

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Оглавление

№	Содержание	Стр.
п.п.		
1	Термоэлектрические преобразователи. Принцип действия, применяемые материалы.	1
2	Электропроводность вещества	14
3	Теплоёмкость вещества	24
4	Теплопроводность вещества	29
5	Физика сверхпроводимости	36
6	Дилатометрия	54
7	Магнитные материалы	62

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ МАТЕРИАЛЫ.

Все типы термометров принято разбивать на два класса в зависимости от методики измерений. Традиционный и наиболее массовый вид термометров - контактные термометры, отличительной особенностью которых является необходимость теплового контакта между датчиком термометра и средой, температура которой измеряется. Вторую группу составляют неконтактные термометры, для измерения которыми нет необходимости в тепловом контакте среды и прибора, а достаточно измерений собственного теплового или оптического излучения. Часто такие приборы называют радиометрами.

Контактные приборы и методы по принципу действия разделяются на:

- а) Термометр волюметрический. Термометры контактные волюметрические, в которых измеряется изменение объема (volume) жидкости или газа с изменением температуры.
- б) Термометр дилатометрический. Термометры дилатометрические, в которых о температуре судят по удлинению различных материалов при изменении температуры. В ряде случаев датчиком служит пластинка, изготовленная из двух металлов с разными температурными коэффициентами расширения и изгибающаяся при нагревании или охлаждении.
- в) Термопары, представляющие из себя два разнородных, спаянных по концам проводника. При наличии разности температур спаев в термопаре возникает электрический ток, который и служит мерой изменения температуры. Температура измеряется по термоЭДС или по величине силы тока термопары.
- г) Термосопротивление. Термосопротивления - термометры, принципом действия которых является измерения сопротивления проводника с изменением температуры.

Неконтактные методы, в основе которых лежит регистрация собственного теплового или оптического излучения, можно представить следующими направлениями:

- а) Радиометрия. Радиометрия - измерение температуры по собственному тепловому излучению тел. Для невысоких и комнатных температур это излучение в инфракрасном диапазоне длин волн.
- б) Тепловидение. Тепловидение - радиометрическое измерение температуры с пространственным разрешением и с преобразованием температурного поля в телевизионное изображение иногда с цветовым контрастом. Позволяет измерять градиенты температуры, температуру среды в замкнутых объемах, например, температуру жидкостей в резервуарах и трубах.
- в) Пирометрия. Пирометрия - измерение температуры самосветящихся объектов: пламени, плазмы, астрофизических объектов. Используется принцип сравнения либо яркости объекта со стандартом яркости (яркостный пирометр и яркостная температура), либо цвета объекта с цветом стандарта (цветовой пирометр и цветовая температура), либо тепловой энергии, излучаемой объектом, с энергией, испускаемой стандартным излучателем (радиационный пирометр и радиационная температура).

Тепловой преобразователь

Тепловым называется преобразователь, принцип действия которого основан на тепловых процессах и естественной входной величиной которого является температура. К таким преобразователям относятся **термопары** и **терморезисторы**, металлические и полупроводниковые. Основным уравнением теплового преобразования является уравнение теплового баланса, физический смысл которого заключается в том, что все тепло, поступающее к преобразователю, идет на повышение его теплосодержания Q_{TC} и, следовательно, если теплосодержание преобразователя остается неизменным (не меняется температура и агрегатное состояние), то количество поступающего в единицу времени тепла равно количеству отдаваемого тепла. Тепло, поступающее к преобразователю, является суммой количества тепла

Qэл, создаваемого в результате выделения в нем электрической мощности, и количества тепла $Q_{то}$, поступающего в преобразователь или отдаваемого им в результате теплообмена с окружающей средой.

Эффект Зеебека.

Явление термоэлектричества было открыто в 1823 г. **Зеебеком** и заключается в следующем. Если составить цепь из двух различных проводников (или полупроводников) А и В, соединив их между собой концами (рис. 1.), причем температуру 1 одного места соединения сделать отличной от температуры другого, то в цепи появится э.д.с., называемая термоэлектродвижущей силой (термо-э.д.с.) и представляющая собой разность функций температур, мест соединения проводников.

Подобная цепь называется термоэлектрическим преобразователем или иначе **термопарой**; проводники, составляющие термопару, - термоэлектродами, а места их соединения - спаями.

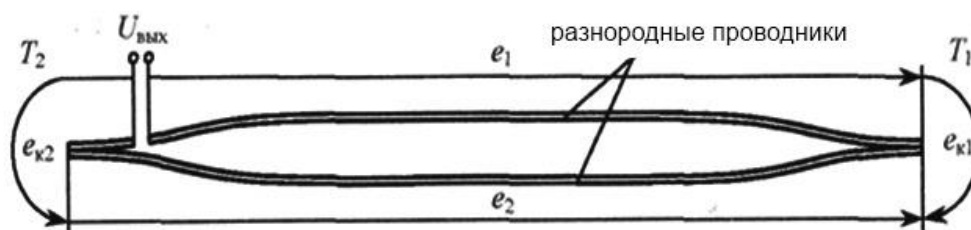


Рисунок 1.1. Конструкция термопары

При небольшом перепаде температур между спаями термо-э.д.с. можно считать пропорциональной разности температур.

Опыт показывает, что у любой пары однородных проводников, подчиняющихся закону Ома, величина термо-э.д.с. зависит только от природы проводников и от температуры спаев и не зависит от распределения температур между спаями.

Действие термопары основано на эффекте **Зеебека**. Эффект Зеебека основывается на следующих явлениях. Если вдоль проводника существует градиент температур, электроны на горячем конце получают больше энергии и

скорость, чем на холодном. В итоге возникает поток электронов от горячего конца к холодному, и на холодном конце накапливается негативный заряд, а на горячем остается некомпенсированный позитивный заряд. Поскольку средняя энергия электронов зависит от природы проводника и по-разному растет с температурой, при той же разнице температур термо-ЭДС на концах разных проводников будут отличаться:

$$e_1 = k_1(T_1 - T_2); e_2 = k_2(T_1 - T_2)$$

где T_1 и T_2 - температуры горячего и холодного концов соответственно; k_1 и k_2 - коэффициенты, что зависят от физических свойств соответственно 1-го и 2-го проводников. Результирующая разница потенциалов называется объемной термо-ЕРС:

$$e_{об} = e_1 - e_2 = (k_1 - k_2)(T_1 - T_2).$$

В местах спайки разнородных проводников появляется контактная разница потенциалов, которая зависит от площади и материалов прилегающих поверхностей и пропорциональная их температуре:

$$e_{к1} = k_{пов}T_1; e_{к2} = k_{пов}T_2$$

где $k_{пов}$ - коэффициент поверхностей касательных металлов. В итоге появляется вторая составляющая исходного напряжения - контактная термо-ЕРС:

$$e_{л} = e_{л1} - e_{л2} = k_{пов}(E_1 - E_2)$$

Напряжение на выходе термопары определяется как сумма объемной и контактной термо-ЭДС:

$$U_{вих} = e_{об} + e_{к} = (k_1 - k_2 + k_{пов})(T_1 - T_2) = k(T_1 - T_2)$$

где k - коэффициент передачи.

Недостатки термопары:

- малая чувствительность (порядку 0,1 мВ/°К);
- высокое исходное сопротивление;
- необходимость поддержки постоянной температуры одного из концов.

Эффект Жана Пельтье.

Явление термоэлектричества принадлежит к числу обратимых явлений, обратный эффект был открыт в 1834 г. **Жаном Пельтье** и назван его именем. Если через цепь, состоящую из двух различных проводников или полупроводников, пропустить электрический ток, то тепло выделяется в одном спае и поглощается в другом. Теплота Пельтье связана с силой тока линейной зависимостью в отличие от теплоты Джоуля, и в зависимости от направления тока происходит нагревание или охлаждение спаев. Поглощаемая или выделяемая тепловая мощность пропорциональна силе тока, зависит от природы материалов, образующих спаи, характеризуется коэффициентом Пельтье.

Электротермический эффект Пельтье. В 1834 французский часовщик Ж.Пельтье заметил, что при прохождении тока через спай двух разных проводников температура спаев изменяется. Как и Зеебек, Пельтье сначала не усмотрел в этом электротермического эффекта. Но в 1838 Э.Х.Ленц, член Петербургской академии наук, показал, что при достаточно большой силе тока каплю воды, нанесенную на спай, можно либо заморозить, либо довести до кипения, изменяя направление тока. При одном направлении тока спай нагревается, а при противоположном - охлаждается. В этом и состоит эффект Пельтье (рис.1.2), обратный эффекту Зеебека.

Эффект Томсона.

Электротермический эффект Томсона. В 1854 У. Томсон (Кельвин) обнаружил, что если металлический проводник нагревать в одной точке и одновременно пропускать по нему электрический ток, то на концах проводника, равноудаленных от точки нагрева (рис. 1.3), возникает разность температур. На том конце, где ток направлен к месту нагрева, температура понижается, а на другом конце, где ток направлен от точки нагрева, - повышается. Коэффициент Томсона - единственный термоэлектрический коэффициент, который может быть измерен на однородном проводнике.

Позднее Томсон показал, что все три явления термоэлектричества связаны между собой уже упоминавшимися выше соотношениями Кельвина.

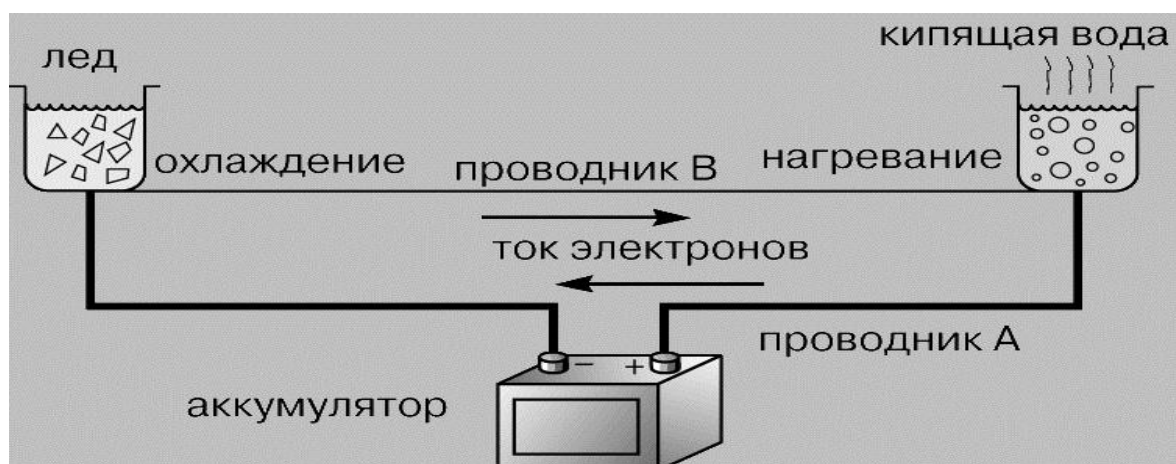


Рис. 1.2. Электротермический эффект Пельтье (обратен эффекту Зеебека). При пропускании тока по цепи, составленной из проводников А и В, один спай нагревается, а другой - охлаждается. Какой именно нагревается, а какой охлаждается - это зависит от направления тока в цепи.



Рис.1.3. Электротермический эффект Томсона. При пропускании тока через проводник, нагреваемый в средней точке, один его конец немного нагревается, а другой слегка охлаждается. Какой именно нагревается, а какой охлаждается - это зависит от направления тока в цепи.

К.п.д. термоэлектрического генератора зависит от разности температур и свойств материалов и для существующих материалов очень мал (при $T = 300^\circ$ не превышает $\eta = 13\%$, а при $T = 100^\circ$ значение $\eta = 5\%$), поэтому термоэлектрические генераторы используются как генераторы энергии лишь в специальных

условиях. К.п.д. термоэлектрического подогревателя и холодильника также очень малы, и для охлаждения к.п.д. при температурном перепаде 5° составляет 9%, а при перепаде 40° - только 0,6%; однако, несмотря на столь низкие к.п.д., термоэлементы используются в холодильных устройствах. В измерительной технике термопары получили широкое распространение для измерения температур; кроме того, полупроводниковые термоэлементы используются как обратные тепловые преобразователи, преобразующие электрический ток в тепловой поток и температуру.

Термопара с подключенным к ней милливольтметром, применяемая для измерения температуры.

Если один спай термопары, называемый рабочим, поместить в среду с температурой 1, подлежащей измерению, а температуру 2, других, нерабочих, спаев поддерживать постоянной, то $f(0) = \text{const}$ и $E_{AB}(1) = f(1) - C = f_1(1)$. независимо от того, каким образом произведено соединение термоэлектродов (спайкой, сваркой и т. д.). Таким образом, естественной входной величиной термопары является температура ее рабочего спае, а выходной величиной - термо-э. д. с., которую термопара развивает при строго постоянной температуре 2 нерабочего спае.

Материалы, применяемые для термопар. В табл. 1 приведены термо-э.д.с., которые развиваются различными термоэлектродами в паре с платиной при температуре рабочего спае $1 = 100^\circ\text{C}$ и температуре нерабочих спаев $2 = 0^\circ\text{C}$. Зависимость термо-э.д.с. от температуры в широком диапазоне температур обычно нелинейна, поэтому данные таблицы нельзя распространить на более высокие температуры.

При пользовании данными таблицы следует иметь в виду, что развиваемые термоэлектродами термо-э.д.с. в значительной степени зависят от малейших примесей, механической обработки (наклеп) и термической обработки (закалка, отжиг).

При конструировании термопар, естественно, стремятся сочетать термо-электроды, один из которых развивает с платиной положительную, а другой —

Таблица 1.1. Термо-э.д.с. некоторых металлов

Материал	Термо-эдс, мВ	Материал	Термо-эдс, мВ
Кремний	+44	Свинец	+0,44
Сурьма	+4,7	Олово	+0,42
Хромель	+2,4	Магний	+0,42
Нихром	+2,2	Алюминий	+0,40
Железо	+1,8	Графит	+0,32
Сплав	+1,3	Уголь	+0,30
Молибден	+1,2	Ртуть	+0
Кадмий	+0,9	Палладий	-0,57
Вольфрам	+0,8	Никель	-1,5
Манганин	+0,76	Алюмель	-1,7
Медь	+0,76	Сплав	-2,31
Золото	+0,75	Константан	-3,4
Цинк	+0,75	Копель	-4,5
Серебро	+0,72	Пирит	-12,1
Иридий	+0,65	Молибден	-69
Родий	+0,64	Сплав	+0,64

отрицательную термо-э.д.с. При этом необходимо учитывать также пригодность того или иного термоэлектрода для применения в заданных условиях измерения (влияние на термоэлектрод среды, температуры и т. д.).

Для повышения выходной э.д.с. используется несколько термопар, образующих термобатарею. Рабочие спаи термопар расположены на черном лепестке, поглощающем излучение, холодные концы — на массивном медном кольце, служащем теплоотводом и прикрытым экраном. Благодаря массивности и хорошей теплоотдаче кольца температуру свободных концов можно считать постоянной и равной комнатной.

Погрешности и поправки измерений термопарой.

Измерительный прибор или электронную измерительную систему подключают либо к концам термоэлектродов (рис. 1.4,а), либо в разрыв одного

из них (рис.1.4,б).

Погрешность, обусловленная изменением температуры нерабочих спаев термопары. Градуировка термопар осуществляется при температуре нерабочих спаев, равной нулю. Если при практическом использовании термоэлектрического пирометра температура нерабочих спаев будет отличаться от 0°C на величину θ , то необходимо ввести соответствующую поправку в показания термометра.

Однако следует иметь в виду, что из-за нелинейной зависимости между э.д.с. термопары и температурой рабочего спая величина поправки к показаниям указателя, градуированного непосредственно в градусах, не будет равна разности температур θ свободных концов.

Величина поправки связана с разностью температур свободных концов через коэффициент k называемый поправочным коэффициентом на температуру нерабочих концов. Величина k различна для каждого участка кривой, поэтому градуировочную кривую разделяют на участки по 100°C и для каждого участка определяют значение k .

Недостатком подобных устройств является необходимость в источнике тока для питания моста и появление дополнительной погрешности, обусловленной изменением напряжения этого источника.

Погрешность, обусловленная изменением температуры линии, термопары и указателя. В термоэлектрических термометрах для измерения термо-э.д.с. применяют как обычные милливольтметры, так и низкоомные компенсаторы с ручным или автоматическим уравниванием на предел измерения до 100 мВ.

В тех случаях, когда термо-э.д.с. измеряется компенсатором, сопротивление цепи термо-э.д.с., как известно, роли не играет. В тех же случаях, когда термо-э.д.с. измеряется милливольтметром, может возникнуть погрешность, обусловленная изменением сопротивлений всех элементов, составляющих цепь термо-э.д.с.; поэтому необходимо стремиться к постоянному значению сопротивления проводов и самой термопары.

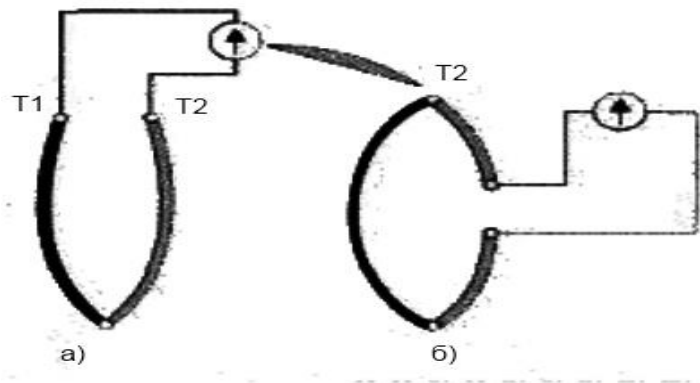


Рис.1.4. Подключение измерительного прибора к термопаре

Промышленные термопары

Основные параметры термопар промышленного типа:

Для измерения температур ниже -50°C могут найти применение специальные термопары, например медь — константан (до $\sim 270^{\circ}\text{C}$), медь — копель (до 200°C) и т. д. Для измерения температур выше $1300\text{--}1800^{\circ}\text{C}$ изготавливаются термопары на основе тугоплавких металлов: иридий—ренийиридий (до 2100°C), вольфрам—рений (до 2500°C), на основе карбидов переходных металлов — титана, циркония, ниобия, талия, гафния (теоретически до $3000\text{--}3500^{\circ}\text{C}$), на основе углеродистых и графитовых волокон.

Таблица 1.2. Промышленные термопары

Обозначение термопары	Обозначение термоэлектродов	Материалы	Пределы измерения при длительном применении	Верхний предел измерений при кратковременном применении
ТПП	ПП-1	Платинородий (10% родия) - платина	От -20 до 1300	1600
ТПР	ПР-30	Платинородий (30% родия)	300-1600	1800
ТХА	ХА	Хромель-алюмель	-50-1000	1300
ТХК	ХК	Хромель-копель	-50-600	800

Градуировочные характеристики термопар основных типов приведены в табл. 1.3. В этой таблице указана температура рабочего спая в градусах Цельсия и приведены величины термо-э.д.с. соответствующих термопар в милливольтках при температуре свободных концов 0° С.

Таблица 1.3. Градуировки промышленных термопар

Обозначение градуировки	Температура рабочего спая
ХА	12.2, 16.40, 20.65, 24.91, 33.32, 41.26, 48.87
ПП-1	2.31, 3.249, 4.128, 5.220, 7.325, 9.564, 11.92, 14.33, 16.71
ПР-30	4.913, 6.902, 9.109, 11.47, 13.92

Допускаются отклонения реальных термо-э.д.с. от значений, приведенных в табл. 1.3, на величины, указанные в табл. 1.4.

Таблица 1.4. Величины отклонения температуры промышленной ТП в интервале температур

Обозначение градуировки	Диапазон температур	Наибольшее отклонение температур
ПП-1	-20 до +300	0,01
ПР-30	+300 до +1800	0,01
ХА	-50 до +300	0,16
ХК	-50 до +300	0,20

Конструкция термопары промышленного типа.

Это термопара с термоэлектродами из благородных металлов, расположенными в составной защитной трубе с подвижным фланцем для ее крепления. Рабочий спай термопары изолирован наконечником. Термоэлектроды изолированы брусками. Защитная труба состоит из рабочего и

нерабочего участков. Передвижной фланец крепится к трубе винтом. Головка термопары имеет литой корпус с крышкой, закрепленной винтами; в головке укреплены фарфоровые колодки (винтами) плавающими (незакрепленными) зажимами, которые позволяют термоэлектродам удлиняться под воздействием температуры без возникновения механических напряжений, ведущих к быстрому разрушению термоэлектродов. Термоэлектроды крепятся к этим зажимам винтами, а соединительные провода — винтами. Эти провода проходят через штуцер с асбестовым уплотнением.

Для термопар из благородных металлов часто применяют неметаллические трубы (кварцевые, фарфоровые и т. д.), однако такие трубы механически непрочны и дороги. Фарфоровые трубы надлежащего состава можно использовать при температурах до 1300—1400°C.

В качестве изоляции термоэлектродов друг от друга применяют асбест до 300° С, кварцевые трубки или бусы до 1000° С, фарфоровые трубы 1300 С. Для лабораторных термопар, используемых при измерении низких температур, применяют также теплостойкую резину до 150° С, шелк до 100—120°C, эмаль до 150—200 °С.

Методы контактных электроизмерений средних и высоких температур с помощью термопар

Средними в термометрии считаются температуры от 500 (начало свечения) до 1600 °С (белое каление), а высокими— от 1600 до 2500°C, до которых удастся распространить термоэлектрический метод с использованием высокотемпературных, жаростойких материалов.

Принцип термоэлектрического метода и основные свойства термоэлектродов были рассмотрены выше. Основным вопросом при использовании этого метода для измерения средних и высоких температур является защита термоэлектродов от разрушающего химического и термического воздействия среды. Для этого термопары снабжаются защитной

арматурой в виде чехлов, трубок или колпачков из огнеупорных материалов.

Главное требование к защитной оболочке — высокая плотность строения и температурная стойкость.

При измерении температур ниже 1300 °С используются фарфоровые чехлы, при более высоких температурах — колпачки из тугоплавких материалов (такие, как корунд, окиси алюминия, бериллия или тория), заполненные инертным газом.

Зависимость срока службы термопар от пористости защитной оболочки.

При измерении температуры поверхности тел особенную трудность составляет контакт рабочего спая термопары с поверхностью нагретого тела.

Для улучшения контакта используются термопары, рабочий спай которых выполнен в виде ленты или пластины. Такая конфигурация рабочего спая при деформации позволяет воспроизводить поверхность объекта измерения.

Для измерения температур до 2000—2500 °С используются вольфрамовые или иридиевые термопары. Особенностью их применения является измерение в вакууме, в инертной или восстановительной средах, так как на воздухе они окисляются. Чувствительность вольфрамомолибденовой термопары составляет 7 мкВ/К, а вольфрамо-рениевой 13 мкВ/К.

В условиях высоких температур применяются термопары из огнеупорных материалов (пары карбид титана — графит, карбид циркония — борид циркония и дисилицид молибдена — дисилицид вольфрама). В таких термопарах внутри цилиндрического электрода (диаметр около 15 мм) имеется второй электрод—стержень, соединенный с первым электродом на одном конце трубки.

Чувствительность термопар из огнеупорных материалов достигает 70 мкВ/К, однако их применение ограничено инертными и восстановительными средами.

Для измерения температуры расплавленного металла термопарами из благородных металлов используется метод, заключающийся в погружении термопары в металл на время, безопасное для ее работоспособности. При этом термопара на короткое время (0,4—0,6 с) погружается в контролируемую среду, и измеряется скорость нарастания температуры рабочего спая. Зная зависимость между скоростью нагрева термопары (ее тепловую инерционность) и температурной среды, можно рассчитать значение измеряемой температуры. Этот метод применяется для измерения расплавленного металла (2000-2500 С) и газового потока (1800 С).

Термопара. Если материалы цепи рис. 1.2 однородны, то термо-ЭДС зависит только от выбранных материалов и от температур спаев. Это экспериментально установленное положение, называемое законом **Магнуса**, лежит в основе применения т.н. термопары - устройства для измерения температуры, которое имеет важное практическое значение. Если термоэлектрические свойства данной пары проводников известны и один из спаев (скажем, с температурой T_1 на рис.1.2) поддерживается при точно известной температуре (например, 0°C , точке замерзания воды), то термо-ЭДС пропорциональна температуре T_2 другого спая. Термопарами из платины и платино-родиевого сплава измеряют температуру от 0 до 1700°C , из меди и многокомпонентного сплава константана - от -160 до $+380^\circ \text{C}$, а из золота (с очень малыми добавками железа) и многокомпонентного хромеля - до значений, лишь на доли градуса превышающих абсолютный нуль (0 K , или $-273,16^\circ \text{C}$). Термо-ЭДС металлической термопары при разности температур на ее концах, равной 100°C , - величина порядка 1 мВ. Чтобы повысить чувствительность измерительного преобразователя температуры, можно соединить несколько термопар последовательно (рис. 1.5). Получится термобатарея, в которой один конец всех термопар находится при температуре T_1 , а другой - при температуре T_2 . Термо-ЭДС батареи равна сумме термо-ЭДС отдельных термопар.

Поскольку термопары и их спаи могут быть выполнены небольшими и их удобно использовать в самых разных условиях, они нашли широкое применение в устройствах для измерения, регистрации и регулирования температуры.

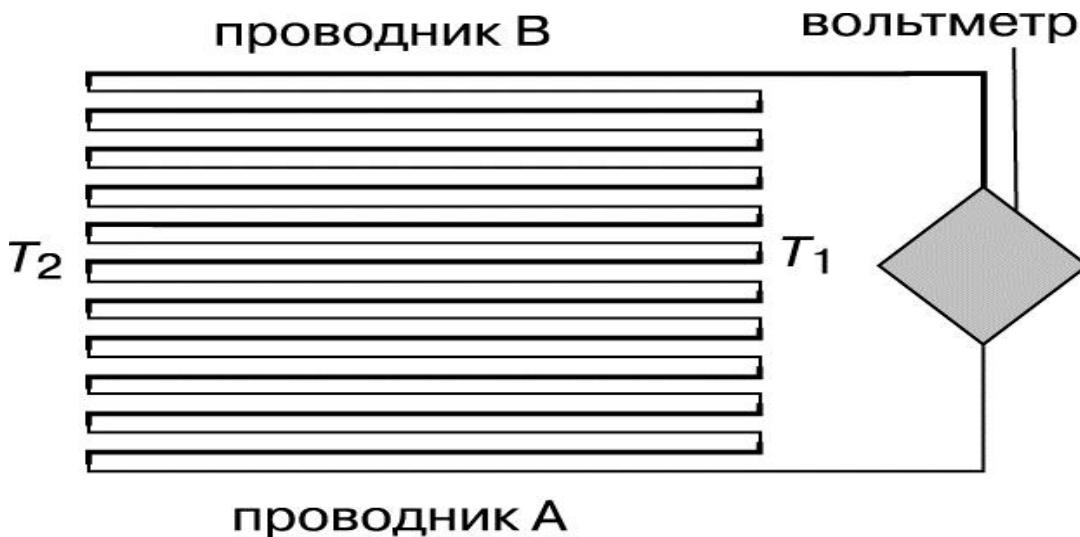


Рис.1.5. Термобатарея из n одинаковых термоэлементов, соединенных последовательно. Термо-ЭДС термобатареи в n раз больше термо-ЭДС одного термоэлемента.

Термоэлектрические свойства металлов. Эффект Зеебека обычно легче других термоэлектрических эффектов поддается надежным измерениям. Поэтому его обычно и используют для измерения термоэлектрических коэффициентов неизвестных материалов. Поскольку термо-ЭДС определяется свойствами обеих ветвей термопары, одна ветвь должна быть из некоего "опорного" материала, для которого известна "удельная" термо-ЭДС (термо-ЭДС на один градус разности температур). Если одна ветвь термопары находится в сверхпроводящем состоянии, то ее удельная термо-ЭДС равна нулю и термо-ЭДС термопары определяется величиной удельной термо-ЭДС другой ветви. Таким образом, сверхпроводник - идеальный "опорный" материал для измерения удельной термо-ЭДС неизвестных материалов. До 1986 самая высокая температура, при которой металл можно было поддерживать в сверхпроводящем состоянии, составляла лишь 10 К (-263°C). В

настоящее время сверхпроводники можно использовать приблизительно до 100 К (-173° С). При более высоких температурах приходится проводить измерения с несверхпроводящими опорными материалами. До комнатной и несколько более высоких температур опорным материалом обычно служит свинец, а при еще более высоких - золото и платина.

Эффект Зеебека в металлах имеет две составляющие - одна из них связана с диффузией электронов, а другая обусловлена их фононным увлечением. Диффузия электронов вызывается тем, что при нагревании металлического проводника с одного конца на этом конце оказывается много электронов с высокой кинетической энергией, а на другом - мало. Электроны с высокой энергией диффундируют в сторону холодного конца до тех пор, пока дальнейшей диффузии не воспрепятствует отталкивание со стороны избыточного отрицательного заряда накопившихся здесь электронов. Этим накоплением заряда и определяется компонента термо-ЭДС, связанная с диффузией электронов. Компонента, связанная с фононным увлечением, возникает по той причине, что при нагревании одного конца проводника на этом конце повышается энергия тепловых колебаний атомов. Колебания распространяются в сторону более холодного конца, и в этом движении атомы, сталкиваясь с электронами, передают им часть своей повышенной энергии и увлекают их в направлении распространения фононов - колебаний кристаллической решетки. Соответствующим накоплением заряда определяется вторая компонента термо-ЭДС. Оба процесса (диффузия электронов и их фононное увлечение) обычно приводят к накоплению электронов на холодном конце проводника. В этом случае удельная термо-ЭДС по определению считается отрицательной. Но в некоторых случаях из-за сложного распределения числа электронов с разной энергией в данном металле и из-за сложных закономерностей рассеяния электронов и колеблющихся атомов в столкновениях с другими электронами и атомами электроны накапливаются на нагреваемом конце, и удельная термо-ЭДС оказывается положительной. Наибольшие термо-ЭДС характерны для термопар, составленных из металлов с

удельными термо-ЭДС противоположного знака. В этом случае электроны в обоих металлах движутся в одном и том же направлении.

Термоэлектрические свойства полупроводников. В 1920-1930-х годах ученые обнаружили ряд материалов с низкой проводимостью, ныне называемых полупроводниками, удельные термо-ЭДС которых в тысячи раз больше, чем у металлов. Поэтому полупроводники в большей степени, чем металлы, подходят для изготовления термобатарей, от которых требуются большие термо-ЭДС либо интенсивное термоэлектрическое нагревание или охлаждение. Как и в случае металлов, термо-ЭДС полупроводников имеют две составляющие (связанные с диффузией электронов и с их фононным увлечением) и могут быть отрицательными или положительными. Наилучшие термобатареи получаются из полупроводников с термо-ЭДС противоположного знака.

Термоэлектрические приборы. Если создать хороший тепловой контакт одной группы спаев термобатареи с каким-либо источником теплоты, например небольшим количеством радиоактивного вещества, то на выходе термобатареи будет вырабатываться напряжение. КПД преобразования тепловой энергии в электрическую в таких термоэлектрических генераторах достигает 16-17% (для паротурбинных электростанций тепловой КПД составляет 20-40%). Термоэлектрические генераторы находят применение в удаленных точках на Земле (например, в Арктике) и на межпланетных станциях, где от источника питания требуются большая долговечность, малые размеры, отсутствие движущихся механических деталей и пониженная чувствительность к условиям окружающей среды. Можно также, присоединив к зажимам термобатареи источник тока, пропускать через ее термоэлементы ток. Одна группа спаев термобатареи будет нагреваться, а другая - охлаждаться. Таким образом, термобатарею можно использовать либо как термоэлектрический нагреватель (например, для бутылочек с детским питанием), либо как термоэлектрический холодильник. Эффективность термоэлементов для термоэлектрических генераторов оценивается

сравнительным показателем качества $Z = (S^2sT)/k$, где T - температура, S - удельная термо-ЭДС, k - удельная теплопроводность, а s - удельная электропроводность. Чем больше S , тем больше термо-ЭДС при данной разности температур. Чем больше S , тем больше может быть ток в цепи. Чем меньше k , тем легче поддерживать необходимую разность температур на спаях термобатарей.

ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Из того, что температура — это кинетическая энергия молекул, ясно, что наиболее естественно измерять её в энергетических единицах (то есть в системе СИ в джоулях). Однако измерение температуры началось задолго до создания молекулярно-кинетической теории, поэтому практические шкалы измеряют температуру в условных единицах — градусах.

Абсолютная температура. Шкала температур Кельвина.

Кельвин

Понятие абсолютной температуры было введено У. Томсоном (Кельвином), в связи с чем шкалу абсолютной температуры называют шкалой Кельвина или термодинамической температурной шкалой. Единица абсолютной температуры — кельвин (К).

Абсолютная шкала температуры называется так, потому что мера основного состояния нижнего предела температуры — абсолютный ноль, то есть наиболее низкая возможная температура, при которой в принципе невозможно извлечь из вещества тепловую энергию.

Абсолютный ноль определён как 0 К, что равно -273.15 °С.

Шкала температур Кельвина — это шкала, в которой начало отсчёта ведётся от абсолютного нуля.

Важное значение имеет разработка на основе термодинамической шкалы Кельвина Международных практических шкал, основанных на реперных точках — фазовых переходах чистых веществ, определенных методами первичной термометрии. Первой международной температурной шкалой

являлась принятая в 1927 г. МТШ-27. С 1927 г. шкала несколько раз переопределялась (МТШ-48, МПТШ-68, МТШ-90): менялись реперные температуры, методы интерполяции, но принцип остался тот же — основой шкалы является набор фазовых переходов чистых веществ с определенными значениями термодинамических температур и интерполяционные приборы, градуированные в этих точках. В настоящее время действует шкала МТШ-90. Основной документ (Положение о шкале) устанавливает определение Кельвина, значения температур фазовых переходов (реперных точек) и методы интерполяции.

Используемые в быту температурные шкалы — как Цельсия, так и Фаренгейта (используемая, в основном, в США), — не являются абсолютными и поэтому неудобны при проведении экспериментов в условиях, когда температура опускается ниже точки замерзания воды, из-за чего температуру приходится выражать отрицательным числом. Для таких случаев были введены абсолютные шкалы температур.

Одна из них называется шкалой Ранкина, а другая — абсолютной термодинамической шкалой (шкалой Кельвина); температуры по ним измеряются, соответственно, в градусах Ранкина ($^{\circ}\text{Ra}$) и кельвинах (K). Обе шкалы начинаются при температуре абсолютного нуля. Различаются они тем, что цена одного деления по шкале Кельвина равна цене деления шкалы Цельсия, а цена деления шкалы Ранкина эквивалентна цене деления термометров со шкалой Фаренгейта. Температуре замерзания воды при стандартном атмосферном давлении соответствуют 273,15 K, 0 $^{\circ}\text{C}$, 32 $^{\circ}\text{F}$.

Масштаб шкалы Кельвина привязан к тройной точке воды (**273,15 K**), при этом от неё зависит постоянная Больцмана. Это создаёт проблемы с точностью интерпретации измерений высоких температур. Сейчас Международное бюро мер и весов рассматривает возможность перехода к новому определению кельвина и фиксации постоянной Больцмана, вместо привязки к температуре тройной точки.

Шкала Цельсия

Градус Цельсия.

В технике, медицине, метеорологии и в быту в качестве единицы измерения температуры используется шкала Цельсия. В настоящее время в системе СИ термодинамическую шкалу Цельсия определяют через шкалу Кельвина: $t(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273,15$ (точно), т. е. цена одного деления в шкале Цельсия равна цене деления шкалы Кельвина. По шкале Цельсия температура тройной точки воды равна приблизительно $0,008^{\circ}\text{C}$ и, следовательно, точка замерзания воды при давлении в 1 атм очень близка к 0°C . Точка кипения воды, изначально выбранная Цельсием в качестве второй реперной точки со значением, по определению равным 100°C , утратила свой статус одного из реперов. По современным оценкам температура кипения воды при нормальном атмосферном давлении в термодинамической шкале Цельсия составляет около $99,975^{\circ}\text{C}$. Шкала Цельсия очень удобна с практической точки зрения, поскольку вода очень распространена на нашей планете и на ней основана наша жизнь. Ноль Цельсия — особая точка для метеорологии, поскольку связана с замерзанием атмосферной воды. Шкала предложена Андерсом Цельсием в 1742 г.

Шкала Фаренгейта

Градус Фаренгейта

В Англии и, в особенности, в США используется шкала Фаренгейта. Ноль градусов Цельсия — это 32 градуса Фаренгейта, а 100 градусов Цельсия — 212 градуса Фаренгейта.

В настоящее время принято следующее определение шкалы Фаренгейта: это температурная шкала, 1 градус которой (1°F) равен $1/180$ разности температур кипения воды и таяния льда при атмосферном давлении, а точка таяния льда имеет температуру $+32^{\circ}\text{F}$. Температура по шкале Фаренгейта связана с температурой по шкале Цельсия ($t^{\circ}\text{C}$) соотношением $t^{\circ}\text{C} = 5/9 (t^{\circ}\text{F} - 32)$, $t^{\circ}\text{F} = 9/5 t^{\circ}\text{C} + 32$. Предложена Г. Фаренгейтом в 1724 году.

Шкала Реомюра

Градус Реомюра

Предложена в 1730 году Р. А. Реомюром, который описал изобретённый им спиртовой термометр.

Единица — градус Реомюра ($^{\circ}\text{Ré}$), 1°Ré равен $1/80$ части температурного интервала между опорными точками — температурой таяния льда (0°Ré) и кипения воды (80°Ré)

$$1^{\circ}\text{Ré} = 1,25^{\circ}\text{C}.$$

В настоящее время шкала вышла из употребления, дольше всего она сохранялась во Франции, на родине автора.

Энергия теплового движения при абсолютном нуле[

Когда материя охлаждается, многие формы тепловой энергии и связанные с ней эффекты одновременно уменьшаются по величине. **Вещество переходит от менее упорядоченного состояния к более упорядоченному.**

... современное понятие абсолютного нуля не есть понятие абсолютного покоя, наоборот, при абсолютном нуле может быть движение — и оно есть, но это есть состояние полного порядка ...

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ

Электрическая проводимость - способность тела пропускать электрический ток под воздействием электрического поля, а также физическая величина, количественно характеризующая эту способность. Тела, проводящие электрический ток, называются проводниками, в отличие от изоляторов (диэлектриков). Проводники всегда содержат свободные (или квазисвободные) носители заряда — электроны, ионы, направленное (упорядоченное) движение которых и есть электрический ток. Э. большинства проводников (металлов), полупроводников, плазмы обусловлена электронами (в плазме небольшой вклад в Э. вносят также ионы). Ионная Э. свойственна электролитам.

Сила электрического тока I зависит от приложенной к проводнику разности потенциалов V , которая определяет напряжённость электрического поля E внутри проводника. Для изотропного проводника постоянного сечения $E = -V/L$, где L — длина проводника. Плотность тока j зависит от значения E в данной точке и в изотропных проводниках совпадает с ним по направлению. Эта зависимость выражается Ома законом: $j = \sigma E$; постоянный (не зависящий от E) коэффициент σ и называется Э., или удельной Э. Величина, обратная σ , называется удельным электрическим сопротивлением: $\rho = 1/\sigma$. Для проводников разной природы значения σ (и ρ) существенно различны. В общем случае зависимость j от E нелинейна, и σ зависит от E ; тогда вводят дифференциальную Э. $\sigma = dj/dE$. Э. измеряют в единицах $(\text{ом}\cdot\text{см})^{-1}$ или (в СИ) в $(\text{ом}\cdot\text{м})^{-1}$.

В анизотропных средах, например в монокристаллах, σ — Тензор второго ранга, и Э. для разных направлений в кристалле может быть различной, что приводит к неколлинеарности E и j .

В зависимости от величины Э. все вещества делятся на проводники с $\sigma > 10^6 (\text{ом}\cdot\text{м})^{-1}$, диэлектрики с $\sigma < 10^{-8} (\text{ом}\cdot\text{м})^{-1}$ и полупроводники с промежуточными значениями σ . Это деление в значит. мере условно, т. к. Э.

меняется в широких пределах при изменении состояния вещества. Э. σ зависит от температуры, структуры вещества (агрегатного состояния, дефектов и пр.) и от внешних воздействий (магнитного поля, облучения, сильного электрического поля и т. п.).

Мерой «свободы» носителей заряда в проводнике служит отношение ср. времени свободного пробега (τ) к характерному времени столкновения $t_{ст}$: $\tau/t_{ст} \gg 1$; чем больше это отношение, тем с большей точностью можно считать частицы свободными. Методы молекулярно-кинетической теории газов позволяют выразить σ через концентрацию (n) свободных носителей заряда, их заряд (e) и массу (m) и время свободного пробега:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = ne\mu$$

где μ — подвижность частицы, равная $E/v_{ср} = e\tau/m$, $v_{ср}$ — ср. скорость направленного движения. Если ток обусловлен заряженными частицами

разного сорта « i », то

$$\sigma = \sum_i n_i e_i \mu_i$$

Характер зависимости Э. от температуры T различен у разных веществ. У металлов зависимость $\sigma(T)$ определяется в основном уменьшением времени свободного пробега электронов с ростом T : увеличение температуры приводит к возрастанию тепловых колебаний кристаллической решётки, на которых рассеиваются электроны, и σ уменьшается (на квантовом языке говорят о столкновении электронов с Фононами). При достаточно высоких температурах, превышающих Дебая температуру θ_D , Э. металлов обратно пропорциональна температуре: σ **Электропроводность** $1/T$; при $T \ll \theta_D$ σ **Электропроводность** T^{-5} , однако ограничена остаточным сопротивлением. В полупроводниках σ резко возрастает при повышении температуры за счёт увеличения числа электронов проводимости и положительных носителей заряда — дырок. Диэлектрики имеют заметную Э. лишь при очень высоких

электрических напряжениях; при некотором (большом) значении E происходит **Пробой диэлектриков**.

Некоторые металлы, сплавы и полупроводники при понижении T до нескольких градусов К переходят в сверхпроводящее состояние с $\sigma = \infty$. При плавлении металлов их Δ в жидком состоянии остаётся того же порядка, что и в твёрдом.

Прохождение тока через частично или полностью ионизованные газы (плазму) обладает своей спецификой. **Например**, в полностью ионизованной плазме Δ не зависит от плотности и возрастает с ростом температуры пропорционально $T^{3/2}$, достигая Δ хороших металлов.

Отклонение от закона Ома в постоянном поле E наступает, если с ростом E энергия, приобретаемая частицей между столкновениями, eEl , где l — средняя длина свободного пробега, становится порядка или больше kT (k — Больцмана постоянная). В металлах условию $eEl \gg kT$ удовлетворить трудно, а в полупроводниках, электролитах и особенно в плазме явления в сильных электрических полях весьма существенны.

В переменном электромагнитном поле σ зависит от частоты (ω) и от длины волны (λ) поля (временная и пространственная дисперсия, проявляющиеся при $\omega \geq \tau^{-1}$, $\lambda \leq l$). Характерным свойством хороших проводников является **Скин-эффект** (даже при $\omega \ll \tau^{-1}$ ток сконцентрирован вблизи поверхности проводника).

Измерение Δ . — один из важных методов исследования материалов, в частности для металлов и полупроводников — их чистоты. Кроме того, измерение Δ позволяет выяснить динамику носителей заряда в макроскопическом теле, характер их взаимодействия (столкновений) друг с другом и с другими объектами в теле.

Δ металлов и полупроводников существенно зависит от величины магнитного поля, особенно при низких температурах.

Электропроводность биологических систем, обусловлена наличием в них ионов и подвижных полярных молекул. Биологическая ткань состоит из

клеток и межклеточного пространства, заполненного веществом — электролитом с удельным сопротивлением около $100 \text{ ом} \cdot \text{см}$. Внутреннее содержимое клетки отделено от межклеточного пространства мембраной, эквивалентная электрическая схема которой представляет собой параллельное соединение сопротивления и ёмкости. Поэтому Э. биологических тканей зависит от частоты проходящего тока и формы его колебаний. Удельное сопротивление и ёмкость мембраны клетки составляют величины порядка $1 \text{ ком} \cdot \text{см}^2$ и $1 \text{ мкф} / \text{см}^2$ (соответственно). Некоторые биологические ткани способны отвечать Возбуждением на проходящий ток; в этом случае их Э. нелинейно зависит от амплитуды тока. Если возбуждения не возникает, то токи распространяются в ткани в соответствии с импедансом её компонентов. Клеточные мембраны представляют относительно большое сопротивление для токов низкой частоты ($\leq 1 \text{ кгц}$), поэтому их основная часть проходит по межклеточным щелям. Амплитуда низкочастотных токов пропорциональна объёму межклеточного пространства (например, просвету кровеносных сосудов) и концентрации электролитов в нём. Измерение Э. биологических тканей на таких низких частотах используют в биологии и медицине для определения кровенаполнения различных органов, выявления отёка органов, в которых набухшие клетки уменьшают межклеточное пространство. Э. биологических тканей, измеренная на частотах, больших 100 кгц , пропорциональна общему количеству электролитов, содержащихся в ткани между электродами, т. к. в этом случае клеточные мембраны уже не препятствуют распространению электрического тока. Измерение Э. на таких высоких частотах используют в биологии и медицине для регистрации малых изменений объёма органов, связанных с притоком или оттоком крови от них. Знание Э. биологических систем необходимо не только для оценки их структуры, но и для адекватного конструирования приборов, во входные или выходные цепи которых включены биологические ткани.

Классическая теория электропроводности металлов

Изучив основные законы постоянного тока, познакомимся с тем, как их объясняет классическая теория в случае металлических проводников.

1) Прежде всего, согласимся с тем, что свободными носителями заряда в металлах являются не ионы, а электроны. Этот факт был впервые установлен экспериментально в 1901 году немецким физиком К. Рикке. Он пропускал постоянный ток через три последовательно соединённых стержня. Стержни (Cu, Al, Cu) соприкасались шлифованными торцами. Замечательно, что ток через эту систему стержней пропускаться непрерывно в течение года! В результате на торцах образцов не было обнаружено никаких следов переноса массы. Это могло означать лишь то, что в металлах ионы не участвуют в переносе электрических зарядов.

Стало ясно, что носителями заряда в металлах могут быть только электроны, открытые незадолго до того — в 1897 г. — английским физиком Д. Томсоном. Позднее этот вывод был подтверждён в работах С. Мандельштама и Н. Папалекси, Б. Стюарта, Р. Толмена и др.

2) По теории Друде-Лоренца, свободные электроны в металле движутся также как атомы идеального газа. Эта аналогия позволила вычислить среднюю скорость теплового движения электронов. Для температуры $T = 300$ К она составила гигантскую величину: 10^5 м/с $\langle V_T \rangle \gg 10^5$ м/с.

Воспользовавшись уравнением $i = en \langle V_n \rangle$, рассчитаем скорость направленного движения электронов V_n при течении тока в металле. Она, конечно, будет зависеть от плотности тока, но в среднем составит величину порядка

$$\langle V_n \rangle = \frac{i}{e \cdot n} \gg 10^{-3} \text{ м/с.}$$

Очевидно, что $V_n \ll V_T$ и потому результирующая скорость электронов равна скорости их теплового движения:

$$\langle \vec{v} \rangle = \langle \vec{v}_T \rangle + \langle \vec{v}_H \rangle = \langle \vec{v}_T \rangle.$$

Именно эта скорость будет определять среднее время свободного пробега электронов, то есть время между двумя последовательными соударениями электрона с ионами кристаллической решётки:

$$\langle \tau \rangle = \frac{\langle l \rangle}{\langle v_T \rangle}.$$

Здесь $\langle l \rangle$ — средняя длина свободного пробега электронов.

3) Теперь обратимся к рассмотрению направленного движения электронов в электрическом поле. Электрон движется равноускоренно под действием постоянной силы $F = eE$. Ускорение движения (II закон Ньютона):

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}$$

За время свободного пробега $\langle \tau \rangle$ электрон достигнет максимальной скорости в своём направленном движении:

$$V_{\max} = a \cdot \langle \tau \rangle = \frac{eE}{m} \langle \tau \rangle.$$

Согласно теории Друде-Лоренца при столкновении с ионом электрон отдаёт ему всю энергию, накопленную в направленном движении. В результате такого столкновения скорость направленного движения электрона оказывается равной нулю. И после каждого столкновения скорость направленного движения вновь начинает нарастать от 0 до V_{\max} . Тогда средняя скорость направленного движения оказывается равной половине максимальной.

Воспользовавшись этим результатом в уравнении, получим:

коэффициент пропорциональности, связывающий плотность тока с напряженностью электростатического поля — удельная электропроводность металла:

$$\lambda = \frac{ne^2 \langle l \rangle}{2m \langle v_T \rangle}.$$

Таким образом, электронная теория электропроводности металлов объясняет закон Ома в дифференциальной форме и устанавливает, что электропроводность металлов тем больше, чем больше концентрация свободных электронов (n) и время их свободного пробега

$$\langle \tau \rangle = \frac{\langle l \rangle}{\langle V_{\tau} \rangle}.$$

4) К концу своего свободного пробега электрон достигает скорости:

$$V_{\max} = \frac{eE}{m} \langle \tau \rangle$$

и энергии:

$$\varepsilon_1 = \frac{mV_{\max}^2}{2} = \frac{e^2 \langle \tau \rangle^2}{2m} E^2.$$

Вся эта энергия, как уже отмечалось, при соударении с ионом передаётся кристаллической решётке, то есть преобразуется в тепло, которое идёт на нагревание металла. В единицу времени электрон претерпевает $\frac{1}{\langle \tau \rangle}$ соударений. Если учесть, что в единице объёма n электронов проводимости, то в единицу времени в единице объёма металла выделится определенное количество теплоты.

Сопоставив этот результат с формулой $P_{\text{уд}} = IE^2$, приходим к выводу, что электронная теория электропроводности металлов привела к закону Джоуля-Ленца в дифференциальной форме. Коэффициент пропорциональности, связывающий удельную тепловую мощность электрического тока $P_{\text{уд}}$ с квадратом напряжённости электростатического поля — это по-прежнему удельная электропроводность металла:

$$\lambda = \frac{ne^2 \langle l \rangle}{2m \langle V_{\tau} \rangle}.$$

Этот результат полностью совпадает с выражением для электропроводности, полученным в п. 3 (закон Ома).

Электропроводность металлов

Электронная теория металлов представляет твердый проводник в виде системы, состоящей из узлов кристаллической ионной решетки, внутри которой находится электронный газ из коллективизированных (свободных) электронов. В свободное состояние от каждого атома металла переходит от одного до двух электронов. К электронному газу применялись представления и законы статистики обычных газов. При изучении хаотического (теплового) и направленного под действием силы электрического поля движения электронов был выведен закон Ома. При столкновениях электронов с узлами кристаллической решетки энергия, накопленная при ускорении электронов в электрическом поле, передается металлической основе проводника, вследствие чего он нагревается. Рассмотрение этого вопроса привело к выводу закона Джоуля—Ленца. Таким образом, электронная теория металлов дала возможность аналитически описать и объяснить найденные ранее экспериментальным путем основных законов электропроводности и потерь электрической энергии в металлах. Оказалось, возможным также объяснить и связь между электропроводностью и теплопроводностью металлов. Кроме того, некоторые опыты подтвердили гипотезу об электронном газе в металлах, а именно:

1. При длительном пропускании электрического тока через цепь, состоящую из одних металлических проводников, не наблюдается проникновения атомов одного металла в другой
2. При нагреве металлов до высоких температур скорость теплового движения свободных электронов увеличивается, и наиболее быстрые из них могут вылетать из металла, преодолевая силы поверхностного потенциального барьера
3. В момент неожиданной остановки быстро двигавшегося проводника происходит смещение электронного газа по закону инерции в направлении движения. Смещение электронов приводит к появлению разности потенциалов

на концах заторможенного проводника, и стрелка подключаемого к ним измерительного прибора отклоняется по шкале </p><p>4. Исследуя поведение металлических проводников в магнитном поле, установили, что вследствие искривления траектории электронов в металлической пластинке, помещенной в поперечное магнитное поле, появляется поперечная ЭДС и изменяется электрическое сопротивление проводника.</p><p>. Однако выявились и противоречия некоторых выводов теории с опытными данными. Они состояли в расхождении температурной зависимости удельного сопротивления, наблюдаемой на опыте и вытекающей из положений теории; в несоответствии теоретически полученных значений теплоемкости металлов опытными данными. Наблюдаемая теплоемкость металлов меньше теоретической и такова, как будто электронный газ не поглощает теплоту при нагреве металлического проводника. Эти противоречия удалось преодолеть, рассматривая некоторые положения с позиций квантовой механики. В отличие от классической электронной теории в квантовой механике принимается, что электронный газ в металлах при обычных температурах находится в состоянии вырождения. В этом состоянии энергия электронного газа почти не зависит от температуры, т. е. тепловое движение почти не изменяет энергию электронов. Поэтому на нагрев электронного газа теплота не затрачивается, что и обнаруживается при измерении теплоемкости металлов. В состоянии, аналогичное обычным газам, электронный газ приходит при температуре порядка тысяч Кельвинов. Представляя металл как систему, в которой положительные ионы скрепляются посредством свободно движущихся электронов, легко понять природу всех основных свойств металлов: пластичности, ковкости, хорошей теплопроводности и высокой электропроводности.</p>

Электропроводность (физич.) жидкостей

Прохождение тока через частично или полностью ионизованные газы (плазму) обладает своей спецификой. *Например*, в полностью ионизованной

плазме **Электропроводность (физич.)** не зависит от плотности и возрастает с ростом температуры пропорционально $T^{3/2}$, достигая **Электропроводность (физич.)** хороших металлов.

Отклонение от закона Ома в постоянном поле E наступает, если с ростом E энергия, приобретаемая частицей между столкновениями, eEl , где l — средняя длина свободного пробега, становится порядка или больше kT (k — Больцмана постоянная). В металлах условию $eEl \gg kT$ удовлетворить трудно, а в полупроводниках, электролитах и особенно в плазме явления в сильных электрических полях весьма существенны.

В переменном электромагнитном поле s зависит от частоты (ω) и от длины волны (l) поля (временная и пространственная дисперсия, проявляющиеся при $\omega^3 t^{-1}$, $l \ll l$). Характерным свойством хороших проводников является **скин-эффект** (даже при $\omega \ll t^{-1}$ ток сконцентрирован вблизи поверхности проводника).

Постоянный электрический ток

Классическая теория электропроводности металлов

Коэффициент электропроводности металлов характеризует, их электропроводящую способность и зависит от строения и структурных свойств металла. У различных металлов он разный. Теория электропроводности позволяет вычислить коэффициент σ для того или иного металла.

За образование тока в металлах ответственны валентные электроны. Из-за сильной связи между атомами в металлах электроны могут легко перемещаться от атома к атому и в отсутствие поля. В связи с этим в основу теории электропроводности металлов можно положить следующую модель: основу металла образует ионная кристаллическая решетка, в узлах которой ионы совершают беспорядочное колебательное движение. Ионная решетка погружена в "электронный газ", отдельные электроны которого совершают

хаотическое движение, время от времени сталкиваясь с ионами решетки и друг с другом.

Когда металл помещают в электрическое поле, на каждый электрон действует электрическая сила, сообщающая электронам ускорение, направленное против вектора напряженности поля. В результате в электрическом поле электроны газа участвуют одновременно в двух движениях: в беспорядочном тепловом, для которого характерна некоторая средняя длина свободного пробега, и в упорядоченном движении (дрейфе) против вектора \mathbf{E} . В качестве основного постулата теории примем допущение, что "электронный газ" в его тепловом движении подчиняется закону Больцмана, а упорядоченное движение под действием поля подчиняется законам механики Ньютона. Теория, основанная на этом постулате, называется классической теорией электро-проводности.

В первую очередь покажем, что, рассматривая тепловое движение "электронного газа", можно не учитывать его движения под действием поля, т.е. покажем, что средняя скорость теплового движения $\langle u \rangle$ значительно превышает скорость упорядоченного движения v . Для этого оценим последнюю. Пусть ток таков, что через сечение в 1 мм^2 протекает ток в 100 А . Скорость электронов найдем по формуле

$$v = \frac{j}{en}$$

где n - число электронов в единице объема. Допустим, что каждый атом поставляет в "электронный газ" один электрон. Тогда n можно найти по формуле

$$n = \frac{N_A}{\mu} \rho_m$$

где N_A - число Авогадро, μ - масса киломоля, ρ_m - массовая плотность металла. Подставляя численные данные (например, для меди) в формулу (2.31), получим

$$v = \frac{100 \cdot 10^6 \cdot 63 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 8 \cdot 10^3} \approx 10^{-2} \text{ м/с} = 1 \text{ см/с}$$

Как видим, движение электронов под действием электрического поля очень медленное. Напомним, что даже в газах при комнатной температуре тепловая скорость молекул измеряется сотнями метров в секунду. Скорость же теплового движения электронов (весьма легких частиц) будет еще больше.

Таким образом, беспорядочное движение "электронного газа" можно отделить от его упорядоченного движения, обусловленного воздействием поля. Но при рассмотрении упорядоченного движения, разумеется, нельзя отвлечься от беспорядочного теплового движения электронов. Электрон движется свободно только в течение времени свободного пробега. За это время он "набирает" скорость v (с постоянным ускорением), затем следует его столкновение с ионами решетки и электрон теряет набранную скорость. После чего процесс повторяется. Графически такой процесс выглядит так, как показано на рис.

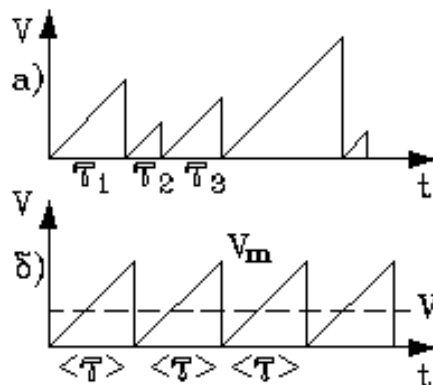


График скорости имеет вид неравномерной пилы (рис. а) Неравномерность возникает из-за случайного разброса времен свободного пробега электронов. Упростим картину. Введем среднее время свободного пробега электронов $\langle \tau \rangle$ и допустим, что их столкновения происходят через промежуток времени равный $\langle \tau \rangle$. Тогда пила станет однородной (рис. б). Средняя скорость движения электронов будет равна:

$$v = \frac{v_m}{2}$$

Согласно второму закону Ньютона

$ma=eE$, а $v_m=a\langle\tau\rangle$. Среднее время пробега связано со средней длиной

свободного пробега формулой $\langle\lambda\rangle = \frac{\langle\lambda\rangle}{\langle U\rangle}$. Тогда окончательно для скорости упорядоченного движения электронов получим выражение

$$v = \frac{e\langle\lambda\rangle}{2m\langle U\rangle} E$$

Коэффициент пропорциональности между напряженностью поля и скоростью электронов представляет собой их подвижность. Следовательно,

$$\sigma = \frac{e^2 n \langle\lambda\rangle}{2m\langle U\rangle}$$

Для сравнения полученного теоретического результата с результатами эксперимента необходимо выразить скорость $\langle u \rangle$ и длину свободного пробега $\langle \lambda \rangle$ через поддающиеся измерению параметры (температуру, плотность и т.д.). Скорость $\langle u \rangle$ можно выразить из закона равномерного распределения энергии по степеням свободы:

$$\frac{m\langle u^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT, \langle u^2 \rangle \approx \langle u \rangle^2.$$

Сложнее дело обстоит с нахождением длины свободного пробега. "Электронный газ" заполняет ионную кристаллическую решетку, и получить точную формулу для длины свободного пробега электрона непросто. (Попытаемся "обойти" эту трудность.) Запишем формулу для коэффициента теплопроводности газа, в которую входит длина свободного пробега.

$$\kappa_{\text{тепл}} = \frac{1}{3} \langle u \rangle \langle \lambda \rangle n \frac{i}{2} k$$

где i - число степеней свободы "молекулы" газа. В нашем случае газ составлен из электронов и $i = 3$. Исключим из формул длину свободного пробега и найдем отношение коэффициентов тепло - и электропроводности (тот и другой

коэффициент легко измеряется на опыте). Получится следующий замечательный результат:

$$\frac{\lambda_{металл}}{\sigma_{эл}} = \frac{2m\langle u^2 \rangle}{2} \frac{k}{e^2} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T$$

Получается так, что отношение коэффициентов теплопроводности и электропроводности, во-первых, для всех металлов при данной температуре одно и то же и, во-вторых, - пропорционально абсолютной температуре.

Опыт блестяще подтверждает этот закон. Он был открыт сначала экспериментально и носит название закона Видемана-Франца. Здесь теория хорошо согласуется с опытом. Даже коэффициент в формуле закона Видемана-Франца в точности совпадает с тем, который наблюдается на опыте.

Чтобы закрепить успех теории, желательно найти еще два-три подтверждения теоретических выводов экспериментом. С этой целью рассмотрим еще два простых закона, доказанных экспериментально.

1. Известно, что сопротивление металлических проводников увеличивается прямо пропорционально абсолютной температуре. Следовательно, при нагревании проводников их электропроводность уменьшается обратно пропорционально абсолютной температуре. А что дает теория? Обратимся снова к формуле. Из общих соображений в теории газов известно, что длина свободного пробега молекул если и зависит от температуры, то очень слабо. Поэтому приближенно можно считать $\langle \lambda \rangle$ величиной постоянной. Тогда зависимость $\sigma_{эл}$ от температуры определяется только скоростью $\langle u \rangle$. Но $\langle u \rangle \sim \sqrt{T}$. Следовательно, электропроводность металлов должна уменьшаться обратно пропорционально квадратному корню из температуры. Это явно расходится с опытом. Таким образом, в вопросе о зависимости сопротивления металлов от температуры теория дает явный "сбой".

2. Рассмотрим теперь теплоемкость металлов и закон Дюлонга и Пти. Согласно этому закону молярная теплоемкость металлов равна 6 кал/Кмоль. Но такой вклад в теплоемкость вносит уже ионная кристаллическая решетка.

Следовательно, согласно опыту "электронный газ" не должен вносить никакого (или почти никакого) вклада в теплоемкость металла. Согласуется ли этот вывод с теорией? Нет, конечно. Из закона равномерного распределения энергии по степеням свободы вытекает, что электронный газ, как и обычный газ, имеет молярную теплоемкость, равную 3 кал/моль К . Поэтому теплоемкость металла должна бы равняться не 6 кал/моль К , а 9 кал/моль К . То есть и в вопросе о теплоемкости металла теория явно расходится с экспериментом.

Классическая теория электропроводности металлов способна объяснить какие-то экспериментальные факты, касающиеся электропроводности, а что-то не может объяснить. Это свидетельствует о том, что в основании теории скрыт какой-то серьезный "порок", требующий "исправления". В чем заключается этот "порок"? Нетрудно найти то место в теории, которое требует исправления. Существование вклада "электронного газа" в теплоемкость металла является следствием закона равномерного распределения энергии по степеням свободы. А этот закон в свою очередь есть следствие закона Больцмана - основного закона теории газов. Следовательно, по каким-то причинам закон Больцмана применить без ограничений к "электронному газу" нельзя.

ДИЭЛЕКТРИКИ

Типы диэлектриков. **Диэлектриками** называются вещества, к-е при обычных условиях практически не проводят эл. ток. Если диэлектрик не находится во внешнем эл. поле, то сумма дипольных моментов всех мол-л, содержащихся в любом макроскопически малом объеме диэлектрика $= 0$. При внесении диэлектрика во внешнее эл. поле происходит поляризация диэлектрика, состоящая в том, что в любом макроскопически малом его объеме возникает отличный от нуля суммарный дипольный электрический момент молекул. Диэлектрик, находящийся в таком состоянии, называется поляризованным. В зависимости от строения молекул диэлектрика различают ориентационную, электронную и ионную поляризации.

3 ТЕПЛОЁМКОСТЬ ВЕЩЕСТВА

Теплоёмкость тела (обычно обозначается латинской буквой C) — физическая величина, определяющая отношение бесконечно малого количества теплоты δQ , полученного телом, к соответствующему приращению его температуры δT :

$$C = \frac{\delta Q}{\delta T}.$$

Единица измерения теплоёмкости в Международной системе единиц (СИ) — Дж/К.

Удельная теплоёмкость

Удельной теплоёмкостью называется теплоёмкость, отнесённая к единичному количеству вещества. Количество вещества может быть измерено в килограммах, кубических метрах и молях. В зависимости от того, к какой количественной единице относится теплоёмкость, различают массовую, объёмную и молярную теплоёмкость.

Массовая теплоёмкость (C), также называемая просто удельной теплоёмкостью — это количество теплоты, которое необходимо подвести к единице массы вещества, чтобы нагреть его на единицу температуры. В СИ измеряется в джоулях на килограмм на кельвин ($\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$).

Объёмная теплоёмкость (C') — это количество теплоты, которое необходимо подвести к единице объёма вещества, чтобы нагреть его на единицу температуры. В СИ измеряется в джоулях на кубический метр на кельвин ($\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$).

Молярная теплоёмкость (C_{μ}) — это количество теплоты, которое необходимо подвести к 1 молю вещества, чтобы нагреть его на единицу температуры. В СИ измеряется в джоулях на моль на кельвин ($\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$).

Удельная теплоёмкость — количество теплоты, которое необходимо подвести к телу чтобы изменить его температуру на один градус. Количество

вещества может быть измерено в единицах измерения массы, объёма или молях. В зависимости от того, к какой количественной единице относится теплоёмкость, различают:

- **массовая теплоёмкость** — количество теплоты, которую необходимо подвести к единице массы тела (обычно 1 кг) чтобы нагреть его на 1 К, измеряется в Дж/(кг · К);
- **объёмная теплоёмкость** — количество теплоты, которую необходимо подвести к единице объёма вещества (обычно 1 м³) чтобы нагреть его на 1 К, измеряется в Дж/(м³ · К);
- **молярная теплоёмкость** — количество теплоты, которую необходимо подвести к 1 молю вещества чтобы нагреть его на 1 К, измеряется в Дж/(моль · К).

Теплоёмкость для различных процессов и состояний вещества

Понятие теплоёмкости определено как для веществ в различных агрегатных состояниях (твёрдых тел, жидкостей, газов), так и для ансамблей частиц и квазичастиц (в физике металлов, например, говорят о теплоёмкости электронного газа).

Для примера, в молекулярно-кинетической теории газов показывается, что молярная теплоёмкость идеального газа с i степенями свободы при постоянном объёме (для одного моля идеального газа) равна:

$$c_v = \frac{i}{2}R,$$

где $R \approx 8,31$ Дж/(моль · К) — универсальная газовая постоянная.

А при постоянном давлении

$$c_p = c_v + R = \frac{i + 2}{2}R.$$

Удельная теплоёмкость некоторых твердых веществ

Вещество	$C,$ кДж/(кг • К)	Вещество	$C,$ кДж/(кг • К)
Асфальт	0,92	Мрамор	0,80
Базальт	0,84	<u>Парафин</u>	2,19
Бетон	~ 1	Полистирол	1,38
Гипс	1,09	Резина твердая	1,42
Глина	0,88	Тело человека	3,47
Гранит	0,75	Фарфор	0,80
Земля влажная	~ 2	Цемент	0,80
Земля сухая	0,84	<u>Чугун</u>	0,55
Лёд (0 °С)	2,11	Шифер	0,75

Удельная теплоёмкость некоторых жидкостей

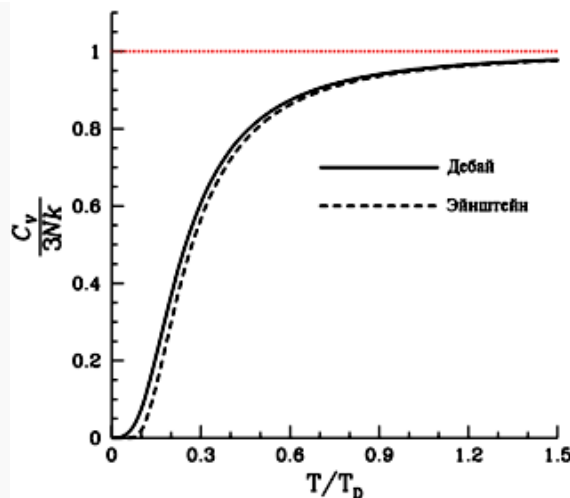
Вещество	$C,$ кДж/(кг • К)	Вещество	$C,$ кДж/(кг • К)
Ацетон	2,22	Нефть	0,88
Бензин	2,09	<u>Парафин</u> жидкий	2,13
<u>Вода</u> чистая (0 °С)	4,218	Ртуть	0,14
Глицерин	2,43	Спирт этиловый	2,39

Переход вещества из одного агрегатного состояния в другое сопровождается **скачкообразным** изменением теплоёмкости в конкретной для каждого вещества температурной точке превращения — температура плавления (переход твёрдого тела в жидкость), температура кипения (переход жидкости в газ) и, соответственно, температуры обратных превращений: замерзания и конденсации.

Удельные теплоёмкости многих веществ приведены в справочниках обычно для процесса при постоянном давлении. К примеру, удельная теплоёмкость **жидкой воды** при нормальных условиях — 4200 Дж/(кг·К); льда — 2100 Дж/(кг·К).

ТЕОРИЯ ТЕПЛОЁМКОСТИ

Теплоёмкость системы невзаимодействующих частиц (например, идеального газа) определяется числом степеней свободы частиц.



Сравнение моделей Дебая и Эйнштейна для теплоёмкости твёрдого тела

Основные понятия теплоемкости

Термодинамика (или общая теория теплоты) изучает системы из большого числа частиц на основе анализа возможных в этой системе превращений энергии без учета ее микроскопического строения. Для описания состояния системы используются физические величины, относящиеся к системе в целом – термодинамические параметры (например, давление, объем, температура). Если эти параметры имеют определенные и постоянные значения в любой части макросистемы, то состояние системы называют равновесным. Изменение состояния происходит при совершении системой (или над ней) работы, а также при передаче ей (или отведении) теплоты.

Внутренняя энергия U складывается из энергии беспорядочного теплового движения атомов или молекул и энергии межмолекулярных и межатомных взаимодействий и движений.

Количество теплоты Q – физическая величина, показывающая энергию, полученную телом при теплообмене. Согласно первому началу термодинамики это количество теплоты идет на приращение ее внутренней энергии и на совершение системой работы ($A = p V$) над внешними телами: $Q = U + A$.

Теплообмен – переход внутренней энергии одного тела во внутреннюю энергию другого тела без совершения механической работы. Существуют три способа теплообмена: теплопроводность, конвекция, излучение.

Теплообмен - самопроизвольный необратимый перенос теплоты (точнее, энергии в форме теплоты) между телами или участками внутри тела с различной температурой. В соответствии со вторым началом термодинамики теплота переносится в направлении меньшего значения температуры. Теплообмен всегда ведет к выравниваю температур тел.

Теплопроводность осуществляется в результате теплового движения и взаимодействия микрочастиц (атомов, молекул, ионов и др.). Более подвижные (т. е. более нагретые) частицы тела (молекулы, атомы) при непосредственном соприкосновении передают часть своей энергии менее подвижным, т. е. более холодным частицам. Процесс теплообмена теплопроводностью имеет место главным образом в твердых телах, частицы которых более сближены друг с другом. Так, при нагревании металлического листа в одном месте, например при его сварке, спустя некоторое время можно обнаружить, что повысилась температура и других участков листа, которые непосредственно не нагревались: тепло распространилось теплопроводностью. В чистом виде теплопроводность может встречаться в твердых телах, не имеющих внутренних пор и в неподвижных слоях жидкостей, газов или паров. В тепловых процессах капельных жидкостей, а тем более газов, теплопроводность играет малую роль (теплопроводность жидкостей и газов невелика).

Конвекция (К) (от лат. *Convectio* — принесение, доставка), перенос теплоты в жидкостях, газах или сыпучих средах потоками вещества. Различают естественную, или свободную, и вынужденную К.

Естественная К. Возникает при неравномерном нагреве (нагреве снизу) текучих или сыпучих веществ, находящихся в поле силы тяжести (или в системе, движущейся с ускорением). Вещество, нагретое сильнее, имеет меньшую плотность и под действием архимедовой силы F_A перемещается относительно менее нагретого вещества. Сила $F_A = \Delta \rho \cdot V \cdot g$ (— разность плотностей нагретого вещества и окружающей среды, V — объём нагретого вещества, g — ускорение свободного падения). Направление силы F_A , а следовательно, и К. Для нагретых объёмов вещества противоположно направлению силы тяжести. К. Приводит к выравниванию температуры вещества. При стационарном подводе теплоты к веществу в нём возникают стационарные конвекционные потоки, переносящие теплоту от более нагретых слоев к менее нагретым. С уменьшением разности температур между слоями интенсивность К. падает. При высоких значениях теплопроводности и вязкости среды К. также оказывается ослабленной. В условиях невесомости естественная К. невозможна.

При вынужденной К. Перемещение вещества происходит главным образом под воздействием какого-либо устройства (насоса, мешалки и т.п.). Интенсивность переноса теплоты здесь зависит не только от перечисленных выше факторов, но и от скорости вынужденного движения вещества.

К. широко распространена в природе: в нижнем слое земной атмосферы, морях и океанах, в недрах Земли, на Солнце (в слое до глубины ~20—30% радиуса Солнца от его поверхности) и т.д. С помощью К. осуществляют охлаждение или нагревание жидкостей и газов в различных технических устройствах.

Лучистый теплообмен, радиационный теплообмен, осуществляется в результате процессов превращения внутренней энергии вещества в энергию излучения, переноса энергии излучения и её поглощения веществом.

Протекание процессов лучистого теплообмена определяется взаимным расположением в пространстве тел, обменивающихся теплом, свойствами среды, разделяющей эти тела. Существенное отличие лучистого теплообмена от других видов теплообмена заключается в том, что он может протекать и при отсутствии материальной среды, разделяющей поверхности теплообмена, так как осуществляется в результате распространения электромагнитного излучения.

Удельная теплоемкость вещества С

Это физическая величина, показывающая количество теплоты, необходимое для изменения температуры 1 кг этого вещества на 1 градус. Единица – 1 Дж/(кг°С).

Количество теплоты, полученное/отданное телом при теплообмене, пропорционально массе тела m и изменению его температуры T . Коэффициент пропорциональности – удельная теплоемкость вещества:

$$Q = cmt.$$

Для того, чтобы рассчитать температуру, которую будет иметь тело при теплопередаче, необходимо составить уравнение теплового баланса: Количество тепла, отданного одними телами, равно количеству тепла, принятому другими телами системы. Оно выражает собой всеобщий закон сохранения энергии в термодинамике. (Отметим, что работы в рассматриваемой задаче над системой не совершалось).

$$(\sum_i Q_i)^{прин} = (\sum_j Q_j)^{отдан}$$

ТЕПЛОЕМКОСТЬ

В качестве модели твердого тела рассмотрим правильно построенную кристаллическую решетку, в узлах которой частицы (атомы, ионы, молекулы), принимаемые за материальные точки, колеблются около своих положений равновесия — узлов решетки — в трех взаимно перпендикулярных

направлениях. Таким образом, каждой составляющей кристаллическую решетку частице приписывается три колебательных степени свободы, каждая из которых, согласно закону равнораспределения энергии по степеням свободы, обладает энергией kT .

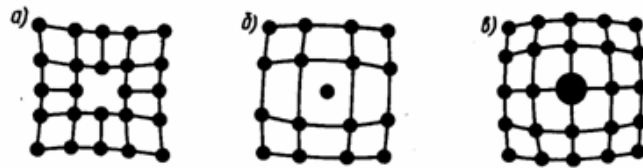
Внутренняя энергия моля твердого тела

$$U_m = 3N_A kT = 3RT,$$

где N_A — постоянная Авогадро; $N_A k = R$ (R — молярная газовая постоянная). Молярная теплоемкость твердого тела

$$C_V = \frac{dU_m}{dT} = 3R = 25 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}),$$

т. е. молярная (атомная) теплоемкость *химически простых тел* в кристаллическом состоянии одинакова (равна $3R$) и не зависит от температуры.



Этот закон был эмпирически получен французскими учеными П. Дюлонгом (1785—1838) и Л. Пти (1791—1820) и носит название **закона Дюлонга и Пти**.

Если твердое тело является химическим соединением (например, NaCl), то число частиц в моле не равно постоянной Авогадро, а равно nN_A , где n — число атомов в молекуле (для NaCl число частиц в моле равно $2N_A$, так, в одном моле NaCl содержится N_A атомов Na и N_A атомов Cl). Таким образом, молярная теплоемкость **твердых химических соединений**

$$C_V = 3nR \approx 25n \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}),$$

т. е. равна сумме атомных теплоемкостей элементов, составляющих это соединение.

Как показывают опытные данные (табл. 4), для многих веществ закон Дюлонга и Пти выполняется с довольно хорошим приближением, хотя некото-

рые вещества (C, Be, B) имеют значительные отклонения от вычисленных теплоемкостей. Кроме того, так же, как и в случае газов, опыты по измерению теплоемкости твердых тел при низких температурах показали, что она зависит от температуры. Вблизи нуля кельвин теплоемкость тел пропорциональна T^3 , и только при достаточно высоких температурах, характерных для каждого вещества, выполняется это условие. Алмаз, например, имеет теплоемкость, равную $3R$ при 1800К! Однако для большинства твердых тел комнатная температура является уже достаточно высокой.

Расхождение опытных и теоретических значений теплоемкостей, вычисленных на основе классической теории, объяснили, исходя из квантовой теории теплоемкостей А. Эйнштейна и П. Дебая.

Таблица 4

Вещество	С, Дж/(моль·К)	
	Теоретическое значение	Экспериментальное значение
Алюминий Al	25	25,5
Алмаз C	25	5,9
Бериллий Be	25	15,6
Бор B	25	13,5
Железо Fe	25	26,8
Серебро Ag	25	25,6
NaCl	50	50,6
AgCl	50	50,9
CaCl ₂	75	76,2

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ВЕЩЕСТВА

Тепловое движение частиц твердого тела, как конденсированной среды, отлично от движения частиц газов. В основу теории твердого тела положена модель бесконечного идеального монокристалла. Частицы твердого тела, связанные между собой силами взаимодействия, которые зависят от

расстояния, совершают колебания около положений равновесия в узлах кристаллической решетки. На основе этого и разработана теория теплоемкости и теплопроводности твердого тела. Знание величин теплоемкости и коэффициента теплопроводности твердого тела необходимо для инженерных расчетов при создании новых машин, расчете их коэффициента полезного действия, они нужны в строительстве для расчета тепловых свойств строений, их теплоизоляционных свойств. В общем случае перенос тепла осуществляется двумя типами носителей: электронами проводимости и собственно фононами. Рассмотрим основные механизмы переноса тепла в твердом теле.

НОРМАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ АТОМОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ.

Каждое нормальное колебание несет в себе энергию и импульс, а следовательно могут характеризоваться этими параметрами (энергией и импульсом). Можно доказать, что энергия отдельного нормального колебания кристаллической решетки равна энергии гармонического осциллятора, который имеет массу равную массе всех атомов кристаллической решетки участвующих в данных колебаниях и колеблющегося с частотой равной частоте нормальных колебаний, а следовательно полная энергия кристалла из N атомов равна $3N$ гармонических осцилляторов.

Энергия каждого колебания квантована. Минимальная порция или квант энергии колебания называется фононом. Энергия фонона:

$$E_{\text{ф}} = h \cdot \nu$$

В зависимости от частоты фононы бывают акустическими и оптическими.

Для описания процессов, связанных с упругими колебаниями, **КР** представляют в виде фононного газа. Увеличение энергии колебаний означает увеличение концентрации фононов $n_{\text{ф}}$. Рассеяние одной упругой волны на другой - фонон-фононное взаимодействие. Рассеяние упругой волны на дефектах **КР** - взаимодействие фонона с дефектом.

Максимальная частота колебаний атомов в кристалле называется характеристической или дебаевской (D) частотой. Она определяет характеристическую или дебаевскую температуру - ту температуру, при которой в образце возбуждаются все возможные нормальные колебания вплоть до частоты D :

$$D = D \ h / k. (h = h / 2\pi),$$

где h - постоянная Планка, k - постоянная Больцмана.

Дебаевская температура D используется как критерий величины температуры тела: $T > D$ считаются высокими, $T < D$ - низкими.

Т.е. при $T > D$ не возникает новых нормальных колебаний, а лишь увеличивается амплитуда существующих.

Передача тепловой энергии в неравномерно нагретом веществе (без теплового излучения) характеризуется теплопроводностью. **В соответствии с законом Фурье, если в веществе имеется градиент температуры T , то в направлении, противоположном T , возникает пропорциональный поток энергии плотностью:**

$$j_T = - K T,$$

где K - коэффициент теплопроводности, [Вт/ м град].

Перенос тепла осуществляется за счет фононной и электронной теплопроводности:

$$K = K_{\phi} + K_{эл}.$$

Для фононов

$$K_{\phi} = 1/3 C_{\phi} l_{\phi} V_{\phi},$$

где l_{ϕ} - длина свободного пробега фононов, обратно пропорциональная концентрации фононов n_{ϕ} , V_{ϕ} - скорость фононов (скорость звука)

$$V_{\phi} = V_{зв} = E / \rho ,$$

E - модуль упругости Юнга, ρ - плотность вещества.

Теплопроводность прямо пропорционально зависит от энергии связи $E_{св}$ (степени жесткости связи): чем больше $E_{св}$, тем больше модуль E и, следовательно, скорость звука $V_{зв}$. В отсутствии электронной

теплопроводности передача тепловой энергии от одних точек тела к другим осуществляется только фононами.

Теория переноса тепла фононами находится в такой стадии, когда по ней еще нельзя установить количественную зависимость решеточной (фононной) теплопроводности от температуры. Поэтому для практических целей необходимо найти зависимость теплопроводности от температуры в виде эмпирических формул.

В передаче энергии участвуют только фононы с энергией. Перенос энергии фононами происходит путем их переброса от осцилляторов с энергией $h\nu_0$ к осцилляторам с меньшей энергией. В процессе переброса фононы с энергией могут дробиться на фононы с меньшей энергией.

Как известно, коэффициент теплового расширения обусловлен силами ангармонического взаимодействия между атомами. Однако, силы ангармонического взаимодействия - это только один из факторов, оказывающих влияние на решеточную теплопроводность.

Концентрация фононов n с энергией зависит только от температуры и описывается функцией распределения фононов от температуры. Такой характер температурной зависимости теплопроводности при низких температурах вызван наложением двух процессов: с одной стороны, резким снижением ангармонической составляющей сопротивления перемещению электронов и фононов, с другой - уменьшением по экспоненте числа фононов способных принимать участие в процессах переброса энергии от одних точек к другим. На рисунках приведены зависимости теплопроводности металла (германия) от температуры в области низких температур, а также зависимость теплопроводности алмаза в области от 0К до 300К. Эти зависимости имеют стандартный характер.

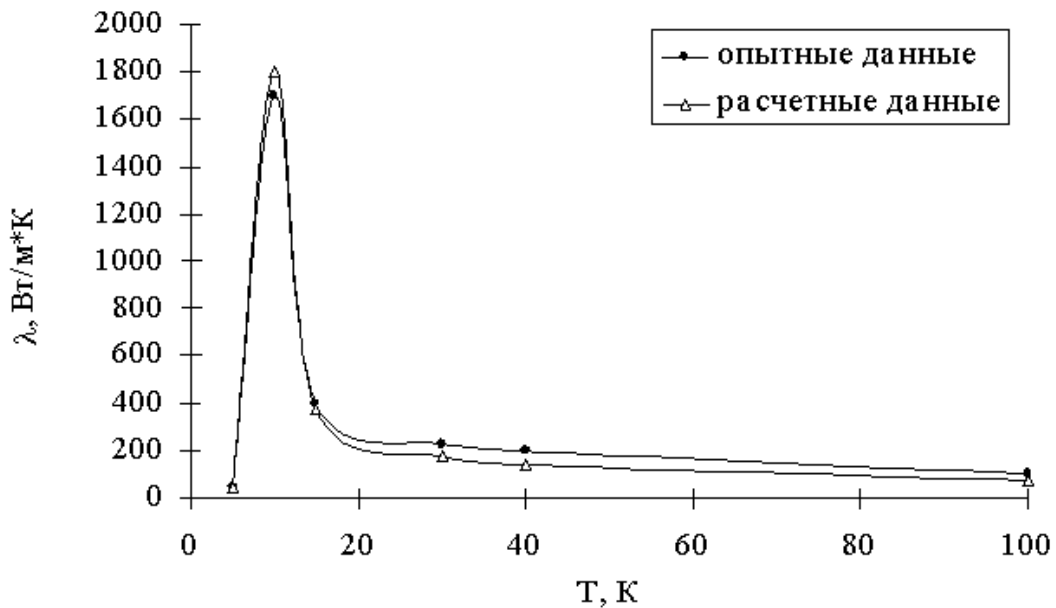


Рис. Зависимость теплопроводности Ge от температуры (при низких температурах), полученная из опыта и рассчитанная по формуле.

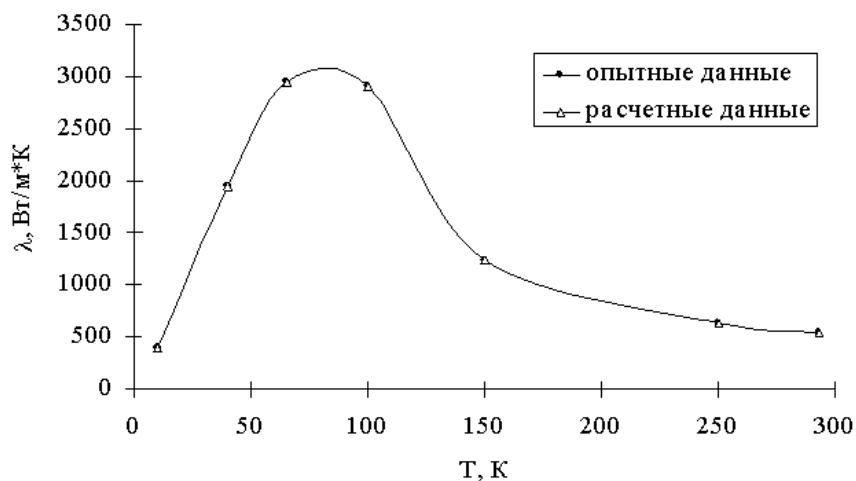


Рис. Зависимость теплопроводности алмаза от температуры (при низких температурах), полученная из опыта и рассчитанная по формуле.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА.

Тепловая энергия содержится в колебательных нормальных модах кристалла. В диэлектриках этот механизм является основным, поскольку свободных электронов в диэлектриках нет. При низких температурах

разрешенные энергии нормальных мод квантованы и передача энергии, сопровождающая теплопроводность, осуществляется через механизм, описываемый в представлении о фононах.

В идеальном гармоническом кристалле фононные состояния считаются **стационарными**. Поэтому, если установилось некоторое распределение фононов с направленными в одну сторону групповыми скоростями, то это распределение не будет меняться с течением времени, так что поток тепла не будет затухать. Т.е. идеальный гармонический кристалл имел бы **бесконечную теплопроводность**. Помимо несовершенств решетки, играющих роль рассеивающих центров, теплопроводность реальных диэлектриков принимает конечные значения из-за **ангармонизма колебаний решетки**.

В отличие от гармонической, в **ангармонической модели** волны могут взаимодействовать. На квантовом языке - фононы могут рассеиваться с рождением и поглощением фононов. В процессах 3-го порядка фонон может распасться на два других, либо два фонона могут слиться и образовать третий. В процессах 4-го порядка участвуют 4 фонона. Т.е. один фонон может распасться на три, либо три фонона могут слиться с образованием одного, либо два фонона могут рассеяться друг на друге и сформироваться два новых. Все эти и аналогичные процессы более высокого порядка называются *рассеянием*, либо *столкновением*, либо *переходами* фононов. Теплопроводность металлов должна складываться из теплопроводности фононной (теплопроводность решетки) и электронной подсистем: $\kappa = \kappa_{\text{ат}} + \kappa_e$. Однако механизм решеточной теплопроводности в металлах в значительной мере маскируется электронным механизмом переноса тепла.

ФОНОНЫ. ФОНОННЫЙ ГАЗ.

Минимальная порция энергии, которую может поглотить или испустить кристаллическая решетка при тепловых колебаниях соответствует на этом

рисунке переходу с одного энергетического уровня на другой равна и называется фононом.

Таким образом между светом и тепловыми колебаниями кристаллической решетки можно провести аналогию - упругие волны рассматриваются как распространение неких квазиупругих частиц - фононов.

Упругие волны рассматриваются как распространение неких квазичастиц - фононов.

Р. Паерлс в 1829 году ввел в теорию Дебая квантовые (фононные) явления и показал, что тепловое сопротивление решетки обусловлено взаимодействием фононов. Фонон, в отличие от обычных частиц, может существовать лишь в некоторой среде, которая пребывает в состоянии теплового возбуждения. Нельзя вообразить фонон, который распространялся бы в вакууме, поскольку он описывает квантовый характер тепловых колебаний решетки и навечно замкнут в кристалле. Понятие фонона - исторически первой квазичастицы в квантовой теории твердого тела ввел И. Е. Тамм. Корпускулярный аспект малых колебаний атомов решетки кристалла приводит к понятию фонона, и распространение упругих тепловых волн в кристалле можно рассматривать как перенесение фононов.

Тепловые колебания в кристаллической решетке являются термическим возбуждением фононов. Для определения средней энергии кристаллической решетки нужно найти среднюю энергию гармонического осциллятора:

- энергия квантового гармонического осциллятора.

Если учесть квантовую природу гармонического осциллятора, то для тела, которое состоит из N атомов можно записать его внутреннюю энергию, где на каждую степень свободы атома будет приходится энергия равная средней энергии квантового осциллятора.

Наиболее простой моделью для анализа температурной зависимости теплопроводности является *модель газа фононов* (МГФ). МГФ оперирует с такими понятиями, как средняя длина свободного пробега фонона λ ,

эффективное время релаксации $= \rho h / v_s$, является средняя частота столкновений фононов. Величина теплопроводности в модели фононного газа равна:

$$l_{at} = 1/3 \rho h v_s C_v = 1/3 v_s^2 C_v, \quad (3.5)$$

где C_v удельная теплоемкость, связанная с колебаниями решетки. Величины C_v , или ρh определяют температурную зависимость решеточной теплопроводности. Зависимость от T оказалась более сложной. Рассмотрим два случая.

а) $T \gg D$, следовательно, длина свободного пробега фонона обратно пропорциональна температуре. Это согласуется с экспериментом. Обычно, $l_{at} \sim 1/T^x$, где $x = 1-2$. Точная теория $l_{at}(T)$ должна учитывать конкуренцию между процессами.

б) $T \ll D$. В этом случае фононы будут иметь энергию $\epsilon_s(\mathbf{k}) k_B T \ll k_{BD} = D$, т.е. $s \ll D$ и $k \ll k_D$. Можно считать, что как до, так и после рассеяния, энергия как отдельного фонона, так и суммарная энергия остаются $\ll D$, волновой вектор $\ll k_D$. Следовательно, если в начальный момент система фононов имела некоторый результирующий импульс, то этот импульс будет сохраняться даже в отсутствие градиента температуры, т.е. для совершенного бесконечного ангармонического кристалла при низких температурах *теплопроводность* бесконечна, точнее она может быть конечной только лишь за счет небольшой вероятности процессов переброса, нарушающих закон сохранения квазиимпульса, и которые уменьшают тепловой поток.

При достижении температуры, где начинаются рост времени релаксации и, соответственно, длины свободного пробега фононов, теплопроводность решетки растет (подтверждается экспериментально). При дальнейшем снижении T , длина свободного пробега становится сопоставимой со средней длиной свободного пробега, характеризующей рассеяние фононов на дефектах решетки, примесях или даже на торцах конечного образца. Для диэлектриков при очень низких температурах, $T < T_{max}$, теплопроводность $\sim T^3$, затем $T_{max} < T < D \sim \exp(T_0/T)$, далее темп уменьшения спадает и заменяется медленным спаданием $\sim 1/T$ из-за увеличения числа рассеивающих фононов.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ.

В металлах значительную роль в процессе теплопроводности играет электронная теплопроводность. Она также существует и в полупроводниках, особенно легированных электронодонорными элементами. По величине электронная теплопроводность и фононная теплопроводности в металлах будут равны:

$$\begin{aligned} C_{эл}/C_{ф} & \mathbf{0.01}, \quad V_{зв} \mathbf{5 \cdot 10^3} \text{ м/с}, \quad V_T \mathbf{10^6} \text{ м/с}, \\ I_{ф} & \mathbf{10^{-9}} \text{ м}, \quad I_{эл} \mathbf{10^{-8}} \text{ м}, \\ K_{ф} / K_{эл} & \mathbf{0.05}. \end{aligned}$$

В чистых металлах электронная теплопроводность больше за фононную в 20 раз. В сплавах фононная и электронная теплопроводности приблизительно равны. Например, бериллий Ве с низкой электропроводностью обладает теплопроводностью в 5 раз большей, чем у стали. Ве входит в состав теплопроводящих паст и подложек для мощных усилителей и генераторов.

В результате взаимодействия фононов между собой и с электронами рассеивается энергия. Это взаимодействие интерпретируется как **тепловое сопротивление R_T** :

$$R_T = \frac{L}{K(T) \cdot S}$$

где L и S - длина и площадь образца или фрагмента конструкции.

Расчет теплового сопротивления сложной детали проводится по правилам, аналогичным законам Ома.

Коэффициент тепло проводимости для электронного газа в металах имеет значение:

$$K_{эл} = \frac{1}{3} C_{эл} I_{эл} V_T,$$

где $C_{эл}$ - теплоемкость электронного газа, $I_{эл}$ - длина свободного пробега электрона, V_T - тепловая скорость:

$$V_T = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}}$$

где m_e - масса электрона.

Особую сложность при использовании формулы представляет вычисление величины длины свободного пробега электрона, поскольку это величина статистическая и зависит от движения других электронов в металле.

Формула для электронной теплопроводности принимает вид:

$$\lambda_{\text{э}} = L_{\text{с}} \cdot \gamma \cdot T$$

Формула совпадает с **законом Видемана-Франца**.

Таким образом, пользоваться законом Видемана-Франца при расчете теплопроводности металлов можно только при температуре **выше температуры Дебая**. При температурах ниже температуры Дебая использование закона Видемана-Франца приведет к большим неточностям при вычислении теплопроводности металлов.

Характерный вид кривой зависимости $\lambda(T)$ приведен на рисунке. теоретические и экспериментальные исследования показали, что теплопроводность кристаллических веществ в области максимума $\lambda(T)$ довольно сильно зависит от дефектов кристаллической решетки.

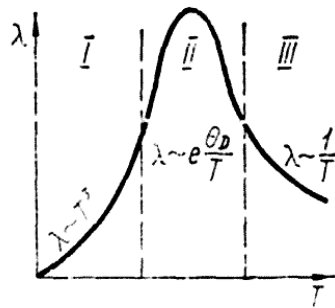


Рис. 14. Температурная зависимость коэффициента электронной теплопроводности.

I - Увеличивается тепловая скорость V_T .

II - Существенно уменьшается длина свободного пробега $l_{\text{эл}}$ из-за роста концентрации фононов в результате электрон-фононного взаимодействия. При

$T \ll \Theta_D$ вероятность рассеивания фононов уменьшается за экспонентой, что приводит к быстрому росту теплопроводности: .

Ш - При высоких температурах устанавливается баланс между $l_{эл}$ и $n_{ф}$, электронная теплопроводность практически не зависит от температуры. При этом величины $C_{эл}$ и V_T можно считать постоянными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Теория теплопроводности твердого тела на сегодняшний день разработана недостаточно. Она прекрасно справилась с объяснением теоретических вопросов теплопроводности, ее зависимости от температуры в разных температурных диапазонах, но она не может пока что дать возможность вычислить теплопроводность разных материалов с достаточной точностью. Наибольшую сложность для вычисления теплопроводности представляют диэлектрические материалы, ведь теплопроводности кристаллических и аморфных тел значительно отличаются между собой. Это связано с отсутствием в аморфных телах трансляционной симметрии («дальнего порядка»). Качественно отличный также характер зависимостей $\lambda(T)$. Для аморфных тел максимум на кривых $\lambda(T)$ не наблюдается, для них характерно увеличение λ с повышением температуры T . При высоких температурах λ стремится к насыщению. Значение описывается **формулой Дебая**:

$$\lambda = \frac{1}{3} C_V v_{\text{ф}} l_{\text{ф}}$$

$l_{\text{ф}}$ равняется приблизительно расстоянию между структурными частицами аморфного тела. Но точное вычисление длины свободного пробега на данный момент невозможно.

Поэтому теория теплопроводности в наше время активно развивается.

Значения коэффициента теплопроводности для различных материалов

Материал	$\lambda \cdot 10^4$, Вт/(см·К)			
	Температура:			
	300 К	373 К	800 К	1273 К
Металлы				
Алюминий	237		220	
Медь	398		371	
Золото	315		292	
Железо	80		43	
Никель	91		67	
Серебро	427		389	
Титан	22		20	
Вольфрам	178		128	
Керамики и стекла				
Кафель ($3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$)		5,9		3,8
Фарфор		1,7		1,9
Огнеупорный кирпич		1,1		1,5
Al_2O_3		30,0		6,3
Шпинель ($\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$)		15,0		5,9
MgO		38,0		7,1
ZrO_2 (стабильный)		2,0		2,3
TiC		25,0		5,9
Силикатное стекло		2,0		2,5
Сода-известь-силикатное стекло		1,7		–
Полимеры				
Нейлон 66	2,9			
Фенол	0,17–0,52			
Полиэтилен (высокоплотный)	0,33			
Полипропилен	2,1–2,4			
Политетрафторэтилен (PTFE)	0,24			

ФИЗИКА СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Легко нарисовать график (см. рис. 1 и 4), на котором кривая «уперлась» в ось абсцисс, труднее обрести уверенность в том, что сопротивление действительно равно нулю, а не просто очень маленькое. Измеряя сопротивление, физик использует прибор, обладающий определенной чувствительностью и рассчитанный на ту величину, которую он предполагает получить. Если измеряемая величина вдруг уменьшается даже в 10 раз, а то и в 100, стрелка прибора перестает двигаться. Именно поэтому так негладко выглядит зависимость сопротивления от температуры, которую впервые получил Оннес. Ему понадобилось около года, чтобы убедиться, что сопротивление сверхпроводящего вещества меньше чувствительности самого точного на то время прибора. Однако и это не доказывает, что сопротивление строго равно нулю. Но такого чисто экспериментального доказательства и не может быть. Физическую величину можно считать равной нулю, если ее возможное отклонение от математического значения «нуль» так мало, что его невозможно установить никакими измерениями.

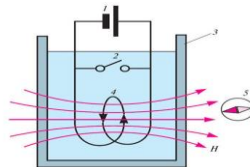


Рис. 15. Принципиальная схема опыта Оннеса:

1 — источник тока; 2 — выключатель, замыкающийся, чтобы ток циркулировал в сверхпроводящем контуре внутри сосуда 3 с жидким гелием; 4 — сверхпроводящее кольцо, которое создает магнитное поле H (на рисунке обозначены его силовые линии); 5 — магнитная стрелка, с помощью которой отслеживаются изменения магнитного поля

В свое время еще Оннес поставил такой опыт: поместил в сосуд с жидким гелием, который служил охладителем, кольцо из сверхпроводника, в котором циркулировал ток (рис. 10). Если бы сверхпроводник имел отличное от нуля сопротивление, ток в кольце уменьшался бы и тогда изменялось бы магнитное поле, которое создает такой кольцевой ток. Магнитное поле можно

регистрировать вне сосуда с жидким гелием. За его изменением следили просто по стрелке компаса. За те несколько часов, которые были в распоряжении Оннеса, пока не испарился жидкий гелий, никакого изменения магнитного поля не было обнаружено. Впоследствии этот опыт повторялся. В 1950-е гг. за магнитным полем подобного кольца следили около полутора лет и также не обнаружили никакого изменения. Таким образом, точность утверждения о нуле сопротивления стала поистине фантастической. Если даже считать, что в пределах этой точности у сверхпроводника есть какое-то небольшое сопротивление, то и тогда уменьшение тока в небольшой катушке можно будет заметить лишь через миллионы лет.

Фазовый переход

Физики давно убедились, что сопротивление сверхпроводника I рода постоянному электрическому току равно нулю, и мы надеемся, что вы в это тоже поверили. Это значит, что сверхпроводник принципиально отличается от самого хорошего

нормального проводника с очень маленьким сопротивлением. Это два разных состояния вещества. В физике об этом говорят так: металл может существовать в нормальном состоянии (при температуре, большей T_c) и в сверхпроводящем состоянии (при температуре, меньшей T_c). Оба эти состояния называются в физике фазами. Такое специальное название придумано, чтобы подчеркнуть: вещество находится в равновесии. Это очень важное физическое понятие.

Проще всего проиллюстрировать, что такое равновесное состояние, представив, как маленький стальной шарик катается в рюмке (рис.). Из-за трения в конце концов он успокоится в центральной точке дна рюмки. Это и будет его равновесным состоянием, которому совершенно всё равно, с какой



Рис. 16. Стальной шарик, катающийся в рюмке

стороны начал скатываться шарик. Равновесным является то состояние, в котором шарик имеет наименьшую энергию.

Теперь представьте, что шарик в рюмке — условный образ металлического образца. Если мы охлаждаем его, то при каждой температуре у него есть «энергия равновесия». Кривые на рис. изображают зависимость энергии равновесия от температуры для нормальной фазы и для сверхпроводящей фазы. Мы как бы сравниваем, у какой рюмки дно ниже. Именно при критической температуре T_c их положение одинаково, шарик может «перескочить» из нормальной фазы в сверхпроводящую. Такой переход называется **фазовым переходом**.

Для сравнения можно привести и другие примеры фазовых переходов, наверняка хорошо известные из повседневной практики: превращение воды в лед при охлаждении и превращение воды в пар при нагревании. Кипение — это переход из жидкой фазы в газообразную, а плавление — из твердой фазы в жидкую. Конечно, наш опыт обычно относится к значительно большим температурам, чем температуры сверхпроводящих фазовых переходов: вода замерзает при 0°C , или 273 K , а кипит при 373 K (при нормальном атмосферном давлении).

У сверхпроводящего фазового перехода по сравнению, скажем, с плавлением есть одно важное отличие: кривые (рис.) пересекаются, мы как бы непрерывно переходим с одной кривой на другую. Это означает, что на сам переход энергию затрачивать не надо. Напротив, чтобы расплавить лед, уже находящийся при температуре 273 K , еще нужно затратить значительную энергию.

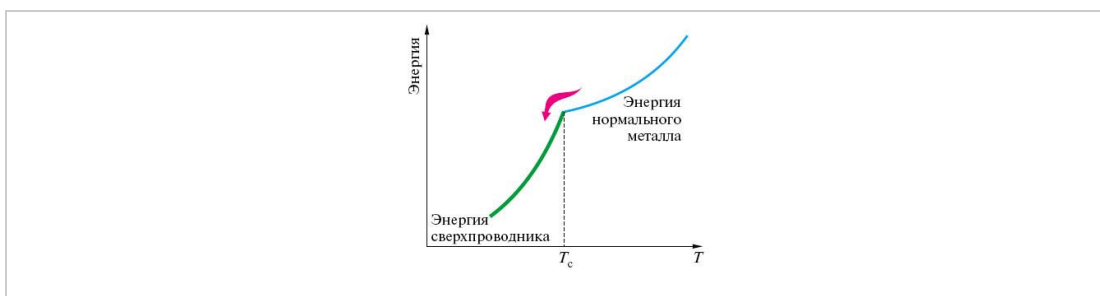


Рис. 17. Стрелка показывает, как меняется энергия исследуемого металлического образца при охлаждении. При достижении критической температуры происходит фазовый переход и зависимость энергии от температуры меняется от нормальной к сверхпроводящей. Фазовые переходы могут происходить при различных условиях, и в зависимости от них равновесные фазы вещества определяются разными энергетическими характеристиками. Мы пользуемся одним словом — энергия

Это важное отличие говорит физику о том, что в сверхпроводящей фазе по сравнению с нормальной электроны обретают порядок движения. Для того чтобы это стало понятнее, представьте, что вы сидите в концертном зале. По сцене расхаживают танцоры, однако сам танец еще не начался и никакого порядка в их движении нет. Но вот зазвучала музыка, и вы сразу увидели смысл в движениях: начался танец, появился порядок — произошел фазовый переход.

А вот как выглядел бы в том же концертном зале фазовый переход плавления или, лучше, переход кристаллизации — при понижении температуры. Здесь на сцену как бы выходит балетмейстер, который расставляет участников концерта в намеченные режиссером позиции.

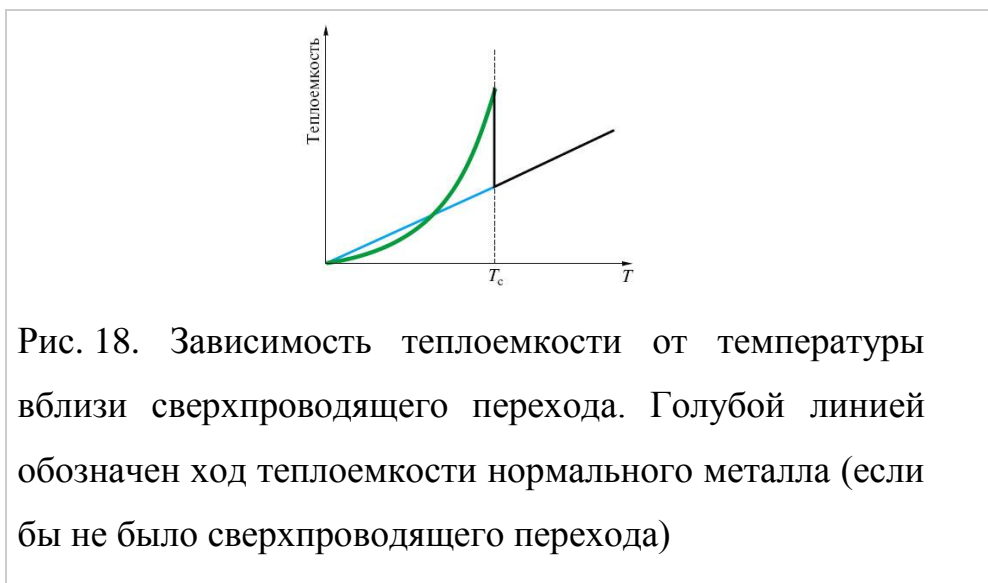
Сравнение фазовых переходов с танцами крайне условно. Это лишь аналогия, позволяющая указать на два различных типа фазовых переходов, которые в физике называют переходами I рода (например, плавление) и II рода (сверхпроводящий фазовый переход).

Теплоемкость

При сверхпроводящем фазовом переходе электрическое сопротивление меняется скачком, а энергия — непрерывно. Скачком меняется также одна из самых важных тепловых величин — теплоемкость, или количество теплоты, необходимое для изменения температуры вещества. Есть легко запоминающееся правило: для того чтобы в комнатных условиях нагреть 1 г

воды на 1 градус, нужна 1 калория теплоты (1 кал чуть больше, чем 4 Дж; 1 джоуль — это работа силы 1 ньютон на расстоянии 1 м). Это правило означает, что теплоемкость воды при комнатной температуре равна единице.

Обычно при охлаждении вещества его теплоемкость уменьшается; в момент сверхпроводящего перехода, однако, она скачком увеличивается приблизительно в 2,5–3 раза (см. рис.).



Для сравнения приведем значения теплоемкости некоторых веществ при комнатной температуре и значения теплоемкости в нормальной фазе накануне сверхпроводящего перехода:

Обо всём этом мы пишем для того, чтобы вы поняли, в чем состоит работа физика. Ведь впоследствии может оказаться, что поведение физических величин важно для технических применений. Особенно важно и интересно необычное поведение. Например, «скачок» наверняка когда-нибудь окажется полезным инженеру.

Вещество	Теплоемкость, Дж/(кг·К)	Теплоемкость, кал/(г·К)
Вода	$4,19 \cdot 10^{-3}$	1
Ацетон	$2,18 \cdot 10^{-3}$	0,52
Алюминий	$0,9 \cdot 10^{-3}$	0,216
Железо	$0,46 \cdot 10^{-3}$	0,11
Ртуть	$0,14 \cdot 10^{-3}$	0,033
Свинец	$0,13 \cdot 10^{-3}$	0,031
Алюминий (при $T = 2$ К)	$0,1 \cdot 10^{-6}$	0,00024
Ртуть (при $T = 6$ К)	$1,1 \cdot 10^{-5}$	0,00260
Свинец (при $T = 8$ К)	$7,3 \cdot 10^{-6}$	0,00175

Скажем, температура меняется непрерывно, а сопротивление или теплоемкость меняется сильно, — значит, таким способом малыми усилиями можно пустить ток или начать иной процесс. Поэтому физики очень тщательно изучают особенности поведения физических величин; одна из них изображена на рис. 13. Именно такой всплеск теплоемкости — характерный признак фазового превращения.

Два типа электронов

Мы уже говорили, что электронный газ в металлах образуют те же самые электроны, которые участвуют в проводимости. Конечно, это приближенное описание металла, и его главный недостаток состоит в следующем. Частицы идеального газа не взаимодействуют друг с другом. Самое простое представление о них — миллиардные шары, которые могут сталкиваться между собой, но никак иначе не влияют на положение друг друга. Уже на основе такого представления можно понять некоторые явления, поэтому оно было использовано в главе «Открытие сверхпроводимости».

Однако частицы электронного газа заряжены и взаимодействуют между собой по закону Кулона. Более точно сравнивать их с жидкостью. Л. Д. Ландау любил по этому поводу говорить: «Закон Кулона никто не отменял». Он использовал представление о жидкости для создания теории ферми-жидкости электронов.

Жидкость занимает как бы промежуточное положение между газом и твердым телом. Частицы газа далеко друг от друга, они почти независимы. Частицы жидкости ближе, они уже «чувствуют» друг друга, их взаимодействие достаточно, чтобы удерживать их вместе, но недостаточно, чтобы они заняли устойчивые положения в узлах кристаллической решетки твердого тела.

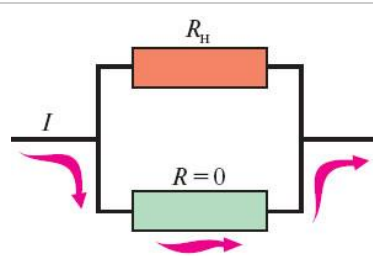


Рис. 13. При понижении температуры падает количество нормальных электронов, а с ним уменьшается и теплоемкость (см. пред. рис.), и теплопроводность сверхпроводника

Поэтому будем считать электроны проводимости в металле электронной жидкостью и сравнивать ток с ее течением, а не с ветром в газе. В 1934 году голландские физики К. Гортер и Х. Казимир предложили рассматривать сверхпроводник как смесь двух электронных жидкостей — нормальной и сверхпроводящей. Нормальная электронная жидкость обладает теми же свойствами, что и электроны в нормальном металле, а сверхпроводящая течет без трения. Обе жидкости сосуществуют, они как бы тщательно перемешаны, в каждом кусочке сверхпроводника есть электроны обоих сортов. Количество, или, точнее, доля, сверхпроводящих электронов зависит только от температуры. Когда металл охлаждается до критической температуры, то появляются сверхпроводящие электроны, а при абсолютном нуле все электроны являются сверхпроводящими.

Сверхпроводник, через который течет постоянный ток, можно представить в виде эквивалентной электрической схемы (рис.): два параллельно соединенных электрических сопротивления, одно из которых

обращается в нуль при сверхпроводящем переходе. Нулевое сопротивление шунтирует цепь, и весь ток идет по сверхпроводящей ветви. Значит, какова бы ни была плотность сверхпроводящей электронной жидкости, если она есть, то и сверхпроводимость есть — мы регистрируем нулевое сопротивление и не можем заметить «нормальную ветвь». Но чем больше плотность сверхпроводящих электронов, тем больший сверхпроводящий ток способна пропустить цепь. Сверхпроводящие электроны стремятся взять на себя весь ток, но зато они оказываются неспособными проводить теплоту, т.е. переносить энергию из одного конца образца в другой.

Критический ток

Есть и еще один критический параметр, который ограничивает существование сверхпроводимости. Это критический ток. Но поскольку критический ток зависит от размеров образца, лучше говорить о критической плотности тока, т.е. о токе, который способен пропустить сверхпроводник через единичное поперечное сечение. Эту величину обозначают j_c и измеряют в A/m^2 (в системе СИ), а также в A/cm^2 и других единицах.

Известно, что магнитное поле разрушает сверхпроводимость. Посмотрите на фазовую диаграмму еще раз: чем больше напряженность внешнего магнитного поля, тем меньше температура, при которой наступает сверхпроводимость, а если напряженность поля H превысит H_c , то сверхпроводимости не будет вообще. Но пусть даже внешнее магнитное поле отсутствует. Если по сверхпроводнику пропускается ток, то этот ток будет создавать свое магнитное поле, которое столь же разрушающе будет действовать на сверхпроводимость. Таким образом, критическим должен становиться ток, который создает критическое магнитное поле. Это действительно оказывается так на опыте.

До сих пор мы часто упоминали два типа токов, которые могут течь в сверхпроводниках.

Во-первых, это замкнутый экранирующий ток, который течет по

поверхности образца и обеспечивает эффект Мейснера. Конечно, экранирующий ток течет только тогда, когда есть внешнее магнитное поле, которое «нужно» не впустить в сверхпроводник.

Во-вторых, через сверхпроводящий образец, включенный в электрическую цепь, может течь транспортный ток, который не зависит от внешнего магнитного поля. Оба эти тока имеют разное «назначение», хотя по сути и то, и другое электрический ток. Магнитное поле любого тока одинаково влияет на сверхпроводимость.

Если ток течет в толще сверхпроводника, то и магнитное поле тока должно создаваться там же. Но одно из главных свойств сверхпроводимости — эффект Мейснера — как раз и состоит в том, что магнитное поле вытесняется из объема сверхпроводника. Значит, и транспортный ток должен выталкиваться на поверхность.

Все токи в сверхпроводниках I рода поверхностные, они текут в тонком слое вблизи границы сверхпроводника с нормальной фазой. По тонким стенкам сверхпроводящей трубки будет течь точно такой же ток, что и по сплошному цилиндру.

Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник

Поподробнее рассмотрим поверхность сверхпроводника, на которой происходят такие важные явления (рис.). Вдоль границы протекает сверхпроводящий ток, который экранирует магнитное поле и не пускает его в глубь материала (на рисунке — влево). Этот ток течет в некотором приповерхностном слое. Если утончать этот слой, то плотность тока будет возрастать, что в конце концов приведет к разрушению материала. Но раз экранирующий ток распространяется на определенную толщину, то и магнитное поле проникает на такое же расстояние в глубь сверхпроводника и его напряженность уменьшается вглубь постепенно. На рис. показано, как ведут себя напряженность внешнего магнитного поля и плотность тока в зависимости от расстояния в глубь сверхпроводника от плоской границы. Обе

эти величины экспоненциально убывают, распространяясь на глубину, которую обычно обозначают λ_L и называют лондоновской глубиной проникновения (в честь братьев Лондон).

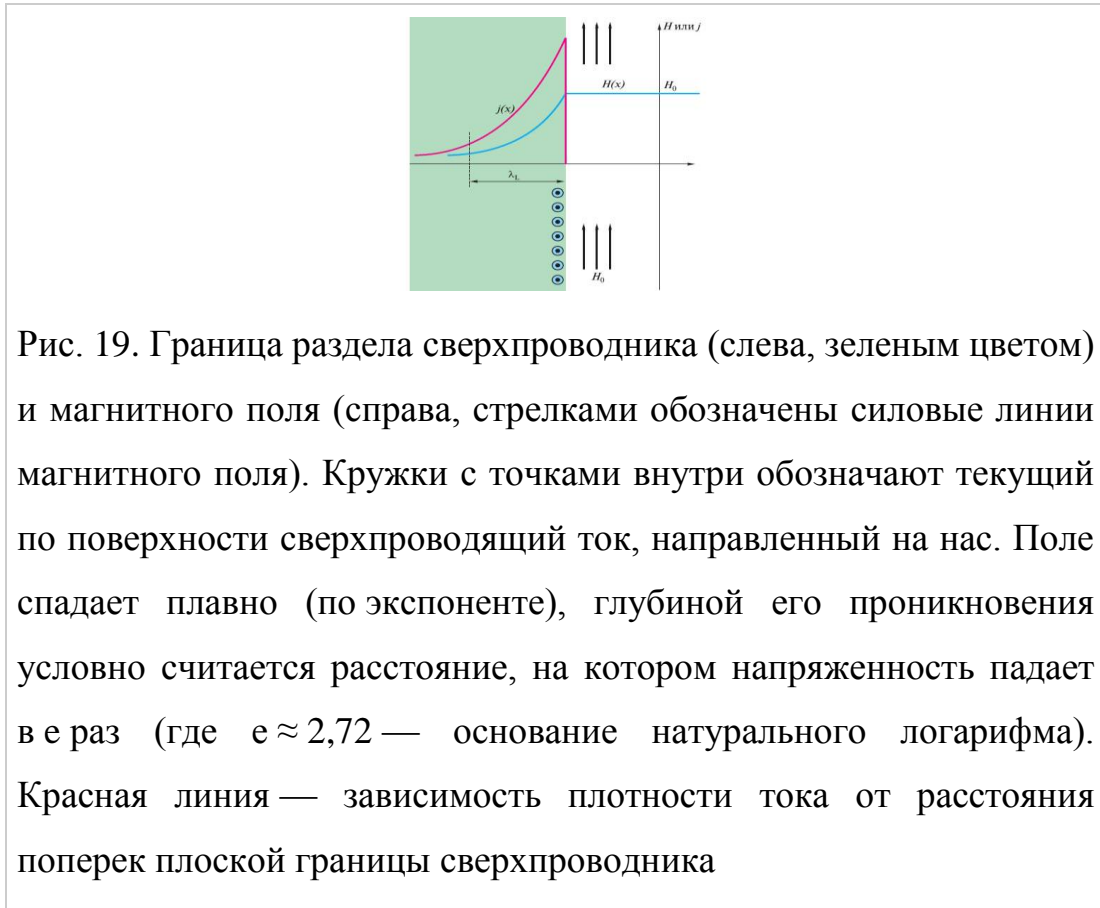


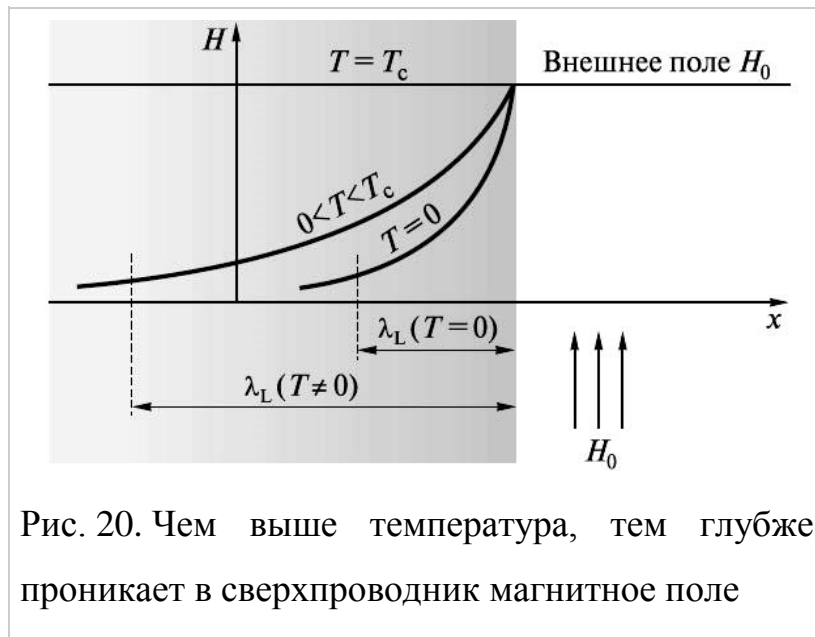
Рис. 19. Граница раздела сверхпроводника (слева, зеленым цветом) и магнитного поля (справа, стрелками обозначены силовые линии магнитного поля). Кружки с точками внутри обозначают текущий по поверхности сверхпроводящий ток, направленный на нас. Поле спадает плавно (по экспоненте), глубиной его проникновения условно считается расстояние, на котором напряженность падает в e раз (где $e \approx 2,72$ — основание натурального логарифма). Красная линия — зависимость плотности тока от расстояния поперек плоской границы сверхпроводника

Глубина проникновения λ_L оказывается различной для разных сверхпроводников. Она зависит от свойств материала. Приведем ее значения для некоторых сверхпроводников (в ангстремах):

Олово	$\lambda_L = 510 \text{ \AA}$	Ртуть	$\lambda_L = 410 \text{ \AA}$
Алюминий	$\lambda_L = 500 \text{ \AA}$	Ниобий	$\lambda_L = 470 \text{ \AA}$
Свинец	$\lambda_L = 390 \text{ \AA}$	Таллий	$\lambda_L = 920 \text{ \AA}$

Данные значения λ_L относятся к нулевой температуре и отражают проникновение магнитного поля как бы при «максимальной» сверхпроводимости, когда все электроны становятся «сверхпроводящими», а «нормальная» электронная жидкость совсем исчезает. С ростом температуры от нуля до критической λ_L возрастает. Исчезновение сверхпроводимости при нагревании можно представить как процесс всё большего проникновения

магнитного поля, пока наконец при критической температуре оно не захватит весь образец (см. рис.).



Численные значения глубины проникновения магнитного поля даны в ангстремах (\AA). Это атомная единица длины: $1 \text{\AA} = 10^{-8} \text{ см} = 0,1 \text{ нм}$. Обычно расстояния между атомами в кристаллах составляют несколько ангстрем, причем изменение этих расстояний даже на одну сотую ангстрема существенно влияет на свойства кристалла.

Глубина проникновения оказывается гораздо больше, чем эти атомные расстояния. Область проникновения магнитного поля и сверхпроводящего тока распространяется на сотни и тысячи атомных слоев. Если она будет «слишком» тонкой, «не успеют» сформироваться сверхпроводящие свойства. Ведь сверхпроводимость — это свойство системы атомов, а не отдельных атомов.

Впрочем, с точки зрения обыденных размеров глубина проникновения достаточно мала: $\lambda_L \approx 10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}$.

Величины в несколько миллионных долей сантиметра вполне оправдывают слова «вытеснение на поверхность». В экспериментах на «толстых» образцах это так и есть.

Влияние формы сверхпроводника на проникновение магнитного поля и на сверхпроводящий переход

До сих пор мы обсуждали самую простую ситуацию: у плоской границы большого куска сверхпроводника создавали параллельное этой границе магнитное поле и выясняли, как оно влияет на сверхпроводимость (см. рис. 16). Однако в физических исследованиях и технических приложениях обычно используются сверхпроводящие образцы значительно более сложной формы. В таких случаях влияние магнитного поля также усложняется.

Например, вполне реально создание сверхпроводящей пленки, толщина d которой меньше глубины проникновения λ_L . (Тонкая пленка нужна, например, для измерительных приборов.) Она оказывается слишком тонкой и не может полностью экранировать магнитное поле. Ток течет по всей ее толщине, а магнитное поле проникает внутрь, лишь слегка ослабляясь (см. рис.21).

В объеме сверхпроводника магнитное поле существовать не может. Только в пограничном слое толщиной λ_L происходит его «противоборство» со сверхпроводимостью, на что «тратится» часть «сверхпроводящего выигрыша в энергии». В пленках это удается «обойти», что сразу приводит к эффектному результату: критическое магнитное поле тонкой пленки гораздо больше, чем массивного образца из того же материала. Можно сказать, что оно увеличивается приблизительно во столько же раз, во сколько глубина λ_L больше толщины d , т.е. в λ_L/d раз. Таким образом можно получить увеличение критического поля почти в 100 раз. И всё потому, что удалось убрать явное «противоборство» магнитного поля и сверхпроводимости. Разрушить сверхпроводимость стало гораздо сложнее.

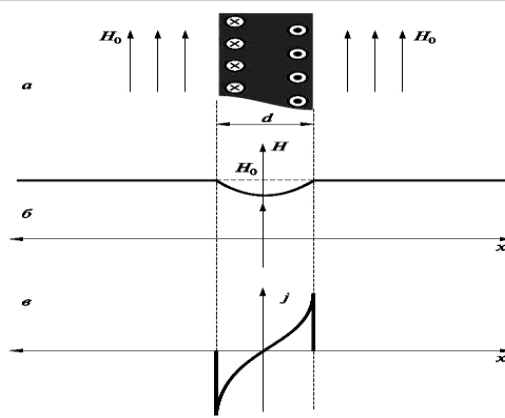


Рис.21. Тонкая пленка сверхпроводника толщиной d в магнитном поле (рис. *a*). Силовые линии поля обозначены стрелками, кружки с точками (с крестиками) внутри обозначают линии тока, направленного на нас (от нас). На графиках *б* и *в* показаны зависимости напряженности H и плотности тока j от расстояния поперек пленки

Промежуточное состояние

Теперь мысленно внесем в магнитное поле, пока небольшое, сверхпроводящий шар (рис.22). В пограничном слое толщиной λ_L вдоль поверхности шара возникнут экранирующие токи, которые вытеснят магнитное поле. Пусть диаметр этого шара гораздо больше λ_L , поэтому тоненький пограничный слой на рисунке не обозначен. Пока будем считать, что магнитное поле полностью выталкивается из шара.

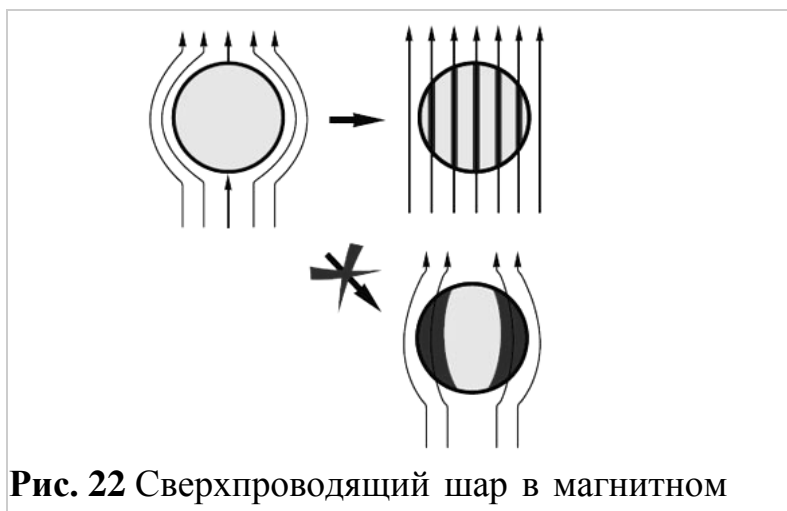


Рис. 22 Сверхпроводящий шар в магнитном

поле. Небольшое магнитное поле полностью выталкивается из шара. В достаточно большом магнитном поле возникает промежуточное состояние. Через нормальные области проходят силовые линии поля. Области, в которых сохраняется сверхпроводимость, закрашены зеленым

Однако тогда оно становится неодинаковым в различных местах у поверхности шара. Его значение у «полюсов» шара оказывается меньшим, чем первоначальное, а значение у «экватора» — большим.

Будем увеличивать магнитное поле и посмотрим, что произойдет, когда его экваториальное значение достигнет критического. Такое поле должно разрушить сверхпроводимость в близлежащей области шара и проникнуть туда. На первый взгляд, получилась бы картина, изображенная на рисунке, где в экваториальные области проникло магнитное поле и они перешли в нормальное состояние. Но при этом уменьшается напряженность самого поля. Представьте снова поток жидкости на месте силовых линий магнитного поля. Проникнув в шар, жидкость как бы разливается вширь, зато уменьшает свой уровень. Но ведь уменьшенное поле будет ниже критического, оно не должно разрушать сверхпроводимость. Налицо противоречие в наших рассуждениях.

Наибольший вклад в его разрешение внес Л. Д. Ландау. Образец разбивается на чередующиеся нормальные и сверхпроводящие зоны (см. рис.23) и «пропускает» поле через свои нормальные области. Такое состояние называют промежуточным. Наиболее наглядно промежуточное состояние удастся наблюдать в сверхпроводящей пластине, ориентированной перпендикулярно полю. Если пластина достаточно протяженная, то практически никакое магнитное поле не может обогнуть ее. Сколь угодно слабое поле должно создавать каналы для своего проникновения. В этих каналах силовые линии поля сгущаются, и напряженность поля как раз равна критической.

Поперечные размеры нормальных полос составляют, например, около 0,01 см, т.е. их вполне можно наблюдать легко вооруженным глазом.

Изготовим пластину из сверхпроводника с низкой критической температурой (допустим, из алюминия с $T_c = 1,18$ К), а на ее поверхность насыпаем оловянный порошок ($T_c = 3,7$ К). Тогда в алюминиевой пластине может существовать промежуточное состояние, а частицы олова останутся сверхпроводящими и будут выталкиваться из нормальных областей, собираясь над сверхпроводящими. Если такую картину сфотографировать, тогда мы



Рис. 23. Схематическое изображение промежуточного состояния сверхпроводящей пластины, ориентированной перпендикулярно магнитному полю

увидим распределение нормальных и сверхпроводящих областей, пример которого показан на рис. Впечатляющие опыты по исследованию структуры промежуточного состояния провел в 1940-е гг. А. И. Шальников. Например, он составил «карту» распределения нормальных и сверхпроводящих областей в экваториальной плоскости шара, перпендикулярной направлению магнитного поля. Для этого он разрезал пополам оловянный шарик, добился почти полного

отсутствия дефектов, развел полушария на минимальное расстояние и исследовал промежуток с помощью висмутового щупа (сопротивление висмута сильно зависит от магнитного поля). Всё это было сделано в сосуде с жидким гелием и требовало весьма изощренного искусства экспериментатора.

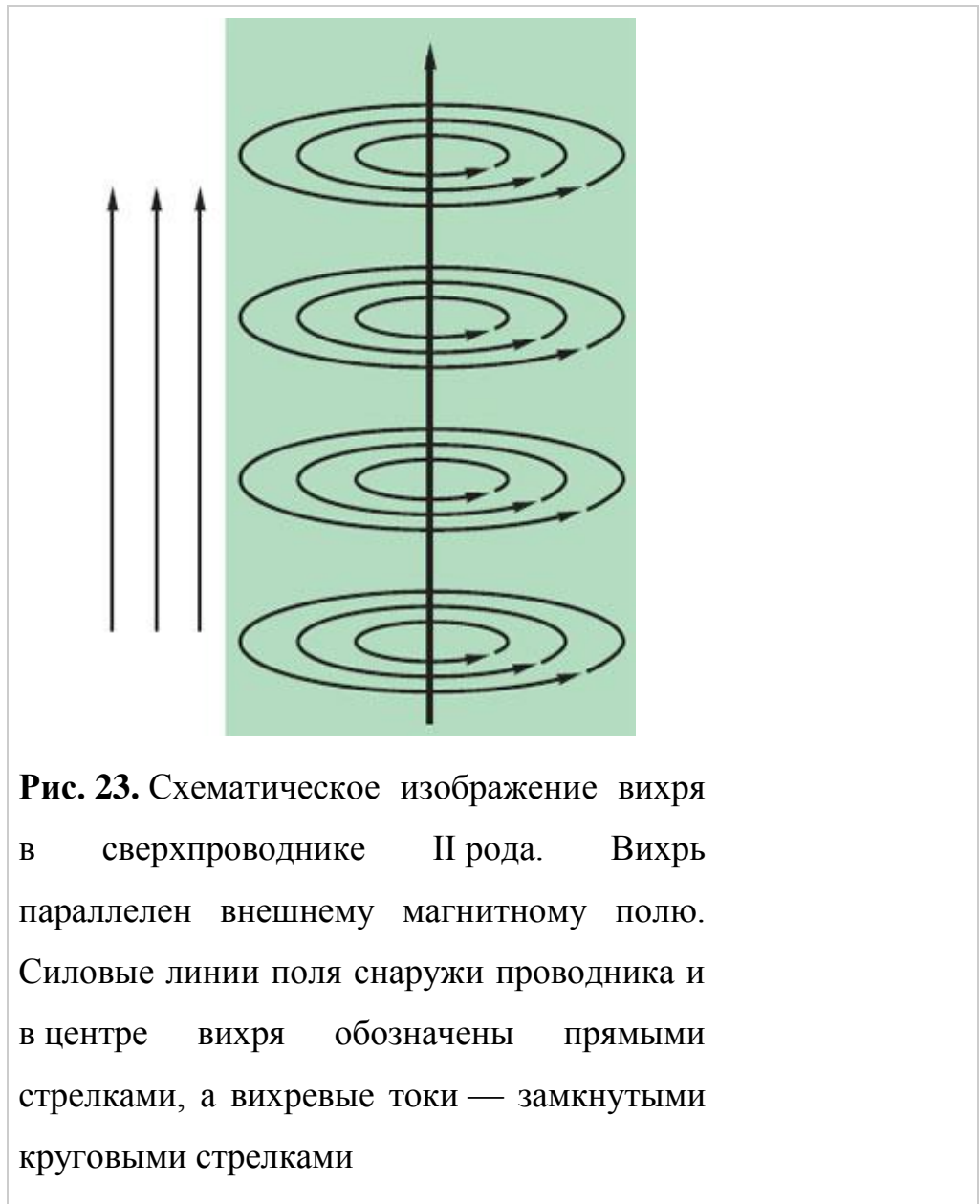
По мере увеличения магнитного поля размеры сверхпроводящих областей уменьшаются. Эти области исчезают совсем, когда напряженность внешнего магнитного поля достигает критического значения и весь образец переходит в нормальное состояние.

Сверхпроводники II рода

Оказывается, промежуточное состояние возникает не у всех сверхпроводящих материалов. Существует целый класс сверхпроводников, в которые магнитное поле проникает по-другому. Это в основном сплавы, а из чистых элементов — ниобий. Они получили название сверхпроводников II рода. Первоначально изучавшиеся сверхпроводники, такие, как ртуть, свинец, алюминий, называли сверхпроводниками I рода.

Чем различаются эти два рода сверхпроводимости?

Сверхпроводники I рода вытесняют магнитное поле и способны «бороться» против него, пока его напряженность не достигла критического значения H_c . Выше этого предела вещество переходит в нормальное состояние. В промежуточном состоянии образец как бы впускает в себя магнитное поле, однако с точки зрения физики точнее сказать, что образец просто разбивается на «большие» соседствующие куски — нормальные и сверхпроводящие. Через нормальные «протекает» магнитное поле напряженностью H_c , а в сверхпроводящих, как и положено, магнитное поле равно нулю. Если мы «приблизим» к себе любой клочок границы между такими областями, то увидим картинку рис. 16 — экранирование поля.



Сверхпроводники II рода также вытесняют магнитное поле, но только очень слабое. При повышении напряженности магнитного поля сверхпроводник II рода «находит возможность» впустить поле внутрь, одновременно сохраняя сверхпроводимость. Это происходит при напряженности поля, намного меньшей H_c : в сверхпроводнике самопроизвольно зарождаются вихревые токи.

Вихревое состояние сверхпроводников II рода теоретически предсказал советский физик А. А. Абрикосов в работе, опубликованной в 1957 году.

Токовые вихри можно уподобить длинным соленоидам с толстой обмоткой (рис. 21), только ток в них течет не по проводам, а прямо в толще сверхпроводника, не растекаясь в стороны и не меняя своей силы со временем, — ведь это сверхпроводящий ток. Как и в любой катушке индуктивности из провода, в таком вихре создается магнитное поле, т.е. в толще сверхпроводника формируется нормальный канал, вбирающий в себя струйку потока магнитного поля. Диаметр этого вихревого канала строго задан, он не зависит от внешнего магнитного поля и меняется от сверхпроводника к сверхпроводнику, а численно составляет около 10^{-7} см — гораздо меньше, чем обычные размеры областей промежуточного состояния сверхпроводников I рода.

Вихри

Вихри в сверхпроводниках — очень красивое и не очень обычное явление, и пока их не обнаружили экспериментально, в существование вихрей верили очень немногие.

В сверхпроводнике II рода ось вихря ориентирована параллельно внешнему магнитному полю. Вихри появляются тогда, когда включается поле, и «входить» или «выходить» из образца могут только через «боковую» поверхность. Вихри можно уподобить дыркам в сыре, по ним магнитное поле проникает в толщу сверхпроводника.

Условно можно сказать, что каждый вихрь захватывает и вносит внутрь сверхпроводника «одну» силовую линию магнитного поля. Если повышать напряженность внешнего магнитного поля, то размеры каждого вихря и поток магнитного поля, который они проводят, не увеличиваются. Просто возрастает количество вихрей и уменьшается расстояние между ними.

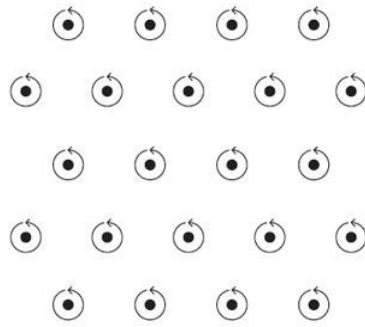


Рис. 24. Так выглядит треугольная решетка вихрей, если смотреть в направлении магнитного поля. Каждый кружок со стрелкой условно изображает вихревой ток, а точка в середине кружка — направленную к нам силовую линию магнитного поля. Каждые три соседних вихря образуют правильный треугольник

Вихри «небезразличны» друг другу: текущие в них токи создают взаимные помехи, поэтому параллельные вихри отталкиваются. Они стараются держаться подальше друг от друга, но когда их много, то отталкивание идет со всех сторон.

Подобно атомам кристалла, вихри образуют правильную решетку. Если смотреть в направлении магнитного поля, как бы с торца цилиндров вихрей, то, как правило, получается картина треугольной решетки, условно изображенная на рис. . Ее удалось наблюдать экспериментально приблизительно теми же способами, что и промежуточное состояние сверхпроводников I рода, но, конечно, с помощью микроскопа.

Вихри возникают, если напряженность внешнего магнитного поля достигает некоторого нового для нас критического значения, называемого нижним критическим полем H_{c1} . В момент, когда напряженность поля достигла значения H_{c1} , в сверхпроводник проникли первые вихри. При дальнейшем повышении напряженности количество вихрей увеличивается, а расстояние между ними уменьшается, т.е. магнитное поле как бы сжимает решетку вихрей до тех пор, пока она не разрушится; тогда вихри сольются и произойдет переход в нормальное состояние. Только в этот момент исчезает

сверхпроводимость. Это происходит при достижении верхнего критического поля H_{c2} .

Вот так сверхпроводник II рода ухитряется «примирять» сверхпроводимость и магнитное поле. Конечно, вне вихрей магнитное поле равно нулю, а сердцевина вихря находится в нормальном состоянии. Но можно рассчитать некоторое среднее поле: внутри сверхпроводника I рода оно будет в точности равно нулю, а в сверхпроводнике II рода — нет (рис. 23). Можно сказать, что H_{c1} гораздо меньше H_c , зато H_{c2} гораздо больше H_c , и это чрезвычайно важно для практического применения сверхпроводимости.

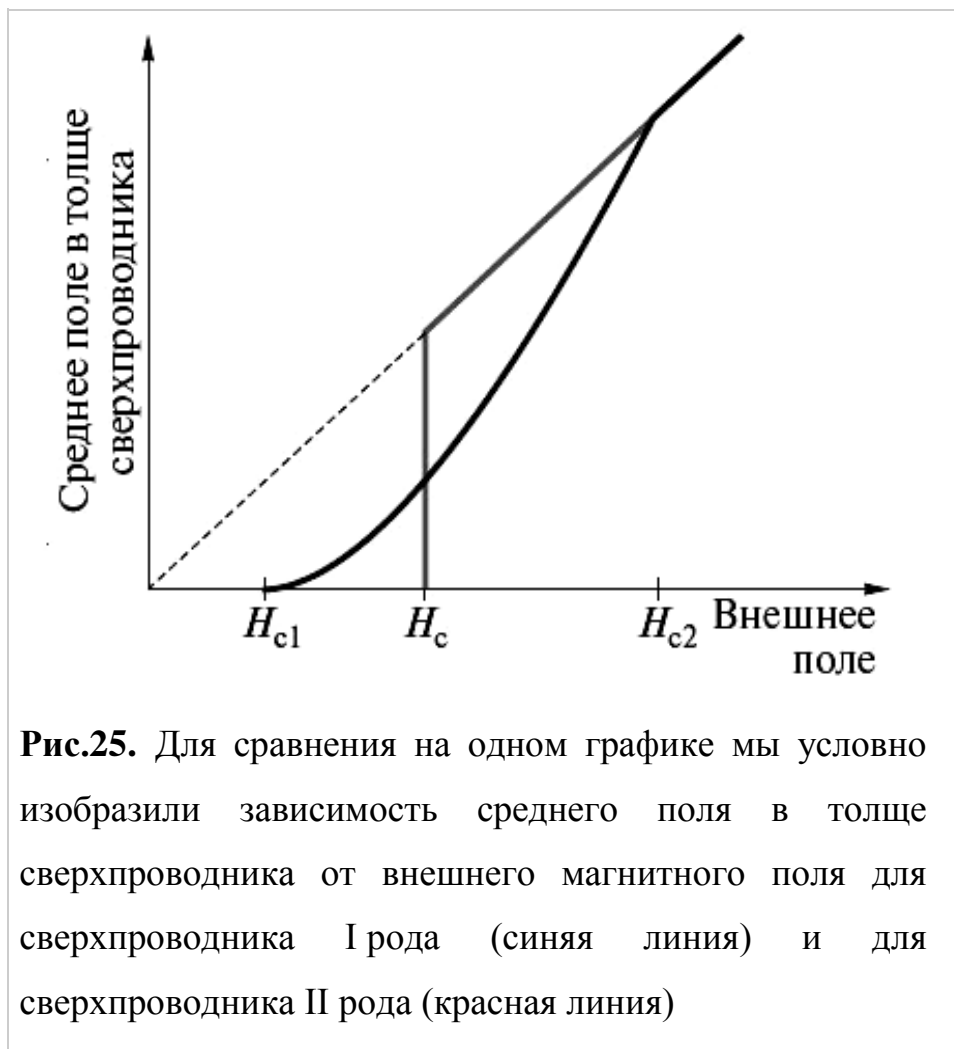


Рис.25. Для сравнения на одном графике мы условно изобразили зависимость среднего поля в толще сверхпроводника от внешнего магнитного поля для сверхпроводника I рода (синяя линия) и для сверхпроводника II рода (красная линия)

Сверхпроводимость II рода значительно труднее разрушить магнитным полем, поскольку велико поле H_{c2} . Из таблицы видно, какие гигантские поля способны выдерживать некоторые сплавы (из которых сейчас изготавливают сверхпроводящие провода) без разрушения сверхпроводимости.

В этой таблице перечислены весьма известные в истории исследования сверхпроводимости II рода вещества. Так, Nb_xTi_{1-x} и Nb_3Sn важны для изготовителей сверхпроводящих проводов, $Nb_3Al_{0,7}Ge_{0,3}$ — первый «водородный» сверхпроводник (т.е. его критическая температура выше

Вещество	T_c , К	H_{c2} , Э, при 4,2 К
Nb_xTi_{1-x} ($x \approx 0,5$)	8–10	90 000 – 130 000
V_3Ga	14,5	220 000
Nb_3Sn	18	230 000
V_3Si	17	230 000
Nb_3Ga	20,3	340 000
$Nb_3Al_{0,7}Ge_{0,3}$	20,7	370 000
Nb_3Ge	24	400 000

температуры кипения жидкого водорода), Nb_3Ge — «чемпион» по критической температуре до 1986 года, до открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). У ВТСП-материалов верхние критические поля еще больше. Например, у керамики $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ поле H_{c2} при температуре 4,2 К превышает $2 \cdot 10^6$ Э! Если вам нужны высокие магнитные поля, то без таких материалов их не получить.

Движение вихрей

Вихрь как целое может передвигаться в толще сверхпроводника. Ведь это вихревой ток, который взаимодействует с другим током или магнитным полем. Оказывается, что движение такого вихря происходит с трением, и это не очень приятное обстоятельство.

Если пропускать по сверхпроводнику какой-либо ток — транспортный ток, он начнет взаимодействовать с вихрями и двигать их. На трение вихрей

при их движении будет затрачиваться энергия. Но это означает, что возникло электрическое сопротивление и перестало «работать» одно из главных свойств сверхпроводимости.

Получается, что критическая плотность тока сверхпроводников II рода определяется не количеством сверхпроводящих электронов и не количеством вихрей, а их способностью к движению. Ток без сопротивления течет только тогда, когда вихри удастся как-то закрепить.

Это возможно, поскольку вихри «цепляются» за дефекты кристаллической решетки металла. Конечно, сила их взаимодействия с дефектами зависит от вида дефекта. Вихрь просто «не заметит» единичный дефектный атом: атом слишком мал для него. Удержать на себе вихри способны лишь «протяженные» дефекты — искажения кристаллической решетки, включающие мириады атомов. Тогда транспортный ток будет обтекать вихри без сопротивления.

Вот такой парадокс: чтобы увеличить проводимость нормального металла, металлурги стараются сделать его как можно чище и совершенней. А для того чтобы сверхпроводник был способен нести как можно больший ток без сопротивления, надо его специальным образом «портить».

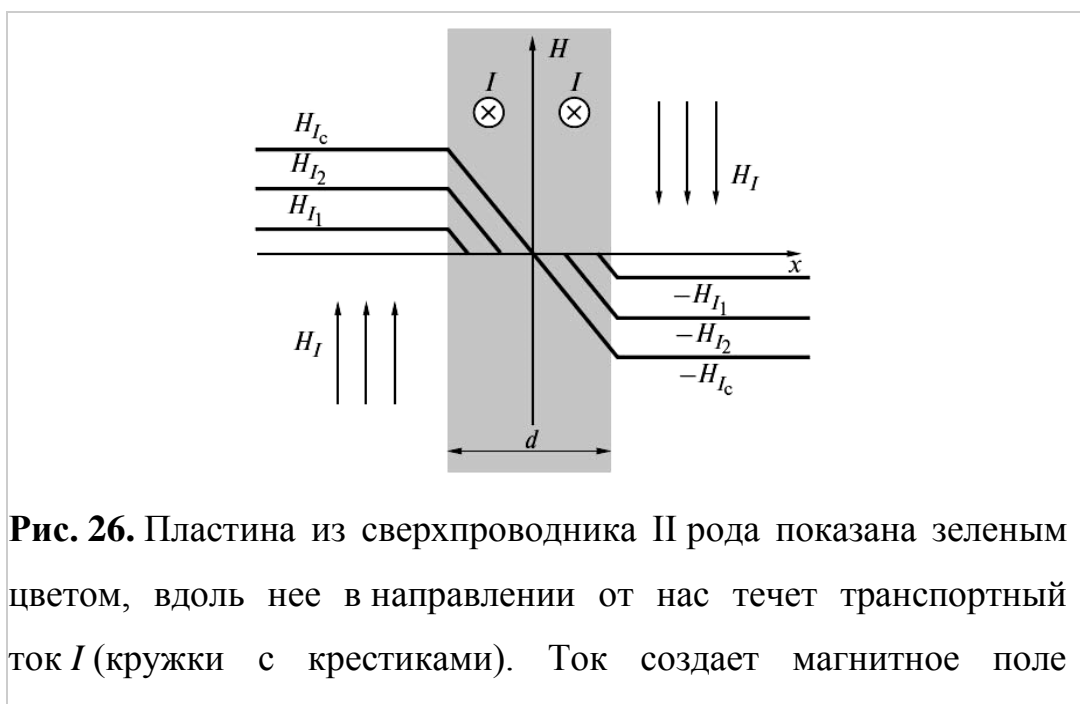


Рис. 26. Пластина из сверхпроводника II рода показана зеленым цветом, вдоль нее в направлении от нас течет транспортный ток I (кружки с крестиками). Ток создает магнитное поле

напряженностью H_I , обозначенное стрелками по бокам. На рисунок наложен график зависимости поля H_I от расстояния x при значениях тока I , вплоть до критического $I = I_1, I_2, I_c$

Опишем более подробно и наглядно столь непривычную картину протекания тока. Пусть у нас есть сверхпроводящая пластина II рода, вдоль которой мы начинаем пропускать транспортный ток, постепенно увеличивая его силу (рис.). Ток I создает вокруг пластины магнитное поле H_I . Если ток I мал, то и поле H_I мало. Оно не проникает в пластину, на поверхности течет экранирующий мейснеровский ток. Когда транспортный ток I увеличивается настолько, что его магнитное поле H_I сравнивается с нижним критическим полем H_{c1} , то в пластину с обеих сторон начинают проникать вихри и на дефектах закрепляются вблизи поверхности. Чем больше ток, тем больше вихрей входит в пластину (и тем сильнее проникает туда магнитное поле). Вихри продвигаются всё дальше к середине пластины и в какой-то момент достигают ее. При этом везде в сечении пластины плотность тока равна критической, а магнитное поле проникает вплоть до середины пластины, где оно меняет знак.

Захват магнитного потока

Свернем сверхпроводящий материал в «бублик» (кольцо). Поместим его в магнитное поле, а затем охладим и переведем в сверхпроводящее состояние (рис.). Тогда из толщи «бублика» поле вытолкнется, а в дырке по-прежнему останется.

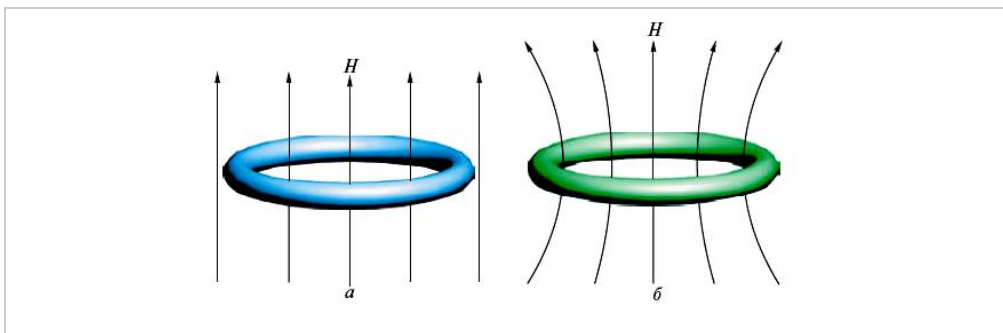


Рис. 27. Сверхпроводящее кольцо в магнитном поле (а);
сверхпроводящее кольцо захватило магнитное поле (б)

Оказывается, что сверхпроводящий «бублик» в точности сохраняет захваченное, или, как еще говорят, «замороженное», поле. Его изменениям препятствует закон электромагнитной индукции. Если попытаться изменить магнитный поток через кольцо, то в самом кольце наведется ток, препятствующий изменению. Поскольку кольцо сверхпроводящее, ток не затухает — магнитный поток остается неизменным.

Напомним, что магнитный поток через дырку кольца — это просто произведение площади S дырки на напряженность H перпендикулярного магнитного поля.

Более того, оказывается, что захваченный магнитный поток может принимать только определенные значения. Грубо говоря, это значения: 0, 1, 2, 3, ... и так далее все целые числа, а величина единички $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб. Отнеситесь к этой величине с уважением — это фундаментальная физическая постоянная, которая связана с другими фундаментальными физическими постоянными формулой

$$\Phi_0 = \pi \hbar c / e,$$

где \hbar — постоянная Планка (в честь немецкого физика Макса Планка); c — скорость света; e — заряд электрона (который не стоит путать с основанием натурального логарифма). Мы надеемся, что величина $\pi \approx 3,14$ нашим читателям знакома.

Единица магнитного потока Φ_0 называется *квантом потока*. Магнитный поток обязательно равен целому числу квантов.

Один квант потока очень мал, но всё-таки удалось экспериментально зарегистрировать квант потока через сверхпроводящее кольцо. Для сравнения:

поток довольно слабенького естественного магнитного поля Земли через площадь 1 мм^2 равен приблизительно 25 000 квантов.

Квантование потока через кольцо — важное и красивое явление, выражение квантовых свойств в больших масштабах. Но еще более важно и вполне логично, что вихри в сверхпроводниках II рода несут ровно один квант магнитного потока. Их вполне можно сравнить с фундаментальными элементарными частицами, у которых есть свой «заряд» — квант потока.

Влияние кристаллической решетки

Забудем пока о реальной структуре твердых тел со всеми их дефектами и отклонениями от регулярности и будем считать, что атомы металла выстроены в идеально правильную кристаллическую решетку. Самый простой пример такой решетки из одинаковых атомов изображен на рис.. Исчезновение электрического сопротивления, экранирование внешнего магнитного поля, скачок теплоемкости при сверхпроводящем фазовом переходе — все эти свойства относятся к электронам. Кристаллическая решетка представляет собой как бы сосуд, емкость, в которую налита электронная жидкость.

И на первый взгляд кажется, что при сверхпроводящем переходе меняются свойства жидкости, а сосуд здесь ни при чем.

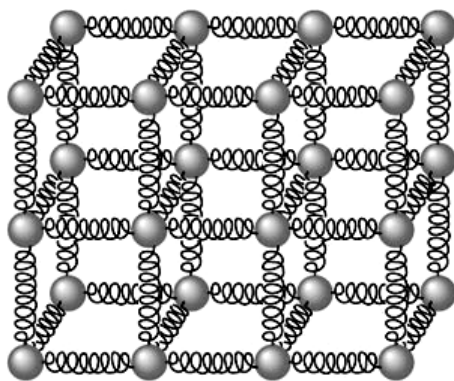


Рис. Схема расположения атомов в простом кристалле. Каждый шарик — равновесное положение атома, а пружинки между ними условно изображают связи, силы, действующие между атомами

Оказывается, что это первое впечатление неверно. Действительно, в подавляющем большинстве случаев сверхпроводящий переход почти не влияет на решетку. Но кристаллическая решетка на сверхпроводимость влияет; более того, она определяет сверхпроводимость, причем исключений из этого закона пока не обнаружено.

Существует много видов кристаллических решеток. Часто одно и то же вещество может иметь кристаллические решетки разных видов, т.е. одни и те же атомы могут быть расположены друг относительно друга по-разному (рис.).

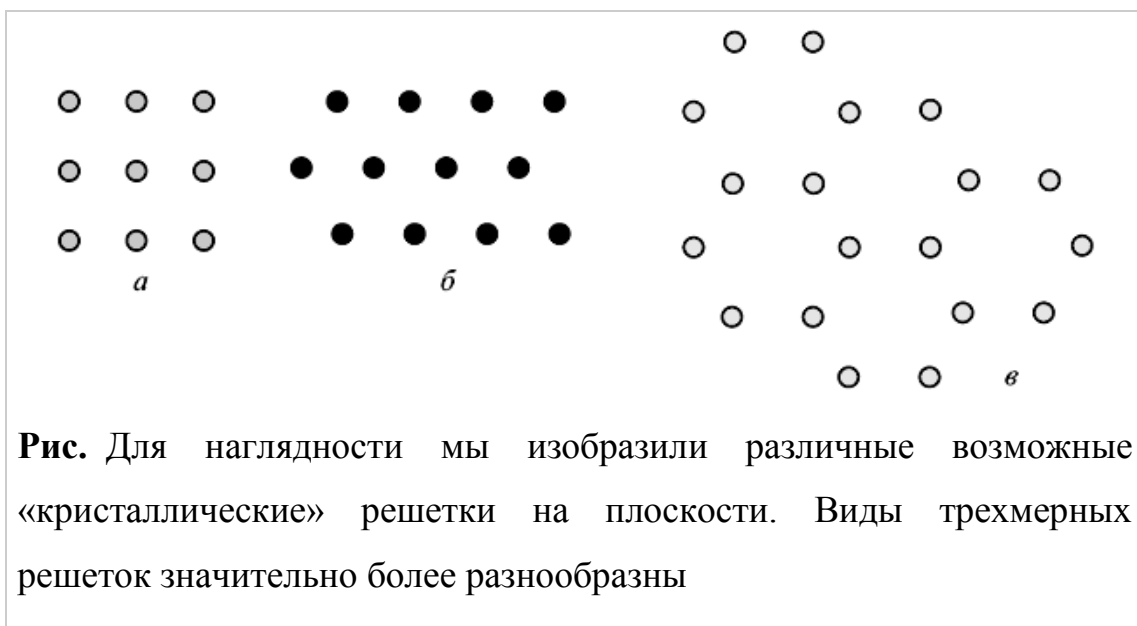


Рис. Для наглядности мы изобразили различные возможные «кристаллические» решетки на плоскости. Виды трехмерных решеток значительно более разнообразны

Переход от одного типа кристаллической решетки к другому происходит при изменении либо температуры, либо давления, либо еще какого-нибудь параметра. Такой переход, как и возникновение сверхпроводимости, и плавление, является фазовым.

Влияние кристаллической решетки на сверхпроводимость продемонстрировал открытый в 1950 году изотоп-эффект.

При замене одного изотопа на другой вид кристаллической решетки не меняется, электронная жидкость вообще не затрагивается, меняется только масса атомов. Оказалось, что от массы атомов зависит T_c многих сверхпроводников. Чем меньше масса изотопа, тем выше T_c . Более того, вид этой зависимости позволил утверждать, что T_c пропорциональна частоте

колебаний атомов решетки, и это сыграло существенную роль в понимании механизма сверхпроводимости. Поэтому, прежде чем переходить к рассказу о природе сверхпроводимости, стоит более подробно описать колебания решетки и ввести новое действующее лицо книжки.

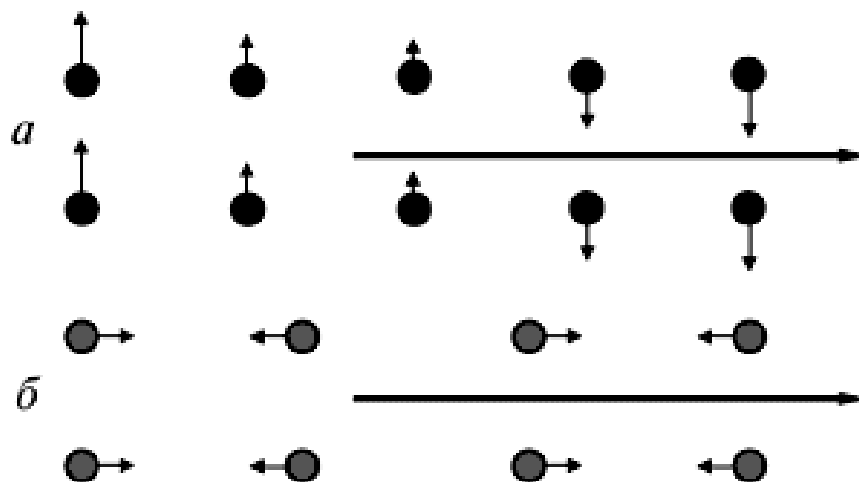


Рис. Бегущая по кристаллической решетке волна — это согласованное движение атомов. Из рис. *a* и *б* видно, что это движение может быть различным даже при одном и том же направлении волны. Чем сложнее кристалл, тем большее количество разных атомов составляют его решетку, тем больше видов волн может в нём распространяться

Фононы

В равновесии атомы твердого тела образуют правильную кристаллическую решетку. Однако стоять неподвижно на месте атомы, естественно, не могут. Узлы кристаллической решетки — это для атомов лишь средние положения, вокруг которых они непрерывно колеблются.

Между атомами действуют силы, поэтому колебания одного атома передаются другим и распространяются на весь кристалл. Удобно представлять, будто бы атомы связаны между собой пружинками, как на рис. . Такая модель позволяет хорошо описывать колебания кристаллической

решетки, или, иначе говоря, волны, распространяющиеся в решетке. Видов таких волн может быть довольно много: их тем больше, чем сложнее вид кристаллической решетки. Различаются частоты и скорости распространения волн, различается характер движения атомов в такой волне, как это изображено для примера на рис. Самый знакомый для большинства людей вид волн в решетке кристалла — звук.

Слово $\phi\omega\nu\eta$ (фонэ) в переводе с греческого — голос. Волны в кристаллической решетке советский физик И. Е. Тамм назвал фононами, хотя и не все они звуковые. Такое название связано с тем, что волны кристаллической решетки подчиняются законам квантовой механики и ведут себя не только как волны, но и как частицы. Фонон можно рассматривать как летящую частицу, обладающую, как и положено, определенной энергией и скоростью. Очень легко запомнить, какова энергия такой частицы: она пропорциональна частоте соответствующей волны. Поэтому физики, чтобы не думать о различных единицах измерения и коэффициентах пропорциональности, частоту, как и температуру, часто измеряют в энергетических единицах.

ДИЛАТОМЕТРИЯ

Дилатометрия (от лат. dilato — расширю и ...метрия), раздел физики, изучающий зависимость изменения размеров тел от воздействия внешних условий: температуры, давления, электрического и магнитного полей, ионизирующих излучений и т.д. В основном Д. изучает тепловое расширение тел и его различные аномалии (при фазовых переходах и др.). Применяемые для целей Д. приборы называются дилатометрами. Методы Д. широко применяют при изучении свойств веществ в физике, а также в материаловедении.

Один из наиболее распространённых типов данного прибора — тепловой дилатометр, который служит для измерения линейного теплового расширения образца в зависимости от температуры. Тепловое расширение является мерой того, как объём тела реагирует на изменение температуры.

Выделяют оптико-механические, ёмкостные, индукционные, интерференционные, рентгеновские, радиорезонансные дилатометры.

Дилатометры для измерения коэффициентов линейного расширения

Практически все такие дилатометры основаны на измерении малых и сверхмалых смещений, вызванных изменением линейных размеров исследуемого образца относительно деталей прибора. Поэтому для применения в таких приборах пригодны практически любые методы измерения малых смещений.

Исторически первыми приборами были рычажные дилатометры, в которых малое изменение размера образца через систему рычагов вызывало многократно увеличенное смещение стрелки, снабжённой шкалой. Предельная чувствительность этих приборов не превышала единиц мкм.

В современное время для измерения малых изменений размеров используются самые разные методы:

- оптические:
 - это, в первую очередь, интерференционные методы, смещение регистрируется по смещению интерференционных полос в интерференционной картине, при этом достижима чувствительность на уровне единиц нм (интерферометр Линника);
 - теньевые, основанные на изменении острогофокусированного проходящего потока света, перекрываемого непрозрачным предметом (нож Фуко), предел разрешения — десятки нм;
- радиотехнические:
 - ёмкостные, при которых смещение вызывает изменение ёмкости конденсатора, которое, в свою очередь, определяется либо непосредственным изменением ёмкости с помощью моста, или определением смещения частоты колебаний в контуре, где ёмкостью

служит измерительный конденсатор, предельная чувствительность менее 1 нм;

- индукционные, — смещения вызывают изменение индуктивности или взаимоиндуктивности измерительной катушки, изменения индуктивности регистрируются аналогичными ёмкостным методами, предельная чувствительность менее 1 нм;
- СВЧ-методы, смещения вызывают изменение геометрических размеров СВЧ-резонатора автогенератора, что изменяет частоту генерации, достигнуто разрешение на уровне пм;
- рентгеноструктурные, основаны на непосредственном измерении постоянных решётки кристаллов дифракцией рентгеновских лучей, применяются при исследовании тогда, когда другие методы неприменимы, например, при очень высоких температурах образца или при отсутствии возможности помещения образца внутрь прибора, например, образец находится внутри полости. Предельное разрешение на уровне единиц мкм.

Для повышения чувствительности дилатометров, измерители малых смещений часто комбинируют с классической системой рычагов (это не относится к рентгеноструктурным дилатометрам), так, например, существуют современные дилатометры, где измеряемое смещение через систему рычагов вызывает наклон зеркала или нескольких зеркал, которое наблюдается по смещению изображения источника света оптическими методом (телескопом).

Дилатометры для измерения расширения жидкостей и газов

Для жидких и газообразных веществ рассматривается только их объёмное расширение.

Для измерения объёмного коэффициента теплового расширения жидкостей при нагревании или охлаждении используется тонкостенный сосуд, обычно цилиндр, изготовленный из стекла, или кварцевого стекла, объёмом в несколько десятков см³, с капиллярной трубкой, являющейся горлышком этого сосуда. Трубочка снабжена шкалой, деления которой показывают

относительное изменение объёма жидкости. Градуировка шкалы по относительному изменению объёма производится расчётом, если известны площадь поперечного сечения капилляра и объём сосуда, или опытным путем, при наблюдении расширения в данном приборе хорошо изученной с этой точки зрения жидкости (калибровкой). В опытах обязательно учитывается изменение объёма сосуда, вызванное собственным линейным расширением материала сосуда. Это производят либо опытным путём, наблюдая расширение хорошо изученной жидкости, или расчётным путём, если хорошо известно изменение коэффициента линейного расширения материала сосуда в рабочем диапазоне температур.

Точность измерения и чувствительность метода повышаются при увеличении отношения объёмных коэффициентов расширения исследуемой жидкости и материала сосуда. При их равенстве этот метод становится непригоден.

При измерениях сосуд и часть капилляра полностью заполняются исследуемой или калибровочной жидкостью так, чтобы мениск жидкости в капилляре находился в пределах градуированной шкалы. Затем изменяют температуру сосуда и измеряют смещение мениска жидкости по шкале капиллярной трубочки. По известному изменению температуры и смещению мениска вычисляется значение коэффициента теплового расширения жидкости при температурах, которым прибор был подвергав при наблюдениях.

Как правило, такой дилатометр помещают в термостат с регулируемой температурой термостатирования. Для измерения температуры в непосредственной близости от дилатометра (либо же соприкасающийся с ним) находится термометр.

Знакомым применением данной процедуры может служить измерение температуры с помощью ртутного или спиртового термометра по смещению мениска столбика жидкости на градуированной шкале. Поскольку ртуть и спирт имеют достаточно постоянные и хорошо изученные коэффициенты

расширения в широком диапазоне температур, то эти смещения непосредственно характеризуют температуру.

ДИЛАТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Дилатометрический анализ заключается в определении изменений длины образцов при нагреве и охлаждении или при изотермической выдержке. Изменение длины образца, как правило, характеризует объемные изменения сплава. Исключение составляют монокристаллические образцы, имеющие сильно выраженную анизотропию коэффициента теплового расширения, например, металлы с гексагональной решеткой: магний, цинк, кадмий.

Важным преимуществом дилатометрического анализа является независимость объемного эффекта, а, следовательно, и точности анализа от скорости охлаждения. Кроме того, приборы для определения линейных изменений образцов - дилатометры отличаются очень малой инерционностью.

Помимо устройства для наблюдения или записи линейных изменений в дилатометре должен быть предусмотрен и температурный контроль, так как при металловедческом исследовании важно определить не только величину объемных изменений, но и температуру, при которой происходят эти изменения.

Дилатометрический анализ применяют для определения коэффициента теплового расширения и изучения фазовых превращений в сплавах.

Например, дилатометрическим анализом изучают процессы закалки и отпуска стали, графитизацию чугуна и процессы старения некоторых сплавов. Измерение длины (или объема) во времени в изотермических условиях позволяет определить кинетику превращений, поскольку степень этих превращений во времени пропорциональна изменениям длины.

Если в металлах или сплавах при изменении температуры не происходит фазовых превращений, то их длина (объем) изменяется плавно. Однако, если происходит фазовое превращение, то длина (или объем) растет (или убывает) скачкообразно. Так, например, переход α -железа в γ -железо или перлита в аустенит сопровождается заметным сокращением объема (и длины образца),

поскольку γ -железо и твердый раствор углерода на его основе (аустенит) обладают наименьшим удельным объемом. Обратное течение этих превращений при охлаждении и особенно переход аустенита в мартенсит сопровождаются значительным увеличением объема образца (его удлинением), так как мартенсит обладает наибольшим удельным объемом.

Определение коэффициента линейного расширения

Знание абсолютных значений коэффициента линейного расширения сплавов часто необходимо для изготовления деталей машин и приборов высокой точности, и также деталей, работающих при нагреве.

Средний коэффициент линейного расширения для данного интервала температур может быть вычислен по формуле

$$\alpha = \frac{l_2 - l_1}{l_1 \cdot \Delta T} = \frac{\Delta l}{l_1 \cdot \Delta T} \cdot K^{-1},$$

где l_1, l_2 (мм) – длина образца при температуре T_1 и T_2 (K);

Средний температурный коэффициент линейного расширения металлов для интервала температур от 0 до 100 °C приведен в таблице 1.

Таблица 1 - Средний коэффициент линейного расширения

Металл	$\alpha \cdot 10^6, K^{-1}$	Металл	$\alpha \cdot 10^6, K^{-1}$	Металл	$\alpha \cdot 10^6, K^{-1}$
Li	58,00	Co	12,50	α -Sn	46,60
Be	10,97	Ni	13,30	β -Sn	22,20
Mg	27,30	Cu	17,00	Ta	6,57
Al	23,80	Zn	38,70	W	
		4,40			
Si	6,95	Ca	18,30	Re	
		12,45			
K	84,00	Nb	7,20	Os	
		5,70			
Ca	22,00	Mo	4,90	Pt	
		8,90			

Ti	7,14	Ag	18,70	Au
		14,00		
Cr	6,70	Cd	31,00	Pb
		28,30		
α-Fe	11,50	In	77,00	Bi
12,10				

Однако коэффициент расширения неодинаков при разных температурах, поэтому в ряде случаев требуется определять истинный коэффициент расширения металла при данной температуре.

Истинный коэффициент линейного расширения

$$\alpha_{\text{ист}} = dl_1 / dT l_1$$

Для нахождения $d1/dT$ строят график изменения длины образца в зависимости от температуры, в соответствии с рисунком 1. На этом графике для определения $\alpha_{\text{ист}}$, например, при T_1 , проводят касательную к точке 1, соответствующей этой температуре, и тангенс угла ϕ касательной с осью абсцисс равен $d1/dT$. Для вычисления $\alpha_{\text{ист}}$ надо $d1/dT$ разделить на l_1 .

Численное значение истинного коэффициента линейного расширения сталей при различных температурах ниже критической точки приведено в таблице 2.

Таблица 2 - Истинный коэффициент линейного расширения стали $\alpha \cdot 10^6, \text{K}^{-1}$

Содержание углерода, %	Температура в °С								
	0	100	200	300	400	500	600	700	
0,05	10,8	12,8	14,4	14,8	14,1	15,0	14,7	14,7	
0,5	11,7	12,4	13,2	14,1	15,0	15,7	16,0	15,0	

Определение критических точек

Критические точки и области превращений определяют по кривым, показывающим изменения длины изучаемого образца при нагреве или при охлаждении. Построение кривой в координатах удлинение образца-температура, например, при нагреве, позволяет установить температуры, при которых наблюдаются нарушения равномерного удлинения образца. Резкие перегибы на кривых свидетельствуют о внутренних изменениях, происшедших в сплаве. Если превращение совершается в интервале температур, то первая точка перегиба на кривой соответствует температуре начала превращения, вторая - концу превращения.

Появление перегиба на кривой нагрева стали объясняется следующим.

При нагреве до нижней критической точки сталь расширяется равномерно

$$l_1 = \alpha \Delta T ,$$

где l_1 - изменение длины образца;

α - коэффициент линейного расширения;

ΔT - изменение температуры.

В точке A_{c1} перлит превращается в аустенит, а при дальнейшем нагреве в интервале температур $A_{c1}-A_{c3}$ (для доэвтектоидной стали) феррит превращается в аустенит, обладающий меньшим удельным объемом; количество аустенита возрастает в ходе этого превращения до 100%. Каждая единица длины образца при этом уменьшается на величину l_2 за счет сжатия в процессе превращения и увеличивается на величину l_1 вследствие теплового расширения. В итоге пока не завершится переход всего феррита в аустенит, длина образца изменяется на величину $l_3=l_1-l_2$.

При нагреве выше точки A_{c3} , когда превращение закончится, нагреваемый образец удлиняется с иным (большим) коэффициентом расширения (α_1), соответствующим коэффициенту расширения γ -железа или аустенита

$$l_4 = \alpha_1 \Delta T.$$

В результате на кривые расширения при температурах, соответствующих переходу от l_1 к l_3 и от l_3 к l_4 , наблюдаются перегибы, как показано на рисунке.

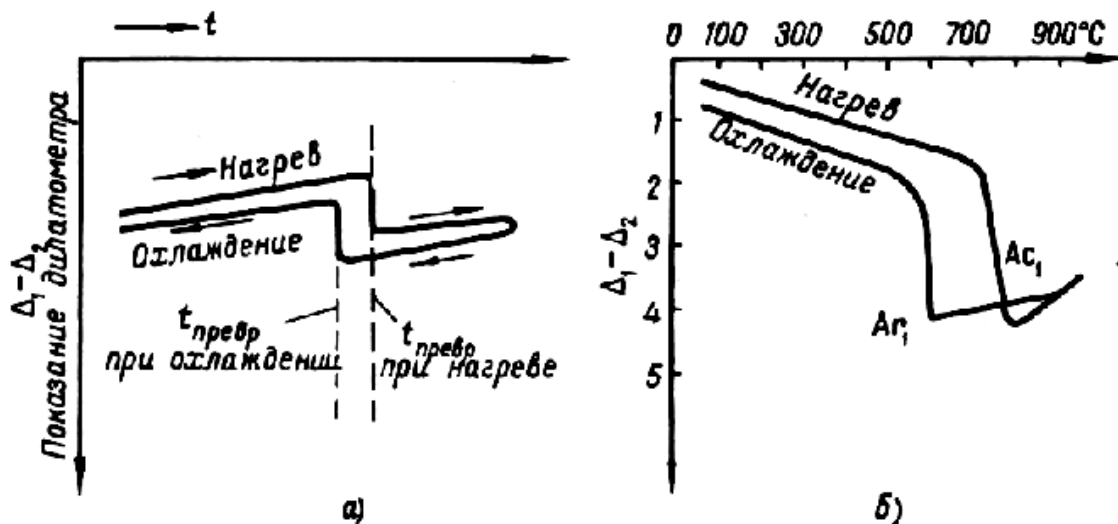


Рисунок - Дилатометрическая кривая нагрева и охлаждения доэвтектоидной стали

Критические точки могут быть определены непосредственно по дилатометрической кривой, без дополнительных построений. Сравнение критических точек при нагреве и охлаждении показывает их заметное различие, т. е. температурный гистерезис.

Изучение фазовых превращений

Количественный анализ объемных эффектов фазовых превращений обычно проводится по дилатограммам закаленных сталей, показанных на рисунке. Для этого проводят касательные в точках начала и окончания фазовых превращений, методом половинного отрезка определяют величину изменения линейного размера образца (Δl) с учетом масштаба и вычисляют значение объемного эффекта по формуле

$$\Delta V = 3 \cdot \Delta l / l$$

где l - исходная длина образца.

Дилатометрические исследования процессов, протекающих при отпуске закаленной углеродистой стали выявляют три температурных интервала изменения длины образцов: уменьшение при 70-150 °С, увеличение при 150-300 °С и снова уменьшение длины при 300-400 °С. Соответствующие превращения при отпуске называются первым, вторым и третьим. Так как исходной является структура, состоящая из мартенсита и аустенита, а удельный объем мартенсита выше, чем у аустенита, то при превращении мартенсита объем будет уменьшаться (сжатие образца). Таким образом первое и третье превращения связаны с изменениями состояния мартенсита, а второе – с изменением состояния аустенита.

Первая стадия распада при отпуске заключается в выделении углерода из мартенсита, при этом наряду с твердым раствором исходной концентрации по углероду, в котором не произошло выделение карбидов, появляется мартенсит, содержащий значительно меньше углерода. В процессе первого превращения при отпуске закаленной стали образуется ϵ -карбид с гексагональной плотноупакованной решеткой.

На второй стадии отпуска основным процессом является распад остаточного аустенита. Продуктом распада остаточного аустенита является гетерогенная смесь, состоящая из пересыщенного α -твердого раствора и карбидной фазы.

При третьем превращении происходит полный дораспад мартенсита и подрастание цементитных пластин.

Приборы для дилатометрического анализа

Для регистрации изменений длины применяют различные методы и приборы - дилатометры - механические, оптические и электрические. В первых из них линейное перемещение фиксируется с помощью индикатора или пера на диаграммной бумаге, находящейся на вращающемся барабане, во втором - либо непосредственно различными компараторами, катетометрами или микроскопами, либо с использованием оптического рычага, когда поступательное движение от расширения образца преобразуется во вращательное, фиксируемое по перемещению светового блика на шкале.

Существует несколько конструкций, дилатометров, когда линейное перемещение преобразуется в электрический сигнал, например, с помощью фотоэлектрических или электронных ламповых устройств, а также различных датчиков - тензометрических, индукционных или емкостных. На основе таких преобразователей созданы автоматические дилатометры с программным управлением и дилатометры для фиксирования быстропротекающих процессов при скоростном нагреве или охлаждении.

Дилатометры снабжены средствами контроля температуры образцов, а иногда и устройствами, задающими определенную программу нагрева (охлаждения) или изотермической выдержки. Для определения температур в дилатометрах используют термопары, а во многих конструкциях - дилатометрические пирометры, т. е. образцы-эталон, характеризующиеся плавным изменением коэффициента расширения при нагреве или охлаждении. По величине расширения (сжатия) эталона можно точно определить их температуру.

Достоинством таких дилатометрических пирометров является безинерционность и более точная оценка температуры образца, нагреваемого в тех же условиях, что и эталон, поскольку он фиксирует температуру не в какой-либо одной точке, а усредненную по всей длине образца. Дилатометрические пирометры (или эталоны) являются неотъемлемой частью так называемых дифференциальных дилатометров, в которых одновременно фиксируется расширение эталона и разность расширений эталона и исследуемого образца.

Устройство дилатометра

Прибор для дилатометрического анализа состоит из головки (собственно дилатометра), изображенного на рисунке, и регистрирующего аппарата. В головке имеется запаянная с одного конца кварцевая трубка 1, прочно закрепленная в металлической втулке 2. В трубке помещается образец 3, имеющий форму цилиндрического стержня диаметром 4 мм и длиной 30 мм. Образец упирается в запаянный конец кварцевой трубки и кварцевый стержень 4, перемещение которого передается на индикатор часового типа 5 и эластичную пластину 6, с наклеенными на неё тензодатчиками 7. Перемещение образца вызывает изменение электрического сигнала, снимаемого с тензодатчиков. Температура образца изменяется при помощи нагревательной печи 8 и регистрируется термопарой 9, находящейся в непосредственной близости к образцу.

Дилатометр работает по простой схеме. Нагрев образца осуществляется электрической печью, скорость нагрева может изменяться. Сигнал с тензодатчиков, регистрирующих величину перемещения образца, передается через усилительное устройство на вертикальную координату самописца. Температура нагрева образца регистрируется по горизонтальной координате самописца. Таким образом, двухкоординатный самописец осуществляет запись кривой в координатах расширение образца – температура. Масштаб записи по вертикали составляет 660:1. Температура измеряется термопарой хромель-алюмель (ХА), пользуясь градуировочной таблицей.

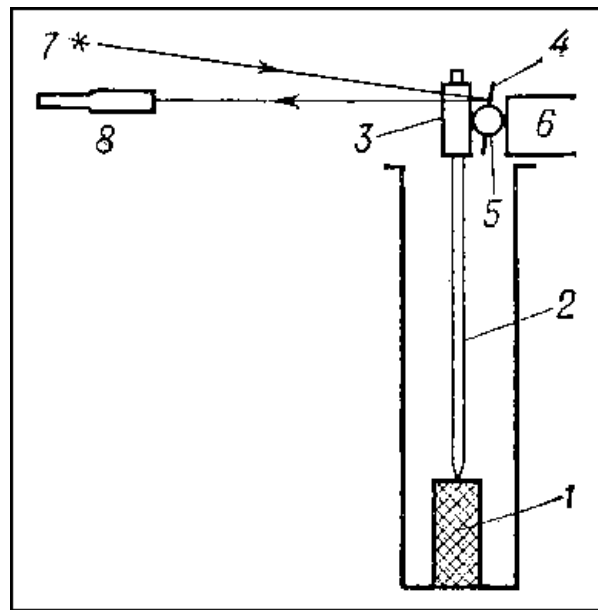


Рис. Схема оптико-механического дилатометра: 1 — исследуемый образец; 2 — шток; 3 — зажим; 4 — зеркало, прикрепленное к валику 5; 6 — магнит, притягивающий зажим; 7 — источник света; 8 — зрительная труба.

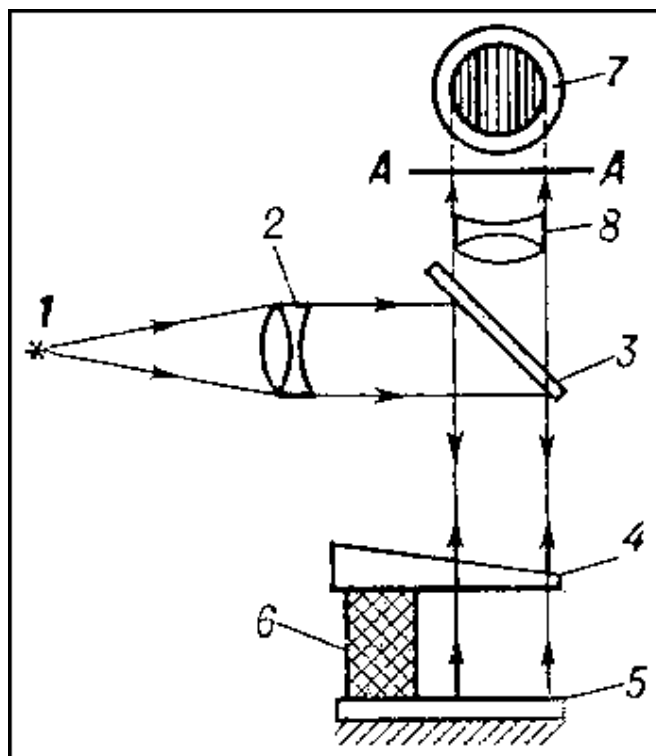


Рис. Схема интерференционного дилатометра: 1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — нижняя плоскость верхней пластины; 5 — верхняя плоскость нижней пластины; 6 — исследуемый

образец; 7 — интерференционная картина в плоскости ЛЛ; 8 — линза, позволяющая наблюдать интерференционную картину.



Дилатометр DIL 402 C

- Высокотемпературный дилатометр DIL 402 C фирмы "NETZSCH" (Германия) - предназначен для определения температурного коэффициента линейного расширения в интервале температур от 20°C до 1650°C.

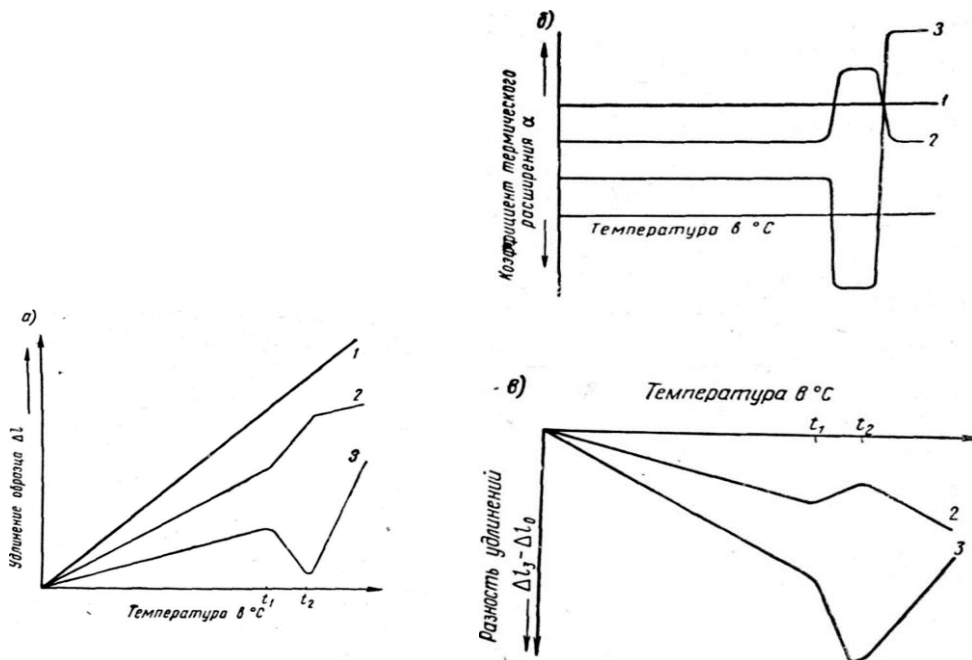


Рис. Кривые автоматической записи разности изменения длины эталона и изучаемого объекта

В тех случаях, когда имеется подходящее вещество (эталон) с известным термическим расширением и не претерпевающее фазовых превращений в выбранном интервале температур, пользуются относительными методами.

Так, широкое распространение в научно-исследовательской работе нашел дифференциальный оптический dilatометр Шевенара с автоматической записью. В качестве эталонного материала используют хромоникелевый или хромоникелькобальтовый сплав (пирос). Автоматическая запись разности изменений длины эталона и изучаемого объекта ($\Delta L_{\text{э}} - \Delta L_{\text{о}}$) позволяет установить температуру начала t_1 и конца t_2 фазового превращения по излому на кривой ($\Delta L_{\text{э}} - \Delta L_{\text{о}}$) — температура (рис.).

Для практических целей часто применяют кварцевый дифференциальный dilatометр, с помощью которого измеряется разность удлинений образца и кварцевого стекла. Кварцевый dilatометр для точных измерений, предложенный Стрелковым с сотрудниками, а — температура удлинения; б — температура к. т. р.; s — температура — разность удлинений; 1 — эталон; 2 и 3 — объекты исследований (на рис. 96, в — результат исследования на dilatометре Шевенара) по чувствительности близок к интерференционному, но в отличие от последнего он малочувствителен к толчкам и вибрациям. На этом приборе расширение измеряется как абсолютным, так и дифференциальным методом. Общим недостатком кварцевых dilatометров является ограниченность температурного предела точных измерений (до $1000\text{—}1100^\circ\text{C}$). В настоящее время разработаны конструкции приборов для исследования термического расширения до 2400°C и выше.

Существуют электрические методы измерения термического расширения. Так, один из этих методов основан на измерении емкости между двумя металлическими пластинками при нахождении между ними образца испытуемого вещества.

Имеются также dilatометры, позволяющие нагревать образец в вакууме и в контролируемых готовых средах.

Общим недостатком дилатометрического метода в случае изучения внутренних превращений является неточность количественных расчетов получающихся кривых, поскольку не удастся количественно отделить объемный эффект превращения от чисто термического расширения или сжатия. В случае двухфазовой смеси, зная коэффициенты линейного расширения обеих фаз, можно по кривой удлинение — температура приближенно судить также об относительном содержании каждой из них в смеси.

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Магнитными материалами называют материалы, основным свойством которых является способность намагничиваться под влиянием внешнего магнитного поля. Некоторые из них сохраняют свою намагниченность и после прекращения воздействия магнитного поля.

К магнитным материалам относятся материалы на основе чистого железа, никеля, кобальта их сплавов, окислов и соединений.

Основные типы магнитного состояния вещества (диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, ферримагнетики, антиферромагнетики)

В соответствии с магнитными свойствами все материалы делятся на следующие группы: диамагнитные, парамагнитные, ферромагнитные, антиферромагнитные и ферримагнитные.

Диамагнетизм наблюдается во всех веществах и связан тем, что внешнее магнитное поле оказывает влияние на орбитальное движение электронов, вследствие чего индуцируется магнитный момент, направленный навстречу внешнему полю. После снятия внешнего магнитного поля индуцированный магнитный момент диамагнетика исчезает. **Магнитная восприимчивость** диамагнетиков κ_d (**отрицательная**) по абсолютному значению очень мала; она не зависит ни от температуры, ни от напряженности магнитного поля. Диамагнетик **выталкивается** из магнитного поля.

К диамагнитным веществам относятся инертные газы, водород, медь, цинк,

свинец (вещества, состоящие из атомов с полностью заполненными электронными оболочками). **Магнитный момент их атомов равен нулю.**

Парамагнитные вещества отличаются тем, что состоят из атомов с не полностью заполненными оболочками, т.е. обладающих магнитными моментами. Но такие атомы находятся друг от друга достаточно далеко, так, что взаимодействие между ними отсутствует. Поэтому у парамагнетиков магнитные моменты атомов ориентируются в направлении внешнего магнитного поля и усиливают его.

Магнитная восприимчивость κ_d парамагнетиков **положительна**, имеет небольшое значение от 10^{-5} до 10^{-2} и не зависит от напряженности внешнего магнитного поля, но зависит от температуры. К парамагнетикам относятся Na и редкоземельные элементы, поскольку их атомы всегда обладают магнитными моментами. Парамагнетик **втягивается** в магнитное поле.

Ферромагнитные вещества содержат атомы, обладающие магнитным моментом (незаполненные электронные оболочки), однако расстояние между ними **не так велико**, как в парамагнетиках, в результате чего между атомами возникает взаимодействие, которое называется обменным (предполагается, что соседние атомы обмениваются электронами). В результате такого взаимодействия энергетически выгодной в зависимости от расстояния становится параллельная ориентация магнитных моментов соседних атомов (ферромагнетизм) либо антипараллельная (антиферромагнетизм).

Под воздействие обменных сил параллельная ориентация магнитных моментов атомов ферромагнитного вещества происходит в определенных областях, называемых **доменами**. В пределах домена материал в отсутствие внешнего поля намагничен до насыщения благодаря обменному взаимодействию отдельных атомов. Это взаимодействие действует только до определенной критической температуры, которая называется **температурой Кюри**. Выше температуры Кюри домены **разрушаются** и **ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние**. Ферромагнитные вещества легко намагничиваются в слабых магнитных полях. Магнитная проницаемость и

магнитная восприимчивость κ_d ферромагнетиков велики (до 10^6) и сильно зависят от температуры, а также от напряженности магнитного поля.

Антиферромагнетиками называют материалы, в которых во время обменного взаимодействия соседних атомов происходит антипараллельная ориентация их магнитных моментов. Так как магнитные моменты соседних атомов взаимно компенсируются, антиферромагнетики не обладают магнитным моментом, а характеризуются магнитной восприимчивостью, которая близка к восприимчивости парамагнетиков. Выше некоторой критической температуры, которая получила название **температуры Нееля** (аналогична температуре Кюри), магнитоупорядоченное состояние антиферромагнетика разрушается, и он переходит в парамагнитное состояние.

К *ферримагнетикам* относятся вещества, в которых обменное взаимодействие осуществляется **не непосредственно** между магнитноактивными атомами, как в случае ферромагнетизма, а через немагнитный ион кислорода. Такое взаимодействие называют **косвенно обменным или сверхобменным**. Это взаимодействие в большинстве случаев в ферримагнитных веществах приводит к антипараллельной ориентации магнитных моментов соседних ионов (т.е. к антиферромагнитному упорядочению). Однако количество ионов с магнитными моментами, ориентированными условно вверх и вниз, а также величины их моментов неодинаковы. Поэтому магнитные моменты ионов не полностью компенсируются и ферримагнитные вещества обладают магнитным моментом и имеют доменную структуру, которая **исчезает выше температуры Кюри**.

Диа- пар- и антиферромагнитные вещества относятся к слабомагнитным, а ферро- и ферримагнитные вещества являются сильномагнитными и поэтому именно они нашли техническое применение в качестве магнитных материалов в электротехнике.

Общие сведения о группах магнитных материалов (магнитомягкие, магнитотвердые, материалы специализированного назначения)

Магнитные материалы в зависимости от их свойств классифицируются следующим образом:

1. **Магнитомягкие** материалы – материалы с высокой проницаемостью в слабых и средних полях и низкой коэрцитивной силой. К ним относятся *электротехнические стали, пермаллой, викаллой, термаллой*.

Магнитомягкие материалы применяются для изготовления магнитопроводов электрических машин, магнитопроводов трансформаторов и реакторов, полюсных наконечников, сердечников, катушек, дросселей электромагнитов и т.д.

2. **Магнитотвердые** материалы с высокой коэрцитивной силой. Применяются для изготовления постоянных магнитов электрических машин, электроизмерительных приборов, магнитных муфт и т.д.

3. **Прецизионные материалы со специальными свойствами** (высокой магнитострикцией, термомагнитными, коррозионностойкими и другими свойствами).

Магнитные прецизионные материалы со специальными свойствами применяются для изготовления магнитострикционных преобразователей, магнитопроводов систем, работающих в агрессивных средах, магнитных шунтов измерительных приборов.

Магнитные материалы классифицируются также **в соответствии с их основой**. Различают: *металлические материалы, неметаллические материалы, магнитодиэлектрики*.

Металлические магнитомягкие материалы – это чистое железо, листовая электротехническая сталь, железо-армко, пермаллой (железо-никелевые сплавы) и др.

Металлические магнитотвердые материалы – это легированные стали, специальные сплавы на основе железа, алюминия, никеля и легирующих компонентов (кобальт, кремний).

Неметаллические магнитные материалы – это материалы, получаемые из порошкообразной смеси окислов некоторых металлов, и окиси железа – ферриты. Ферриты делятся на магнитомягкие и магнитотвердые. Прессованные ферритовые изделия подвергают высокотемпературной обработке – обжигу при температуре 1300 – 1500°С.

Магнитодиэлектрики – это композиционные материалы, которые включают 70-80% порошкообразного магнитного материала и 30-20% органического высокополимерного диэлектрика.

Магнитодиэлектрики и ферриты отличаются от металлических магнитных материалов **большими значениями удельного электрического сопротивления**. Это значительно снижает потери на вихревые токи, что позволяет использовать эти материалы **в технике высоких частот**.

Магнитные свойства материалов характеризуются рядом физических величин или магнитными характеристиками: **петлей гистерезиса, кривой намагничивания, магнитной проницаемостью, потерями энергии при перемагничивании**.

Основные физические свойства магнита определяются характером размагничивающей ветви **петли магнитного гистерезиса** материала, из которого изготовлен магнит. Чем больше **коэрцитивная сила H_c** и **остаточная магнитная индукция B_r** материала, то есть чем более магнитно-твёрдым является материал, тем лучше он подходит для магнита. Индукция в магните может равняться наибольшей остаточной индукции **B_r** лишь в том случае, если он представляет собой замкнутый магнитопровод. Обычно же магнит служит для создания магнитного потока в воздушном зазоре, например, между полюсами подковообразного магнита. Воздушный зазор уменьшает индукцию (и намагниченность) магнита; влияние зазора подобно действию некоторого внешнего размагничивающего поля **H_d** . Значение поля **H_d** , уменьшающего остаточную индукцию **B_r** до значения **B_d** , определяется конфигурацией магнита. Таким образом, при помощи магнита могут быть созданы магнитные поля, индукция которых **$B \leq B_r$** .

Действие магнита наиболее эффективно в том случае, если состояние магнита соответствует точке кривой размагничивания, где максимально значение $(BH)_{\max}$, то есть максимальна *магнитная энергия* единицы объема магнитного материала. Важным условием для достижения наивысших магнитных характеристик магнита является его предварительное намагничивание до состояния *магнитного насыщения*. Другое важное требование – неизменность магнитных свойств со временем и при воздействии неблагоприятных условий внешней среды.

Магнитная индукция и напряженность магнитного поля

Магнитная индукция B – векторная величина, являющаяся силовой характеристикой магнитного поля (его действия на заряженные частицы) в данной точке пространства.

Определяет, с какой силой магнитное поле действует на заряд, движущийся в магнитном поле с определенной скоростью.

Единица измерения в системе СИ: Тесла.

Напряжённость магнитного поля H — векторная физическая величина, равная разности вектора магнитной индукции B и вектора намагниченности M .

Единица измерения в системе СИ: амперы на метр (А/м).

Намагниченность

Намагниченность – векторная физическая величина, характеризующая магнитное состояние макроскопического физического тела. **Обозначается обычно M или J .**

Определяется как магнитный момент единицы объема вещества.

Единица измерения в системе СИ: А/м⁻¹.

Магнитная проницаемость

Для характеристики поведения магнитных материалов в поле с напряженностью H пользуются понятиями *абсолютной магнитной проницаемости μ_a* и *относительной магнитной проницаемости μ_r* :

$$\mu_a = B/H \quad \mu_a = \mu_0 \cdot \mu_r,$$

где $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ - магнитная постоянная, Гн/м.

Относительную магнитную проницаемость материала μ_r получают по основной кривой намагничивания. Для простоты индекс и слово «относительная» не упоминается.

Наиболее часто используют понятия **нормальной μ , начальной μ_n , максимальной μ_{\max} , дифференциальной $\mu_{\text{диф}}$ и импульсной $\mu_{\text{имп}}$ магнитной проницаемости.**

Магнитная восприимчивость

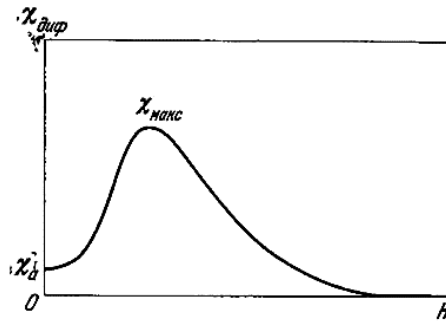
Магнитная восприимчивость – физическая величина, характеризующая **связь между магнитным моментом (намагниченностью) вещества и магнитным полем в этом веществе.**

Магнитная восприимчивость определяется отношением намагниченности единицы объёма вещества к напряжённости намагничивающего магнитного поля. **Является величиной безразмерной.**

Магнитная восприимчивость большинства веществ (за исключением большей части диамагнетиков и некоторых парамагнетиков — щелочных и, в меньшей степени, щёлочноземельных металлов) обычно зависит от температуры вещества.

У парамагнетиков магнитная восприимчивость уменьшается с температурой, подчиняясь закону Кюри — Вейса. У ферромагнетиков магнитная восприимчивость с ростом температуры увеличивается, достигая резкого максимума вблизи точки Кюри.

Магнитная восприимчивость антиферромагнетиков увеличивается с ростом температуры до точки Нееля, а затем падает по закону Кюри — Вейса.



Кривая Столетова — зависимость магнитной восприимчивости от температуры вещества

Кривая намагничивания

Деление ферромагнетика на домены ограничивается энергией, затрачиваемой на образование границ между доменами. Линейный **размер доменов** имеет порядок от 10^{-2} до 10^{-5} см. Толщина доменной границы достигает нескольких сотен нанометров.

При наложении внешнего магнитного поля происходит рост объема доменов, которые имеют направление намагниченности, совпадающее или близкое к направлению напряженности поля. Зависимость магнитной индукции ферромагнитного вещества от напряженности внешнего поля называют **кривой намагничивания**

Кривую можно разделить на несколько участков, которые характеризуются определенными процессами намагничивания. В области слабых полей (участок 1) магнитная восприимчивость и проницаемость не изменяются. Изменение магнитной индукции в этой области происходит в основном за счет обратимых процессов, которые обусловлены смещением границ доменов.

Участок 2 кривой намагничивания характеризуется тем, что здесь происходит неупругое смещение границ доменов, т.е. процесс не является обратимым. В области приближения к насыщению (участок 3) изменение индукции объясняется в основном процессом вращения, когда направление вектора намагниченности самопроизвольных областей приближается к

направлению внешнего поля. Полная ориентация намагниченности по полю соответствует техническому насыщению (участок 4).

Петля гистерезиса

При циклическом изменении напряженности магнитного поля кривая изменения индукции (кривая перемагничивания) имеет форму замкнутой кривой – называемой *петлей гистерезиса*. Магнитным гистерезисом называется явление отставания изменения магнитной индукции от вызывающей эти изменения напряженности магнитного поля.

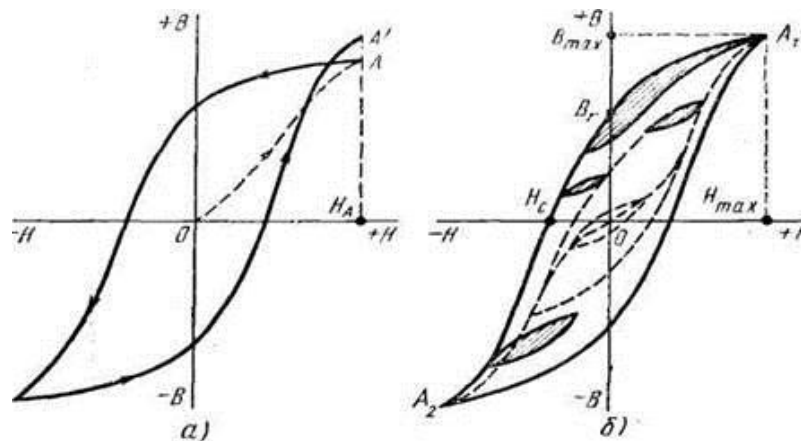


Рис. Петля гистерезиса

Петлю гистерезиса, полученную при условии насыщения намагничивания, называют предельной петлей гистерезиса. Она характеризуется максимально достигнутым значением индукции B_s , называемым индукцией насыщения.

Площадь гистерезисных петель в промежуточных и предельном состояниях характеризует рассеивание электрической энергии в процессе перемагничивания материала, т.е. потери на гистерезис. Площадь гистерезисной петли зависит от свойств материала, его геометрических размеров и частоты перемагничивания.

По предельной петле гистерезиса определяют такие характеристики магнитных материалов, как индукцию насыщения B_s , остаточную индукцию B_c , коэрцитивную силу H_c .

Остаточная индукция и индукция насыщения

Остаточная магнитная индукция B_r . Единица измерения в системе СИ – Тесла.

Определяет, насколько сильное магнитное поле (плотность потока) может производить магнит.

Максимальный магнитный поток, который может создать магнит, измеряемый *только* в замкнутой магнитной системе.

Коэрцитивная сила

Коэрцитивная (задерживающая) магнитная сила H_c . Единицы измерения в системе СИ – Ампер/метр.

Определяет величину внешнего магнитного поля, при котором магнит, первоначально намагниченный до состояния насыщения, становится ненамагниченным (размагничивается).

Чем больше коэрцитивная сила, тем "прочнее" магнитный материал удерживает остаточную намагниченность.

По смыслу данная величина характеризует сопротивляемость магнита размагничиванию, а по определению – это величина внешнего магнитного поля, требуемого для *полного* размагничивания магнита, намагниченного до состояния насыщения.

Магнитные потери

Потери энергии при перемагничивании. Это необратимые потери электрической энергии, которая выделяется в материале в виде тепла.

Потери на перемагничивание магнитного материала складываются из потерь на гистерезис и динамических потерь.

Потери на гистерезис создаются в процессе смещения стенок доменов на начальной стадии намагничивания. Вследствие неоднородности структуры магнитного материала на перемещение стенок доменов затрачивается магнитная энергия.

Потери энергии на гистерезис:

$$P_{\Gamma} = a \cdot f$$

где a – коэффициент, зависящий от свойств и объема материала;

f – частота тока, Гц.

Динамические потери $P_{\text{вт}}$ вызываются частично вихревыми токами, которые возникают при изменении направления и напряженности магнитного поля; они также рассеивают энергию:

$$P_{\text{вт}} = b \cdot f^2$$

где b – коэффициент, зависящий от удельного электрического сопротивления, объема и геометрических размеров образца.

Потери на вихревые токи из-за квадратичной зависимости о частоты превосходят потери на гистерезис на высоких частотах.

К динамическим потерям относятся также **потери на последствие P_{Π}** (магнитную вязкость), которые связаны с остаточным изменением магнитного состояния после изменения напряженности магнитного поля. Они зависят от состава и термической обработки магнитного материала и проявляются на высоких частотах. Потери на последствие необходимо учитывать при использовании ферромагнетиков в импульсном режиме.

Общие потери в магнитном материале:

$$P = P_{\Gamma} + P_{\text{вт}} + P_{\Pi}$$

Магнитострикция

При намагничивании магнитных материалов наблюдается изменение их

размеров и формы, такое явление называется **магнитострикция**. Она может быть объемной (изменение объема тела) и линейной (изменение размеров тела).

По своей природе линейная магнитострикция анизотропна. Так, например, для монокристаллического железа, намагниченного в направлении ребра куба, линейные размеры в этом направлении уменьшаются, при намагничивании вдоль диагонали куба увеличиваются, т.е. **магнитострикция может быть, как положительной, так и отрицательной**.

Магнитные материалы их свойства, применение, классификация

Для создания элементов и устройств систем управления и автоматики используются **магнитные материалы**, в которых, главным образом, выставляются такие требования:

1. Материал должен легко намагничиваться под действием постоянного поля или однополярного импульса поля и легко перемагничиваться в переменном поле, петля гистерезиса должна быть достаточно узкой с малым значением H_C и большим значением m . Такие требования позволяют повысить чувствительность электромагнитных элементов.

2. Материалы должны иметь большое значение индукции насыщения B_S , т.е. обеспечивать проникновение большого магнитного потока в сердечник с соответствующим поперечным сечением. Выполнение такого требования позволяет получить наименьшие габариты и массу устройства, а если заданы габариты - то наибольшую мощность или напряжение на выходе устройства.

3. При работе в переменном магнитном поле в материале должны быть наименьшие затраты, которые образуют вихревые токи, магнитная вязкость и гистерезис, потому что они определяют рабочую температуру сердечника и устройства. Их снижение не только повышает КПД устройства, а также позволяет создать элементы, которые работают на повышенных частотах (400, 500, 1000 Гц и более) и имеют значительно большее быстродействие и меньшие

габариты и массу, чем элементы, которые питаются напряжением промышленной частоты 50 Гц .



Кроме перечисленных основных требований к магнитным материалам, используемых в тех или других электромагнитных устройствах, выставляют специфические требования.

Так, для улучшения температурной стабильности (неизменности магнитных свойств при изменении температуры окружающей среды) важно, чтобы точка Кюри материала была как можно выше.

Чем ближе к единице коэффициент прямоугольности материала, тем линейная зависимость выходного сигнала от входного, тем легче распознаются сигналы в цифровых устройствах.

Ярко обнаружена магнитная анизотропия повышает качество устройств на тонких магнитных пленках, а высокая чистота кристаллической структуры материала является необходимым условием создания устройств на цилиндрических магнитных доменах.

Магнитные материалы можно разделить на магнитно-твердые, для которых напряженность H с составляет десятки и сотни ампер на сантиметр и магнитно-мягкие с напряженностью H с в десятые и сотые доли ампера на сантиметр. **Магнитно-твердые материалы используются для изготовления постоянных магнитов, магнитно-мягкие - для изготовления элементов, в которых поле создается токами, проходящими по обмотках.**

Для создания элементов и устройств СУА применяют, главным образом, **магнитно-мягкие материалы**. Магнитно-твердые порошковые материалы входят в феролаки, которыми покрывают магнитные ленты и диски.

Магнитно-мягкие материалы, можно разделить на три группы: электротехнические стали, сплавы на основе железа с другими металлами (никель, кобальт, алюминий) и ферриты (неметаллические ферромагнетики).

Электротехнические стали наиболее дешевые материалы, имеющие большие индукции насыщения (порядка 1,8 ... 2,3 Тл), и это позволяет создавать из них компактные и дешевые электромагнитные элементы. Но из-за относительно большой (по сравнению с железоникелевыми сплавами) коэрцитивной силы электротехнической стали (порядка 0,1 , 0,5 А / см) чувствительность стальных элементов к изменениям внешнего поля, которое образуется обмотками, невелика.

Железоникелевые сплавы (пермаллой) дороже стальных в 15-20 раз, имеют меньшую индукцию насыщения, но позволяют получать высокочувствительные магнитные элементы за счет малой коэрцитивной силы и высокой начальной магнитной проницаемости. Железоникелевые сплавы изготавливают в виде листов или лент. Толщина ленты иногда достигает нескольких микрометров.

Железоалюминиевые сплавы 16ЮХ и 16ЮМ, которые содержат в своем составе 16% алюминия, по магнитным свойствам не уступают пермаллой, но имеют повышенную (10 ... 20 раз больше, чем в пермаллой) износостойкость. Их широко применяют для изготовления магнитных головок в устройствах магнитной записи, где в процессе работы головка непрерывно трется о поверхность ленты.

Ферриты - это неметаллические магнитные материалы (твердые растворы), изготовленные из смеси оксидов железа с оксидами магния, меди, марганца, никеля и других металлов. Общая формула ферритов имеет вид $MeO \times Fe_2O_3$, где **Me** - любой металл.

Оксиды измельчают на маленькие куски и смешивают в определенной пропорции. Магнитопроводы необходимых размеров и конфигураций прессуют из полученной смеси при давлении $10-30 \text{ кН / см}^2$ ($1-3 \text{ т / см}^2$) и выжигают при температуре $1200-1400 \text{ }^\circ \text{C}$. Готовые магнитопроводы серо-черного цвета имеют высокую твердость, но довольно хрупкие. Обмотки обычно наматывают без непосредственно на ферритовые магнитопроводы без дополнительной изоляции последних. Удельный электрическое сопротивление ферритов в миллионы раз больше чем у металлических ферромагнетиков, что практически устраняет вихревые токи. Это позволяет перемагничивать ферриты с частотой в сотни килогерц и обеспечивать высокую скорость выполнения операций современных управляющих и вычислительных машин. Наиболее распространенные магниево-марганцевые ферриты марок ВТ (1.3ВТ, 0,16 ВТ и др.). Они имеют относительно низкую точку Кюри ($140 - 300 \text{ }^\circ \text{C}$), что обуславливает значительное изменение их магнитных параметров при нагревании. Ферриты на базе лития, с точкой Кюри 630°C , имеют значительно лучшие температурные характеристики. Для магнитопроводов цифровых устройств широко применяют бифериты, есть ферриты с двумя металлами, например, магниево-марганцевые или литий-натриевые ферриты, а также полифериты, которые являются твердыми растворами трех и более ферритов.

Магнитно-твердые материалы. Магнитно-твердые материалы, как уже отмечалось, применяют:

- Для изготовления постоянных магнитов;
- Для записи информации (например, для звукозаписи).

При оценке свойств магнитно-твердых материалов могут оказаться существенными механические свойства (прочность), обрабатываемость материала в процессе производства, а также плотность, удельное электрическое сопротивление, стоимость и др.. Особенно важно в некоторых случаях вопрос стабильности магнитных свойств.

Важнейшими материалами для постоянных магнитов являются сплавы Fe-Ni-Al. Большую роль в образовании высококоэрцитивной состояния этих сплавов играет механизм дисперсионного твердения.

Такие материалы имеют большое значение коэрцитивной силы, потому что их намагничивание происходит в основном за счет процессов вращения.

Сплавы Fe-Ni-Al без легирующих элементов не применяют из-за их сравнительно низкие магнитные свойства. Наиболее распространенными являются сплавы, легированные медью и кобальтом. Висококобальтови сплавы, содержащие более 15% Co, как правило, используют с магнитной или с магнитной и кристаллической текстурой.

Магнитная текстура является результатом термомагнитного обработки, которая заключается в охлаждении в магнитном поле напряженностью 160-280 кА / м сплава от высоких температур (1250-1300 ° С) до примерно 500 ° С. При этом рост магнитных характеристик происходит только в направлении действия поля, т.е. материал становится магнитно-анизотропными.

Дальнейшее существенное повышение магнитных свойств сплавов Fe-Ni-Al-(Co) возможно созданием магнитов из макроструктурой в виде столбчатых кристаллов. Кристаллическую структуру получают в процессе особых условий охлаждения сплава.

Приведем краткие рекомендации по выбору марок сплавов. Безкобальтови сплавы (ЮНД и др.). Есть дешевые, их свойства относительно низкие. Сплавы ЮНДК15 и ЮНДК18 применяют, когда требуются относительно высокие магнитные свойства и материал не должен иметь магнитную анизотропию. Сплавы, содержащие 24% Co (ЮН13ДК24 и др.), Имеют высокие магнитные свойства в направлении магнитной текстуры, хорошо технологически освоены и имеют широкое применение.

Сплавы с направленной кристаллизацией, например ЮН13ДК25БА, и др., Имеющих наибольшую W_{max} и, следовательно, могут обеспечить наименьшие массу и габариты магнитных систем.

В тех случаях, когда система разомкнута, применяют сплавы с наиболее высокой H_c , например титанистый сплав ЮНДК35Т5.

Сплавы с монокристаллевой структурой (ЮНДК35Т5АА и ЮНДК40Т8АА) по сравнению со сплавами с направленной кристаллизацией имеют следующие преимущества: более высокие магнитные свойства за счет дальнейшего совершенствования структуры, наличие трех взаимно перпендикулярных направлений, в которых свойства оптимальны; лучшие механические свойства.

Основные недостатки сплавов Fe-Ni-Al-(Co) - плохие механические свойства (высокие твердость и хрупкость), что значительно усложняет их механическую обработку.

Магниты из порошков. Магниты, которые получают методами порошковой металлургии, можно разделить на металлокерамические, металлопластичные и оксидные.

Для первых двух групп физические процессы образования высококоэрцитивной состояния зависят от тех же причин, что и для монокристаллических магнитов, для двух других групп необходимым условием получения высококоэрцитивной свойств является измельченный до определенной степени дисперсии состояние, которому соответствует однодоменная структура.

Металлокерамические магниты получают из металлических порошков прессованием их без материала, что их связывает, и спеканием при высокой температуре. По магнитным свойствам они лишь немного уступают литым магнитам, но дороже остальных.

Металлопластичные магниты производят, как металлокерамические, из металлических порошков, но прессуют их вместе с изолирующей связкой и подвергают нагреву до невысокой температуры, необходимой для полимеризации вещества, что их связывает. По сравнению с отлитыми

магнитами они снижены магнитные свойства, но имеют большой электрическое сопротивление, малый плотностью и относительно дешевы.

Среди окислительных магнитов практическое значение имеют магниты на основе ферритов бария и кобальта.

Бариевые магниты. Промышленность выпускает две группы бариевых магнитов: изотропные (БИ) и анизотропные (БА).

Бариевые магниты по сравнению с отлитыми имеют очень большую коэрцитивная силу и малый остаточную индукцию. Удельное электрическое сопротивление r бариевых магнитов в миллионы раз выше, чем r металлических материалов, что позволяет использовать бариевые магниты в магнитных цепях, которые подвергаются воздействию полей высокой частоты. Бариевые магниты не содержат дефицитных и дорогих материалов, они примерно в 10 раз дешевле чем магниты с ЮНДК24.

К недостаткам бариевых магнитов следует отнести плохие механические свойства (высокие хрупкость и твердость) и, самое главное, большую зависимость магнитных свойств от температуры. Температурный коэффициент остаточной магнитной индукции $TK B r$ бариевых магнитов примерно в 10 раз больше, чем $TK B r$ литых магнитов. **Кроме того, бариевые магниты имеют необратимость** свойств при охлаждении, т.е. имеют более высокую температурную стабильность, чем бариевые. Однако и они имеют температурный гистерезис, но он появляется не в области отрицательных температур, как в бариевых магнитов, а при положительных температурах (при нагревании свыше $80^{\circ} C$).

Другие материалы для постоянных магнитов.

Мартенситные стали. Мартенсит называют вид микроструктуры стали, получаемой при ее закалке. Образование мартенсита сопровождается значительными объемными изменениями, созданием большого внутреннего напряжения решетки и возникновением больших значений коэрцитивной силы.

Мартенситные стали начали применять для изготовления постоянных магнитов раньше других материалов. В данное время их используют сравнительно мало из-за низких магнитных свойства. Однако полностью от них еще не отказались, потому что они недороги и допускают механическую обработку на металлорежущих станках.

Сплавы, пластически деформируются. Эти сплавы обладают высокими в отношении механической обработки свойства. Они хорошо штампуются, режутся ножницами, обрабатываются на металлорежущих станках. Из сплавов, пластически деформируются, можно изготовить ленты, пластины, листы, проволока. В отдельных случаях (при изготовлении мелких магнитов сложной конфигурации) целесообразно применение металллокерамической технологии. Марок сплавов, пластически деформируются много, и физические процессы, благодаря которым они имеют высокие магнитные свойства, разнообразны. Наиболее распространенные сплавы кунифе (Cu-Ni-Fe) и викалой (Co-V). Сплавы кунифе анизотропные, намагничиваются в направлении прокатки, часто применяются в виде проволоки малых толщин, а также штамповки. Викалой применяют для изготовления мельчайших магнитов сложной или ажурной конфигурации и как высокопрочные магнитные ленты или проволока.

Сплавы на основе благородных металлов. К ним относятся сплавы серебра с марганцем и алюминием (сильманал) и сплавы платины с железом (77,8% Pt; 22,2% Fe) или платины с кобальтом (76,7% Pt; 23,3 % Co). Материалы этой группы, особенно те, которые содержат платину, очень дорогие, поэтому их применяют только для сверхминиатюрных магнитов массой в несколько миллиграммов. При изготовлении магнитов из всех сплавов этой группы широко используют металллокерамическую технологию.

Эластичные магниты. Как отмечалось, важнейшим недостатком основных групп материалов для постоянных магнитов - литых сплавов и магнитотвердых ферритов - является их плохие механические свойства (высокие твердость и хрупкость). Применение же сплавов, пластически деформируются ограничено их высокой стоимостью. В последнее время появились магниты на резиновой

основе. Они могут быть любой формы, что позволяет технология резины - в виде шнуров, длинных полос, листов и т.п. Такой материал легко режется ножницами, штампуются, сгибается, скручивается. Известно применение "магнитной резины" как писем магнитной памяти для вычислительных машин, магнитов для систем отклонения в телевидении, магнитов, корректируют, и др..

Эластичные магниты изготавливаются из резины и мелкого порошка магнитотвердых материалов (наполнитель). В качестве наполнителя чаще всего используют феррит бария.

Материалы для магнитных лент. Под магнитными лентами понимают носители магнитной записи информации. Наибольшее распространение имеют сплошные металлические ленты из нержавеющей стали, биметаллические ленты и ленты на пластмассовой основе с порошковым рабочим слоем. Сплошные металлические ленты используют, главным образом, в специальных целях и при работе в широком температурном диапазоне; ленты на пластмассовой основе имеют более широкое применение. Основное назначение носителя магнитной записи состоит в создании на поверхности воспроизведенной головки магнитного поля, напряженность которого меняется (при протяжке ленты) во времени так же, как и сигнал, что записывается. Свойства лент с покрытием магнитными порошками существенно зависят не только от свойств исходных материалов, но и от степени измельчения частиц, объемной плотности магнитного материала в рабочем слое, ориентации частиц при наличии у них анизотропии формы и т.п.

Рабочий слой (или толщина металлической ленты) должен быть как можно тоньше, а сама лента - гладкой и гибкой для обеспечения максимального взаимодействия (магнитного контакта) между магнитными материалами ленты и головки. Остаточная намагниченность материала должна быть возможно более высокой.

К коэрцитивной силы предъявляют противоречивые требования: для уменьшения саморозмагничивания необходимо по возможности более высокое значение H_c (не менее 24 кА / м), а для облегчения процесса стирания записи желательна малая H_c . Требования высокой остаточной намагниченности и минимальной чувствительности к саморозмагничиванию наилучшим образом удовлетворяются при прямоугольной форме участка розмагничивальной петли гистерезиса, т.е. желательно иметь максимальное значение коэффициента выпуклости. Температурные и другие изменения магнитных свойств материала ленты должны быть наименьшими.

Промышленность выпускает магнитофонные ленты из сплава, не ржавеет, ЭП-31А и биметалла ЕП-352/353. Ленты имеют толщину 0,005-0,01 мм, $H_c = 24 - 40$ кА / м; $B_r = 0,08$ Тл.

Отечественные ленты на пластмассовой основе изготавливают преимущественно типов А2601-6 (тип 6 - для студийных магнитофонов) и А4402 - 6 (тип 10 - для бытовых и репортажных). В соответствии ГОСТу в обозначениях лент используют следующее: первый элемент - буквенный индекс означает назначение ленты: А - звукозапись, Т - видеозапись, В - вычислительная техника, И - точный запись; второй элемент - цифровой индекс (от 0 до 9), обозначает материал основы: 2 - диацетилцеллюлоза, 3 - триацетилцеллюлоза, 4 - полиэтилентерефталат (лавсан), третий элемент - цифровой индекс (от 0 до 9), означает толщину ленты:

2 - 18 мкм, 3 - 27 мкм, 4 - 36 мкм, 6 - 55 мкм, 9 - более 100 мкм, четвертый элемент - цифровой индекс (от 01 до 99), означает номер технологической разработки; пятый элемент - числовое значение номинальной ширины ленты в миллиметрах. После пятого элемента должен быть дополнительный буквенный индекс: П - для перфорированных лент; Р - для лент, используемых в радиовещании Б - для лент с бытовых магнитофонов.

В качестве материалов для магнитных порошков находят применение: феррит железа (магнетит), феррит кобальта, двуокись хрома и др.. Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки. Наибольшее применение получил

гамма-окись железа ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) игольчатой формы с длиной частиц около 0,4 мкм и отношением длины к диаметру, приблизительно равным трем. Получается порошок ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) за счет окисления магнетита (феррита железа) $\text{FeO} \times \text{Fe}_2\text{O}_3$ нагреванием его на воздухе при температуре около 150° С.

Изготовление магнитных лент может быть разнообразным. Чаще рабочий слой (магнитный лак) наносят на готовую основу, например, поливом лака из фильеры. Магнитный лак готовится заранее и состоит из магнитного порошка, связующего, растворителя, пластификатора и различных добавок, способствующих смачиванию и разделению частиц порошка и уменьшению абразивности рабочего слоя.

При использовании порошков с анизотропией формы частиц (например, игольчатых $\gamma\text{-Fe}$) в процессе производства ленты доли ориентируются определенным образом в результате воздействия на них магнитного поля. Окончательная обработка ленты состоит в каландрировании и полировке для улучшения качества ее поверхности.

Лента типа 6 обеспечивает высокое качество записи и воспроизведения звука при использовании в профессиональной аппаратуре на скорости 19,05 см / с и в бытовых магнитофонах на скорости 9,53 и 4,75 см / с.

Ленты необходимо хранить при температуре 10-25 ° С и относительной влажности воздуха 50-60%; недопустима температура выше 30 ° С, температура ниже 10 ° С не рекомендуется.

Помимо типов 6 и 10 отечественная промышленность производит и другие типы лент, например ленту Т4402-50 шириной 50,8 мм для поперечно-строчной записи черно-белого изображения.

Сплавы на основе редкоземельных металлов (РЗМ). Ряд соединений и сплавов с РЗМ имеет очень высокие значения коэрцитивной силы и максимальной удельной энергии. Из этой группы материалов наиболее интересные интерметаллические соединения типа RCo_5 , где R - редкоземельный металл.

Кроме рассмотренных основных групп магнитных материалов в технике используют и некоторые другие, которые имеют ограниченную область применения.

Термомагнитные материалы. Термомагнитными называют материалы с существенной зависимостью магнитной индукции (точнее, намагниченности насыщения, потому что обычно термомагнитный материал работает в режиме насыщения) от температуры в определенном интервале (в большинстве случаев $+60$, -60 ° С). Термомагнитные материалы используют, главным образом, как магнитные шунты или дополнительные опоры. Включение таких элементов в магнитные цепи позволяет осуществить компенсацию температурной погрешности или обеспечить изменение магнитной индукции в воздушном зазоре по заданному закону (терморегулирования).

Магнитострикционные материалы. Магнитострикция имеет непосредственное техническое применение в магнитострикционных вибраторах (генераторах) звуковых и ультразвуковых колебаний, а также в некоторых радиотехнических схемах и устройствах (вместо кварца для стабилизации частоты, в электромеханических фильтрах и т.д.).

В качестве магнитострикционных материалов применяют никель, пермендюр (сплавы Fe-Co, отличающиеся высокой намагниченностью насыщения), Альфер (сплавы Fe-Al), никелевый и никелькобальтовый ферриты и др..

Никель имеет большое абсолютное значение коэффициента магнитострикции насыщения $1 S = D l / l = -35 \times 10^{-6}$ (l - длина пластины к воздействию поля, $D l$ - изменение длины в результате воздействия поля; знак минус означает уменьшение длины). Обычно применяют никель марки Н толщиной 0,1 мм в виде жесткой необожженной ленты. После вырубки пластины оксидируют нагреванием на воздухе до 800 ° С в течении 15-25 мин. Образованная таким образом оксидная пленка служит для электрической изоляции пластин при составлении пакета. Никель имеет высокие

антикоррозионные свойства и малый температурный коэффициент модуля упругости.

В последнее время более широко применяют магнитострикционные ферриты, особенно в прецизионных фильтрах.

Сплавы с высокой индукцией насыщения. Из обычных материалов наивысшую индукцию имеет железо ($\gg 2,1$ Тл).

В тех случаях, когда выдвигаются наиболее высокие требования к габаритам

устройства, его массы и размера потока, применяют залезокобальтови сплавы, в которых индукция насыщения достигает 2,43 Тл, что позволяет получить экономию в массе и объеме по сравнению с железом на 15 - 20%. На практике используют сплавы, содержащие 30-51% Со и 1,5-2,0% V, улучшает технологические свойства сплавов, возможность обработки их в холодном состоянии. Эти сплавы называют пермендюр.

Индукция насыщения сплавов с большим и малым содержанием кобальта примерно одинакова. Висококобальтови сплавы в слабых и средних полях имеют большие значения магнитной проницаемости, чем низькокобальтови, однако последние дешевле.

Кроме большого значения индукции насыщения пермендюр имеет значительную обратимую проницаемость, что делает его особенно ценным как материал для телефонных мембран. Недостатки пермендюр: малый удельное электрическое сопротивление ρ , высокая стоимость и дефицитность кобальта и ванадия. Пермендюр применяют в постоянных магнитных полях или в слабых переменных полях с сильным подмагничиванием постоянным полем. Из материалов этой группы нормированный сплав 50 КФ (49,0-51% Со; 1,5-2,0% V). Сплав имеет индукцию насыщения не менее 2,35 Тл и $q = 980^\circ \text{C}$.

Преимущество залезокобальтових сплавов перед технически чистым железом ощущается при магнитной индукции выше 1,0 Тл. Различие в

значениях магнитной проницаемости достигает максимума при значении магнитной индукции около 1,8 Тл, при этом проницаемость кобальтовых сплавов больше проницаемости мягких сортов железа в десятки раз.

Специальные магнитные материалы обладают свойствами, которые обеспечивают им важные, но сравнительно узкие области применения. Магнитострикционные магнитные материалы - ферромагнитные металлы и сплавы, а также ферриты, обладающие достаточно большой магнитострикцией, т.е. изменением размеров образца при его намагничивании и размагничивании. Магнитострикционные материалы используют в излучателях и приемниках звука и ультразвука и в др. устройствах, преобразующих энергию электромагнитного поля в механическую и обратно. Магнитострикционными материалами являются: никель, НП2Т (Ni св. 98%), сплавы - пермендюр, 49 КФ (49% Co, 2% V, остальное Fe), алфер (12,5% Al, остальное Fe), никоей (4% Co, 2% Si, остальное Ni), керамич. ферриты-шпинели на основе Ni, Co, Cu. Перспективные магнитострикционные материалы - интерметаллические соединения типа RFe_2 , где R - Y, Tb, Dy, например $Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe_2$. В приборостроении и измерительной технике широко применяют инварные сплавы с низким коэффициентом термического расширения и элинварные сплавы, обладающие малым температурным коэффициентом упругости. Такими свойствами обладают сплавы Fe-Ni, Fe-Pt, Fe-Ni-Co, Fe-Ni-Cr, Fe-Co-Cr.

Термомагнитные материалы - ферромагн. сплавы с сильной зависимостью остаточной намагниченности от температуры. Их применяют для компенсации температурных изменений магнитных потоков в приборах и реле, момент срабатывания которых зависит от температуры. К термомагнитным материалам относятся сплавы Ni-Fe-Cr, Ni-Cu (кальмаллой), Ni-Fe (термаллой) и др.

Магнитооптические магнитные материалы способны вращать плоскость поляризации света, прошедшего через образец или отраженного от него, и

используются для управления световыми потоками (в лазерной технике и оптоэлектронике). Относительно прозрачные в ближнем ИК диапазоне ферриты-гранаты [напр., $(YBi)_3Fe_5O_{12}$], ферриты-шпинели, ортоферриты и другие применяют в устройствах, предназначенных для пространственно-временной модуляции света. Непрозрачные магнитные материалы на основе интерметаллических соединений, например РЗЭ с элементами подгруппы железа, а также на основе $MnBi$, $MnAs$ служат в качестве запоминающей среды в магнитооптических запоминающих устройствах.

СВЧ Магнитные материалы применяют в радиоэлектронике, для изготовления волноводов, фазовращателей, преобразователей частоты, модуляторов, усилителей и т. п. Специфические требованиями к магнитным материалам для СВЧ диапазона являются: высокая чувствительность к управляющему магнитному полю, высокое удельное электрическое сопротивление, малые электромагнитные потери, высокая температура Кюри. Наиболее распространены никелевые, никель-медно-марганцевые ферриты-шпинели, иттриевый феррит-гранат, легированный РЗЭ. Применяют металлические сплавы Fe-Ni, Fe-Al, Fe-Al-Cr. Их используют главным образом для создания поглотителей мощности в различных изделиях СВЧ техники. Композиционные СВЧ Магнитные материалы используют для создания экранов для защиты от СВЧ полей. Металлическими наполнителями являются Fe, Co, Ni, сплавы сендаст; связующими - различные полимерные смолы и эластомеры.

Жидкие магнитные материалы, или магнитные жидкости, представляют собой однородную взвесь мелких (10^{-3} - 10^{-1} мкм) ферромагнитных частиц в воде, керосине, веретенном масле, фторуглеводородах, сложных эфирах, жидких металлах. Магнитные жидкости применяют для визуализации структуры постоянных магнитных полей и доменной структуры ферромагнетиков, в качестве рабочей среды магнитоуправляемых поляризационных светофильтров, а также при создании гидромеханических преобразователей и излучателей звука. Изучаются проблемы, связанные с использованием магнитных

жидкостей в биологии и медицине, например для управляемого рентгеновского контрастирования полых органов, создания депо лекарственных препаратов, локального повышения температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вейник А.И. Термодинамическая пара. Минск, 1973
2. Анатырчук Л.И. и др. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Киев, 1979 Термоэлектрические охладители. М., 1983
3. Куинн Т. Температура. М., 1986