы, имеющей смысл – лазерное обнаружение и определение дальности). При измерениях с использованием лидара через атмосферу пропускается короткий лазерный импульс, соответствующий пучок излучения имеет форму короткого цуга волн. Принцип получения сигнала от облаков частиц, рассеянных в атмосфере, показан на рис. 32.3.

Степень рассеяния фотонов, содержащихся в луче зависит от локальных концентраций частиц в атмосфере на пути распространения луча. Рассеянный назад свет собирается телескопом, и по интенсивности рассеянного излучения можно определить концентрацию частиц; по зависимости отраженного сигнала от времени можно определить расстояние. Уравнение лидара, определяющее величину мощности P_R принятого телескопом излучения, выглядит следующим образом:

$$P_R = P_T \left(\Delta R \beta(R) \frac{A}{R^2} \right) \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(r) dr \right] = \frac{P_T \Delta R \beta(R) A}{R^2} \cdot e^{-2\alpha R}, \quad (32.1)$$

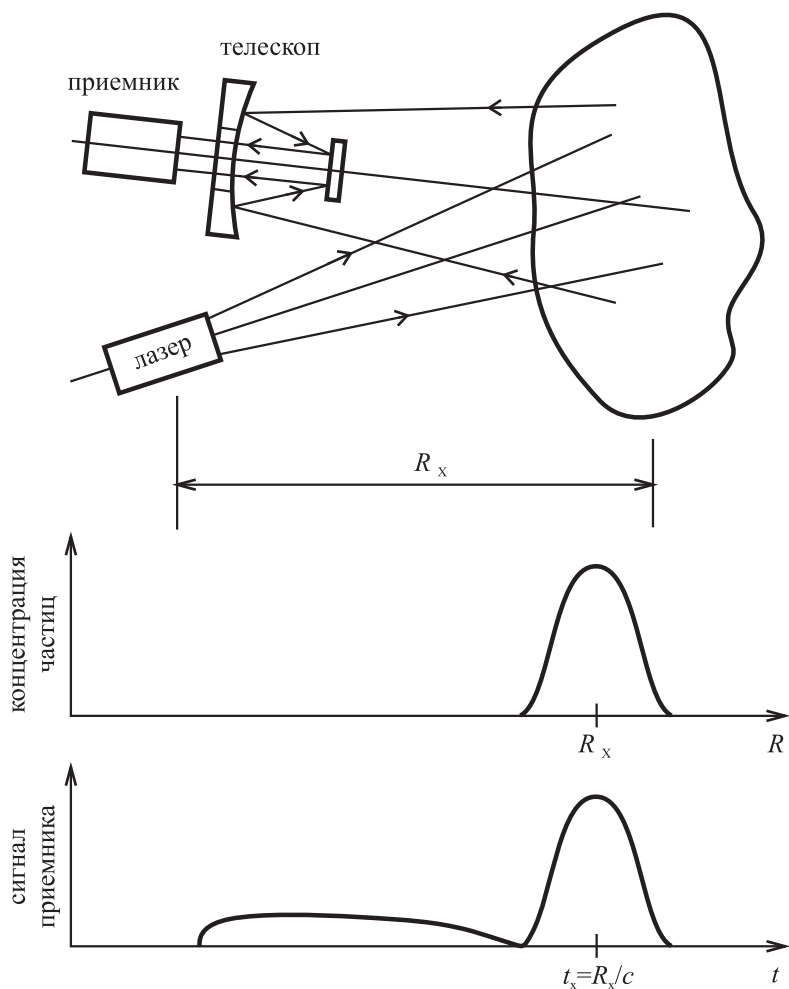


Рис. 32.3. Основная схема лидара

где P_t – мощность испущенного сигнала; $\Delta R = \frac{1}{2}c\tau$ – отрезок пути луча, соответствующий половине пространственной длины пуга излучения на расстоянии R от лидара; τ – длительность импульса; c – скорость света; $\beta(R)$ – объемный коэффициент обратного расстояния ($\text{м}^{-1}\text{ср}^{-1}$) атмосферного луча на расстоянии R ; A – площадь входного отверстия телескопа; $\alpha(r)$ – коэффициент ослабления в атмосфере.

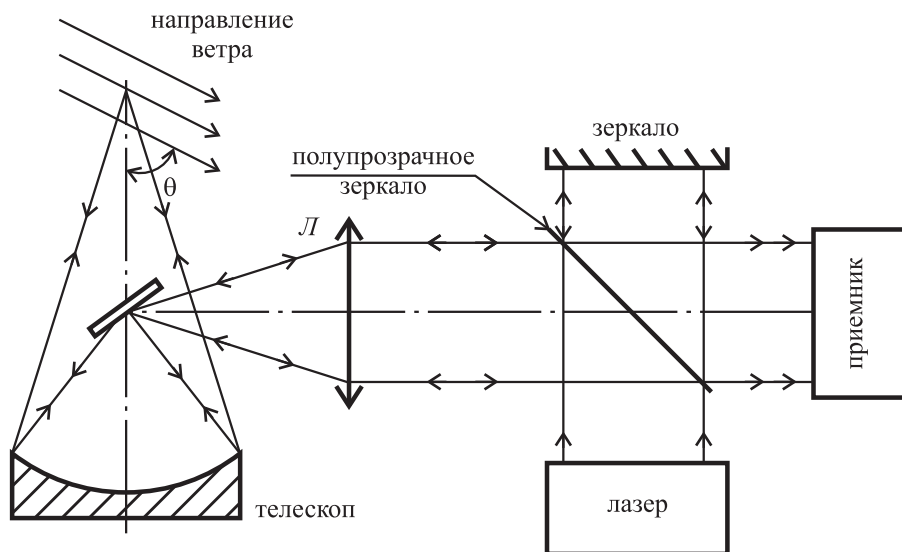


Рис. 32.4. Схема лазерного доплеровского измерителя скорости ветра

Объемный коэффициент обратного рассеяния $\beta(R)$ зависит от условий в атмосфере; типичные его значения:

- ясная атмосфера – $1 \cdot 10^{-6}$, $\text{м}^{-1}\text{ср}^{-1}$;
- дымка – $2 \cdot 10^{-5}$, $\text{м}^{-1}\text{ср}^{-1}$;
- облака – $8 \cdot 10^{-5}$, $\text{м}^{-1}\text{ср}^{-1}$;
- туман – $2 \cdot 10^{-4}$, $\text{м}^{-1}\text{ср}^{-1}$.

Лидар позволяет построить карту распределения источников точечных загрязнений атмосферы и облаков на высотах порядка 10 км и дальностях порядка нескольких десятков км. В качестве лазера чаще используются рубиновые и неодимовые, излучающие в диапазоне длин волн 0,6–1,0 мкм. Этот выбор обусловлен тем, что обратное рассеяние атмосферными частицами максимально при $a \approx \lambda$, поэтому обнаруживаются частицы с размерами 1–2 мкм. Более длинноволновые лазеры (например, газовые на основе CO_2 , $\lambda \approx 10$ мкм) не обнаруживают частицы таких размеров.

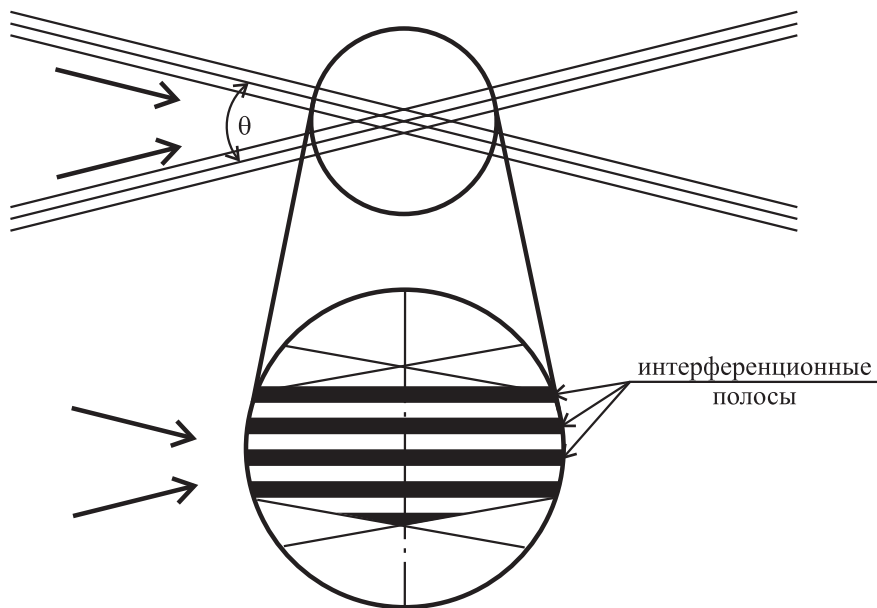


Рис. 32.5. Схема возникновения стоячей волны. Оба луча генерируются одним лазером

32.3. Лазерное дистанционное измерение скорости ветра

Скорость ветра измеряется путем измерения скорости частиц, переносимых ветром.

Рассмотрим два основных метода:

Измерение доплеровского сдвига (рис. 32.4)

Доплеровский сдвиг длин волн света, рассеянного отдельными частицами аэрозоля в атмосфере, измеряется путем *оптического гетеродинамирования* – отраженный сигнал и излучаемый складываются в квадратичном приемнике, с помощью которого определяется разностная частота сигнала – доплеровская частота, вызванная движением частиц аэрозоля под действием ветра.

Соотношение между доплеровским сдвигом $\Delta\nu$ и скоростью ветра v имеет вид:

$$\Delta\nu = \frac{2v \cos \theta}{\lambda}, \quad (32.2)$$

где θ – угол между направлением ветра и осью луча лазера.

Известны доплеровские измерители скорости ветра, имеющие дальность действия порядка километра, точность измерения скорости ветра – десятые доли м/с.

Модуляция интенсивности (рис. 32.5)

Два луча одного и того же лазера накладываются друг на друга в некотором объеме пространства в месте измерения скорости ветра. В результате интерференции лучей образуется периодическое в пространстве световое поле – стоячая световая волна. Частицы попадают в это поле, происходит модуляция рассеянного света – интенсивность рассеянного света больше в местах пучностей стоячей волны, период модуляции определяется скоростью частиц. Рассеянный свет измеряется без сопоставления с излучаемым.

Расстояние x между интерференционными полосами определяется выражением:

$$x = \frac{1}{2} \lambda \sin \left(\frac{\theta}{2} \right), \quad (32.3)$$

где θ – угол между лазерными лучами, λ – длина волны света.

Скорость частиц определяется по длительности импульса рассеянного частицами света, попавшего в телескоп приемника излучения.

32.4. Лидар с комбинационным рассеянием света

Метод позволяет изучать химический состав вещества атмосферы по комбинационному рассеянию лазерного монохроматического света лидара. При возбуждении фотонами в молекулах газа возникают колебательные и вращательные энергетические переходы, что сопровождается изменением энергии рассеянных молекулами фотонов, частота рассеянного света изменяется. На рис. 32.6 показаны спектры частот рассеянного света в сравнении с линией спектра излучения лазера. Значения частот определяются энергетическими переходами в молекулах газа, что позволяет найти химический состав газа.

Метод ценен тем, что позволяет локально в некотором пространстве идентифицировать весь набор химических веществ атмосферы в реальном масштабе времени. В лазерах при этом используются коротковолновые лазеры (азотные $\lambda = 0,34$ мкм; рубиновые $\lambda = 0,514$ мкм). Дальность действия таких лидаров менее 1 км.

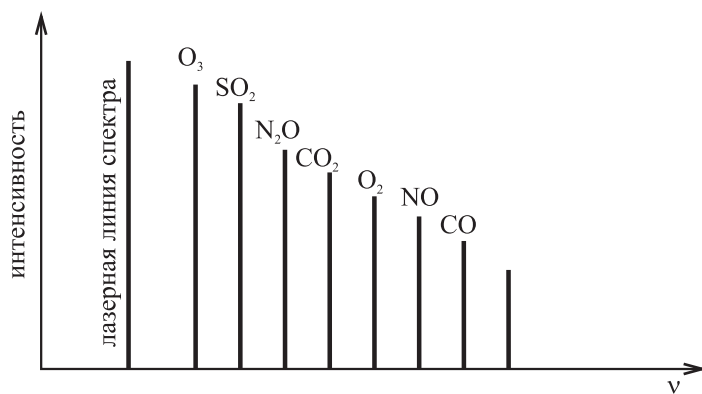


Рис. 32.6. Спектр антистоксовских компонент для различных молекул атмосферы при комбинационном рассеянии

Измерительные микросистемы

33.1. Общие сведения

Дальнейшее развитие техники измерительных преобразователей происходит по направлению микроминиатюризации «чувствительных» элементов и их интеграции с электронной схемой обработки и передачи информации в устройстве, подобном полупроводниковой микросхеме. В таком устройстве на одном чипе располагаются электронные и механические компоненты микронных размеров, образующие микросистему, что позволяет достичь намного более высоких показателей по массо-габаритным параметрам, быстродействию, экономичности, функциональным возможностям. Для обозначения устройств описываемого характера используют термин *микросистемная техника*. По принципу действия среди изделий микросистемной техники выделяют микроэлектромеханические системы (МЭМС), являющиеся совокупностью электронных и механических микроразмерных элементов, а также микрооптоэлектромеханические системы (МОЭМС), дополнительно содержащие микрооптические элементы.

Созданы измерительные микросистемы в виде МЭМС для определения параметров движения – микроакселерометры, микрогироскопы; датчики давления, расхода, состава газа и жидкостей, ударов, вибраций и т.д.

Особое место занимает направление разработки микроаналитических систем (микроаналитических лабораторий «на чипе»).

Кратко рассмотрим несколько примеров измерительных микросистем.

33.2. Микросистема измерений ускорения

Как было показано ранее, в измерителях – акселерометрах – измеряются перемещения специального элемента, называемого *инерционной массой*, движения которого при ускоренном движении акселерометра отстают от движения корпуса акселерометра. Перемещения этой массы относительно корпуса определяются специальным датчиком и являются мерой измеряемого ускорения. Датчик перемещений должен быть чувствителен к измерению вибраций с амплитудами порядка микронметров.

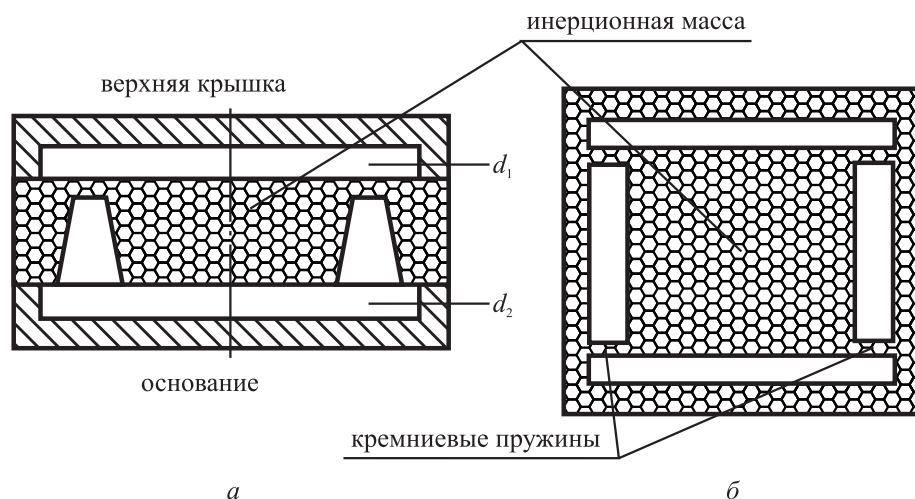


Рис. 33.1. Емкостный акселерометр с дифференциальным конденсатором: *а* – поперечное сечение акселерометра; *б* – вид сверху на инерционную массу.

В микромеханических акселерометрах часто используется датчик перемещения, основанный на емкостном методе преобразования перемещений в электрический сигнал.

Измерительная микросистема [Фрайден Дж.] представляет собой кремниевый чип, где на одной пластине расположены акселерометр и электронная полупроводниковая схема обработки информационного электрического сигнала. На рис. 33.1 показано устройство емкостного чувствительного элемента акселерометра.

Корпус датчика состоит из двух кремниевых пластин – основания и верхней крышки, внутри которых имеются углубления с плоским дном. Между крышкой и основанием герметично закреплена кремниевая пластина, центральная часть которой является инерционной массой и может совершать перемещения, т.к. подвешена на четырех кремниевых перемычках, играющих роль пружин. Обкладки двух конденсаторов образованы массой и крышкой и основанием и крышкой, расстояние между обкладками обозначены d_1 и d_2 .

При ускоренном движении корпуса инерционная масса за счет своей инерции движется медленнее корпуса, соотношение между расстояниями d_1 и d_2 меняется, меняется и соотношение между емкостями конденсаторов. Это соотношение емкостей является мерой ускорения и измеряется электронной схемой – преобразователем емкость – напряжение.

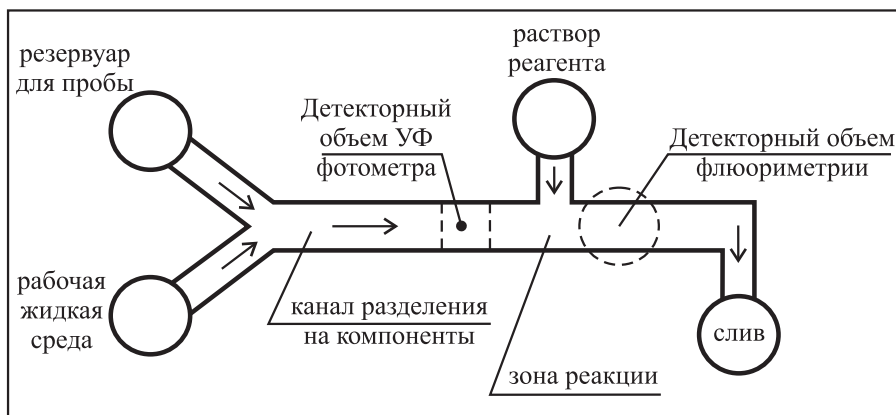


Рис. 33.2. Схема микроаналитического устройства для определения биоорганического вещества в экстракте печени.

Схема содержит десятки электронных полупроводниковых компонентов, размещена на общем с датчиком чипе и на своем выходе формирует электрическое напряжение, величина которого пропорциональна измеряемому ускорению.

33.3. Микроаналитическая система – биочип

Микроаналитические системы – устройства, обладающие возможностью проведения полного химического и/или биохимического анализа вещества, размещаемые на «чипе» – пластинке площадью несколько десятков мм². Такие устройства разрабатывают путем масштабного уменьшения элементов обычных аналитических приборов. Функциональные элементы микросистем имеют микрометровые размеры, и это потребовало учета влияния ряда физических эффектов, не существенных при обычном анализе. При уменьшении размеров объектов на первый план выходят поверхностные явления – влияние кривизны поверхности жидких сред на давление насыщенных паров, капиллярные эффекты и др.

Малые размеры дают важный положительный результат – высокую скорость и производительность анализа, возможность автоматизации анализа, удешевление аналитических приборов.

На рис. 33.2 показана упрощенная схема микроаналитического устройства биочипа).

В микроаналитической системе последовательность операций над анализируемой пробой примерно повторяет то, что происходит в классической системе. Проба загружается в резервуар и через микроканал, вытравленный в подложке, поток вещества пробы вместе с потоком рабочей жидкости, вводимой из-вне биочипа, попадает в следующий микроканал, где вещество пробы разделяется, как при хроматографии, на индивидуальные химические соединения.

Для создания потока жидких сред может использоваться микромеханический насос, известно использование электрического транспорта жидкости за счет электроосмоса и др.

Концентрация индивидуальных соединений определяется по поглощению УФ света в фотометрической ячейке, расположенной в конце канала разделения. Затем поток смешивается в реакционной камере с раствором реагента, подобранным так, чтобы могла произойти специфическая химическая реакция с химическим соединением, подлежащим обнаружению. Продукты этой реакции выявляются по эффекту фотолюминесценции в ячейке флуориметра. Прошедший анализ поток пробы сливается из чипа микроаналитической системы.

В различных по назначению микроаналитических системах могут использоваться и другие физические эффекты для продвижения потока в микроканалах, для детектирования химических соединений, для их разделения и т.д.

Методы диагностики и прогнозирования технических объектов

Важным разделом техники измерений является измерение параметров конструкций, машин в их рабочем состоянии, изучение поведения технических устройств в ходе эксплуатации, т.е. *диагностика состояния технических объектов*. Результатом таких измерений является возможность прогнозирования поведения устройств, предсказание, например, выходов этих устройств из строя.

Важной задачей является контроль условий, в которых работают технические конструкции.

Решение задачи диагностирования состояния устройств является важным фактором повышения надежности их эксплуатации.

Реальная конструкция должна эксплуатироваться в условиях воздействия механических и тепловых нагрузок, не превышающих те, для которых она создана. Помимо измерения механических и тепловых нагрузок, необходимо контролировать также степень изношенности конструкции.

Для правильной оценки состояния объектов необходимо измерять несколько различных параметров объектов и в разных частях объекта. Поэтому диагностирование основывается на использовании системы датчиков, образующих своего рода «нервную систему» обследуемого технического устройства.

Существует несколько подходов к созданию системы диагностирования. Основные из них следующие:

- использование миниатюрных, например, пьезоэлектрических датчиков, размещаемых в нескольких местах диагностируемого объекта; датчики соединены в систему, в которой они последовательно опрашиваются компьютером;
- использование оптоволоконных датчиков, прикрепленных всей своей длиной к поверхности объекта измерений или встраиваемых внутрь объекта.

Рассмотрим подробнее системы диагностирования, использующие оптоволоконные датчики. Преимуществом систем с такими датчиками является возможность создания простой схемы волоконной сети, охватывающей весь объект. Одно волокно может обеспечить контроль в десятках и сотнях точек вдоль своей длины, устранив необходимость использования сложной электронной системы связи.

Наибольшее развитие получили *волоконные дифракционные решетки*

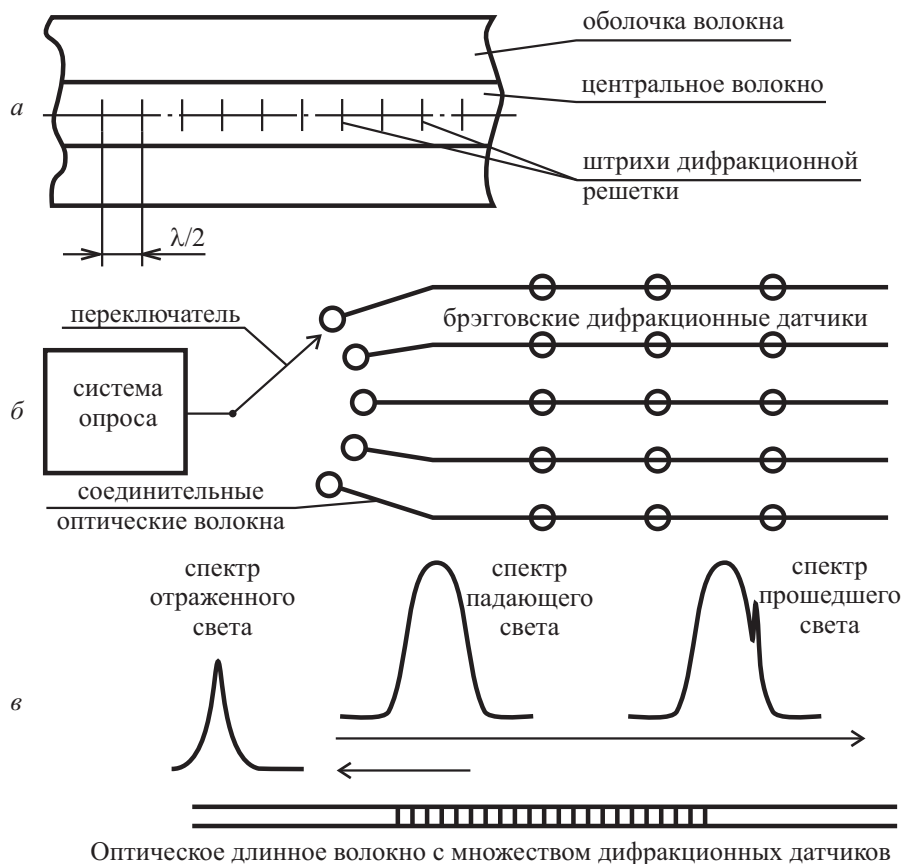


Рис. 34.1. Волоконная оптическая дифракционная решетка. *a* – геометрия решетки; *б* – режим работы системы волокон с множеством дифракционных датчиков; *в* – отличия в спектре отраженного сигнала.

(ВДР). При этом вдоль оси волокна создается периодическая решетка с длиной до 10000 длин световой волны из поперечных волокну штрихов. Свет, отраженный от штрихов этой решетки, возвращается к источнику света, пучки света, отраженные от разных штрихов, между собой интерферируют. Используемый эффект называют брэгговской дифракцией. Линия спектра отраженного сигнала обычно имеет ширину до 0,01 % исходной ширины линии спектра света излучателя, в качестве которого может выступать п/п светодиод или лазер. На рис.19.1 показаны схемы устройства и функционирования волоконной линии с

дифракционными решетками.

На рис. 34.1, *а* показано, что эффективное отражение света в волоконной линии возникает на той длине волны света, на которой оптическое расстояние между соседними штрихами равно $\lambda/2$:

$$n \cdot h = \frac{m\lambda}{2}, \quad (34.1)$$

где m – целое число (порядок спектра); n – показатель преломления волокна; h – геометрическое расстояние между штрихами.

Ширина линии спектра отраженного сигнала обратно пропорциональна числу N штрихов решетки.

Шаг решетки при эксплуатации волокна зависит от температуры и деформации объекта, к которому волокно прикреплено. При изменении шага сдвигается по спектру и расположение линии спектра отраженного сигнала; измерив этот сдвиг, можно получить информацию о температуре и (или) механическом напряжении в том месте образца, где находится область волокна с решеткой. Для определения того, обусловлено ли изменение шага решетки температурным расширением или механическими нагрузками, результаты сравнивают с данными второй (контрольной) волоконной решетки, в которой отсутствуют напряжения.

Если по длине волокна нанесено множество дифракционных решеток каждая со своим шагом штрихов, то одно волокно может дать информацию о деформации структур сразу в нескольких точках. Для обращения к различным волокнам необходим переключатель (рис. 34.1, *б*).

На рис. 34.1, *в* сравниваются спектры падающего, прошедшего и отраженного света. Показано, что линия спектра отраженного света много уже линии спектра падающего.

В настоящее время волоконные дифракционные датчики нашли применение при диагностировании авиационной техники, для контроля поведения мостов и дамб, старых зданий, в гражданском строительстве. Последнее применение иллюстрирует рис. 34.2.

На рис. 34.2 два волокна – натянутый и ненатянутый – помещены в полем канале строительного блока; их концы закреплены в «якорях», замурованных в блоке. К выходящим наружу участкам волокон можно подсоединять переносной измеритель и измерять механические напряжения в конструкции.

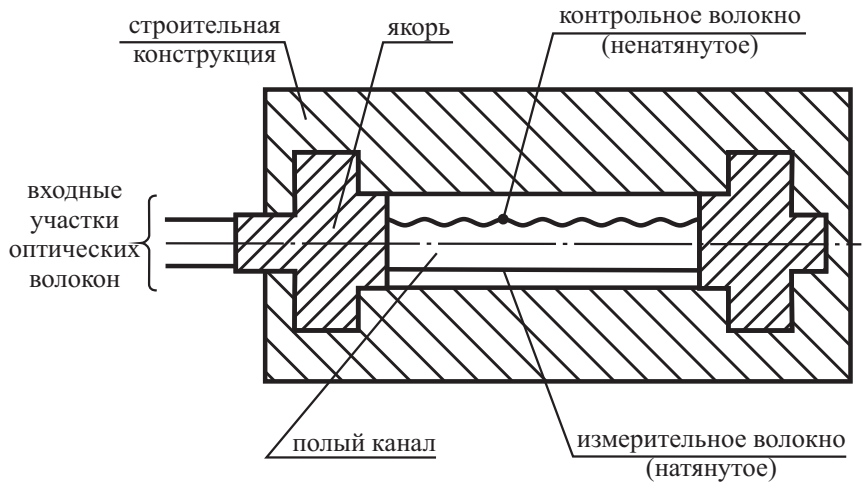


Рис. 34.2. Датчики контроля деформаций строительной конструкции.

Часть V

Анализ и синтез физических принципов создания средств измерения, диагностики, контроля, управления

Принципы построения измерительных преобразователей

35.1. Классификация физических явлений, применимых в измерительных преобразователях

Характеристики датчика как преобразователя информации определяются тем, на каком физическом принципе он основан, какой механизм преобразования сигнала в нем применен, из какого материала он изготовлен. Для упрощения поиска и анализа требующихся для конкретного устройства физических эффектов в таблицах 35.1 – 35.3 приведены данные о наиболее употребляемых в преобразователях физических явлениях [из книги Дж. Фрайдена].

В таблице 35.1 приведен перечень явлений, на которые современные датчики способны реагировать.

В таблице 35.2 приведен перечень механизмов преобразований.

В таблице 35.3 приведен перечень входных измеряемых современными датчиками физических величин.

Таблица 35.1

Обнаруживаемые датчиком физические явления

Биологические
Химические
Электрические, магнитные, электромагнитные волны
Тепловые, температура
Механическое перемещение, механические колебания и волны
Радиоактивные излучения

Таблица 35.2

Физические явления, определяющие механизмы преобразований

<i>Физические</i>	<i>Химические</i>
Термоэлектричество	Химические преобразования
Фотоэлектричество	Физические преобразования
Фотомагнетизм	Электрохимический процесс
Магнитоэлектричество	Спектроскопия
Электромагнетизм	Другие
Термоупругость	<i>Биологические</i>
Электроупругость	Биохимические преобразования
Термомагнетизм	Физические преобразования
Термооптика	Влияние на тестируемые организмы
Фотоупругость	Спектроскопия
Другие	Другие

35.2. Преобразование физической природы сигналов в датчиках

Назначение измерительной информации о физических величинах окружающего мира и технических устройств, собранной измерительными системами – способствовать принятию решений пользователем информации. При современном уровне техники требуется, чтобы сигналы, несущие информацию потребителю, имели электрическую природу. Это упрощает их преобразование к виду, удобному для восприятия человеком или исполнительными механизмами. С развитием техники требование электрической формы информационного сигнала может стать не таким категоричным, т.к. возможна альтернативная форма передачи сигнала – оптическая (например, с помощью оптоволоконных линий связи), исследования в этой области интенсивно проводятся.

На практике датчики (измерительные преобразователи) всегда являются частью измерительной системы, в которой они являются «чувствующими элементами». Выходной сигнал датчика в измерительной системе преобразуется, усиливается, анализируется. Часто измерительная система содержит несколько или множество датчиков, реагирующих на разные физические величины.

Любой датчик является преобразователем энергии. Вне зависимости от типа

Таблица 35.3

Внешние воздействия, на которые реагируют датчики

<i>Акустические</i>	<i>Тепловые</i>
Амплитуда волны, фаза, поляризация	Температура
Спектр частот	Поток
Скорость волны	Теплопроводность
Другие	Теплосодержание
	Другие
<i>Биологические</i>	
Биомасса (вид, концентрация)	<i>Электрические</i>
Другие	Заряд, ток
<i>Химические</i>	Потенциал, напряжение
Химический и элементный состав, концентрация, состояние	Электрическое поле (амплитуда, фаза, поляризация, спектр частот)
Другие	Проводимость
<i>Магнитные</i>	Диэлектрическая проницаемость
Магнитное поле (амплитуда, фаза, поляризация, спектр частот)	Другие
Магнитный поток	<i>Оптические</i>
Магнитная проницаемость	Амплитуда волны, фаза, поляризация, спектр
Другие	Интенсивность волны (света)
<i>Механические</i>	Скорость волны
Положение (координаты, линейные и угловые)	Коэффициент отражения
Ускорение	Излучающая способность
Сила	Поглощение
Напряжение, давление	Другие
Деформация	<i>Вязкость</i>
Масса, плотность	Упорядоченность структуры
Движение, момент импульса	<i>Радиоактивные излучения</i>
Скорость потока, расход массы	Энергия частиц, квантов
Форма, шероховатость, ориентация	Интенсивность
Жесткость, податливость	Другие

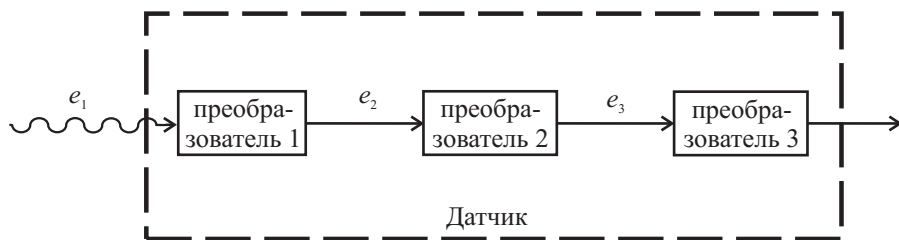


Рис. 35.1. Комбинированный (составной) датчик, содержащий несколько преобразователей; e_1 (внешнее воздействие), e_2 , e_3 , ... – различные виды энергии.

измеряемой величины всегда происходит передача энергии; любая передача информации связана с передачей энергии. Передача энергии может происходить в обоих направлениях – как от объекта измерения к датчику, так и в противоположном направлении. В обоих случаях энергетические состояния и объекта и датчика изменяются, что вызывает появление полезного сигнала – информационного.

В большинстве случаев физический эффект, позволяющий преобразовать входной сигнал в электрический, в природе отсутствует, и датчик формирует сигнал об измеряемой физической величине не в электрической форме. Выходной сигнал датчика может иметь тепловую, оптическую, механическую, магнитную форму и т.д., поэтому наиболее распространены комбинированные – «многоступенчатые» – датчики, содержащие несколько датчиков, из которых каждый последующий по отношению к предыдущему является измерительным преобразователем (рис. 35.1).

Последний элемент схемы на рис. 35.1 является датчиком, преобразующим энергию сигнала e_3 в электрическую форму.

Датчики, преобразующие энергию сигнала в электрическую форму, называют *датчиками прямого действия*.

Рассмотрим пример. Микрофон, преобразующий звуковые колебания в электрический сигнал, является двухступенчатым составным датчиком звука. Под действием звуковой волны деформируется (прогибается) мембрана, т.е. происходит преобразование механической энергии звуковой волны в механическую энергию деформации мембраны (первая ступень).

С мембраной в электродинамическом микрофоне прочно соединена легкая проволоочная катушка, расположенная в постоянном магнитном поле. При перемещении мембраны перемещается и эта катушка, и в ее проводе наводится ЭДС, а во внешней цепи, к которой катушка подсоединена, протекает электрический ток. Здесь механическая энергия мембраны преобразуется в элек-

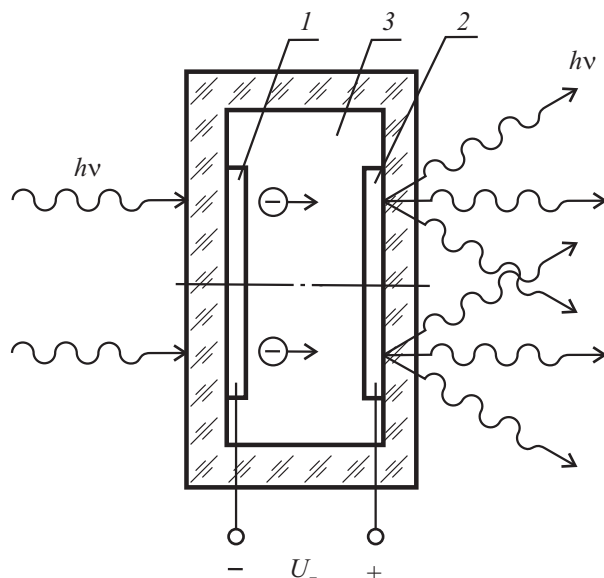


Рис. 35.2. Упрощенная схема ЭОП

трическую энергию (вторая ступень составного датчика). Эта вторая ступень является датчиком *прямого действия*.

Существуют составные датчики, содержащие три и большее число ступеней.

Другая важная причина необходимости разработки многоступенчатых датчиков – малое в ряде случаев значение энергии измеряемой физической величины, которой датчик обменивается с объектом измерения. Если даже вся эта энергия преобразуется в энергию электрического сигнала, величина тока или электрического напряжения на выходе датчика оказывается недостаточной для восприятия последующими устройствами усиления сигнала на фоне их собственных шумов.

Рассмотрим в качестве примера электронно-оптический преобразователь (ЭОП), используемый в качестве преобразования и усиления слабого оптического изображения в яркое оптическое изображение. Преобразователь показан схематически на рис. 35.2.

На рис. 35.2: 1 – фотокатод, 2 – люминесцентный экран, 3 – вакуум. Между фотокатодом и люминесцентным экраном от внешнего источника приложено постоянное электрическое напряжение U_+ . Оптическое изображение слабо освещенного объекта формируется на фотокатод; фотоны с энергией $h\nu$, где ν

– частота света, проникают в вещество фотокатода и, встречаясь с электронами, передают им свою энергию. Электрон получает скорость, достаточную для вылета сквозь потенциальный барьер на поверхности фотокатода в вакуум. Происходит преобразование световой энергии в электрическую. Энергия электрона $W_{\text{фэл}}$ в вакууме оказывается несколько меньше энергии фотона $W_{\text{фэл}} < h\nu$. Фотокатод является первой ступенью преобразования сигнала. Величина энергии фотоэлектрона $W_{\text{фэл}} < h\nu = 4 \cdot 10^{-19}$ Дж (на длине волны $\lambda \approx 0,5$ мкм зеленого света) и электрический сигнал с такой энергией не может быть обнаружен.

Попав в ускоряющее электрическое поле, создаваемое напряжением $U_{\pm}$, электрон приобретает, пролетев расстояние до анода, энергию $W_a = e \cdot U_{\pm}$. Энергия электрона увеличивается в K раз:

$$K = \frac{W_a}{W_{\text{эл}}} \approx \frac{eU_{\pm}}{h\nu}. \quad (35.1)$$

Если приложенное напряжение $U_{\pm} = 10^3$ В, то $K \approx 400$.

Промежуток между катодом и анодом является второй ступенью преобразователя, в которой происходит увеличение энергии сигнала (в рассмотренном примере – в 400 раз). Ускоренный электрон проникает далее в люминесцентный экран, в котором происходит преобразование электрической энергии (энергии электрона) вновь в световую. Экран излучает фотоны; на экране возникает картина, отображающая оптическое изображение на фотокатод, но с гораздо большей яркостью. Энергия электронов в экране лишь частично переходит в энергию фотонов, часть энергии превращается в тепло, но и полезно преобразованной доли оказывается достаточно для получения усиленного изображения.

Люминесцентный экран обеспечивает третью ступень преобразований в ЭОПе, который, таким образом, является трехступенчатым измерительным преобразователем изображения.

Любые существующие в настоящее время датчики оптического сигнала являются двух- или многоступенчатыми измерительными преобразователями, в которых вторая ступень обеспечивает усиление эффекта, возникшего при попадании световых квантов на входную – фоточувствительную – поверхность. При использовании в качестве преобразователей фотодиодов возникшие при поглощении фотонов носители тока имеют, как и в случае фотокатодов, энергию не более энергии фотона, но приобретают добавочную потенциальную энергию в электрическом поле внутри нагрузочного резистора, через который подается электрическое напряжение на фотодиод от внешней схемы. При фотографировании и получении изображения на фотобумаге один фотон вызывает появление одного атома металла, но этот атом как катализатор запускает химический процесс, в ходе которого образуются миллионы атомов металла, и изображение усиливается в миллионы раз.

35.3. Генераторные и параметрические датчики

Рассмотрим с точки зрения использования в многоступенчатых измерительных преобразователях *генераторные* (активные) и *параметрические* (пассивные) датчики.

В случае генераторного датчика под воздействием измеряемой физической величины возникает выходной сигнал в электрической форме – в виде электрического заряда, напряжения, тока. В соответствии с законом сохранения энергии, в замкнутых системах энергия выходного сигнала не может быть больше доли энергии измеряемого объекта, поглощенного измерительным преобразователем. Примером такого датчика из рассмотренных выше является фотокатод.

В случае параметрического датчика под воздействием входной величины изменяется один или несколько параметров датчика: электрическое сопротивление, индуктивность, емкость и др. Для измерения изменения величины параметра используется специальная внешняя электрическая схема. Источником энергии выходного сигнала является в этом случае энергия, приносимая в процесс измерения этой внешней схемой, и результирующее усиление энергии выходного сигнала по сравнению с энергией входного может быть как угодно большим.

В ряде случаев один и тот же датчик может трактоваться и как генераторный, и как параметрический. Так, фотодиод генерирует под действием фотонов электрические заряды (является генераторным) и изменяет свое внутреннее сопротивление (является параметрическим).

Из рассмотренного вытекает, что как генераторный, так и параметрический датчики могут в структурной схеме многоступенчатого преобразователя занимать любое место. В качестве выходного преобразователя предпочтительно использовать параметрический, как обеспечивающий потенциально наибольшее увеличение энергии входного сигнала.

В таблице 35.4 указаны наиболее употребительные в генераторных датчиках физические эффекты, обеспечивающие преобразование измеряемой величины в электрическую форму энергии. Принципы технической реализации датчиков рассмотрены в частях 2 и 4 настоящего учебного пособия.

В параметрических датчиках под действием входной измеряемой величины изменяются электрические свойства материала или элемента датчика, что и проявляется в форме изменения электрического параметра датчика. Эти изменения не вызывают появления электрической энергии; для измерения изменения электрического параметра необходима измерительная электронная схема, содержащая источник питания и схему формирования сигнала.

В таблице 35.5 указаны некоторые употребительные в параметрических датчиках физические эффекты.

Таблица 35.4

Преобразования физических величин в генераторных датчиках

Измеряемая величина	Используемый эффект	Выходная величина
Температура	Термоэлектрический эффект	Термо-ЭДС (напряжение)
	Пироэлектрический эффект	Заряд
Оптическое излучение	Внешний фотоэффект	Поток электронов, ток
	Внутренний фотоэффект в полупроводнике с $p - n$ переходом	Ток, ЭДС
	Фотоэлектромагнитный эффект	Напряжение
Сила, давление, ускорение	Пьезоэлектрический эффект	Заряд
Скорость	Электромагнитная индукция	Напряжение, ток
Перемещение	Эффект Холла	Напряжение, ток
Индукция магнитного поля	Электромагнитная индукция	Напряжение, ток
	Эффект Холла	Напряжение, ток
Напряженность электрического поля, электрический потенциал	Электростатическая индукция	Ток

35.4. Методы анализа процессов преобразования информации в датчиках

35.4.1. Общие сведения

Основная задача, которая ставится при прогнозировании характеристик датчиков – определение передаточной функции датчика как в статической ее форме, так и в динамике при меняющейся во времени входной измеряемой величине.

Датчик может состоять из ступеней, основанных на различных, отличаю-

Таблица 35.5

Преобразования физических величин в параметрических датчиках

Измеряемая величина	Используемый эффект	Изменяющийся параметр вещества или устройства
Температура	Терморезистивный эффект	Электропроводность
Оптическое излучение	Фотопроводимость	Электропроводность
Деформация	Тензорезистивный эффект	Электропроводность
	Обратный магнитострикционный эффект	Магнитная проницаемость ферромагнетика
	Изменение механических напряжений	Изменение резонансной частоты колебаний струны
Магнитное поле	Магниторезистивный эффект	Электропроводность
Влажность	Диссоциация молекул воды при сорбции влаги в веществе	Электропроводность ионного проводника
	Сорбция влаги в пористом слое диэлектрика	Диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя
Перемещение	Электростатическая индукция	Изменение электрической емкости
	Изменение параметров магнитной цепи	Изменение индуктивности или взаимоиנדуктивности

щихся физических эффектах. Единственно возможный путь анализа характеристик такого датчика – составление его модели и изучение характеристик модели. Широко используются как физическое, так и математическое моделирование. Наиболее мощным инструментом является математическое моделирование. При разработке математической модели датчик разбивается на отдельные элементы, и каждый элемент рассматривается отдельно. Применительно к каждому элементу строится индивидуальная математическая модель, основанная

Таблица 35.6

Аналогии выражений кинетической и потенциальной энергии

Тип системы	Проявление энергии	Кинетическая энергия	Потенциальная энергия
Механическая	Поступательное движение	$\frac{1}{2}mv^2$	$\frac{1}{2}kX^2$
Электрическая	Электрическое поле (I)	$\frac{1}{2}Li^2$	$\frac{1}{2C} \cdot q^2$
	Магнитное поле (II)	$\frac{1}{2}CU^2$	$\frac{1}{2L} \cdot \psi^2$

на законах физики, после этого математические описания элементов объединяются в единую модель, описывающую поведение всего измерительного преобразователя в целом. Математические *модели прямой аналогии* строятся на основе аналогий между явлениями различной физической природы (например, колебательных процессов в механических и электрических системах). Аналогия явлений здесь означает одинаковость формы уравнений между переменными.

35.4.2. Электромеханические аналогии

Система электромеханических аналогий выводится из идентичности выражений для кинетической и потенциальной энергий механических и электрических систем. Для механической системы можно записать по одному выражению для каждого вида энергии, для электрической системы – по два выражения (для электрического поля и для магнитного поля) (табл. 35.6).

Таблица позволяет определить, какие величины в выражениях для энергий электрической системы являются *сходственными с величинами механической системы*.

В таблице инерционные свойства отображаются для механических систем массой m движущегося тела, для электрических систем – индуктивностью L в варианте I или емкостью C в варианте II; роль скорости v тела играют в электрической системе в I варианте электрический ток i в цепи, во II варианте – падение напряжения U на конденсаторе. В случае потенциальной энергии в механической системе упругость при сжатии-растяжении обозначается коэффициентом упругости k ; роль этого коэффициента при моделировании по I

Таблица 35.7

Сходственные величины электромеханических и акустических аналогий

Механическая система	Аналогичная электрическая система I	Аналогичная электрическая система II	Аналогичная акустическая
Масса m	L	C	m/A^2 (акустическая масса)
Перемещение X	q	ψ	
Скорость $v = \frac{dx}{dt}$	$i = \frac{dq}{dt}$	$U = \frac{d\psi}{dt}$	$U = A \cdot u$ (объемный расход)
Сила $F = m \frac{dv}{dt}$	$E = L \frac{di}{dt}$ (ЭДС)	$i = C \frac{dU}{dt}$	p (акустическое давление)
Коэффициент скоростного трения $S = \frac{F}{v}$	$R = \frac{E}{i}$ (сопротивление)	$\gamma = \frac{i}{U}$ (проводимость)	R (акустическое сопротивление)
Коэффициент упругости $k = \frac{F}{X}$	$\frac{1}{C}$	$\frac{1}{L}$	$\frac{\gamma p_0}{V}$ (обратная величина акустической упругости)
Податливость $1/k$	Емкость C	Индуктивность L	Акустическая упругость, акустическая емкость $V/(\gamma p_0)$

варианту играет выражение $\frac{1}{2C}$, по II варианту – $\frac{1}{2L}$; роль механического перемещения X при моделировании по I варианту играет электрический заряд q , заряжающий конденсатор, по II варианту – магнитный поток (потокосцепление) ψ , возникающий внутри катушки индуктивности L .

В таблице 35.7 приведены выражения для сходственных величин электромеханических и акустических аналогий.

На рис. 35.3 показано схематически моделирование механической колебательной системы с помощью электрической модели – в виде электрической

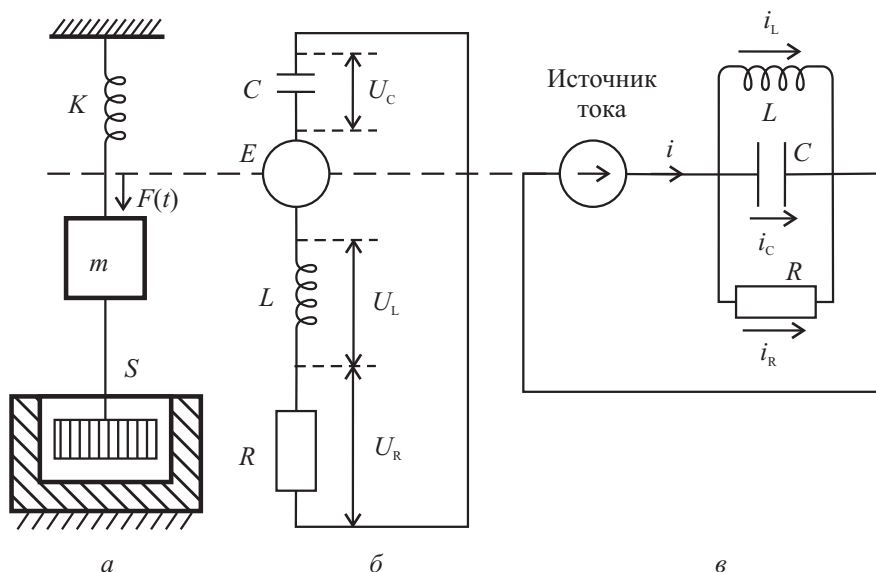


Рис. 35.3. Моделирование колебательной механической системы электрическими моделями: *а* – механическая система; *б* – электрополевая модель (I система табл. 35.7); *в* – магнитополевая модель (II система табл. 35.7).

схемы, которую называют *эквивалентной электрической схемой*.

На рис. 35.3, *а* – механическая одномерная колебательная система, в которой тело массой m совершает колебания по вертикальному направлению, пружина K за счет своей упругости обеспечивает образование возвращающей упругой силы, поршень S перемещается в полости с трением, за счет чего энергия колебаний переходит в тепло и уменьшается, колебания затухают. F – периодическая механическая сила, вынуждающая тело колебаться.

Для построения моделей рис. 35.3, *б* и рис. 35.3, *в* используется наличие соответствия между сходственными величинами в выражениях для механических и электрических величин, а также законы Ньютона для механической системы – уравнение движения $F = m \frac{dv}{dt}$ и третий закон $F_1 = -F_2$ (всякому действию соответствует равное и противоположно направленное противодействие).

По первой системе аналогий (рис. 35.3, *б*) сходственной величиной для силы служит внешняя ЭДС E , поэтому эквивалентная схема имеет форму замкнутой электрической цепи, в которой электродвижущая сила вызывает противоположно направленные ей падения напряжений U_C , U_L , U_R на элементах электрической цепи, конденсаторе, катушке индуктивности и резисторе, соответственно,

которые в сумме равны значению ЭДС:

$$E = U_R + U_L + U_C. \quad (35.2)$$

Во второй системе аналогий (рис. 35.3, в) роль силы выполняет ток i источника тока, и эквивалентная схема строится так, чтобы сумма токов во всех элементах модели была равна току источника тока:

$$i = i_L + i_R + i_C, \quad (35.3)$$

где i_L , i_R и i_C – токи в катушке индуктивности L , резисторе R , конденсаторе C , соответственно.

Подставим в (35.2) сходственные его членам выражения механической системы (таблица 35.7):

$$\begin{aligned} E &\rightarrow F(t); \\ U_R = i \cdot R &\rightarrow v \cdot S = S \cdot \frac{dx}{dt}; \\ U_L = L \frac{di}{dt} &\rightarrow m \cdot \frac{dv}{dt} = m \cdot \frac{d^2x}{dt^2}; \\ U_C = \frac{q}{c} &\rightarrow x \cdot k; \end{aligned}$$

получим:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + S \frac{dx}{dt} + kx = F(t) \quad (35.4)$$

- дифференциальное уравнение движения тела с массой m под действием зависящей от времени силы $F(t)$.

Решив это дифференциальное уравнение, мы получим математическую модель механической системы, позволяющую найти зависимости любой величины, входящей в уравнение от любой другой, которую необходимо по условию задачи принять за входную измеряемую физическую величину. Например, пусть сила $F(t)$ имеет гармонический характер:

$$F(t) = F_0 \cos \omega t. \quad (35.5)$$

Решением дифференциального уравнения будет уравнение вынужденного колебательного движения, которое можно представить в виде:

$$x = A \cos(\omega t - \varphi). \quad (35.6)$$

Здесь A – амплитуда вынужденного колебания, ее величина зависит от амплитуды F_0 и частоты ω вынуждающей силы, массы m тела, коэффициента

трения S ; φ – фаза вынужденного колебания, зависящая от частоты ω вынуждающей силы и коэффициента трения. Если в качестве измеряемой физической величины выбрать, например, изменение массы m тела, то выходной величиной может быть амплитуда вынужденных колебаний, которую необходимо измерять с помощью другого, дополнительного датчика – следующей ступени комбинированного датчика.

35.4.3. Электромехано-акустические аналогии

Рассмотрим математическое моделирование датчиков звука – микрофонов. Звуковая волна в газе, давление которой является входным сигналом измеряемой величиной, падая на микрофон, приводит в движение его мембрану, колебания которого затем преобразуются в выходной электрический сигнал. При действии звуковой волны на мембрану последняя приводится в движение за счет разности давлений среды по обе стороны мембраны, возникающей за счет того, что звуковая волна достигает вначале первой по ходу волны стороны мембраны, и лишь потом второй стороны, причем, с некоторым ослаблением интенсивности. При анализе передаточной функции микрофона важным является учет преобразований давления газа в корпусе микрофона.

Для отыскания вида передаточной функции целесообразно прибегнуть к решению задачи методом аналогий. Рассмотрим электро-механические аналогии акустическим явлениям в микрофонах.

На рис. 35.4 показана акустическая схема канала, являющегося конструктивным элементом микрофона. По каналу звук проникает в подмембранную полость мембранного микрофона.

Звуковая волна сопровождается возникновением в атмосфере участков, в которых чередуются сжатия-разряжения среды; поперечник этих участков порядка половины длины волны; звуковое давление – это давления p сжатия-разряжения, отсчитываемые от среднего давления p_0 атмосферы.

Обычно размеры элементов микрофона много меньше длины волны звука. При возникновении в пространстве, окружающем микрофон, звуковой волны, микрофон оказывается целиком в области, давление в которой можно считать везде примерно одинаковым и изменяющимся с частотой звука. Это означает, что можно пренебречь явлением распространения волн.

При возникновении избыточного (звукового) давления p у входа в трубку 3 (рис. 35.4) поток газа проходит через эту трубку, затем через капилляр 1 и попадает в подмембранную полость 2; в результате давление в полости увеличивается.

Течение газа в трубке 3 происходит под действием разности давлений $p - p_1$ на концах трубки подобно тому, как протекает электрический ток в проводнике

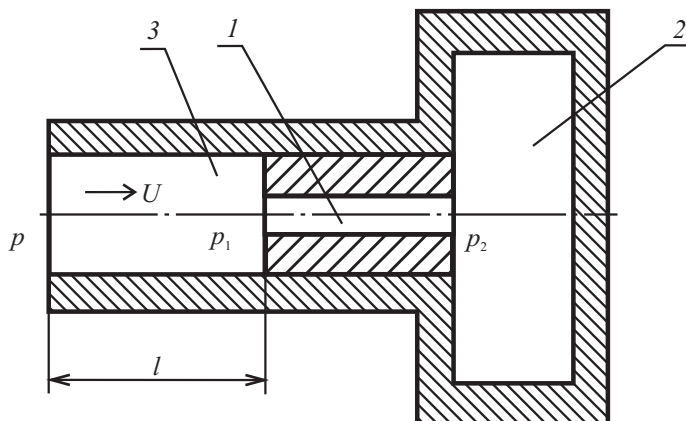


Рис. 35.4. Акустическая схема канала: 1 – капиллярный канал; 2 – подмембранная полость; 3 – трубка.

под действием разности потенциалов на концах проводника. Таким образом, существует аналогия течению газа – электрический ток.

Так как звуковое давление p – переменное, движение газа в трубке имеет колебательный характер. Заметного сжатия газа не наблюдается, находящийся в трубке газ массой m перемещается и колеблется как целое под действием вынуждающей силы, роль которой играет разность давлений $p - p_1$. По аналогии с уравнением механического движения $F = m \frac{dv}{dt}$ для нашего случая можно составить уравнение движения газа.

Величины, входящие в уравнение движения, можно представить в виде:

$F = A(p - p_1)$ где A – площадь поперечного сечения трубки; $v = u$ – усредненная по сечению трубки скорость движения газа. При анализе течения газов и жидкостей применяют вместо усредненной скорости газа понятие расход газа ($A \cdot u$). Получим $v = \frac{(A \cdot u)}{A}$.

Подставим полученные величины в уравнение движения и разделим обе части уравнения на A ; получим

$$p - p_1 = \frac{m}{A^2} \cdot \frac{d(A \cdot u)}{dt}. \quad (35.7)$$

Здесь $\frac{m}{A^2}$ – акустическая масса.

Сравнивая это выражение с уравнением механического движения, можем видеть аналогию между механической массой m и акустической массой $\frac{m}{A^2}$.

В физике существует закон самоиндукции: $e = L \frac{di}{dt}$, где e – ЭДС самоиндукции; L – индуктивность проводника; i – ток в проводнике; закон по форме

совпадает с уравнением (35.7). Индуктивность L проводника является аналогом акустической массы $\frac{m}{A^2}$ а ток i является аналогом расхода $U = A \cdot u$.

Газ, протекая в капилляре, испытывает сопротивление, вызванное вязкостью газа, давление в нем падает. Разность давлений по концам капиллярной трубки пропорциональна расходу газа:

$$p_1 - p_2 = R(A \cdot u), \quad (35.8)$$

Величина R называется акустическим сопротивлением и является аналогом электрического сопротивления R проводника с током.

Попадая в полость 2, газ увеличивает давление p_0 в ней на p_2 . Сжатие газа является адиабатическим, т.к. из-за быстроты процесса теплообмен газа со стенками не успевает происходить.

Для адиабатического процесса справедливо выражение

$$\frac{p_2}{p_0} = -\gamma \cdot \frac{\Delta V}{V}, \quad (35.9)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ – постоянная адиабаты.

Здесь V – объем газа в полости до увеличения давления; ΔV – объем добавляющегося в полость количества газа за счет потока газа через капилляр. Этот добавочный объем равен

$$\Delta V = - \int_0^t (A \cdot u) dt. \quad (35.10)$$

Окончательно получим:

$$p_2 = \frac{\gamma p_0}{V} \int_0^t (A \cdot u) dt = \frac{1}{C} \int_0^t (A \cdot u) dt. \quad (35.11)$$

Член $C = \frac{V}{\gamma p_0}$ – акустическая емкость, аналог электрической емкости в уравнении

$$U = \frac{Q}{C}, \quad (35.12)$$

где U – напряжение на электрическом конденсаторе; Q – заряд конденсатора; C – его емкость.

Уравнением, описывающим в механике сходственные со сжатием газа процессы, является уравнение упругой деформации

$$F = Kx, \quad (35.13)$$

где F – сила, вызывающая деформацию x .

Можно увидеть аналогию между выражениями (35.13) и (35.11) – силой F и избыточным давлением p_2 , деформацией x и изменением объема ΔV , соответственно.

Можно сделать вывод, что член $\frac{V}{\gamma p_0}$ играет роль акустической упругости (сходственной с механической упругостью).

Уравнение акустического канала. Для схемы на рис. 35.4 сумма всех перепадов давлений на элементах канала равна звуковому давлению p в атмосфере

$$p = (p - p_1) + (p_1 - p_2) + p_2. \quad (35.14)$$

Подставив в это выражение значения из уравнений (35.7), (35.8) и (35.11), получим дифференциальное уравнение для потока Au газа в акустическом канале:

$$\frac{m}{A^2} \frac{d(Au)}{dt} + R(Au) + \frac{\gamma p_0}{V} \int_0^t (Au) dt = p. \quad (35.15)$$

Это уравнение подобно закону Кирхгофа для цепи из последовательно включенных ЭДС, резистора R , катушки индуктивности L и конденсатора с емкостью C :

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = e. \quad (35.16)$$

Сравнив уравнения (35.15) и (35.16), увидим, что звуковое давление в канале p подобно ЭДС в электрической цепи, индуктивность L подобна акустической массе $\frac{m}{A^2}$ газа, сопротивление R резистора подобно акустическому сопротивлению R , емкость конденсатора C подобна акустической емкости $\frac{V}{\gamma p_0}$ полости. Член $\int_0^t i dt$ является электрическим зарядом конденсатора C , полученным

за время t интегрирования, он подобен объему газа $\int_0^t (A \cdot u) dt$, получаемому полостью.

Анализ работы мембранного микрофона

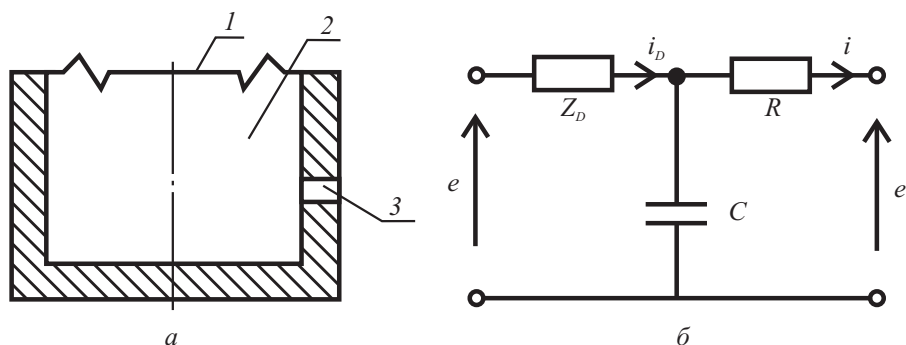


Рис. 35.5. Конструкция (а) и эквивалентная электрическая схема (б) микрофона.

Рассмотрим для примера работу микрофона, чувствительного к звуковому давлению (рис. 35.5, а) (звуковое давление следует отличать от давления звука, т.е. давления звукового луча на преграду). Эквивалентная схема микрофона приведена на рис. 35.5, б

Подобные микрофоны содержат три элемента: полость 2, мембрану 1 и канал 3 для выравнивания среднего давления полости с атмосферным. В полость звук попадает двумя путями – через мембрану и через отверстие, поэтому эквивалентная электрическая схема (рис. 35.5, б) имеет две цепи – одна – с сопротивлением R , другая – с Z_D . Сопротивление R канала потоку активное, вызвано вязкостью газа, сопротивление диафрагмы Z_D потоку реактивное, т.к. мембрана под действием звука колеблется, обладает массой и упругостью.

Звуковые давления, т.е. давления газа в областях сгущения и разрежения атмосферы при звуковых колебаниях, действующие извне на диафрагму и канал, одинаковы и равны p ; электрическим аналогом давления является электродвижущая сила e .

Выходной величиной, которую необходимо найти, является деформация мембраны под действием звукового давления. Мы ограничимся определением силы звукового давления на мембрану с учетом влияния полости под ней. Рассматриваем типичный случай, когда активное сопротивление канала мало в сравнении с сопротивлением мембраны, и объемный расход $U = A \cdot u$ (его аналогом в схеме является ток i), попадающий в полость 2, почти целиком определяется потоком через канал 3. В соответствии с эквивалентной схемой получаем

$$e \approx i \left(R + \frac{1}{j\omega C} \right). \quad (35.17)$$

Подставив вместо электрических величин в последнее уравнение их акустические аналоги, получим:

$$U \simeq \frac{p}{R + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{jC\omega}{1 + j\omega RC} \cdot p, \quad (35.18)$$

где ω – круговая частота звука.

Сила, действующая на мембрану, определяется выражением:

$$F_D = Ap_D, \quad (35.19)$$

где A – площадь мембраны; p_D – перепад давления звука по сторонам мембраны. В эквивалентной схеме этому перепаду соответствует падение напряжения на реактивном сопротивлении Z_D мембраны.

В соответствии с правилом Кирхгофа обойдем контур цепи на рис. 35.5, $\bar{b}$, включающий e , Z_D , R и снова e по часовой стрелке. Получим $i_D \cdot Z_D = -R \cdot i$. Заменив величины этого соотношения на их акустические аналоги, получим:

$$p_D = -RU. \quad (35.20)$$

Подставим (35.18) и (35.20) в (35.19), получим:

$$F_D = \frac{jRC\omega}{1 + j\omega RC} Ap, \quad (35.21)$$

где C – упругая емкость полости (табл. 35.7).

Здесь давление звука p – входная измеряемая физическая величина, множитель при p $G = \frac{jRC\omega A}{1 + j\omega RC}$ – передаточная функция первой ступени датчика звука.

Модуль этого выражения находят по правилам действия с комплексными числами.

35.4.4. Термоэлектрические аналогии

Распространение тепловой энергии Q по теплопроводящему телу происходит подобно распространению электрического заряда q по электропроводящим телам (проводникам). Поэтому тепловым физическим величинам при изучении динамических процессов изменения температуры тел можно найти соответственные электрические величины процессов изменения электрических потенциалов (таблица 35.8).

Таблица 35.8

Термоэлектрические аналогии

Тепловые величины	Электрические величины
разность температур ΔT	напряжение U
тепловая энергия Q_T	заряд q
поток тепла $q_T = \frac{dQ}{dt}$	ток $i = \frac{dq}{dt}$
теплоемкость $C_T = c_{уд} \cdot m$	электрическая емкость C
теплосодержание $Q_T = C_T \cdot T$	заряд конденсатора $q = C \cdot U$
тепловое сопротивление $R_T = \frac{\Delta T}{q_T}$	электрическое сопротивление $R = \frac{U}{i}$

В качестве примера проведем анализ работы датчика теплового излучения (рис. 35.6). На массивной подложке 1 (рис. 35.6, а) с температурой T закреплена на столбике 2 длиной l и сечением $a \cdot b$ теплоприемная площадка 3 массой m . На поверхность площадки падает и поглощается модулированное излучение мощностью $P_{из} = P_0 \sin \omega t$, где P_0 – амплитуда мощности; ω – частота модуляции. Площадка нагревается до температуры T_X .

С целью упрощения пренебрегаем теплоемкостью столбика, тепловым сопротивлением приемной площадки и потерями тепла площадкой путем излучения в окружающую среду.

Поглощенный тепловой поток нагревает площадку 3 и за счет теплопроводности столбика 2 рассеивается в подложке, температура T которой постоянна.

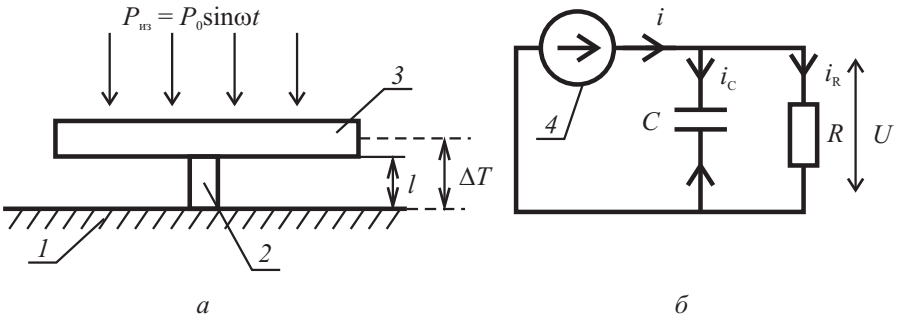


Рис. 35.6. Датчик теплового излучения: а – конструкция, б – электрическая эквивалентная схема

Соответственно показанному в эквивалентной схеме (рис. 35.6, б) ток i , являющийся аналогом теплового потока $P_{из}$, созданный источником тока 4, разветвляется на два тока. Ток $i_C = j\omega CU$ заряжает конденсатор C до напряжения U (что соответствует запасанию тепловой энергии в приемной площадке 3), ток $i_R = U/R$ соответствует потоку тепла по столбику 2. Таким образом,

$$i = i_C + i_R, \quad (35.22)$$

$$i = j\omega CU + U/R = U \left(j\omega C + \frac{1}{R} \right). \quad (35.23)$$

Подставим в (35.23) соответственные тепловые величины из табл. 35.7, получим:

$$P_0 \sin \omega t = \Delta T \left(j\omega C_T + \frac{1}{R_T} \right). \quad (35.24)$$

Выходной величиной датчика является изменения температуры ΔT теплоприемной площадки, входной – падающее на площадку излучение:

$$\Delta T = \frac{P_0 \sin \omega t}{j\omega C_T + \frac{1}{R_T}}. \quad (35.25)$$

Модуль знаменателя равен:

$$\left| j\omega C_T + \frac{1}{R_T} \right| = \sqrt{\omega^2 C_T^2 + \frac{1}{R_T^2}} = \frac{1}{R_T} \sqrt{1 + \omega^2 C_T^2 R_T^2}. \quad (35.26)$$

Найдем амплитудное значение выходной величины ΔT_0 :

$$\Delta T_0 = |\Delta T| = \frac{P_0 \cdot R_T}{\sqrt{1 + \omega^2 C_T^2 R_T^2}}. \quad (35.27)$$

Комплексный характер выходной величины в (35.25) говорит о том, что ΔT изменяется во времени с частотой ω падающего излучения, но со сдвигом по фазе колебаний. Для получения количественного результата вычислений по (35.27) используем соотношения:

$$C_T = c_{уд} \cdot m, \quad R_T = \frac{l}{\lambda \cdot a \cdot b}, \quad (35.28)$$

где $c_{уд}$ – удельная теплоемкость материала площадки; m – ее масса; λ – коэффициент теплопроводности материала столбика.

Литература

1. Сивухин Д.В. Оптика: Учеб. пособие - М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1985.
2. Сивухин Д.В. "Электричество": Учеб. пособие. - М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1983.
3. Кунце Х.-И. Методы физических измерений: Пер. с нем. - М.: Мир, 1989.
4. Аш Ж. и соавторы. Датчики измерительных систем: в 2-х книгах. Кн.1 и Кн.2. Пер. с франц. - М.: Мир, 1992.
5. Фарзане Н.Г., Илясов Л.В., Азам-заде А.Ю. Технологические измерения и приборы: Учеб. пособие. - М.: Высш. шк., 1989.
6. Туричин А.М. Электрические измерения неэлектрических величин. - М., Л.: Госэнергоиздат, 1959.
7. Левшина Е.С., Новицкий П.В. Электрические измерения физических величин: (Измерительные преобразователи). Учеб. пособие для вузов. - Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1983.
8. Боднер В.А., Алферов А.В. Измерительные приборы: Учебник для вузов: в 2-х т., Т.1 и Т.2 - М.: Изд-во стандартов, 1986.
9. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. - М.: Сов. радио, 1970.
10. Ландсберг Г.С. Оптика. - М.: Гл. ред. физ-мат. лит., 1976.
11. Физическая энциклопедия/Гл. ред. А.М. Прохоров. - В 5 т. - М.: Сов. Энциклопедия, 1988.
12. Болтон У. Карманный справочник инженера-метролога. - М.: Изд. дом "Додека - XXI 2002.
13. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Уч. пособие. - М.: Техносфера, 2004.
14. Матвеев А.Н. Оптика: Учеб. пособие для студентов вузов. - М.: Высш. шк., 1985.
15. Алейников А.Ф., Гридчин В.А., Цапенко М.П. Датчики (перспективные направления развития): Учеб. пособие / Под. ред. проф. М.П.Цапенко.– Новосибирск: НГТУ, 2001.– 176с.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Теоретическая физика, т.7. Изд. "Наука Гл. ред. ф.-мат. лит., М. 1965.
17. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. т.1. Механика. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.

18. Информационно-измерительная техника и технологии. Учеб. для вузов/ В.И. Калашников и др.; Под ред. Г.Г. Рамнева. - М.: Высш. шк., 2002.
19. Справочник по сопротивлению материалов / Писаренко Г.С. и др. - Киев: Наук. думка, 1988.
20. Лабораторный практикум по физике. Учеб. пособие для студентов вузов/Б.Ф. Алексеев, К.А. Барсуков, И.А. Войцеховская и др. - М.: Высш. шк., 1988.
21. Лабораторные занятия по физике: Учеб. пособие/Гольдан Х.Л., Игошин Ф.Ф., Козел С.М. и др. - М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1983.
22. Методы физических измерений (лабораторный практикум по физике) / отв. ред. Солоухин Р.И. - Новосибирск: Наука. Сиб. отд., 1975.
23. Рогальский А. Инфракрасные детекторы: Пер. с англ./ Под. ред. А.В. Войцеховского.- Новосибирск: Наука, 2003.
24. Мирдель Г. Электрофизика: Пер. с нем./ Под. ред. В.Н. Раховского.- М.: Мир, 1972.
25. Преображенский А.А. Магнитные материалы и элементы./ А.А. Преображенский, Е.Г. Бишар // М., 1986.
26. Ремизов А.Н. Медицинская и биологическая физика: Учеб. для мед. спец. вузов. - М.: Высш. школа, 1996.
27. Дьелесан Э, Руайе Д Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов Пер. с франц./Под ред. В.В. Леманова. - М.: Наука. Гл. ред. - мат. лит., 1982, 424 с.
28. Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. - М.: Наука, 1989. - 240 с.
29. Трегуш П. Звуковидение: Пер. с англ. - М.: Мир, 1982. - 232 с.
30. Кок У.Е. Видимый звук. Пер с англ. - М.: Мир, 1974. - 124 с.
31. Фрайден Дж. Современные датчики. Справочник. Пер. с англ., Москва: Техносфера, 2005. - 592 с.
32. Уорден К. Новые интеллектуальные материалы и конструкции. Свойства и применение. Пер. с англ., Москва: Техносфера, 2006. - 224 с.
33. Эггинс Б. Химические и биологические сенсоры. Пер. с англ., Москва: Техносфера, 2005. - 336 с.
34. Варадин В., Виной К., Джозе К. ВЧ МЭМС и их применение. Пер. с англ., Москва: Техносфера, 2004. - 528 с.
35. Оптико-электронные системы экологического мониторинга природной среды: Учеб. пособие для вузов/В.И. Козинцев, В.М. Орлов, М.Л. Белов и др. Под ред. В.Н. Рождествина. - М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. - 528 с.

Учебное издание

Чесноков Владимир Владимирович
Чесноков Дмитрий Владимирович

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие

Ответственный редактор Тюшев А.Н.
Издано в авторской редакции

Изд. лиц. № ЛР 020461 от 04.03.1997.
Подписано в печать 29.05.2003 Формат 60×84 1/16
Печать цифровая
Усл. печ. л. 17,44. Уч.–изд. л. 18,30. Тираж 000
Заказ Цена договорная

Гигиеническое заключение
№54.НК.05.953.П.000147.12.02 от 10.12.2002.

Отпечатано в ЗАО «Кант»
630032, Новосибирск–32, Путевая, 18

